

ЛУЦЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

На правах рукопису

БУРБАН Олександр Вікторович

УДК 621.315.592

ДЕФОРМАЦІЙНІ ЕФЕКТИ В $(L_1 - \Delta_1)$ -МОДЕЛІ ЗОНИ ПРОВІДНОСТІ
КРИСТАЛІВ ГЕРМАНІЯ

Спеціальність 01.04.10 – фізика напівпровідників і
діелектриків

Дисертація
на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Науковий керівник:
Луньов Сергій Валентинович,
кандидат фізико-математичних наук,
доцент

Луцьк – 2016

ЗМІСТ

ВСТУП.....	4
РОЗДІЛ 1. ТЕНЗОРЕЗИСТИВНИЙ ЕФЕКТ У МОНОКРИСТАЛАХ <i>n-Ge</i>	12
1.1. П'єзоопір Смита – Херрінга для монокристалів <i>n-Ge</i>	12
1.2. Механізми п'єзоопору в умовах симетричного розміщення осі деформації відносно всіх ізоенергетичних еліпсоїдів у монокристалах <i>n-Ge</i>	21
1.3. Визначення параметрів енергетичних мінімумів зони провідності германія.....	23
1.4. Анізотропія розсіяння носіїв заряду в монокристалах <i>n-Ge</i>	27
1.5. Висновки до розділу 1.....	34
РОЗДІЛ 2. МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ.....	35
2.1. Опис установки для створення одновісної пружної деформації.....	35
2.2. Вимірювання електричних параметрів досліджуваних зразків	40
2.3. Виготовлення зразків <i>n-Ge</i> з оптимальними параметрами	47
2.4. Висновки до розділу 2.....	55
РОЗДІЛ 3. ПАРАМЕТРИ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНОГО Δ_1 -МІНІМУМУ ЗОНИ ПРОВІДНОСТІ КРИСТАЛІВ ГЕРМАНІЮ.....	56
3.1. Визначення компонент тензора ефективної маси для окремо взятого Δ_1 -еліпсоїда в <i>n-Ge</i>	56
3.2. Константи деформаційного потенціалу та баричні коефіцієнти для Δ_1 -мінімуму зони провідності монокристалів германія.....	62
3.3. Вплив інверсії типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму в монокристалах <i>n-Ge</i> на ефект екранування.....	70
3.4. Розрахунок енергії іонізації основного стану мілких донорів для Δ_1 -моделі зони провідності <i>n-Ge</i>	76

3.5. Висновки до розділу 3.....	83
РОЗДІЛ 4. МЕХАНІЗМИ ТЕНЗОЕФЕКТІВ ТА РОЗСІЯННЯ НОСІЇВ	
ЗАРЯДУ В $(L_1-\Delta_1)$-МОДЕЛІ ЗОНИ ПРОВІДНОСТІ	
МОНОКРИСТАЛІВ ГЕРМАНІЯ.....	
4.1. Фононне розсіяння при анізотропному законі дисперсії електронів для невідродженого електронного газу.....	84
4.2. Вплив температури на тензочутливість сильнодеформованих монокристалів <i>n-Ge</i>	91
4.3. Розсіяння електронів для однодолинної, двохдолинної та чотирьохдолинної L_1 -моделі зони провідності <i>n-Ge</i>	97
4.4. Розсіяння електронів для монокристалів <i>n-Ge</i> в умовах інверсії типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного мінімуму.....	106
4.5. Вплив нееквівалентного міждолинного розсіяння між L_1 - та Δ_1 -мінімумами на p' езоопір <i>n-Ge</i>	115
4.6. Висновки до розділу 4.....	124
ВИСНОВКИ.....	125
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	128

ВСТУП

Актуальність теми. Сучасний науково-технічний прогрес електронної техніки пов'язаний як з розробкою нових матеріалів, так і з вдосконаленням необхідних властивостей вже існуючих. Одержані ж матеріали з необхідними властивостями вже в подальшому можуть стати основою для створення різноманітних складних пристроїв мікро- та наноелектроніки. Такий напівпровідниковий матеріал, як германій, незважаючи на досить детальне вивчення його властивостей, і надалі залишається модельним об'єктом при поясненні як знову відкритих, так і відомих процесів та явищ в об'ємі та на поверхні. В багатьох випадках германій є сировинним матеріалом для створення різного роду приладів та сенсорів, таких як діоди, тріоди, силові випрямлячі, дозиметричні прибори, тензодатчики. Монокристалічний германій n-типу провідності в даний час є основним матеріалом в якості оптичного середовища для лінз, об'єктивів, фільтрів, які використовуються для області спектра 3–5 мкм та 8–14 мкм. Висока рухливість електронів у германії дозволяє створювати нанотранзистори з високопровідними каналами, час перемикання яких може складати пікосекунди. Масиви Ge квантових точок, гетероструктури Si/Ge з успіхом можуть бути використанні в якості перспективних матеріалів для виготовлення фотодетекторів ближнього інфрачервоного діапазону, світловипромінюючих діодів для цієї ж спектральної області, сонячних елементів, термоелектричних перетворювачів, комірок пам'яті.

З точки зору розуміння електрофізичних властивостей германія головним є надійно встановлена енергетична зонна структура цього матеріалу, яка складається з мінімумів різної симетрії. В n-Ge крім основних мінімумів зони провідності (L_1 - мінімумів) існують додаткові (неосновні) Δ_1 -мінімуми, які розміщені за шкалою енергій на 0,18 eV вище основних в кристалографічно еквівалентних напрямках $\langle 100 \rangle$. Значна віддаленість цих мінімумів від основних як за енергією, так і по квазіімпульсу не сприяла дослідженням їх впливу при малих фізичних збуреннях на властивості матеріалу. Тому на сьогодні в літературі, незважаючи на досить інтенсивні дослідження, існує

обмежена кількість як експериментальних, так і теоретичних робіт, присвячених дослідженню впливу радикальної деформаційної перебудови зонної структури монокристалів n-Ge на їх фізичні властивості.

Використання сильних одновісних або гідростатичних тисків дозволяє вивчати особливості зонної структури монокристалів n-Ge, визначати параметри різних мінімумів зони провідності, основними з яких є константи деформаційного потенціалу та компоненти тензора ефективної маси. Відомості ж про дані параметри дозволяють теоретично пояснювати одержані експериментальні результати впливу на монокристали германія значних деформаційних, електричних, оптичних та магнітних полів, конструювати різні елементи функціональної електроніки з наперед прогнозованими характеристиками, які працюватимуть у таких екстремальних умовах. Тому проблемі дослідження впливу деформаційних полів на фізичні властивості напівпровідників та напівпровідникових наноструктур, створення на основі них різних електронних приладів та датчиків присвячена значна увага багатьох фізиків та технологів, які працюють в області напівпровідникового матеріалознавства.

Таким чином, стан наукових досліджень для вибраного напрямку на час виконання даної роботи і визначає актуальність обраної теми.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Наукові дослідження, проведені в дисертаційній роботі, безпосередньо пов'язані з напрямком наукових досліджень та планами наукових семінарів кафедри фізики і електротехніки Луцького національного технічного університету. Основою для підготовки та подання дисертаційної роботи була науково-дослідна робота на тему “Морфологічні методи і моделі контролю якості напівпровідникових та композитних матеріалів”, № державної реєстрації 0110U002221.

Мета і завдання дослідження. Мета роботи полягає у вивченні впливу радикальної перебудови зонної структури монокристалів n-Ge при дії значних

деформаційних полів на механізми тензоефектів та розсіяння носіїв заряду. Для досягнення поставленої мети необхідно було розв'язати наступні задачі:

1. На основі теорії анізотропного розсіяння та експериментальних досліджень тензорезистивного ефекту для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge при температурі рідкого гелію та азоту знайти константи деформаційного потенціалу та компоненти тензора ефективної маси для Δ_1 -мінімумів зони провідності n-Ge.
2. Обчислити, використовуючи варіаційний метод Рітца, енергію іонізації основного стану мілких донорів Sb, P, As для Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів n-Ge з врахуванням та без врахування хімічного зсуву для даних домішок.
3. Оцінити вплив інверсії типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму в n-Ge, обумовленої одновісним тиском вздовж кристалографічного напрямку [100], на ефект екранування.
4. Дослідити розсіяння електронів в деформованих монокристалах n-Ge при сильних одновісних та гідростатичних тисках.
5. Оцінити вплив електрон-фононої взаємодії на тензорезистивний ефект одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] до тисків 3 ГПа монокристалів n-Ge при різних температурах.

Об'єкт досліджень: процеси радикальної перебудови в зонній структурі монокристалів германію і їх вплив на тензоефекти та розсіяння носіїв заряду при дії деформаційних полів.

Предмет досліджень: монокристали германія n-типу провідності, леговані різними домішками з різною концентрацією.

Методи дослідження. Для вирішення поставлених завдань використовувався метод дослідження тензоефектів при одновісній пружній деформації, теорія анізотропного розсіяння та деформаційного потенціалу, варіаційний метод Рітца.

Наукова новизна одержаних результатів

1. На основі теорії анізотропного розсіяння та експериментальних даних лише поздовжнього тензорезистивного ефекту монокристалів n-Ge при одновісних тисках, коли реалізується інверсія типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму, знайдено константи деформаційного потенціалу, ефективну масу густини станів та компоненти тензора ефективної маси для Δ_1 -мінімуму.

2. Вперше на основі теоретичних розрахунків з врахуванням хімічного зсуву та анізотропії закону дисперсії, обчислено енергію іонізації основного стану мілких донорів Sb, P, As, зв'язаних із Δ_1 -долинами зони провідності германія. Даний підхід може бути розповсюджений для знаходження відповідних параметрів інших типів мінімумів зони провідності германія або для таких технічно актуальних багатодолинних напівпровідників, як Si, GaAs, CdSb, InSb, при розгляді кінетичних ефектів, коли проявляється суттєвий вклад вище розташованих мінімумів (ефекти розігріву носіїв струму, радикальна перебудова зонної структури матеріалу при сильних деформаціях).

3. Виявлено, що такий важливий параметр у напівпровідникових матеріалах, як радіус екранування, зазнає змін у результаті інверсії типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму зони провідності n-Ge, обумовленої одновісним деформуванням ($\approx 2,8$ ГПа) вздовж кристалографічного напрямку [100].

4. Для недеформованих та одновісно деформованих вздовж кристалографічних напрямків [111] та [110] n-Ge з температурних залежностей питомого опору $\rho(T)$ виявлено, що для чотирьохдолинної L_1 -моделі зони провідності n-Ge важливим є розсіяння електронів на оптичних та міждолинних фононах. У випадку двох- та однодолинної L_1 -моделі домінуючим буде розсіяння електронів на акустичних фононах.

5. Встановлено, що для чотирьох та шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі в температурному інтервалі 100–300 К істотним, на відміну від L_1 -моделі, є міждолинне розсіяння. Лише для двохеліпсоїдної Δ_1 -моделі, утвореної

одновісним тиском вздовж кристалографічного напрямку [100], розсіяння електронів на міждолинних фононах, які відповідають g-переходам, є другорядним у відношенні до розсіювання на акустичних фононах та іонах домішки.

6. При температурі рідкого азоту, з аналізу концентраційних залежностей рухливості електронів, в рамках теорії анізотропного розсіяння для L_1 - та Δ_1 -моделей зони провідності монокристалів германія слідує, що рухливість електронів залежить не лише від їх ефективної маси та часу релаксації, але й від параметра анізотропії ефективних мас для електронів цих мінімумів. Особливо ефект анізотропії стає відчутним для концентрацій легуючої домішки $N_d > 10^{15} \text{ см}^{-3}$, коли домінуючим є розсіяння електронів на іонах домішок.

7. Встановлено, що на величину тензорезистивного ефекту для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge при одновісних тисках $P > 1,5 \text{ ГПа}$ додатково впливає механізм міждолинного розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 -мінімумами.

Практичне значення отриманих результатів.

1. Дослідження тензорезистивного ефекту при одновісних тисках більших, ніж 1,5 ГПа, за яких вже традиційний ефект п'єзоопору Сміта – Херрінга відсутній, дозволило отримати для монокристалів n-Ge при одновісній деформації вздовж кристалографічного напрямку [100] значний тензорезистивний ефект, величина якого залежать від концентрації легуючої домішки та температури. Це дає змогу розширити діапазон тензочувливості для монокристалів n-Ge від 1,5 до 3 ГПа, що відкриває перспективи конструювання на основі n-Ge тензодатчиків, які, на відміну від n-Si, зможуть працювати в умовах таких значних деформаційних полів. Висока, порівняно з кремнієм, рухливість електронів та значна анізотропія коефіцієнта тензочувливості при одновісному тиску для n-Ge може бути використана для створення на основі

германія принципово нових та унікальних за своїми властивостями тензодатчиків – високочутливих гетероепітаксціальних тензорезисторів та наносенорів механічного тиску нового покоління.

2. Отримані значення констант електрон-фононої взаємодії для оптичних та міждолинних фононів у L_1 -моделі, констант акустичного потенціалу деформації та компонент тензора ефективної маси для Δ_1 -мінімумів можуть бути використанні для опису та моделювання різних кінетичних та оптичних ефектів у n-Ge і відповідно створення на основі германія різних електронних приладів та датчиків, які працюватимуть при екстремальних умовах дії значних деформаційних, електричних, магнітних, оптичних полів, коли проявляється вклад даних мінімумів у відповідні ефекти.

3. Оскільки властивості Ge наноструктур суттєво залежать від величини та розподілу в них внутрішніх механічних напружень, які виникають в процесі їх синтезу, то дослідження впливу деформаційних полів на зонну структуру та механізми розсіяння носіїв заряду є важливим при прогнозуванні необхідних електрофізичних властивостей напружених наноструктур, у яких використовується германій (квантові точки Ge, гетероструктури Si/Ge).

Особистий внесок здобувача. У роботах, виконаних у співавторстві, особистий внесок автора полягає в одержанні зразків монокристалів n-Ge оптимальних геометричних розмірів та форми для дослідження тензоефектів при високих одновісних тисках, в автоматизації вимірювальної установки для досліджень тензоефектів. Також автор особисто провів більшість експериментальних досліджень, окремі теоретичні розрахунки, брав активну участь в обговоренні одержаних результатів, написанні наукових праць, а також у представленні результатів на конференціях і семінарах різного рівня.

Так, у роботах [5-6, 9-11, 16, 17, 19, 26, 28] автор провів виміри тензорезистивного ефекту для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge при різних температурах. В роботах [4, 23, 25] автором одержано температурні залежності питомого опору для одновісно деформованих вздовж кристалографічних

напрямків [111] та [110] монокристалів n-Ge. В роботах [1, 8, 9, 13, 18, 20, 24, 27] автором були проведені розрахунки параметра анізотропії часів релаксації для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності n-Ge при різних температурах та концентраціях легуючої домішки, оптимальних геометричних розмірів, форми досліджуваних зразків n-Ge та впливу концентрації легуючої домішки на вимірювання електричних параметрів напівпровідників. В роботах [2, 3, 12, 15, 21] автором розраховувався радіус екранування для L_1 - та Δ_1 -мінімумів. В роботах [7, 29] автором проводились розрахунки енергії іонізації мілких донорів Sb, P, As, зв'язаних із Δ_1 -долинами зони провідності германія, без врахування хімічного зсуву.

Апробація результатів дисертації. Основні результати, які подані в дисертації, доповідались на I Міжнародній науково-практичній конференції “Актуальні проблеми прикладної фізики АППФ” (м. Севастополь, 2012 р.); на Всеукраїнській науковій конференції “Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики АПТЕПФ–2012” (м. Тернопіль, 2012 р.); на VI Українській конференції з фізики напівпровідників УНКФН-6 (м. Чернівці, 2013 р.); на VI та VII Міжнародній конференції “Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали РНАОПМ’2012 та РНАОПМ’2014” (м. Луцьк, 2012 та 2014 р.); The XVIIIth International Seminar on Physics and Chemistry of Solids (Lviv, 2012); Proceedings of X International Scientific Conference “Electronics and Applied Physics” (Kyiv, 2014); на X Международной научно-технической конференции “Квантовая электроника 2015” (Минск, 2015); на конференції молодих вчених з фізики напівпровідників “Лашкарьовські читання 2012, 2013, 2014” (Київ 2012, 2013, 2014 рр.); на Міжнародній науковій конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “Еврика – 2012, 2013, 2014” (Львів 2012, 2013, 2014 рр.); на II та III Всеукраїнській науково-практичній конференції “Фізика і хімія твердого тіла: стан, досягнення і перспективи” (Луцьк, 2012 р.); на наукових семінарах кафедри фізики і електротехніки Луцького національного технічного університету.

Публікації. За матеріалами дисертації опубліковано 29 друкованих праці, з яких 11 статей у фахових журналах.

Структура дисертації. Дисертація складається з вступу, чотирьох розділів, висновків та переліку використаної літератури. Загальний обсяг дисертаційної роботи становить 141 сторінка: з яких 39 рисунків та 6 таблиць. У роботі використано 126 бібліографічних посилань.

РОЗДІЛ 1

ТЕНЗОРЕЗИСТИВНИЙ ЕФЕКТ У МОНОКРИСТАЛАХ *n-Ge*

1.1. П'єзоопір Сміта – Херрінга для монокристалів *n-Ge*

Монокристалом *n-Ge* властива кубічна симетрія, а відстані між атомами в них визначаються мінімумом енергії взаємодії між найближчими сусідами. Будь-яка зовнішня механічна дія, яка є достатньою для зміни відстані між сусідніми атомами в кристалічній ґратці, змінює енергію взаємодії між ними, а отже, і вигляд потенціальної енергії взаємодії в рівнянні Шредінгера, що призводить відповідно до зміни енергетичної зонної структури [1].

Трансформація зонної структури напівпровідника під впливом деформації призводить як до зміни концентрації вільних носіїв заряду, так і їх рухливості, що, в свою чергу, впливає на залежність питомого електричного опору напівпровідника від деформації, тобто виникає тензорезистивний ефект, або ефект п'єзоопору [2].

Найпростішим випадком п'єзоопору є всесторонній (гідростатичний) стиск. У разі всестороннього стискування кристалів кубічної сингонії тензор деформації вироджується в скаляр. Стала ґратки кристала при цьому зменшується, що веде до збільшення інтеграла перекриття хвильових функцій електронів та зміни потенціальної енергії взаємодії між атомами кристалічної ґратки. Потенціальна енергія зростає як у разі стиску, так і розтягу кристалу, що призводить до зміни ширини заборонених та дозволених зон енергії [3]. Та додаткова потенціальна енергія електрона в деформованому кристалі називається потенціалом деформації. Тому ширина забороненої зони напівпровідника буде визначатись компонентами потенціалу деформації валентної зони та зони провідності.

Зміна ширини забороненої зони багатодолинного напівпровідника зумовлена тим, що зміщується як дно зони провідності, так і вершина валентної зони. При цьому необхідно враховувати, що швидкість зміщення вершини

валентної зони та зони провідності різна. У загальному випадку положення енергетичних зон у деформованому кристалі є функцією деформації та визначається компонентами потенціалу деформації валентної зони та зони провідності.

Всесторонній стиск, зазвичай, призводить до збільшення опору, що може бути зумовлене збільшенням ширини забороненої зони, а також збільшенням ефективної маси носіїв заряду з тиском [3].

Питомий опір напівпровідника при гідростатичному тиску в області домішкової провідності змінюється внаслідок [3]:

- зміни концентрації носіїв заряду внаслідок зміни ширини забороненої зони або глибини залягання домішкових рівнів;
- зміни часу релаксації з тиском, що може виникати, наприклад, через зміну фононного спектра;
- зміни ефективної маси носіїв заряду з тиском.

В області виснаження домішки, коли електропровідність визначається лише концентрацією домішки, всесторонній стиск може змінювати загальну концентрацію носіїв заряду тільки на значення подвійної зміни концентрації неосновних носіїв заряду, яка є надзвичайно малою порівняно з концентрацією основних носіїв заряду, що практично не може впливати на загальну електропровідність. Для багатьох напівпровідників п'єзоопір є досить суттєвим, що можна пояснити лише складною структурою зон.

Значно більший п'єзоопір спостерігається за однобічного стискування або розтягування. Якщо в напрямі стискування віддаль між атомами зменшується, то в поперечному напрямі – збільшується. Це по-різному змінює характер перекривання хвильових функцій атомів уздовж різних напрямів. У загальному випадку симетрія напівпровідника під дією довільної деформації знижується і енергетичний спектр електронів змінюється. У цьому разі повністю або частково змінюється ступінь виродження енергетичного спектра.

Для випадку багатодолинного напівпровідника тензор деформації однаковий для всіх долин, а компоненти тензора потенціалу деформації різні,

тому дно зони провідності кожної долини зміститься по-різному при деформації. Положення рівня Фермі від номера долини не залежить, тому відстань між рівнем Фермі та дном зони для різних долин стає різною. Це, відповідно, приводить до різного значення концентрації електронів у кожній з долин. Оскільки концентрація електронів у різних мінімумах під час деформації змінюється по-різному, то мінімуми перестають бути еквівалентними.

У роботі [4] експериментально досліджувався та вперше був описаний ефект п'єзоопору в монокристалах *n-Ge*. Було показано, що одновісна механічна напруга викликає зміну питомого опору в германії *n*- та *p*-типів провідності. Також був визначений повний тензор п'єзоопору для цього матеріалу. В цій роботі запропоновано можливий механізм п'єзоопору, який пов'язаний зі зміною структури енергетичних зон цього напівпровідника при деформації. Виходячи з цього, авторами було зроблено висновок, що за допомогою п'єзоопору можна експериментально отримувати важливу інформацію про енергетичну структуру багатодолинних напівпровідників.

Теоретичне пояснення ефекту п'єзоопору для кристалів *n-Ge* вперше було опубліковане в роботі [5]. На основі простої моделі напівпровідника, де ефективна маса носіїв заряду є скаляром, а ізоенергетичні поверхні мають сферичну форму, не можна було пояснити експериментальні дані роботи [4]. Тому авторами розглядалася так звана багатодолинна модель, для якої на краю зони Брілюена є певне число еквівалентних точок у \vec{k} -просторі, для яких поверхні постійної енергії є еліпсоїдами обертання з центрами у цих точках. Типову структуру енергетичних зон у германії зображено на рис. 1.1.

Авторами роботи [5] розглядався випадок некомпенсованих та неvirоджених багатодолинних напівпровідників типу *n-Ge* при орієнтації осі деформації, що не співпадає з напрямком, який симетричний відносно орієнтації головних осей всіх ізоенергетичних еліпсоїдів. У випадку одновісної пружної деформації (ОПД) змінюється симетрія кристалу та знімається virодження за енергією еквівалентних мінімумів зони провідності. Перебудова

у відносному розміщенні мінімумів зони провідності при ОПД призводить до того, що носії заряду, які за відсутністю механічної напруги були розподілені рівномірно по всіх мінімумах, за наявності механічної напруги зазнають перерозподілу між цими мінімумами у відповідності до розподілу Максвелла – Больцмана.

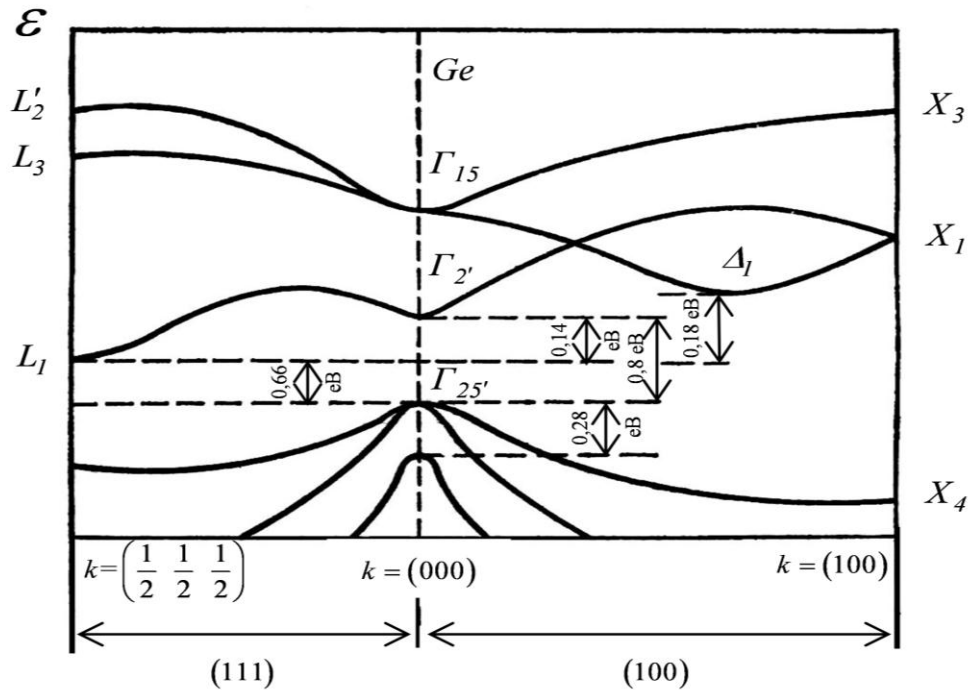


Рис. 1.1. Зонна структура монокристалів германія.

Тому в мінімумах, що опустилися вниз за шкалою енергій, концентрація електронів буде більшою, ніж у мінімумах, які піднялися вгору. Тобто, долини багатодолинного напівпровідника, який знаходиться під дією одновісної деформації, перестають бути еквівалентними.

Якби ізоенергетичні поверхні для даних мінімумів були сферично-симетричними, то рухливість носіїв заряду була б скаляром, а не тензором, і не залежала від номера долини. При цьому ефект п'єзоопору був би взагалі відсутній. Оскільки поверхні сталої енергії несферичні, а мають форму еліпсоїдів обертання, то рухливість носіїв заряду для конкретного еліпсоїда є різко анізотропною. З прикладанням направленої механічної напруги на такий багатодолинний напівпровідник його питома електропровідність стає також анізотропною, тобто має тензорний характер.

При теоретичних розрахунках, при лінійному за деформацією наближенні, величина енергетичної щільності між однотипними долинами зони провідності мала порівняно з kT , тобто:

$$\Delta E / kT \ll 1. \quad (1.1)$$

Недоліком таких досліджень є недостатня інформативність при поясненні експериментальних результатів для випадків, коли одночасно проявляються дія декількох механізмів тензоефектів. При досить значних деформаціях, коли $\Delta E \gg kT$, стають суттєвими нелінійні за деформацією ефекти [6].

Подальше вивчення та пояснення ефекту п'єзоопору було описано в роботах [7–17]. Чимало з цих робіт було присвячено дослідженню п'єзоопору в магнітних полях.

Так на основі досліджень п'єзоопору авторами роботи [7] було отримано вираз для тензора провідності в деформованих кристалах $n-Ge$ та $n-Si$ в області класичних магнітних полів.

У роботі [8] було показано, що при одновісній пружній деформації кубічного кристалу в довільному напрямку коефіцієнт поздовжнього п'єзоопору визначається комбінацією усіх трьох п'єзорезистивних коефіцієнтів:

$$\Pi_i = \Pi_{11} + 2(\Pi_{44} + \Pi_{12} - \Pi_{11})(n_1^2 n_2^2 + n_1^2 n_3^2 + n_2^2 n_3^2). \quad (1.2)$$

Для широкого інтервалу температур та різних концентрацій легуючої домішки в даній роботі отримано температурні залежності питомого опору, температурні та концентраційні залежності тензора п'єзоопору для n - і p -германія.

Чимало з вищезгаданих робіт було присвячено експериментальним дослідженням п'єзоопору. Авторами роботи [9] досліджувалась зміна опору n - та p - германія при одновісному стиску в кристалографічних напрямках [110] та [100], для температурного діапазону від 5 до 350 К. Найбільший ефект спостерігався для матеріалу n -типу провідності при деформації вздовж кристалографічного напрямку [110]. П'єзоопір на всій ділянці змінювався за законом T^{-1} , за виключенням невеликого відхилення в області кімнатної температури, що було пояснено наявністю міждолинного розсіяння. Для

напрямку [100] п'єзоопір при зміні температури мало змінювався для всіх зразків із різними концентраціями легуючої домішки.

Авторами роботи [10] вивчався вплив гідростатичного тиску до 30 кбар на питомий опір досить чистих зразків *Ge* в інтервалі від 300 до 350 К та при тиску до 7 кбар при температурах до 77 К. На основі припущення, що з ростом механічного тиску мінімуми <111> віддаляються від валентної зони, тоді як <100>-мінімуми наближаються до неї, авторами роботи [11] було кількісно пояснено залежності питомого опору та ширини забороненої зони від механічного тиску. Пізніше цей підхід був розвинений авторами роботи [12]. Авторами роботи [13] досліджувався п'єзоопір та ефект Холла при гідростатичному тиску на зразках германія n-типу провідності (рис 1.2 та рис 1.3). Невелику зміну питомого опору для початкової ділянки залежності $\rho = \rho(P)$ (Рис 1.2) до 10 кбар автори пояснили зменшенням рухливості електронів у L_1 -мінімумах. Для діапазону тисків 20–30 кбар, коли L_1 - та Δ_1 -мінімуми наближались один до одного, різко збільшувалась інтенсивність міждолинного нееквівалентного розсіяння, що, в свою чергу, спричиняло зменшення рухливості. Також рухливість електронів змінювалась при переході із L_1 - у Δ_1 -мінімуми за рахунок різної їхньої ефективної маси в цих мінімумах. Саме цими факторами пояснювалось різке збільшення опору для такого діапазону тисків. У точці максимуму залежності, при тиску 33 кбар, більшість електронів вже переселена до Δ_1 -мінімуму, однак нееквівалентне міждолинне розсіяння ще суттєво впливає на час релаксації. Використовуючи дані вимірювання, було визначено баричні коефіцієнти для L_1 -мінімуму:

$$\frac{dE_L}{dP} = (4,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-6} \frac{eV}{бар} \text{ та для } \Delta_1\text{-мінімуму} - -\frac{dE_{\Delta}}{dP} = (2,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-6} \frac{eV}{бар} .$$

Максимум даної залежності відповідає найбільш ефективній дії нееквівалентного міждолинного розсіяння електронів між L_1 -мінімумами та Δ_1 -мінімумами. Саме при тисках порядку 30 кбар дані мінімуми зрівнюються за шкалою енергій. Повернення сталої Холла при тиску до 65 кбар до свого початкового значення означає повне переселення електронів із L_1 - у

Δ_I -мінімуми. Також авторами роботи [13] на основі вимірювань п'єзо-холл-ефекту було побудовано залежності відносної зміни сталої Холла від тиску (Рис. 1.3).

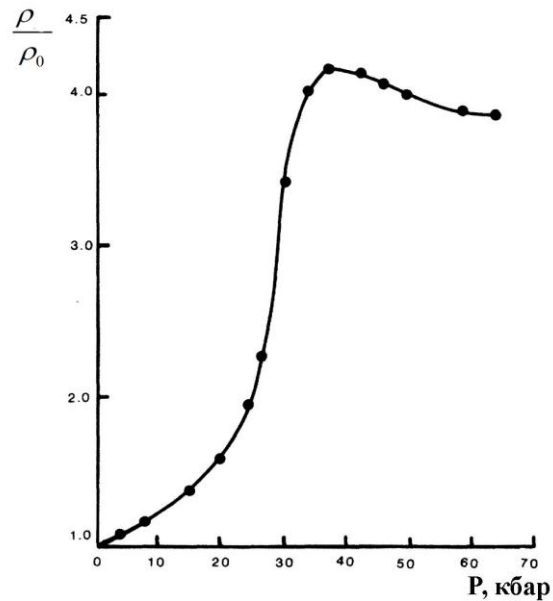


Рис. 1.2 Залежність питомого опору n -Ge від гідростатичного тиску при кімнатній температурі

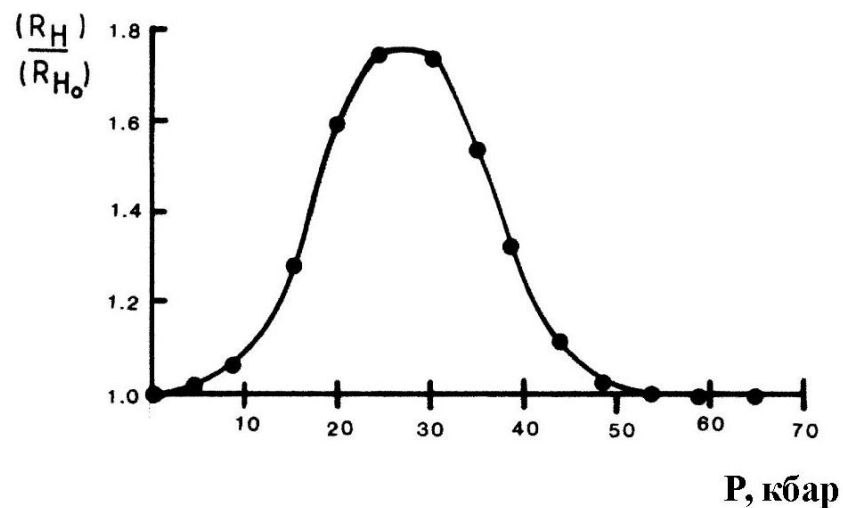


Рис. 1.3 Залежність сталої Холла від гідростатичного тиску при кімнатній температурі

Дані результати добре узгоджувались із даними опублікованої раніше роботи [14], згідно з якими для області гідростатичних тисків понад 60 кбар L_1 -мінімуми знаходяться на кілька kT вище за Δ_I -мінімуми. При цьому всі

електрони будуть знаходитись у Δ_1 -мінімумах і питомий опір буде повільно зменшуватись із тиском.

У роботі [15] досліджувався питомий опір та стала Холла в залежності від гідростатичного тиску при кімнатній температурі в $\text{Ge}\langle\text{Au}, \text{Sb}\rangle$ з частково заселеним при 0 К двохзарядним рівнем золота E_{Au}^{2-} по обидві сторони різнодолинного переходу, який відбувається при тисках $P \cong 2,8 \text{ ГПа}$. У рамках двохзонної моделі було розраховано баричні залежності $\rho(P)$, $R(P)$ (рис 1.4 та рис 1.5) та ефективну масу густини станів електронів для Δ_1 -мінімумів зони провідності германія $m_{d\Delta} = 1,05 \cdot m_0$.

Авторами даної роботи було показано, що при тисках $P < 1,4 \text{ ГПа}$ провідність визначається електронами L_1 -мінімумів, а при тисках $P > 4 \text{ ГПа}$ – Δ_1 -мінімумів. В діапазоні ж тисків $1,5 < P < 4 \text{ ГПа}$ вклад у провідність дають електрони обох мінімумів. Максимум залежності сталої Холла, як і в роботі [13], відповідає тиску, за якого L_1 - та Δ_1 -мінімуми зрівнюються за шкалою енергій і нееквівалентне міждолинне розсіяння електронів між цими мінімумами буде найбільш ефективним.

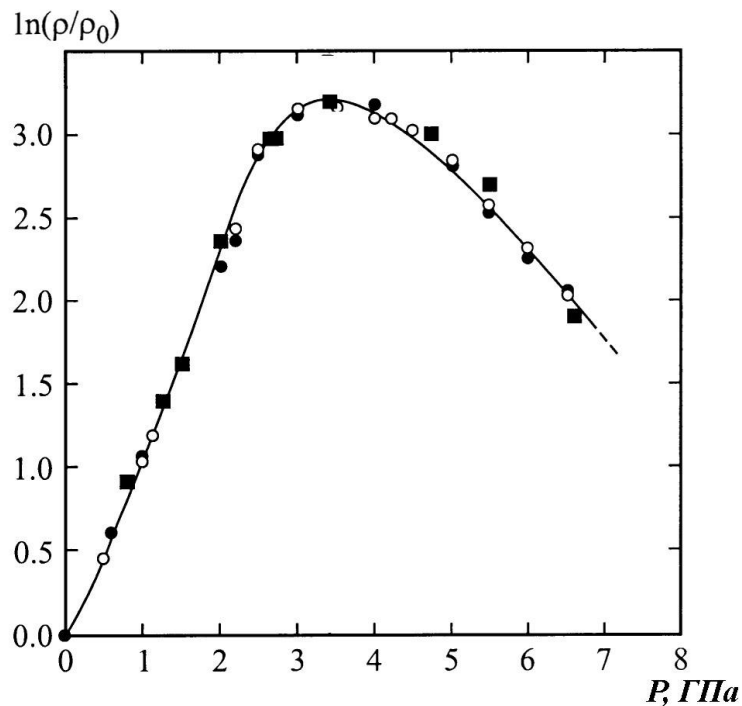


Рис. 1.4 Залежність питомого опору $n\text{-Ge}$ від гідростатичного тиску при температурі 295 К

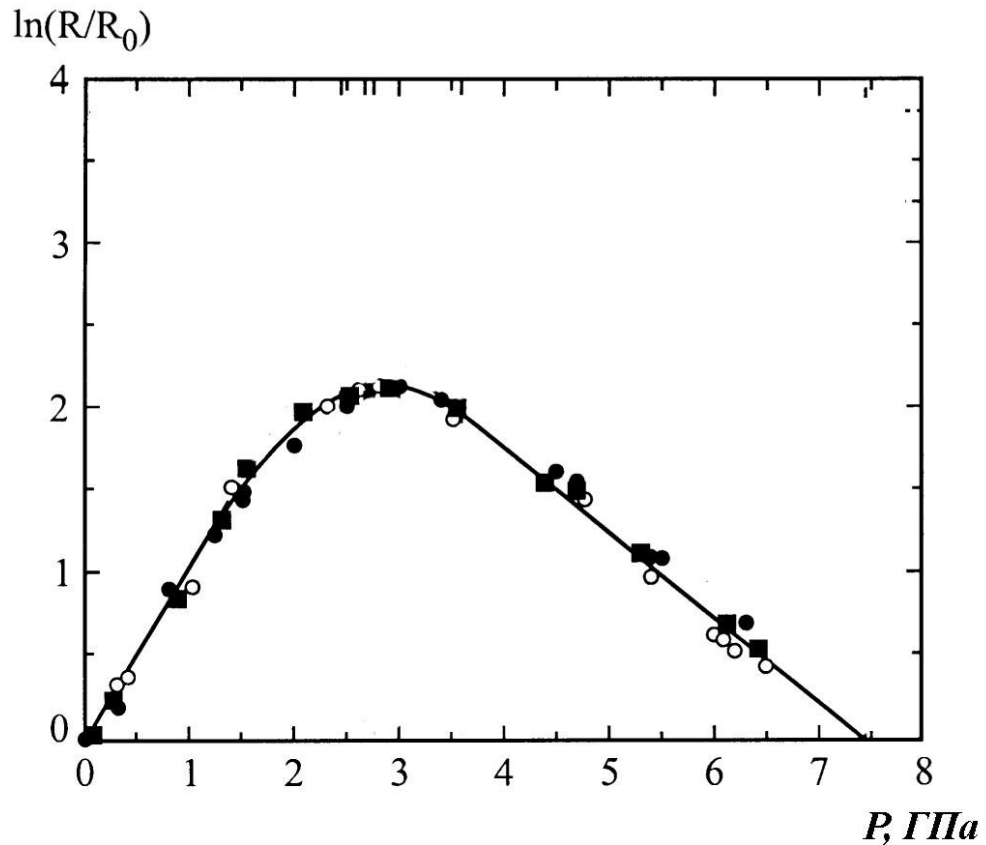


Рис. 1.5 Залежність коефіцієнта Холла для n -Ge від гідростатичного тиску при температурі 295 К

Вплив гідростатичного тиску на питомий опір p -Ge при температурах 125–150 °С досліджувався в [16]. Було показано, що для області власної провідності ширина забороненої зони збільшується на $5,4 \cdot 10^{-6}$ еВ/атм, що узгоджувалось із попередніми експериментальними результатами. Для області ж виснаження домішки опір незначно зменшувався з тиском, що свідчить про зростання рухливості дірок.

Зміна питомого опору від одновісної деформації монокристалів германія легованих домішками миш'яку та сурми досліджувалась у роботах [17] та [18].

У роботах [19, 20] розглядався вплив деформації на гальваномагнітні та термомагнітні ефекти в n -Ge для неквантуючих магнітних полів. При цьому враховувався тільки перерозподіл носіїв між екстремумами при збереженні їх

загального числа, тобто припускалось, що концентрація не залежить від деформації.

1.2. Механізми п'єзоопору в умовах симетричного розміщення осі деформації відносно всіх ізоенергетичних еліпсоїдів в монокристалах *n-Ge*

П'єзоопір монокристалів германія у випадку симетричного розміщення осі деформації є мало вивченим, оскільки при малих тисках він практично відсутній. Однак при високих тисках $P > 1,5 \text{ ГПа}$ спостерігається значна зміна питомого опору [21]. Дослідженню характеристик високоенергетичних мінімумів зони провідності *n-Ge* присвячена серія публікацій [22–26].

У германії при нормальних умовах найменшу енергію має набір чотирьох еквівалентних L_1 -мінімумів, які розміщені в напрямках $[111]$, $[1\bar{1}\bar{1}]$, $[1\bar{1}1]$ та $[11\bar{1}]$, а поверхні постійної енергії в околі цих мінімумів є еліпсоїдами обертання, витягнутими вздовж цього напрямку. Дані еліпсоїди центровані в точці L_1 зони Бріллюена, тобто на її краю. Відповідно дно зони провідності в *Ge* складається з восьми половинок еліпсоїдів або з чотирьох повних еліпсоїдів обертання [27]. Також в германії вище за шкалою енергій на $0,14 \text{ eV}$ від L_1 -мінімумів знаходиться один мінімум із симетрією Γ_2 і на $0,18 \text{ eV}$ шість мінімумів із симетрією Δ_1 . Найвищий мінімум (Γ_{15}) знаходиться на відстані приблизно $2,5 \text{ eV}$. Енергетична відстань між L_1 - та Δ_1 -мінімумами була розрахована в роботах [22, 24]. Отримане значення, приблизно $0,18 \text{ eV}$, було пізніше підтверджено експериментально. Електричні властивості *Ge* при великих тисках, коли участь в провідності беруть L_1 - та Δ_1 -мінімуми, досліджувались авторами робіт [23, 25]. У роботі [21] в широкому діапазоні механічних напруг $0 \div 20000 \text{ кГ/см}^2$ було отримано різке зростання питомого опору *n-Ge* зі збільшенням одновісного тиску. Таке різке зростання питомого опору, що проявляється в умовах $X//J//\langle 100 \rangle$, в області $X > 1,5 \text{ ГПа}$, автори пояснили зменшенням величини енергетичної щільності між чотирма

L_1 -долинами зони провідності, які орієнтовані вздовж кристалографічних напрямків [111], та двома Δ_1 -долинами орієнтованими вздовж напрямку [100]. При цьому носії заряду закидаються в Δ_1 -долини з меншою рухливістю, що і веде до різкого зростання питомого опору.

У роботі [23] діапазон механічних напруг був розширений до $X=2,7$ ГПа. Було показано, що при $X/J < 100$ в області $X=2,4 \div 2,5$ ГПа даний п'єзоопір виходить на насичення. З експериментальних вимірювань п'єзоопору випливало, що L_1 - та Δ_1 -мінімуми одночасно досягають одного і того ж рівня за шкалою енергій при $X \approx 2,1$ ГПа.

Авторами роботи [14] експериментально досліджувалося розсіяння носіїв заряду в *n-Ge* при високих тисках. Результати досліджень показали, що ефективна маса електронів у Δ_1 -долинах германія повинна бути приблизно на 50% більшою, ніж для *Si*.

Із метою дослідження впливу Δ_1 -долин на розігрів електронів у *n-Ge* при 4,2 К у полях до 8 кВ/см та одновісному стиску до 28000 кг/см² у роботі [28] проводилось дослідження ВАХ деформованих кристалів у напрямку [100] та [111]. Для випадку $P//[100]$ чіткий вклад Δ_1 -долин зони провідності на розігрів електронів в умовах експерименту спостерігався тільки при $X > 3000$ кг/см², коли енергетична щілина між L_1 - та Δ_1 -долинами помітно зменшилася. З подальшим збільшенням тиску цей вклад у розігрів електронів збільшувався, а після інверсії ($L_1-\Delta_1$) типу абсолютного мінімуму ставав визначальним.

Авторами роботи [29] було реалізовано для кристалів *n-Ge*, легованих сурмою, перехід метал-діелектрик, індукований одновісною пружною деформацією $X/J//[100]$, при температурі 4,2 К (рис. 1.6). Даний перехід виникав за рахунок появи енергетичної щілини між домішковою зоною та зоною провідності при інверсії ($L_1-\Delta_1$) типу абсолютного мінімуму.

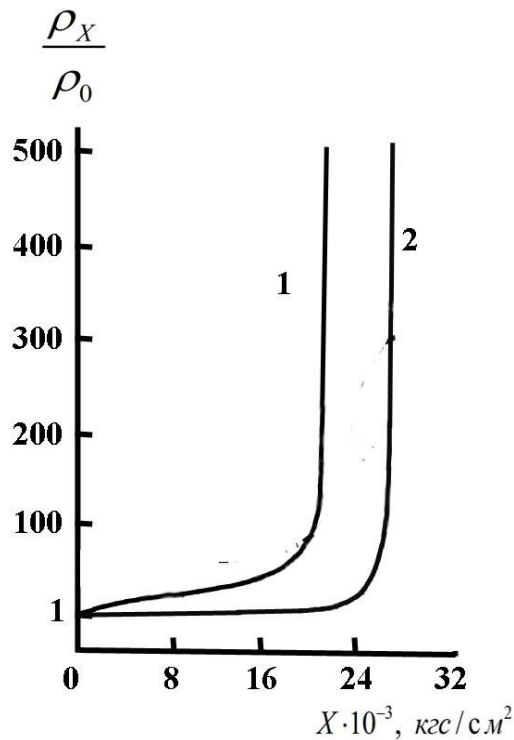


Рис. 1.6. Залежність $\frac{\rho_X}{\rho_0} = f(X)$ для $n\text{-Ge}$, легованого домішкою сурми до концентрації N_{Sb} , см^{-3} : 1- $6,6 \cdot 10^{16}$; 2- $1,77 \cdot 10^{17}$.

Вихідною причиною індукованого ОПД-переходу метал–діелектрик є сильне зменшення ступеня перекриття хвильових функцій електронів на домішкових центрах, яке призводило до різкого зменшення борівського радіуса, чим і забезпечувалася локалізація електронів на домішкових центрах [6]. Цими ж причинами в роботі [30] було пояснено приблизно чотирьохкратне зростання енергії іонізації P , Sb , As у кристалах Ge при $L_1-\Delta_1$ інверсії абсолютного мінімуму.

1.3. Визначення параметрів енергетичних мінімумів зони провідності германія

Для кількісного трактування фізичних явищ при кардинальній перебудові зонного спектру матеріалу необхідно мати параметри активних енергетичних мінімумів зони провідності, одними з яких є ефективна маса, компоненти тензора ефективної маси та деформаційного потенціалу.

Авторами [31] було проаналізовано зворотню вітку вольтамперної характеристики германієвого тунельного діода при температурі 4,2 К та одновісному тиску 0,66 ГПа вздовж кристалографічному напрямку $\langle 111 \rangle$. Було отримано густину станів для Δ_1 -долин n -Ge та визначено баричні коефіцієнти

для цих долин: $\frac{dE_{\langle 111 \rangle}^{\Delta_1}}{dP} = (1,79 \pm 0,13) \cdot 10^{-12} \frac{eV}{Pa}$ та комбінацію констант

деформаційного потенціалу: $\Xi_a^{\Delta_1} + \frac{1}{3}\Xi_u^{\Delta_1} = (4,0 \pm 0,3)eV$.

Компоненти тензора ефективної маси $m_l = 1,588m_0$ та $m_t = 0,8152m_0$ для електронів L_1 -долин n -Ge були визначені при вимірюваннях циклотронного резонансу в роботі [32]. Ефективні маси для Δ_1 -долин визначались шляхом підгонки обчислених значень анізотропії рухливості гарячих електронів до відповідних експериментальних значень, отриманих із ВАХ [33]. Найкраща відповідність була отримана для $m_l = 1,353m_0$ та $m_t = 0,288m_0$. При цьому відношення $\frac{m_l}{m_t}$ приймалось таким же як і для кремнію в долинах, що знаходяться на осях типу $\langle 100 \rangle$. Очевидно, що внаслідок такого припущення ці значення ефективних мас можуть бути використані тільки для оцінки порядку величини.

Автори роботи [34] проаналізували поле домішкового пробою n -Ge(Sb) від механічної напруги одновісного стиску в напрямку $[100]$ при температурі 4,2 К. Використовуючи дані робіт [35, 36] було визначено значення енергії іонізації мілкового локального рівня, зв'язаного з Δ_1 -долинами, та оцінено величину компонент тензора ефективної маси електронів для даних долин $m_l = 2m_0$ та $m_t = 0,45m_0$.

Одним із експериментальних методів визначення констант деформаційного потенціалу є вимірювання циклотронного резонансу в деформованих кристалах. За допомогою даного методу в роботі [37] при температурі рідкого гелію було визначено константи деформаційного потенціалу Ξ_u та Ξ_d для L_1 -мінімуму зони провідності германію. Константа

деформаційного потенціалу Ξ_u визначалась із вимірів інтенсивності резонансу, а Ξ_d – із вимірів анізотропії ширини лінії резонансу для чистих зразків за допомогою вже отриманого значення $\Xi_u=(19,3\pm 0,7) \text{ eV}$. Для знаходження $\Xi_d=(-12,3\pm 0,5) \text{ eV}$ було використано рівняння Герінга – Вогта для класичного випадку: $k_e T / \hbar \omega > 1$.

Як правило, величина Ξ_u знаходилася із даних п'єзореzystивного коефіцієнту Π_{44} . Оскільки, обчислення даного коефіцієнта Π_{44} вимагало проведення вимірів як поздовжнього, так і поперечного п'єзоопору, то це значно знижувало точність обчислень і як наслідок Ξ_u . Щоб уникнути неточностей при вимірах, авторами роботи [38] величина Ξ_u в *n-Ge* визначалась лише з врахуванням даних поздовжнього п'єзоопору для випадку $X//J//[111]$. При $X//J//[111]$ три L_1 -мінімуми зони провідності германія піднімаються вгору за шкалою енергій, а один опускається вниз. Відношення концентрації електронів у трьох L_1 -мінімумах, які піднімаються, до одного, що опускається вниз за шкалою енергій рівне:

$$C = e^{-\frac{4}{9} \frac{\Xi_u}{k T} \frac{S_{44} X}{T}}. \quad (1.3)$$

Питома електровідність для випадку, що розглядається:

$$\sigma_X = \frac{\sigma_\infty}{1+3C} \left(1 + C \frac{8K+1}{3} \right). \quad (1.4)$$

Враховуючи експериментальні дані п'єзоопору, вирази (1.3) та (1.4), було отримано в [38] значення $\Xi_u=(16,4\pm 0,2) \text{ eV}$.

Автори роботи [38], визначивши за даними п'єзоопору значення параметра анізотропії рухливості $K = \frac{K_m}{K_\tau} = 16$, та враховуючи те, що

$K_m = \frac{m_{||}}{m_{\perp}} = 19,3$, отримали значення параметра анізотропії часів релаксації

$K_\tau = 1,21$. На підставі залежності параметра анізотропії часів релаксації

$K_\tau = f\left(\frac{\Xi_d}{\Xi_u}\right)$, яку наведено в роботі [39], враховуючи знайдене значення Ξ_u ,

було обчислено константу деформаційного потенціалу $\Xi_d = (-6,4 \pm 0,12) \text{ eV}$. Авторами роботи [40] вдалось лише на основі експерименту з вимірювань поздовжнього п'єзоопору $n\text{-Ge}$ із глибоким рівнем $E_c - 0,2 \text{ eV}$ золота та теорії деформаційного потенціалу визначити дану константу деформаційного потенціалу. В розрахунках враховувався вираз для зміщення дна зони провідності при деформації вздовж кристалографічного напрямку [111] [2]:

$$\Delta E_C = \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) Sp \varepsilon + \frac{2}{3} \Xi_u (\varepsilon_{12} + \varepsilon_{13} + \varepsilon_{23}), \quad (1.5)$$

яке із врахуванням значень компонент тензора деформації має вигляд:

$$\Delta E_C = - \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) \frac{X}{c_{11} + 2c_{12}} - \frac{1}{3} \Xi_u \frac{X}{c_{44}} \quad (1.6)$$

та вираз для зміни положення глибокого рівня під дією сильних одновісних пружних деформацій:

$$\Delta E_r = \frac{E_r^0}{E_g^0} \Delta E_g(X), \quad (1.7)$$

де E_r^0 – енергія іонізації глибокого рівня за відсутністю деформації; E_g^0 – ширина забороненої зони за відсутністю деформації; $\Delta E(X)$ – зміна ширини забороненої зони при деформації.

Враховуючи значення зміни величини енергетичної щілини між глибоким енергетичним рівнем золота $E_c - 0,2 \text{ eV}$ та нижнім L_1 -мінімумом зони провідності $n\text{-Ge}$ при деформації вздовж кристалографічного напрямку [111], значення пружних сталей c_{11} , c_{12} , c_{44} та константи деформаційного потенціалу $\Xi_u = (16,4 \pm 0,2) \text{ eV}$, знайдену в [38], було обчислено $\Xi_d = (-6,2 \pm 0,03) \text{ eV}$.

На основі теорії деформаційного потенціалу [35, 39], враховуючи вирази для зустрічних деформаційних зсувів двох Δ_1 -мінімумів:

$$\Delta E_{\Delta_1} = - \left(\Xi_d^{\Delta_1} + \frac{1}{3} \Xi_u^{\Delta_1} \right) (S_{11} + 2S_{12})X - \frac{2}{3} \Xi_u^{\Delta_1} (S_{11} - S_{12})X \quad (1.8)$$

та чотирьох L_1 -мінімумів:

$$\Delta E_{L_1} = - \left(\Xi_d^{L_1} + \frac{1}{3} \Xi_u^{L_1} \right) (S_{11} + 2S_{12})X, \quad (1.9)$$

авторами роботи [23] було знайдено комбінацію констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму:

$$0,35\Xi_d^{\Delta_1} + 0,77\Xi_u^{\Delta_1} = (8,2 \pm 0,2)eV. \quad (1.10)$$

При розрахунках враховувались відомі значення констант деформаційного потенціалу для L_1 -мінімуму $\Xi_d^{L_1} = -6,4 eV$ та $\Xi_u^{L_1} = 16,4 eV$ і той факт, що енергетична щілина між L_1 - та Δ_1 -мінімумами для недеформованих монокристалів *n-Ge* рівна 0,18 eV і “захлопується” при одновісному тиску 2,1 ГПа.

Доповнюючи вираз (1.10) співвідношенням зв'язку між даними константами деформаційного потенціалу, яке було отримано в роботі [31], автори роботи [41] знайшли значення даних констант:

$$\Xi_u^{\Delta_1} = 10,4 eV, \quad \Xi_d^{\Delta_1} = 0,53 eV.$$

Константи деформаційного потенціалу для взаємодії електронів із довгохвильовими акустичними фононами визначались як з аналізу даних по рухливості та п'єзоопору, так і п'єзооптичних вимірювань. При одновісній деформації розщеплення краю зони провідності залежить тільки від Ξ_u і для однозначного визначення цієї константи використовували прямі виміри цього розщеплення, тобто дані п'єзооптичних вимірювань. У *Ge* значення Ξ_u у різних роботах, у яких використовувались п'єзооптичні явища, були отримані дещо різні – від 14 до 19 eV [42, 43].

1.4. Анізотропія розсіяння носіїв заряду в монокристалах *n-Ge*

Дослідження електричних та гальваномагнітних властивостей твердих тіл дає важливі відомості щодо структури енергетичного спектру носіїв заряду, характеру їх розсіяння та інших величин, які описують явища переносу. Знання точної кількісної теорії цих явищ робить можливим визначити цілу низку параметрів і дає можливість широкого практичного використання електричних та гальваномагнітних властивостей твердих тіл у науці та техніці [44].

Такий напівпровідниковий матеріал, як германій, є досить перспективним матеріалом для потреб наноелектроніки. Так, наприклад, використання наноструктур із самоіндукованими *Ge/Si* наноострівцями відкриває нові перспективи для розвитку опто- та наноелектроніки [45]. У гетероструктурах *Ge/Si* внаслідок відмінностей сталих ґратки *Ge* та *Si* майже на 4% можуть бути наявні великі внутрішні напруження [46]. Під впливом даних напружень енергетична зонна структура *Ge* зазнає кардинальної перебудови. При цьому високоенергетичні мінімуми зони провідності, які, як правило, при нормальних умовах не беруть участі у різноманітних кінетичних та оптичних ефектах можуть змінювати своє положення за шкалою енергій та впливати на протікання даних ефектів.

Розглядаючи рух електронів у кристалічній ґратці, необхідно коректно враховувати анізотропію ефективної маси та анізотропію розсіяння електронів як на коливаннях кристалічної ґратки (фононах), так і на іонізованих домішках [47].

Перший успішний крок у цьому напрямку було зроблено у працях [39, 48]. Авторами було встановлено, що основний вплив розсіяння на функцію розподілу для будь-якого ізоенергетичного еліпсоїда можна описати набором трьох компонент тензора часу релаксації, які відповідають трьом головним осям цих еліпсоїдів та не залежать від енергії. Також вирази для рухливості, ефекту Холла, магнітоопору у сильних та слабких полях, п'єзоопору були виражені через компоненти тензора часів релаксації. Для статичних полів вважалось, що на анізотропію розсіяння впливає тільки анізотропія ефективних мас. Автори роботи [39] зробили припущення, що поряд з анізотропією ефективних мас існує також анізотропія часів релаксації. На основі цього припущення було узагальнено метод деформаційного потенціалу Бардіна – Шоклі включенням поздовжніх та поперечних акустичних мод [49].

У роботі [50] експериментально досліджувалася анізотропія ефективних мас для ізоенергетичних еліпсоїдів, розміщених у кристалографічному

напрямку [111], для монокристалів n -Ge. Дані цієї роботи добре узгоджувались із теоретичними розрахунками робіт [51, 52].

У рамках теорії анізотропного розсіяння розв'язок кінетичного рівняння має надійне математичне обґрунтування. Цей метод еквівалентний варіаційному. Розглядається пружне розсіяння електронів, що мають ізоенергетичні поверхні у формі еліпсоїдів обертання. Розв'язок кінетичного рівняння шукається у вигляді ряду розкладу за сферичними функціями і зводиться до нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь відносно коефіцієнтів цього розкладу [44].

У праці [39] нерівноважна добавка до функції розподілу n_k приймалася у вигляді лінійної функції квазіімпульсу \vec{k} , що еквівалентно врахуванню лише першої гармоніки у розкладі n_k по сферичних функціях, тобто було використано лінійне наближення:

$$n_{\vec{k}} = A(\varepsilon) \cdot k \quad (1.11)$$

Обмеження лише лінійним наближенням не дозволяє оцінити виникаючі похибки. У випадку сильно анізотропного розсіяння (розсіяння на іонізованих домішках) такий підхід взагалі непридатний.

Для обчислення потоків необхідно із системи визначити коефіцієнти при першій гармоніці. Коли ймовірність розсіяння в осях еліпсоїда має не залежить від азимута вектора зміни квазіімпульсу за розсіяння і магнітне поле дорівнює нулю, то коефіцієнти при першій гармоніці мають вигляд рядів, перший член яких дає лінійне наближення Херрінга – Фогта. У випадку видовжених ізоенергетичних еліпсоїдів обертання ($m_{\parallel} > m_{\perp}$) при розсіянні на іонізованих домішках ці ряди швидко сходяться для значних відношень m_{\parallel}/m_{\perp} , тому зберігають два члени ряду. У випадку Ge (як показують оцінки) при розсіянні на акустичних фононах досить обмежитися першим членом розкладу, оскільки другий член на два порядки менший від першого. Як показують обчислення, останнє твердження залишається вірним і в умовах змішаного розсіяння [44].

При вивченні гальваномагнітних явищ у напівпровідниках, зазвичай, враховуються тільки процеси з емісією або поглинанням одного фотона. Для германія є можливим внутрідолинне, міждолинне еквівалентне та міждолинне нееквівалентне розсіювання [52].

Фононні спектри германія вивчались, використовуючи експерименти з розсіювання теплових нейтронів [53], магнітофононного резонансу [54] та пізніше уточнялись у різних критичних точках на основі досліджень спектрів раманівського розсіювання [55, 56]. Отримані фононні спектри дозволили визначити енергії цих фононів (табл. 1.1)

Таблиця 1.1

Фононний спектр для Ge

Перехід	Фонон	Енергія фонона			Правило відбору
		$10^{-12} \cdot \text{с}^{-1}$	меВ	К	
Внутрідолинний	O(Γ)	9,12	37,7	438	Дозволений
L_1-L_1	TA(X_3)	2,4	9,92	115	Заборонений
L_1-L_1	LO(X_1), LA(X_1)	7,21	29,8	346	Дозволений
L_1-L_1	TO(X_2)	8,26	34,2	397	Заборонений
g	TA(Δ_5)	1,02	4,22	79	Дозволений
g	LA(Δ_1)	2,58	10,67	124	Заборонений
g	TO(Δ_5)	8,73	36,1	418	Заборонений
g	LO(Δ'_2)	9,03	37,34	433	Заборонений
f	TA(S_4)	2,5	10,34	120	Дозволений
f	TA(S_3)	3,54	14,64	170	Заборонений
f	LA(S_1)	6,37	26,34	305	Заборонений
f	LO(S_3)	6,53	27,0	313	Дозволений
f	TO(S_2)	8,26	34,2	397	Заборонений
f	TO(S_1)	8,55	35,35	410	Заборонений

При магнітофононному резонансі відстань між двома рівнями Ландау рівна енергії фонона. Велика ймовірність взаємодії електрона з фононом у цьому випадку веде до посиленого розсіяння імпульсу, а для випадку гарячих електронів – до великого охолодження носіїв. Обидва фактори призводять до особливостей залежності провідності від магнітного поля.

Вимірювання магнітофононного резонансу в *Ge* дали можливість авторам роботи [54] інтерпретувати одержані результати, висунувши припущення, що електрони взаємодіють тільки із внутрідолинним оптичним фононом $O(\Gamma)$ з енергією 430 К. Переходи пов'язані із більш високими долинами в даній роботі не спостерігались внаслідок низької температури і слабкого електричного поля.

У явищах переносу можна розрізняти явища, в яких електрони залишаються рівномірно розподіленими по долинах, та ефекти з перерозподілом електронів між долинами. Явища першої групи не дають можливості розділити внутрідолинну та міждолинну взаємодію електронів із фононами. Явища ж другої групи, в принципі, дозволяють робити висновки про вклад окремих типів фононів у розсіяння електронів. Однозначно визначити енергії фононів та константи зв'язку їх з електронами лише при дослідженнях окремих ефектів практично неможливо [52].

Для *Ge* були проведені широкі дослідження явищ переносу в “гріючих” та “негріючих” полях від низьких до кімнатних температур. Для визначення ролі міждолинного розсіяння електронів між L_1 -долинами, використовувалась анізотропія провідності, негативна диференціальна провідність вздовж осі типу [111] при низьких температурах [57] та подвійне променезаломлення в інфрачервоній області спектра для гріючих електричних полів [58]. Переходи ж у долини Γ і Δ_1 вивчались при великих гідростатичних тисках [14, 25] та в умовах негативної диференціальної провідності в широкому інтервалі температур для гарячих носіїв [59–62]. Такі дані використовувались у теоретичному аналізі [33] для визначення констант взаємодії електронів із різними фононами шляхом підгонки результатів числових розрахунків різних характеристик методом Монте – Карло. Необхідні для таких обчислень

константи деформаційного потенціалу при розсіянні електронів між мінімумами типу Δ_1 вибирались такими ж як для мінімумів у Si , а константи для переходу електронів із Γ_1 в L_1 або Δ_1 вибирались за аналогією з такими ж константами як для $GaAs$ та InP . Енергії фононів для переходів $L_1-\Gamma_1$, $L_1-\Delta_1$, $\Gamma_1-\Delta_1$ приймались однаковими без жодного обґрунтування. Результати, отримані в роботі [33], подані у таблиці 1.2.

Таблиця 1.2

Константи електрон-фононої взаємодії для Ge

Перехід (тип долин)	Фонон	Енергія фонона, К	Константа деформаційного потенціалу
Внутрідолинні фонони			
$\langle 111 \rangle$	Акустичний О (Γ)	– 438	12 еВ (11 еВ) $6,7 \cdot 10^8$ еВ/см
$\langle 000 \rangle$	Акустичний	–	5 еВ
$\langle 100 \rangle$	Акустичний	–	6 еВ (9 еВ)
Міждолинні фонони			
$\langle 111 \rangle \rightarrow \langle \bar{1}11 \rangle$	ТА (X_3)	120	$(0,2 \cdot 10^8$ еВ/см)
	LA (X_1), LO (X_1)	320	$1,6 \cdot 10^8$ еВ/см $1,6 \cdot 10^8$
$\langle 100 \rangle \rightarrow \langle \bar{1}00 \rangle$	ТА (X_3), LA (X_1),	100	$0,79 \cdot 10^8$ еВ/см
	LO (X_1)	430	$9,46 \cdot 10^8$ еВ/см
$\langle 111 \rangle \rightarrow \langle 000 \rangle$	–	320	$2 \cdot 10^8$ еВ/см
$\langle 111 \rangle \rightarrow \langle 100 \rangle$	–	320	$4 \cdot 10^8$ еВ/см
$\langle 000 \rangle \rightarrow \langle 100 \rangle$	–	320	10^9 еВ/см

Авторами роботи [63] проводився теоретичний розрахунок термо ЕРС n -Ge в умовах сильної одновісної пружної деформації $P//[001]$. Для даного випадку деформування зона провідності германія стає подібна до зони провідності кремнію. Проведені розрахунки показали, що величина термо-ЕРС в Ge від ефективності міждолинного $L_1-\Delta_1$ та f - і g -розсіювання в Δ_1 -долинах. Згодом цими ж авторами в роботі [64] вивчався вплив сильного гідростатичного тиску на величину термо-ЕРС. При цьому також розглядався випадок розсіювання електронів на акустичних фононах, іонах домішки, f - і g -розсіювання в Δ_1 -долинах та міждолинне нееквівалентне розсіювання електронів між L_1 - та Δ_1 -долинами.

1.5. Висновки до розділу 1

Проведений огляд літературних джерел у даному розділі показує, що визначенню параметрів L_1 -мінімуму, таких як константи деформаційного потенціалу, компоненти тензора ефективної маси, параметр анізотропії рухливості присвячена велика кількість публікацій. Це дозволило, перш за все, надійно встановити дані параметри та пояснити механізми тензоефектів і розсіяння носіїв струму, термоелектричні, гальваноманітні, оптичні явища для L_1 -моделі германія.

Що стосується робіт щодо визначення відповідних параметрів високоенергетичних мінімумів зони провідності в германії, то їх є незначна кількість. Причому, результати отримувались, як правило, з використанням різних експериментальних методик, що вносило додаткові похибки і не дозволяло пояснити інші експериментальні результати. Також використовувались досить грубі наближення і не враховувались певні факти. Наприклад, те, що для концентрацій $n > 10^{19} \text{ см}^{-3}$ можуть змінюватись зонні параметри напівпровідників, не враховувалася анізотропія часів релаксації для Δ_1 -долин та вважалось, що енергія іонізації мілких донорів для L_1 - Δ_1 -моделі зони провідності германію лінійно залежить від одновісного тиску.

Тому для пояснення відповідних фізичних явищ при екстремальній дії різних зовнішніх полів або радикальній деформаційній перебудові зонної структури монокристалів n -Ge необхідно надійно встановити параметри даних високоенергетичних мінімумів. А це вимагає проведення додаткових досліджень.

Розділ II

МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

2.1. Опис установки для створення одновісної пружної деформації

На сучасному етапі розвитку фізики напівпровідників використання одновісної пружної деформації для дослідження зонної структури, механізмів розсіяння носіїв струму в напівпровідниках є актуальним як в прикладному аспекті, так і в науковому сенсі.

Одновісна пружна деформація призводить до зміни симетрії кристалу, що, в свою чергу, спричиняє певну перебудову зонної структури напівпровідників. Внаслідок трансформації енергетичного спектра електронів у багатодолинних напівпровідниках, при одновісній деформації, екстремуми енергії, які орієнтовані як вздовж еквівалентних, так і нееквівалентних напрямків у \vec{k} - просторі, будуть мати різний зсув за шкалою енергій. Відповідно при цьому для еквівалентних екстремумів може зніматись виродження за енергією, а для нееквівалентних – відбуватись інверсія типу абсолютного мінімуму, внаслідок чого екстремуми зони провідності, які за відсутністю деформації розташовані за шкалою енергій вище основних, стають визначальними в енергетичному спектрі кристалу та будуть визначати його властивості.

Використання сильних одновісних пружних деформації дозволяє проводити такі дослідження:

1. Вивчати кінетичні ефекти в багатодолинних напівпровідниках для випадку, коли при деформації змінюється число “діючих” як еквівалентних, так і нееквівалентних мінімумів зони провідності.
2. Визначати параметри екстремумів зони провідності, які за відсутністю деформації розташовані за шкалою енергій вище основних.

3. Розділити вклад різних долин зони провідності у явища переносу, що дає можливість експериментально перевіряти достовірність проведених теоретичних розрахунків.

Структурну схему експериментальної установки для створення одновісної пружної деформації, яка використовувалась при експериментальних дослідженнях залежності питомого опору від механічної напруги для напівпровідникових монокристалів $n\text{-Ge}$, представлено на рис. 2.1. Детальний опис такої установки подано в роботі [65].

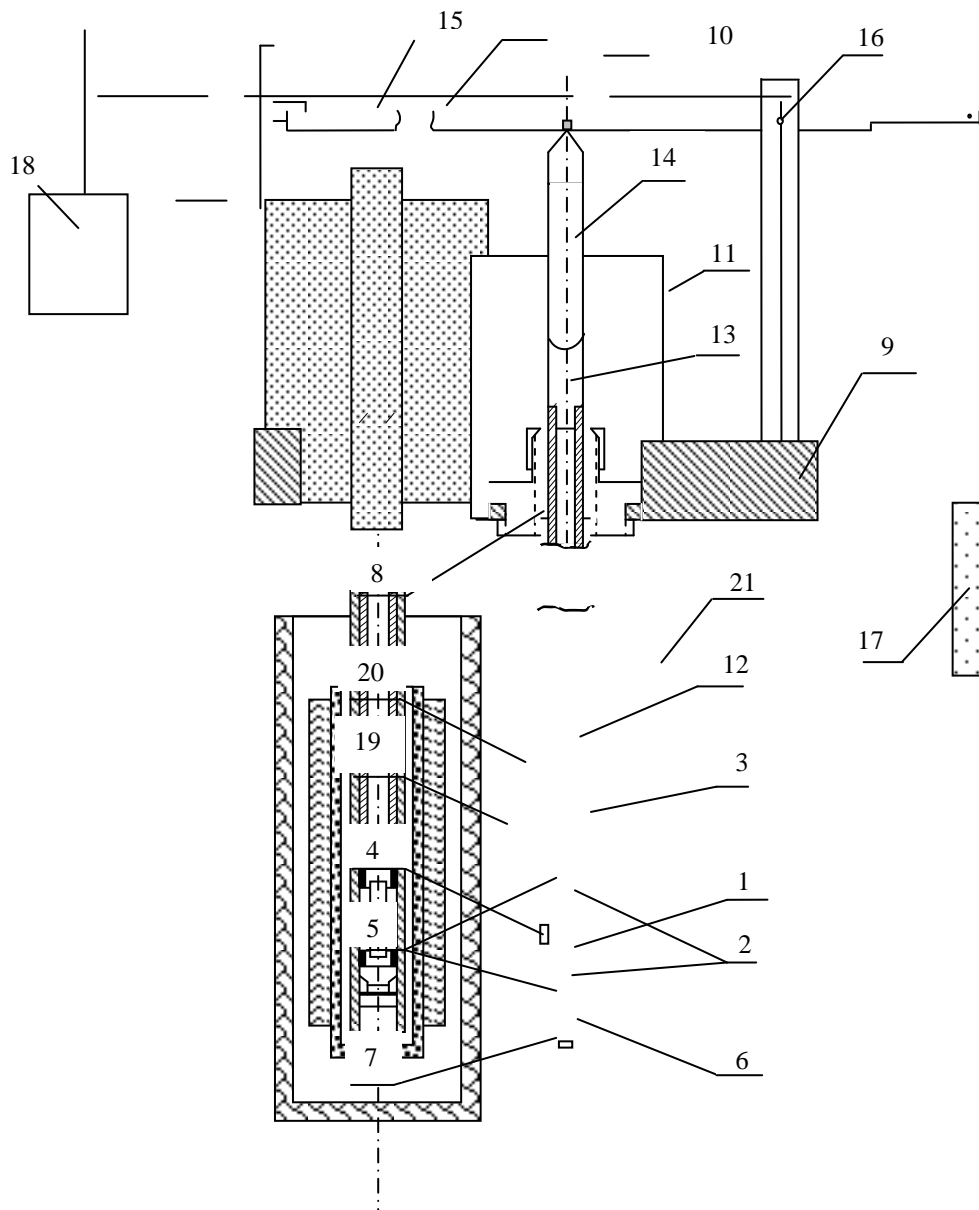


Рис. 2.1. Схема установки для створення однорідної одновісної пружної деформації стиску

Після відповідної механічної, хімічної обробки та нанесення контактів зразок 1 жорстко фіксується в латунних цапфах 2 за допомогою епоксидної смоли, яка забезпечує необхідну фіксацію зразка та зберігає свої механічні властивості в досить широкому температурному інтервалі ($4,2 \div 380$ К).

Після монтування у цапфи зразок поміщається в товстостінну трубку із нержавіючої сталі 3, з товщиною стінок 1 мм. Для виведення провідників від зразка в трубці зроблено проріз 4. Для досягнення потрібної орієнтації зразка, коли вісь зразка буде паралельна до вертикальної осі трубки 3, використовуються ізоляційні ебонітові втулки 5, внутрішній діаметр яких рівний діаметру латунних цапф, а зовнішній забезпечує мінімальний проміжок між втулкою і трубкою 3. Досліджуваний зразок знизу підтримується керамічним корком 6, що утримується штопорним гвинтом 7. Трубка 3 стаціонарно закріплюється до станини за допомогою сталюї цанги 8, яка вмонтована в станину 9. Також сталюю цангою 8 регулюється висота трубки 3 із зразком відносно важеля 10. Основне навантаження при утриманні трубки 3 у фіксованому вертикальному положенні покладається на об'ємний пустотілий циліндр 11. Нижня поверхня циліндра спирається на станину 9, а верхня має різьбу, яка загвинчується на трубку 3. Навантаження на зразок подається за допомогою суцільної керамічної трубки 12. До керамічної трубки зверху жорстко закріплюється опора 13 із нержавіючої сталі з увігнутою поверхнею. На верхню частину опори 13 спирається сталюий стержень 14, нижній кінець якого заокруглено відповідно до форми поверхні опори 13. За допомогою важеля 10 зусилля передається на сталюий стержень 14. У місці дотику стержня 14 до важеля 10 зроблено тонкий надріз 15. Важіль 10 кріпиться на горизонтальній осі 16. Для компенсації власної ваги важеля використовується противага 17.

Описана вище установка дозволяє здійснювати на досліджуваний зразок механічне навантаження в інтервалі $0 \div 2000$ Н. Для зміни, фіксації та

вимірювання механічного навантаження використовувався пристрій 18 із датчиком тиску.

Для вимірювання температурних залежностей п'єзоопору в інтервалі 77÷400 К використовувалась пічка 19, яка намотувалась біфілярно на товстостінну трубку 20 (див. рис. 2.1), щоб виключити дію на зразок магнітного поля створюваного обмоткою пічки. Для виключення прямого контакту пічки з рідким азотом на пічку одягався чохол 21, виготовлений із тонкостінної мідної трубки. Пічка підключалась через стабілізатор струму до джерела живлення УИП-2. Вимірювання температури зразка здійснювались мідь-константановою диференціальною термопарою. При цьому один із спаїв опускався в посудину Дюара з сумішшю води та льоду ($T=273\text{ K}$), а другий приклеювався через тонку пластинку слюди безпосередньо до зразка. Для вимірювання ЕРС термопари її виводи подавались на операційний підсилювач, з якого сигнал передавався на АЦП. Пристрій із датчиком сили тиску зображений на рис. 2.2.

У попередніх дослідженнях для створення та зміни механічного навантаження на даній експериментальній установці використовувався електричний двигун із редуктором. Щоб запобігти нерівномірності швидкості навантаження, більш плавного його збільшення або зменшення, двигун нами був замінений на резервуар із водою 10, який прикріплювався до пружини 1.

Для створення навантаження на зразок у резервуар 10 подається вода через кран, що забезпечує повільне та плавне навантаження досліджуваного зразка. У дно резервуару, для випускання води, вмонтовано електричний клапан 11. Для відкриття клапана на його клеми подається електрична напруга, внаслідок чого спрацьовує електромагніт та відкриває клапан.

Датчик сили тиску складається з пружини 1, яка жорстко прикріплена до штанги 2 з рухомим контактом 3. Рухомий контакт 3 із клемою 4 приєднаний до проградуваної ніхромової дротини 5, кінці якої виведені на клеми 6 і 7. У нижній частині ніхромової дротини 5 розміщений фіксуєчий контакт 8 із клемою 9, який використовується для встановлення верхньої межі по

навантаженню. До нижньої частини пружини 1 прикріплений резервуар із водою. Внаслідок наповнення резервуару 10, пружина 1 розтягується.

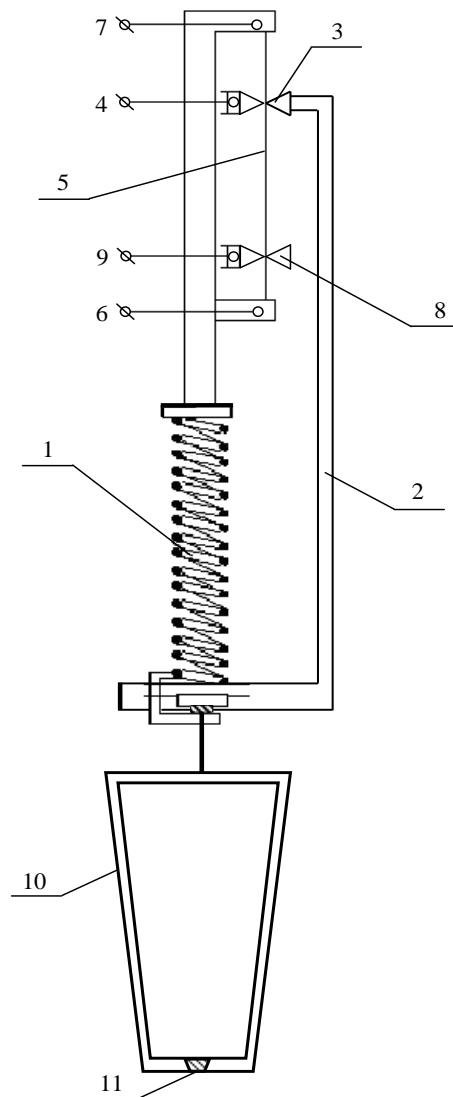


Рис. 2.2. Схема датчика тиску

При цьому рухається контакт 3, який жорстко закріплений на штанзі 2. Із джерела живлення УІП-2 на клеми 6, 7 подається відповідна постійна напруга. Вимірювання спаду напруги на клеммах 4 і 9, сигналу з даних клем, який подається на інший операційний підсилювач, дозволяє отримати значення сили тиску, яка створюється важелем на досліджуваній зразок. Для збереження цілісності зразка, навантаження з нього знімається плавно завдяки відкриттю електричного клапана резервуару 11, що призводить до витікання води та зменшення її маси в резервуарі.

За допомогою даної установки досліджувалися залежності зміни питомого опору напівпровідникових кристалів германія від механічної напруги та температури.

2.2. Вимірювання електричних параметрів досліджуваних зразків

Електрична частина пристрою для дослідження п'єзоопору забезпечує подачу на зразок стабілізованого постійного струму та автоматичний запис інформації при дослідженнях. Блок-схема електричної частини вимірювальної установки подана на рис. 2.3. У якості інформаційно-вимірювальної системи використано багатоканальний цифровий комп'ютерний вольтметр, який розроблений на базі мікроконтролера АТМega8.

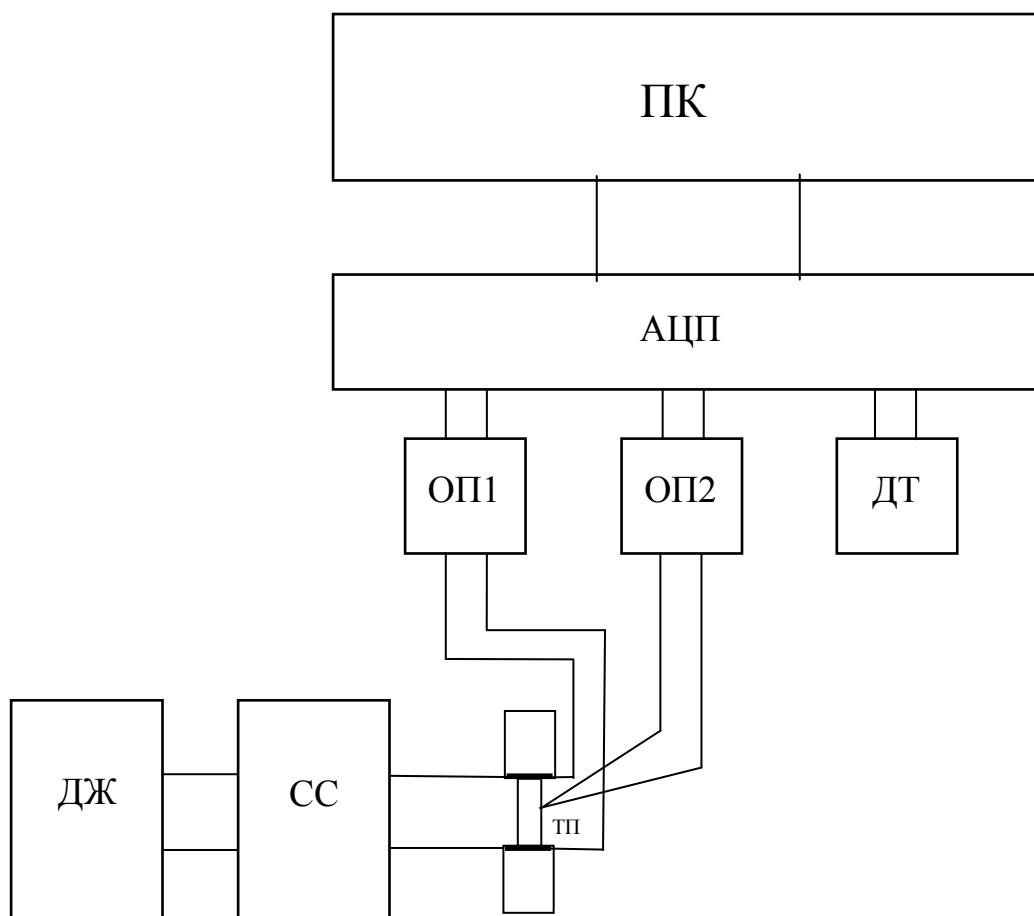


Рис. 2.3. Блок-схема електричної частини вимірювального пристрою

Для вимірювання залежностей $\frac{\rho_P}{\rho_0} = f(P)$ та $\rho = f(T)$ на струмові

контакти досліджуваного зразка (ЗР) від джерела живлення (ДЖ) через стабілізатор струму (СС) подається стабілізований постійний струм. Відповідно знятий із зондів спад напруги подавався на перший операційний підсилювач (ОП1), який після підсилення сигналу передавався на перший канал аналого-цифрового перетворювача (АЦП) мікроконтролера. На другий операційний підсилювач (ОП2) подавався сигнал із термопари (ТП), вихідний сигнал із якого передавався на другий канал АЦП мікроконтролера. Сигнал із датчика тиску (ДТ) подавався на третій канал АЦП мікроконтролера.

Для унеможливлення впливу на роботу електричної частини установки магнітних полів, які створювались струмами в провідниках, при подачі вимірюваної напруги до вимірювального приладу використовувався екранований кабель.

Цифровий комп'ютерний вольтметр (ЦКВ) дає можливість із високою частотою вимірювати постійну напругу та передавати дані в комп'ютер із подальшим їх збереженням у файл. ЦКВ складається із операційних підсилювачів для підсилення малих напруг, мікроконтролера із багатоканальним АЦП та персонального комп'ютера (ПК) із відповідним програмним забезпеченням. Для передачі даних від АЦП до ПК використовувався порт USB. Оскільки спад напруги на зразку та термоЕРС термопари є досить малими за величиною, то для їх підсилення використовувались диференціальні операційні підсилювачі LM358N. Принципова схема операційного підсилювача подана на Рис. 2.4. Необхідний коефіцієнт підсилення визначається відношенням опорів резисторів R_1 та R_2 . Для забезпечення надійності роботи операційних підсилювачів живлення здійснювалось від блока живлення із стабілізованою напругою 5 В. Вихідні сигнали із операційних підсилювачів та сигнал із ДТ подаються на відповідні входи АЦП контролера: In1, In2, In3. Дискретність ЦКВ U_0

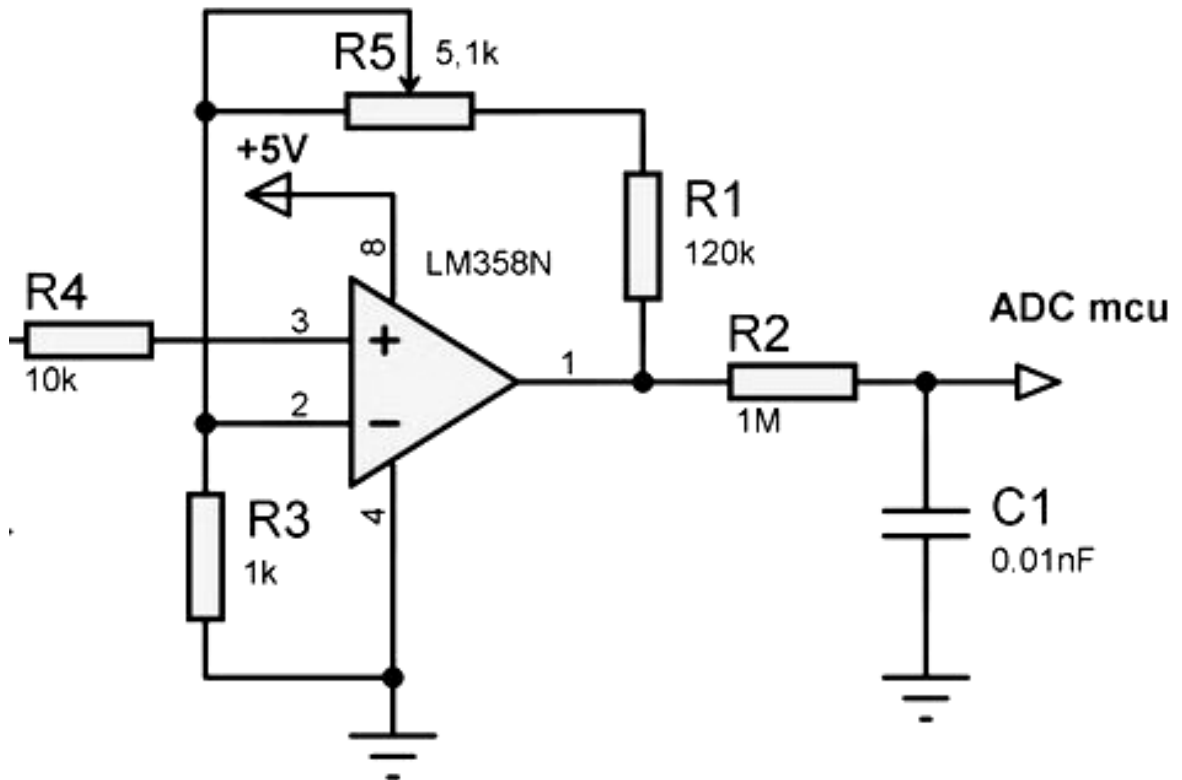


Рис. 2.4. Принципова схема операційного підсилювача

визначається величиною опорної напруги АЦП мікроконтролера $U_{оп}$ із відношення:

$$U_0 = \frac{U_{оп}}{1023}. \quad (2.1)$$

Опорною напругою для АЦП мікроконтролера є його напруга живлення. У даній схемі мікроконтролер живиться від порта USB і відповідною опорною напругою є напруга 5 В. Отже, згідно з виразом (2.1), дискретність даного ЦКВ складає 4,8876 мВ. Принципова схема АЦП подана на Рис. 2.5.

Мікроконтролери сімейства AVR не мають стандартних бібліотек для роботи із портом USB, оскільки розроблялись для роботи з COM-портом. Оскільки, майже у всіх сучасних моделях ПК в архітектурі відсутній COM-порт, то набагато доцільніше для зв'язку вольтметра з ПК використовувати порт USB. Для вирішення цієї проблеми вольтметр підключався до порта USB через перетворювач USB-UART «PL2303».

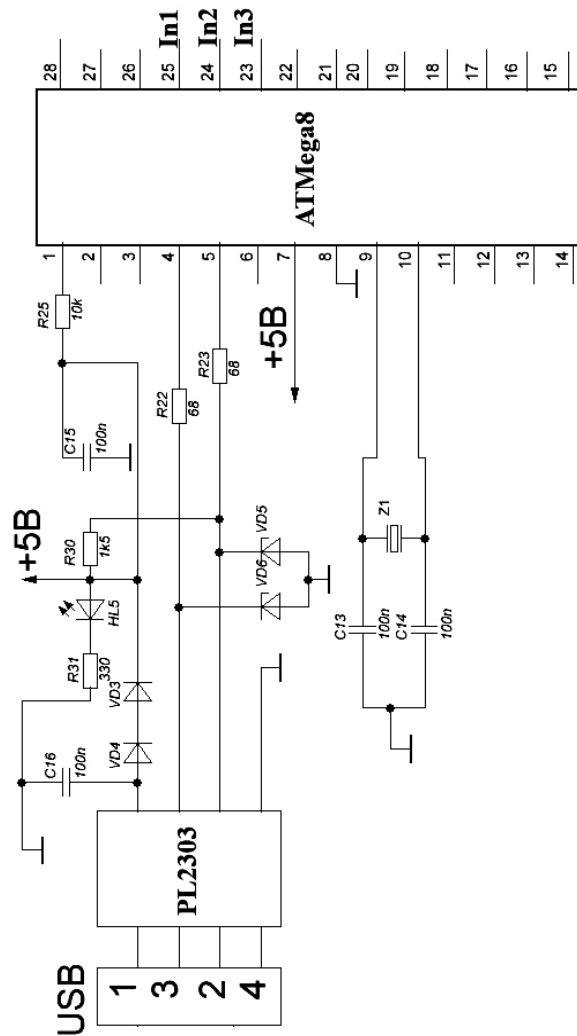


Рис. 2.5. Принципова схема АЦП

Програмне забезпечення, яке дозволяє працювати із перетворювачем USB-UART «PL2303», є у вільному доступі, а також безоплатним. Нами використовувався додаток «Serial Oscilloscope». Цей додаток дозволяє отримувати дані від АЦП, спостерігати графічно зміну сигналу у часі та зберігати дані у файл із розширенням «*.csv». Збережені табличні дані із файла надалі можна обробляти в різних прикладних програмах (Microsoft Excel, Microsoft Word, Maple, MathCad та ін.).

При будь-яких вимірюваннях, для визначення істинних значень вимірюваних величин, необхідно максимально точно оцінювати та враховувати всі похибки та неточності. Питання про вплив низькоомних струмових

електродів на величину вимірюваної питомої електропровідності розглядалось авторами [66]. У даній роботі розглядались зразки паралелепіпедної форми.

Нами було оцінено похибку при вимірюваннях питомої електропровідності для монокристалів *n-Ge* із різною концентрацією донорної домішки [67, 68].

Вимірювання питомої електропровідності та коефіцієнта Холла напівпровідників є одним із основних методів визначення їх характеристик – типу провідності, концентрації носіїв заряду та їх рухливості. Експериментально провідність напівпровідників визначають на зразках із низькоомними струмовими електродами за схемою, яка зображена на рис. 2.6 [66]. На торці прямокутних зразків наносились омичні контакти, на які подавався струм, а на бокові грані – контакти для зондів.

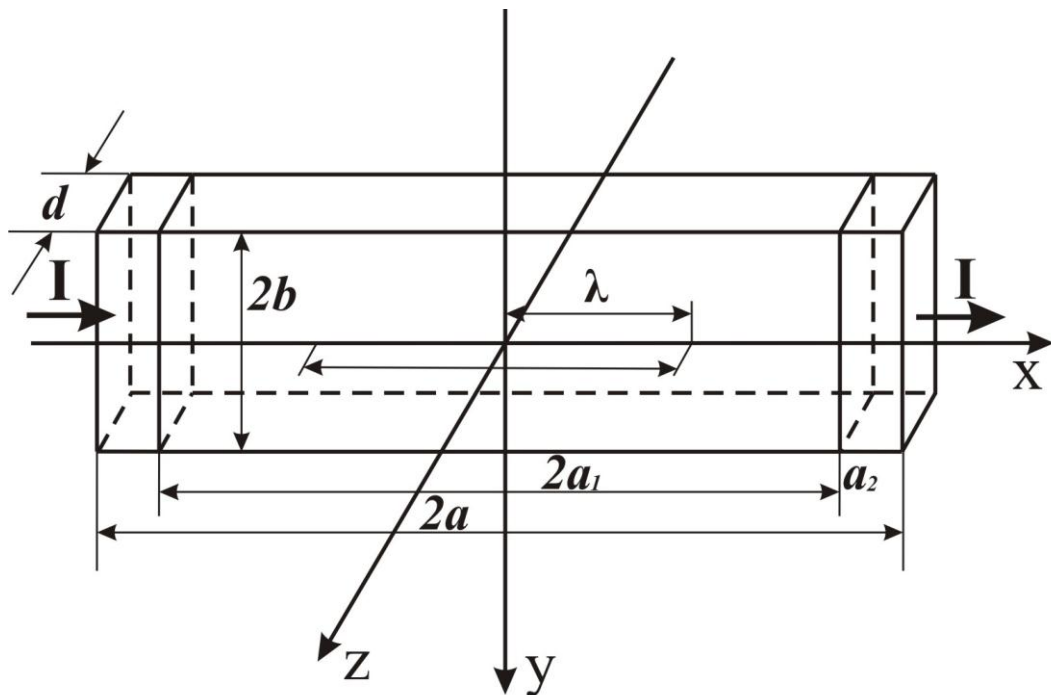


Рис. 2.6. Схема зразка для вимірювання питомого опору

Питання про вплив низькоомних струмових електродів на величину вимірюваної ЕРС Холла розглядалось раніше [69]. При цьому вважали, що питома електропровідність матеріалу струмових електродів значно перевищує питому електропровідність досліджуваного напівпровідника ($\sigma_2 \gg \sigma_1$), і

практично її можна вважати нескінченною. Однак, у цих роботах немає кількісної оцінки меж застосування цієї умови.

Величини, що характеризують зразок позначимо індексом 1, а струмові електроди – 2. Якщо обмежитись слабким магнітним полем \vec{H} , то потенціали електричного поля в зразку та струмових електродів можна шукати у вигляді лінійного наближення [70]:

$$\varphi_i(\vec{r}) = \varphi_i^0(\vec{r}) + H\psi_i(\vec{r}), i = 1, 2, \dots, \quad (2.2)$$

де $\varphi_i^0(\vec{r})$ і $\psi_i(\vec{r})$ від магнітного поля H не залежить.

Згідно з [66], потенціал $\varphi_i^0(\vec{r})$ визначається крайовою задачею:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi_i^0(\vec{r}) &= 0; \\ \left. \frac{\partial \varphi_i^0}{\partial z} \right|_{z=0,d} &= 0; \quad \left. \frac{\partial \varphi_i^0}{\partial y} \right|_{y=\pm b} = 0; \quad \left. \frac{\partial \varphi_i^0}{\partial x} \right|_{x=a} = \frac{I}{\sigma_2 d} \delta(y); \\ \left. \frac{\partial \varphi_1^0}{\partial x} \right|_{x=-a} &= \left. \frac{\partial \varphi_1^0}{\partial x} \right|_{x=a_1}; \quad \left(\sigma_1 \frac{\partial \varphi_1^0}{\partial x} - \sigma_2 \frac{\partial \varphi_2^0}{\partial x} \right)_{x=a_1} = 0; \quad (\varphi_1^0 - \varphi_2^0)_{x=a_1} = 0. \end{aligned} \quad (2.3)$$

У виразах (2.3) $\delta(y)$ – дельта-функція, I – сила струму, a, a_1, b, d – величини, що характеризують розміри зразка (див рис. 2.6). Функція $\psi_i(\vec{r})$ задовольняє рівняння Лапласа і граничні умови:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \psi_i(\vec{r}) &= 0; \\ \left. \frac{\partial \psi_i}{\partial z} \right|_{z=0,d} &= 0; \quad \left(\frac{\partial \psi_2}{\partial y} - \sigma_i R_i \frac{\partial \varphi_i^0}{\partial x} \right)_{y=\pm b} = 0; \quad \left(\frac{\partial \psi_2}{\partial x} - \sigma_2 R_2 \frac{\partial \varphi_2^0}{\partial y} \right)_{x=a} = 0; \\ \left. \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right|_{x=-a_1} &= - \left. \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right|_{x=a_1}; \quad (\psi_1 - \psi_2)_{x=a_1} = 0; \\ \left[\frac{\partial}{\partial x} (\sigma_1 \psi_1 - \sigma_2 \psi_2) + \frac{\partial}{\partial y} (\sigma_1^2 R_1 \varphi_1^0 - \sigma_2^2 R_2 \varphi_2^0) \right]_{x=a_1} &= 0. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Виконуючи послідовне інтегрування крайових задач (2.3), методом розділення змінних, отримаємо:

$$\varphi_1^0(x, y) = \frac{I}{bd} \sum_n (-1)^{\frac{n}{2}} \Theta_n \frac{D_{1n}}{\alpha_n D_n} sh \alpha_n x \cos \alpha_n (y + b); \quad (2.5)$$

$$\alpha_n = \frac{\pi n}{2b}; \quad D_n = \sigma_1 ch \alpha_n a_1 ch \alpha_n a_2 + \sigma_2 sh \alpha_n a_1 sh \alpha_n a_2 ;$$

$$D_n = \frac{\sigma_1}{\sigma_i} ch^2 \alpha_n a_1 - sh^2 \alpha_n a_1; \quad \Theta_n = \begin{cases} 1/2, & n = 0 \\ 1, & n \neq 0 \end{cases} .$$

Із рівняння (2.5) слідує, що

$$U_0 = \frac{I}{\sigma_1 bd} \left[\lambda + \frac{4}{\pi} \sum_{n=2,4,\dots} \frac{sh \alpha_n \lambda}{n \left(ch \alpha_n a_1 + \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \alpha_n a_2 sh \alpha_n a_1 \right)} \right]. \quad (2.6)$$

У випадку, коли $a_1 \rightarrow \infty$ або $\sigma_2 \rightarrow \infty$, то ряд у правій частині (2.6) прямує до нуля. Тоді

$$U_0 = \frac{I \lambda}{\sigma_1 bd}. \quad (2.7)$$

У роботі [66] було оцінено похибку при визначенні питомої електропровідності досліджуваних зразків на основі формул (2.6) та (2.7). При цьому автори обмежились лише першим членом ряду (2.6). Похибка в цьому випадку становила приблизно 2%.

Враховуючи вирази (2.6) та (2.7), нами було зроблено оцінку похибки при вимірюваннях питомої електропровідності для зразків *n-Ge* із різним вмістом донорної домішки [67].

Одержані результати показали, що для зразків із концентраціями домішки $n = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ та $n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ похибка буде становити відповідно 1% та 5%. Для концентрації домішки $n > 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ дана похибка перевищує 30 % .

Для порівняння похибок при вимірюваннях на зразках прямокутної та гантелеподібної форми ми провели вимірювання питомого опору на зразках різної форми при однакових температурах. Значення питомого опору, отримані на зразках обох форм, виявились ідентичними. На основі цих вимірювань ми

зробили висновок, що похибки, які виникають при вимірюваннях, мають однакову величину для зразків різних форм.

2.3. Виготовлення зразків *n-Ge* з оптимальними параметрами

Підготовка зразків *n-Ge* для досліджень складається із таких послідовних етапів:

1. Орієнтування.
2. Визначення оптимальної форми та розмірів зразків.
3. Механічна обробка.
4. Нанесення контактів.
5. Монтаж.

Орієнтування кристалів здійснювалось за допомогою рентгенівської установки. При цьому було визначено кристалографічні площини (100), (110), (111) для монокристалів *n-Ge*. Похибка при орієнтації не перевищувала 10'.

Зразки під час досліджень піддаються дії великих тисків, а отже, існує велика ймовірність їх руйнування. На процес руйнування напівпровідникових матеріалів впливає багато факторів, таких як температурні умови, поведінка дефектів кристалічної структури в зоні механічних напруг [71]. Германій має схильність як до пластичного, так і до крихкого руйнування в залежності від температури, швидкості деформації і т.д. Особливістю крихкого руйнування є некероване спонтанне поширення тріщин у матеріалі зі швидкістю близькою до швидкості звуку. Напряга руйнування є також функцією температури та рівня дефектності структури матеріалу [72]. Якщо зразок, який піддається одновісному стиску, має форму стержня, і стискуюча сила буде прикладена до його основ, то руйнування зразка відбудеться при такій критичній нарузі, коли втрачається стійкість [73]. Високотемпературні дослідження дозволили достатньо надійно встановити, що германій може витримувати значні макродеформації при температурах, що перевищують навіть 400–500°C. При більш низьких температурах пластична деформація незначна. При кімнатних

температурах монокристалічний германій деформуються пружно до руйнування сколом [71]. Для зменшення ймовірності його руйнування, нами була розглянута залежність критичної напруги, за якої руйнується зразок, від форми та розмірів зразка.

Стиснутий зразок зруйнується під дією тиску при втраті стійкості. Під стійкістю розуміється властивість системи зберігати стабільно свій стан при зовнішніх взаємодіях. Система при втраті стійкості може проявляти себе по-різному. Зазвичай відбувається перехід до деякого нового положення рівноваги, що в переважній більшості випадків супроводжується великими переміщеннями, виникненням пластичних деформацій або повним руйнуванням [72].

Втратою стійкості для стержня, стиснутого центральними силами, буде згин стержня. Розв'язок задачі Ейлера при осьовому стисканні стержня дає наступний вираз для критичної сили, за якої стержень буде втрачати стійкість [73]:

$$F_{кр} = \frac{\pi^2 k E J_{\min}}{l^2}, \quad (2.8)$$

де k – довільне ціле число, E – модуль Юнга, J_{\min} – мінімальний момент інерції поперечного перерізу стержня, l – довжина стержня. Для нас важливою є перша критична сила ($k=1$). Мінімальний момент інерції поперечного перерізу залежить від площі та форми перерізу. Для вимірювань п'єзоопору допустимими формами поперечного перерізу зразків є круг та квадрат. Відповідно мінімальний момент інерції для поперечного перерізу стержня квадратної форми зі стороною a матиме вигляд [73]:

$$J_{\min} = \frac{a^4}{12}, \quad (2.9)$$

а для зразка з круглим поперечним перерізом діаметром d :

$$J_{\min} = \frac{\pi d^4}{64}. \quad (2.10)$$

Враховуючи вирази (2.8–2.10), отримаємо критичні значення механічної напруги, за якої руйнуються зразки прямокутного та круглого перерізу:

$$P_{кр} = \frac{\pi^2 a^2 E}{12l^2}, \quad (2.11)$$

$$P_{кр} = \frac{\pi^2 d^2 E}{16l^2}. \quad (2.12)$$

Прямокутні зразки для вимірювання п'єзоопору виготовляються у формі прямокутного паралелепіпеда. Торці зразка, жорстко закріплюються у латунних цапфах за допомогою епоксидної смоли, тому на стійкість буде впливати довжина зразка між цапфами. Круглі зразки мають гантелеподібну форму, що складається із досліджуваної середньої частини та основ, які розміщені на торцях (Рис. 2.7).

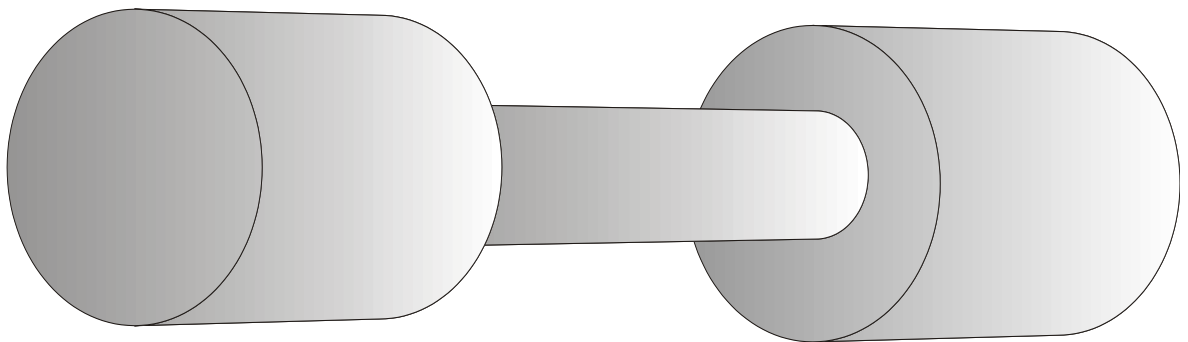


Рис. 2.7. Зразок у формі гантелі

Основи зразка, діаметром 2,4 мм та висотою 3 мм, жорстко закріплюються у латунних цапфах за допомогою епоксидної смоли. Оскільки площа поперечного перерізу основи зразка набагато більша за площу поперечного перерізу середньої частини, то тиск на основу буде набагато менший, ніж на досліджувану частину. Основи зразка майже повністю занурювались у цапфи та жорстко закріплювались у них за допомогою епоксидної смоли. При цьому стійкість зразка визначається тільки довжиною та площею поперечного перерізу його середньої частини.

Нами розраховувалась залежність критичної механічної напруги від площі поперечного перерізу зразків, виготовлених із германія прямокутної та гантелеподібної форми, для різних напрямків одновісного тиску (рис. 2.8–2.10) [67]. При цьому довжина зразка між латунними цапфами для зразків паралелепіпедної форми складала 4 мм, а довжина досліджуваної частини для зразків гантелеподібної – 3 мм.

Розрахунки залежності критичної напруги від площі поперечного перерізу показують, що при однаковій площі перерізу критична напруга для зразків, в яких поперечний переріз має форму круга, буде більшою, ніж для зразків формою перерізу яких є квадрат. Тобто, ймовірність руйнування при проведенні вимірювань тензорезистивного ефекту, буде менша для зразків гантелеподібної форми.

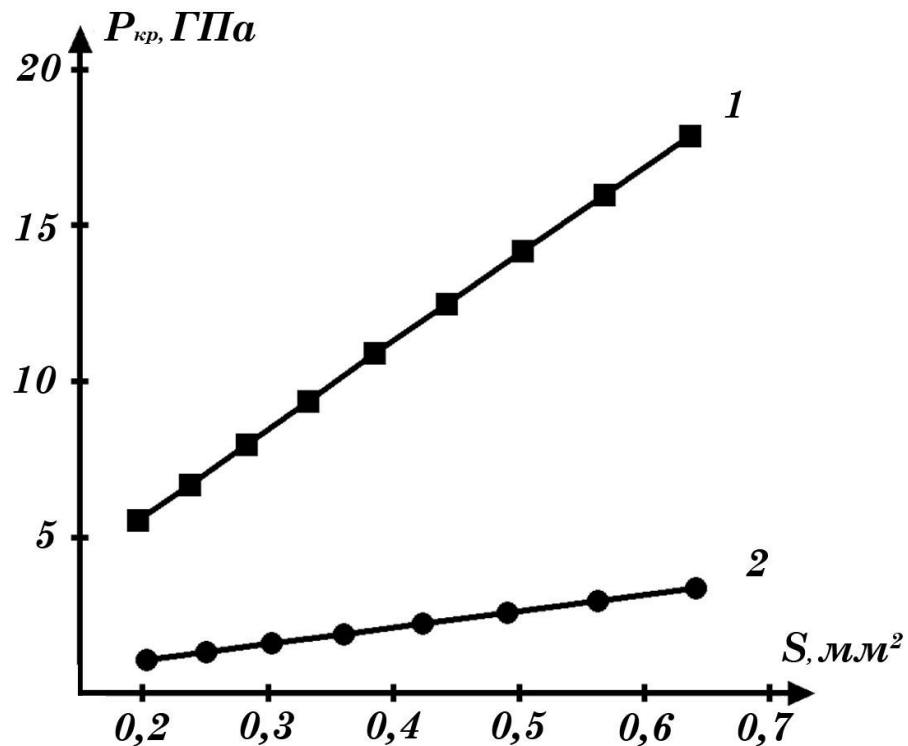


Рис. 2.8. Залежність критичної напруги від площі поперечного перерізу зразків при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]: 1 – зразки гантелеподібної форми, 2 – зразки у формі прямокутного паралелепіпеда

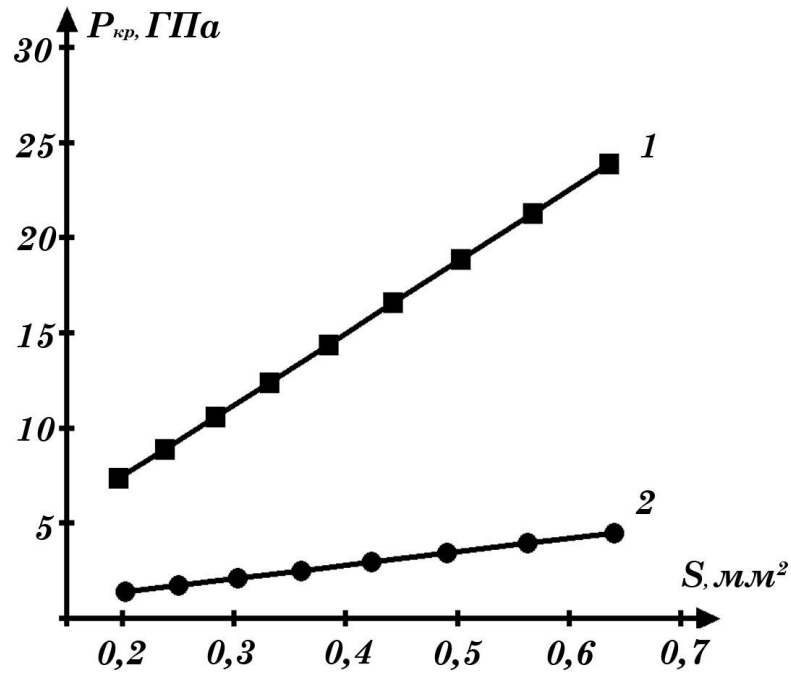


Рис. 2.9. Залежність критичної напруги від площі поперечного перерізу зразків при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [110]: 1 – зразки гантелеподібної форми, 2 – зразки у формі прямокутного паралелепіпеда

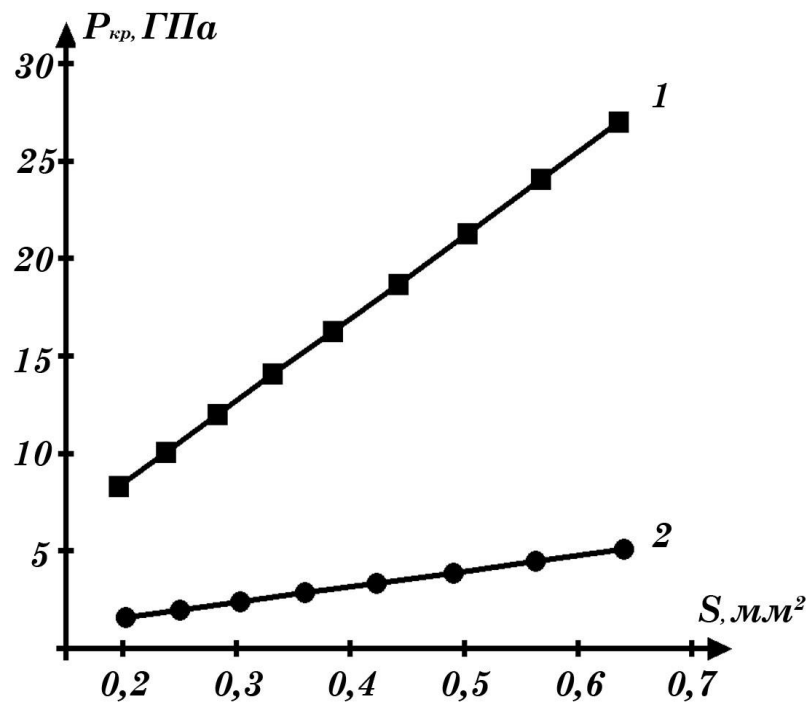


Рис. 2.10. Залежність критичної напруги від площі поперечного перерізу зразків при одновісному тискові вздовж кристалографічного напрямку [111]: 1 – зразки гантелеподібної форми, 2 – зразки у формі прямокутного паралелепіпеда

Для дослідження параметрів високоенергетичного Δ_1 -мінімуму зони провідності германія необхідно прикласти одновісний тиск $P \approx 3 \cdot 10^9 \text{ Па}$ в кристалографічному напрямку [100], [74]. Експериментальна установка для дослідження тензорезистивних ефектів дозволяє стискувати досліджений зразок із максимальною силою: $F = 2 \cdot 10^3 \text{ Н}$. Отже, для досягнення такого тиску площа поперечного перерізу досліджуваних зразків не повинна перевищувати $0,67 \text{ мм}^2$. Як показують розрахунки [67, 75], для максимальної сили тиску, яка може бути досягнута на вимірювальній установці, найбільша критична напруга відповідатиме товщині $d=0,9 \text{ мм}$ та довжині $l=3 \text{ мм}$ досліджуваної частини гантелеподібного зразка (рис. 2.11).

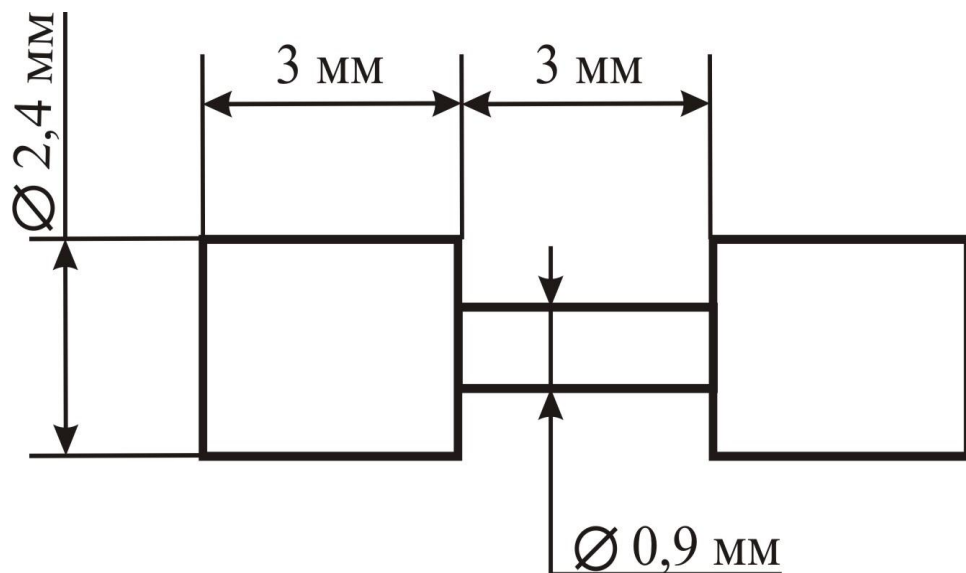


Рис. 2.11. Гантелеподібна форма зразка для дослідження тензоефектів

Механічна обробка зразків для вимірювання поздовжнього п'єзоопору проводилась наступним чином. Заготовки зразків у вигляді паралелепіпедів вирізались на спеціально виготовленому станку. Потім вирізані зразки шліфувались абразивним порошком М5 за допомогою спеціальних плоскопаралельних призм. Розміри цих паралелепіпедів доводились до розмірів $2,5 \times 2,5 \times 15 \text{ мм}$. Після цього зразкам надавали форму восьмигранної призми, зшліфовуючи кути між боковими гранями паралелепіда. Отримані

восьмигранники закріплювались на валу за допомогою спеціального тримача. Використовуючи сталені призми, розмірами $3 \times 10 \times 20$ мм, та абразивний порошок М5, зразку під час обертання його двигуном надавалась спочатку правильна циліндрична форма, а потім – форма гантелі (рис. 2.11). Частота обертання електричного двигуна МШ-2 регулювалась відповідно до певної стадії обробки зразка. Для дотримання усіх відповідних розмірів та правильності форми, надання зразку гантелеподібної форми відбувалося під мікроскопом МБС-10. Підготовлена частина заготовки, яка являла собою зразок правильної форми, відрізалась від необробленої частини заготовки в тримачі на валу двигуна різцем. Різець являє собою сталену смужку жерсті товщиною 0,3 мм із напиленими абразивними частинками. Після проведеної механічної обробки поверхню зразків стравлювали у травнику Уайта. Перед нанесенням контактів стравлена поверхня промивалась етиловим спиртом. На підготовлені зразки *n-Ge* наносились контакти чистим оловом із домішкою *Sb* за допомогою паяльника з голкоподібним жалом. Після надання зразку необхідної форми його торці можуть бути не паралельними між собою, мати певні нерівності, а їх площина основ – не перпендикулярною до осі зразка. Для усунення даних неточностей, забезпечення якомога більшої стійкості проводилось шліфування торців зразка в спеціальних циліндрах з отвором, який строго перпендикулярний до площі основи циліндрів. У даний отвір вставлявся досліджуваний зразок, який, в свою чергу, був вже поміщений у цапфи.

Для гантелеподібних зразків через малі розміри та циліндричну форму неможливо нанести контакти на досліджувану частину, тому колові олов'яні контакти наносились на бічну поверхню основ, якомога ближче до досліджуваної частини. На ці колові контакти подавалась постійна напруга та приєднувались зонди. Таке розміщення контактів також унеможливило деформування контакту під час стиску. Потім нанесені контакти перевірялись на омичність при температурі рідкого азоту та міцність.

Контакти після нанесення перевірялись на відповідність таким основним вимогам:

1. Відсутність випрямлення, тобто його опір не залежить від напрямку струму.
2. Відсутність нелінійних ефектів, тобто опір контакту не повинен залежати від величини струму.
3. Відсутність шумів контакту навіть при великих струмах, що протікають через контакти.
4. Механічна міцність, надійність та стабільність у часі.

Після нанесення олов'яних контактів зразки монтувались у латунні цапфи. Кінці зразків жорстко фіксувалися в латунних цапфах за допомогою епоксидної смоли. Для зменшення ймовірності руйнування зразків під час одновісної пружної деформації стиску виконувались наступні кроки:

- Зразок розміщувався співвісно із цапфами, для досягнення чого монтаж відбувався під мікроскопом МБС-10.
- Торці цапф монтувалися строго паралельно між собою, а площини торців виставлялись перпендикулярно до осі зразка.
- Після затвердіння епоксидної смоли, проводилось шліфування торців латунних цапф для досягнення паралельності між ними.

Останнім етапом приготування зразка є підпаювання струмових провідників та зондів та перевірка контактів на надійність та наявність випрямлення контактами. Після всіх вищеписаних етапів зразок готовий до вимірювань поміщався у експериментальну установку.

2.4. Висновки до розділу 2

В даному розділі обґрунтовано ефективність методу досліджень тензоефектів при одновісній пружній деформації, застосування якого дозволяє вивчати різні кінетичні ефекти в багатодолинних напівпровідниках для випадку, коли при деформації змінюється число “діючих” як еквівалентних, так і нееквівалентних мінімумів зони провідності, визначати параметри високоенергетичних мінімумів, розділяти вклад різних долин зони провідності у явища переносу. Також представлено основні технічні характеристики та електрична частина експериментальної установки для створення одновісної пружної деформації, за допомогою якої можна проводити дослідження тензоефектів при сильних одновісних тисках для механічних навантажень на досліджуваний зразок в інтервалі від 0 до 2000 Н та широкому температурному інтервалі. Подача на зразок стабілізованого постійного струму та автоматичний запис інформації при дослідженнях забезпечувався електричною частиною пристрою, яка складається з стабілізованого джерела живлення та багатоканального цифрового комп’ютерного вольтметра. Представлена методика та техніка виготовлення зразків *n-Ge* з оптимальними геометричними параметрами дозволяє досліджувати тензоефекти в монокристалах *n-Ge* при сильних одновісних тисках.

Проведені теоретичні розрахунки впливу оптимальних геометричних параметрів та форми досліджуваних зразків, ступеня легування домішками, дозволяють встановлювати граничні межі вимірювань тензорезистивного ефекту в *n-Ge* для різних кристалографічних напрямків, враховувати похибки при вимірюваннях питомого опору, концентрації та рухливості носіїв струму.

Розділ III

ПАРАМЕТРИ ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНОГО Δ_1 -МІНІМУМУ ЗОНИ ПРОВІДНОСТІ КРИСТАЛІВ ГЕРМАНІЯ

3.1. Визначення компонент тензора ефективної маси для окремо взятого Δ_1 -еліпсоїда в *n-Ge*

Для кількісного трактування фізичних процесів, що відбуваються у напівпровідниках при суттєвій перебудові зонного спектра матеріалу необхідно мати параметри активних енергетичних мінімумів зони провідності. Одними з таких параметрів є ефективна маса та компоненти тензора ефективної маси.

Як свідчить літературний огляд, на даний час існує небагато робіт, у яких визначено дані параметри. При обчисленнях цих параметрів використовувались, як правило, експериментальні результати, які були одержані різними експериментальними методами, кожен із яких вносив свою похибку. Тому дані, які наведені в цих роботах, є розрізненими щодо значень компонент тензора ефективної маси, параметра анізотропії ефективних мас, а отже, потребують уточнень.

Для визначення ефективної маси густини станів та компонент тензора ефективної маси нами було використано експериментальні дані лише питомої електропровідності для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] при температурі $T=4,2\text{ K}$ монокристалів *n-Ge*, легованих домішкою сурми до рівня $n=2,0 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ [74, 76]. Це дозволило розглядати випадок виключно іонного розсіювання носіїв заряду.

Результати експерименту, які використовувались у розрахунках, представлені на рис. 3.1. При деформації *n-Ge* вздовж кристалографічного напрямку [100] чотири L_1 -долини будуть зміщуватись вгору, а дві Δ_1 -долини – вниз за шкалою енергій. Тоді питому електропровідність деформованого зразка можна представити у вигляді:

$$\sigma = e(4n_{L_1}\mu_{L_1} + 2n_{\Delta_1}\mu_{\Delta_1}). \quad (3.1)$$

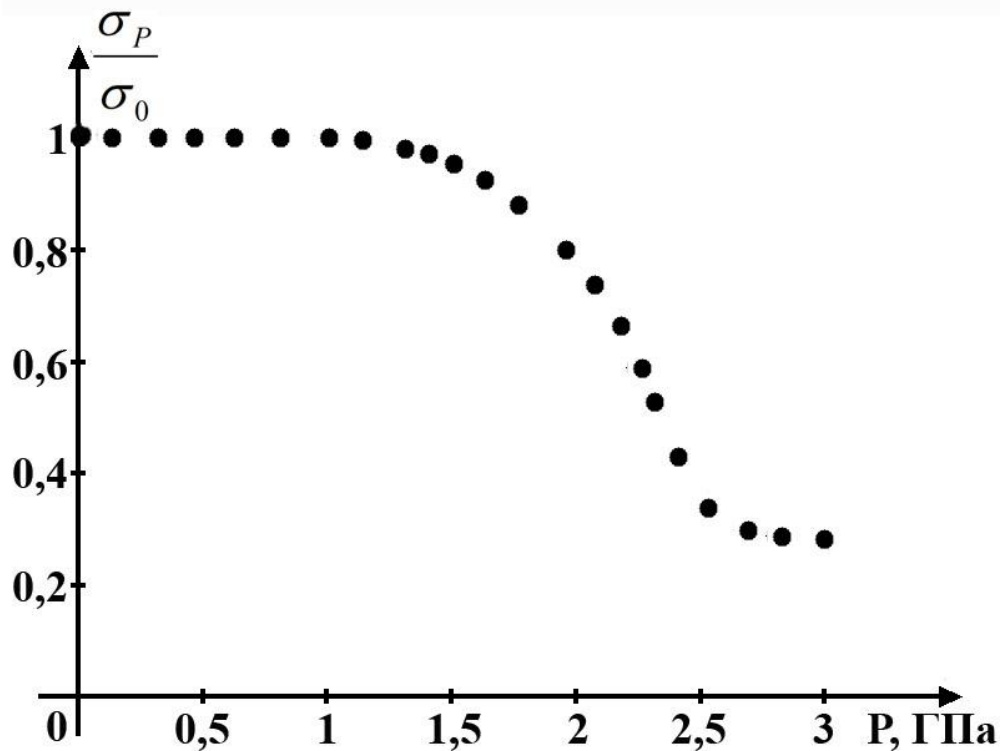


Рис. 3.1. Залежність питомої електропровідності $n\text{-Ge}\langle\text{Sb}\rangle$ від величини одновісного стиску P вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ при $T=4,2$ К

Тут індексами L_1 та Δ_1 позначено параметри відповідних енергетичних мінімумів. Крім того, $4n_{L_1} + 2n_{\Delta_1} = n_e = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} = \text{const}$ для будь-якої точки кривої п'єзоопору. Сумісний розв'язок цих співвідношень дає роздільну концентрацію електронів у відповідних долинах:

$$\begin{aligned} n_{L_1} &= \frac{\sigma - n_e \mu_{\Delta_1} e}{4e(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}, \\ n_{\Delta_1} &= \frac{n_e \mu_{\Delta_1} e - \sigma}{2e(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Статистика електронного газу в долинах така, що для області початкового спаду кривої питомої електропровідності кристалу з тиском у L_1 -мінімурах він є виродженим, а в Δ_1 -мінімурах – невиродженим. Для області насичення ситуація змінюється на протилежну, причому саме плато залежності означає

повну відсутність електронів у L_1 -мініумах. Тому аналітичні залежності концентрацій електронів у L_1 - і Δ_1 -мініумах визначатимуться як

$$\begin{aligned} n_{L_1} &= \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m_{L_1}}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E_F - E_{L_1})^{\frac{3}{2}}, \\ n_{\Delta_1} &= N_C \exp\left(\frac{E_F - E_{\Delta_1}}{kT}\right), \end{aligned} \quad (3.3)$$

де E_F , E_{L_1} , E_{Δ_1} – енергії Фермі та відповідних мінімумів деформованого кристалу відносно нульового рівня, яким є енергетичне положення дна зони провідності недеформованого кристалу і позначатиметься індексом “0”;

$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_{\Delta_1} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$ – ефективна густина енергетичних станів для Δ_1 -мінімуму. З

наведених виразів для концентрацій носіїв струму можна знайти енергетичне положення рівня Фермі та зміщення дна Δ_1 -мінімуму як функції величини одновісного тиску:

$$E_F = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2m_{L_1}} \left(\frac{\sigma - n_e \mu_{\Delta_1} e}{4e(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})} \right)^{\frac{2}{3}} + \Delta E_{L_1}, \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} \Delta E_{\Delta_1} &= -(E_{\Delta_0} - E_{L_0}) + \Delta E_{L_1} + kT \ln N_C - \\ &- kT \ln \frac{n_e \mu_{\Delta_1} e - \sigma}{2e(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})} + \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2m_{L_1}} \left(\frac{\sigma - n_e \mu_{\Delta_1} e}{4e(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})} \right)^{\frac{2}{3}}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Тут ΔE_{L_1} – деформаційне зміщення L_1 -мінімуму; $E_{\Delta_0} = 0,18 \text{ eV}$, а $E_{L_0} = 0$.

Для обчислення зміни положення Δ_1 -мінімуму при одновісному тиску потрібно використати всі відомі та надійно встановлені параметри L_1 -мінімуму та значення констант жорсткості для кристалів германія [6] ($\Xi_u^{L_1} = 16,4 \text{ eV}$,

$\Xi_d^{L_1} = -6,4 \text{ eV}$, $S_{11} = 0,769 \cdot 10^{-11} \text{ Па}^{-1}$, $S_{12} = -0,21 \cdot 10^{-11} \text{ Па}^{-1}$). Величини

$\mu_{L_1} = 780 \frac{\text{см}^2}{\text{Вс}}$ і $\mu_{\Delta_1} = 220 \frac{\text{см}^2}{\text{Вс}}$ можна знайти за відомими значеннями

концентрації носіїв струму та питомої електропровідності недеформованого і сильно деформованого кристалу (плато експериментальної залежності).

Як показують відповідні розрахунки, згідно з (3.5), зміщення ΔE_{Δ_1} дна Δ_1 -мінімуму добре апроксимовується лінійною функцією тиску, що також узгоджується з теорією деформаційного потенціалу [39], використовуючи яку, деформаційне зміщення двох Δ_1 -мінімумів можна знайти з виразу:

$$\Delta E_{\Delta_1} = -\alpha P, \quad (3.6)$$

$$\text{де } \alpha = (\Xi_d^{\Delta_1} + \frac{1}{3}\Xi_u^{\Delta_1})(S_{11} - S_{12}) - \frac{2}{3}\Xi_u^{\Delta_1}(S_{11} - S_{12}) = \text{const}.$$

Для довільних значень одинісного тиску P_1, P_2, \dots, P_n , згідно з (3.5) та (3.6):

$$\frac{\Delta E_{\Delta_1}(P_1)}{P_1} = \frac{\Delta E_{\Delta_1}(P_2)}{P_2} = \dots = \frac{\Delta E_{\Delta_1}(P_n)}{P_n} = \text{const}. \quad (3.7)$$

Тоді, враховуючи (3.6) та (3.7),

$$\frac{-(E_{\Delta_0} - E_{L_0}) + \Delta E_{L_1}(P_1) + kT \ln N_C - kT \ln \frac{n_e \mu_{\Delta_1} e^{-\sigma(P_1)}}{2e(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})} + \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2m_{L_1}} \left(\frac{\sigma(P_1) - n_e \mu_{\Delta_1} e}{4e(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}\right)^{\frac{2}{3}}}{P_1} = \quad (3.8)$$

$$= \frac{-(E_{\Delta_0} - E_{L_0}) + \Delta E_{L_1}(P_2) + kT \ln N_C - kT \ln \frac{n_e \mu_{\Delta_1} e^{-\sigma(P_2)}}{2e(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})} + \left(\frac{3}{8\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \frac{\hbar^2}{2m_{L_1}} \left(\frac{\sigma(P_2) - n_e \mu_{\Delta_1} e}{4e(\mu_{L_1} - \mu_{\Delta_1})}\right)^{\frac{2}{3}}}{P_2}.$$

Розв'язок рівняння (3.8) з врахуванням експериментальних значень питомої електропровідності $\sigma(P_1)$ та $\sigma(P_2)$ початкового спаду залежності питомої електропровідності від одинісного тиску (див. рис. 3.1) дає наступне значення ефективної маси густини станів електронів для Δ_1 -мінімуму: $m_{\Delta_1} = 0,55m_0$.

Залежність енергії електрона E від хвильового вектора \vec{k} як для L_1 , так і Δ_1 -мінімуму має вигляд еліпсоїда обертання. Тому

$$m_{\Delta_1} = \left(m_{\parallel} m_{\perp}^2\right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.9)$$

де m_{\parallel} , m_{\perp} – поздовжня та поперечна складова тензора ефективної маси електронів Δ_1 -мінімуму відповідно.

Оскільки таких еквівалентних Δ_1 -еліпсоїдів при інверсії типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного мінімуму, обумовленої одновісним тиском кристалів $n-Ge$ вздовж кристалографічного напрямку $[100]$, буде не 1, а 2, то ефективна маса густини станів:

$$m_{\Delta_1}^* = N^{\frac{2}{3}} (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{\frac{1}{3}} = 2^{\frac{2}{3}} (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{\frac{1}{3}} = 2^{\frac{2}{3}} m_{\Delta_1} = 0,88 m_0.$$

Для ізоенергетичних поверхонь, які є еліпсоїдами обертання, рухливість носіїв заряду в довільному напрямку визначається із співвідношення [35]:

$$\mu = \mu_{\perp} \sin^2 \theta + \mu_{\parallel} \cos^2 \theta, \quad (3.10)$$

де θ – кут між розглядуваним напрямком і головною віссю еліпсоїда; μ_{\perp} і μ_{\parallel} – рухливість носіїв заряду поперек і вздовж осі еліпсоїда.

Для випадку, коли одновісний тиск X та струм J направлені вздовж кристалографічного напрямку $[100]$,

$$\mu_{\Delta_1} = \mu_{\parallel}^{\Delta_1} = \frac{e}{m_{\parallel}^{\Delta_1}} \langle \tau_{\parallel}^{\Delta_1} \rangle, \quad (3.11)$$

$$\langle \tau_{\parallel}^{\Delta_1} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\parallel}^{\Delta_1}. \quad (3.12)$$

На основі теорії анізотропного розсіяння запишемо вираз для поздовжньої складової τ_{\parallel} тензора часів релаксації в умовах розсіяння на іонах домішки [77]:

$$\tau_{\parallel} = \frac{1}{B}, \quad (3.13)$$

$$B = 2C \left(\frac{\pi - 2\chi}{2} \ln \frac{\beta\rho + 1}{\beta\rho - 1} - \left(2a + \frac{\pi}{2} \right) \ln 2 + L(\chi + a) - L(\chi - a) + L\left(\frac{\pi}{2} - 2a\right) + 2L(a) - \frac{\beta}{1 + \beta^2} \ln(b + 1) \right),$$

$$\text{де } C = \frac{3\pi m_e e^4 \sqrt{2m_{\parallel}}}{8\beta^3 \varepsilon^2 m_{\perp} (kT)^{\frac{3}{2}} x^{\frac{3}{2}}}, \quad \rho = \frac{1}{\beta} \sqrt{1 + \frac{1 + \beta^2}{b}}, \quad \beta^2 = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}, \quad \chi = \arctg \rho,$$

$L(y) = -\int_0^y \ln \cos \varphi d\varphi$ – функція Лобачевського,

$N = n_e$ – концентрація домішки,

ε – діелектрична проникність (для германія $\varepsilon = 16$),

$$b = \frac{8m^* \bar{E}}{\hbar^2} R_0^2,$$

$$\bar{E} = kT \frac{\Phi_3(E_F^*)}{\Phi_1(E_F^*)} - \text{середня енергія електронів},$$

$$x = \frac{E - \Delta E_\Delta}{kT}, \quad E_F^* = \frac{E_F}{kT},$$

$$\Phi_n = \int_0^\infty \frac{x^n dx}{e^{x-E_F^*} + 1} - \text{інтеграли Фермі},$$

R_0 – радіус екранування, який у найбільш загальному вигляді визначається так:

$$R_0^2 = \frac{h^3 \varepsilon}{16\pi^2 e^2 (m^*)^{\frac{3}{2}} (2kT)^{\frac{1}{2}} \Phi_{-\frac{1}{2}}(E_F^*)}, \quad (3.14)$$

де m^* – ефективна маса носіїв струму, $\Phi_{-\frac{1}{2}}(E_F^*)$ – інтеграл Фермі індексу $-\frac{1}{2}$.

В результаті можна отримати систему рівнянь відносно невідомих значень компонент тензора ефективної маси m_{\parallel} , m_{\perp} :

$$\begin{cases} (m_{\parallel} m_{\perp}^2)^{\frac{1}{3}} = m_{\Delta_1}, \\ \frac{4e}{3\sqrt{\pi} m_{\parallel}} \int_0^\infty dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\parallel} = \mu_{\Delta_1}. \end{cases} \quad (3.15)$$

Враховуючи вирази (3.4), (3.5), (3.13), значення ефективної маси густини станів m_{Δ_1} та рухливості електронів μ_{Δ_1} для Δ_1 -мінімуму було отримано наступні значення компонент тензора ефективної маси: $m_{\parallel} = 1,65m_0$ та $m_{\perp} = 0,32m_0$.

3.2. Константи деформаційного потенціалу та баричні коефіцієнти для Δ_1 -мінімуму зони провідності монокристалів германія

Визначенню констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму, так як і компонент тензора ефективної маси, присвячена досить обмежена кількість публікацій [23, 31, 41]. Отримані дані в цих роботах відрізняються між собою як комбінацією констант деформаційного потенціалу, так і самими їх значеннями. Оскільки остаточний результат отримувався авторами на основі використання даних неспоріднених досліджень інших авторів, то це могло вносити додаткові похибки в значення шуканих параметрів.

Для отримання комбінації констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму ми використали дані лише поздовжнього п'єзоопору монокристалів *n-Ge* вздовж кристалографічного напрямку [100] при $T=4,2$ K (рис. 3.1). Враховуючи вирази (3.5) та (3.6), експериментальні значення рухливостей для L_1 - та Δ_1 -мінімумів та всі відомі параметри для L_1 -мінімуму було знайдено комбінацію констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму [74]:

$$0,35\Xi_d^{\Delta_1} + 0,77\Xi_u^{\Delta_1} = 8,65 \text{ eV}. \quad (3.16)$$

Для роздільного знаходження констант деформаційного потенціалу $\Xi_d^{\Delta_1}$ та $\Xi_u^{\Delta_1}$ для Δ_1 -мінімуму нами досліджувався поздовжній п'єзоопір при температурі рідкого азоту для монокристалів *n-Ge*, легованих *Sb* до рівня $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, коли $P \parallel J \parallel [100]$ (рис. 3.2) [78]. П'єзоопір *n-Ge* при одновісному тиску $P > 1,8$ ГПа спричинений деформаційним перерозподілом електронів між чотирма L_1 -мінімумами, які піднімаються вгору, та двома Δ_1 -мінімумами, які опускаються вниз за шкалою енергій. Наявність насичення п'єзоопору для монокристалів *n-Ge* при тиску $P > 2,4$ ГПа вказує на реалізацію інверсії (L_1 - Δ_1) типу абсолютного мінімуму. Оскільки для всього діапазону тисків ($0 < P < 2,6$ ГПа) концентрація електронів провідності є сталою, то рухливість електронів для Δ_1 -мінімуму рівна:

$$\mu_{\Delta_1} = \frac{\rho_0}{\rho_\infty} \mu_{L_1}, \quad (3.17)$$

де $\frac{\rho_\infty}{\rho_0} = 7,05$ – величина п'єзоопору $n-Ge$ при одновісному тиску $P > 2,4$ ГПа,

$\mu_{L_1} = 30100 \frac{см^2}{В \cdot с}$ – рухливість електронів для L_1 -мінімуму, тобто для недеформованого кристалу.

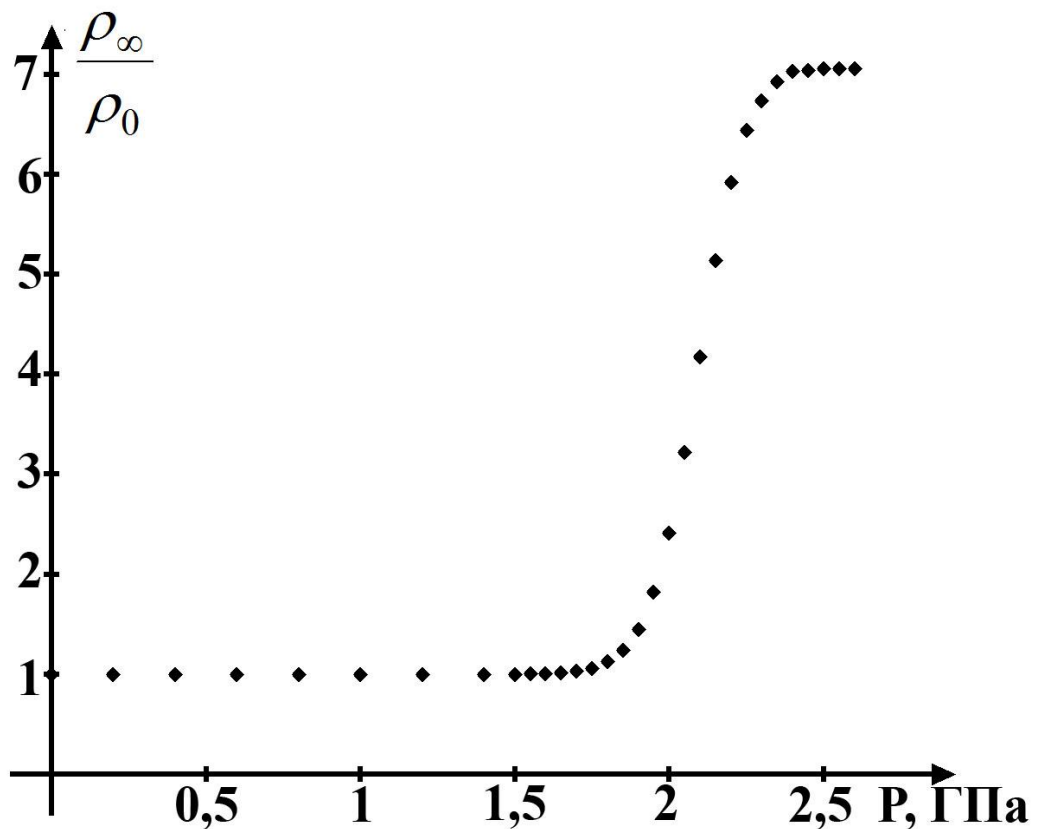


Рис. 3.2. П'єзоопір для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ монокристалів $n-Ge$ при температурі $T=77$ К

Тоді, згідно з виразом (3.17), $\mu_{\Delta_1} = 4270 \frac{см^2}{В \cdot с}$.

Оскільки поверхні сталої енергії як для L_1 -, так і для Δ_1 -мінімумів є еліпсоїдами обертання, то рухливість носіїв заряду для будь-якого напрямку можна знайти з виразу (3.10). Для Δ_1 -мінімуму, коли $P \parallel J \parallel [100]$,

$$\mu_{\Delta_1} = \mu_{\parallel} \cdot \quad (3.18)$$

З іншого боку компоненти тензора рухливості можна виразити через компоненти тензора часів релаксації та ефективної маси для відповідних мінімумів:

$$\mu_{\parallel} = \frac{e}{m_{\parallel}} \langle \tau_{\parallel} \rangle. \quad (3.19)$$

На основі теорії анізотропного розсіяння вираз для поздовжньої компоненти тензора часів релаксації τ_{\parallel} для випадку розсіяння електронів на акустичних фононах та іонах домішки можна записати так [79]:

$$\tau_{\parallel} = \frac{a_{\parallel}}{\sqrt{k_B T}^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_0}, \quad (3.20)$$

$$a_{\parallel} = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{0a}}, \quad b_0 = \frac{a_{\parallel} \cdot \Phi_{0i}}{\sqrt{k_B T}^{\frac{3}{2}} \tau_{0i}(kT)}, \quad (3.21)$$

$$\tau_{0i}(kT) = \frac{\sqrt{2} m_{\perp} \varepsilon^2 (kT)^{\frac{3}{2}}}{\pi N e^4 \sqrt{m_{\parallel}}}, \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{0a} = & 1 + \frac{2(1+\beta^2)}{\beta^2} \left(1 - \frac{3}{\beta^2} + \frac{3}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \frac{(1+\beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} \times \\ & \times \left((1+\beta^2) \left(1 - \frac{6}{\beta^2} - \frac{3}{2\beta^2(1+\beta^2)} + \frac{15\alpha}{2\beta^3} \right) + \frac{C_{11}}{C_{44}} \left(2 + \frac{15}{2\beta^2} - \frac{3}{2\beta^3} (5+3\beta^2)\alpha \right) \right) \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{0i} = & \frac{3}{2\beta^3} \left(\left(\frac{\beta}{1+\beta^2} - \alpha \right) \ln \gamma^2 - \alpha \ln(1+\beta^2) + \right. \\ & \left. + 2L(a) + \frac{\beta\gamma^2}{2} \left(\frac{\beta^2-1}{\beta^2+1} + \frac{\alpha(\beta^2+1)}{\beta} \right) \right) \end{aligned}, \quad (3.24),$$

де $\alpha = \arctg \beta$, $\beta^2 = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}$, $\gamma = \sqrt{\frac{\pi \hbar^2 e^2 N}{2m_{\parallel} \varepsilon kT}}$,

$$L(a) = -\int_0^a \ln \cos \varphi d\varphi - \text{функція Лобачевського}, \quad (3.24),$$

N – концентрація домішки.

Для невиродженого електронного газу середнє значення поздовжньої компоненти тензора часу релаксації буде визначатись виразом (3.12).

Як слідує з виразів (3.18–3.25), рухливість електронів для Δ_1 -мінімуму залежить від пружних сталих C_{11} і C_{44} , компонент тензора ефективної маси m_{\parallel} і m_{\perp} та констант деформаційного потенціалу Ξ_u та Ξ_d . Пружні константи $C_{11} = 1,292 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ і $C_{44} = 0,67 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ для монокристалів германія є відомими параметрами [79]. Компоненти тензора ефективної маси $m_{\parallel} = 1,65m_0$ і $m_{\perp} = 0,32m_0$ для Δ_1 -мінімуму були знайдені раніше нами в роботі [74].

Відповідно до виразів (3.16–3.25), було отримано систему рівнянь для знаходження констант деформаційного потенціалу Ξ_u та Ξ_d :

$$\begin{cases} \frac{4ea_{\parallel}}{3\sqrt{\pi k_B m_{\parallel}} T^{3/2}} \int_0^{\infty} \frac{x^3 e^{-x}}{x^2 + b_0} dx = \mu_{\Delta_1}, \\ 0,35\Xi_d + 0,77\Xi_u = 8,65. \end{cases} \quad (3.26)$$

Розв'язок системи рівнянь (3.26) дає наступні значення констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму:

$$\Xi_u^{\Delta_1} = 11,82 \text{ еВ}, \quad \Xi_d^{\Delta_1} = -1,29 \text{ еВ}. \quad (3.27)$$

Для пояснення різних кінетичних ефектів у сильно деформованих кристалах $n\text{-Ge}$ поряд з такими важливими параметрами зонної структури як константи деформаційного потенціалу та компоненти тензора ефективної маси, необхідно також мати значення баричних коефіцієнтів для різних типів мінімумів зони провідності.

Тому нами було розраховано баричні коефіцієнти для Δ_1 -мінімуму та зміну величини енергетичної щілини між L_1 - та Δ_1 -мінімумами зони провідності монокристалів $n\text{-Ge}$ при гідростатичному та одновісному тиску. При пружній деформації зсув за шкалою енергій для чотирьох L_1 -мінімумів та шести Δ_1 -мінімумів рівний [2]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta E_1 = \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \frac{2}{3} (\varepsilon_{12} + \varepsilon_{13} + \varepsilon_{23}), \\ \Delta E_2 = \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \frac{2}{3} (\varepsilon_{23} - \varepsilon_{12} - \varepsilon_{13}), \\ \Delta E_3 = \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \frac{2}{3} (\varepsilon_{13} - \varepsilon_{12} - \varepsilon_{23}), \\ \Delta E_4 = \left(\Xi_d + \frac{1}{3} \Xi_u \right) (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \frac{2}{3} (\varepsilon_{12} - \varepsilon_{13} - \varepsilon_{23}). \end{array} \right. \quad (3.28)$$

та

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta E_{1,2} = \Xi_d (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \Xi_u \varepsilon_{11}, \\ \Delta E_{3,4} = \Xi_d (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \Xi_u \varepsilon_{22}, \\ \Delta E_{5,6} = \Xi_d (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) + \Xi_u \varepsilon_{33}, \end{array} \right. \quad (3.29)$$

де ε_{ij} – компоненти тензора деформації.

Для гідростатичного тиску:

$$\varepsilon_{ij} = -\frac{P}{3K} \delta_{ij}, \quad (3.30)$$

де $K = \frac{1}{3}(C_{11} + 2C_{12})$ – модуль всестороннього тиску, δ_{ij} – символ Кронекера.

Для випадку одновісних тисків вздовж кристалографічних напрямків [100], [110] та [111] вирази для компонент тензора деформації матимуть вигляд:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{ii} = -P \frac{(C_{11} + 2C_{12})n_i^2 - C_{12}}{(C_{11} - C_{12})(C_{11} + 2C_{12})}, \\ \varepsilon_{ij} = -P \frac{n_i n_j}{2C_{44}}, i \neq j, \end{array} \right. \quad (3.31)$$

де n_i та n_j – компоненти одиничного вектора нормалі, який направлений вздовж напрямку одновісного тиску, в системі координат зв'язаній із кристалографічними осями [100], [110] та [111].

Враховуючи значення пружних сталих $C_{11} = 1,292 \cdot 10^{11} \text{ Па}$, $C_{12} = 0,479 \cdot 10^{11} \text{ Па}$, $C_{44} = 0,67 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ [2], констант деформаційного

потенціалу $\Xi_u = 16,4 \text{ eV}$ та $\Xi_d = -6,4 \text{ eV}$ для L_1 -мінімуму [38], знайдені нами відповідні константи $\Xi_u^{\Delta_1} = 11,82 \text{ eV}$ та $\Xi_d^{\Delta_1} = -1,29 \text{ eV}$ для Δ_1 -мінімуму, можна обчислити на основі виразів (3.28–3.31) баричні коефіцієнти для Δ_1 -мінімуму та зміну величини енергетичної щілини між L_1 - та Δ_1 -мінімумами зони провідності монокристалів $n\text{-Ge}$ при гідростатичному та одновісному тиску. Дані обчислення представлені в таблиці 3.1.

Таблиця 3.1.

Значення баричних коефіцієнтів для Δ_1 -мінімуму та зміни величини енергетичної щілини між L_1 та Δ_1 -мінімумами зони провідності монокристалів $n\text{-Ge}$

Тиск	Баричні коефіцієнти для Δ_1 -мінімуму, $\frac{dE_{\Delta_1}}{dP} \cdot 10^{11}, \frac{\text{eV}}{\text{Па}}$	Зміна величини енергетичної щілини між L_1 та Δ_1 -мінімумами, $\frac{dE_{(L_1-\Delta_1)}}{dP} \cdot 10^{11}, \frac{\text{eV}}{\text{Па}}$
Одновісний тиск $P \parallel [100]$	-8,65	-8,97
Одновісний тиск $P \parallel [110]$	-5,9	-2,24
Одновісний тиск $P \parallel [111]$	-0,92	6,73
Гідростатичний тиск	-2,77	-3,75

Зокрема, в роботі [13] на основі вимірювань тензорезистивного ефекту при гідростатичному тиску було знайдено баричний коефіцієнт для Δ_1 -мінімуму: $\frac{dE_{\Delta_1}}{dP} = -(2,4 \pm 0,4) \cdot 10^{11} \frac{\text{eV}}{\text{Па}}$, що добре узгоджується в межах похибки з нашими обчисленнями.

Враховуючи знайдені баричні коефіцієнти (таблиця 3.1), було також розраховано зміщення L_1 - та Δ_1 -мінімумів при гідростатичному та одновісному тиску [80]. Отримані результати наведені на рисунках 3.3–3.6.

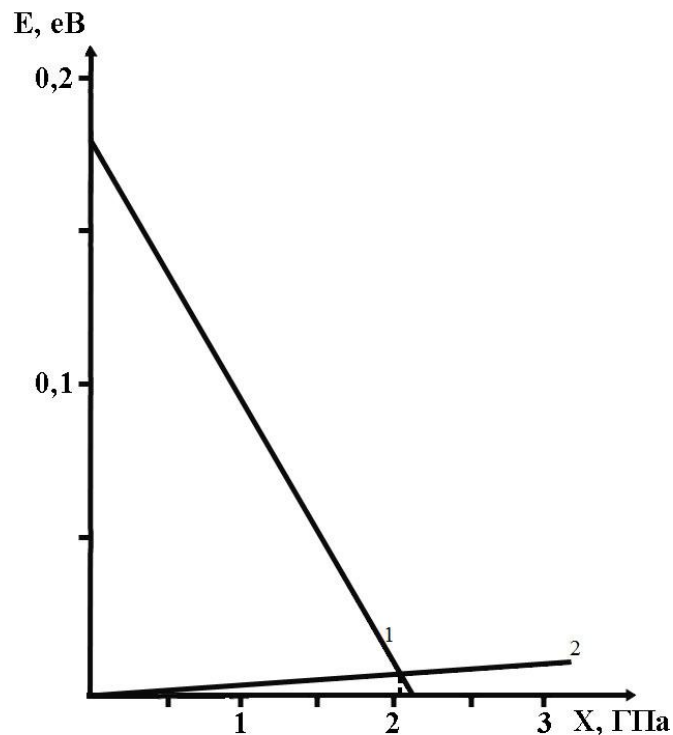


Рис. 3.3. Зміна положення Δ_1 -мінімуму (крива 1) та L_1 -мінімуму (крива 2) зони провідності монокристалів германію при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]

Як видно з рис. 3.3, при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] інверсія абсолютного мінімуму є можливою та відбувається при тиску більшому за 2,1 ГПа. При одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [110] інверсія типу абсолютного мінімуму відбувається при значно більших тисках ($P > 8$ ГПа), ніж у випадку, коли одновісний тиск направлений вздовж кристалографічного напрямку [100] (рис. 3.4). При одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [111] реалізувати інверсію типу абсолютного мінімуму неможливо, оскільки в цьому випадку швидкість зміщення нижнього L_1 -мінімуму значно більша, ніж шести Δ_1 -мінімумів (рис. 3.5). При гідростатичному тиску інверсія абсолютного мінімуму є також можливою і буде відбуватись при тисках порядку 5 ГПа (рис. 3.6), що перевищує більше як в два рази відповідне значення одновісного тиску для випадку деформації вздовж кристалографічного напрямку [100], але значно є меншим, ніж для випадку одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [110].

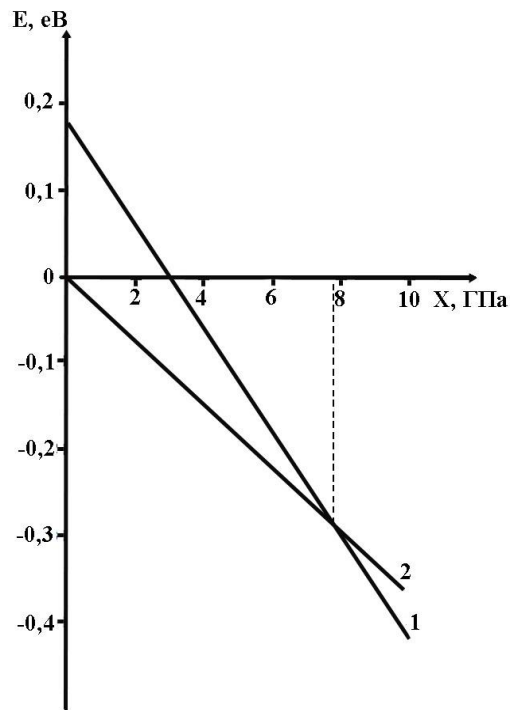


Рис. 3.4. Зміна положення Δ_1 -мінімуму(крива 1) та L_1 -мінімуму (крива 2) зони провідності монокристалів германія при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [110]

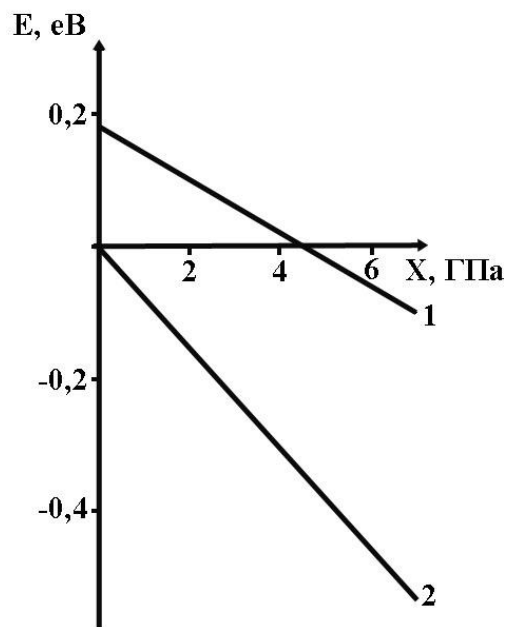


Рис. 3.5. Зміна положення Δ_1 -мінімуму(крива 1) та L_1 -мінімуму (крива 2) зони провідності монокристалів германія при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [111]

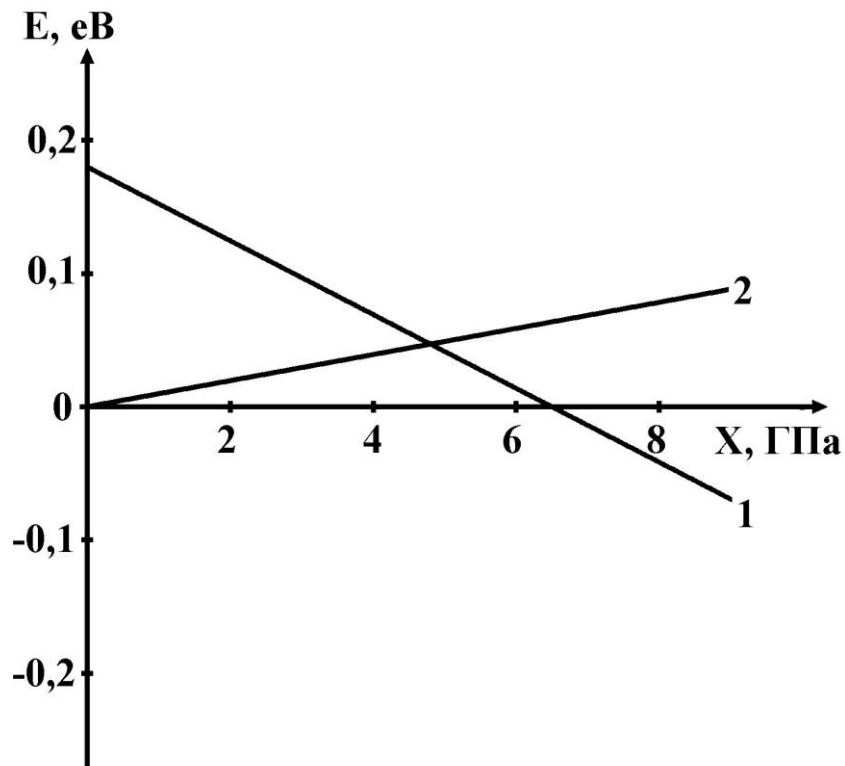


Рис. 3.6. Зміна положення Δ_1 -мінімуму (крива 1) та L_1 -мінімуму (крива 2) зони провідності монокристалів германія при гідростатичному тиску

Як слідує з аналізу даних рисунків, енергетична щілина між L_1 - та Δ_1 -мінімумами зони провідності монокристалів n -Ge зменшується при гідростатичному тиску та одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків $[100]$ та $[110]$. Це дозволяє реалізувати інверсію типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного мінімуму для монокристалів n -Ge та досліджувати різні кінетичні та оптичні ефекти за участю як L_1 -, так і Δ_1 -мінімумів для розглядуваних випадків деформації монокристалів n -Ge.

3.3. Вплив інверсії типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного мінімуму в монокристалах n -Ge на ефект екранування

Відомо, що взаємодія між електронами в напівпровіднику призводить до ефекту екранування неоднорідних електричних полів, що створюються як носіями заряду, так і різними дефектами в кристалі [81]. При цьому

потенціальну енергію взаємодії електрона із центром розсіювання слід апроксимувати не кулонівським виразом $-\frac{e^2}{\varepsilon r}$, де ε – статична діелектрична стала ґратки, а виразом типу:

$$V(r) = -\frac{e^2}{\varepsilon r} \exp\left(-\frac{r}{R_0}\right). \quad (3.32)$$

Тут R_0 – радіус екранування, що виражається тим або іншим способом через концентрацію носіїв заряду та температуру. Наприклад [82],

$$R_0 = \left(\frac{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}{e^2 g(E)}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.33)$$

де $g(E)$ – повна густина станів у зоні.

Для випадку довільного ступеня виродження електронного газу радіус екранування в розгорнутому записі має вигляд (3.14). Із даного виразу слідує, що існує сильна залежність дебаївської довжини екранування від ефективної маси носіїв струму. Саме ця обставина змусила звернути увагу авторів роботи [83] на поведінку величини радіуса екранування при реалізації інверсії типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного мінімуму в *n-Ge*, оскільки названий параметр не завжди можна вважати тривіальним:

а) ефект екранування за певних умов визначає енергетичний спектр локальних рівнів домішки. Скінчене значення радіуса екранування обмежує або навіть і забороняє число дискретних рівнів [81];

б) екранування суттєвим чином впливає на розсіяння носіїв заряду кулонівськими центрами [84];

в) процеси екранування електричного поля визначають ступінь згину енергетичних зон поблизу поверхні напівпровідника, на межі контакту напівпровідника з металом, в області *p-n*-переходів, а отже, й визначають роботу МДН структур, бар'єрів Шотткі і т.д. [85];

г) енергія активації домішок залежить від умов екранування [86].

Враховуючи знайдені в роботі [74] компонентами тензора ефективної маси Δ_1 -мінімуму $m_{\parallel}^{\Delta_1}$ та $m_{\perp}^{\Delta_1}$, легко отримується значення ефективної густини станів N_C для цього мінімуму, що стає “робочим” у зоні провідності n -Ge при сильних одновісних деформаціях:

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3.34)$$

$$m^* = N^{\frac{2}{3}} (m_{\parallel} \cdot m_{\perp})^{\frac{1}{3}}, \quad (3.35)$$

де N – число еквівалентних долин: для L_1 -мінімуму $N = 4$, для Δ_1 -мінімуму $N = 2$.

Знаючи N_C , із виразу для концентрації електронів у зоні провідності [27]

$$n = \frac{2N_C}{\sqrt{\pi}} \Phi_{\frac{1}{2}}, \quad (3.36)$$

легко знаходиться інтеграл Фермі індексу $\frac{1}{2}$.

$$\Phi_{\frac{1}{2}} = \int_0^{\infty} \frac{x^{\frac{1}{2}} dx}{e^{x-E_F^*} + 1}, \quad (3.37)$$

де $x = \frac{E}{kT}$, $E_F^* = \frac{E_F}{kT}$ – безрозмірна енергія та хімічний потенціал.

Отримане із (3.37) значення енергії Фермі E_F^* дозволяє визначити інтеграл Фермі індексу $-\frac{1}{2}$:

$$\Phi_{-\frac{1}{2}} = \int_0^{\infty} \frac{x^{-\frac{1}{2}} dx}{e^{x-E_F^*} + 1}, \quad (3.38)$$

а отже, і радіус екранування (3.14).

Для досліджуваного матеріалу (для концентрації домішки Sb $n = 2,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в інвертованому стані радіус екранування виявився рівним $R_0 = 1.41 \cdot 10^{-7} \text{ см}$, що приблизно на 20 % менше, ніж до зміни головного

енергетичного мінімуму зони провідності. Цю обставину потрібно враховувати при розгляді актів розсіяння носіїв струму в сильно легованому матеріалі, оскільки завдяки потенціалу розсіяння (3.32) вона вносить значний вклад у залежність: $\tau = f(E)$. Визначальна роль цієї залежності в процесах розсіяння вимагає відомостей про положення рівня фермі E_F . Отримані раніше значення компонент тензора ефективних мас дозволяють визначити енергетичні положення рівня Фермі відносно дна відповідного мінімуму. Ці дані для різних значень концентрації домішки наведені в таблиці 3.2.

Таблиця 3.2

Залежність радіуса екранування від концентрації домішки для Δ_I - та L_I -мінімумів

$n, \text{см}^{-3}$	$R^{\Delta_I} \cdot 10^7, \text{см}$	$R^{L_I} \cdot 10^7, \text{см}$	$E_F^{\Delta_I}, \text{меВ}$	$E_F^{L_I}, \text{меВ}$
10^{17}	2,51	3,1	0,75	1,3
$5 \cdot 10^{17}$	1,78	2,22	2,6	4,1
$2 \cdot 10^{18}$	1,41	1,76	6,6	10,5
$6 \cdot 10^{18}$	1,16	1,46	13,8	21,8
10^{19}	1,05	1,35	19,3	30,7

Поряд із таким важливим параметром як радіус екранування, важливо мати відомості про екрануючий множник, який також враховує екранування іонізованих домішок носіями заряду.

Час релаксації при розсіянні електронів на іонізованих домішках, визначається формулою Дінгла [87],

$$\tau_i = \frac{\varepsilon^2 m_0^2 g^2}{2\pi n e^4} \cdot \frac{1}{g(b)}, \quad (3.39)$$

де $g(b) = \ln(1+b) - \frac{b}{1+b}$ – екрануючий множник;

$$b = \frac{8m^* \bar{E}}{\hbar^2} R_0^2; \mathcal{G} - \text{середня швидкість електрона};$$

$$\mathcal{G} = \sqrt{\frac{2\bar{E}}{m_i^*}}; m_0 - \text{маса вільного електрона}; n - \text{концентрація іонізованих}$$

$$\text{домішок}; \bar{E} = kT \frac{\Phi_{\frac{3}{2}}(E_F^*)}{\Phi_{\frac{1}{2}}(E_F^*)} - \text{середня енергія частинок, які розсіюються на іонах};$$

m_i^* – ефективна маса електрона відповідного мінімуму.

Оскільки інверсія типу абсолютного мінімуму в *n-Ge* реалізується, коли $X//J||[100]$, то тензор рухливості носіїв заряду буде визначати лише одна компонента $\mu_{||}$, якій відповідає поздовжня складова ефективної маси $m_{||}$. Тому у формулі для розрахунку середньої швидкості \mathcal{G} руху електрона необхідно враховувати, що $m_{\Delta}^* = m_{||}$. Це дає можливість за табличними даними радіуса екранування знайти залежність екрануючого множника від концентрації домішки для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності *n-Ge* <Sb> (рис. 3.7), а також оцінити рухливість електронів $\mu_i = \frac{e}{m_i^*} \tau_i$ для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності *n-Ge* [88, 89].

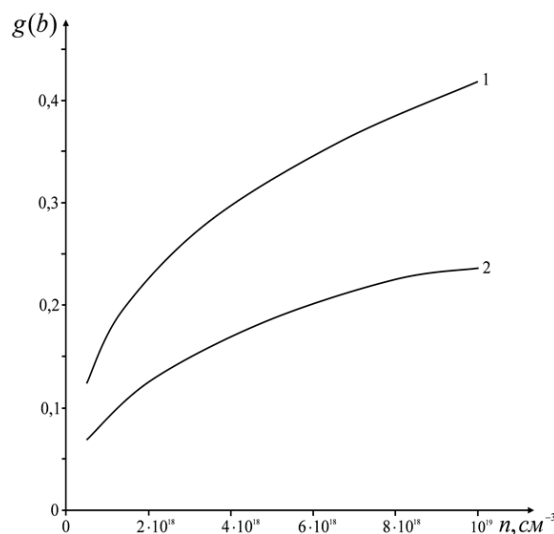


Рис. 3.7. Розраховані залежності екрануючого множника від концентрації домішки: 1 – L_1 -мінімум; 2 – Δ_1 -мінімум

Враховуючи експериментальні результати вимірювань поздовжнього п'єзоопору для сильнолегованих монокристалів n -Ge (рис. 3.1), можна легко одержати відповідні залежності рухливості електронів від одновісної деформації (рис. 3.8).

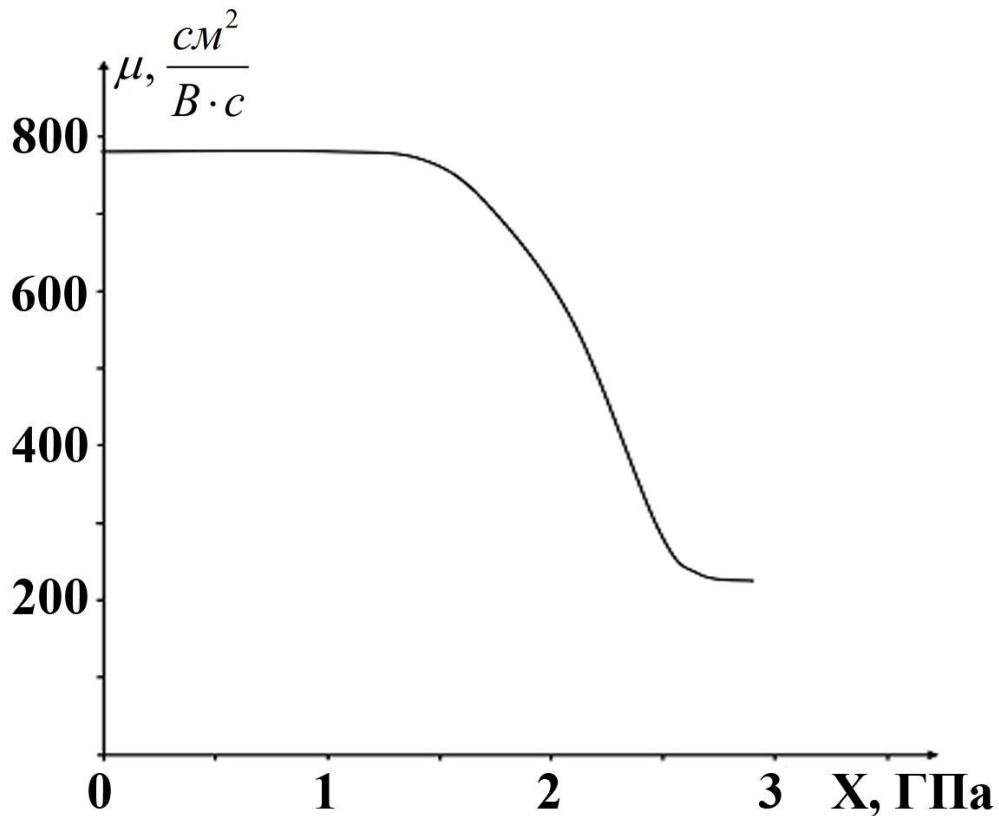


Рис. 3.8. Залежність рухливості електронів від одновісної деформації $X // J // [100]$ для кристалів n -Ge з концентрацією домішки Sb $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ при $T = 4,2 \text{ K}$

Рухливість електронів для недеформованих, так і одновісно деформованих монокристалів n -GeSb до тисків $P < 1,6 \text{ ГПа}$, як видно з рис. 3.8, визначається лише параметрами L_1 -мінімумів, а при $P > 2,8 \text{ ГПа}$ – Δ_1 -мінімумів. Отримані експериментальні значення рухливості електронів для L_1 та Δ_1 -мінімумів добре узгоджуються з їх обчисленими теоретичними для даної концентрації домішки Sb ($\mu_{L_1} = 760 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$, $\mu_{\Delta_1} = 195 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$).

Проведені теоретичні та експериментальні дослідження впливу сильних одновісних деформацій на ефект екранування дозволили сформулювати наступні висновки:

1. Показано, що такий важливий параметр у напівпровідникових матеріалах, як радіус екранування, зазнає змін у результаті інверсії типу абсолютного мінімуму зони провідності *n-Ge*, обумовленої одновісним деформуванням ($\approx 2,8$ ГПа) вздовж кристалографічного напрямку [100], що пояснюється різним значенням ефективної маси густини станів для L_1 - та Δ_1 -мінімумів у *n-Ge*.

2. Різні залежності екрануючого множника від концентрації домішки для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності *n-Ge* вказують на різний характер екранування і відповідно розсіяння електронів для різних типів мінімумів.

3. Значна зміна рухливості для монокристалів *n-Ge* в умовах інверсії типу абсолютного мінімуму порівняно з Смітовським перерозподілом носів заряду між однотипними долинами може бути використана для конструювання різного роду електронних приладів та датчиків.

3.4. Розрахунок енергії іонізації основного стану мілких донорів для Δ_1 -моделі зони провідності *n-Ge*

У роботах [90, 91] досліджувався вплив інверсії типу ($L_1-\Delta_1$) абсолютного мінімуму в монокристалах *n-Ge* на зміну енергії іонізації мілких донорів.

Відомо, що енергія іонізації мілкового рівня описується параметрами тієї долини, хвильові функції якої описують його стан, коли $k_0 a \gg 1$ (a – борівський радіус, k_0 – відстань між мінімумами долин у просторі квазіімпульсів [35]). Для *n-Ge* ця умова виконується як для L_1 -, так і для Δ_1 -долин. Рівняння Шредінгера для знаходження мілких домішкових рівнів у багатодолинних напівпровідниках не має свого точного аналітичного розв'язку. Тому на практиці, зазвичай, доводиться використовувати наближені методи

знаходження власних функцій та власних значень гамільтоніана [92]. В роботі [93] на основі варіаційного методу Рітца, для випадку ізотропного закону дисперсії з врахуванням екранування поля іона домішки, отримано аналітичний вираз для розрахунку енергії іонізації мілких енергетичних рівнів. Для *n-Ge* такий підхід незастосовний, оскільки ізоенергетичні поверхні як для L_1 -, так і для Δ_1 -долин є еліпсоїдами обертання. В такому випадку необхідно, перш за все, враховувати анізотропію ефективних мас, як це було зроблено авторами роботи [94] для еліпсоїдоподібної енергетичної поверхні на основі теорії збурень для кристалів *CdS* та *ZnO*. Тут в якості малого параметра вибирався фактор анізотропії, який залежить від відношення ефективних мас та діелектричної проникності матеріалу вздовж та поперек головної осі еліпсоїда. Зазначені фактори, а також те, що енергетичні рівні основного стану мілких донорів у монокристалах германія зазнають значного хімічного зсуву, пов'язаного з корекцією потенціалу центральної комірки [93, 96], враховані нами при розгляді Δ_1 -моделі *n-Ge*.

У роботі [90] обчислено енергію іонізації основного стану мілких донорів для Δ_1 -моделі зони провідності *n-Ge* без врахування та з врахуванням хімічного зсуву.

При відсутності хімічного зсуву, гамільтоніан для електрона, який локалізований на донорі, у випадку еліпсоподібної ізоенергетичної поверхні в наближенні ефективної маси має вигляд [35]:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_{\parallel}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{Zq^2}{\varepsilon \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \quad (3.40)$$

де Zq , q – відповідно абсолютні значення зарядів іона та електрона; m_{\parallel} , m_{\perp} – поздовжня та поперечна складова тензора ефективної маси електрона; ε – діелектрична проникність матеріалу. Використовуючи перетворення Уілера та Діммока [96]:

$$x = x_1, \quad y = y_1, \quad z = z_1 \left(\frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}} \right)^{1/2}, \quad (3.41)$$

можна записати рівняння Шредінгера у вигляді:

$$\hat{H}_1 \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}), \quad (3.42)$$

де

$$\hat{H}_1 = -\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} \right) - \frac{zq^2}{\varepsilon \sqrt{x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 (1-\alpha)}}, \quad (3.43)$$

$$\alpha = 1 - \gamma, \quad \gamma = \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}}. \quad (3.44)$$

Тут α – фактор анізотропії.

Гамільтоніан (3.43) у сферичній системі координат можна представити так:

$$\hat{H}_1 = -\frac{\hbar^2}{2m_{\perp}} \nabla^2(r, \theta, \varphi) - \frac{zq^2}{\varepsilon r} f(\alpha, \theta), \quad (3.45)$$

де

$$f(\alpha, \theta) = \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha \cos^2 \theta}}. \quad (3.46)$$

Пробну функцію для основного стану електрона будемо шукати у вигляді:

$$\psi_{1S} = ce^{-\sqrt{\frac{x^2+y^2+z^2}{a^2+b^2}}}. \quad (3.47)$$

У сферичній системі координат:

$$\psi_{1S} = ce^{-r \sqrt{\frac{\sin^2 \theta}{a^2} + \frac{\cos^2 \theta}{b^2}}}, \quad (3.48)$$

де c, a, b - невідомі варіаційні параметри.

Тоді вираз для середнього значення енергії системи в стані, який задається пробною функцією (3.48),

$$E(c, a, b) = \frac{\int_V \psi_{1S}^* \hat{H}_1 \psi_{1S} dV}{\int_V |\psi_{1S}|^2 dV}. \quad (3.49)$$

У результаті обчислень інтегралів чисельника та знаменника (3.49), отримаємо наступну залежність середнього значення енергії основного стану від варіаційних параметрів:

$$E(a,b) = -\frac{\hbar^2}{m_{\perp}} \left(\frac{\left(-\frac{3ab}{8}\right) \ln \frac{a + \sqrt{a^2 + b^2}}{a - \sqrt{a^2 + b^2}} + \frac{b^2 - a^2}{2b}}{a^2 b} + \frac{\frac{m_{\perp} Z e^2}{\epsilon \hbar^2} \frac{a^2 b^2}{\sqrt{b^2 (ab^2 + a^2 - b^2)}} \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{ab^2 + a^2 - b^2}}{b \sqrt{1 - \alpha}} \right)}{a^2 b} \right). \quad (3.50).$$

Варіаційні параметри знаходяться з розв'язків наступної системи рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{\partial E(a,b)}{\partial a} = 0, \\ \frac{\partial E(a,b)}{\partial b} = 0. \end{cases} \quad (3.51)$$

Підставляючи знайдені параметри у вираз (3.50), можна обчислити енергію іонізації основного стану домішки E_{1S} .

Величина хімічного зсуву залежить від природи самої домішки. Тому для даного випадку необхідно побудувати такий потенціал, який враховує конкретну природу домішкового іона. Деякі аспекти даної проблеми на прикладі мілких донорів у кремнії вперше були розглянуті в роботі [97]. Авторами роботи [98] було запропоновано наступний вигляд для потенціалу іона домішки з врахуванням його “серцевини”:

$$U(r) = -\frac{q^2}{\epsilon r} \left(1 + A e^{-\frac{r}{r_0}} \right) e^{-\frac{r}{R}}, \quad (3.52)$$

де A – параметр, який характеризує ефективність “серцевини” іона домішки, r_0 – половина відстані між двома найближчими сусідніми атомами кристалу (для

германія: $r_0 = 1,225 \cdot 10^{-10} \text{ м}$); R – радіус екранування, який у найбільш загальному випадку має вигляд (3.14).

Враховуючи значення поздовжньої та поперечної компонент тензора ефективної маси для L_1 -мінімуму зони провідності $n\text{-Ge}$, експериментальні значення енергії іонізації основного стану домішок Sb , P , As в германії ($E_{1S}(Sb) = 9,6 \text{ меВ}$, $E_{1S}(P) = 12 \text{ меВ}$, $E_{1S}(As) = 12,7 \text{ меВ}$ [99]), в роботі [98] було знайдено параметр A для даних домішок: $A(Sb) = 11,29$, $A(P) = 32,34$, $A(As) = 34,67$.

Тоді гамільтоніан для електрона, який знаходиться в полі (3.52), у випадку еліпсоподібної ізоенергетичної поверхні, з врахуванням перетворень (3.41), матиме вигляд:

$$\hat{H}_2 = -\frac{\hbar^2}{2m_\perp} \nabla^2(r, \theta, \varphi) - \frac{q^2}{\epsilon r} f(\alpha, \theta) \left(1 + A e^{-\frac{r}{r_0 \cdot f(\alpha, \theta)}} \right) e^{-\frac{r}{R \cdot f(\alpha, \theta)}} \quad (3.53)$$

Середнє значення енергії для електрона, стан якого задається пробною функцією (3.48), на основі варіаційного методу:

$$E(a, b) = \frac{\int_V \psi_{1S}^* \hat{H}_2 \psi_{1S} dV}{\int_V |\psi_{1S}|^2 dV} = -\frac{\hbar^2}{m_\perp} \left(\frac{\left(-\frac{3ab}{8} \right) \frac{\ln \frac{a + \sqrt{a^2 + b^2}}{a - \sqrt{a^2 + b^2}}}{\sqrt{a^2 - b^2}} + \frac{b^2 - a^2}{2b}}{a^2 b} + \right. \\ \left. + \frac{\frac{2m_\perp q^2}{\epsilon \hbar^2} \int_0^\pi d\theta \cdot \sin \theta \cdot f(\alpha, \theta) \cdot \varphi(\alpha, \theta, a, b, R, r_0, A)}{a^2 b} \right) \quad (3.54)$$

де

$$\varphi(\alpha, \theta, a, b, R, r_0, A) = \frac{1}{\left(2\left(\frac{\sin^2 \theta}{a^2} + \frac{\cos^2 \theta}{b^2}\right)^{1/2} + \frac{1}{R \cdot f(\alpha, \theta)}\right)^2} + \frac{A}{\left(2\left(\frac{\sin^2 \theta}{a^2} + \frac{\cos^2 \theta}{b^2}\right)^{1/2} + \frac{\frac{1}{R} + \frac{1}{r_0}}{f(\alpha, \theta)}\right)^2}. \quad (3.55)$$

Розв'язавши систему рівнянь (3.51) відносно невідомих варіаційних параметрів a , b , можна обчислити на основі виразу (3.54) енергію іонізації основного стану для різних мілких домішок.

Для розрахунку енергії іонізації мілких донорів у Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів n - Ge необхідно мати компоненти тензора ефективної маси для відповідного мінімуму та діелектричну проникність матеріалу. Для Δ_1 -мінімуму $m_{\parallel} = 1,65m_0$ та $m_{\perp} = 0,32m_0$ [74]. Діелектрична проникність $\varepsilon = 16$ для германія є відомою величиною [100]. В роботі [30] з аналізу залежностей поля ударної іонізації від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для монокристалів n - Ge , легованих домішками Sb та As концентрацією $n = N_d = 1,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, було знайдено енергію іонізації основного стану цих домішок при реалізації інверсії типу ($L_1 - \Delta_1$) абсолютного мінімуму. На основі методу, який був використаний в [30], автори роботи [100] обчислили енергію іонізації основного стану домішки P , концентрацією $n = N_d = 1,15 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, зв'язаною з Δ_1 -долинами. В таблиці 3.3 представлені результати розрахунків енергії іонізації основного стану мілких донорів у монокристалах n - Ge без врахування та з врахуванням хімічного зсуву для цих домішок. Для порівняння одержаних нами теоретичних результатів із експериментальними даними робіт [30, 100] обчислення проводились відповідно для концентрацій домішок Sb , P , As , які використовувались у даних роботах.

Таблиця 3.3.

Енергія іонізації основного стану мілких донорів у *n-Ge*, зв'язаних з Δ_1 - долинами

Енергія іонізації основного стану мілких донорів $E_{1s}^{\Delta_1}$, меВ		
Без врахування хімічного зсуву	З врахуванням хімічного зсуву	Експериментальні результати [30, 100]
30,4	<i>Sb</i> : 32,6	<i>Sb</i> : (35±2)
	<i>As</i> : 42,5	<i>As</i> : (45±2)
	<i>P</i> : 39	<i>P</i> : (41±2)

Як показують результати розрахунків, при переході від L_1 - до Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів *n-Ge* енергія іонізації основного стану домішок *Sb*, *P*, *As* суттєво збільшується. Модель кулонівського потенціалу домішкового іона може бути використана в грубому наближенні лише для домішки *Sb* в *Ge*. Для домішок *P* та *As* розрахунки необхідно проводити з врахуванням хімічного зсуву, тобто, коли проявляється “індивідуальність” поля іона домішки, який не є кулонівським.

3.5. Висновки до розділу 3

Отже, використання експериментальних результатів лише поздовжнього п'єзоопору в умовах інверсії типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного мінімуму для сильнолегованих монокристалів $n-Ge$ та виразів із теорії анізотропного розсіяння для компонент тензора часів релаксації при розсіянні на іонах домішки дозволило знайти ефективну масу густини станів, компоненти тензора ефективної маси та комбінацію констант деформаційного потенціалу для Δ_1 -мінімуму зони провідності германія. Наступні дослідження п'єзоопору $n-Ge$ при температурі рідкого азоту та високих одновісних тисках, коли також реалізується інверсія типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного мінімуму та суттєвим стає вже механізм розсіяння електронів на акустичних фононах, дало змогу знайти самі значення констант деформаційного потенціалу. Враховуючи значення даних констант, було обчислено баричні коефіцієнти для Δ_1 -мінімуму при гідростатичному тиску та одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [100], [110], [111]. Враховуючи значення обчислених баричних коефіцієнтів, було зроблено висновок, що реалізувати інверсію типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного мінімуму в монокристалах германія можна лише при гідростатичному тиску $P > 5$ ГПа та одновісних тисках $P > 2,1$ ГПа та $P > 8$ ГПа вздовж кристалографічних напрямків [100] та [110] відповідно. Отримані значення радіуса екранування та залежності екрануючого множника від концентрації домішки для L_1 - та Δ_1 - мінімумів вказують на різний характер екранування, а отже, розсіяння електронів для різних типів мінімумів. Використання отриманих значень ефективних мас для Δ_1 - мінімумів дало змогу вперше строго теоретично з врахуванням хімічного зсуву обчислити енергію іонізації основного стану мілких донорів для Δ_1 - моделі зони провідності германія.

Проведені в даному розділі дисертації як експериментальні, так і теоретичні дослідження дозволили знайти всі параметри Δ_1 -мінімуму, які необхідно мати при описі або аналізі кінетичних та оптичних ефектів у монокристалах $n-Ge$ в екстремальних умовах дії різних як зовнішніх, так внутрішніх фізико-активних полів [101].

Розділ IV

МЕХАНІЗМИ ТЕНЗОЕФЕКТІВ ТА РОЗСІЯННЯ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В L₁-Δ₁-МОДЕЛІ ЗОНИ ПРОВІДНОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ ГЕРМАНІЯ

4.1. Фононне розсіяння при анізотропному законі дисперсії електронів для невідродженого електронного газу

У випадку, коли ізоенергетичні поверхні є еліпсоїдами обертання, то характеристики розсіяння залежать як від енергії носія струму, так і від напрямку його імпульсу. Така анізотропія розсіяння виникає не лише через анізотропію енергетичного спектра. Наявність виділеного напрямку призводить до того, що матричні елементи взаємодії носіїв струму з фононами будуть залежати від напрямку імпульсу фонона \vec{q} [102].

Дана модель є справедливою для випадку сильно витягнутого еліпсоїда, коли $k_m = \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}} \ll 1$. Разом з ізотропною моделлю вона охоплює практично усі випадки носіїв струму в напівпровідниках поблизу невідроджених екстремумів.

Для акустичних фононів кінематика розсіяння відрізняється від ізотропного випадку не дуже сильно. Характерна зміна імпульсу для більшості актів розсіяння: $\hbar q_{\parallel} \cong (m_{\parallel} \varepsilon)^{\frac{1}{2}}$, $\hbar q_{\perp} \cong (m_{\perp} \varepsilon)^{\frac{1}{2}}$, так що \vec{q} визначається великою віссю еліпсоїда: $q \cong q_{\parallel}$. Тому умова квазіпружності визначається великою масою: $\varepsilon \gg m_{\parallel} s^2$. Розсіяння є індукованим або спонтанним залежно від співвідношення між ε та $T^2 / m_{\parallel} s^2$.

При розсіянні на деформаційному потенціалі $w = \Xi_d u + \Xi_u u_{zz}$, це міркування справедливе тільки для LA-фононів. Імпульс фонона \vec{q} порядку великої осі еліпсоїда спрямований під малим кутом χ до цієї осі, $\chi \cong q_{\perp} / q_{\parallel} \cong \alpha^{1/2}$. Відповідно до виразу ефективної константи деформаційного потенціалу хвилі:

$\Xi_{sq} = \Xi^{ij} \frac{1}{2} (d_{sq}^i e_j + d_{sq}^j e_i)$, для взаємодії з ТА-фононами [102]:

$$|\Xi_{TA}(\chi)|^2 \approx \Xi_u^2 \chi^2 \cong \Xi_u^2 \alpha, \quad (4.1)$$

тоді як для LA-фононів із такими ж q :

$$|\Xi_{LA}(\chi)|^2 \approx |\Xi_d + \Xi_u|^2. \quad (4.2)$$

Інакше кажучи, розсіяння на ТА-фононах із великим $\hbar q \cong (m_{\parallel} \varepsilon)^{\frac{1}{2}}$ малоефективне і при розсіянні на ТА-фононах основну роль відіграють фонони з $\hbar q \cong (m_{\perp} \varepsilon)^{\frac{1}{2}}$. Це призводить до виконання критерію квазіупружності: $\varepsilon \gg m_{\perp} s_t^2$ (де s_t – швидкість поперечного звуку, s_l – подовжнього), який є більш м'яким, ніж для подовжніх фононів.

Використовуючи матричний елемент розсіяння:

$$\tilde{M}_{k \rightarrow k'}^{-q} = \delta_{k', k+q} \frac{1}{L^{3/2}} \left(\frac{\hbar}{2\rho s_q} \right)^{1/2} i q^{1/2} \Xi_q, \quad (4.3)$$

можна легко обчислити ймовірність квазіпружного розсіяння:

$$\frac{1}{\tau_0(k)} = 2\pi \int \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\rho s} |\Xi(\chi)|^2 q (2N_q + 1) \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'}) \quad (4.4)$$

Її зручно обчислювати, "деформуючи" еліпсоїди в сфери, тобто вводячи замість вектора \vec{k} вектор \vec{p} наступним чином:

$$k_{\parallel} = (m_{\parallel} / \bar{m})^{\frac{1}{2}}, \quad k_{\perp} = (m_{\perp} / \bar{m})^{\frac{1}{2}}, \quad \bar{m}^3 = m_{\parallel} m_{\perp}^2, \quad (4.5)$$

де \bar{m} – ефективна маса густини станів. Вибираючи систему координат з віссю z , направлену вздовж осі еліпсоїда так, щоб вектори \vec{k} та \vec{p} лежали в площині (x, z) , вирази для компонент імпульсу фонона матимуть вигляд:

$$q_{\parallel}^2 = \left(\frac{m_{\parallel}}{\bar{m}} \right) p^2 (\cos \beta - \cos \beta')^2, \quad (4.6)$$

$$q_{\perp}^2 = \left(\frac{m_{\perp}}{\bar{m}} \right) p^2 [(\sin \beta - \sin \beta' \cos \varphi')^2 + \sin^2 \beta' \sin^2 \varphi']$$

тут $(\beta, 0)$ – полярні кути вектора \vec{p} , (β', φ') – вектора \vec{p}' . За допомогою цих формул виражаються q і χ , що входять у підінтегральний вираз:

$$q^2 = q_{\perp}^2 + q_{\parallel}^2, \quad \cos^2 \chi = \frac{q_{\parallel}^2}{q^2}, \quad \sin^2 \chi = \frac{q_{\perp}^2}{q^2}. \quad (4.7)$$

Для ЛА-фононів при $\alpha \ll 1$, згідно з (4.2), $|\Xi(\chi)|^2$ можна вважати константою. Тоді в області індукованого розсіяння ймовірність переходу, що стоїть під знаком інтеграла в (4.4), є сталою на ізоенергетичній поверхні і

$$\frac{1}{\tau_0(k)} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{T}{2\rho s_l^2} |\Xi_d + \Xi_u|^2 g(\varepsilon), \quad (4.8)$$

де

$$g(\varepsilon) = \frac{\bar{m}^{3/2}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \varepsilon^{\frac{1}{2}}. \quad (4.9)$$

Для області спонтанного випромінювання ЛА-фононів можна записати такий інтеграл:

$$\int \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3} q \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'}). \quad (4.10)$$

Переходячи до p -простору та вважаючи, що $q \approx q_{\parallel}$, отримуємо, що

$$\int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} q \delta\left(\frac{\hbar^2 p^2}{2\bar{m}} - \frac{\hbar^2 p'^2}{2\bar{m}}\right) = \left(\frac{m_{\parallel}}{\bar{m}}\right)^{\frac{1}{2}} p \langle |\cos \beta - \cos \beta'| \rangle g(\varepsilon), \quad (4.11)$$

де $\varepsilon = \frac{\hbar^2 p^2}{2\bar{m}} = \varepsilon_k$.

Зробивши усереднення по кутах β' , остаточно отримуємо вираз для ймовірності квазіпружного розсіяння:

$$\frac{1}{\tau_0(k)} = \frac{1}{2\pi\hbar^4} \frac{1}{2\rho s_l^2} |\Xi_d + \Xi_u|^2 m_{\perp} m_{\parallel} \varepsilon S_1(\lambda), \quad (4.12)$$

де γ є кут між \vec{k} і віссю еліпсоїда, $S_1 = \frac{1 + 2\alpha c t g^2 \gamma}{1 + \alpha c t g^2 \gamma}$.

Тут не можна покладати, що $\alpha = 0$, бо велика частина ізоенергетичної поверхні відноситься до області, де γ є малим.

Для ТА-фононів час розсіяння:

$$\frac{1}{\tau_0(k)} = 2\pi \frac{|\Xi_u|^2}{2\rho s_t} \int \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3} q (2N_q + 1) \left(\frac{q_{\parallel} q_{\perp}}{q^2} \right)^4 \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_{k'}). \quad (4.13)$$

Щоб обчислити такий інтеграл, можна перейти до інтегрування по змінних \vec{p}' . З обчислень інтеграла (4.13) слідує, що при $\alpha \rightarrow 0$ суттєві значення β' будуть близькими до β . Враховуючи це, в q_{\perp} можна просто вважати, що $\beta' = \beta$. Тоді

$$q_{\perp}^2 = 2 \left(\frac{m_{\perp}}{m} \right) p^2 \sin^2 \beta (1 - \cos \varphi').$$

Інтегрування по β' впливає тепер лише на q_{\parallel} і його можна виконати, виконавши інтегрування по $x' \equiv \cos \beta'$ на нескінченному проміжку. Після цього можна виконати інтегрування по φ' . Основний вклад в інтеграл дають такі значення β' , коли $(\cos \beta^2 - \cos \beta'^2) \cong \alpha$. Звідси слідує, що розсіяння відбувається на фононах із $\hbar q_{\parallel} \cong \hbar q_{\perp} \cong (m_{\perp} \varepsilon)^{1/2}$. Тому кінцеві стани $\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{q}$ розміщені не по всій ізоенергетичній поверхні, а по малій її частині, з розмірами порядку малої півосі. Для випадку індукованого розсіяння отримуємо, що

$$\frac{1}{\tau_0(k)} = \frac{2\pi}{\hbar} \alpha^{1/2} \frac{T}{\rho s_t^2} |\Xi_u|^2 g(\varepsilon_k) S_2(\gamma), \quad (4.14)$$

$$S_2(\gamma) = (512/315\pi) (1 + \alpha \operatorname{ctg}^2 \gamma)^{-1/2}.$$

Відмінність виразу (4.14) від (4.8) для LA-фононов пов'язана з анізотропним фактором S_2 та малим множником $\alpha^{1/2}$, що відображає неефективність розсіяння на ТА-фононах. Для випадку спонтанного розсіяння маємо:

$$\frac{1}{\tau_0(k)} = \frac{3}{2^7} \frac{1}{\hbar^4} \alpha \frac{1}{\rho s_t} |\Xi_u|^2 m_{\perp} m_{\parallel} \varepsilon S_3(\lambda), \quad (4.15)$$

$$S_3(\gamma) = \frac{\alpha \cdot \operatorname{ctg}^2 \gamma}{1 + \alpha \cdot \operatorname{ctg}^2 \gamma}.$$

Як слідує з порівняння виразів (4.15) та (4.12), для області спонтанного розсіювання ТА-фонони ще менш ефективні, ніж для області індукованого розсіювання. Отже, анізотропія розсіювання не дуже велика навіть при сильно анізотропному спектрі. Функції $S(\gamma)$ є порядку одиниці майже на всій ізоенергетичній поверхні, навіть для $\alpha \ll 1$. Таким чином, основна специфіка акустичного розсіювання в анізотропній долині пов'язана з участю ТА-фононів.

Для оптичних фононів можна обчислити ймовірність розсіювання відносно випромінювання та поглинання оптичного фонона з частотою ω_0 , просумувавши по трьох осях поляризації: $\vec{h}_1 \parallel \vec{q}$, \vec{h}_2 , $\vec{h}_3 \perp \vec{g}$. Для цього необхідно використати матричний елемент розсіювання та ефективну константу деформаційного потенціалу.

Якщо мінімуми двох долин $\varepsilon_1^{(0)}$ та $\varepsilon_2^{(0)}$ розташовані в точках $k_1^{(0)}$ та $k_2^{(0)}$ то розсіювання між цими долинами буде відбуватись за участю так званих "міждолинних" фононів, імпульс яких близький до $\pm \vec{q}_{12}$, де $\vec{q}_{12} = \vec{k}_1^{(0)} - \vec{k}_2^{(0)}$. Частоти цих фононів близькі до $\omega_{12} \equiv \omega(\vec{q}_{12})$. Міждолинні фонони завжди короткохвильові, і тому характер вітки дисперсії, оптичної або акустичної, впливає на кінетику розсіювання лише через правила відбору.

Можливі варіанти міждолинних переходів дуже різні. Для кристалів із гранецентрованою коміркою, наприклад, *Ge*, усі міждолинні переходи між мінімумами зони провідності в точках L еквівалентні за симетрією та відбуваються за участю фононів $\vec{q} = \frac{1}{2} \vec{b}_{100}$, розташованих на краю фононної зони Бріллюена в точці X. Положення міждолинних фононів для фононного спектра *Ge* представлено на рис. 4.1.

Міждолинний перехід називається дозволеним, якщо інтеграл по комірці, який входить у матричний елемент:

$$M_{lk \rightarrow l'k'}^{-sq} = \frac{1}{L^{3/2}} \left(\frac{\hbar a_0^3}{2M_0 \omega_{sq}} \right)^{1/2} \delta_{k', k+q+b} \frac{1}{a_0^3} \int_{a_0^3} d^3 r u_{l'k'}^*(\vec{r}) \mathcal{G}_{sq}(\vec{r}) u_{lk}(\vec{r}), \quad (4.16)$$

для $\vec{k} \equiv \vec{k}_1 = \vec{k}_1^{(0)}$, $\vec{k}' \equiv \vec{k}_2 = \vec{k}_2^{(0)}$ та $\vec{q} = \vec{q}_{12} + \vec{b}$ (із відповідним чином підібраним \vec{b}) не дорівнює нулю.

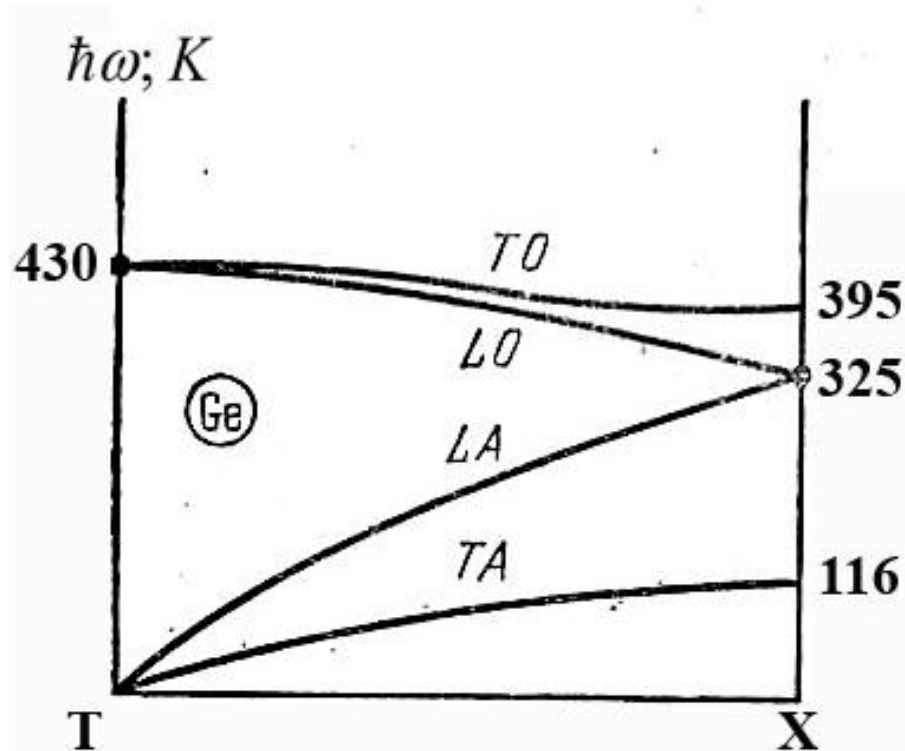


Рис.4.1. Фононі спектри для *Ge*

Якщо ж інтеграл дорівнює нулю, то перехід називається забороненим. Характер переходу залежить від симетрії електронних станів для дна долин та від типу міждолинного фонона. Так, в *Ge* дозволені [103] тільки переходи за участю фононів симетрії X_1 , яку мають фонони $LA=LO$ (у точці X подовжня оптична та акустична вітки з'єднуються). Переходи за участю фононів TA та TO заборонені.

Міждолинне розсіяння досліджувалось у експериментах по магнітофононному резонансу, електроакустичному ефекту та поглинанні звуку. Прямим експериментом, який визначає наявність міждолинного розсіяння на фононах, є магнітофононний резонанс. Якщо дві еквівалентні долини порізно орієнтовані відносно магнітного поля \vec{H} , то електрони в них мають різні циклотронні частоти Ω_1 та Ω_2 . Резонансні переходи між долинами можливі за умови:

$$\left(l_1 + \frac{1}{2}\right)\hbar\Omega_1 - \left(l_2 + \frac{1}{2}\right)\hbar\Omega_2 = \pm\hbar\omega_{12}, \quad (4.17)$$

де l_1 та l_2 – квантові числа Ландау тих рівнів, між якими відбувається перехід. Оскільки циклотронні частоти, зазвичай, відомі з інших експериментів, то легко відрізнити резонанс на міждолинних фононах від резонансу на довгохвильових оптичних фононах, а також визначити, між якими долинами відбувається перехід.

Експерименти по магнітофононному резонансу не підходять для визначення часів міждолинних переходів. Безпосереднє визначення цих часів можливе з досліджень електроакустичного ефекту або поглинання звуку. Якщо по багатодолинному напівпровіднику поширюється звукова хвиля, напрям та поляризація якої орієнтовані по-різному відносно долин, то деформаційний потенціал зміщує різні долини по-різному, в результаті чого електрони перерозподіляються між ними. Відновлення рівноваги є дисипативним процесом, який призводить до поглинання звуку електронами з коефіцієнтом поглинання:

$$\alpha(\nu) = a \frac{\Xi^2}{\rho s^3} \cdot \frac{n}{T} \cdot \frac{\nu^2 \tau_R}{1 + \nu^2 \tau_R^2}, \quad (4.18)$$

де n – концентрація електронів, Ξ – константа деформаційного потенціалу хвилі, s – швидкість хвилі, ν – частота, a – числовий множник порядку одиниці, що залежить від числа та розташування долин, а також від орієнтації хвилі відносно долин, τ_R – час встановлення рівноваги між долинами.

Поглинання енергії електронами означає, що над ними здійснює роботу деяке електричне поле \vec{E} , що встановлюється в зразку, якщо контакти вздовж напрямку звуку розімкнені. Виникнення поля \vec{E} називається електроакустичним ефектом. Поле \vec{E} пов'язане з поглинанням співвідношенням $neEs = \alpha(\nu)J$, де J – потік звукової енергії. Для чистих кристалів час τ_R обумовлений міждолинним розсіянням на фононах і $\tau_R^{-1} = a' \langle \tau_{1 \rightarrow 2}^{-1} \rangle$, де a' – множник того ж типу, що і a , а дужки означають середнє значення при $T_e = T$.

Досліджуючи частотну залежність $\alpha(\nu)$, можна знайти τ_R . Із температурної залежності τ_R знаходяться $\bar{\tau}_{12}$ та $\hbar\omega_{12}$. Такі експерименти були виконані для *Ge* [104, 105]. У інтервалі температур 80–160 К для усіх чистих зразків виходить однакове τ_R , звідки слідує: $\hbar\omega_{12} = 315 \text{ K}$ і $\bar{\tau}_{12} = 10 \text{ ps}$. Значення $\hbar\omega_{12}$ непогано співпадає з енергією фонона LA = LO, для якого міждолинний перехід дозволений.

4.2 Вплив температури на тензочутливість сильнодеформованих монокристалів *n-Ge*

У роботах [106, 107] на основі теорії анізотропного розсіяння проводились розрахунки рухливості електронів та коефіцієнта тензочутливості для різної структури Δ_1 -зони провідності кристалів германія, утвореної сильним гідростатичним або одновісним тиском вздовж кристалографічних напрямків [100] та [110]. Було показано, що для різної концентрації домішки при $T=77 \text{ K}$ максимальні значення зміни питомого опору з тиском та коефіцієнта тензочутливості для монокристалів *n-Ge* можна отримати при сильному одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]. Але в даній роботі не вивчався вплив температури на величину коефіцієнта тензочутливості.

Тому в роботі [108] досліджувався ефект п'єзоопору при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для монокристалів *n-Ge*, легованих домішкою сурми концентрацією $N_D=5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, для різних температур (рис. 4.2).

Коефіцієнт тензочутливості за деформацією P [3]:

$$S = \frac{\Delta\rho/\rho_0}{\Delta l/l_0} = \frac{\left(\frac{\rho_x}{\rho_0} - 1\right) \cdot E_{Ю}}{P}, \quad (4.19)$$

де $E_{Ю}$ – модуль Юнга, ρ – питомий опір деформованого зразка, а ρ_0 – недеформованого.

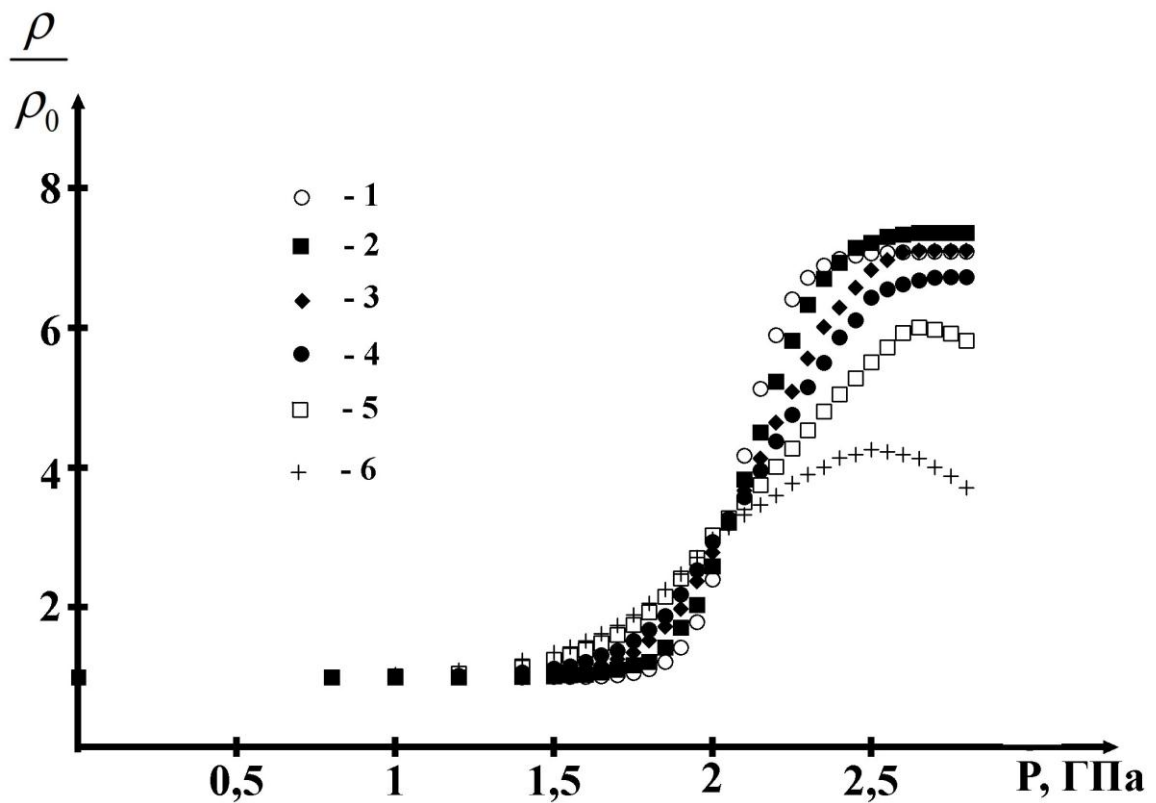


Рис. 4.2. П'єзоопір одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів *n-Ge* при різних температурах *T*, К: 1–77; 2–110; 3–150; 4–180; 5–240; 6–290.

Враховуючи вираз (4.19) та експериментальні результати п'єзоопору *n-Ge* (рис. 4.2), було одержано відповідні залежності коефіцієнта тензочутливості від одновісного тиску (рис. 4.3).

Для інтерпретації одержаних експериментальних результатів проводились розрахунки температурних залежностей концентрації електронів для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів *n-Ge*.

Концентрація власних носів струму для деформованого напівпровідника [2]:

$$n_i = n_{i0} e^{\frac{\Delta E_g}{2kT}}, \quad (4.20)$$

де $\Delta E_g = \Delta E_{C_i} - \Delta E_{V_i}$, n_{i0} – концентрація власних носів струму для недеформованого напівпровідника, ΔE_g , ΔE_{C_i} , ΔE_{V_i} – зміна ширини

забороненої зони та енергетичного положення мінімумів зони провідності та вершини валентної зони при деформації.

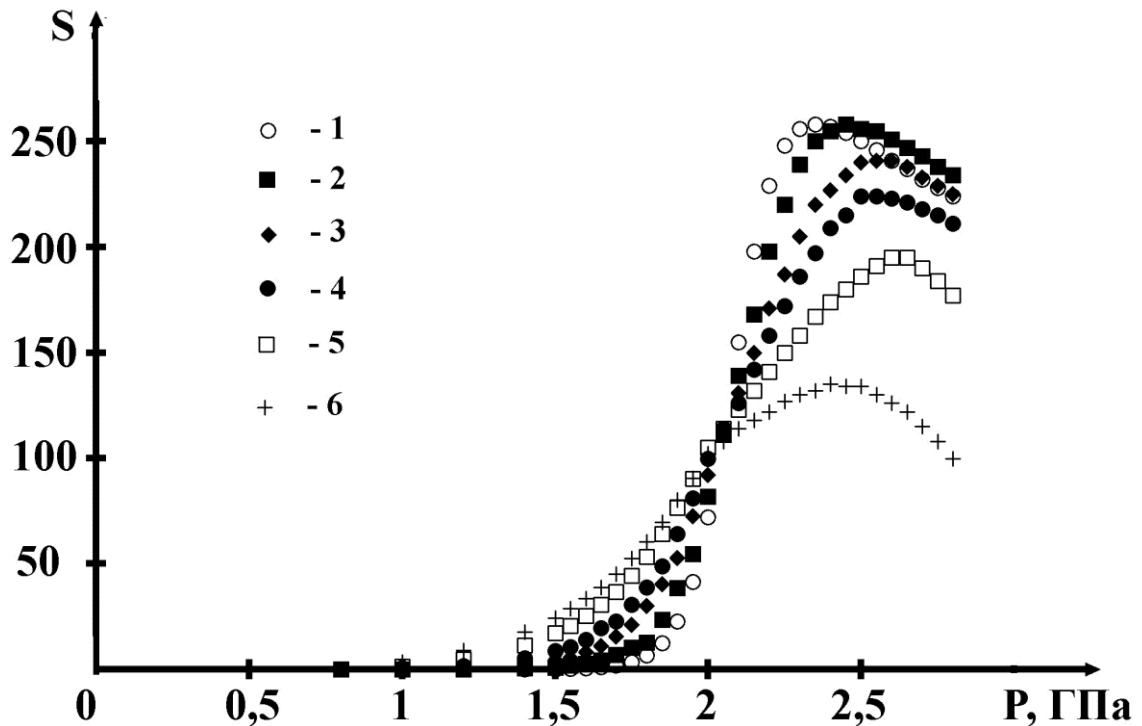


Рис. 4.3. Залежності коефіцієнта тензочутливості від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] для монокристалів *n-Ge* при різних температурах *T*, К: 1–77; 2–110; 3–150; 4–180; 5–240; 6–290.

Для умов, коли атоми легуючої домішки повністю іонізовані та проявляється часткова іонізація атомів основної речовини, концентрація електронів для напівпровідника *n*-типу провідності визначається так [27]:

$$n = \frac{N_D}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_D}} \right). \quad (4.21)$$

При одновісній деформації вздовж кристалографічному напрямку [100] чотири L_1 -мінімуми зони провідності монокристалів *n-Ge* синфазно зміщуються вгору, а два Δ_1 -мінімумами опускаються вниз за шкалою енергій [23]. У результаті чого при одновісних тисках $P \approx 2,1$ ГПа енергетична щілина між L_1 - та Δ_1 -мінімумами “захлопується”. Тому при сильних одновісних тисках

необхідно враховувати також вклад Δ_1 -мінімумів у різні кінетичні та оптичні ефекти в германії. Тоді для сильно деформованих монокристалів n - G :

$$n_i = n_i^{L_1} + n_i^{\Delta_1}, \quad (4.22)$$

де

$$n_i^{L_1} = n_{i0}^{L_1} e^{-\frac{\Delta E_g^{L_1}}{2kT}}, \quad n_i^{\Delta_1} = n_{i0}^{\Delta_1} e^{-\frac{\Delta E_g^{\Delta_1}}{2kT}}, \quad (4.23)$$

$$\Delta E_g^{L_1} = \Delta E_{L_1} - \Delta E_{V_i}, \quad \Delta E_g^{\Delta_1} = \Delta E_{\Delta_1} - \Delta E_{V_i}, \quad (4.24)$$

$$n_{i0}^{L_1} = \left(2,31 \cdot 10^{31} \cdot \left(\frac{m_{nd}^{L_1} m_{pd}}{m_0^2} \right)^{3/2} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{\Delta E_{g0}^{L_1}}{kT}} \right), \quad (4.25)$$

$$n_{i0}^{\Delta_1} = \left(2,31 \cdot 10^{31} \cdot \left(\frac{m_{nd}^{\Delta_1} m_{pd}}{m_0^2} \right)^{3/2} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{E_{g0}^{\Delta_1}}{kT}} \right)^{1/2}, \quad (4.26)$$

ΔE_{L_1} , ΔE_{Δ_1} , ΔE_V – зміщення при одновісному тиску P $||[100]$ L_1 -, Δ_1 -мінімумів та вершини валентної зони; $m_{nd}^{L_1}$, $m_{nd}^{\Delta_1}$ – ефективна маса густини станів для електронів у цих мінімумах; m_{pd} – ефективна маса густини для дірок валентної зони; m_0 – маса вільного електрона; $E_{g0}^{L_1} = 0,67$ еВ – ширина забороненої зони германію, зв'язана з L_1 -мінімумами. Оскільки Δ_1 -мінімуми в германії знаходяться вище на 0,18 еВ за шкалою енергій від L_1 -мінімумів, то $E_{g0}^{\Delta_1} = 0,85$ еВ. Зміщення при одновісному тиску L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності і також вершини валентної зони є лінійними функціями тиску [2, 109]. Тоді

$$\Delta E_{L_1} = \alpha P, \quad \Delta E_{\Delta_1} = \beta P, \quad \Delta E_V = \gamma P, \quad (4.27)$$

де $\alpha = 0,325 \cdot 10^{-11} \text{ eB}/\text{Па}$ [6], $\beta = -8,65 \cdot 10^{-11} \text{ eB}/\text{Па}$ [78], $\gamma = 3,15 \cdot 10^{-11} \text{ eB}/\text{Па}$ [2] – баричні коефіцієнти для L_1 - та Δ_1 -мінімумів і вершини валентної зони відповідно. Враховуючи також ефективні маси густини станів електронів даних мінімумів: $m_{nd}^{L_1} = 0,55m_0$, $m_{nd}^{\Delta_1} = 0,88m_0$ та дірок валентної зони $m_{pd} = 0,3m_0$ [3, 74], можна на основі виразів (4.21–4.27) отримати температурні залежності концентрації електронів для монокристалів n - Ge , легованих домішкою сурми

концентрацією $N_D=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, при різних фіксованих одновісних тисках (рис. 4.4).

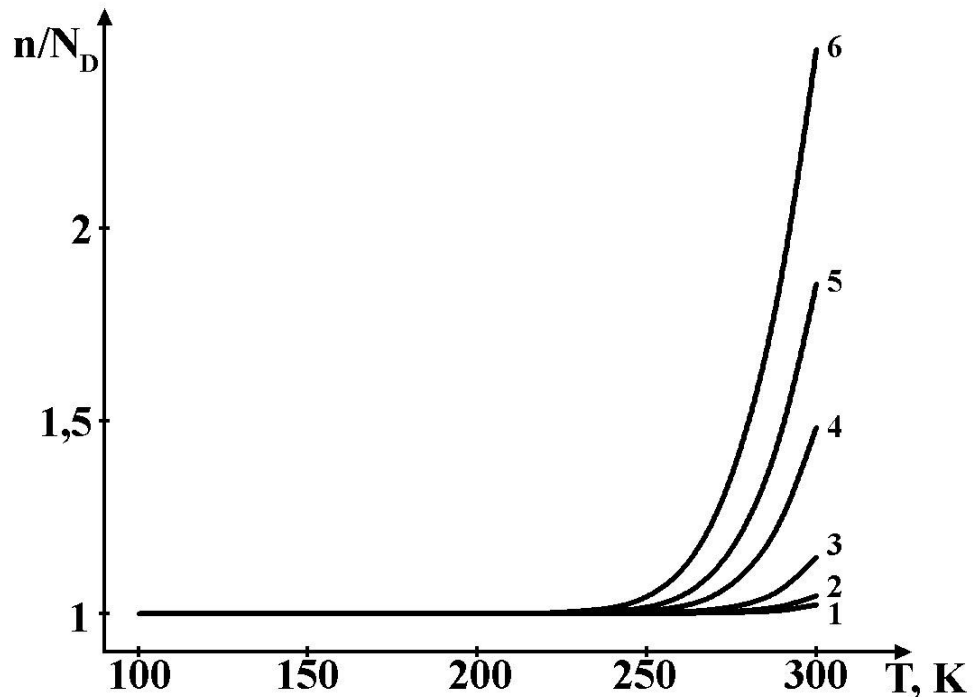


Рис. 4.4. Температурні залежності концентрації електронів для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ монокристалів $n\text{-Ge}$, легованих домішкою сурми, концентрацією $N_D=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, при різних значеннях одновісних тисків P , ГПа: 1–1,5; 2–1,8; 3–2,2; 4–2,6; 5–2,8; 6–3.

Як видно з рис. 4.4, концентрація електронів при температурах $T < 240 \text{ К}$ для всього діапазону досліджуваних тисків залишається сталою та рівною концентрації легуючої домішки сурми. Тому наявність п'єзоопору $n\text{-Ge}$ для температур $T < 240 \text{ К}$ пояснюється деформаційним перерозподілом електронів між чотирма L_1 -мінімумами з більшою рухливістю, які піднімаються вгору, та двома Δ_1 -мінімумами з меншою рухливістю, які опускаються вниз за шкалою енергій, що веде до зменшення середньої рухливості, а отже, і до зростання питомого опору $n\text{-Ge}$ при збільшенні одновісного тиску. Для діапазону одновісних тисків від 0 до 1,5 ГПа питомий опір не змінюється, оскільки в даних умовах L_1 -мінімуми синхронно піднімаються вгору за шкалою енергій, а отже, п'єзоопір Смітта – Херінга буде відсутнім (п'єзоопір, пов'язаний із деформаційним перерозподілом електронів між мінімумами L_1). Наявність

плато залежності $\frac{\rho}{\rho_0} = f(P)$ при одновісних тисках $P > 2,5$ ГПа для температур $T < 240$ К вказує на те, що всі електрони з L_1 -мінімумів переселились у Δ_1 -мінімуми. При температурах $T > 240$ К, як слідує з рис. 4.4, починає проявлятися при високих тисках власна провідність. Це пояснює зменшення величини п'єзоопору n -Ge при переході через максимум для температур $T_1 = 240$ К та $T_2 = 290$ К (рис. 4.2, криві 5–6).

Згідно з рис. 4.3, величина максимуму коефіцієнта тензочутливості зі збільшенням температури зменшується. В роботі [110] було показано, що для діапазону температур, коли енергетичні рівні домішки повністю іонізовані і не проявляється механізм власної провідності, питомий опір недеформованих монокристалів n -Ge (L_1 -модель зони провідності) змінюється за законом $\rho \sim T^{1,66}$, а для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] при тискові $P = 3$ ГПа (Δ_1 -модель зони провідності) як $\rho \sim T^{1,53}$. Дані залежності пояснюються наявністю додаткового механізму розсіяння електронів на міждолинних та оптичних фононах у L_1 -моделі зони провідності n -Ge та відсутність даного механізму в Δ_1 -моделі. Цей факт, у свою чергу, дозволяє пояснити зменшення величини плато п'єзоопору та максимуму коефіцієнта тензочутливості n -Ge при збільшенні температури. Як виняток, є зменшення величини даного плато при $T < 110$ К (рис. 4.2, крива 1), що може бути пояснено зростанням відносного вкладу домішкового розсіяння. Тому слід очікувати зменшення величини п'єзоопору n -Ge при подальшому зниженні температури.

Отже, розширення області одновісних тисків від 1,5 до 3 ГПа дозволяє отримати для монокристалів n -Ge значний п'єзоопір та коефіцієнт тензочутливості, величина яких залежать від температури. Отримані результати можуть бути використані для конструювання датчиків тиску, які зможуть працювати в умовах сильних деформаційних полів та інтервалі температур від рідкого азоту до кімнатної. Діапазон вимірювань та точність таких датчиків буде залежати від їх робочих температур.

4.3. Розсіяння електронів для однодолинної, двохдолинної та чотирьохдолинної L_1 -моделі зони провідності n -Ge

Конструювання на основі германія електронних приладів із необхідними характеристиками вимагає знань про механізми розсіяння носіїв заряду для даного матеріалу.

Проста теорія розсіяння електронів у n -Ge дає степеневий закон рухливості $\mu \sim T^{-3/2}$, що відповідає розсіянню на акустичних фононах. Але даний закон, як правило, на експерименті в n -Ge не виконується. Така неузгодженість теорії та експерименту пояснюється додатковими механізмами розсіяння електронів на оптичних та міждолинних фононах. Взаємодія електронів із міждолинними фононами відіграє важливу роль для непрямозонних оптичних переходів, пов'язаних із гарячими електронами [95], впливає на низькочастотні флуктуації електричного струму [111].

Для вивчення особливостей електрон-фононої взаємодії в n -Ge досліджувалось розсіяння електронів у чотирьох-, двох- та однодолинній L_1 -моделі зони провідності монокристалів германія [112–114]. Для недеформованих монокристалів n -Ge зона провідності буде складатись із чотирьох ізоенергетичних поверхонь, які являють собою еліпсоїди обертання [79]. Двохдолинну та однодолинну L_1 -модель у широкому температурному інтервалі можна отримати при сильному одновісному тиску $P \sim 1,8$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [110] та [111] відповідно [115]. На рис. 4.5–4.7 наведено температурні залежності питомого опору для вищевказаних моделей зони провідності монокристалів n -Ge, легованих домішкою сурми концентрацією $N_d = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Результати даних експериментальних досліджень показують, що для чотирьохдолинної L_1 -моделі, питомий опір змінюється за законом $\rho \sim T^{1,66}$, а для двох- та однодолинної – $\rho \sim T^{1,5}$. Така різниця в температурних залежностях питомого опору монокристалів n -Ge при переході від чотирьох- до двох- та

однодолинної L_1 -моделі зони провідності, очевидно, пов'язана із зміною вкладу при одновісному тиску різних механізмів розсіяння електронів.

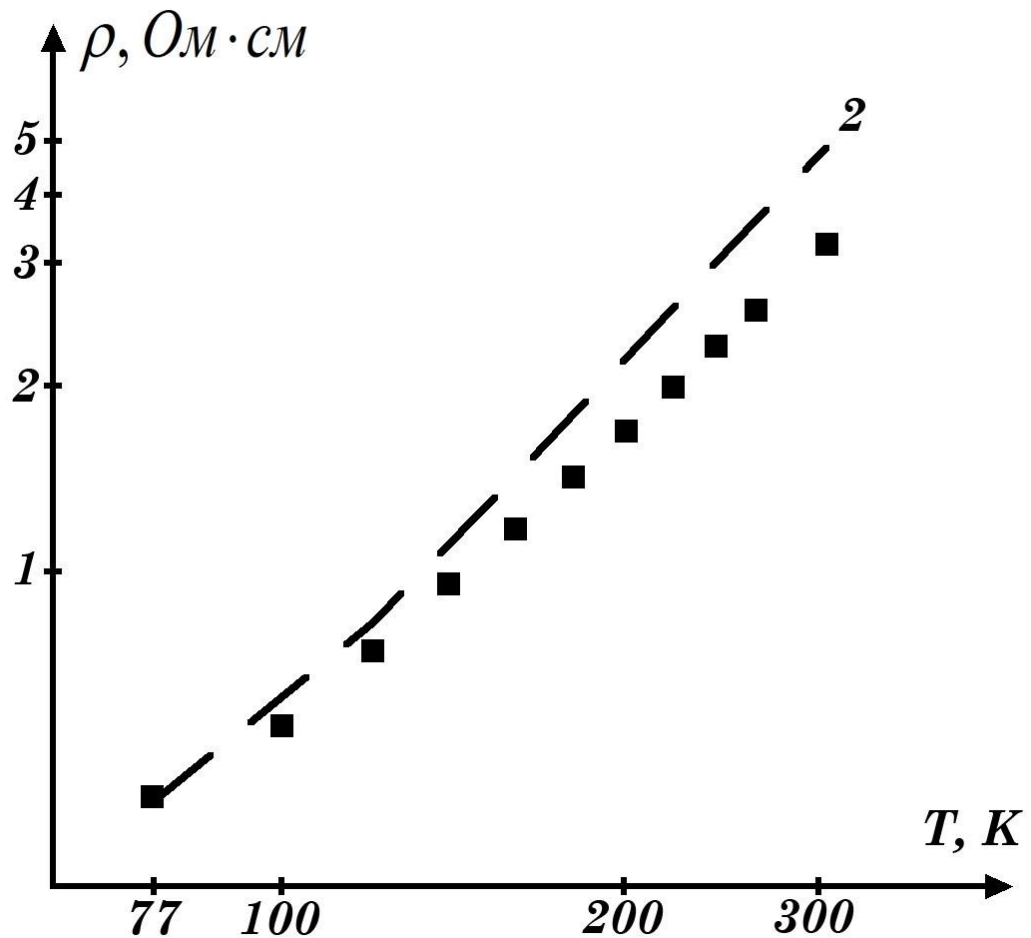


Рис. 4.5. Температурна залежність питомого опору для чотирьох долинної L_1 -моделі зони провідності n -Ge: ■ – експериментальні результати; 2 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430}=6,7 \cdot 10^8$ еВ/см та міждолинного $\Xi_{320}=1,6 \cdot 10^8$ еВ/см потенціалу деформації роботи [33]

Поряд із розсіянням електронів на акустичних фононах та іонах домішки в n -Ge можливими також є розсіяння на оптичних фононах, яке спричинене взаємодією електронів із фононами, частоти яких відповідають температурі $T_{C1}=430$ К (внутрідолинне розсіяння) та міждолинне розсіяння на акустичних фононах із характеристичною температурою $T_{C2}=320$ К [33].

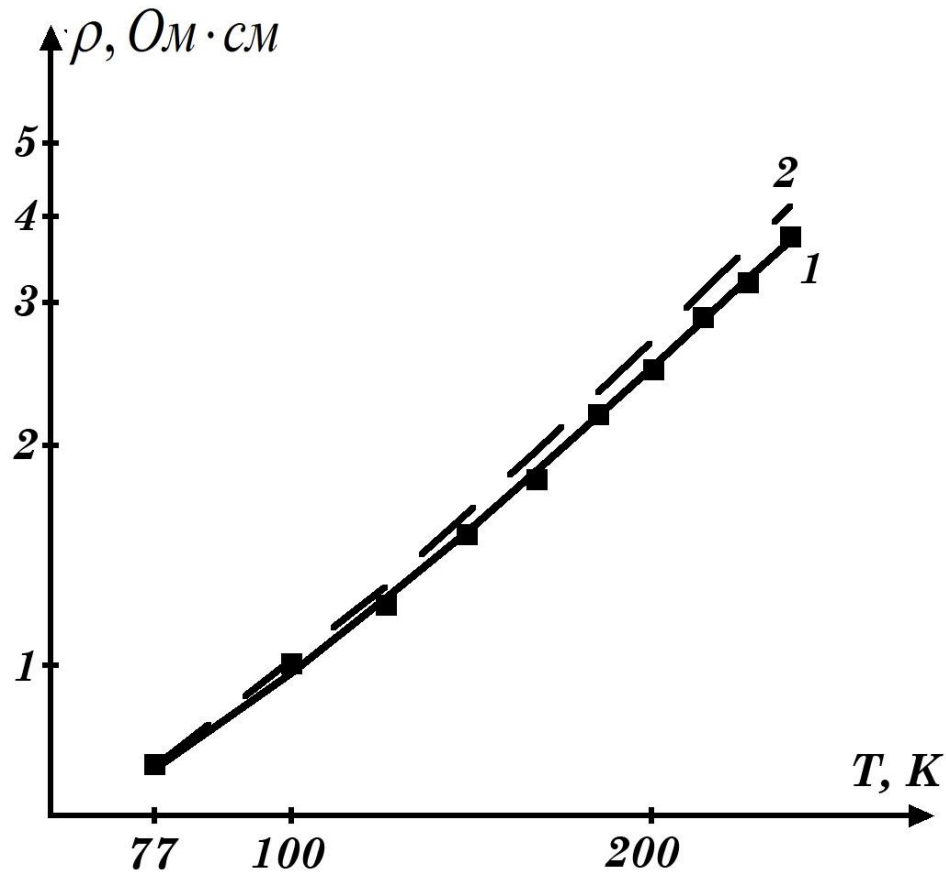


Рис. 4.6. Температурна залежність питомого опору для двохдолинної L_1 -моделі зони провідності n -Ge: ■ – експериментальні результати; 1 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430}=4 \cdot 10^8$ eВ/см та міждолинного $\Xi_{320}=1,4 \cdot 10^8$ eВ/см потенціалу деформації; 2 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430}=6,7 \cdot 10^8$ eВ/см та міждолинного $\Xi_{320}=1,6 \cdot 10^8$ eВ/см потенціалу деформації роботи [33]

Отже, для чотирьохдолинної L_1 -моделі зони провідності n -Ge досить важливим є розсіяння електронів на оптичних та міждолинних фононах. Для двох- та однодолинної L_1 -моделі домінуючим для досліджуваної концентрації домішки буде розсіяння електронів на акустичних фононах.

Для кількісного ж трактування відносного вкладу різних механізмів розсіяння в n -Ge було проведено теоретичні розрахунки даних температурних залежностей питомого опору на основі теорії анізотропного розсіяння [79] (рис. 4.5–4.7, штрихові криві 2).

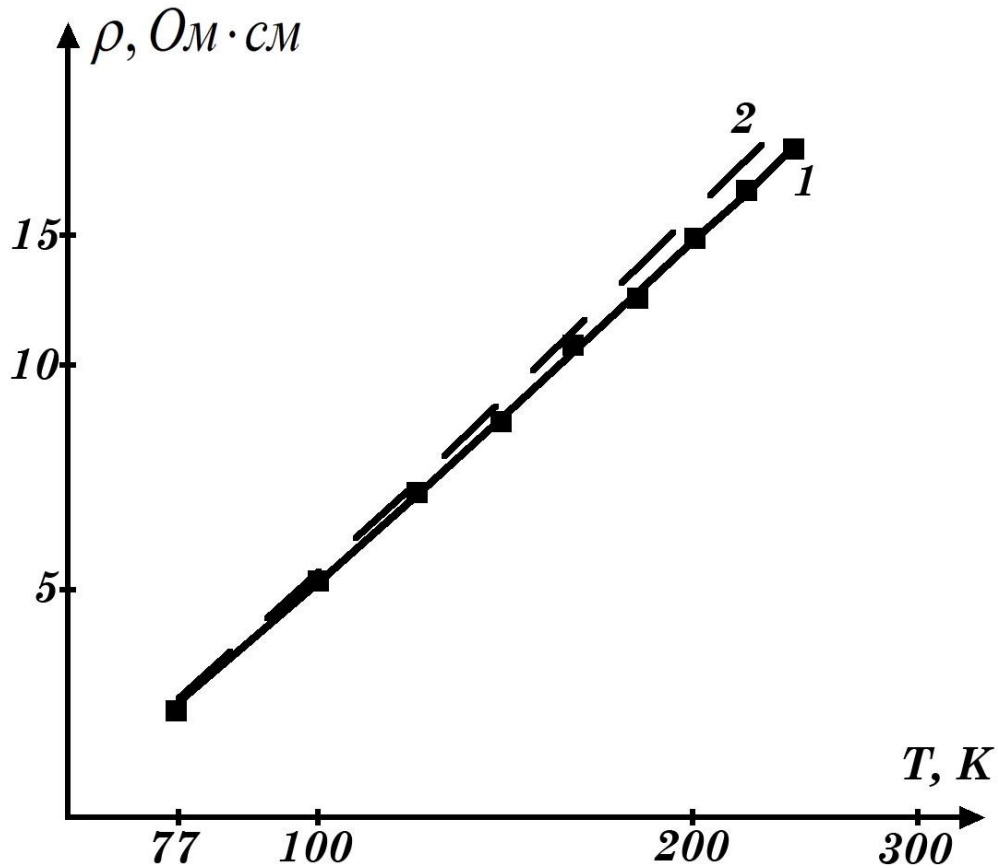


Рис. 4.7. Температурна залежність питомого опору для однодолинної L_1 -моделі зони провідності n -Ge: ■ – експериментальні результати; 1 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430}=4\cdot 10^8$ еВ/см та міждолинного $\Xi_{320}=1,4\cdot 10^8$ еВ/см потенціалу деформації; 2 – теоретичні розрахунки з використанням констант оптичного $\Xi_{430}=6,7\cdot 10^8$ еВ/см та міждолинного $\Xi_{320}=1,6\cdot 10^8$ еВ/см потенціалу деформації роботи [33]

Міждолинне розсіяння електронів та розсіяння електронів на оптичних фононах описується скалярним часом релаксації τ_j [33]:

$$\frac{1}{\tau_j} = a_j \varphi_j, \quad (4.28)$$

де

$$a_j = \frac{\Xi_j^2 (m_d^j)^{3/2}}{\sqrt{2\pi} \rho \hbar^2 (kT_{Cj})^{1/2}} \left(\frac{T}{T_{Cj}} \right)^{1/2},$$

$$\varphi_j(x) = \frac{1}{e^{\frac{T_G}{T}} - 1} \left[\left(x + \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{\frac{1}{2}} + e^{\frac{T_G}{T}} \theta\left(x; \frac{T_{Cj}}{T}\right) \left(x - \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right],$$

m_d^j – ефективна маса густини станів для електронів зони провідності, Ξ_j – константа міждолинного або оптичного деформаційного потенціалу; ρ – густина кристалу; T_{Cj} – температура j -ого міждолинного або оптичного фонона; $x = \frac{\varepsilon}{kT}$ – безрозмірна енергія електрона; $\theta\left(x; \frac{T_{Cj}}{T}\right)$ – ступінчаста функція.

Для міждолинного розсіяння ефективна маса густини станів:

$$m_d^j = \left(m_{\parallel j} m_{\perp j}^2 \right)^{\frac{1}{3}} (Z_j - 1), \quad (4.29)$$

де $m_{\parallel j}$, $m_{\perp j}$ – поздовжня та поперечна складова тензора ефективної маси для електронів, які знаходяться в еліпсоїді j -ого типу; Z_j – число еквівалентних еліпсоїдів зони провідності j -ого типу.

Для внутрідолинного розсіяння електронів на оптичних фононах:

$$m_d^j = \left(m_{\parallel j} m_{\perp j}^2 \right)^{\frac{1}{3}} Z_j^{\frac{2}{3}}. \quad (4.30)$$

Для ізоенергетичної поверхні, яка є еліпсоїдом обертання, рухливість носіїв заряду в довільному напрямку можна визначити із співвідношення (3.10):

Тоді, згідно з (3.10), для чотирьохдолинної L_1 -моделі зони провідності:

$$\mu = \frac{1}{3} \mu_{\parallel} + \frac{2}{3} \mu_{\perp}, \quad (4.31)$$

для двохдолинної:

$$\mu = \frac{2}{3} \mu_{\parallel} + \frac{1}{3} \mu_{\perp}, \quad (4.32)$$

а для однодолинної:

$$\mu = \mu_{\parallel}. \quad (4.33)$$

На основі теорії анізотропного розсіяння запишемо вирази для τ_{\parallel} та τ_{\perp} в умовах змішаного розсіяння на акустичних фононах та іонах домішки [79]:

$$\tau_{\parallel}^{a,i} = \frac{a_{\parallel}}{\sqrt{k_B T^{\frac{3}{2}}}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_0}, \quad \tau_{\perp}^{a,i} = \frac{a_{\perp}}{\sqrt{k_B T^{\frac{3}{2}}}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{x^2 + b_1}, \quad (4.34)$$

де

$$a_{\parallel} = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{0a}}, \quad (4.35)$$

$$a_{\perp} = \frac{\pi C_{11} \hbar^4}{k \Xi_d^2 \sqrt{2m_{\parallel} m_{\perp}^2}} \cdot \frac{1}{\Phi_{1a}},$$

$$b_0 = \frac{a_{\parallel} \cdot \Phi_{0i}}{\sqrt{k T^{\frac{3}{2}}} \tau_{0i}(kT)}, \quad b_1 = \frac{a_{\perp} \cdot \Phi_{1i}}{\sqrt{k T^{\frac{3}{2}}} \tau_{0i}(kT)}, \quad (4.36)$$

$$\tau_{0i}(kT) = \frac{\sqrt{2} m_{\perp} \varepsilon^2 (kT)^{\frac{3}{2}}}{\pi N e^4 \sqrt{m_{\parallel}}}, \quad (4.37)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{1a} = & 1 + \frac{1 + \beta^2}{\beta^2} \left(2 + \frac{3}{\beta^2} - \frac{3(1 + \beta^2)}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \\ & + \frac{(1 + \beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} \left((1 + \beta^2) \left(1 + \frac{15}{4\beta^2} - \frac{3}{4\beta^3} (5 + 3\beta^2) \alpha \right) + \right. \\ & \left. + \frac{C_{11}}{4C_{44}} \left(-13 - \frac{15}{\beta^2} + \frac{3(1 + \beta^2)}{\beta^3} (5 + \beta^2) \alpha \right) \right), \end{aligned} \quad (4.38)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{0a} = & 1 + \frac{2(1 + \beta^2)}{\beta^2} \left(1 - \frac{3}{\beta^2} + \frac{3}{\beta^3} \alpha \right) \frac{\Xi_u}{\Xi_d} + \\ & + \frac{(1 + \beta^2)}{\beta^4} \frac{\Xi_u^2}{\Xi_d^2} \cdot \left((1 + \beta^2) \left(1 - \frac{6}{\beta^2} - \frac{3}{2\beta^2(1 + \beta^2)} + \frac{15\alpha}{2\beta^3} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{C_{11}}{C_{44}} \left(2 + \frac{15}{2\beta^2} - \frac{3}{2\beta^3} (5 + 3\beta^2) \alpha \right) \right), \end{aligned} \quad (4.39)$$

$$\Phi_{0i} = \frac{3}{2\beta^3} \left(\left(\frac{\beta}{1+\beta^2} - \alpha \right) \ln \gamma^2 - \alpha \ln(1+\beta^2) + 2L(a) + \frac{\beta\gamma^2}{2} \left(\frac{\beta^2-1}{\beta^2+1} + \frac{\alpha(\beta^2+1)}{\beta} \right) \right), \quad (4.40)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{1i} = & \frac{3}{4\beta^3} \left(((1-\beta^2)\alpha - \beta) \ln \gamma^2 + 2(\beta^2-1)L(a) - 2\beta^2\alpha - \right. \\ & \left. - (\beta^2-1)\alpha \ln(1+\beta^2) + \frac{\gamma^2}{2} (\beta(1+3\beta^2) + \alpha(3\beta^4 + 2\beta^2 - 1)) \right), \end{aligned} \quad (4.41)$$

де $\alpha = \arctg \beta$, $\beta^2 = \frac{m_{\parallel} - m_{\perp}}{m_{\perp}}$, $\gamma = \sqrt{\frac{\pi \hbar^2 e^2 N}{2m_{\parallel} \epsilon k T}}$,

$L(a) = -\int_0^a \ln \cos \varphi d\varphi$ – функція Лобачевського, N -концентрація домішки.

Тоді в найбільш загальному випадку розсіяння електронів на акустичних фононах, іонах домішки, оптичних та міждолинних фононах вирази для компонент тензора часів релаксації можна представити так:

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}^{a,i}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}; \quad \frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_{\perp}^{a,i}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}, \quad (4.42)$$

де $\tau_{\parallel}^{a,i}$, $\tau_{\perp}^{a,i}$, τ_1 , τ_2 – поздовжні та поперечні складові тензора часів релаксації при розсіянні на акустичних фононах та іонах домішки; τ_1 , τ_2 – часи релаксації для міждолинного розсіяння та розсіяння на оптичних фононах.

Компоненти тензорів рухливості можна виразити через компоненти тензорів часів релаксації та ефективної маси:

$$\mu_{\parallel} = \frac{e}{m_{\parallel}} \langle \tau_{\parallel} \rangle, \quad \mu_{\perp} = \frac{e}{m_{\perp}} \langle \tau_{\perp} \rangle. \quad (4.43)$$

Тоді остаточно вирази для компонент тензора часів релаксації матимуть вигляд:

$$\begin{aligned} \langle \tau_{\parallel} \rangle &= \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\parallel} \\ \langle \tau_{\perp} \rangle &= \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\perp} \end{aligned}, \quad (4.44)$$

Питомий опір монокристалів n -Ge легко виражається через рухливість та концентрацію електронів:

$$\rho = \frac{1}{en\mu}. \quad (4.45)$$

На основі (4.45), із врахуванням виразів (4.28–4.44), можна отримати температурні залежності питомого опору для чотирьох-, двох- та однодолинної L_1 -моделі зони провідності монокристалів n -Ge. Для цього потрібно використати всі відомі та надійно встановлені параметри L_1 -мінімуму, до яких належать компоненти тензорів деформаційного потенціалу та ефективної маси ($\Xi_d = -6,4 \text{ eV}$, $\Xi_u = 16,4 \text{ eV}$, $m_{\parallel} = 1,58m_0$, $m_{\perp} = 0,082m_0$) [109]. Також для розглядуваних нами механізмів розсіяння додатково необхідно мати ще й значення констант взаємодії електронів з оптичними фононами, які відповідають характеристичній температурі $T_{C1}=430 \text{ K}$, та міждолинними фононами з температурою $T_{C2}=320 \text{ K}$ (константи оптичного та міждолинного деформаційного потенціалу). Вперше дані константи: $\Xi_{430} = 6,7 \cdot 10^8 \frac{\text{eV}}{\text{cm}}$ та $\Xi_{320} = 1,6 \cdot 10^8 \frac{\text{eV}}{\text{cm}}$ були знайдені на основі методу Монте – Карло в роботі [33].

Відповідні температурні залежності питомого опору n -Ge із використанням даних параметрів представлені на рис. 4.5–4.7 (штрихові криві 2). Як показують дані розрахунки, для чотирьохдолинної L_1 -моделі питомий опір змінюється за законом $\rho \sim T^{1,9}$, для двохдолинної – $\rho \sim T^{1,55}$ та однодолинної як $\rho \sim T^{1,63}$, що не узгоджується з відповідним експериментальним залежностям. Згідно з виразами (4.28–4.45), компоненти тензора часу релаксації, а отже, й питомий опір, залежать від констант оптичного та міждолинного деформаційного потенціалу. Тому така неузгодженість між експериментальними та теоретичними залежностями може бути пояснена недостатньо точними значеннями констант оптичного та міждолинного деформаційного потенціалу, що вимагає їх уточнення.

Дані константи були знайдені, враховуючи вирази (4.28), (4.31), (4.34), (4.43–4.45) та експериментальні значення питомого опору для двох різних температур у чотирьохдолинній L_1 -моделі зони провідності n -Ge (рис. 4.5, крива 1). У результаті було отримано систему рівнянь для відшукування даних констант:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{4e^2 n}{3\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{m_{\parallel}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} f_1(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_1) + \frac{2}{m_{\perp}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} f_2(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_1) \right] = \rho(T_1), \\ \frac{4e^2 n}{3\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{m_{\parallel}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} f_1(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_2) + \frac{2}{m_{\perp}} \int_0^{\infty} dx x^{3/2} e^{-x} f_2(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_2) \right] = \rho(T_2), \end{array} \right. \quad (4.46)$$

де

$$f_1(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_1) = \frac{\sqrt{k_B T_1^{3/2}}}{a_{\parallel}} \frac{x^2 + b_0}{x^{3/2}} + \sum_{j=1}^2 a_j(\Xi_j; T_{Cj}; T_1) \cdot \varphi(T_{Cj}; T_1), \quad (4.47)$$

$$f_2(x; T_{Cj}; \Xi_j; T_2) = \frac{\sqrt{k_B T_2^{3/2}}}{a_{\perp}} \frac{x^2 + b_1}{x^{3/2}} + \sum_{j=1}^2 a_j(\Xi_j; T_{Cj}; T_2) \cdot \varphi(T_{Cj}; T_2). \quad (4.48)$$

У виразах (4.47) та (4.48) випадок $j=1$ відповідає оптичним фононам із характеристичною температурою $T_{C1}=430$ К та константою оптичного деформаційного потенціалу Ξ_{430} , а $j=2$ – міждолинним фононам із характеристичною температурою $T_{C2}=320$ К та константою міждолинного деформаційного потенціалу Ξ_{320} .

Розв'язок системи рівнянь (4.46) дає наступні значення констант електрон-фононної взаємодії для оптичних та міждолинних фононів у n -Ge:

$$\Xi_{430} = 4 \cdot 10^8 \frac{eB}{cm} \text{ та } \Xi_{320} = 1,4 \cdot 10^8 \frac{eB}{cm}.$$

Теоретичні розрахунки температурних залежностей питомого опору для двох- та однодолинної L_1 -моделі зони провідності монокристалів n -Ge

(рис. 4.6 та рис. 4.7, суцільні криві 1) із використанням даних констант добре узгоджуються з одержаними експериментальними результатами.

Використання даних констант електрон-фононої взаємодії для оптичних та міждолинних фононів, знайдених на основі теорії анізотропного розсіяння, дозволяє теоретично описати особливості розсіяння електронів у *n-Ge* та інтерпретувати одержані експериментальні результати.

4.4. Розсіяння електронів для монокристалів *n-Ge* в умовах інверсії типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму

Для дослідження впливу високих одновісних тисків на механізми розсіяння носіїв заряду в кристалах *n-Ge* нами оцінювався вплив інверсії типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму на рухливість носіїв заряду [116–119.]. Цю інверсію, як було показано в роботі [80], можна реалізувати при одновісних тисках $X \approx 2,8$ ГПа, коли $X \parallel J \parallel [100]$, та $X \approx 8$ ГПа, коли $X \parallel J \parallel [110]$, або гідростатичному тиску близько 6 ГПа. При цьому для випадку гідростатичного тиску можна отримати шестиеліпсоїдну Δ_1 -модель зони провідності монокристалів *n-Ge*, а при одновісному тиску $X \parallel J \parallel [100]$ – двохеліпсоїдну або чотирьохеліпсоїдну, коли $X \parallel J \parallel [110]$.

При розрахунках ми обмежилися спочатку випадком невиродженого електронного газу та розсіянням електронів на акустичних фононах та іонах домішки. При цьому отримані результати будуть справедливими для кристалів досить високої чистоти з відносно малими концентраціями електронів, а тому можна буде знехтувати електрон-електронним розсіянням [116].

Оскільки ізоенергетичні поверхні як для L_1 -, так і для Δ_1 -мінімумів є еліпсоїдами обертання, то рухливість носіїв заряду для довільного напрямку можна визначити із співвідношення (3.10).

Тоді, згідно з (3.10), для L_1 -мінімуму:

$$\mu^{L_1} = \frac{1}{3} \mu_{\parallel}^{L_1} + \frac{2}{3} \mu_{\perp}^{L_1}. \quad (4.49)$$

Для Δ_1 -мінімуму

$$\mu^{\Delta_1} = \mu_{\parallel}^{\Delta_1}, \quad (4.50)$$

коли $X \parallel J \parallel [100]$ і

$$\mu^{\Delta_1} = \frac{1}{2}\mu_{\parallel}^{\Delta_1} + \frac{1}{2}\mu_{\perp}^{\Delta_1}, \quad (4.51)$$

коли $X \parallel J \parallel [110]$.

Для гідростатичного тиску:

$$\mu^{\Delta_1} = \frac{1}{3}\mu_{\parallel}^{\Delta_1} + \frac{2}{3}\mu_{\perp}^{\Delta_1}. \quad (4.52)$$

З іншого боку компоненти тензорів рухливості можна виразити через компоненти тензорів часів релаксації і ефективної маси для відповідних мінімумів:

$$\mu_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} = \frac{e}{m_{\parallel}^{L, \Delta}} \langle \tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} \rangle, \quad \mu_{\perp}^{L_1, \Delta_1} = \frac{e}{m_{\perp}^{L_1, \Delta_1}} \langle \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1} \rangle. \quad (4.53)$$

В умовах розсіяння електронів на акустичних фононах та іонах домішки компоненти тензорів часів релаксації визначаються виразами (4.34). Кінцеві вирази для обчислення компонент тензора часів релаксації матимуть вигляд (4.44).

Враховуючи значення констант деформаційного потенціалу та компонент тензора ефективної маси для L_1 -мінімуму ($\Xi_d = -6,4$ eВ, $\Xi_u = 16,4$ eВ, $m_{\parallel} = 1,58m_0$, $m_{\perp} = 0,082m_0$) [109] та відповідні параметри, які були знайдені нами в роботах [74, 80], для Δ_1 -мінімуму ($\Xi_d = -1,7$ eВ, $\Xi_u = 12$ eВ, $m_{\parallel} = 1,65m_0$, $m_{\perp} = 0,32m_0$), можна, використовуючи вирази (4.49–4.52), із врахуванням (4.53, 4.34, 4.44), отримати концентраційні залежності рухливості електронів для L_1 - та Δ_1 -мінімумів (рис. 4.8, суцільні криві).

Згідно з рис. 4.8, для різної концентрації домішки усі можливі з вище перелічених видів інверсії типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму в n -Ge призводять до зменшення рухливості електронів.

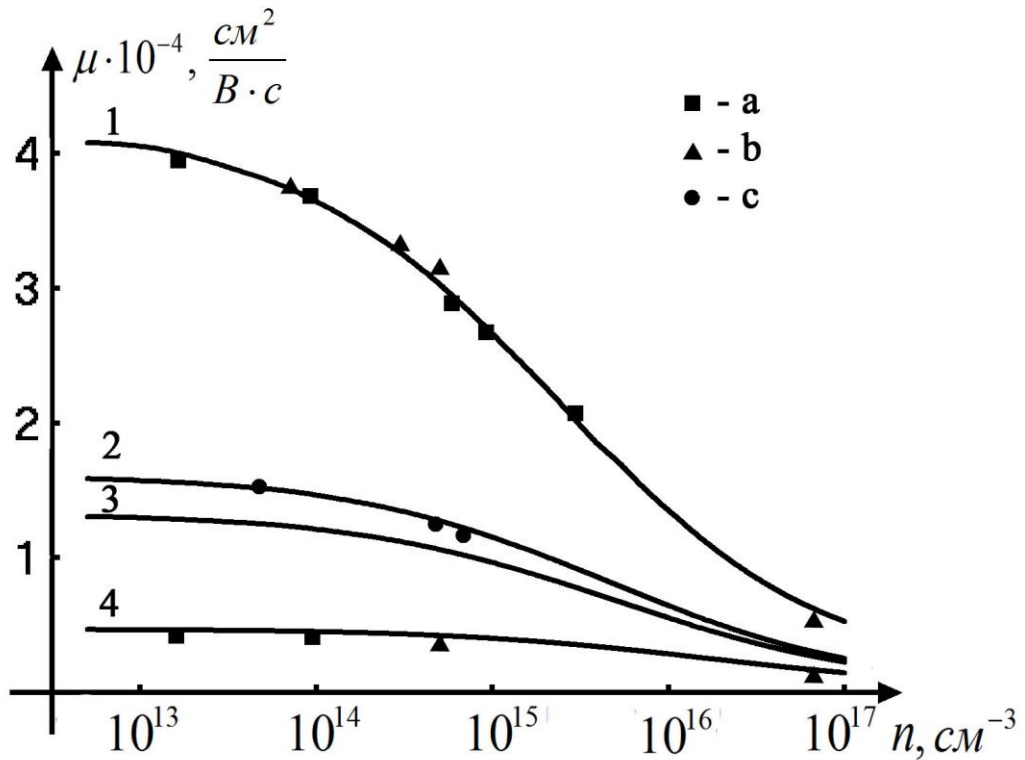


Рис. 4.8. Залежності рухливості електронів від концентрації домішки для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності монокристалів n -Ge при $T=77$ К:

- 1 – для L_1 -мінімуму;
- 2 – для Δ_1 - мінімуму (гідростатичний тиск);
- 3 – для Δ_1 - мінімуму (одновісний тиск $X \parallel J \parallel [110]$);
- 4 – для Δ_1 - мінімуму (одновісний тиск $X \parallel J \parallel [100]$);
- a – експериментальні результати роботи [6];
- b – наші експериментальні результати;
- c – експериментальні результати роботи [120]

При інверсії, яка обумовлена одновісним тиском вздовж кристалографічного напрямку $[100]$, значне зменшення рухливості пов'язане, передусім, із зменшенням часу релаксації, оскільки ефективні маси для електронів різних мінімумів мало відрізняються. Для інших двох випадків інверсії при гідростатичному та одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку $[110]$ зменшення рухливості обумовлене, в основному, збільшенням ефективної маси електронів при переході від L_1 - до Δ_1 -моделі зони провідності

монокристалів германія. Також, як видно з рис. 4.8, рухливість електронів для L_1 -мінімуму є чутливішою до збільшення концентрації домішки в порівнянні з Δ_1 -мінімумом. Це пояснюється тим, що для L_1 -мінімуму параметр анізотропії ефективних мас $K_m = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}}$ є більшим, ніж для Δ_1 -мінімуму ($K_m^L = 19,3$; $K_m^{\Delta} = 5,15$).

Одним із важливих параметрів, який характеризує розсіяння носіїв заряду в анізотропних напівпровідниках, є параметр анізотропії часів релаксації [39]:

$$k_{\tau} = \frac{\langle \tau_{\parallel} \rangle}{\langle \tau_{\perp} \rangle}, \quad (4.54),$$

де $\langle \tau_{\parallel} \rangle$ та $\langle \tau_{\perp} \rangle$ – усереднені компоненти тензора часів релаксації вздовж та поперек до головної осі еліпсоїда.

Використовуючи теорію анізотропного розсіювання, в роботах [121–123] досліджувалась анізотропія розсіяння для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності монокристалів n -Ge з різною концентрацією домішки. Зокрема, в роботі [121] для даних мінімумів було отримано залежності параметра анізотропії часів релаксації k_{τ} від концентрації легуючої домішки при температурі рідкого азоту (рис. 4.9).

Як видно з рис. 4.9, залежність $k_{\tau} = f(N)$ є більш чутливою до збільшення концентрації для L_1 -мінімуму, ніж для Δ_1 -мінімуму. Це також можна пояснити тим, що параметр анізотропії ефективних мас для L_1 -мінімуму є набагато більшим порівняно з Δ_1 -мінімумом.

Одержані концентраційні залежності параметра анізотропії часів релаксації для L_1 - та Δ_1 -мінімумів показують, що розсіяння носіїв заряду для різних мінімумів є анізотропним, а ступінь анізотропії залежить від концентрації домішки, значень компонент тензорів ефективної маси та деформаційного потенціалу для даних мінімумів.

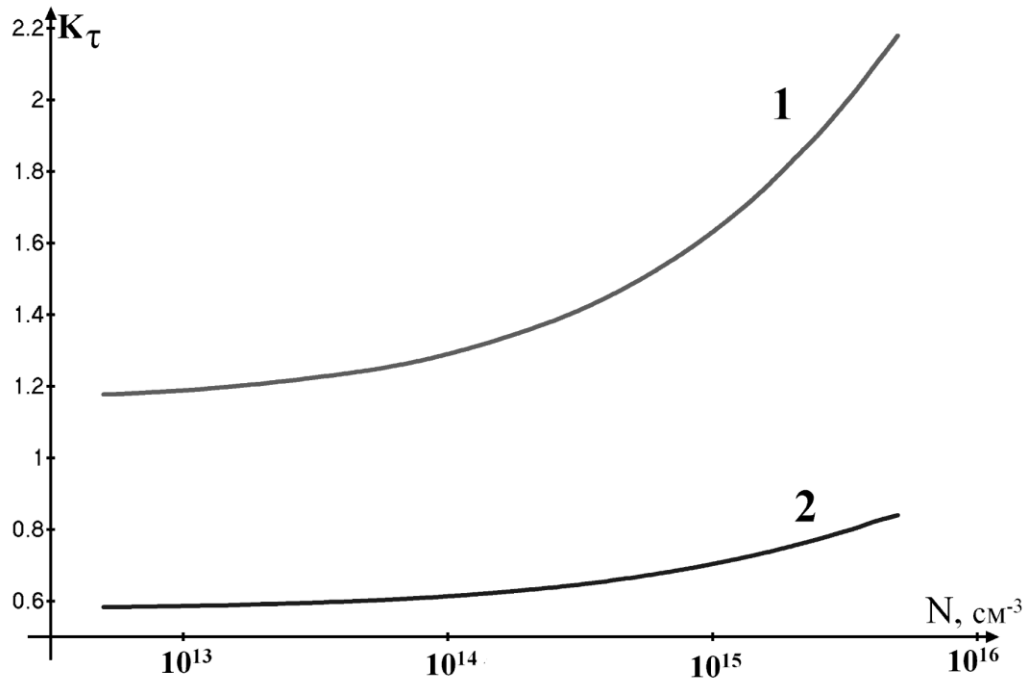


Рис. 4.9. Залежності параметра анізотропії часів релаксації від концентрації домішки для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності монокристалів n -Ge при $T=77$ К: 1 – для L_1 -мінімумів, 2 – для Δ_1 -мінімумів

Нами також розглядався випадок змішаного розсіяння електронів на акустичних фононах (внутрішньодолинне розсіяння), іонах домішки та міждолинних фононах у даних Δ_1 -моделях [117, 124].

Для даного випадку компоненти тензора часів релаксації записувались як

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}^a} + \frac{1}{\tau_{\parallel}^i} + \frac{1}{\tau_j}; \quad \frac{1}{\tau_{\perp}} = \frac{1}{\tau_{\perp}^a} + \frac{1}{\tau_{\perp}^i} + \frac{1}{\tau_j}, \quad (4.55)$$

$$\tau_{\parallel}^a = \frac{a_{\parallel}}{T\sqrt{kT}\sqrt{x}}, \quad \tau_{\perp}^a = \frac{a_{\perp}}{T\sqrt{kT}\sqrt{x}}; \quad \tau_{\parallel}^i = \frac{\tau_{0i}}{\Phi_{0i}}, \quad \tau_{\perp}^i = \frac{\tau_{0i}}{\Phi_{1i}}, \quad (4.56)$$

де τ_{\parallel}^a , τ_{\perp}^a , τ_{\parallel}^i , τ_{\perp}^i – поздовжні та поперечні складові тензора часів релаксації при розсіянні на акустичних фононах (внутрішньодолинне розсіяння) та іонах домішки відповідно; τ_j – час релаксації для міждолинного розсіяння.

Як було показано в роботі [33], міждолинне розсіяння для Δ_1 -мінімуму спричинене взаємодією електронів з акустичними та оптичними фононами з

частотами, що відповідають температурам $T_{C1}=320\text{ K}$ (міждолинне розсіяння f -типу), $T_{C2}=430\text{ K}$ і $T_{C3}=100\text{ K}$ (міждолинне розсіяння g -типу). Таке розсіяння описується скалярним часом релаксації (4.28) [33].

На основі виразів (4.44) обчислювались компоненти тензора часів релаксації та відповідно було отримано температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації для різних концентрацій домішки. При розрахунках враховувались знайдені нами константи акустичного потенціалу деформації та компонент тензора ефективної маси для Δ_1 -мінімуму [74, 80] температури $T_{C1}=320\text{ K}$, $T_{C2}=430\text{ K}$ і $T_{C3}=100\text{ K}$ міждолинних фононів та відповідні їм константи міждолинного потенціалу деформації: Ξ_j ($\Xi_{320} = 3,27 \cdot 10^8 \frac{eB}{\text{см}}$, $\Xi_{100} = 7,89 \cdot 10^7 \frac{eB}{\text{см}}$, $\Xi_{430} = 1,57 \cdot 10^8 \frac{eB}{\text{см}}$) [33]. Результати розрахунків представлено на рис. 4.9–4.11.

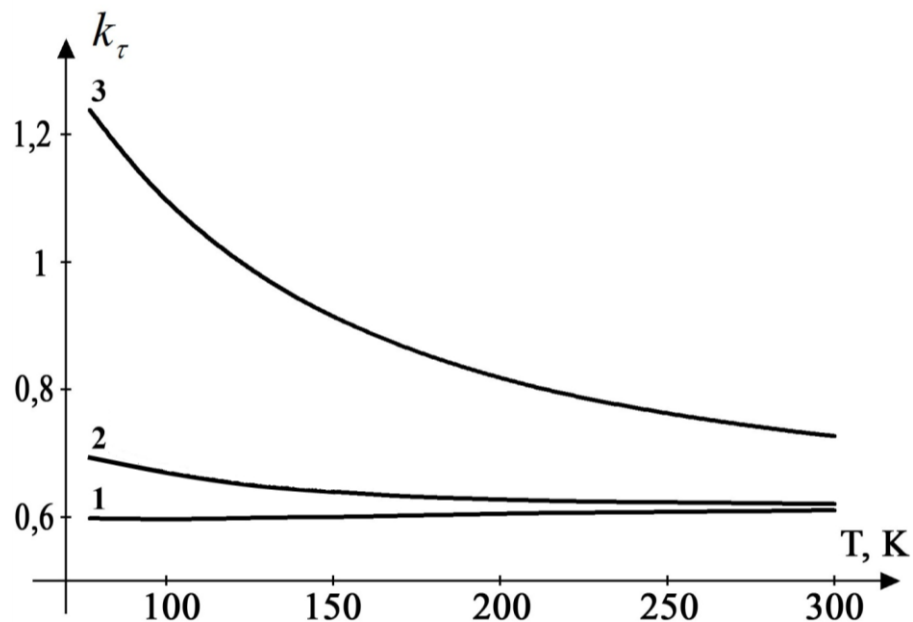


Рис. 4.9. Температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації для Δ_1 -моделі зони провідності кристалів германія, утвореної одновісним тиском $X \parallel [100]$, для різної концентрації домішки N_d , см^{-3} : 1 – 10^{13} ; 2 – $5 \cdot 10^{14}$; 3 – $6,6 \cdot 10^{16}$

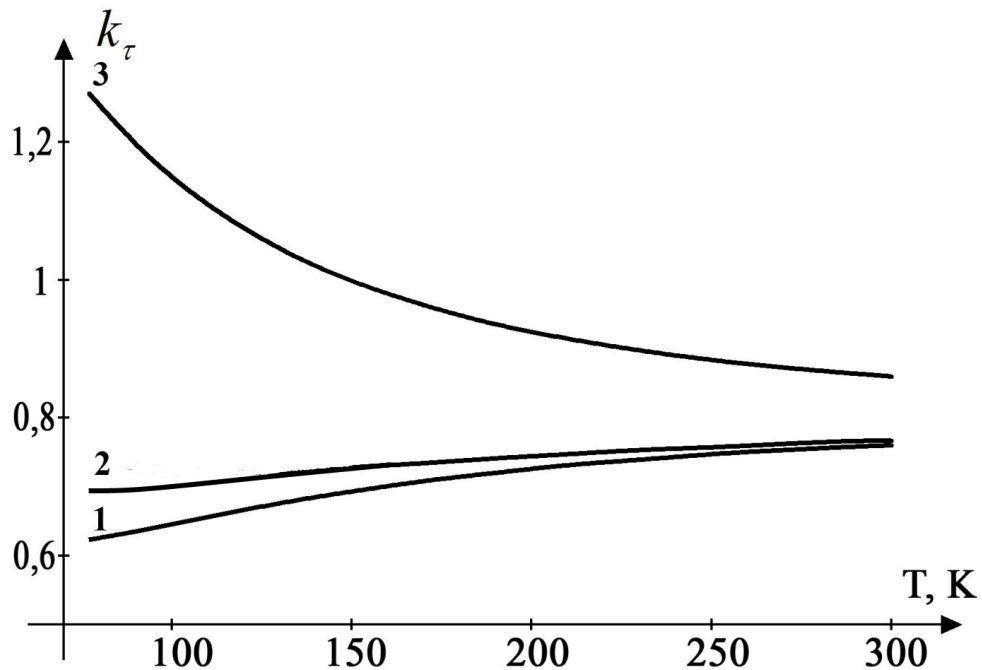


Рис. 4.10. Температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації для Δ_1 -моделі зони провідності кристалів германія, утвореної одновісним тиском $X \parallel [110]$, для різної концентрації домішки N_d , см^{-3} : 1 – 10^{13} ; 2 – $5 \cdot 10^{14}$; 3 – $6,6 \cdot 10^{16}$

Для двохеліпсоїдної Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів $n\text{-Ge}$ з малим вмістом легуючої домішки параметр анізотропії часів релаксації практично не залежить від температури (рис. 4.9, крива 1). Для чотирьохеліпсоїдної та шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі даний параметр зростає при збільшенні температури (рис. 4.10 та рис. 4.11, крива 1). Такі температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації для чотирьохеліпсоїдної та шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі $n\text{-Ge}$ пояснюються наявністю в цих моделях міждолинного розсіяння, вклад якого при збільшенні температури зростає. Для двохеліпсоїдної Δ_1 -моделі розсіяння електронів на міждолинних фононах, що відповідають g -переходам, є другорядним у відношенні до розсіяння на акустичних фононах (внутрішньодолинне розсіяння). При збільшенні концентрації легуючої домішки, поряд із розглядуваними механізмами розсіювання для електронів, зростає також вклад домішкового розсіяння. Це впливає на збільшення величини параметра анізотропії часів релаксації в даних Δ_1 -моделях при різних температурах (рис. 4.9–4.11).

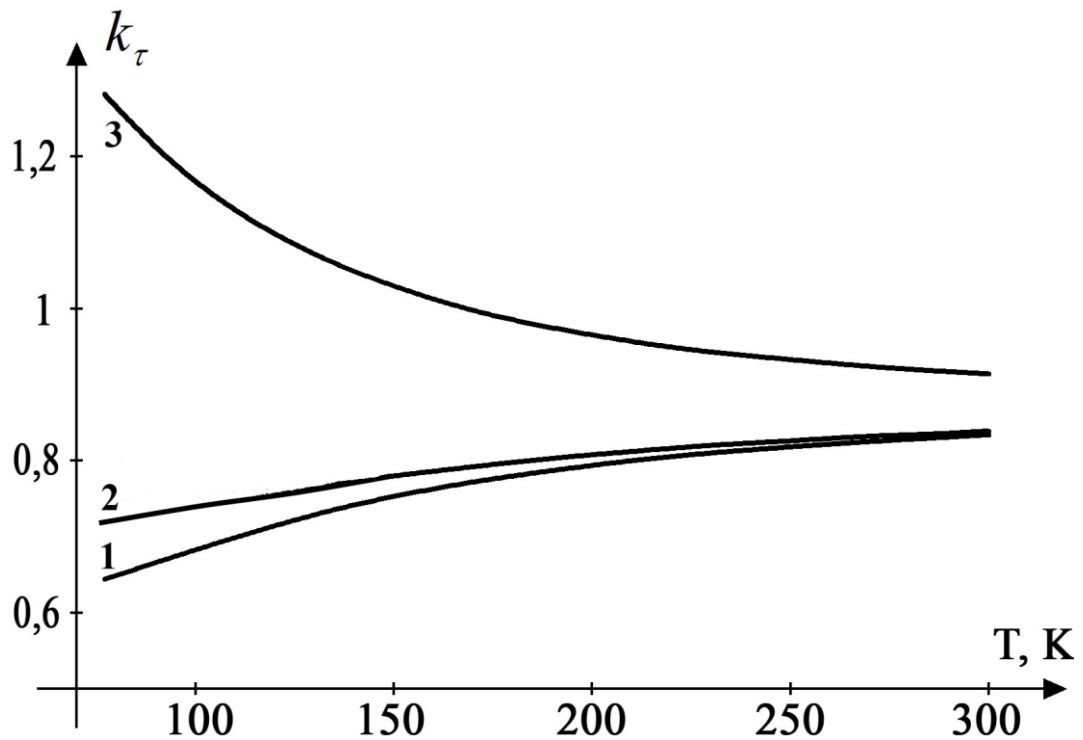


Рис. 4.11. Температурні залежності параметра анізотропії часів релаксації для Δ_1 -моделі зони провідності кристалів германія, утвореної гідростатичним тиском, для різної концентрації домішки N_d , см^{-3} : 1 – 10^{13} ; 2 – $5 \cdot 10^{14}$; 3 – $6,6 \cdot 10^{16}$

Також для співставлення проведених теоретичних розрахунків з отриманими експериментальними результатами проводились розрахунки рухливості електронів для вищерозглянутих Δ_1 -моделей зони провідності германія з врахуванням та без врахування міждолинного розсіяння.

Беручи до уваги вищенаведені параметри Δ_1 -мінімумів, нами на основі виразів (4.50–4.53) було отримано температурні залежності рухливості електронів для розглянутих Δ_1 -моделей [117] (рис. 4.12).

Одержані результати теоретичних розрахунків та експериментальних досліджень показують, що для шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі рухливість електронів змінюється за законом: $\mu \sim T^{-2,27}$, для чотирьох еліпсоїдної: $\mu \sim T^{-1,98}$ та двохеліпсоїдної як $\mu \sim T^{-1,53}$. Температурна залежність рухливості електронів для двохеліпсоїдної Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів $n\text{-Ge}$ відповідає типовому закону розсіяння електронів на акустичних фонах: $\mu \sim T^{-1,5}$. Збільшення показника ступеня температурної залежності рухливості

електронів $\lg \mu = f(\lg T)$ для чотирьохеліпсоїдної та шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі пояснюється наявністю в цих моделях додаткового механізму міждолинного розсіювання.

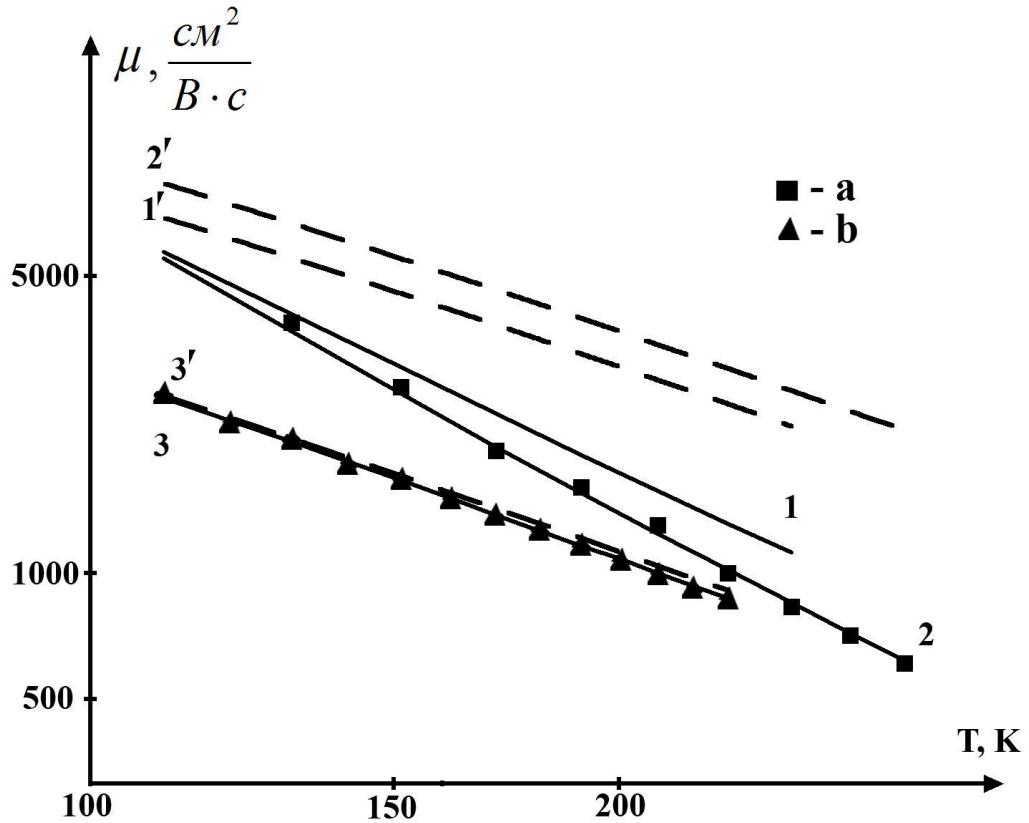


Рис. 4.12. Температурні залежності рухливості електронів для Δ_1 -мінімуму зони провідності n -Ge: 1 – чотирьохеліпсоїдна Δ_1 -модель; 2 – шестиеліпсоїдна Δ_1 -модель; 3 – двохеліпсоїдна Δ_1 -модель; а – експериментальні результати для концентрації електронів: $n = N_D - N_A = 4,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [13]; б – наші експериментальні результати для концентрації електронів: $n = N_D = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Суцільні криві – теоретичні розрахунки з врахуванням міждолинного розсіювання, а штрихові – без врахування міждолинного розсіювання

Проведені теоретичні та експериментальні дослідження дозволяють стверджувати, що для Δ_1 -моделі зони провідності n -Ge в температурному інтервалі 100–300 K суттєвим стає міждолинне розсіювання. Лише для Δ_1 -моделі, утвореної одновісним тиском $X \parallel J \parallel [100]$, розсіювання електронів на міждолинних фонах, що відповідають g -переходам, є другорядним у

відношенні до розсіяння на акустичних фонах (внутрішньодолинне розсіяння) та іонах домішки.

Аналіз температурних залежностей рухливості електронів та параметра анізотропії часів релаксації для чотирьохеліпсоїдної та шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі показує, що на ефективність міждолинного розсіяння також впливає сама структура Δ_1 -зони, тобто число еквівалентних еліпсоїдів.

4.5. Вплив нееквівалентного міждолинного розсіяння між L_1 - та Δ_1 -мінімумами на п'єзоопір n -Ge

Експериментальні та теоретичні розрахунки для широкого температурного інтервалу показують, що ефект п'єзоопору n -Ge, який пов'язаний із деформаційним перерозподілом електронів між мінімумами типу L_1 (ефект п'єзоопору Сміта – Херрінга), буде вже відсутнім при одновісних тисках $P > 1,5$ ГПа [6]. Гігантський п'єзоопір у n -Ge при одновісному тиску $P > 2,1$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [100] було експериментально досягнуто вперше в роботі [125]. Як наслідок спостерігався деформаційно-індукований фазовий перехід метал–діелектрик, що пов'язаний із деформаційним перерозподілом електронів між мінімумами типу L_1 - та Δ_1 - із різною ефективною масою та виникненням за рахунок одновісного тиску енергетичної щілини між домішковою зоною та зоною провідності. В роботі [15] досліджувався питомий опір та коефіцієнт Холла n -Ge із двохранним глибоким рівнем золота в залежності від гідростатичного тиску при кімнатній температурі. Отримані експериментальні результати автори пояснюють наявністю нееквівалентного міждолинного розсіяння між мінімумами L_1 та Δ_1 .

Тому нами в роботах [110, 126] вивчався вплив міждолинного розсіяння електронів між мінімумами L_1 та Δ_1 на п'єзоопір при одновісному тиску вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n -Ge для різних температур (рис. 4.13). Як відомо [23], така одновісна деформація призводить до синхронного зміщення вгору за шкалою енергій чотирьох L_1 -мінімумів та

опусканню двох Δ_1 -мінімумів. Наявність плато для даних залежностей вказує на реалізацію інверсії типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного мінімуму для таких величин одновісних тисків та температур. Як видно з рис. 4.13, величина п'єзоопору n - Ge (плато функції $\rho_P/\rho_0 = f(P)$) при збільшенні температури зменшується.

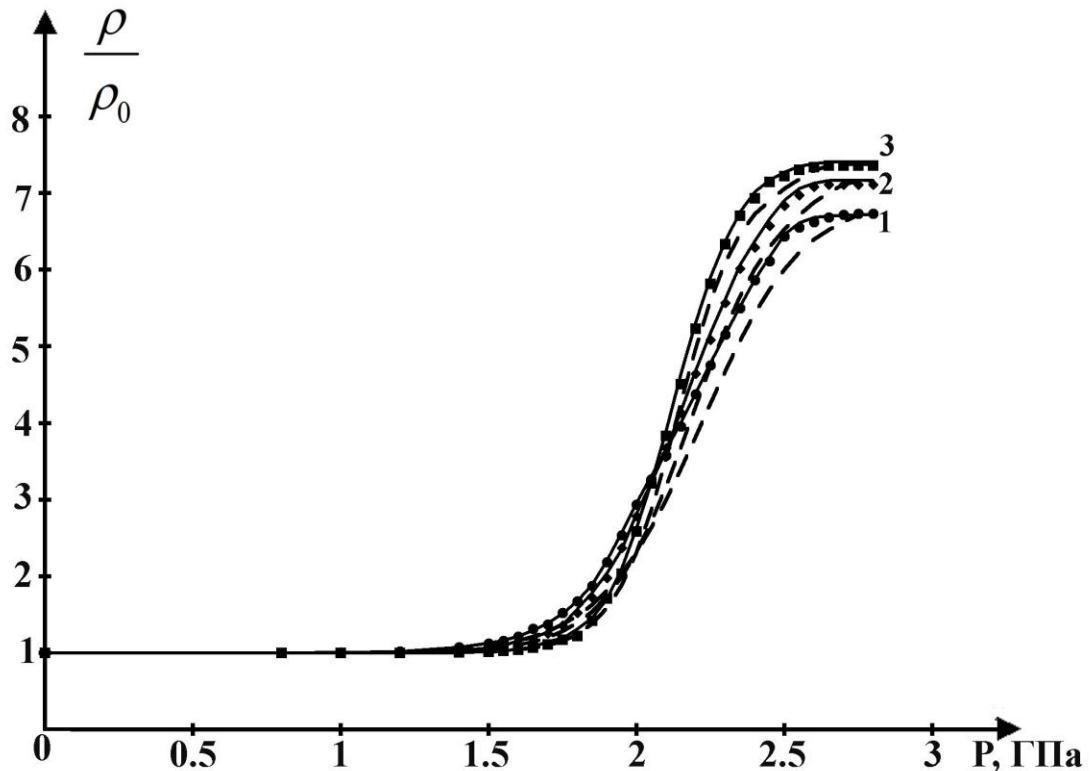


Рис. 4.13. Залежність п'єзоопору монокристалів n - Ge від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ для різних температур: 1 – 180 К; 2 – 150 К; 3 – 110 К. Суцільні криві – теоретичні розрахунки з врахуванням нееквівалентного міждолинного розсіювання електронів між L_1 - та Δ_1 -мінімумами. Штрихові криві – теоретичні розрахунки без врахування нееквівалентного міждолинного розсіювання електронів між L_1 - та Δ_1 -мінімумами

На рис. 4.14 подано температурні залежності питомого опору для недеформованих та одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку $[100]$ при тиску $P=3$ ГПа монокристалів n - Ge . При таких тисках у монокристалах германія реалізується інверсія типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного

мінімуму. Одержані експериментальні результати показують, що питомий опір недеформованих монокристалів $n\text{-Ge}$ (L_1 -модель зони провідності) змінюється за законом: $\rho \sim T^{1,66}$, а для одновісно деформованих (Δ_1 -модель зони провідності) як $\rho \sim T^{1,53}$. Тому і величина п'єзоопору $n\text{-Ge}$ в умовах інверсії типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму з підвищенням температури зменшується за законом: $\frac{\rho_\infty}{\rho_0} \sim T^{-0,13}$.

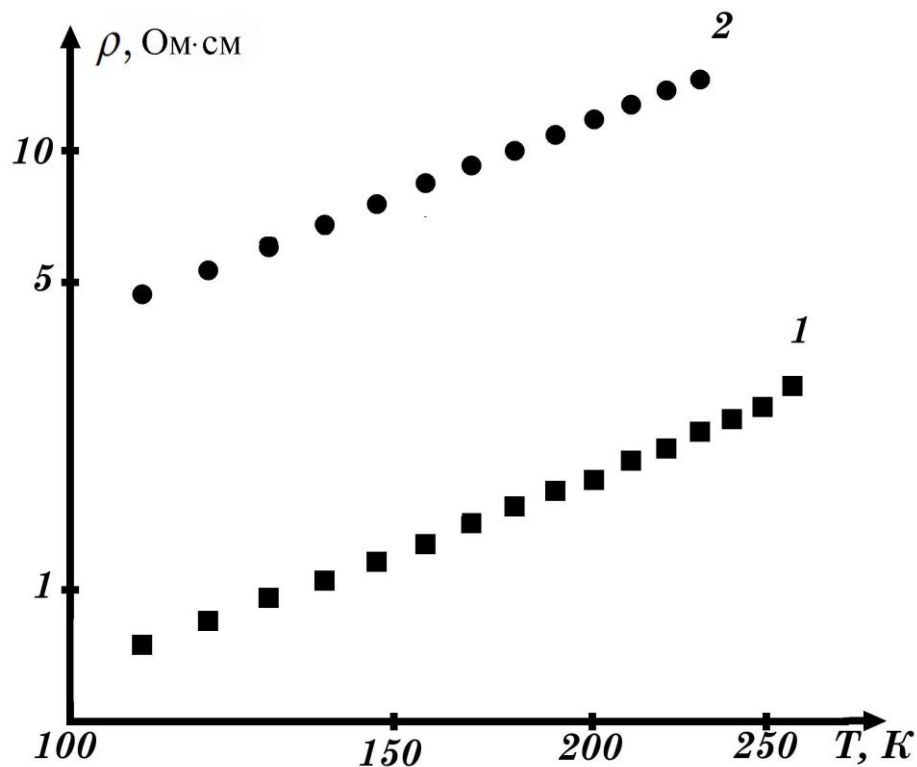


Рис. 4.14. Температурні залежності питомого опору для монокристалів $n\text{-Ge}$: 1 – для недеформованих монокристалів $n\text{-Ge}$ (L_1 -модель зони провідності); 2 – для одновісно деформованих монокристалів $n\text{-Ge}$ при тиску $P=3$ ГПа (Δ_1 -модель зони провідності)

Отримані температурні залежності питомого опору $n\text{-Ge}$ пояснюються додатковим механізмом розсіянням електронів на оптичних та міждолинних фононах у L_1 -моделі та відсутністю даного механізму розсіяння в Δ_1 -моделі. Також поряд із розглядуваними механізмами п'єзоопору в $n\text{-Ge}$ необхідно, як і у випадку гідростатичного тиску, враховувати міждолинне розсіяння між мінімумами L_1 та Δ_1 .

Тому нами на основі теорії анізотропного розсіяння проводились розрахунки кривих п'єзоопору n -Ge з врахуванням та без врахування даного механізму розсіяння для електронів.

Питому електропровідність одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n -Ge можна представити так:

$$\sigma = q(n_{L_1}\mu_{L_1} + n_{\Delta_1}\mu_{\Delta_1}), \quad (4.57)$$

де $n_{L_1}, n_{\Delta_1}, \mu_{L_1}, \mu_{\Delta_1}$ – концентрація та рухливість електронів для L_1 - та Δ_1 -мінімумів відповідно, q – заряд електрона. Для невиродженого електронного газу:

$$n_{L_1} = 2 \left(\frac{2\pi m_{L_1} kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_F - E_{L_1}}{kT}}, \quad n_{\Delta_1} = 2 \left(\frac{2\pi m_{\Delta_1} kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_F - E_{\Delta_1}}{kT}}. \quad (4.58)$$

Тоді

$$\frac{n_{L_1}}{n_{\Delta_1}} = \left(\frac{m_{L_1}}{m_{\Delta_1}} \right)^{3/2} e^{-\frac{\Delta E(P)}{kT}} = A, \quad (4.59)$$

де $\Delta E(P) = E_{\Delta_1} - E_{L_1}$, а E_{L_1}, E_{Δ_1} – енергії L_1 - та Δ_1 -мінімумів у деформованому кристалі; m_{L_1}, m_{Δ_1} – ефективна маса густини станів у даних мінімумах.

Враховуючи те, що для недеформованих монокристалів n -Ge енергетична щілина між L_1 та Δ_1 рівна $0,18 \text{ eV}$ та зменшується лінійно від одновісного тиску P [74], то для випадку деформованого зразка можна записати:

$$\Delta E(P) = 0,18 - \beta P, \quad (4.60)$$

де $\beta = 8,97 \cdot 10^{-11} \frac{\text{eV}}{\text{Па}}$ – баричний коефіцієнт зміни величини енергетичної щілини між L_1 - та Δ_1 -мінімумами при одновісному тиску P [[100] [78].

Оскільки енергетичні рівні домішки при досліджуваних температурах є повністю іонізованими, то

$$n_{L_1} + n_{\Delta_1} = n = N_D. \quad (4.61)$$

Тоді, враховуючи вирази (4.57) та (4.61), питомий опір одновісно деформованих монокристалів *n-Ge*:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{A+1}{qN_D(A\mu_{L_1} + \mu_{\Delta_1})}. \quad (4.62)$$

Вирази для рухливості електронів для L_1 - та Δ_1 -моделі зони провідності, утвореної одновісним тиском $P \parallel [100]$, мають вигляд (4.49) та (4.50) відповідно.

Поряд з розглянутими вище можливими механізмами розсіювання електронів у L_1 - та Δ_1 -моделях зони провідності монокристалів германія необхідно враховувати те, що за рахунок зменшення енергетичної щілини між L_1 - та Δ_1 -мінімумами при збільшенні одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку $[100]$, зростатиме роль нееквівалентного міждолинного розсіювання. Нееквівалентне $L_1 \leftrightarrow \Delta_1$ міждолинне розсіювання електронів обумовлене їх взаємодією з акустичними фононами, які мають характеристичну температуру: $T_{C2} = 320 \text{ K}$ [33]. Розсіювання електронів на оптичних та міждолинних фононах, як було зазначено вище, можна описати скалярним часом релаксації: τ_{ij} [33]:

$$\frac{1}{\tau_{ij}} = a_{ij}\varphi_i, \quad (4.63)$$

де

$$a_{ij} = \frac{\Xi_{ij}^2 (m_d^j)^{3/2}}{\sqrt{2\pi\rho\hbar^2} (kT_{Cj})^{1/2}} \left(\frac{T}{T_{Cj}} \right)^{1/2},$$

$$\varphi_i(x) = \frac{1}{e^{\frac{T_{Cj}}{T}} - 1} \left[\left(x + \Delta E^*(P) + \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{1/2} + e^{\frac{T_{Cj}}{T}} \theta\left(x; \frac{T_{Cj}}{T}\right) \left(x + \Delta E^*(P) - \frac{T_{Cj}}{T} \right)^{1/2} \right],$$

m_d^j – комбінована маса густини станів для j -ого мінімуму; Ξ_{ij} – константа міждолинного або оптичного потенціалу деформації; ρ – густина кристалу; T_{Cj} – температура j -ого міждолинного або оптичного фонона;

$x = \frac{\varepsilon}{kT}$ – безрозмірна енергія електрона; $\theta(x; \frac{T_{Cj}}{T})$ – ступінчаста функція;

$$\Delta E^*(P) = \frac{\Delta E(P)}{kT}.$$

Для еквівалентного міждолинного розсіяння ефективна маса густини станів буде визначатись виразом (4.29), а для нееквівалентного:

$$m_d^j = (m_{\parallel j} m_{\perp j}^2)^{1/3} Z_j, \quad (4.64)$$

де $m_{\parallel j}$, $m_{\perp j}$ – поздовжня та поперечна складова тензора ефективної маси для електронів, які знаходяться в еліпсоїді j -типу; Z_j – число еквівалентних еліпсоїдів зони провідності j -ого типу.

Для внутрішньодолинного розсіяння електронів на оптичних фононах:

$$m_d^j = (m_{\parallel j} m_{\perp j}^2)^{1/3} Z_j^{2/3}. \quad (4.65)$$

Тоді для найбільш загального випадку розсіяння електронів на акустичних фононах, іонах домішки, оптичних та міждолинних фононах вирази для компонент тензора часів релаксації для L_1 - та Δ_1 -мінімумів можна представити так:

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}^{L_1}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}}; \quad \frac{1}{\tau_{\perp}^{L_1}} = \frac{1}{\tau_{\perp}} + \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}}, \quad (4.66)$$

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}^{\Delta_1}} = \frac{1}{\tau_{\parallel}} + \frac{1}{\tau_3} + \frac{1}{\tau_4} + \frac{1}{\tau_{12}} + \frac{1}{\tau_{21}}, \quad (4.67)$$

де $\tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}$, $\tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1}$ – поздовжні та поперечні складові тензора часів релаксації при розсіянні на акустичних фононах (внутрішньодолинне розсіяння) та іонах домішки для L_1 - та Δ_1 -мінімумів; τ_1 , τ_2 – часи релаксації для міждолинного розсіяння на акустичних фононах із характеристичною температурою: $T_{C1}=320 K$ та розсіяння на оптичних фононах із характеристичною температурою: $T_{C2}=430 K$ (внутрішньодолинне розсіяння) для L_1 -мінімумів; τ_3 , τ_4 – часи релаксації для міждолинного розсіювання електронів (g-розсіювання) на акустичних та оптичних фононах із характеристичними температурами:

$T_{C1}=100\text{ K}$ та $T_{C2}=430\text{ K}$ для Δ_1 -мінімумів; τ_{12} , τ_{21} – часи релаксації для нееквівалентного $L_1 \rightarrow \Delta_1$ та $\Delta_1 \rightarrow L_1$ міждолиного розсіювання електронів на акустичних фононах із характеристичною температурою: $T_C=320\text{ K}$ відповідно.

Для невиродженого електронного газу:

$$\langle \tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\parallel}^{L_1, \Delta_1}, \quad \langle \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1} \rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dx x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \tau_{\perp}^{L_1, \Delta_1}. \quad (4.68)$$

Тоді, враховуючи вирази (4.49, 4.50, 4.63–4.68), можна знайти рухливість електронів для L_1 - та Δ_1 -мінімумів, що дозволить на основі виразу (4.62) отримати залежність питомого опору $n\text{-Ge}$ від одновісного тиску вздовж кристалографічного напрямку [100]. Для цього необхідно мати константи оптичного та міждолиного потенціалу деформації, компоненти тензора акустичного потенціалу деформації для внутрішньодолиного розсіяння, ефективну масу густини станів та компоненти тензора ефективної маси для L_1 - та Δ_1 -мінімумів. Значна кількість даних параметрів була визначена нами.

У таблиці 4.1 наведено необхідні для розрахунку параметри L_1 - та Δ_1 -мінімумів.

Таблиця 4.1

Параметри L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності германія

Параметри		Зона провідності германія	
Назва	Позначення	L_1 -мінімуми	Δ_1 -мінімуми
Компоненти тензора ефективної маси	m_{\parallel}	$1,58m_0$ [79]	$1,65m_0$ [74]
	m_{\perp}	$0,082m_0$ [79]	$0,32m_0$ [74]
Ефективна маса густини станів	m_{L_1, Δ_1}	$0,55m_0$ [79]	$0,88m_0$ [74]

Продовження таблиці 4.1

Компоненти тензора акустичного потенціалу деформації для внутрішньодолинного розсіяння	Ξ_u (eV)	16,4 [79]	11,82 [78]
	Ξ_d (eV)	-6,4 [79]	-1,29 [78]
Константа оптичного потенціалу деформації, $T_C=430$ К	Ξ_{430} (eV/cm)	$4 \cdot 10^8$ [112]	
Константа міждолинного потенціалу деформації $T_C=320$ К	Ξ_{320} (eV/cm)	$1,4 \cdot 10^8$ [112]	
Константа міждолинного потенціалу деформації для нееквівалентного $L_1 \leftrightarrow \Delta_1$ розсіяння, $T_C=320$ К	Ξ_{320} (eV/cm)	$5,5 \cdot 10^8$ [33]	
Константи міждолинного потенціалу деформації для g-розсіяння, $T_{C1}=100$ К, $T_{C2}=430$ К	Ξ_{100} (eV/cm)		$7,89 \cdot 10^7$ [33]
	Ξ_{430} (eV/cm)		$1,57 \cdot 10^8$ [33]

Результати теоретичних розрахунків п'єзоопору *n-Ge* із врахуванням (суцільні криві) та без врахування (штрихові криві) нееквівалентного міждолинного розсіяння між мінімумами L_1 та Δ_1 представлено на рис. 4.13. Порівняння цих кривих із відповідними експериментальними результатами показує, що описати особливості п'єзоопору *n-Ge*, коли реалізується (L_1 - Δ_1)-модель зони провідності, можна лише з врахуванням даного механізму

розсіяння. Наявність значного п'єзоопору: ρ_{∞}/ρ_0 при одновісних тисках $P > 2,7$ ГПа пояснюється збільшенням ефективної маси та зменшенням часу релаксації для електронів за рахунок інверсії типу (L_1 - Δ_1) абсолютного мінімуму в *n-Ge*. Зменшення величини п'єзоопору: ρ_{∞}/ρ_0 *n-Ge* при збільшенні температури (рис. 4.13, зменшення величини плато кривих 1–3) пов'язане з “виключенням” за рахунок одновісної деформації механізму розсіяння електронів на міждолинних та оптичних фононах при переході від L_1 - до Δ_1 -моделі зони провідності *n-Ge*.

Висновки до розділу 4

Отже, проведені в даному розділі дослідження тензоефектів у *n-Ge* при одновісній пружній деформації до тисків 3 ГПа дозволили отримати в широкому температурному інтервалі значний за величиною тензорезистивний ефект, що може знайти своє практичне використання для конструювання датчиків високого одновісного тиску. Отримані як концентраційні, так і температурні залежності рухливості та параметри анізотропії часів релаксації показують, що розсіяння електронів для різних випадків Δ_1 -моделі зони провідності *n-Ge*, як і для L_1 -моделі, є анізотропним. Причому, на ефективність такого розсіяння, поряд із іншими відомими механізмами, впливає ступінь анізотропії ефективних мас. Виходячи з аналізу одержаних експериментальних та теоретичних результатів слідує, що для чотирьох- та шестиеліпсоїдної Δ_1 -моделі суттєвим стає міждолинне розсіяння. Також виявлено, що на п'єзоопір *n-Ge*, коли при одновісному тиску $P_{||[100]}$ реалізується $(L_1-\Delta_1)$ -модель зони провідності, впливає нееквівалентне міждолинне розсіяння електронів між L_1 - та Δ_1 -мінімумами, ефективність якого залежить від температури та величини одновісного тиску.

Отримані результати необхідно враховувати, наприклад, у напружених гетероструктурах SiGe, квантових точках Ge на Si. або в екстремальних умовах дії значних електричних, магнітних, деформаційних полів, коли внесок Δ_1 -мінімуму в такі ефекти стає не лише відчутним, але й визначальним.

ВИСНОВКИ

Проведені експериментальні дослідження та теоретичні розрахунки дозволили сформулювати наступні висновки:

1. На основі теорії анізотропного розсіяння та вимірювань тензорезистивного ефекту для одновісно деформованих вздовж кристалографічного напрямку [100] монокристалів n-Ge при температурах рідкого гелію та азоту визначено компоненти тензорів деформаційного потенціалу та ефективної маси для Δ_1 -мінімуму зони провідності: $\Xi_d^{\Delta_1} = -1,29 \text{ eV}$, $\Xi_u^{\Delta_1} = 11,82 \text{ eV}$, $m_{\parallel} = 1,65m_0$, $m_{\perp} = 0,32m_0$. Їх визначення дало можливість розрахувати баричні коефіцієнти для Δ_1 -мінімуму при одновісному тиску вздовж кристалографічних напрямків [100], [110], [111] та гідростатичному тиску. З обчислених значень цих коефіцієнтів слідує, що інверсію типу $(L_1-\Delta_1)$ абсолютного мінімуму в монокристалах n-Ge можна реалізувати при гідростатичному та одновісних тисках вздовж кристалографічних напрямків [100] і [110].
2. Встановлено, що довжина екранування для однієї і тієї ж концентрації екрануючих носіїв заряду є різною для L_1 - та Δ_1 мінімумів, що пов'язується з різним значенням ефективної маси густини станів для електронів цих мінімумів. Різні залежності екрануючого множника від концентрації домішки для L_1 - та Δ_1 -мінімумів вказують на різний характер екранування і відповідно розсіяння електронів.
3. Вперше, на основі варіаційного методу Рітца, розраховано енергію іонізації основного стану донорів Sb, P, As для Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів n-Ge із врахуванням анізотропії закону дисперсії та хімічного зсуву. Виявлено, що при переході від L_1 - до Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів n-Ge енергія іонізації основного стану домішок Sb, P, As суттєво збільшується. Порівняння одержаних теоретичних результатів із відповідними експериментальними даними показують, що модель кулонівського потенціалу домішки може бути використана в грубому наближенні лише для Sb в Ge, без врахування хімічного зсуву. Для домішок P та As розрахунки необхідно вже

проводити з врахуванням хімічного зсуву, тобто, коли проявляється “індивідуальність” потенціалу поля іона домішки, який не є кулонівським.

4. Встановлено, для чотирьохдолинної L_1 -моделі зони провідності n-Ge залежність питомого опору від температури $\rho(T)$ змінюється за законом: $\rho \sim T^{1,66}$, а для двох- та одно долинної, утворених одновісним тиском $P=1,8$ ГПа вздовж кристалографічних напрямків [110] та [111] відповідно, - як $\rho \sim T^{1,5}$. Відмінність в залежностях $\rho(T)$ в n-Ge віднесена до прояву додаткових механізмів розсіяння електронів на оптичних та міждолинних фононах у чотирьохдолинній L_1 -моделі та відсутністю даних механізмів розсіяння в двох- та однодолинної L_1 -моделі зони провідності германія. Знайденні значення констант електрон-фононої взаємодії для оптичних: $\Xi_{430} = 4 \cdot 10^8$ eB/cm та міждолинних: $\Xi_{320} = 1,4 \cdot 10^8$ eB/cm фононів дозволили теоретично описати та пояснити одержані експериментальні залежності питомого опору для одновісно деформованих монокристалів n-Ge.

5. Показано, що величина рухливості електронів у зоні провідності германія, утвореної сильним гідростатичним та одновісним тисками, для L_1 - та Δ_1 -мінімумів, залежить не лише від ефективної маси та часу релаксації електронів, але й від параметра анізотропії ефективних мас. Із аналізу одержаних температурних залежностей рухливості електронів та параметра анізотропії часів релаксації слідує, що для Δ_1 -моделі зони провідності n-Ge в температурному інтервалі 100–300 К необхідно враховувати міждолинне розсіяння. Тільки для Δ_1 -моделі, утвореної одновісним тиском вздовж кристалографічного напрямку [100], розсіяння електронів на міждолинних фононах, які відповідають g-переходам, є другорядним у відношенні до розсіяння на акустичних фононах та іонах домішки.

6. Виявлено, що крім відомих механізмів, при різних температурах на тензорезистивний ефект в монокристалах n-Ge при одновісних тисках $1,6 < P < 2,7$ ГПа вздовж кристалографічного напрямку [100], впливатиме додатково нееквівалентне міждолинне розсіяння електронів між L_1 - та

Δ_1 -мініумами зони провідності, ефективність якого залежатиме від температури та одновісного тиску. Зменшення величини плато тензорезистивного ефекту n-Ge при одновісних тисках $P > 2,7$ ГПа пояснюється “виключенням” за рахунок інверсії типу ($L_1-\Delta_1$) абсолютного мінімуму механізму розсіяння електронів на міждолинних та оптичних фононах.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Микроэлектронные преобразователи неэлектрических величин: учебное пособие / О. А. Агеев, В. М. Мамиконова, В. В. Петров, В. Н. Котов [та ін.]. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 2000. – 153 с.
2. Полякова А. Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов / А. Л. Полякова. – М.: Наука, 1979. – 168 с.
3. Савчин В. П. Електронне перенесення в напівпровідниках та напівпровідникових структурах / В. П. Савчин, Р. Я. Шувар. – Л.: Видавничий центр ЛНУ імені Івана Франка, 2008. – 687 с.
4. Smith C. Piezoresistance Effect in Germanium and Silicon / C. Smith // *Phys. Rev.* – 1954. – Vol. 94. – № 1. – P. 42–49.
5. Herring C. Transport Properties of a Many – Valley Semiconductors / C. Herring // *Bell. System. Techn. J.* – 1955. – Vol. 34, № 2. – P. 237–290.
6. Баранский П. І. Фізичні властивості кристалів кремнію та германія в полях ефективного зовнішнього впливу / П. І. Баранский, А. В. Федосов, Г. П. Гайдар. – Луцьк: Надстир'я, 2000. – 280 с.
7. Keyes R. Elastogalvanomagnetic Effect and Intervalley Scattering in n-Type Germanium / R. Keyes // *Phys. Rev.* – 1956. – Vol. 103, №5. – P. 1240.
8. Geyling F. T. Semiconductors Strain Transducer / F. T. Geyling, J. J. Forst. // *Bell System Techn.* – 1960. – Vol. 39. – №3. – P. 705–731.
9. Morin F. J. Temperature Dependence of the Piezoresistance of High-Purity Silicon and Germanium / F. J. Morin, T. H. Geballe, C. Herring // *Phys. Rev.* – 1957. – V. 105. – №2. – P. 525.
10. Paul W. Pressure dependence of the resistivity of Germanium / W. Paul, H. Brooks. // *Phys. Rev.* – 1950. – Vol. 77. – №3. – P. 407–408.
11. Brooks H. Interband scattering in semiconductors / H. Brooks, W. Paul // *Bull. Am. Phys. Soc.* – 1956. – Vol. 1. – №1. – P. 48.
12. Nathan M. I. Interband scattering in n-type Ge / M. I. Nathan, W. Paul, H. Brooks // *Phys. Rev.* – 1961. – Vol. 124. – №2. – P. 391–407.

13. Ahmad C. N. Electron transport and pressure coefficients associated with the L_{1c} - and Δ_{1c} -minima of germanium / C. N. Ahmad, A. R. Adams. // *Phys. Rev.* – 1986. – Vol. 4. – P. 2319–2328.
14. Fletcher K. Intervalley scattering in n type Ge from a Hall effect experiment to high pressures / K. Fletcher, G. D. Pitt // *J. Phys. – C: Solid St. Phys.*, 1971. – Vol. 4. – №13. – P. 1822.
15. Даунов М. И. Электронный спектр и электрофизические свойства германия с двухзарядной примесью золота по обе стороны разнодолинного перехода (L_1 - Δ_1) при всестороннем давлении до 7 ГПа / М. И. Даунов, И. К. Камилов, С. Ф. Габибов // *ФТП.* – 2001. – Т. 35. – №1. – С. 58–64.
16. Pressure-dependence of the resistivity of germanium / A. Michels, J. Van Eck, S. Machlup, C. A. Ten Seldam // *J. Phys. Chem.* – 1959. – Vol. 10, №1. – P. 12–18.
17. Fritzsche H. Piezoresistance of n-Type Germanium / H. Fritzsche // *Phys. Rev.* – 1959. – Vol. 115. – №2. – P. 336.
18. Fritzsche H. The effect of uniaxial tensile stress on impurity conduction in germanium / H. Fritzsche // *J. Phys. Chem. Solids.* – 1959. – Vol. 8. – P. 257–259.
19. Шадрин В. С. Пьезосопротивление германия / В. С. Шадрин, А. Ф. Городецкий // *Физика твердого тела.* – 1963. – Т. 5. – № 11. – С. 3081–3087.
20. Львов В. С. Термомагнитные эффекты в деформированном n-Ge / В. С. Львов, Т. В. Смирнова // *ФТТ.* – 1966. – Т. 8. – № 5. – С. 1617–1620.
21. Баранский П. И. Пьезосопротивление, возникающее в условиях симметричного расположения оси деформации относительно всех изоэнергетических эллипсоидов / П. И. Баранский, В. В. Колomoец, А. В. Федосов // *ФТП.* – 1976. – Т. 10. – № 11. – С. 2179–2181.
22. Cardona M. Energy-Band Structure of Germanium and Silicon: The $k \cdot p$ Method / M. Cardona, F. H. Pollak // *Phys. Rev.* – 1966. – Vol. 142, №2. – P. 530–543.

23. Некоторые характеристики энергетических минимумов типа $\langle 100 \rangle$ в n-германии / П. И. Баранский, В. В. Коломоец, Б. А. Сусь, В. И. Шаповалов // ФТП. – 1979. – Т. 13. – №3. – С. 602–604.
24. Dresselhaus G. Fourier Expansion for the Electronic Energy Bands in Silicon and Germanium / G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus // Phys. Rev. – 1967. – Vol. 160. – №3. – P. 649–679.
25. Jayaraman A. Δ_1 -Conduction-Band-Minimum of Ge from High-Pressure Studies on p-n Junctions / A. Jayaraman, B. B. Kosicki, J. C. Irvin // Phys. Rev. – 1968. – Vol. 171. – №3. – P. 836–838.
26. Soline Richard. A thirty-band Energy-band structure of Ge, Si and GaAs: k·p method / Soline Richard, Frédéric Aniel, and Guy Fishman // Phys. Rev. B – 2004. – Vol. 70. – №23. – P. 235204.
27. Киреев П. С. Физика полупроводников: учеб. пособие для вузов / П. С. Киреев. – М: Высш. школа, 1975. – 584 с.
28. Ермаков В.Н. Разогрев электронов в L- и X-долинах / В. Н. Ермаков, В. В. Коломоец, В. С. Тимошук // ФТП. – 1983. – Т. 17. – № 9. – С. 1677–1678.
29. Переход МД в n-германии, индуцируемый сильной одноосной упругой деформацией / П. И. Баранский, В. Н. Ермаков, В. В. Коломоец та ін. // ДАН УССР сер. А, физ.-мат и техн. н. – 1987. – №11. – С. 34–36.
30. Breakdown of Impurity States of As and Sb in Germanium at Uniaxial Compression $P \parallel [001] \parallel E$ / V. V. Baidakov, V. N. Ermakov, N. N. Grigorev et.al. // Phys. stat. sol. (b). – 1984. – Vol. 122. – P. K163–K167.
31. Arizumi T. Uniaxial Stress effect on (000) and (100) conduction-band minima of germanium / T. Arizumi, A. Yoshida, N. Savaki // J. Jap. of Appl. Phys. – 1969. – Vol. 8. – № 6. – P. 700–703.
32. Cyclotron resonance measurements of the non-parabolicity of the conduction bands in silicon and germanium / J. C. Ousset, J. Leotin, S. Askenazy et.al. // J. Phys. – C: Solid St. Phys, 1976. – Vol. 9. – P. 2803.
33. Fawcett W. Negative differential mobility of electrons in germanium: a Monte-Carlo calculation of the distribution function, drift velocity and carrier

population in the (111) and (100) minima / W. Fawcett, G. S. E Paige // J. Phys. – C: Solid St. Phys, 1971. – №4. – P. 1801–1821.

34. Энергия ионизации примесных уровней Sb в Ge, связанных с долинами <100>с-зоны / В. В. Байдаков, Н. Н. Григорьев, В. Н. Ермаков та ін. // ФТП. – 1983. – Т. 17. – №12. – С. 370–371.

35. Бир Г. Л. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках / Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус. – М.: Наука, 1972. – 584 с.

36. Kohn W. Theory of Donor States in Silicon / W. Kohn, J. M. Luttinger // Phys. Rev. – 1955. – Vol. 98. – №4. – P. 915.

37. Kazuo M. Determination of Deformation Potential Constants from the Electron Cyclotron Resonance in Germanium and Silicon / M. Kazuo, E. Katsuhisa, O. Eizo // J. Phys. Soc. Jpn. – 1970. – Vol. 29. – P. 1248–1257.

38. Baranskii P. I. The Determination of the Deformation Potential Constants in Germanium / P. I. Baranskii, V. V. Kolomoets // Phys. Stat. Sol. (b). – 1971. – Vol. 45. – № 2. – P. K55–K59.

39. Herring C. Transport and deformation-Potential Theory for Many-Valley Semiconductors with Anisotropic Scattering / C. Herring, E. Vogt // Phys. Rev. – 1956. – Vol. 101. – № 3. – P. 944–961.

40. Федосов А. В. Визначення константи деформаційного потенціалу Ξ_d в n-Ge методом п'єзоопору / А. В. Федосов, С. В. Луньов, С. А. Федосов // Наук. вісн. Волин. нац. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки. – 2010. – № 6. – С. 38–44.

41. Ermakov V. N. The deformation potentials Ξ_u , Ξ_d of the X-Valleys of the germanium conduction band / V. N. Ermakov, V. V. Kolomoets, V. S. Timochuk // Phys. Stat. Sol. (b). – 1983. - Vol. 116, № 2. - p. K77 – K78.

42. Riskaer S. Determination of Shear Deformation Potentials from the Free-Carrier Piezobirefringence in Germanium and Silicon / Sven Riskaer // Phys. Rev. – 1966. – Vol. 152. – №2. – P. 845–849.

43. Walton A. K. Deformation potentials of germanium and silicon by differential spectroscopic observations of their indirect absorption edges /

A. K. Walton, G. P. Williams and K. V. K. Reddy // *Phys. Stat. Sol. (b)*. – 1971. – Vol. 47. – №1. – P. K29–K32.

44. Баранський П. І. Теорія анізотропного розсіяння й актуальні задачі кінетики електронних процесів у багатодолинних напівпровідниках / П. І. Баранський, Г. П. Гайдар // *Термоелектрика*. – 2013. – №2. – С. 19.

45. Особливості зародження та упорядкування GeSi наноострівців у багатощарових структурах, сформованих на Si та $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ буферних шарах / В. О. Юхимчук, М. Я. Валах, В. П. Кладько та ін. // *Укр. фіз. журн.* – 2011. – №3. – С. 254.

46. Brunner K. Si/Ge nanostructures / K. Brunner // *Rep. Prog. Phys.* – 2002. – Vol. 65. – №1. – P. 27.

47. Херринг К. Проблемы физики полупроводников / К. Херринг, Э. Фогт. – М.: ИЛ, 1957. – 567 с.

48. Bardeen J. Deformation Potentials and Mobilities in Non-Polar Crystals / J. Bardeen, W. Shockley // *Phys. Rev.* – 1950. – Vol. 80. – №1. – P. 72.

49. Palik E. D. Anisotropic, free carrier voigt effect in n-type germanium / E. Palik // *J. Phys. Chem. Solids*. – 1964. – Vol. 25. – №7. – P. 767–771.

50. Teitler S. Anisotropic free carrier voigt effect in cubic semiconductors / S. Teitler // *J. Phys. Chem. Solids*. – 1963. – Vol. 24. – №12. – P. 1487–1494.

51. Webster J. The anisotropic voigt effect in semiconductors / J. Webster, B. Donovan // *Phys. Lett.* – 1962. – Vol. 2. – №7. – P. 330–331.

52. Горячие электроны в многодолинных полупроводниках / М. Аше, З. С. Грибников, В. В. Митин, О. Г. Сарбей. – К.: Наукова думка, 1982. – 327 с.

53. Nilsson G. Study of the Homology between Silicon and Germanium by Thermal-Neutron Spectrometry / G. Nilsson, G. Nelin // *Phys. Rev. B*. – 1972. – Vol. 6. – №10. – P. 3777–3786.

54. Eaves L. The magnetophonon effect in n-and p-type germanium / L. Eaves, R. A. Stradling, R. A. Wood // In: *Proc. 10th int. Conf. on Phys. of semicond. Tennessee US AEC Divis. Tech. Inform.* – 1970. – P. 816–822.

55. Renucci J. B. Resonant Raman scattering in silicon / J. B. Renucci, R. N. Tyte, M. Cardona // *Phys. Rev. B.* – 1975. – Vol. 11. – №10. – P. 3885.
56. Second-order Raman scattering in germanium in the vicinity of the $E_1, E_1+\Delta_1$ edges / M. A. Renucci, J. B. Renucci, R. Zeyher, M. Cardona // *Phys. Rev. B.* – 1974. – Vol. 10. – №10. – P. 4301.
57. Smith J. £. Effect of compressive uniaxial stress on high field domains in n-type Ge / J. £. Smith, J. C. Mc Groddy // *Appl. Phys. Lett.* – 1967. – Vol. 11. – №12. – P. 372–374.
58. Vorobev L. E. Infrared birefringence on hot electrons in n-type Ge / L. E. Vorobev, V. I. Stafeev, A. V. Ushakov // *Phys. status solidi (b).* – 1972. – Vol. 53. – №2. – P. 431–438.
59. Elliot B. J. Bulk negative differential conductivity and travelling domains in n-type germanium / B. J. Elliot, J. B. Gunn, J. C. Mc Groddy. // *Appl. Phys. Lett.* – 1967. – Vol. 11. – №8. – P. 253–255.
60. Chung D. M. Measurement of the velocity field characteristics of electrons in germanium / D. M. Chung, J. G. Ruch // *Appl. Phys. Lett.* – 1968. – Vol. 12. – №3. – P. 111–112.
61. Electron drift velocity in high, purity Ge between 8 and 240 K / F. Nava, C. Canali, F. Catellani et al. // *J. Phys. C: Sol. State Phys.*, 1976. – Vol. 9. – №9. – P. 1685–1689.
62. Canali C. Intervalley diffusion of hot electrons in germanium / C. Canali, C. Jacoboni, F. Nava // *Solid State Communs.* – 1978. – Vol. 26. – №12. – P. 889–892.
63. Черныш В. В. ТермоЭДС в L_1 -, Δ_1 -модели германия / В. В. Черныш, Б. Ш. Куамба // *Термоэлектричество.* – 2007. – №3. – С. 29.
64. Черныш В.В. ТермоЕРС в L_1 -, Δ_1 -моделі германія за сильного гідростатичного тиску / В. В. Черныш, Б. Ш. Куамба // *Термоелектрика.* – 2009. – № 1. – С. 31–41.
65. Коломоец В. В. Установка для исследования электрофизических свойств полупроводниковых материалов в условиях низкотемпературной

пластической деформации / В. В. Коломоец, Б. А. Сусь // ПТЭ. – 1975. – № 4. – С. 214 – 215.

66. Аквилев Б. В. О влиянии низкоомных токовых электродов на эффект Холла в полупроводниковых образцах / Б. В. Аквилев [и др.]; Известия вузов МВ и ССО СССР, серия Физика. – М., 1982.

67. Методика вимірювання електричних властивостей монокристалів n-Ge при високих одновісних тисках / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан, В. А. Лопухович // Вісник ТНТУ. – 2014. – №3. – С. 172.

68. Вплив концентрації легуючої домішки на вимірювання електричних параметрів напівпровідників / С. В. Луньов, О. В. Бурбан // Зб. тез доп. Міжнародної наукової конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “Еврика–2014”, Львів, 15–17 травня 2014 р. – Львів: Львівський національний університет імені Івана Франка, 2014. – С. 99.

69. Кучис Е. В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования / Е. В. Кучис. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.

70. Петровский И. Г. Лекції об уравнениях с частными производными / И. Г. Петровский– М.: ФМ, 1961. – 400 с.

71. Концевой Ю. А. Пластичность и прочность полупроводниковых материалов и структур / Ю. А. Концевой, Ю. М. Литвинов, Э. А. Фаттахов. – М.: Радио и связь, 1982. – 240 с.

72. Феодосьев В. И. Сопротивление материалов / В. И. Феодосьев. – М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1999. – 592 с.

73. Опір матеріалів з основами теорії пружності й пластичності: підручник для студ. буд. і транспорт. спец. вузів: у 2. ч., 5. кн. / ред. В. Г. Піскунов. – К.: Вища школа, 1994. – 260 с.

74. Луньов С. В. Параметри високоенергетичного Δ_1 -мінімуму зони провідності n-Ge / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан // Журнал фізичних досліджень. – 2013. – Т. 17. – №3 – С. 3702.

75. Луньов С. В. Розрахунок оптимальних геометричних параметрів та форми зразків для вимірювання тензорезистивних ефектів у монокристалів

n-Ge при високих одновісних тисках / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан // Матеріали VII Міжнародної наукової конференції “Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали РНАОПМ’2014”. Луцьк, 8–12 червня 2014 року. – Луцьк: РВВ “Вежа” Східноєвропейського національного університету ім. Лесі Українки, 2014. – С. 182–186.

76. Luniov. S. V. Parameters of high – energy Δ_1 -minimum conduction band of n-Ge / S. V. Luniov, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban // Proceeding of the XVIIIth International Seminar on Physics and Chemistry of Solids, September 12–15. – Lviv, 2012. – P. 12.

77. Фистуль В. И. Сильно легированные полупроводники / В. И. Фистуль. – М.: Наука, 1967. – 416 с.

78. Luniov S. V. Deformation potentials for Δ_1 -minimum of conduction band of single crystals n-Ge / S. V. Luniov, O. V. Burban // Journal of Advances in Physics. – 2014. – Vol. 5. – №1. – P. 705–711.

79. Электрические и гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниках / П. И. Баранский, И. С. Буда, И. В. Даховский, В. В. Коломоец. – К.: Наукова думка, 1977. – 269 с.

80. Луньов С. В. Деформаційні потенціали Δ_1 -мінімуму зони провідності кристалів n-Ge / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан // Матеріали VI Міжнародної наукової конференції “Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали РНАОПМ’2012”. – Луцьк–Шацькі озера, 25–29 травня 2012 р. – Луцьк: Смарагд, 2012. – С. 42–45.

81. Бонч-Бруевич В. Л. Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – М.: Наука, 1977. – 672 с.

82. Чуйко Г. П. Концентрационная зависимость дебаевской длины экранирования в сильно вырожденном Cd_3As_2 . Теория и опыт // ФТП. – 1985. – Т. 19. – №11. – С. 2075–2077.

83. Луньов С. В., Вплив інверсії (L_1 - Δ_1)-типу абсолютного мінімуму n-Ge на ефект екранування / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. – 2012. – Т. 3. – №2. – С. 69–74.

84. Длина экранирования статического поля в компенсированных полупроводниках и ее влияние на подвижность / В. К. Григорьев, В. И. Мурыгин, О. И. Казанцев и др. // ФТП. – 1969. – №3. – С. 1861–1864.

85. Пеннин Н. А. О длине экранирования в примесном полупроводнике // ФТП. – 1983. – Т. 17. – №3. – С. 431–436.

86. Буджак Я. С. Екранування домішкових атомів носіями струму та його вплив на властивості кристалів / Я. С. Буджак // Фізика і хімія твердого тіла. – 2004. – Т. 5. – №1. – С. 77–80.

87. Журкин Б. Г. Холловская подвижность электронов в сильно легированном германки n-типа / Б. Г. Журкин, В. С. Земсков, К. В. Юркина // ФТТ. – 1961. – Т. 3. – №11. – С. 3509–3513.

88. Бурбан О. В. Вплив ефекту екранування на п'єзоопір монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук // Тези доповідей VI Української конференції з фізики напівпровідників УНКФН-6 (з міжнародною участю). – Чернівці: Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, 2013. – С. 255–256.

89. Бурбан О. В. Вплив деформаційної перебудови зонної структури кристалів n-Ge на ефект екранування / О. В. Бурбан, С. В. Луньов // Тези доповідей конференції молодих вчених з фізики напівпровідників “Лашкарьовські читання”. Київ, 3 – 5 квітня 2012 р. – Київ, 2012. – С. 151–152.

90. Луньов С. В. Розрахунок енергії іонізації основного стану мілких донорів у Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів n-Ge / С. В. Луньов, О. В. Бурбан, П. Ф. Назарчук // УФЖ. – 2015. – Т. 60. – №10. – С. 1022–1026.

91. Энергия ионизации мелких доноров в Δ_1 -модели монокристаллов германия / С. В. Лунёв, А. В. Бурбан, А. И. Зимич, П. Ф. Назарчук // Квантовая электроника: материалы X Междунар. науч.-техн. конф. Минск, 9–13 ноября 2015 г. – Минск: Изд. центр БГУ, 2015. – С. 34–35.

92. Коган Ш. М. Спектры мелких доноров в германии и кремнии / Ш. М. Коган, Р. Таскинбоев // ФТП. – 1983. – Т. 17. – №9. – С. 1583–1586.

93. Буджак Я. С. К вопросу о механизме рассеивания носителей тока в PbSe / Я. С. Буджак, М. П. Заячковский // УФЖ. – 1968. – Т. 13. – №11. – С. 1798 – 1804.
94. Energy levels of shallow donors in CdS AND ZnO / A. V. Konstantinovich, S. V. Melnychuk, P. I. Savitskii et al. // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. – 2000. – Vol. 2. – №4. – P. 391 – 396.
95. Петер Ю. Основы физики полупроводников / Ю. Петер, М. Кардона. – М.: Физматлит, 2002. – 560 с. – (3).
96. Wheeler R. G. Exciton Structure and Zeeman Effects in Cadmium Selenide / R. G. Wheeler, J. O. Dimmock // Phys. Rev. – 1962. – Vol. 125. – №6. – P. 1805.
97. Nara H. Shallow Donor Potential in Silicon / H. Nara, A. Morita // J. Phys. Soc. Japan. – 1966. – Vol. 21. – №9. – P. 1852–1853.
98. Катана П. К. К теории анизотропного рассеяния электронов на ионизированных примесях в сильно легированном германии / П. К. Катана, Н. В. Дернович, Ш. Д. Тирон // ФТП. – 1970. – Т. 4. – №6. – С. 1147–1151.
99. Kohn W. Shallow impurity states in silicon and germanium / W. Kohn // Sol. St. Phys. – 1957. – №5. – P. 257–320.
100. Горин А. Е. Междолинное перераспределение электронов при ударной ионизации мелких доноров в одноосно деформированном Ge / А. Е. Горин, В. Н. Ермаков, В. В. Коломоец // ФТП. – 1995. – Т. 29. – №4. – С. 1147–1151.
101. Луньов С. В. Визначення параметрів високоенергетичного Δ_1 -мінімуму зони провідності n-Ge / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан // Всеукраїнський семінар з теоретичної та математичної фізики до 85-річчя професора Анатолія Вадимовича Свідзинського, Луцьк, 27 лютого – 1 березня 2014. – Луцьк: РВВ “Вежа-друк” Східноєвропейського національного університету ім. Лесі Українки, 2014. – С. 13–17.
102. Гантмахер В. Ф. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках / В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон. – М.: Наука, 1984. – 350 с.

103. Streitwolf H. W. Intervalley Scattering Selection Rules for Si and Ge / Streitwolf // *Physica status solidi (b)*. – 1970. – Vol. 37. – №1. – P. K47–K49.
104. Мэзон У. Физическая акустика. Части А и Б. Применение физической акустики в квантовой физике и физике твердого тела / У. Мэзон. – М.: Мир, 1969. – Т. 4. – С. 345.
105. Weinreich G. Acoustoelectric Effect in n-Type Germanium / G. Weinreich, T. M. Sanders, Jr. and H. G. White // *Phys. Rev.* – 1959. – Vol. 114. – №1. – P. 33–45.
106. Луньов С. В. Вплив інверсії (L_1 - Δ_1)-типу абсолютного мінімуму на тензочутливість кристалів германія / С. В. Луньов, О. В. Бурбан, П. Ф. Назарчук // *Матеріали всеукраїнської наукової конференції “Актуальні проблеми теоретичної, експериментальної та прикладної фізики АПТЕПФ–2012”*. – Тернопіль, 20 – 22 вересня 2012 року. – Тернопіль, 2012. – С. 106–107.
107. Луньов С. В. Тензочутливість у Δ_1 -моделі зони провідності кристалів германія / С. В. Луньов // *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. – 2013. – Т. 10. – №3. – С. 76–81.
108. Бурбан О. В. Вплив температури на тензочутливість сильнодеформованих монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан // *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. – 2015. – Т. 12. – №2. – С. 64–70.
109. Баранский П. И. Полупроводниковая электроника / П. И. Баранский, В. П. Клочков, И. В. Потыкевич. – К.: Наукова думка, 1975. – 704 с.
110. Influence of electron-phonon interaction on piezoresistance of single crystals n-Ge / S. S. Luniov, O. O. Burban, P. P. Nazarchuk, A. A. Zimych // *Journal of Advances in Physics*. – 2015. – Vol. 7. – №3. – P. 1931–1938.
111. Мелконян С. В. Особенности дисперсии подвижности электронов в гомеопольярных полупроводниках / С. В. Мелконян, А. В. Сурмалян // *Известия НАН Армении. Физика*. – 2010. – Т. 45. – №6. – С. 440–446.

112. Луньов С. В. Константи електрон-фононої взаємодії для оптичних та міждолинних фононів в n-Ge / С. В. Луньов, О. В. Бурбан // Журнал нано- та електронної фізики. – 2014. – Т. 6. – №1. – С. 01020.

113. Луньов С. В. Особливості електрон-фононої взаємодії в n-Ge / С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, О. В. Бурбан, Ю. А. Герасимюк // Матеріали VII Міжнародної наукової конференції “Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали РНАОПМ’2014”. Луцьк – Шацькі озера, 8–12 червня 2014 року. – Луцьк: РВВ “Вежа” Східноєвропейського національного університету ім. Лесі Українки, 2014. – С. 178–182.

114. Бурбан О. В. Особливості електрон-фононої взаємодії для одновісно-деформованих монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, С. В. Луньов // Збірник тез доповідей конференції молодих вчених з фізики напівпровідників “Лашкарьовські читання”. Київ, 2 – 4 квітня 2014. – Київ, 2014. – С. 119–121.

115. Федосов А. В. Кинетические эффекты в многодолинных полупроводниках (n-Si и n-Ge) при одноосной упругой деформации: дис. докт. физ.-мат. наук : 01.04.10 / А. В. Федосов. – К., 2014. – 315 с.

116. Luniov S. V. Calculation of the Electron Mobility for the Δ_1 -Model of the Conduction Band of Germanium Single Crystals / S. V. Luniov, P. F. Nazarchuk, O. V. Burban // Semiconductors. – 2014. – Vol. 48. – №4. – P. 438–441.

117. Luniov S. V. Electron scattering in the Δ_1 -model of the conduction band of germanium crystals / S. V. Luniov, O. V. Burban, P. F. Nazarchuk // Semiconductors. – 2015. – Vol. 49. – №5. – P. 574–578.

118. Луньов С. В. Рухливість носіїв заряду в Δ_1 -моделі зони провідності кристалів n-Ge / С. В. Луньов, О. В. Бурбан, П. Ф. Назарчук, Л. І. Панасюк // Матеріали I Міжнародної науково-практичної конференції “Актуальні проблеми прикладної фізики АППФ. Севастополь, 24 – 28 вересня 2012 року. – Севастополь, 2012. – С. 114–115.

119. Бурбан О. В. Розсіяння носіїв заряду в умовах інверсії типу L_1 - Δ_1 абсолютного мінімуму кристалів n-Ge / О. В. Бурбан, С. В. Луньов, Л. А. Косинець // Збірник тез доповідей конференції молодих вчених з фізики

напівпровідників “Лашкарівські читання”. Київ, 2 – 4 квітня 2013 року. – Київ, 2013. – С. 149–150.

120. Ahmad C. N. Temperature dependence of the electron mobility in the Δ_{1c} -minima of Germanium / C. N. Ahmad, A. R. Adams, G. D. Pitt // J. Phys. – C: Sol. State Phys, 1979. – Vol. 12. – №10. – P. 1379–1383.

121. Бурбан О. В. Анізотропія часів релаксації для Δ_1 -мінімуму зони провідності кристалів n-Ge / О. В. Бурбан // Науковий вісник Волинського національного університету ім. Лесі українки. Фізичні науки. – 2012. – №16. – С. 25–28.

122. Бурбан О. В. Анізотропія розсіяння носіїв заряду для L_1 - та Δ_1 -мінімумів зони провідності кристалів германія / О. В. Бурбан, С. В. Луньов // Збірник тез доповідей Міжнародної наукової конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “Еврика–2012”. – Львів, 19–22 квітня 2012 року. – Львів, 2012. – С. 44.

123. Анізотропія часів релаксації для Δ_1 -мінімуму зони провідності кристалів германія / О. В. Бурбан, С. В. Луньов, В. А. Лопухович, О. В. Лисик // Матеріали II Всеукраїнської науково-практичної конференції “Фізика і хімія твердого тіла: стан, досягнення і перспективи”. – Луцьк, 19–20 жовтня 2012 року. – Луцьк: РВВ Луцького НТУ, 2012. – С. 210–213.

124. Міждолинне розсіяння електронів в Δ_1 -моделі зони провідності монокристалів n-Ge / О. В. Бурбан, С. В. Луньов, П. Ф. Назарчук, Л. А. Косинець // Тези доповідей VI Української конференції з фізики напівпровідників “УНКФН-6” (з міжнародною участю). – Чернівці, 2013. – С. 257–258.

125. Инверсия энергетических зон под влиянием предельно больших одноосных упругих деформаций в n-Ge в условиях перехода металл-полупроводник (переход Мотта) / П. И. Баранский, В. Н. Ермаков, В. В. Коломоец, П. Ф. Назарчук // Высокие давления в науке и технике: тез. докл. XI Междунар. конф. МАРИВД. – Киев, 12–17 июля 1987. – Киев: ИСМ АН УССР, 1987. – С. 127.

126. Effect of phonon scattering of electrons by piezoresistance of single-crystals n-Ge / S. V. Luniov, O. V. Burban, P. F. Nazarchuk, A. V. Zimych // Proceeding of the XI International Scientific Conference “Electronics and Applied Physics”. – Kyiv, October 21–24, 2014. – Kyiv, 2014. – P. 84–85.