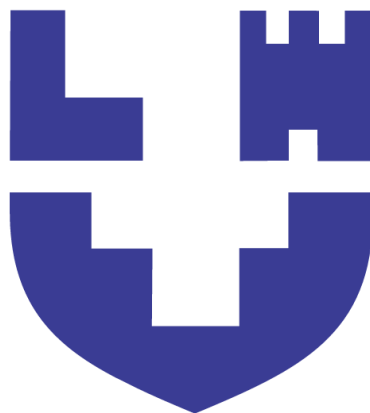


МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Луцький національний технічний університет



**АНІЗОТРОПНІСТЬ
ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ ТА ОПТИЧНИХ
ВЛАСТИВОСТЕЙ В
МОНОКРИСТАЛАХ АНТИМОНІДУ
КАДМІЮ**

Монографія

Луцьк 2025

Рекомендовано до друку вченою радою Луцького національного
технічного університету (протокол № від 2025 р.).

Рецензенти:

Яремій І. П. – д-р фіз.-мат. наук, професор, професор кафедри прикладної фізики і матеріалознавства, Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника;

Пастернак Я. М. – д-р фіз.-мат. наук, професор, професор кафедри комп'ютерних наук та кібербезпеки, Волинський національний університет імені Лесі Українки;

Луньов С. В. – д-р фіз.-мат. наук, професор, професор кафедри фізики та вищої математики, Луцький національний технічний університет.

А 66 Анізотропність електрофізичних та оптичних властивостей в монокристалах антимоніду кадмію : монографія / С. А. Федосов, Ю. В. Коваль, Д. А. Захарчук, Л. В. Ящинський, С. Г. Карпусь. Луцьк : ЛНТУ, 2025. 136 с.

Кристали, вирощені за різними технологіями, можуть мати шарувату структуру (шари або смуги росту). Шарувата структура, яку виявляють за допомогою рентгенівської топографії, вибірного травлення, декорування чи скануючої електронної мікроскопії, являє собою періодичну зміну концентрації домішок і дефектів вздовж осі росту кристала. Це призводить до періодичних змін питомого опору та інших параметрів кристалів, впливає на характеристики приладів, вихід придатних інтегральних схем, характеристики позиційно-чутливих детекторів і детекторів довгопробіжних частинок.

Підвищення надійності та економічності пристроїв сучасної напівпровідникової електроніки вже не може бути здійснено лише удосконаленням технології, а, також, потребує врахування мікро-неоднорідностей фізико-хімічних властивостей напівпровідникових матеріалів. Тому у ході розвитку фізики неупорядкованих напівпровідників росте інтерес щодо вивчення впливу просторових неоднорідностей кристалів на різноманітні кінетичні ефекти.

УДК 621.315.5

© Федосов С. А., Коваль Ю. В.,
Захарчук Д. А. та ін., 2025
© ЛНТУ, 2025

АВТОРИ



ФЕДОСОВ Сергій Анатолійович,
професор кафедри фізики та вищої
математики ЛНТУ, д-р фіз.-мат. наук,
професор



КОВАЛЬ Юрій Васильович,
доцент кафедри фізики та вищої математики
ЛНТУ, канд. фіз.-мат. наук, доцент



ЗАХАРЧУК Дмитро Андрійович,
завідувач кафедри фізики та вищої
математики ЛНТУ, канд. фіз.-мат. наук,
доцент



ЯЩИНСЬКИЙ Леонід Васильович,
доцент кафедри фізики та вищої математики
ЛНТУ, канд. фіз.-мат. наук, доцент



КАРПУСЬ Степан Генадійович,
доцент кафедри фізики та вищої математики
ЛНТУ, канд. фіз.-мат. наук, доцент

ЗМІСТ

ВСТУП	6
1. Фізичні властивості монокристалів антимоніду кадмію	10
1.1. Кристалічна структура, хімічний зв'язок та зонна структура монокристалів антимоніду кадмію	10
1.2. Анізотропія фізичних властивостей CdSb	17
2. Кінетика утворення точкових дефектів в антимоніді кадмію	23
3. Вплив власних дефектів структури, домішок і радіаційних дефектів на електричні та оптичні властивості монокристалів CdSb	29
3.1. Домішки елементів I і IV груп	29
3.2. Домішки елементів III і VI груп	33
3.3. Поверхневі явища	38
3.4. Радіаційні дефекти	45
4. Градієнти питомого опору в монокристалах CdSb з неоднорідним розподілом домішки Te та In	52
5. Особливості вольт-амперних характеристик при наявності шаруватих періодичних неоднорідностей у монокристалах антимоніду кадмію, легованих телуrom	66
6. Вплив шаруватих періодичних неоднорідностей на явища переносу в монокристалах CdSb<Te>	74
7. Глибина залягання енергетичних рівнів за даними п'єзоопору в монокристалах CdSb<Te>	80
8. Край смуги власного поглинання світла у монокристалах антимоніду кадмію легованого домішками Te та In	86
9. Методика і техніка дослідження кінетичних ефектів у напівпровідникових монокристалах CdSb	97
9.1. Установка для дослідження неоднорідностей у напівпровідникових монокристалах	97

9.2. Методика дослідження ефекту перемикання з високоомного у низькоомний стан	100
9.3. Дослідження п'єзоопору за допомогою одновісної пружної деформації	101
9.4. Методика вимірювання ефекту Холла	111
9.5. Підготовка зразків для експериментальних досліджень	116
ОСНОВНІ ВИСНОВКИ	120
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	122

ВСТУП

Монокристали антимоніду кадмію, що застосовуються у мікроелектроніці та приладобудуванні, можуть значно змінювати свої фізичні характеристики під дією різних фізико-активних впливів, таких як механічні навантаження, швидкозмінні температурні режими, радіація, світло тощо. У зв'язку з цим виникає необхідність детального вивчення властивостей цих матеріалів, що створить передумови для врахування зазначених впливів при конструюванні напівпровідникових давачів, термо- та фотоелектричних пристроїв, тощо.

Наявність в об'ємі напівпровідників атомів домішки та нерівномірність їх розподілу призводить до існування в реальних напівпровідниках неоднорідностей за електричними, рекомбінаційними, оптичними та іншими характеристиками. Сучасні кристали антимоніду кадмію, в яких донорні чи акцепторні домішки з мілкими рівнями компенсовані домішками або радіаційними дефектами з глибокими локальними рівнями, широко застосовуються як в оптико-термоелектричних елементах ІЧ-техніки, анізотропних термоелектричних елементах індикації променевих потоків, так і в активних фотоелектричних пристроях, термоелектричних сенсорних елементах. Таким чином, вивчення впливу неоднорідності розподілу домішок у кристалах антимоніду кадмію (CdSb) є актуальною і важливою проблемою як у науковому, так і практичному плані.

У напівпровідниках з глибокими енергетичними рівнями (до яких можна віднести і леговані телуrom монокристали антимоніду кадмію) в області низьких температур спостерігається ефект перемикання зразка із високоомного стану у низькоомний. Дослідження проявів глибоких рівнів в таких напівпровідниках дає можливість отримати інформацію, що може допомогти в ідентифікації дефекту, який зумовлює енергетичний рівень, додатково вивчити механізм взаємодії носіїв струму з коливаннями кристалічної ґратки, дослідити

можливості використання матеріалу для створення елементів пам'яті або перемикачів з високопровідного у низькопровідний стани і навпаки.

Дослідження дефектів кристалічної ґратки (решітки), а також їх впливу на фізичні властивості напівпровідникових матеріалів представляє великий науковий та практичний інтерес і відноситься до одних з найважливіших проблем фізики твердого тіла і напівпровідникової електроніки. Опромінення високоенергетичними частинками є могутнім і добре контрольованим методом керування ступенем впорядкованості у твердих тілах. У результаті опромінення виникають стійкі зміни градієнтів питомого опору внаслідок змін концентрації та рухливості носіїв заряду, зумовлених вторинними радіаційними дефектами. Такі радіаційні дефекти в сурм'янистому кадмію з глибокими рівнями у забороненій зоні є центрами сильної локалізації електронів. Вивчення поведінки таких центрів дає важливу інформацію про характер зв'язку локальних електронних станів центрів з найближчими зонами, а також вказує на тип симетрії дефекту, ступінь деформації внутрішніх зв'язків у решітці.

Усе вищесказане визначає актуальність монографії. Тематика відповідає пріоритетним напрямкам розвитку науки і техніки в Україні і орієнтована на розробку фоточутливих і радіаційностійких матеріалів електронної та оптоелектронної техніки з параметрами, які можна корегувати методами радіаційної технології.

Дослідження фізико-активних впливів на явища переносу в монокристалах антимоніду кадмію безпосередньо пов'язані з державними науковими програмами і, також, науковими планами кафедри фізики та вищої математики Луцького національного технічного університету і кафедри фізики твердого тіла та інформаційно-вимірювальних технологій Волинського національного університету імені Лесі Українки. Матеріали, які увійшли у монографію пов'язані з науково-дослідними роботами, зокрема:

«Дослідження впливу дефектів і їх комплексів на фізико-механічні властивості напівпровідникових матеріалів», № державної реєстрації 0101U000346;

«Дослідження впливу технологічних особливостей на фізико-механічні властивості полімерних плівок та напівпровідникових матеріалів», № державної реєстрації 0103U000277;

«Вплив дисипації енергії на фізичні властивості багатодолинних напівпровідникових і композиційних матеріалів», № державної реєстрації 0107U000229;

«Морфометричні методи і моделі контролю якості напівпровідникових та композитних матеріалів», № державної реєстрації 0110U002221.

Основні результати досліджень, які представлені в монографії, неодноразово доповідались та обговорювались на всеукраїнських і міжнародних конференціях, зокрема:

– Міжнародній конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики *«ЕВРІКА»*;

– Українській науковій конференції з фізики напівпровідників (УНКФН) | *Ukrainian Scientific Conference on physics of semiconductors (USCPS)*;

– Харківській конференції молодих науковців *«Радіофізика та НВЧ електроніка»*;

– Всеукраїнському з'їзді *«Фізика в Україні»*;

– конференції молодих вчених та аспірантів *«ІЕФ»*;

– Міжнародній науково-практичній конференції *«Матеріали електронної техніки та сучасні інформаційні технології (МЕТІТ)»*;

– Міжнародній науковій конференції *«Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали (РНАОПМ) | Relaxed, Nonlinear and Acoustic Optical Processes; Materials – Growth and Optical Properties (RNAOPM)»*;

– Всеукраїнській конференції молодих вчених *«Фізика і хімія твердого тіла. Стан, досягнення і перспективи»*;

– Міжнародній науково-практичній конференції *«Актуальні проблеми прикладної фізики (АППФ) | Actual Problems of Fundamental Science (APFS)»*;

- Міжнародній школі-конференції «Актуальні проблеми фізики напівпровідників | *Topical Problems of Semiconductor Physics*»;
- Міжнародній Фреїківській конференції з фізики і технології тонких плівок і наносистем (МКФТТІН) | *International Freik Conference Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems (ICPTTFN)*;
- Міжнародній науково-практичній конференції «Теоретичні і експериментальні дослідження в сучасних технологіях матеріалознавства та машинобудування | *Theoretical and Experimental Researches in Modern Technologies of Materials Science and Machine-Building (TERMM)*»;
- Міжнародній конференції «Матеріали та технології в інженерії (МТІ) | *Materials and Technologies in Engineering (MTE)*», тощо.

Метою монографії є опис з'ясування закономірностей впливу дефектів технологічного та радіаційного походження на явища переносу в монокристалах антимоніду кадмію при різних фізико-активних впливах і наявності неоднорідного розподілу легуючої домішки в об'ємі напівпровідника.

1. Фізичні властивості монокристалів антимоніду кадмію

1.1. Кристалічна структура, хімічний зв'язок та зонна структура монокристалів антимоніду кадмію

Антимонід кадмію або сурм'янистий кадмій (CdSb) почали вивчати як напівпровідниковий матеріал порівняно недавно, головним чином, у зв'язку із застосуванням його в термоелектричних приладах. Переважна більшість ранніх досліджень цієї сполуки зводилось, в основному, до вимірювань їх теплових і термоелектричних параметрів. Однак, коли стало можливим отримувати монокристали, то вимірювання властивостей CdSb значно розширилися.

Антимонід кадмію – це єдина проміжна фаза системи кадмій-сурма, температура плавлення якої дорівнює 456 °С. При охолодженні розплаву з вмістом 50 % кадмію, утворюється метастабільна фаза Cd₃Sb₂. А при введенні у розплав затравки відбувається кристалізація CdSb, відповідно рівноважному стану.

Відповідно до [1], CdSb кристалізується в орторомбічній структурі; просторова група D_{2h}^{15} з 16 атомами в елементарній комірці з періодами: $a = 6,471 \text{ \AA}$, $b = 8,253 \text{ \AA}$, $c = 8,526 \text{ \AA}$ і міжатомними відстанями (Å):

$$\begin{array}{rcl} \text{Cd - Cd} & 2,99 & \\ & \text{Cd - Sb} & \left\{ \begin{array}{l} 2,80 \\ 2,81 \\ 2,91 \end{array} \right. \\ \text{Sb - Sb} & 2,81 & \end{array}$$

Гратку CdSb можна розглядати як значно деформовану решітку алмазу у якій кожен атом Sb оточений одним атомом Sb і трьома атомами Cd, які розташовані у вершинах деформованого тетраедра (див. рис. 1.1). Кожен атом Cd утворює два зв'язки, по одному з кожним сусіднім атомом Sb, а два суміжні атоми Cd залишаються незв'язаними. Кути між трьома зв'язками атома Sb дорівнюють 100°, 100° і 112°, і є близькими за значенням до кута тетраедричного зв'язку (109°). Автори [2-3] вважали, що відносно невеликі

відстані між атомами Sb пояснюються утворенням ковалентних зв'язків між цими атомами, а іонні – дуже слабкі. У роботі [4] підтверджено характер таких зв'язків напрямком площини спаяності, а також анізотропією коефіцієнту лінійного розширення і, в певній мірі, анізотропією амплітуди теплових коливань. Недоліком даних робіт був спрощений аналіз розглядуваних питань, який проводився із врахуванням переважно якогось одного фактору. Усе це призвело до якісних моделей, які неповно відображають хімічний зв'язок у CdSb.

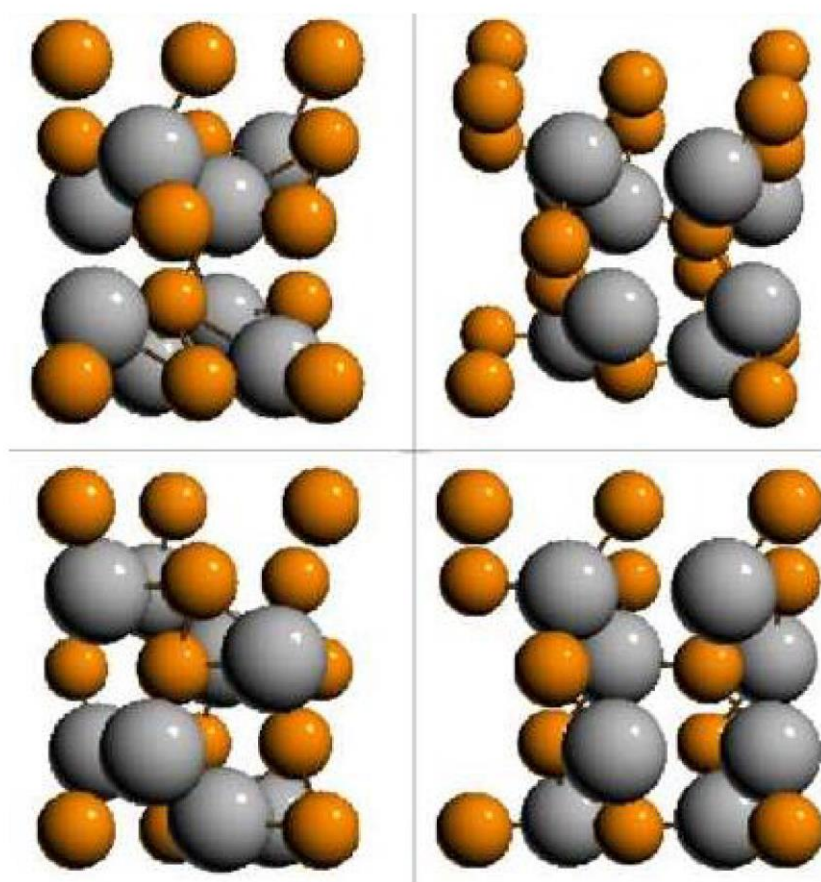


Рис. 1.1. Кристалічна структура антимоніду кадмію (CdSb) у різних моделях [1]:

маленькі сфери – атоми Cd;

великі сфери – атоми Sb

Значно точніший розгляд природи хімічного зв'язку у CdSb став можливим лише при всебічному врахуванні різних факторів, що включають

координаційну структуру, електронну конфігурацію атомів, міжатомні віддалі і кути між напрямками зв'язків у кристалі. Дослідження хімічного зв'язку, із врахуванням перелічених вище факторів у CdSb, було детально проведено у роботах [5-9]. Перш за все було проаналізовано динаміку формування кристалічної ґратки CdSb.

У сполуці CdSb збереглися елементи зв'язку між атомами Sb-Sb і Cd-Cd та водночас з'явилися нові зв'язки Cd-Sb різної довжини. Різні віддалі між атомами в CdSb, наявність різних кутів між зв'язками вказують на існування в сполуці зв'язків різного типу. Відмінність між типами сил кристалічного зв'язку безпосередньо пов'язана з різними фізичними властивостями. Однак, при цьому, зумовлені взаємодією зв'язки, майже завжди зводяться до опису звичайної взаємодії між зарядами. Отже, відмінність у типах зв'язків у кристалах CdSb є не різною за природою взаємодією, а лише кількісною відмінністю в розподілі електронного заряду і може бути теоретично визначена за допомогою методів квантової механіки.

Молекулярна модель, розроблена у роботах [6, 7], описує просторове розміщення хімічних зв'язків за допомогою нееквівалентних гібридних орбіталей. Ця модель відображає перераховані вище фактори, що характеризують хімічний зв'язок. При цьому вид гібридних орбіталей визначається кутами між напрямками зв'язків, які є експериментальним критерієм типу гібридних атомних орбіталей, які формують хімічний зв'язок. Авторами [8], на основі запропонованої моделі, проводилися дослідження зонної структури кристалів CdSb. Крім того, такий підхід дозволив розглянути вплив домішок на властивості кристалів CdSb з позицій хімічного зв'язку [5].

Дослідженню енергетичного спектру CdSb присвячено багато робіт, в яких використані різноманітні методи розрахунку, а також численні експериментальні дані [10-13]. У проведених дослідженнях була встановлена і експериментально підтверджена модель нееквівалентних долин у зонному спектрі антимоніду кадмію, запропонована в роботі [10]. У роботі [14] були підтверджені висновки [13] про те, що валентна зона даних кристалів

складається з мінімальних комплексів зон, утворених чотирма підзонами, які сходяться у високосиметричних точках у відповідності з умовами сумісності.

Перші моделі зонної структури CdSb, засновані на аналізі результатів експериментальних досліджень електричних і оптичних властивостей. У роботах [15] із вимірювань магнетоопору був зроблений висновок про те, що поверхнями постійної енергії дірок є еліпсоїди з осями, напрямленими вздовж головних кристалографічних осей CdSb. Також припускалося, що валентна зона має 2 еквівалентні максимуми з локалізацією в напрямку Σ . У [16] запропонована більш складна модель зонної структури. Автори пропонують версію, що існує чотиридолинна модель валентної зони, в якій головні осі еліпсоїдів напрямлені під деяким кутом до осей кристала.

У роботах, присвячених теоретико-груповому розгляду особливостей симетрії зон кристалів CdSb, показано, що точками можливої локалізації екстремумів у зоні Бриллюена (ЗБ) (рис. 1.1) є точки $\Gamma(0, 0, 0)$ та $R(\pi/a_1, \pi/a_2, \pi/a_3)$. Знайдені закони дисперсії навколо точок локалізації цих екстремумів і, крім того, показано, що екстремуми можуть також розміщуватись вздовж $\Sigma(k_x, 0, 0)$, $\Delta(0, k_y, 0)$, $\Lambda(0, 0, k_z)$.

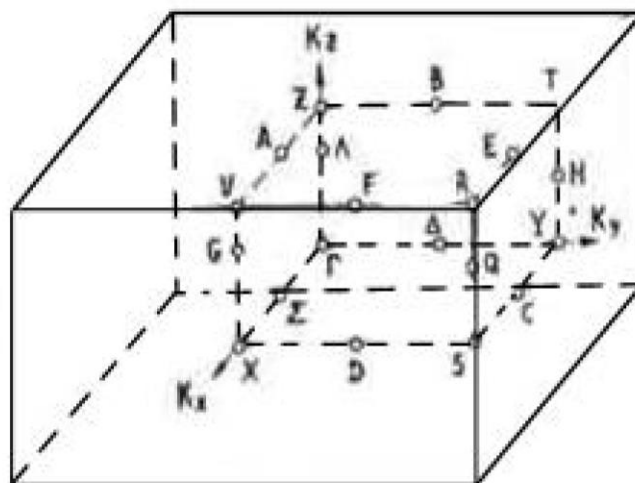


Рис. 1.2. Зона Бриллюена кристалів CdSb

На основі результатів досліджень анізотропії ефекту п'єзоопору в [10] її авторами була запропонована модель нееквівалентних долин, яка дозволяє пояснити анізотропію та різні знаки коефіцієнтів п'єзоопору Π_{1111} , Π_{2222} , Π_{3333} . Відповідно до даної моделі зонного спектру CdSb [10], валентна зона складається з трьох підзон, максимумами яких розташовані в точці $k=0$ зони Бріллюена. Ізоенергетичні поверхні при відсутності взаємодії зон являють собою трьохосові еліпсоїди і характеризуються квадратичним законом дисперсії. Енергетична щілина між максимумами двох верхніх зон оцінюється величиною 0,005 еВ. Згодом цю модель було замінено в [11, 17], хоча основи самої структури залишились попередніми. Це складна валентна зона, в центрі зони Бріллюена, що складається з підзон (нееквівалентних долин), і зона провідності, що складається з нееквівалентних долин, локалізованих вздовж напрямків Σ , Δ , Λ (рис. 1.3).

Кількісні розрахунки зон кристала CdSb було виконано в багатьох роботах, зокрема [7, 12, 13]. Спочатку була зроблена спроба розрахунку енергетичного спектру методом псевдопотенціалу (ПП) в точці Г. Пізніше у [12] була використана більш висока техніка розрахунків за допомогою методу емпіричного псевдопотенціалу з врахуванням спин-орбітальної взаємодії. Розрахунки були проведені для різних точок зони Бріллюена. При розрахунках використовувались екрановані формфактори локального ПП, що призвело до відкидання можливості локалізації максимуму валентної зони в точці Г. Подібні розрахунки були виконані в [13]. Суттєвою відмінністю у підході до розрахунків тут було те, що замість безпосереднього врахування екранування його вплив був скомпенсований невеликою підгонкою ПП. Якщо врахувати, що екранування діелектричною функцією $E(g)$ факторів ПП є суттєвим у випадку високих концентрацій носіїв струму, то, згідно [13], легування CdSb буде приводити до динаміки долин. Кількісні розрахунки зон кристала CdSb проведені методом ЕОЛКАО помітно відрізняється від наведених у [12, 15]. Максимум валентної зони реалізується при близьких значеннях енергії в точках Σ_4 , Δ_1 , Δ_4 , Λ_1 , а максимум зони провідності – в точках Σ_2 , Δ_2 , Λ_2 .

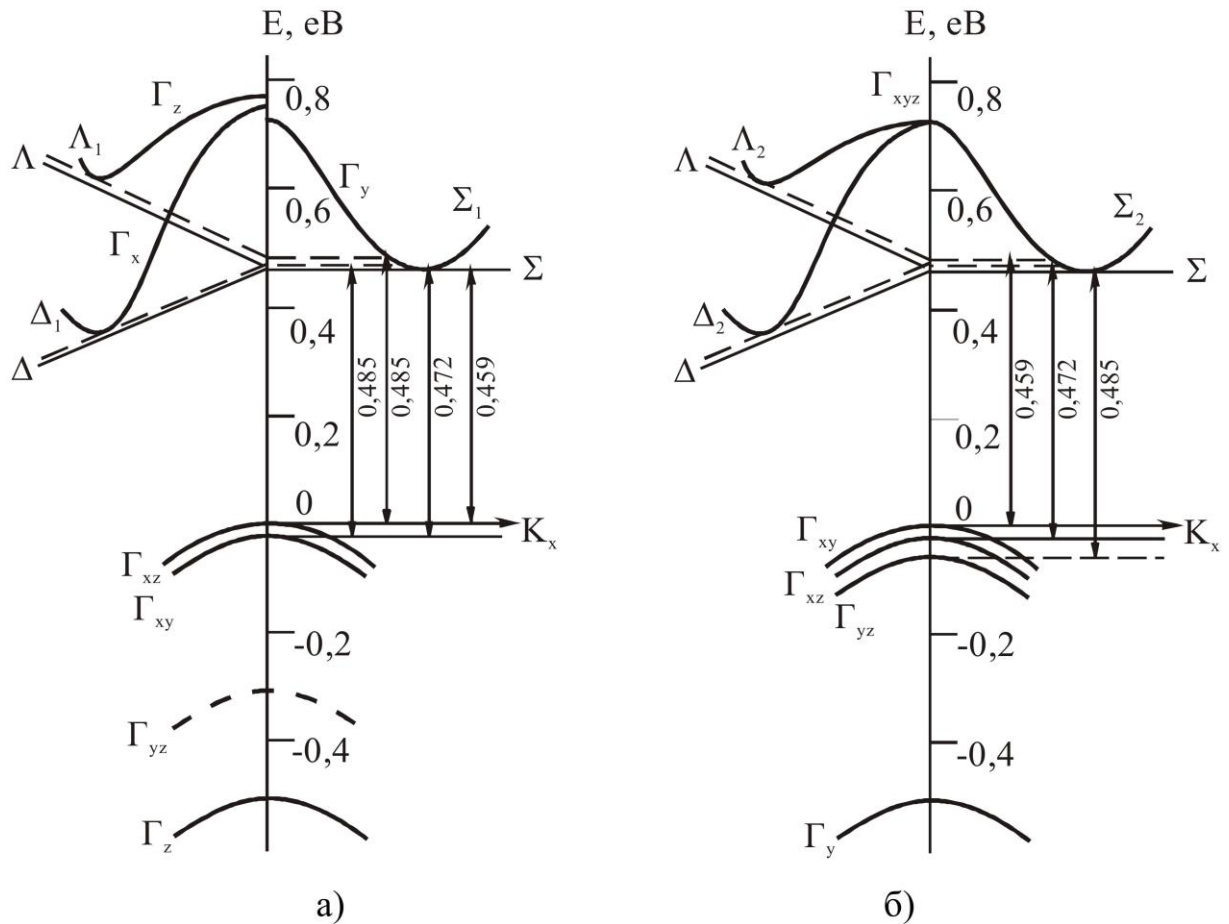


Рис. 1.3. Можливі моделі зон CdSb в області

довгохвильового краю власного поглинання [11, 17]:

а – модель А;

б – модель Б

Високий ступінь самодостатності наближення пустих ґраток для дослідження симетрії та структури валентної зони напівпровідникових кристалів і для отримання інформації про розподіл електронної густини в них дозволяє зрозуміти також походження особливостей формування валентної зони енергетичного спектру цих кристалів поблизу забороненої зони. Особливо це може бути актуальним для ковалентних кристалів, тобто кристалів з порівняно вузькою забороненою зоною, до яких відноситься і кристал CdSb. Спираючись на дане наближення зроблено спробу з'ясувати особливості формування зонного спектру поблизу забороненої зони.

16

Як видно з рис. 1.4, максимум валентної зони зонного спектру кристала CdSb локалізується у напрямку Γ -X в точці $\vec{k} = \left(0,43 \frac{2\pi}{a}, 0,0\right)$ на дисперсійній кривій $\Gamma_7 - \Sigma_4 - X_2$. Абсолютний мінімум багатодолинної зони провідності локалізується у напрямку Γ -Z в точці $\vec{k} = \left(0,0,0,36 \frac{2\pi}{c}\right)$ на дисперсійній кривій $\Gamma_1 - \Lambda_1 - Z_1$. Додаткові мінімуми зони провідності спостерігаються в напрямках Σ (зона $\Gamma_1 - \Sigma_1 - X_1$) і Δ (зона $\Gamma_2 - \Delta_2 - Y_2$). А отже, можна говорити, що основні припущення про локалізацію максимуму валентної зони у напрямі Γ -X і мінімуму зони провідності у напрямі Γ -Z, отримані в наближенні пустої ґратки [18], підтвердилися.

1.2. Анізотропія фізичних властивостей CdSb

Характерною властивістю для кристалів CdSb є те, що питома електропровідність для різних кристалографічних напрямків може мати різні значення. При кімнатних температурах і вищих вона носить активаційний характер. Визначені значення енергії активації E_i (не враховуючи температурну залежність передекспоненційного множника) для різних кристалів CdSb і кристалографічних напрямків майже однакові та становлять 0,56 - 0,57 еВ [19]. Температурні залежності електропровідності і коефіцієнту Холла показали, що для дослідження анізотропії властивостей кристалів CdSb найефективніше використовувати інтервал температур $90 \div 150$ °С. У кристалах CdSb спостерігалися дві взаємно перпендикулярні площини спаяності: різко виражена (100) і менше різко – (001). У роботах [20-22] теж зроблено висновок про існування анізотропії рухливості носіїв заряду при поясненні результатів вимірювань електричних властивостей p -CdSb. Авторами [22] встановлено, що максимум анізотропії електропровідності σ_{ij} знаходиться при температурі ~ 20 К (див. рис. 1.5).

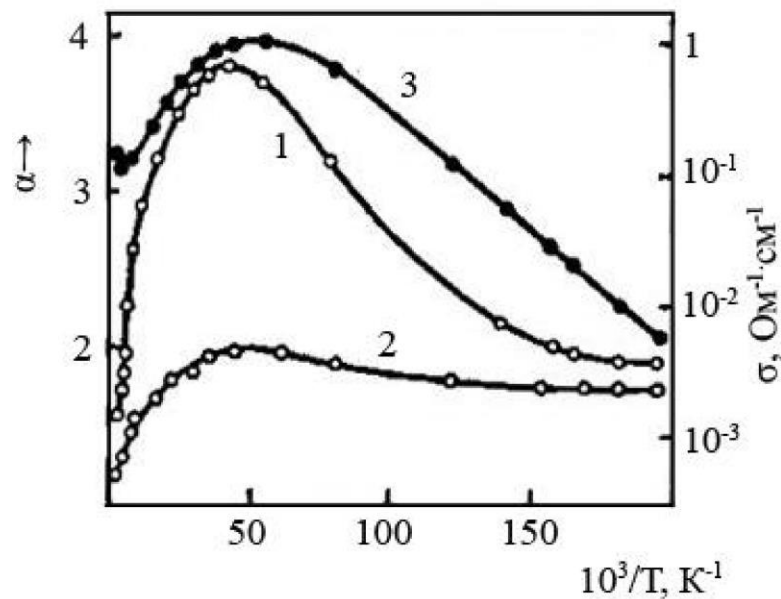


Рис. 1.5. Температурна залежність анізотропії питомої електропровідності CdSb:

$$1 - \sigma_{32} = \sigma_{33} / \sigma_{22} ;$$

$$2 - \sigma_{12} = \sigma_{11} / \sigma_{22} ;$$

$$3 - \sigma = \sqrt{\sigma_{33} \cdot \sigma_{22}}$$

У роботі [16] проведені дослідження питомого опору і коефіцієнта Холла від температури для трьох зразків *p*-CdSb, орієнтованих по осях [100], [010] і [001] (рис. 1.6).

При азотній температурі ($= 77$ K) коефіцієнт Холла не залежав від магнітного поля в інтервалі $2 \times 10^3 \div 7,5 \times 10^3$ Гс. Оцінка відношення $-R_{ikj} / R_{ijk} = R_{kij} / R_{ijk}$ (R_{ijk} – коефіцієнт Холла) при $T = 77^\circ\text{K}$ показала, що для усіх випадів ця величина дорівнює одиниці (в межах похибки експерименту). Отже, за межами області власної провідності анізотропією коефіцієнта Холла можна знехтувати. Проте для питомого опору анізотропія виражена дуже сильно. Відношення холлівських рухливостей вздовж осей [100] (μ_{H_1}), [010] (μ_{H_2}) і [001] (μ_{H_3}) при температурі 77 K дорівнює:

$$\mu_{H_1} : \mu_{H_2} : \mu_{H_3} = 2,0 : 1,0 : 3,2.$$

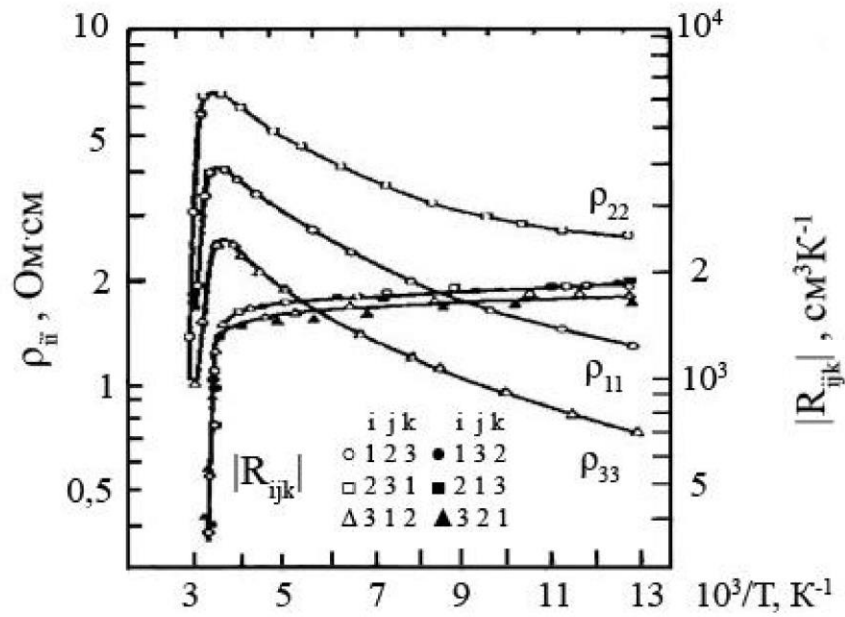


Рис. 1.6. Температурна залежність питомого опору і коефіцієнта Холла для p -CdSb

У температурному інтервалі $77 \div 250$ К рухливості змінюються згідно із законом $\mu_{H_i} = A_i T^{-n_i}$ і для кожного випадку відповідно дорівнює:

$$\mu_{H_1} = 3,2 \times 10^5 T^{-1,21}, \quad \mu_{H_2} = 7,5 \times 10^4 T^{-1,03}, \quad \mu_{H_3} = 5,5 \times 10^5 T^{-1,22}.$$

Використовуючи різні методи, що базується на дослідженнях фотопровідності, фотомагнітного і поперечного демберівського ефектів [23] у поєднанні з холлівськими вимірюваннями на зразках p -CdSb, автори у [24, 25], з дещо відмінним результатом, показали, що значення μ_p холлівської рухливості дірок у напрямку головних осей [100], [010] і [001] кристалу в інтервалі температур $140 \div 230$ К дорівнюють [15]:

$$\mu_p^{[100]} = 3,8 \times 10^5 T^{-1,26}; \quad \mu_p^{[010]} = 6,9 \times 10^4 T^{-1,03}; \quad \mu_p^{[001]} = 5,1 \times 10^5 T^{-1,22}.$$

При $T < 140$ К температурна залежність μ_p усіх трьох компонент стає більше вираженою:

$$\mu_p^{[100]} \sim T^{-1,53}; \quad \mu_p^{[010]} \sim T^{-1,30}; \quad \mu_p^{[001]} \sim T^{-1,48}.$$

З порівняльного аналізу результатів [15] із даними [16, 26] випливає, що

залежність $\mu_p(T)$ добре узгоджується з аналогічними даними, отриманими у ширшому температурному інтервалі $77 \div 250$ К на нелегованих монокристалах, вирощених методом зонної перекристалізації. Така температурна залежність $\mu_p(T)$ відповідає розсіюванню на акустичних коливаннях ґратки. Для цих кристалів розсіювання на іонах домішки також незначне, тому що холлівська рухливість не залежить від концентрації дірок до $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [26]. Тому в роботі [16] припускається вплив полярного розсіювання на діркову рухливість, так як у хімічному зв'язку частка іонної складової порівняно велика. Значення компонент тензора електронної рухливості (див. рис. 1.7) у температурному інтервалі $200 \div 300$ К наближено змінюється відповідно до виразів [16]:

$$\mu_n^{[100]} = 2,1 \times 10^6 T^{-1,5}; \mu_n^{[010]} = 1,7 \times 10^6 T^{-1,5}; \mu_n^{[001]} = 2,2 \times 10^6 T^{-1,5}.$$

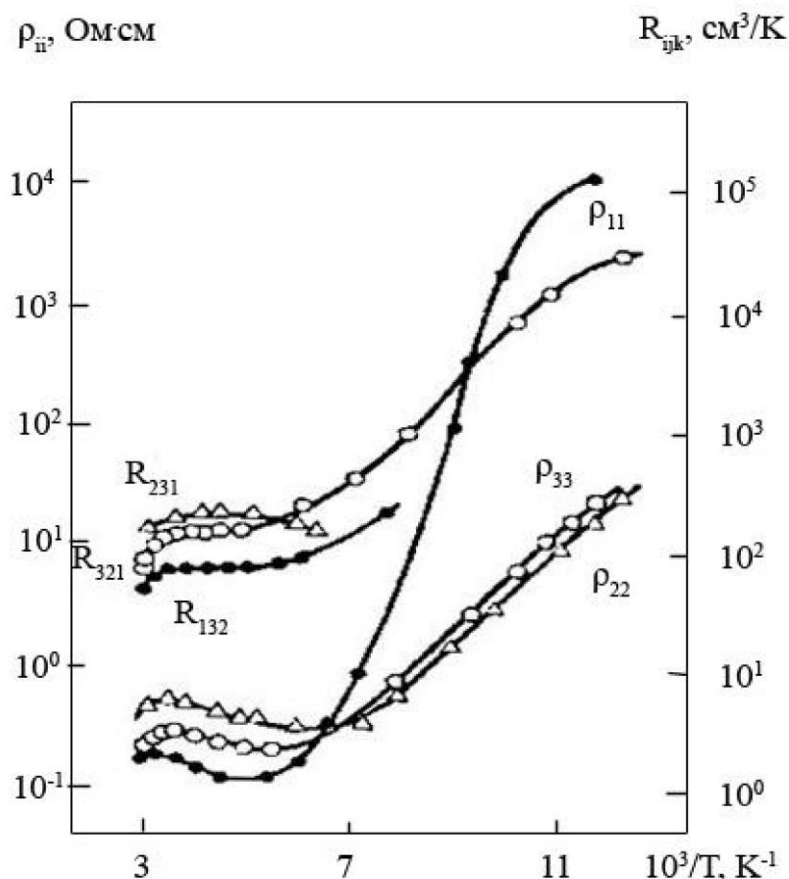


Рис. 1.7. Температурна залежність компонент тензорів питомого опору та коефіцієнта Холла для n -CdSb, легованого галієм

Із даних залежностей видно, що анізотропія електронної рухливості не така велика, як анізотропія діркової. У табл. 1.1 наведено значення рухливості електронів і дірок вздовж головних осей та їх відношення для температури 250 К.

Таблиця 1.1

Анізотропія рухливості носіїв струму в CdSb

Рухливість носіїв струму, $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	[100]	[010]	[001]
μ^h_H	392	250	653
μ^0_H	521	440	556
μ^0_H/μ^h_H	1,33	1,76	0,85

Такий складний характер анізотропії призводить до цікавої картини: в області власної провідності для певних напрямків спостерігається зміна знаку коефіцієнта Холла (рис. 1.8). Для нижчих температур ($2 \div 77$ К) на температурних залежностях ρ_{ij} виявлені особливості, характерні для виникнення провідності за рахунок домішкової зони. Це явище у p -CdSb досить детально вивчено в роботах [27-29]. Авторами показано, що домішкова зона в чистому p -CdSb і легovanому різними домішками (Cu, Ag, Sn, Ge) утворена мілкими акцепторними рівнями з енергією активації біля 5×10^{-3} еВ. При концентрації акцепторів $(1-2) \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ домішкова зона зливається з валентною зоною.

$R_{ijk}, \text{cm}^3/\text{K}$

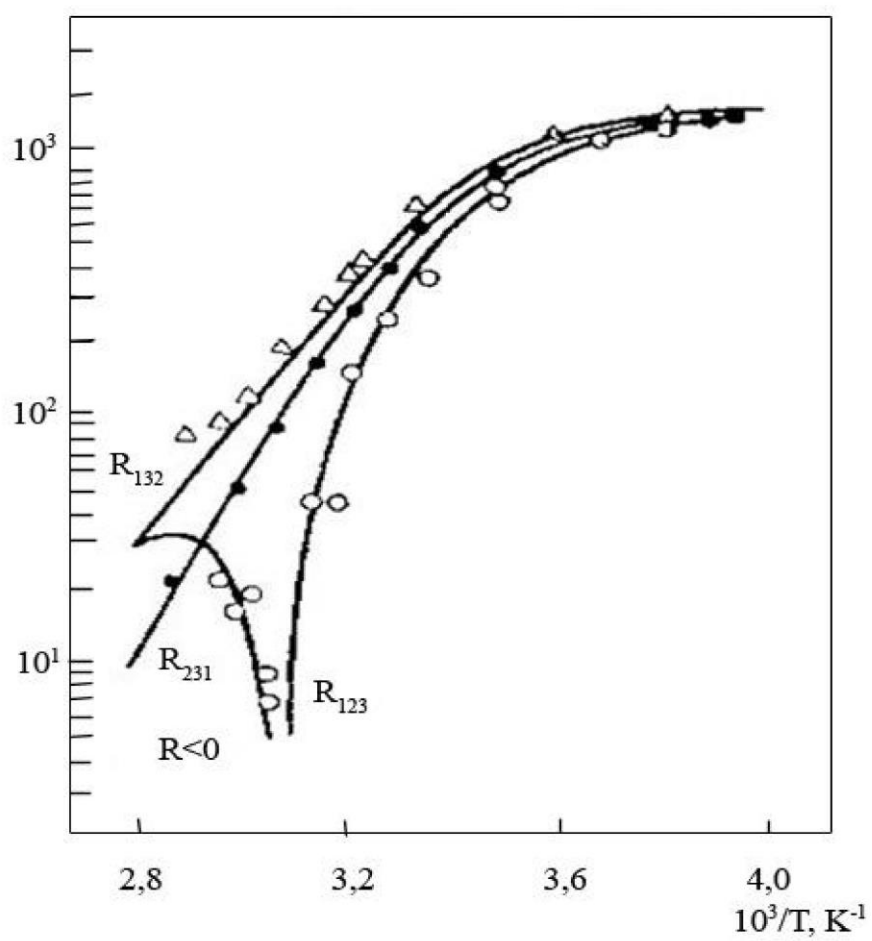


Рис. 1.8. Анізотропія коефіцієнта Хола $p\text{-CdSb}$
в області власної провідності

2. Кінетика утворення точкових дефектів в антимоніді кадмію

Згідно з роботами [30-31], при нагріванні, починаючи з температур ($< 100^\circ\text{C}$), у CdSb виникають електричноактивні точкові дефекти. При таких же температурах розпочинається помітна дисоціація CdSb за реакцією:



У загальному випадку, при деякій температурі T_0 , у кристалі знаходяться в рівновазі електрони та дірки, нейтральні та іонізовані вакансії кадмію і його міжвузлові атоми. Також, кристал CdSb повинен знаходитись у динамічній рівновазі з парами кадмію. Таким чином, модель утворення дефектів у CdSb опишемо таким чином: вихід атомів Cd у міжвузля (дефекти по Френкелю), випаровування атомів Cd із поверхні кристала та міграція частини атомів Cd до поверхні в наслідок градієнта концентрацій. Утворення міжвузлових атомів можна описати реакцією:



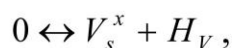
де s і i – вузли і міжвузля відповідно;

$H_{s,i}$ – енергія утворення дефектів.

Застосовуючи закон діючих мас, отримано:

$$\frac{[\text{Cd}_i][V_s]}{[\text{Cd}_s][V_i]} = k_{\text{Cd}}.$$

Перехід атомів Cd до поверхні (утворення вакансій в об'ємі) відбувається відповідно до реакції:



де H_V – енергія утворення вакансії

$$[V_s^x] = k_V.$$

Отже, у кристалі при нагріванні відбуваються наступні реакції:



$$0 \leftrightarrow V_s^x + H_V \quad [V_s^x] = k_V,$$

$$Cd_s^x + V_i^x \leftrightarrow Cd_i^x + V_s^x + H_{s,i} \quad [Cd_i^x] = k_{Cd}, \quad (2.1)$$

$$Cd_i^x \leftrightarrow Cd_i^* + e + E_D^1 \quad \frac{[Cd_i^*]n}{[Cd_i^x]} = k_1', \quad (2.2)$$

$$Cd_i^* \leftrightarrow Cd_i^{**} + e + E_D^2 \quad \frac{[Cd_i^{**}]n}{[Cd_i^*]} = k_1'', \quad (2.3)$$

$$V_s^x \leftrightarrow V_s' + h + E_A^1 \quad \frac{[V_s']p}{[V_s^x]} = k_2',$$

$$V_s' \leftrightarrow V_s'' + h + E_A^2 \quad \frac{[V_s'']p}{[V_s']} = k_2''.$$

Можна бачити, що умова нейтральності відповідає рівнянню:

$$2p + Cd_i^{**} = 2n + [V_{Cd}^{//}]. \quad (2.4)$$

Із парою рівновага виражається наступним чином:

$$Cd_s^x \leftrightarrow Cd_{газ} + V_s^x \quad \frac{[V_s^x]p_{Cd}}{[Cd_s^x]} = k_{Cd,V}, \quad (2.5)$$

$$Cd_i^x \leftrightarrow Cd_{газ} + V_i^x \quad \frac{[V_i^x]p_{Cd}}{[Cd_i^x]} = k_{Cd,i}. \quad (2.6)$$

Для спрощення розв'язку цієї системи рівнянь, за експериментальними даними оцінено діапазони температур із найбільш істотними тими чи іншими процесами.

1. Із мас-спектрометричних вимірювань слідує, що в парі знаходиться лише одноатомний кадмій, тому не є необхідним додавати до реакції (2.5) чи (2.6) реакцію $N_{Cd_{газ}} = Cd_N(газ)$.

2. Із вимірювань електричних властивостей у високотемпературному діапазоні (300 ÷ 600°K) слідує, що власна концентрація $n_i^2 = np$ такого ж порядку, що і концентрація носіїв, пов'язаних з дефектами (енергія активації власної провідності ~ 0,5 eB), а CdSb завжди *p*-типу. Це пов'язано з тим, що в домішковій області концентрація дефектів порядку 10^{15} см^{-3} , у «чистому» CdSb

не виявлено донорних центрів, тому $p > n$, а реакціями (2.2) і (2.3) нехтуємо.

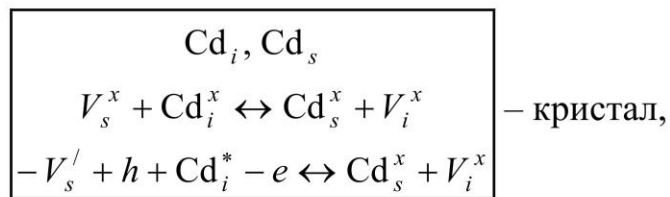
Останнє справедливе при E_A^1 і $E_A^2 < E_D^1$ і E_D^2 . Тоді реакцію (2.4) напишемо як

$$[V_s^{//}] \cong 2p. \quad (2.7)$$

Реакція (2.7) справедлива для області невисоких температур ($< 400^\circ\text{K}$).

3. Умови пункту 2 можна отримати, вважаючи, що електричноактивними будуть ті вакансії кадмію, які не знаходяться в рівновазі з міжвузловим кадмієм і не рекомбінують, тобто

Пара Cd



звідси

$$[V_s^x] = [Cd_s^x] - [Cd_{\tilde{a}\tilde{a}\tilde{c}}].$$

При утворенні тиску насиченого пару кадмію росте концентрація $[Cd_i]$ у кристалі, розподілення $[Cd_i]$ при цьому має характерний дифузійний вигляд, тобто спадає до центру, а число не рекомбінованих $[V_s]$ відповідно зростає. У вакуумі $[Cd_i]$ і $[Cd_s]$ випаровуються з кристалу, верхні шари кристала збіднені, тому концентрація $[V_s]$ велика, а концентрація дірок, згідно реакції (2.7), змінюється по товщині кристалу, що і спостерігається експериментально.

4. а) В області низьких температур ($< 250^\circ\text{C}$) і малих концентрацій справедливі наступні співвідношення [32]:

$$[V_i^x] \approx 1 - [Cd_i^x] \approx 1,$$

$$[Cd_s^x] \approx 1 - [V_s^x] \approx 1,$$

$$[Cd_i^x]_{\tilde{a}\tilde{a}\tilde{c}} = \frac{p_{Cd}}{k_{Cd_i}} = p_{Cd} \times k_{Cd_i}^0 \exp\left(-\frac{H_V^/}{kT}\right);$$

б) в області високих температур ($> 250^\circ\text{C}$) відбувається ще одна реакція:

$$[Cd_{\dot{a}\dot{a}\dot{c}}^x] = \frac{p_{Cd}}{k_{Cd_V}} = p_{Cd} \times k_{Cd_V} \exp\left(-\frac{H_V^{//}}{kT}\right).$$

Для цієї області $[Cd_i^x] = \frac{k_{Cd_i}}{k_{Cd_V}}$ і загальна енергія дисоціації рівна сумі енергій утворення дефекту і енергії випаровування Cd з вузлів або міжвузля [30, 31]. Доцільно вивести ще два співвідношення: коефіцієнт розподілу $k_g = \frac{Cd_i}{Cd_{газ}}$ між твердою і газовою фазою і

$$k \times k_g = \frac{Sv}{4},$$

де k – швидкість випаровування;

S – вірогідність, з якою атом кадмію, що стикається з поверхнею, залишається на ній;

v – середня швидкість теплового руху атомів [32].

При зміні зовнішніх умов рівновага вказаних вище реакцій зміщується. Практично важливо розглянути три випадки термічної дії на антимонід кадмію:

- 1) в умовах рівноваги з газовою фазою;
- 2) в умовах, коли тиск пари кадмію вище рівноважного для CdSb;
- 3) в умовах високого вакууму.

У першому випадку встановлюється рівноважна концентрація дефектів, рівномірно розподілених за об'ємом кристала. Концентрація дефектів описується рівнянням Френкеля:

$$[Cd_i^x] = k_{Cd_i}^0 \exp\left(-\frac{H_{s,i}}{2kT}\right),$$

де $H_{s,i}$ – енергія утворення дефекту.

У другому випадку (при відпалі в парах кадмію з тиском вище рівноважного) відбуватиметься дифузія в кристал, а розподіл дефектів в об'ємі визначається виразом

$$Cd_{s,i}(y,z) = [Cd_i^x] \times f_1(y,z).$$

У третьому випадку при відпалі у високому вакуумі збіднення поверхні атомами кадмію приводить до градієнта концентрації міжвузлових атомів кадмію до поверхні кристала відповідний розподіл атомів виражається як:

$$Cd_i(y, z) = Cd_i[1 - f_1(y, z)] = f_2(y, z),$$

$$\text{де } y = \frac{x}{2}(Dt)^{\frac{1}{2}};$$

$$z = k \frac{(Dt)^{\frac{1}{2}}}{D};$$

D – константа дифузії;

x – координата.

Експериментальні дослідження природи точкових дефектів і процесу їх виникнення при термічній обробці проводилося електричним, оптичним і мас-спектрометричним методами.

Термічна обробка CdSb при температурі вищій за 160 °C приводила, як показали дослідження коефіцієнта Холла, до зміни концентрації носіїв струму. Величина енергії активації акцепторних рівнів у CdSb визначена з температурної залежності питомого опору і коефіцієнта Холла області провідності по домішковій зоні ($< 40^\circ\text{K}$), складала $\sim 10^{-3}$ еВ. Не дивлячись на те, що час відпалу для кожної вибраної температури був не менший 300 год., розподіл концентрації дірок по товщині зразка був нерівномірним. У зразках, відпалених при тиску пари вище рівноважного, концентрація дірок зростала до центру зразка, для зразків CdSb, відпалених при рівноважних умовах – падала. Після охолодження до кімнатної температури спостерігалось зменшення з часом електропровідності і концентрації дірок. Релаксація дефектів триває близько 200 годин.

Дослідження спектрів поглинання зразків антимоніду кадмію [33] у субміліметровому діапазоні довжини хвилі 150 ÷ 800 мкм, підданих термообробці, і контрольних, показало, що положення піків поглинання (200 і 330 мкм) не залежить від температури відпалу, а їх інтенсивність зростає з підвищенням останньої. Цей факт говорить про ідентичність природи

акцепторних центрів в досліджуваних зразках. Два піки поглинання з енергіями $3,65 \times 10^{-3}$ і $6,2 \times 10^{-3}$ еВ обумовлені існуванням двох акцепторних рівнів [33]. Величини енергій активації акцепторних рівнів співпадають з енергією, оціненою з температурних залежностей питомого опору і коефіцієнта Холла. Таким чином, зрозуміло, що акцепторні центри, які визначають провідність зразка, пов'язані з наявністю в кристалі вакансії кадмію [V_s].

3. Вплив власних дефектів структури, домішок і радіаційних дефектів на електричні та оптичні властивості монокристалів CdSb

3.1 Домішки елементів I і IV груп

Наявність в CdSb аномального кута між лініями зв'язків $\theta = 62^\circ 15'$, що значно відрізняється від кута тетраедричного зв'язку ($\theta = 109^\circ$) призводить до того, що бездомішковий матеріал знаходиться в «напруженому стані», що неминуче веде до утворення дефектів і появи характерних для CdSb властивостей [9]. У свою чергу, легування CdSb домішками B, Si, S, Zn, As, Br, Te, Ge, в яких значення середнього валентного радіуса є меншим ніж в атомах Cd та Sb, призводить до того, що ці домішки, заміщуючи в ґратці CdSb атоми основної матриці, деформують зв'язки в напрямку наближення їх до правильних тетраедричних, що приводить до «зміцнення» решітки – зменшення концентрації дефектів. Легування ж домішками Li, Na, Mg, Al, K, Pb, Sn, Mn, Fe, Cu, Ga, Zn та інші, середній радіус валентного електрона в яких більший, ніж у Cd чи Sb, приводить до збільшення дефектності [9]. При цьому зміна кутів між зв'язками на атомах легуючої домішки Ge, Pb, Sn була 9° , 10° та 7° відповідно, що приводить до зміни типу гібридизації, а значить і міцності зв'язків в кристалах CdSb [34].

Велика увага багатьма авторами приділяється визначенню енергетичного положення рівнів, утворюваних домішковими центрами в CdSb, які в антимоніді кадмію можна створювати легуванням Te, In, Ga, Se, Ag, Pb, Sn, Ge та іншими домішками, що змінюють фізичні властивості чистої CdSb. Згідно [35, 36], елементи I і IV груп в CdSb виконують роль акцепторних домішок. При цьому вважають, що однозарядні іони елементів I групи заміщують іони Cd^{+2} , а чотиризарядні іони IV групи заміщують Sb^{+5} . Елементи III і VI груп в CdSb, згідно [35, 37-39], є донорними домішками. Їх положення в ґратці таке,

що іони елементів III групи заміщують Cd^{+2} , а іони елементів VI групи заміщують Sb^{+5} .

Властивості легованих кристалів CdSb нижче $T = 77$ К першими вивчали автори [27, 28]. В інтервалі температур $T = 2,2 \div 77$ К досліджувались [28] електропровідність, ефект Холла і магнетоопір монокристалів CdSb, легованих міддю (Cu), сріблом (Ag), індієм (In), оловом (Sn), германієм (Ge). Максимум коефіцієнта Холла R_H і його зміщення зі збільшенням концентрації в область високих температур вказував на наявність домішкової зони в досліджуваних зразках, що природно для домішок з малими енергіями активації. Аналогічні закономірності спостерігалися і на кристалах CdSb, легованих золотом [27]. За значенням енергії, до яких наближались $\mu(T)$ при $T \rightarrow 0$, визначені енергії активації (див. табл. 3.1). Для досліджуваних зразків була запропонована модель [28]: при малих концентраціях домішки I і IV груп Ag, Au, Cu, Ge, Sn виникають у CdSb водневоподібні акцепторні рівні з енергією активації $\sim 5 \times 10^{-3}$ еВ. При $N_d \geq 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ взаємодія домішкових центрів приводить до утворення домішкової зони, яка знаходиться на $(1 - 2) \times 10^{-3}$ еВ від валентної зони. Із збільшенням концентрації дірок та акцепторів домішкова зона наближається до валентної і при $N_a \approx (1 - 2) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ зливається з нею.

Із введенням в CdSb домішки I і IV груп провідність матеріалу зростає, в основному, зі збільшення концентрації вільних носіїв заряду p (рис. 3.1) [40, 41]. Однак зміна провідності з ростом концентрації легуючої домішки для різних домішок в CdSb помітно відрізняється. Значне збільшення σ при зростанні концентрації носіїв заряду спостерігається у випадку кристалів, що містять домішки Li, Ag, Au, Ge та Sn, і зовсім невелике у випадку кристалів, легованих Pb (залежності 4-6 рис. 3.1). Характерним в останньому випадку також є те, що з ростом p різко зменшується анізотропія електропровідності.

Вияснення характеру впливу кожної з домішок Pb, Sn, Ge на холлівську рухливість p -CdSb представлено в роботі [34]. Показник степеня a в $\mu_p \sim T^{-a}$ за абсолютною величиною для CdSb<Ge> і CdSb<Sn> з підвищенням

концентрації домішки стає меншим, ніж для чистого антимоніду кадмію (рис. 3.2). Враховуючи порівняно добру «розчинність» Ge і Sn у CdSb, можна вважати, що тут поряд з розсіюванням на коливаннях ґратки з ростом концентрації домішки все більш стає помітним механізм розсіювання на іонізованих домішках. У випадку CdSb<Pb> при збільшенні концентрації домішки свинцю в залежності $\mu_p \sim T^{-a}$ помітних змін a в сторону зменшення не спостерігалось, хоча при цьому сама величина рухливості $\mu_p(T)$ різко падала. Відповідальним за зменшення значення рухливості є утворені в процесі росту монокристалів порушення кристалічної структури (виникнення високої густини різного виду дислокацій).

Методом рентгенівської дифракційної топографії [42], який дозволяє виявляти дислокації, знаходити їх густину і орієнтацію відносно основних кристалографічних напрямків, знайдено [34] певні закономірності у виникненні структурних дефектів, зв'язаних з конкретним видом легуючих домішок і їх концентрації. Так, домішка свинцю, що знаходиться в розплаві в кількості 0,0001 ат%, вже приводила до утворення дислокацій з густиною $\sim 5 \times 10^3 \text{ см}^{-2}$ і більше. Подальше збільшення вмісту домішки Pb приводило до різкого зростання їх густини, яка значно перевищувала 10^6 см^{-2} (в деяких злитках). Маючи на два порядки більш високий коефіцієнт сегрегації, домішки Ge і Sn «заважали» утворенню лінійних дефектів і вміст лінійних дислокацій залишався меншим, ніж в бездомішковій CdSb (10^2 см^{-2}). Для кристалів легованих Pb, характерним є утворення дислокаційних сіток, в той же час як для легованих Ge дислокації переважно орієнтуються вздовж осей [010] і [001]. Переважна частина цих дислокацій носить змішаний характер, тобто має як гвинтову, так і краєву компоненти. Виявлені з допомогою методу рентгенівської дифракційної топографії особливості утворення дефектів в CdSb легованих Pb, Sn, Ge дали певні підстави робити висновки про роль дефектів в механізмі розсіювання носіїв заряду.

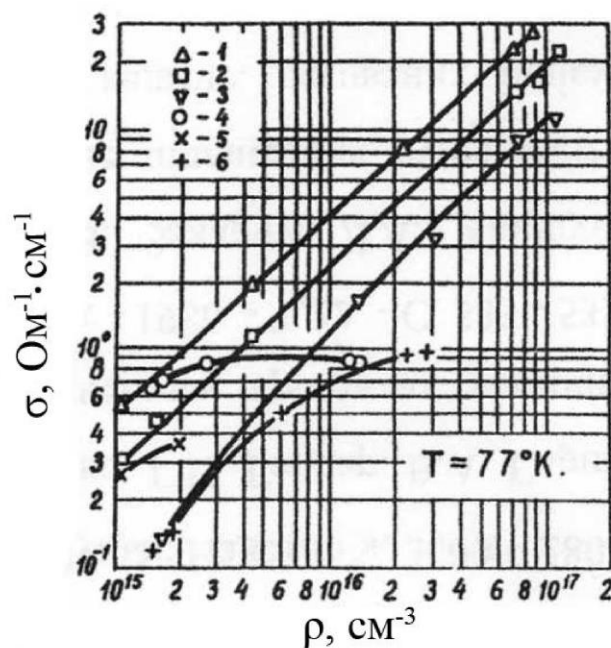


Рис. 3.1. Залежність електропровідності легованих зразків CdSb від концентрації дірок при температурі $T = 77$ К:
1-3 – CdSb<Ge>; 4-6 – CdSb<Pb>

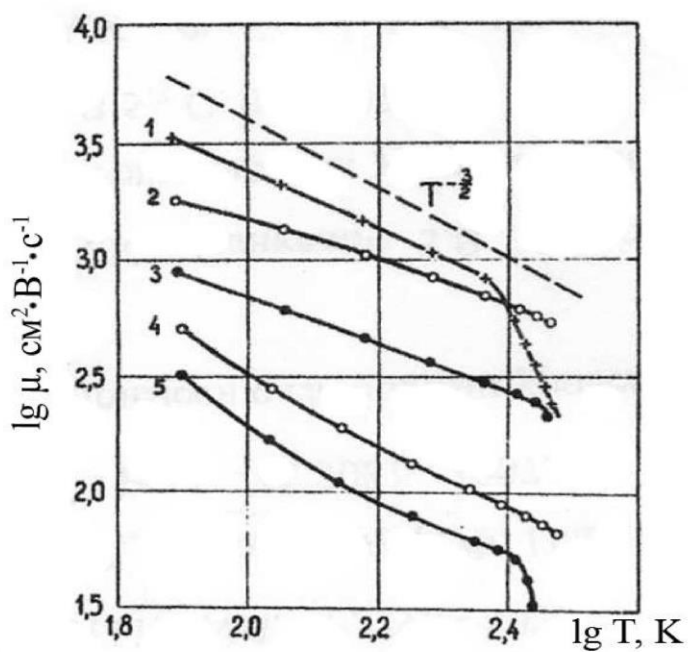


Рис. 3.2. Температурна залежність холлівської рухливості дірок в CdSb, легованому елементами IV групи:
1 – бездомішковий CdSb; 2 – CdSb + 0,1 ат. % Ge;
3 – CdSb + 0,1 ат. % Sn; 4, 5 – CdSb + 0,1 ат. % Pb

Переважна кількість домішок в антимоніді кадмію є «мілкими», а їх значення енергії іонізації лежить в тому ж інтервалі, що і для власних дефектів (див. табл. 3.1).

Таблиця 3.1

Вплив домішок на властивості антимоніду кадмію [32]

Група періодичної системи	Домішка	Тип провідності	Енергія іонізації, еВ
I	Ag	A	5×10^{-3}
	Cu	A	$1,4 \times 10^{-3}; 5 \times 10^{-3}$
	Li	A	10^{-3}
	Au	A	$5 \times 10^{-3}; \sim 0,26$
		Д	$\sim 10^{-3}$
II	Zn	A	–
III	In	A	$2,7 \times 10^{-1}$
		Д	9×10^{-2}
	Ga	–	0,1
	Tl	A	–
	Pb	A	–
IV	Sn	A	$(2 \div 5) \times 10^{-3}$
	Ge	A	5×10^{-3}
VI	Te	Д	0,12
	Se	Д	$7,4 \times 10^{-3}$

3.2. Домішки елементів III і VI груп

При дослідженні явищ переносу в антимоніді кадмію *n*-типу провідності при концентрації активних домішок менше 10^{17} см^{-3} багато авторів [26, 35, 43-44] спостерігали аномальні температурні залежності R_H , електропровідності σ і термо-ЕРС α , коли зі зниженням температури в інтервалі $160 \div 200 \text{ K}$

відбувається різкий спад електропровідності (до декількох порядків), а знаки коефіцієнту Холла і термо-ЕРС змінюються на протилежні (зразки *n*-типу провідності переходять в *p*-тип). З метою виявлення причин виникнення аномальних залежностей $\sigma(T)$, $R_H(T)$ автори [45] провели комплекс досліджень на зразках CdSb, легованих елементами III і VI груп в широких межах концентрацій та при різних методах обробки поверхні. Шліфування та полірування зразків при їх виготовленні в присутності води чи її парів, а також травлення ведуть до інверсії знаку R_H і α , а σ має різкий спад, що переходить на плато з пониженням температури. В такому випадку сильної різниці в поведінці зразків, легованих In і Te, а також Ga і Se не спостерігалось. Однак, коли зразки оброблялися без присутності води, то на температурних залежностях електропровідності і ефекту Холла для зразків CdSb<Te> і CdSb<In>, з являються суттєві відмінності. Енергетичний рівень телуру в CdSb є глибоким з енергією активації $(0,12 \pm 0,01)$ еВ [38], а рівень In – мілким з енергією активації значно меншою 0,09 еВ [46]. Детальне дослідження *n*-CdSb слабо легованих In і Te, показало, що під дією зовнішнього середовища, в якому проходить формування їх поверхні, в приповерхневій області досліджуваних зразків виникає шар *p*-типу провідності, який з об'ємом електронної провідності утворює *p-n* перехід. Зняття тонкого поверхневого шару *n*-CdSb збільшує електропровідність зразка. Хід кривих $\sigma(T)$ [47] у низькотемпературному інтервалі приймає вигляд типовий для області «виснаження» мілкого домішкового рівня і «скачок» фактора анізотропії відсутній. З аналізу результатів [48] можна зробити висновок, що полірування зразків у водяному середовищі збільшує ступінь впливу поверхні на їхні об'ємні властивості, і цей вплив тим більший, чим менший їх поперечний переріз. Приповерхневий шар граней (100) і (001) в *p*-CdSb<Te> дійсно збагачений дірками.

Анізотропія теплопровідності відрізняється від анізотропії електропровідності та термо-ЕРС, що слідує з досліджень нелегованих зразків *p*-CdSb [20]. Якщо для електропровідності в домішковій області справедливе

співвідношення $\sigma_{33} > \sigma_{11} > \sigma_{22}$, то для теплопровідності – $\chi_{33} \approx \chi_{22} > \chi_{11}$.

Дослідження впливу акцепторних (Ag, Au, Ge) та донорних (Al, In, Te) домішок на характер залежностей коефіцієнта термо-ЕРС від концентрації носіїв заряду для матеріалів p - і n -типу проведено в роботі [49]. На рис. 3.3 приведено залежності $|\alpha|$ від концентрації носіїв заряду в області виснаження домішок ($T = 200$ K). З рисунка видно, що у випадку p -CdSb залежність $|\alpha|$ від концентрації дірок (p) практично лінійна, а у випадку матеріалу n -типу на залежності $|\alpha| = f(n)$ є сходитка, що вказує на зростаючу роль в даному ефекті носіїв заряду (електронів) з великою масою густини станів (m_{nd}^*) при концентраціях електронів $n > 10^{17}$ см⁻³.

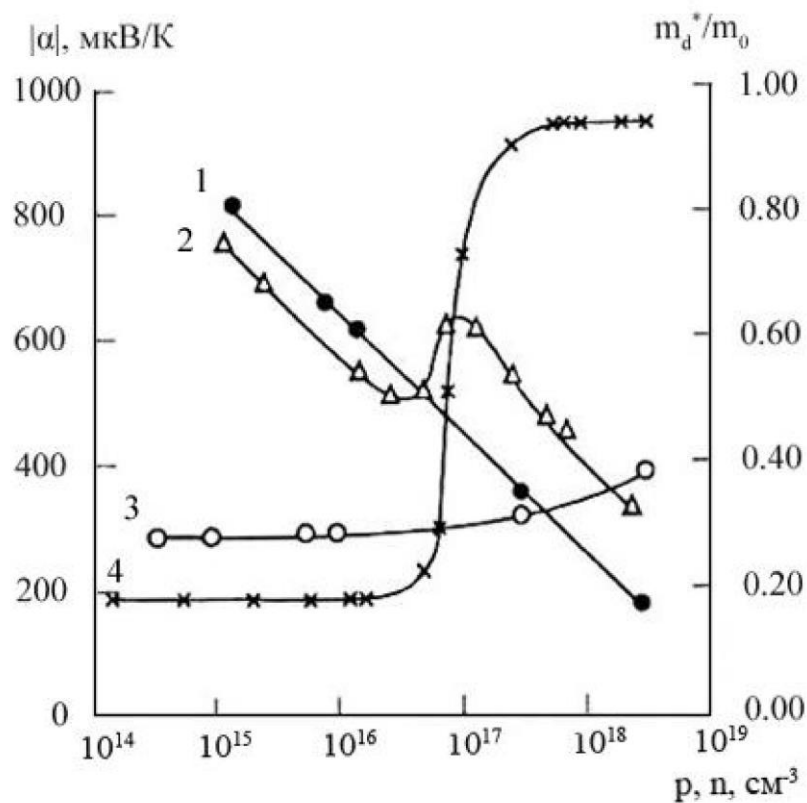


Рис. 3.3. Концентраційні залежності коефіцієнта термо-ЕРС

$|\alpha| = f(p, n)$ (1, 2) та ефективної маси густини станів

$m_d^*/m_0 = f(p, n)$ (3, 4) в p - (1, 3) і n -CdSb (2, 4) при

$T = 200$ K

Такий характер залежності $\alpha(p)$ і $\alpha(n)$ вказує на те, що у випадку матеріалу p -типу у провідності беруть участь, в основному, дірки однієї зони, тоді як у випадку матеріалу n -типу в сильнолегованих зразках беруть участь в провідності носії заряду двох підзон зони провідності. Знайдені на підставі експериментальних даних значення ефективних мас і їх залежність від концентрації носіїв заряду дають можливість встановити причину значного відхилення даних, отриманих в роботах різних авторів [10, 35, 37]. З аналізу вказаних робіт, найбільший збіг теоретично знайдених значень ефективних мас з їх експериментальними значеннями спостерігається в тому випадку, якщо експериментальна методика допускає проведення досліджень на зразках стехіометричного складу з концентрацією носіїв заряду, близькою до 10^{15} см^{-3} . Ефект збільшення значень ефективних мас густини станів і компонент тензора ефективних мас із зростанням концентрації носіїв заряду в легованих кристалах авторами [49] пов'язується з непараболічністю валентної зони CdSb.

Оптичні вимірювання, виконані на монокристалах CdSb авторами [50] показали, що величина оптичного поглинання досить мало змінюється в області від краю власного поглинання до 25 мкм. Довгохвильовий спад прозорості спостерігався при 32 мкм. Коефіцієнт відбивання на цій частині спектру майже сталий, коефіцієнт заломлення, обчислений з вимірів відбивання, при 11 мкм складає 4,05. Це відповідає діелектричній проникливості $\varepsilon = 16,4$. З оптичних вимірів поглинання було знайдено, що ширина забороненої зони при $T = 300 \text{ K}$ складає $E_g = 0,425 \text{ eV}$ і залежить від досконалості кристалу. У роботах [50, 51] визначені оптичні константи в області краю основного поглинання поляризованого світла, направленою вздовж трьох кристалографічних осей. Аналізуючи результати пропускання світла автори показали, що поглинання світла викликане непрямыми дозволеними непертикальними переходами, які, очевидно, проходять з участю фононів. Для всіх трьох поляризацій спостерігались три фонони з енергіями, що відповідали температурі 250, 730 і 1180 K. Анізотропія краю власного поглинання зумовлена різними значеннями матричних елементів, що визначають переходи для різних поляризацій.

Легування CdSb домішками III, VI груп може суттєво збільшити фоточутливість цього матеріалу. Авторами [52] визначено (номографічно [51]) коефіцієнти поглинання α , з врахуванням багаторазових відбивань, для CdSb<Te> і <CdSb<In> з різними концентраціями домішок. Аналіз спектральних кривих підтвердив, що в CdSb<Te> мають місце непрямі переходи за участю декількох типів фононів, причому як ширина забороненої зони, так і енергії фононів, що приймають участь в непрямих переходах різні для різних кристалографічних напрямків [11]. Аналогічне анізотропне звуження забороненої зони, найбільше для напрямку [100], має місце і в CdSb<In> (з різним ступенем легування). Для CdSb<In> (при $n \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$) спектральні криві поглинання для напрямків [010] і [001] в області непрямих переходів не відрізняються суттєво від кривих CdSb<Te> (з тим же n), однак для напрямку [100] з'являється, особливо помітне при $T = 90 \text{ K}$, додаткове поглинання з довгохвильової сторони від краю.

У роботах [38, 53] показано, що легування CdSb телуrom привело до сильного зростання фоточутливості в області низьких температур. Охолоджені до 80 K фотоопори з n -CdSb, легованого телуrom, за чутливістю не поступаються перед відомими приймачами ІЧ-випромінювання на основі PbS і германію, легованого золотом і сурмою [54]. Збільшення фотопровідності автори [55] пояснюють тим, що розглядувані зміни у властивостях антимоніду кадмію зумовлені змінами характеру енергетичного спектру локальних центрів, що приводить до перерозподілу заряду між акцепторами і донорами. Охолодження кристалів CdSb + 1% Te до азотних температур дозволяє виявити серію гострих максимумів фотопровідності в області 0,48 - 0,43 eV, зумовлених дискретними фоточутливими центрами, пов'язаними з переходами носіїв з центрів «пасток» поблизу валентної зони в зону провідності. Виникнення донорної смуги, яка складається з дискретних рівнів викликане утворенням хвостів густин станів поблизу дозволених зон, так як при концентрації введеного телуру в ґратку ймовірність виникнення сильних локальних взаємодій його з основними атомами вже достатньо висока.

Авторами [56] досліджена можливість застосування фотодіодів на основі CdSb<Te> як детекторів інфрачервоного випромінювання. Ними вперше був запропонований метод розплаву поверхневого шару напівпровідникового матеріалу імпульсом потужного лазерного випромінювання з наступною його реєстрацією для виготовлення *p-n*-переходів на монокристалах CdSb<Te>. При інтенсивному дослідженні фізичних основ процесу взаємодії лазерного випромінювання з напівпровідниками ця технологія може знайти свій розвиток і широке застосування для створення стійких і стабільних переходів. Вона істотно відрізняється від дифузійної, коли дифузійні процеси зумовлюють розмивання *p-n*-переходів і старіння приладів.

3.3. Поверхневі явища

Проведені в роботах [34, 57-59] дослідження показали, що неоднорідності в розподілі домішок а також великі їх концентрації в кристалі можуть приводити до різких змін в структурі – появи розорієнтованих блоків, мозаїк, чужорідних фаз. Грунтуючись на результатах металографічних та рентгенотопографічних досліджень, встановлено, що у випадку, коли тетраедричні радіуси домішкового атома і атома, який заміщує домішка, відрізняються більш ніж на 14 %, цілком ймовірна поява структурних дефектів.

У розплаві CdSb із сріблом, індієм, телуrom утворюються молекули CdTe, InSb, а їх окремі кристаліти виступають джерелом зародження на поверхні розплаву або в об'ємі окремих кристалічних блоків. Так, авторами [59] за допомогою рентгенівських методів виявлено наявність дислокацій та блоків в легованих кристалах CdSb. На рис. 3.4 приведено топограму CdSb: 0,05 ат. % In [59], на якій спостерігається дислокаційна сітка та два блоки. На рис. 3.5 а, б, відповідно, приведено топограми для кристалів CdSb: 0,005 ат. % Te та CdSb: 0,005 ат. % Ag. В обох випадках у вигляді світлих ліній чітко спостерігаються дислокації, середня густина яких порядку 10^2 см^{-2} .

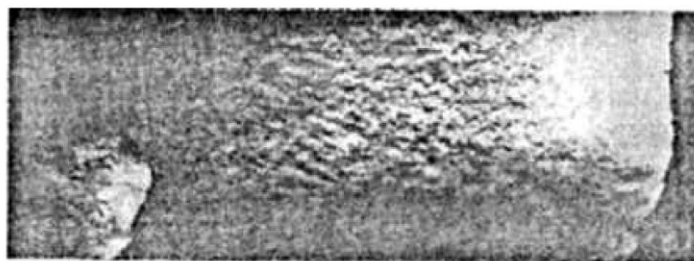


Рис. 3.4. Топограма кристала CdSb: 0,05 ат. % In



а)



б)

Рис. 3.5. Топограми кристалів:

а) CdSb: 0,005 ат. % Te та

б) CdSb: 0,005 ат. % Ag

Авторами [59] визначено переважаючу орієнтацію напрямку дислокаційних ліній, що виявилась паралельною [010] для CdSb:Ag та під кутом 30° до [010] для CdSb:Te.

Дослідження впливу структурних дефектів на електричні властивості CdSb проведено в роботах [57-58]. Зокрема, при вимірюванні температурних залежностей питомої електропровідності і коефіцієнта Холла на зразках, що містять легуючу домішку Al, були отримані результати [58], які вказували на суттєвий вплив структурних дефектів на значення електричних параметрів матеріалу. На рис. 3.6 приведені температурні залежності для трьох компонент тензора постійної Холла [58]. Вимірювання були проведені на зразках з концентрацією електронів при 77 К $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$. На рис. 3.7 приведені температурні залежності холлівських рухливостей μ_{132} , μ_{213} , μ_{321} [58].

З даних рисунків видно, що провідність для різних кристалографічних напрямків з температурою змінюється по-різному. На початку досліджуваного температурного інтервалу із зменшенням температури провідність збільшується приблизно з однаковим нахилом. Однак нижче 165 К нахил температурних залежностей змінюється. Спостерігається значне зменшення провідності і, відповідно, рухливості вздовж осі [100]. Той факт, що при цьому нахил $R(T)$ з температурою залишається незмінним, дає підстави вважати, що спостережуване зменшення провідності і холлівської рухливості вздовж напрямку [100] пов'язане з утворенням потенціальних бар'єрів на плоских дефектах (границях блоків, двійників та ін.), які в CdSb, легovanому Al, мають тенденцію орієнтуватись перпендикулярно до осі [100].

Як уже зазначалося раніше, степінь дефектності структури монокристалів CdSb тим вища, чим сильніше відрізняються між собою атоми розчинника і розчиненої речовини. Серед елементів I і IV підгруп найбільш дефектна структура кристала формується в результаті легування CdSb свинцем. Так, у дослідях [34] домішка свинцю, що знаходилась у розчині в кількості 0,0001 ат.%, вже призводила до утворення спостережуваної густини дислокацій $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$ і більше.

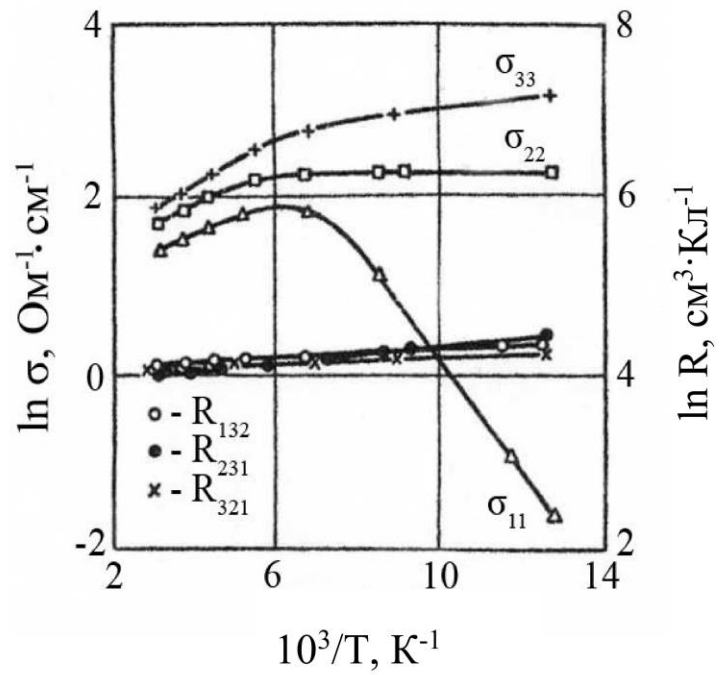


Рис. 3.6. Залежність електропровідності і коефіцієнта Холла від оберненої температури для зразків, легованих Al

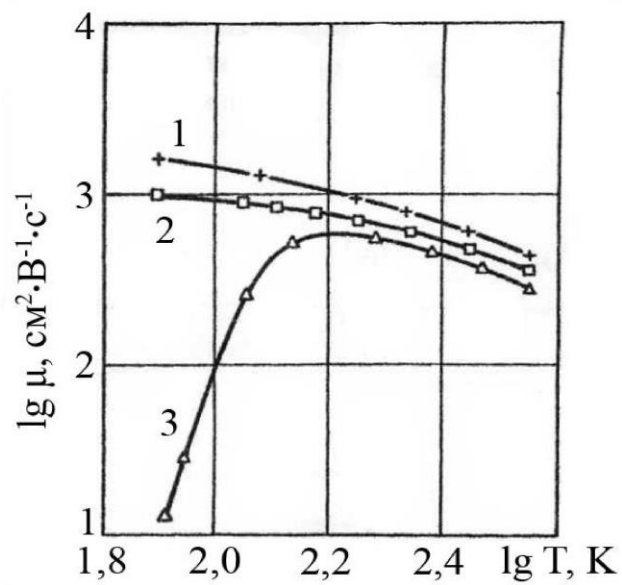


Рис. 3.7. Температурна залежність холлівської рухливості:

1 – μ_{321} ;

2 – μ_{213} ;

3 – μ_{132}

Подальше збільшення концентрації домішки Pb призводило до різкого зростання густини дислокацій, яка в декількох випадках значно перевищувала 10^6 см^{-2} і практично опинялась за межами розрізної здатності застосованого рентгенівського методу.

Зовсім по-іншому в цьому відношенні проявляли себе домішки Au, Ge та Sn [34, 57]. Маючи більш високі значення коефіцієнта сегрегації, вони в той же час перешкоджають утворенню лінійних дефектів. В таких кристалах, що містять домішки Au, Ge та Sn, навіть при збільшенні на 2-3 порядки концентрації основних носіїв (дірок) кількість лінійних дефектів (дислокацій) залишалась меншою, ніж у бездомішкових, тобто не перевищувала 10^2 см^{-2} . Слід відмітити, що для кристалів легованих Pb, характерним є утворення дислокаційних сіток, в той час як для легованих германієм типовим є їх переважна напрямленість вздовж осей [010] і [001]. Переважна частина цих дислокацій носить змішаний характер, тобто має як гвинтову, так і крайову компоненти.

Відомо [60], що в процесі термообробки в CdSb виникають термічні дефекти, що призводить до незворотності електричних властивостей. Причинами незворотності є: теплова дисоціація кристалів [31], випаровування летучої компоненти, іонна провідність, а також перетворення у включеннях інших фаз [60]. Сучасні технології вирощування дозволяють останню умову з розгляду виключити. При підвищених температурах CdSb дисоціює з утворенням дефектів за Френкелем [32, 61], що є головною причиною невідтворюваності електричних властивостей. Іонну провідність і випаровування матеріалу можна розглядати, як наслідок дисоціації.

На підставі вимірів провідності нагрітого матеріалу і наступного загартування до кімнатної температури, визначені енергії утворення дефектів, що складають 0,4-0,5 еВ, або ж – 0,7-0,8 еВ. У роботі [61] на підставі вимірів високотемпературної провідності методом струму Холла, що дозволяє виключити вплив поверхні на результати виміру й аналізу результатів за методикою запропонованою в роботі [62], встановлено, що в CdSb має місце

власнодефектна провідність – енергія утворення дефектів складає 1,1 еВ. Термічні дефекти, є електрично активними центрами і створюють труднощі у визначенні характеристик кристалів. Так, згідно [60], ширина забороненої зони CdSb визначена з температурної залежності питомої провідності знаходиться в межах $0,425 \div 0,57$ еВ, а з вимірів ефекту Холла на тих же зразках 1 еВ.

Вплив якості обробки поверхні зразків на електричні властивості CdSb досліджувався в [46, 63-65]. Основна задача на етапі підготовки поверхні пов'язана з видаленням порушеного поверхневого шару. Частково видалити порушений шар вдається шляхом шліфування вільним абразивом, механічним поліруванням алмазними пастами, а також хімічним поліруванням. Травлення уже відомими травниками [63], до складу яких входять кислоти і перекис водню, призводить до швидкого стравлювання зразків. Тому рельєф полірованої поверхні характеризується великою неоднорідністю, можлива поява плівки з аморфної сурми, відбувається забруднення поверхні продуктами реакції і самим травником. Як впливає з результатів досліджень [63], оптимальним є метод хіміко-механічного полірування в колоїдному розчині аміноетоксіяеросилу (АЕА), що дозволяє виготовляти поверхні з найменшою поверхневою провідністю. Якісною відмінністю даного способу обробки від інших є те, що використання АЕА в якості м'якого поліруючого і комплексоутворюючого компонента травника дозволяє одержати поверхню з мінімально порушеним шаром, рівномірною неоднорідністю рельєфу і практично не забруднену продуктами травлення.

Температурні залежності [64] поверхневої провідності (σ_{pi}) для трьох базисних граней, полірованих в АЕА представлені на рис. 3.8. Виміри проводилися в температурному інтервалі $170 \div 400$ К. В усьому досліджуваному інтервалі спостерігається анізотропія поверхневої провідності, причому виконується умова $\sigma_{n1} > \sigma_{n3} > \sigma_{n2}$. При температурах нижчих 280 К поверхнева провідність мало змінюється, однак із підвищенням температури вона зростає. Найбільший ріст спостерігається для грані (100). Аналогічна поведінка поверхневої провідності σ_{n3} і σ_{n2} спостерігається для граней (001) і

(010), але вона менш виражена, ніж для грані (100). Такі залежності електропровідності можна пояснити термічним розкладанням CdSb і виходом кадмію на поверхню, що призводить до зростання поверхневої провідності. Виникнення високопровідного поверхневого шару замикає холлівську напругу, а зміна складу приповерхневих шарів призводить до поверхневої неоднорідності, в якій холлівська напруга буде відрізнятися від відповідного об'ємного значення. Це в сукупності призводить до різкого зменшення ЕРС Холла, а відповідно і завишені значення ширини забороненої зони визначені з цих вимірювань.

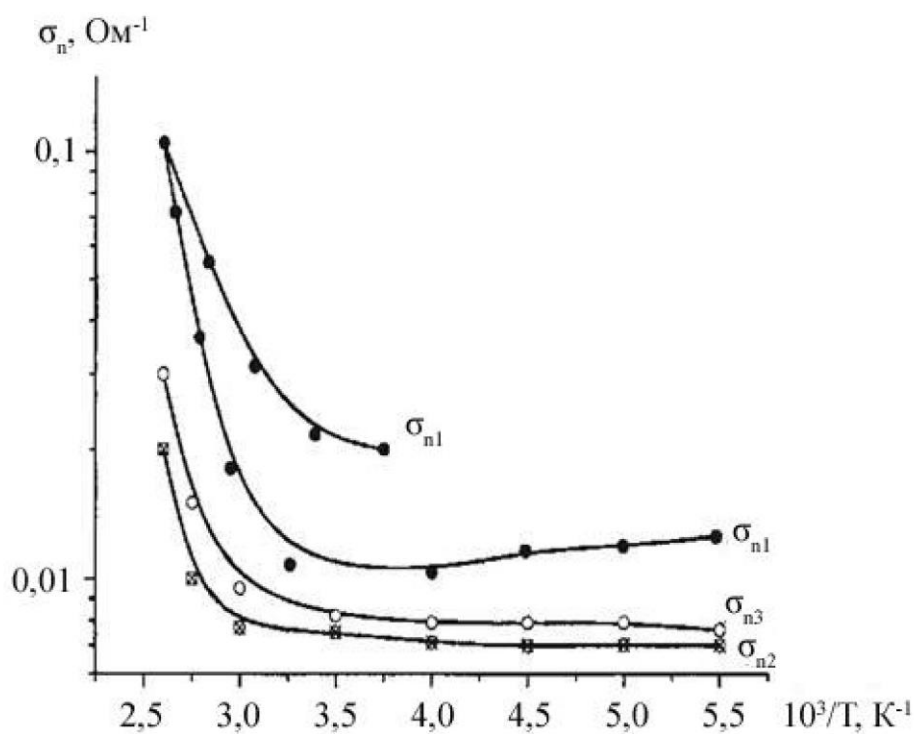


Рис. 3.8. Температурна залежність поверхневої провідності CdSb:

σ_{n1} – поверхнева провідність грані (100);

σ_{n2} – поверхнева провідність грані (010);

σ_{n3} – поверхнева провідність грані (001)

У температурному інтервалі $280 \div 350$ К поверхнева провідність має повну зворотність при нагріві – охолодженні зразка. Із підвищенням

температури вище 350 K і наступним охолодженням відбуваються незворотні зміни (збільшення) поверхневої провідності (рис. 3.8, крива σ_{n1}). Зміна об'ємної провідності відбувається при більш високих температурах, однак із часом вона повільно відновлюється, тоді як поверхнева – не відновлюється і може бути усунена лише шляхом зняття поверхневого шару.

3.4. Радіаційні дефекти

Відомо [66-67], що опромінення частинками високих енергій здатне створювати радіаційні дефекти в твердому тілі. У загальному випадку розглядають [67] три види взаємодії опромінення з твердими тілами, а саме:

- іонізація речовини;
- утворення зміщених атомів завдяки пружному зіткненню частинок високих енергій з атомами, що містяться у вузлах кристалічної ґратки;
- зміщення атомів із регулярних вузлів, що може забезпечуватися первинно вибитими атомами.

При опроміненні швидкими електронами чи γ -квантами можна говорити тільки про утворення точкових порушень – вакансій і міжвузлових атомів. Ймовірність виникнення зміщених атомів у результаті безпосередніх зіткнень γ -квантів з атомами кристала дуже мала. Повний переріз поглинання γ -квантів визначається, в основному, трьома процесами:

- виникненням швидких електронів у результаті ефекту Комптона;
- фотоефектом;
- утворенням пар електрон-позитрон при порівняно високій енергії γ -квантів [66].

Для γ -квантів з енергіями від 1 до 2 MeV найбільш вірогідним є процес комптонівського розсіювання [67]. Комптон-ефект призводить до появи в усьому об'ємі кристала досить високоенергетичних електронів, здатних зміщувати атоми з вузлів кристалічної ґратки. Саме цей процес сприяє

рівномірному утворенню радіаційних дефектів в об'ємі кристала при опроміненні, зокрема γ -квантами ^{60}Co . У цьому полягає основна перевага γ -променів перед швидкими електронами.

Особливістю власних дефектів ґратки монокристалів антимоніду кадмію є активна взаємодія їх з легуючими і неконтрольованими домішками [32]. Враховуючи, що технологія вирощування монокристалів антимоніду кадмію є ще не зовсім досконалою, то вже при невеликих дозах опромінення введені радіацією дефекти утворюватимуть з неконтрольованими домішками різні комплекси, що значно ускладнює одержання інформації про роль власних дефектів ґратки при визначенні фізичних властивостей даних напівпровідників. З іншої сторони, при великих дозах опромінення концентрація радіаційних дефектів перевищуватиме концентрацію неконтрольованих домішок і роль власних радіаційних дефектів у визначенні фізичних властивостей напівпровідника стає домінуючою. На даний час опубліковано порівняно небагато робіт по вивченню впливу опромінення на фізичні властивості антимонідів кадмію.

Опромінення $p\text{-CdSb}$ γ -квантами ^{60}Co (інтегральна доза $0 \div 1,9 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$) веде до зменшення коефіцієнта Холла R_H і збільшення провідності кристалу ($\sigma = 0,299$ і $0,375 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ до і після опромінення відповідно, $T = 100 \text{ K}$) [68]. Зі збільшенням дози опромінення (до $1,9 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$) провідність зменшується ($\sigma = 0,198 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, $T = 100 \text{ K}$), а величина R_H зростає. Рухливість дірок при температурі $T = 100 \text{ K}$ зростає від $1640 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$ в неопроміненому матеріалі до $1930 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$ після опромінення (до $1,9 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$), подібно, як зростала рухливість зі збільшенням числа введених домішок. Збільшуючи дозу опромінення від $\approx 10^{16} \text{ см}^{-2}$ до $\approx 10^{18} \text{ см}^{-2}$ зміна параметрів матеріалу відбувалась в зворотному порядку. Концентрація носіїв падала до величини $0,718 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, рухливість зменшувалась до $1520 \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$, тобто ці параметри ставали меншими параметрів вихідного матеріалу. В неопроміненому матеріалі рухливість носіїв $\mu \sim T^{-1,40}$, після

опромінення дозою $10^{16} \text{ см}^{-2} - \mu \sim T^{-1,40}$, а після опромінення дозою $10^{18} \text{ см}^{-2} - \mu \sim T^{-1,05}$. У матеріалі до опромінення розсіювання носіїв заряду відбувалося в основному на коливаннях ґратки, тоді як після опромінення дозою 10^{18} см^{-2} починало домінувати розсіювання на іонізованих домішках. У роботі [15] відмічався анізотропний характер зміни рухливості, який спостерігався з ростом температури в CdSb ($1 < a < 1,4$ в залежності від кристалографічного напрямку). Температурна зміна рухливості, визначена авторами [68] після γ -опромінення антимоніду кадмію, показала, що на одному й тому ж кристалографічному напрямку a при γ -опроміненні кристалу змінюється від 1,05 до 1,4, що отримати в звичайних умовах в даному матеріалі неможливо. Анізотропія температурної залежності рухливості за даним кристалографічним напрямком «послаблюється» після опромінення.

У роботах [69, 70] досліджувався вплив порівняно невеликих інтегральних потоків γ -квантів ^{60}Co (до 10^{18} см^{-2}) на п'єзоопір n -CdSb і швидких нейтронів (10^{15} см^{-2}) на явища переносу в антимоніді кадмію [71].

Аналіз результатів [69] залежностей $n = f(10^3/T)$ для кристалів вирощених за методом Чохральського, показав, що при легуванні телуrom до концентрації $\approx 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ вводиться донорний рівень $E_C - 0,12 \text{ eV}$. У результаті γ -опромінення ($\Phi = 10^{18} \text{ см}^{-2}$) n -CdSb<Te> концентрація електронів зростала до $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ і на температурній залежності проявлявся глибокий енергетичний рівень радіаційних дефектів $E_C - 0,16 \text{ eV}$.

На рисунку 3.9 зображено залежності п'єзоопору від прикладеного одновісного тиску $\Delta\rho/\rho_0 = f(P)$ для орієнтації $P \parallel [010]$ при різних температурах до і після опромінення кристалів [69]. Видно, що лінійна залежність 1 в умовах, коли не проявляються глибокі рівні, трансформується в суттєво нелінійні залежності 2, 3, 4. Отже, після опромінення γ -квантами ^{60}Co ($\Phi = 10^{18} \text{ см}^{-2}$) коефіцієнти п'єзоопору стають залежними від прикладеної механічної напруги. Найбільші відхилення від лінійності спостерігались

поблизу $T = 150$ К, де вклад у п'єзоопір, зумовлений зміною енергетичного зазору, максимальний. Таким чином, нелінійність залежності $\Delta\rho/\rho_0 = f(P)$ в області малих деформацій n -CdSb вказує на присутність глибоких рівнів у забороненій зоні, а її вимірювання може слугувати чутливим і простим способом виявлення глибоких центрів.

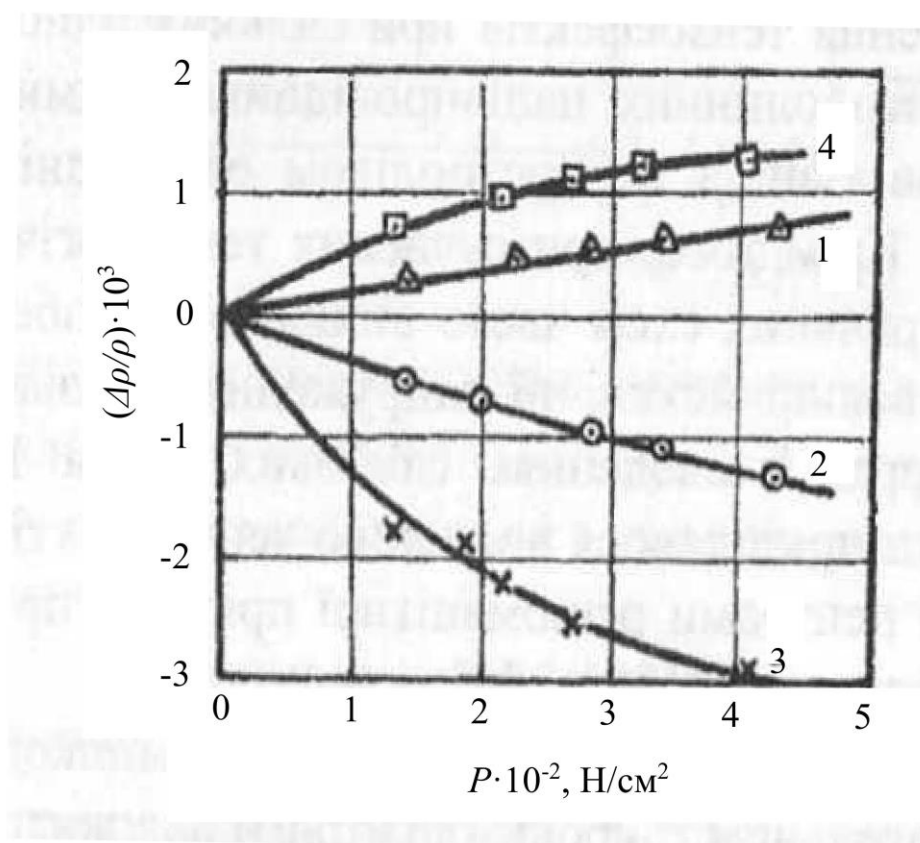


Рис. 3.9. Залежності п'єзоопору від прикладеного
одновісного тиску в кристалах n -CdSb орієнтації $P \parallel [010]$:

- 1 – $T = 300$ К до опромінення;
- 2 – $T = 300$ К після опромінення $1,6 \times 10^{17}$ кв/см²;
- 3 – $T = 150$ К після опромінення $9,2 \times 10^{17}$ кв/см²;
- 4 – $T = 77$ К після опромінення $9,2 \times 10^{17}$ кв/см²

Використовуючи дані рис. 3.9, автори [69] обчислили величину зміщення глибоких рівнів при деформації, яка для $E_c - 0,12$ еВ виявилась рівною $\Delta E = 3 \times 10^{-3}$ еВ/кбар для випадку $P \parallel [010]$. Рівень зміщується вниз від долини

Δ ; у тому ж напрямку зміщується і сама долина [22] при одновісному стиску, що вказує на генетичний зв'язок рівня із зоною провідності. Отримані дані [69, 70] свідчать, що з допомогою опромінення можна в значних межах керувати тензочутливістю кристалів антимоніду кадмію.

Авторами [72, 73] проведено дослідження впливу опромінення порівняно більшими дозами γ -квантів ^{60}Co (до 10^{19} см^{-2}), а також швидкими реакторними нейтронами ($\Phi = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$) на властивості монокристалів CdSb p -типу провідності. Електричне поле прикладалося вздовж кристалографічного напрямку [010]. На рисунку 3.10 зображено температурні залежності концентрації вільних носіїв заряду і коефіцієнта Холла в неопромінених і опромінених зразках CdSb .

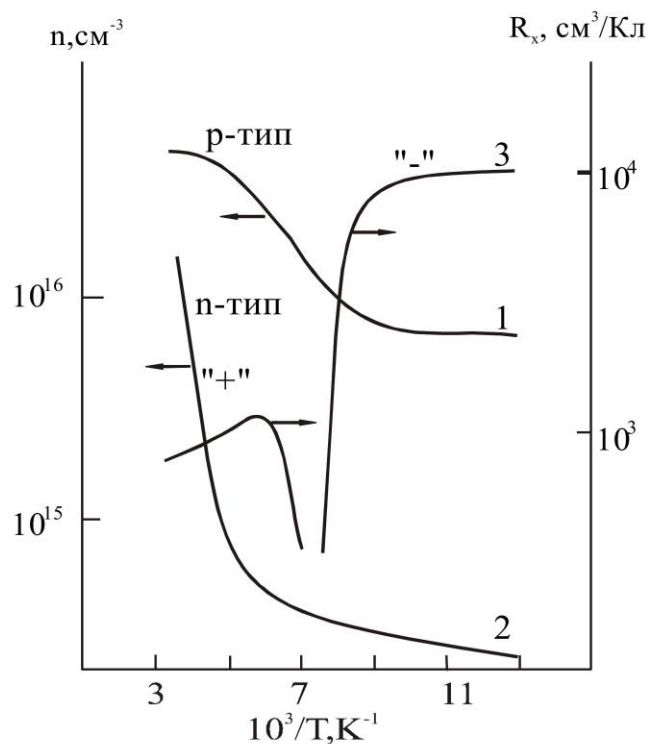


Рис. 3.10. Температурна залежність концентрації вільних носіїв заряду (1, 2) і коефіцієнта Холла (3) у неопроміненому (1) і опроміненому швидкими нейтронами ($\Phi = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$) (2) та γ -квантами ^{60}Co ($\Phi = 10^{19} \text{ см}^{-2}$) (3) зразках CdSb

При опроміненні більшими дозами γ -квантів ^{60}Co (до 10^{19} см^{-2}) [72] монокристалів CdSb p -типу провідності концентрація дірок при $T = 291 \text{ K}$ зменшується майже на порядок і досягає значення $7 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а в області $T \approx 140 \text{ K}$ відбувається зміна знаку R_H незалежно від виду обробки поверхні зразка. Вища ніж при γ -опроміненні швидкість введення радіаційних дефектів швидкими реакторними нейтронами ($\Phi = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$), що призводить до утворення у p - CdSb глибоких донорів [72] з енергією іонізації (визначеною із залежності $n = f(10^3/T)$) рівною $E_C - 0,16 \text{ eV}$, які починають відпалюватися при температурі 80°C [73]. Радіаційні дефекти в γ - і, особливо, нейтронно опроміненних кристалах сильно впливають на край смуги власного поглинання, розмиваючи його, зменшують рухливість носіїв струму, особливо при низьких температурах, знижують фоточутливість кристалів (рис. 3.11) і перерозподіляють максимуми фотопровідності, збільшуючи ймовірність фотопереходів в більш короткохвильовій частині оптичного спектру, яка відповідає області прямих переходів.

У неопроміненних монокристалах p - CdSb (рис. 3.11, крива 1) максимум фотопровідності (пік I) знаходиться при $\hbar\omega = 0,65 \text{ eV}$. Енергія даного переходу, що оцінювалася по довгохвильовому краю фотопровідності в піці I, виявилася рівною $E_1 = 0,56 \text{ eV}$. Поряд з тим, для неопроміненних зразків спостерігається деяка фотопровідність при $\hbar\omega \cong 0,8 \text{ eV}$, якій, очевидно, відповідають прямі фотопереходи електронів або переходи з більш глибоких валентних зон (Γ_y) в долини C -зони. γ -опромінення монокристалів CdSb веде до сильного розмиття максимуму фотопровідності в області піку I (рис. 3.11, крива 2), що, очевидно, може бути пояснено утворенням енергетичних рівнів дефектів радіаційного походження при опроміненні а також деформацією країв зон внутрішніми механічними напруженнями, пов'язаними з радіаційними дефектами.

Нейтронне опромінення CdSb веде до зменшення фоточутливості у всій спектральній області довжин хвиль, особливо сильно в області непрямих переходів (рис. 3.11, крива 3). При цьому більш чітко проявляється максимум

фотопровідності в області піку II з $\hbar\omega \cong 0,9\text{eV}$. Енергія даного переходу, оцінена по довгохвильовому краю, рівна $E_2 \approx 0,8\text{ eV}$.

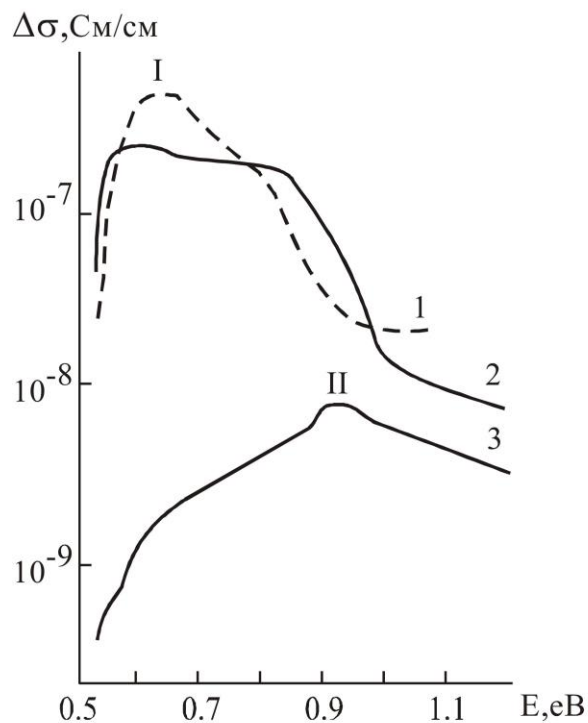


Рис. 3.11. Спектральний розподіл фотопровідності неопроміненого (1) і опроміненого CdSb при $T = 77\text{ K}$:

2 – γ -квантами ^{60}Co ($\Phi = 10^{19}\text{ см}^{-2}$);

3 – нейтронами ($\Phi = 2 \times 10^{18}\text{ см}^{-2}$)

Отже, як при нейтронному, так і при γ -опроміненні вводяться радіаційні дефекти донорного і акцепторного типів, які зв'язані з власними дефектами ґратки, але швидкість введення дефектів донорного типу більша швидкості введення акцепторних центрів. Сильна зміна коефіцієнта поглинання в області краю фундаментального поглинання, рухливості носіїв заряду і характеру спектрального розподілу фотопровідності в γ - і нейтронно опромінених зразках у значній мірі визначається полями пружних напружень поблизу дефектів і утворенням «хвостів» густини станів за рахунок полів електричних зарядів зв'язаних з радіаційними дефектами.

4. Градієнти питомого опору в монокристалах CdSb з неоднорідним розподілом домішки Te та In

Монокристали, вирощені методами Чохральського та зонної плавки, мають шарувату структуру (шари чи смуги росту). Шарувата структура, яку виявляють за допомогою вибірного травлення, декорування, рентгенівської топографії чи скануючої електронної мікроскопії, являє собою періодичну зміну концентрації домішок і дефектів вздовж осі росту кристала [74-80]. Це призводить до періодичних змін питомого опору та інших параметрів кристалів, впливає на характеристики приладів, вихід придатних інтегральних схем, характеристики позиційно-чутливих детекторів і детекторів довгопробіжних частинок, для яких максимальний геометричний розмір вибирається вздовж осі росту [81]. Авторами [77, 80] показано, що періодичність розподілу домішок існує одночасно з гвинтоподібним («свердловим») розподілом структурних мікроефектів.

Наявність шаруватої структури в монокристалах CdSb виявлено у роботі [82]. Показано, що при дії лазерного випромінювання відбувається відшарування від зразків орієнтації (010) і (100) тонких монокристалічних пластинок завтовшки 8-10 мкм (рис. 4.1). Під шаром, що відділився від зразка, формується періодична структура (рис. 4.2) з періодом 5-8 мкм. Період шаруватої неоднорідності коливається в межах від десятків мікрон до міліметрів і зростає пропорційно градієнту температури в області фронту кристалізації [74].

У роботі [77, 78] методом оптичної топографії виявлено шарувату структуру в монокристалах CdSb, легованих Te і In, з періодом порядку 300 і 250 мкм, відповідно (рис. 4.3-4.4). Домішкові смуги утворюються внаслідок флуктуацій температури в процесі росту кристала, які виникають через обертання чи внаслідок конвекційних потоків в розплаві.

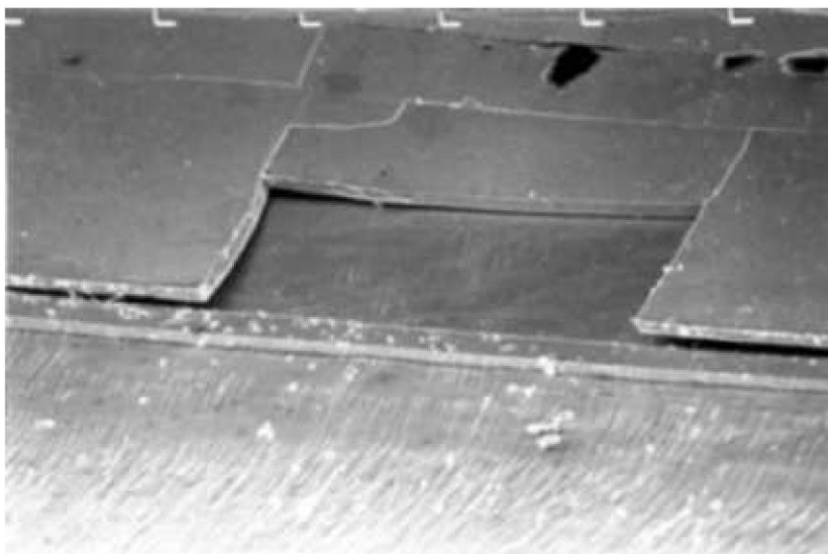


Рис. 4.1. Пластинки, що формуються лазерним опроміненням на поверхні монокристалів CdSb

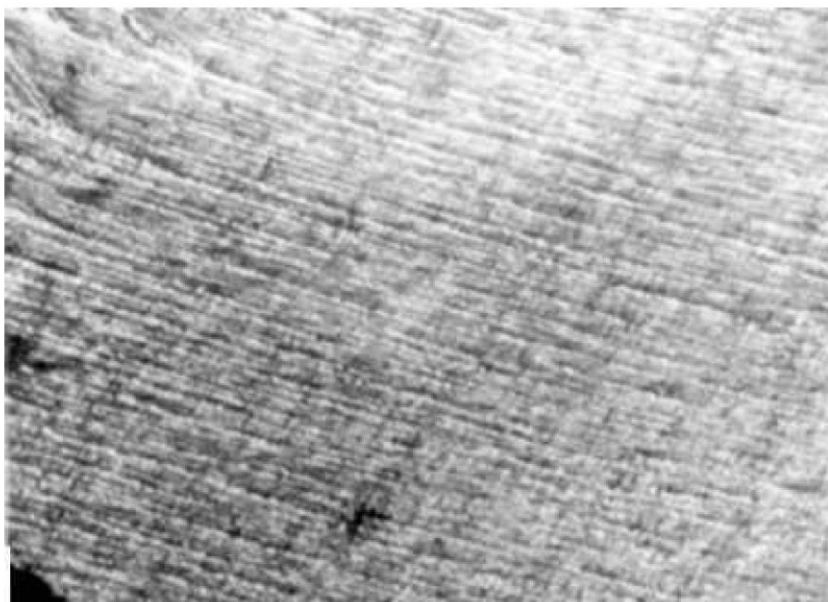


Рис. 4.2. Періодичний рельєф на поверхні зразків CdSb після лазерного відшарування пластинок

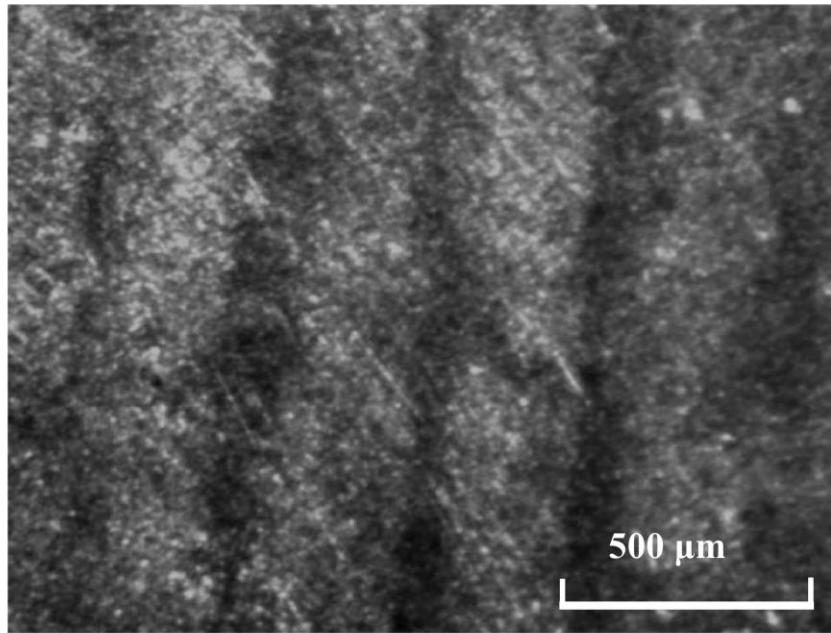


Рис. 4.3. Топограма поздовжнього перерізу монокристала
CdSb легованого телуrom

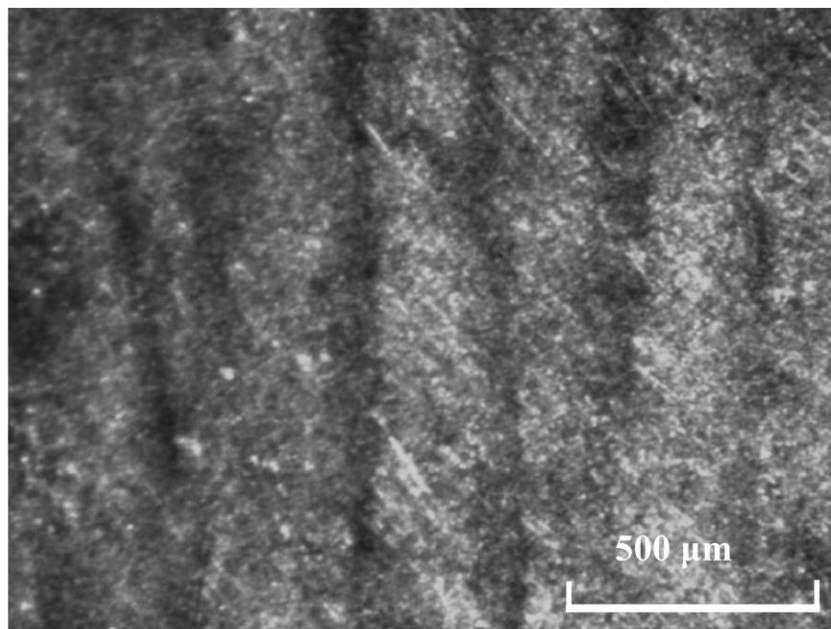


Рис. 4.4. Топограма поздовжнього перерізу монокристала
CdSb легованого індієм

Це призводить до коливань швидкості росту, які зумовлюють неоднорідний розподіл домішок, для яких коефіцієнт сегрегації відмінний від одиниці.

Утворення смуг з високою і низькою концентрацією домішки пояснюється залежністю цього коефіцієнта від швидкості росту і швидкості обертання кристала. Існує й інша точка зору, згідно з якою шарувата структура виникає в результаті конвекційних потоків, зумовлених температурними градієнтами. У результаті концентраційного переохолодження ростучий фронт швидко просувається вперед до зникнення нестійкого температурного градієнта, коли швидкість росту знову приймає нормальне значення. Через періодичне повторення процесу зміни швидкості росту в кристалі утворюються поперечні шари з різним вмістом домішок. Цим можна пояснити наявність шаруватої структури в кристалах, вирощених без обертання. Пошук методів зменшення конвекційних потоків в розплаві особливо важливий при вирощуванні досконалих кристалів великих діаметрів.

Значна відмінність періодів і амплітуд шаруватих періодичних неоднорідностей (ШПН) в різних кристалах утруднює дослідження її впливу на кінетичні ефекти. Нові можливості в цьому напрямку дає застосування зовнішніх впливів. Накопичений у науковій літературі досвід свідчить про те, що навіть досить плавні зміни у розподілі легуючих домішок в напівпровідникових кристалах суттєво змінюють їх властивості, порівняно з впливом тієї ж домішки (і в тій же концентрації), що однорідно заповнює їх об'єм [85]. Показано, що атоми неосновної компоненти у слабкоконцентрованих твердих розчинах впливають на електронний транспорт як нейтральні розсіюючі центри, а також як нейтральні чи заряджені комплекси, які утворюються в результаті взаємодії ізовалентного (по відношенню до матриці) елемента з атомами легуючих чи залишкових домішок.

Не можна не враховувати той факт, що в результаті сильної сегрегації в процесі кристалізації твердого розчину з підвищенням концентрації неосновної компоненти в ньому, розподіл цієї компоненти при цьому ставатиме все більш нерівномірним [86]. Значна концентрація неосновної компоненти може

призвести до того, що носії заряду будуть розсіюватись не тільки на сторонніх (по відношенню до матриці) атомах, але і на неупорядкованостях кристалічної ґратки. За умови, що довжина вільного пробігу носія заряду l значно менша довжини Дебая $l \ll l_D$, розсіювання електронів навіть на точкових заряджених дефектах слід розглядати з урахуванням дифузії в неоднорідному полі дефекту [87]. Таке «дифузійне» врахування полів заряджених дефектів в теорії рухливості відрізняється від підходу Конделл-Вайскопфа-Брукса-Херрінга [88, 89], для застосовності якого необхідне виконання нерівності $l \gg l_D$. У випадку просторово неоднорідного розподілу заряджених дефектів дифузійний підхід правомірний навіть при $l \approx l_D$, якщо характерна довжина розподілу (наприклад, період у випадку ШПН), домішки більша l_D .

Рівняння електропровідності – дифузії для струму j можна одержати, розв'язуючи рівняння Больцмана з урахуванням просторової залежності функції розподілу [87]. За умови $l \ll l_D$ будемо мати для напівпровідника n -типу:

$$j = e\mu_0 n(E - \Delta W), \quad (4.1)$$

де $W = \varphi + \frac{kT}{e} \ln(n)$; μ_0 – рухливість у просторово однорідному напівпровіднику; E – однорідна частина електричного поля; n – концентрація електронів у зоні провідності. Потенціал φ для одномірного розподілу заряджених дефектів $N(x)$ вздовж осі Ox визначається з рівняння Пуассона:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon_0} [N(x) - n(x)]. \quad (4.2)$$

Як зазначалося вище, реальний розподіл домішок у монокристалах антимоніду кадмію характеризується наявністю декількох періодів. Для врахування цієї обставини задамося шаруватим розподілом заряджених дефектів, що складається з двох типів шарів. Позначимо ці розподіли $N_1(x)$ і $N_2(x)$ та будемо вважати, що:

$$N_1 = N_{01} + A_1(X - X_1)^{p_1}, \quad -\frac{L_1}{2} \leq X - X_1 \leq \frac{L_1}{2},$$

$$N_2 = N_{02} + A_2(X - X_2)^{p_2}, \quad -\frac{L_2}{2} \leq X - X_2 \leq \frac{L_2}{2},$$

де N_{0i} – мінімальне значення концентрації домішки; $l_D \ll L_i$; d – товщини i -типу шарів та довжини кристала вздовж осі Ox ; X_i – координата середини i -типу шарів; p_i – цілі парні числа ($p_i = 2, 4, 6, \dots$); A_i – параметри розподілу. Вважатимемо також, що для всіх шарів максимальні значення концентрації домішки однакові:

$$N_1(X_1 \pm \frac{L_1}{2}) = N_2(X_2 \pm \frac{L_2}{2}). \quad (4.3)$$

Оскільки основний вплив на електрофізичні властивості спричиняє область шару поблизу X_i , де опір максимальний, то умова (4.3), суттєво спрощуючи розрахунок, не вносить суттєвих похибок.

Вводячи безрозмірні змінні

$$U_i = \frac{X - X_i}{L_i} \quad \text{і} \quad F_i = \frac{N_i}{\bar{N}_i},$$

отримаємо:

$$F_i = b_i + b_{p_i} U_i^{p_i}, \quad -\frac{1}{2} \leq U_i \leq \frac{1}{2}, \quad b_{p_i} = 2^{p_i} (1 + p_i)(1 - b_i),$$

де $b_i = \frac{N_{0i}}{\bar{N}_i}$ (риска означає усереднення по об'єму i -го шару).

Згідно умови (4.3) одержано:

$$\frac{\bar{N}_1}{\bar{N}_2} = \frac{b_2 + (p_2 + 1)(1 - b_2)}{b_1 + (p_1 + 1)(1 - b_1)},$$

а середня по кристалу концентрація заряджених дефектів $\langle N \rangle$ буде:

$$\langle N \rangle = \eta_1 \bar{N}_1 + \eta_2 \bar{N}_2,$$

де $\eta_i = \frac{m_i L_i}{L_1 + L_2}$ – частина об'єму кристала, зайнята шарами i -типу, а m_i – число цих шарів. При наявності двох типів шарів $\eta_1 + \eta_2 = 1$.

Обчислюючи середнє значення струму вздовж осі OX при умові $\text{div } j = 0$, $\Delta W = 0$ [87], отримаємо:

$$j = \langle \sigma \rangle E, \quad (4.4)$$

$$\text{де } \langle \sigma \rangle = \left[\frac{\eta_1}{\gamma_1 \sigma_{01}} (1 + \xi) \right]^{-1}; \quad \sigma_{0i} = e \mu_0 \bar{n}_i; \quad \gamma_i^{-1} = \bar{n}_i \bar{n}_i^{-1}; \quad \xi = \frac{\gamma_1 \bar{n}_1 \eta_2}{\gamma_2 \bar{n}_2 \eta_1},$$

а знак $\langle \rangle$ означає усереднення по об'єму кристалу.

Для знаходження γ_i використано вирази (4.1) і (4.2) для i -го шару та формулу (4.4). Одержано:

$$\lambda_i \left(\frac{d^2 \ln f_i}{dU_i^2} + \gamma_i \varepsilon_i \frac{d}{dU_i} f_i^{-1} \right) = f_i - F_i, \quad (4.5)$$

$$\text{де } \lambda_i = \left(\frac{l_{Di}}{L_i} \right)^2 \ll 1; \quad \lambda_{Di}^2 = \frac{\varepsilon_0 kT}{4\pi e^2 \bar{n}_i}; \quad f_i = \frac{n}{\bar{n}_i}; \quad \varepsilon_i = \frac{e E_i L_i}{\eta_i kT};$$

$$E_1 = \frac{E}{1 + \xi}; \quad E_2 = \frac{E}{1 + \xi^{-1}}.$$

При умові $\lambda_i \ll 1$, рівняння (4.5) відноситься до типу сингулярно збурених рівнянь, що містить малий параметр при старшій похідній. Розв'язок такого рівняння знаходиться методом колокацій при виконанні умов електронейтральності ($f_i = 1$) та симетрії функції f_i у вигляді (надалі індекс i випущений для зручності):

$$f = a + a_p \cdot U^p,$$

де $a = \frac{n_{\min}}{\bar{n}}$ – параметр, що має зміст мінімальної відносної амплітуди періодичного розподілу електронів провідності у відповідному типі шарів;
 $a_p = 2^{p_i} (1 + p)(1 - a)$.

Враховуючи те, що у вираз для провідності входить інтеграл

$$\gamma^{-1} = \int_{-0,5}^{+0,5} \frac{dU}{a + a_p U^p},$$

у величину якого основний вклад вносить малий інтервал поблизу $U = 0$, можна визначити параметр a , поставивши вимогу виконання рівності (4.5) посередині цього інтервалу U_0 :

$$U_0 = \left(\frac{a \cdot \delta(p)}{a_p} \right)^{1/p}.$$

У цьому виразі розраховані значення $\delta(2) \cong 0,5$; $\delta(4) \cong 1$. Вигляд виразу для провідності суттєво залежить від величини параметра

$$K_p = \frac{\lambda_p b_p^{1/p} \delta^{\frac{p-1}{p}}}{(1+\delta)^2 b^{\frac{p+2}{p}}} \left[\left(\frac{b_p}{\delta} \right)^{1/p} (p-1-\delta) + \gamma_0 \varepsilon \right],$$

$$\text{де } \gamma_0 = [(1+p)(1-a)]^{1/p} \frac{p}{\pi} \sin \frac{\pi}{p}; \quad K_2 = \frac{2,4\lambda}{b^2} (2,2 + \varepsilon); \quad K_4 = \frac{3,96\lambda}{b^{1/2}} (4,4 + \varepsilon).$$

Аналіз випадку $K_p \ll 1$ показав, що він відповідає малим змінам ефективної рухливості в порівнянні з однорідним кристалом і не представляє інтересу щодо порівняння з експериментом.

При $K_p \gg 1$ маємо:

$$a = \left\{ \frac{\lambda_p a_p^{1/p}}{(1+\delta)^2} \left[\left(\frac{a_p}{\delta} \right)^{1/p} (p-1-\delta) + \gamma_0 \varepsilon \right] \right\}^{\frac{p}{p+2}},$$

$$\gamma(p) = \gamma_0(p) a^{\frac{p-1}{p}}.$$

Зокрема,

$$\gamma(2) = 1,35 [\lambda(2,2 + \varepsilon)]^{1/4}, \quad (4.6)$$

$$\gamma(4) = 2,64 [\lambda(4,4 + \varepsilon)]^{1/2}. \quad (4.7)$$

Оскільки ε саме залежить від γ , вирази (4.6), (4.7) являють собою алгебраїчні рівняння для визначення γ , які можна розв'язати для різних конкретних значень p_1 і p_2 .

Критерій $K_p \gg 1$ відповідає настільки малій величині мінімальної концентрації носіїв заряду, що концентрація електронів, стікаючих у долину (в r -просторі), поблизу мінімуму значно перевищує $N_{\min}$. Питомий опір цієї області буде найбільш високим, у порівнянні з іншими ділянками, і вже незалежним від b , як у випадку $K_p \ll 1$.

У роботах [83, 90-92] досліджено вплив неоднорідностей у розподілі домішок Те на градієнт питомого опору в монокристалах CdSb, легованих телуrom до концентрації $N_{\text{Te}} \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, у зразках вирізаних паралельно та перпендикулярно до осі росту кристалу. Вимірювання питомого опору проводились при температурі $T = 300 \text{ К}$ двохзондовим компенсаційним методом з роздільною здатністю 0,5 мм. За результатами вимірювань побудовані експериментальні криві розподілу питомого опору по довжині зразків (рис. 4.5). На одержаних залежностях $\Delta\rho/\langle\rho\rangle = f(x)$ для кристалів CdSb<Te> виявлено значно більші відносні відхилення питомого опору від середнього значення $\langle\rho\rangle$ (залежність 1) в зразках, вирізаних вздовж осі росту кристала (умови $\vec{j} \parallel [001]$), ніж у зразках (залежність 2), вирізаних перпендикулярно до даної осі (умови $\vec{j} \parallel [010]$). Різкі зміни градієнтів питомого опору $\Delta\rho = \rho_i - \langle\rho\rangle$ у напрямі росту кристала пояснюються існуванням у даному напрямі значних градієнтів концентрації носіїв заряду ∇n . А отже, можна говорити про наявність в даному напрямі шаруватих неоднорідностей, при чому необхідно відмітити певну періодичність в їх розподілі по довжині зразків.

В якості чисельної характеристики неоднорідності досліджуваних кристалів використано стандартне відхилення S окремих значень ρ_i ($i = 1, 2, \dots, N$) від середнього значення $\langle\rho\rangle$, яке розраховано за формулою [87]:

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\rho_i - \langle\rho\rangle)^2}{N-1}}, \quad (4.8)$$

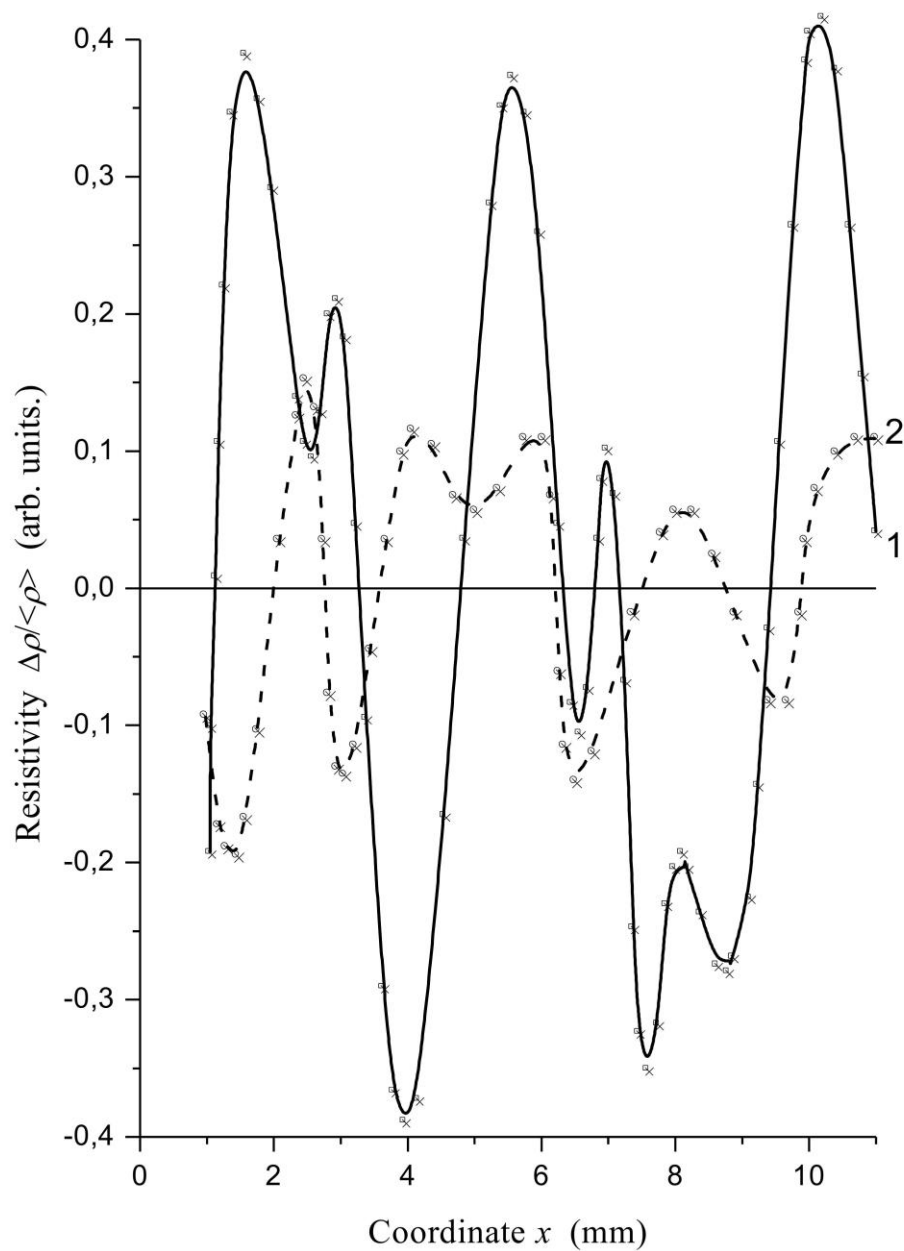


Рис. 4.5. Відносні відхилення питомого опору від середнього значення $\Delta\rho/\langle\rho\rangle = f(x)$ CdSb<Te> при температурі

$T = 300$ К в умовах:

- 1 – $\vec{j} \parallel [001]$ (вирізаних паралельно до осі росту кристала);
- 2 – $\vec{j} \parallel [010]$ (вирізаних перпендикулярно до осі росту кристала)

де N – кількість вимірів;

$$\langle \rho \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \rho_i - \text{середнє значення питомого опору};$$

ρ_i – значення i -ого вимірювання питомого опору ρ .

Одержані середні значення S для монокристалів антимоніду кадмію, легованих Те за даними рис. 4.5 розраховані згідно формули (4.8) виявились рівними:

$$S_{||} = 6,85 \times 10^{-3} \text{ Ом} \times \text{см (умови } \vec{j} \parallel [001]);$$

$$S_{\perp} = 5,94 \times 10^{-3} \text{ Ом} \times \text{см (умови } \vec{j} \parallel [010]).$$

Аналогічні дослідження впливу неоднорідностей в розподілі домішки індію на градієнт питомого опору монокристалів CdSb<In> проведено в роботі [83]. За результатами вимірювань зразків з концентрацією домішки $N_{\text{In}} = 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ вирізаних паралельно та перпендикулярно до осі росту кристалу побудовані експериментальні криві розподілу питомого опору по довжині зразків (рис. 4.6). Середні значення S для монокристалів CdSb<In> розраховані відповідно до формули (4.8) дорівнюють:

$$S_{||} = 11,12 \times 10^{-3} \text{ Ом} \times \text{см (умови } \vec{j} \parallel [001]);$$

$$S_{\perp} = 6,16 \times 10^{-3} \text{ Ом} \times \text{см (умови } \vec{j} \parallel [010]).$$

Як слідує з проведених досліджень, незалежно від виду домішок, відносні відхилення питомого опору $\Delta\rho/\langle\rho\rangle$ і стандартні відхилення S для зразків радіального напрямку менші, ніж для зразків, вирізаних вздовж осі росту кристала, що свідчить про наявність неоднорідного розподілу домішок Те та In в об'ємі монокристалів антимоніду кадмію. Порівнюючи результати, одержані методом оптичної топографії (див. рис. 4.3 і рис. 4.4) та двохзондовим компенсаційним методом (рис. 4.5 і рис. 4.6), необхідно зауважити, що в досліджуваних кристалах проявляється шарувата структура з декількома типами шарів, що характеризуються різними періодами.

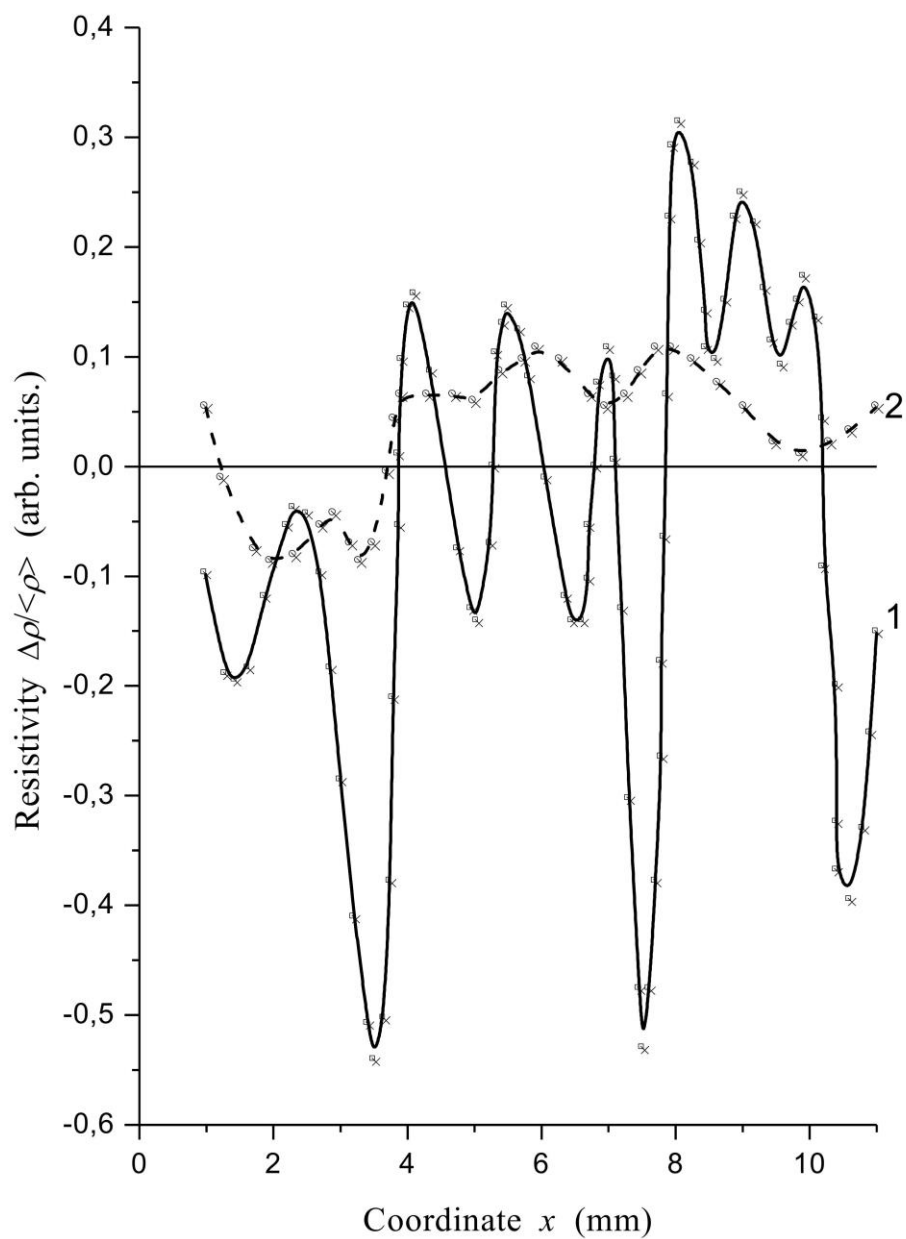


Рис. 4.6. Відносні відхилення питомого опору від середнього значення $\Delta\rho/\langle\rho\rangle = f(x)$ CdSb<In> при температурі

$T = 300$ К в умовах:

- 1 – $\vec{j} \parallel [001]$ (вирізаних паралельно до осі росту кристала);
- 2 – $\vec{j} \parallel [010]$ (вирізаних перпендикулярно до осі росту кристала)

Дане припущення підтверджено дослідженнями структури проведеними [94-97] на растровому електронному мікроскопі (РЕМ). У ході даних досліджень виявлено шарувату структуру досліджуваних монокристалів з періодом порядку 1,5 мкм. Поряд з тим, за допомогою EDX-аналізу зроблено оцінку розподілу хімічних елементів в об'ємі монокристалу. На отриманих залежностях (рис. 4.7) також спостерігається неоднорідний розподіл концентрації домішки Те по довжині зразків. Крім того, як показує EDX-аналіз, при незначних відхиленнях значень по довжині зразка для атомів Cd (залежність 1 рис. 4.7), спостерігаються значні зміни (залежності 2, 3 рис. 4.7) для атомів Sb і Те, причому в протилежному вигляді. Даний результат свідчить, що при легуванні Те сурм'янистого кадмію, атоми телуру заміщують сурму.

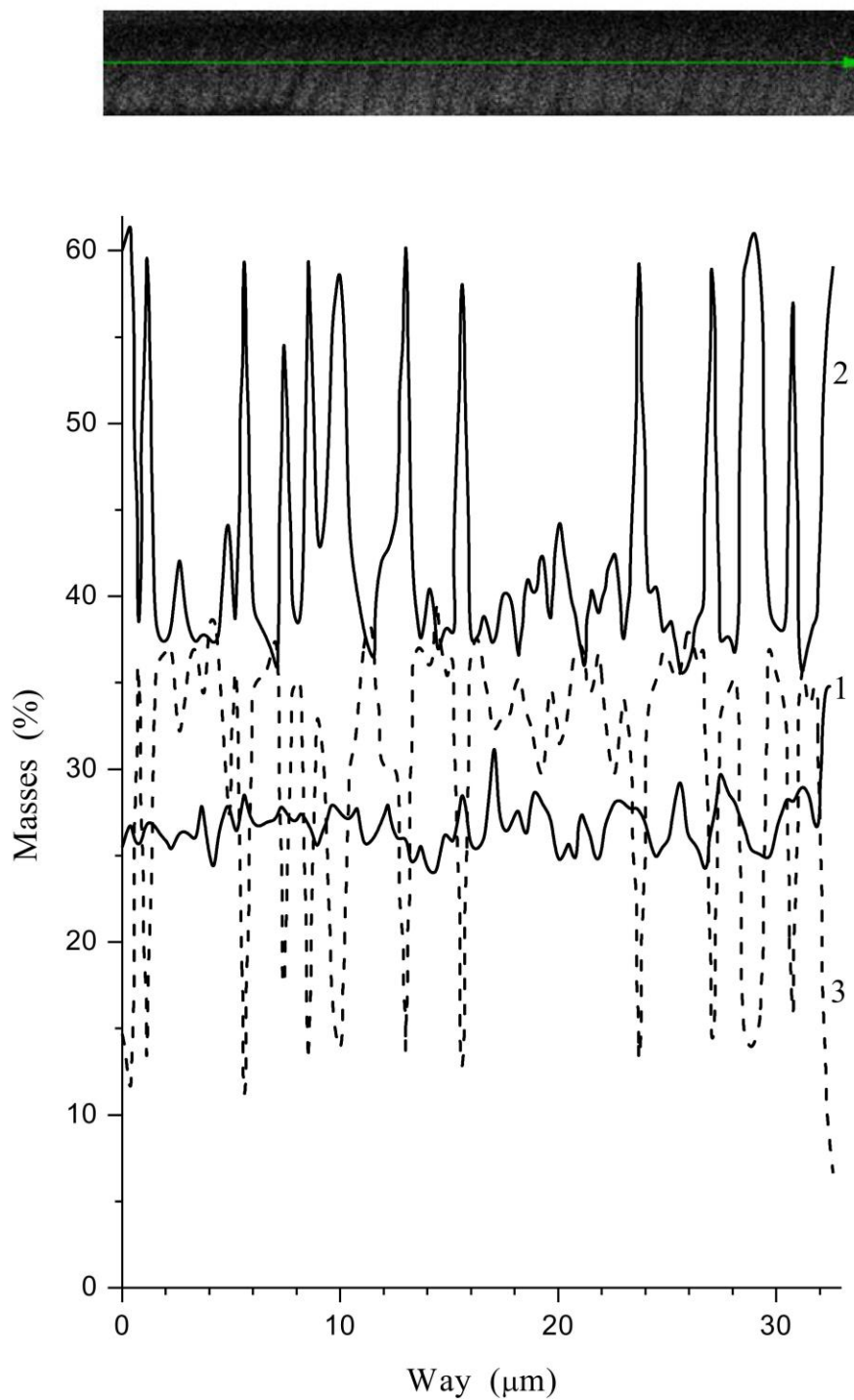


Рис. 4.7. Розподіл хімічних елементів по довжині зразка
CdSb<Te> в напрямку росту [001]:

1 – Cd;

2 – Sb;

3 – Te

5. Особливості вольт-амперних характеристик при наявності шаруватих періодичних неоднорідностей у монокристалах антимоніду кадмію, легованих телуrom

Наявність градієнта концентрації носіїв заряду ∇n в деякому напрямі, а відповідно і градієнта питомого опору $\nabla \rho$, призводить до утворення внутрішнього електричного поля. У випадку, коли концентрація носіїв заряду в напівпровіднику n -типу змінюється тільки в одному напрямі (наприклад, вдовж осі Ox) і виконується умова, при якій на довжині дифузійного зміщення l_D зміна концентрації основних носіїв заряду $\Delta n \ll n$, тобто зміни $n(x)$ і питомого опору $\rho(x)$ можна вважати досить плавними, дифузійні рівняння для основних n і неосновних носіїв заряду p мають вигляд [85]:

$$j_n = e\mu_n nE + eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (5.1)$$

$$j_p = e\mu_p pE + eD_p \frac{dp}{dx}, \quad (5.2)$$

де j_n, j_p – густини електронного і діркового струмів;

n, p – концентрації електронів і дірок;

μ_n, μ_p – рухливості електронів і дірок;

D_n, D_p – коефіцієнти дифузії електронів і дірок;

E – напруженість електричного поля в даній точці,

e – заряд електрона.

Для визначення електричного поля E в стаціонарних умовах $j_n = j_p = 0$ достатньо скористатися одним з наведених рівнянь. Із формули (5.1) випливає:

$$\mu_n nE = -D_n \frac{dn}{dx},$$

а, отже:

$$E(x) = -\frac{D_n}{\mu_n} \times \frac{1}{n(x)} \times \frac{dn(x)}{dx}.$$

Використавши співвідношення Ейнштейна:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e},$$

отримано вираз для внутрішнього поля:

$$E(x) = -\frac{kT}{e} \times \frac{1}{n(x)} \times \frac{dn(x)}{dx}. \quad (5.3)$$

Згідно формули (5.3) величина напруженості електричного поля в неоднорідному кристалі залежить від конкретного виду функції $n = f(x)$. Розглянемо детальніше деякі випадки одновимірного розподілу концентрації носіїв заряду $n(x)$ у напівпровіднику і пов'язані з ними внутрішні електричні поля $E(x)$.

1. Нехай, $n(x) = n_0 + ax^b$, де a і b деякі сталі. Під b , наприклад, будемо розуміти довільне додатне, дробове чи ціле число для того, щоб концентрація носіїв змінювалась з x за якимось із степеневих законів.

Використовуючи вираз (5.3), при такому розподілі $n(x)$, отримано:

$$E(x) = -\frac{kT}{e} \times \frac{ab}{n_0 x^{1-b} + ax}. \quad (5.4)$$

Розглянемо найпростіші випадки степеневих залежностей $n(x)$.

а) Нехай $b = 1$, тобто $n(x) = n_0 + ax$.

При таких умовах вираз (5.4) приймає вигляд:

$$E(x) = -\frac{kT}{e} \times \frac{a}{n_0 + ax},$$

який вказує на те, що у випадку лінійного розподілу $n(x)$ внутрішнє електричне поле зменшується у напрямі зростання концентрації носіїв заряду.

б) Нехай $b = 2$, тобто $n(x) = n_0 + ax^2$.

У цьому випадку формула (5.4) набуває вигляду:

$$E(x) = -\frac{2kT}{e} \times \frac{x}{\frac{n_0}{a} + x^2}. \quad (5.5)$$

Легко переконатися в тому, що внутрішнє поле $E(x)$, яке визначається формулою (5.5) при монотонному зростанні x (і, отже, концентрації $n(x)$), спочатку швидко зростає, проходить (при $x = \sqrt{n_0/a}$) через максимум, а потім досить плавно спадає.

2. Якщо ж концентрація носіїв розподілена вздовж осі Ox напівпровідника за експоненціальним законом, тобто $n(x) = n_0 \exp(cx)$,

то в цьому випадку $\frac{dn(x)}{dx} = cn_0 \exp(cx) = cn(x)$ і

$$E(x) = -\frac{kT}{e} \times \frac{1}{n(x)} \times \frac{dn(x)}{dx} = -\frac{kT}{e} \times c = \text{const}.$$

Оскільки напруженість поля зв'язана з потенціалом $E = -\text{grad } \varphi$, а енергія носіїв заряду дорівнює $-e\varphi$, то у випадку, коли потенціал φ є функцією координати, енергетична щілина між рівнем Фермі і дном зони провідності теж буде функцією координати. Так як рівень Фермі в ізотермічних умовах є спільним для всього об'єму кристала, то з проведеного розгляду випливає, що в неоднорідному напівпровіднику дно зони провідності (чи вершина валентної зони) буде «хвилястим» відносно рівня Фермі (дно зони провідності буде промодульоване додатковим потенціалом або, по-іншому кажучи, матиме «крупномасштабний потенціальний рельєф») [98]. Саме з цим і пов'язане існування в напівпровідниках цілого ряду явищ, зумовлених градієнтами потенціалу внаслідок наявності градієнтів концентрації носіїв заряду – неоднорідностей.

Наявність внутрішніх електричних полів між шарами росту виявлено у роботах [91, 99-103] при дослідженні ефекту перемикування з високоомного в низькоомний стан монокристалів $\text{CdSb} < \text{Te} >$, легованих до концентрації активної домішки $N_{\text{Te}} = 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При температурі $T = 77 \text{ К}$ знято вольт-амперні характеристики (ВАХ) зразків вирізаних паралельно (І група – умови

$\vec{j} \parallel [001]$) і перпендикулярно до осі росту кристала (II група – умови $\vec{j} \parallel [010]$) при різних інтенсивностях освітлення. За одержаними експериментальними даними розраховано залежності густини струму від напруженості електричного поля $j = f(E)$ (рис. 5.1 і рис. 5.2).

Для неосвітлених зразків (темнова провідність) обох груп (криві 1 рис. 5.1 і рис. 5.2) зростання напруженості електричного поля відбувається до значень, при яких джоулева теплота, що виділяється на зразках, стає достатньою для іонізації донорного рівня телуру $E_C - 0,12$ еВ. При цьому відбувається лавиноподібний перехід електронів у зону провідності, що приводить до стрибка густини струму.

Із зростанням інтенсивності освітлення, як для зразків вирізаних паралельно (залежності 2-6 рис. 5.1), так і перпендикулярно до осі росту кристала (залежності 2-6 рис. 5.2), виявлено зменшення граничних величин напруженості електричного поля, що пов'язано із зростаючою фотоіонізацією домішкового рівня телуру. Зростання фотоструму дозволяє досягнути необхідного для розігріву зразка значення густини струму при менших електричних полях.

Для зразків, вирізаних перпендикулярно до осі росту, але в різних кристалографічних напрямках (умови $\vec{j} \parallel [010]$, $\vec{j} \parallel [100]$), значення $j = f(E)$ практично повторювались [91, 92, 101, 103], що добре узгоджується з даними робіт [19]. Проте для зразків різних груп виявлено суттєву різницю граничних значень напруженості електричного поля при однакових умовах (рис. 5.3): граничні значення напруженості електричного поля в зразках, вирізаних паралельно до осі росту кристала, приймають набагато більші значення, ніж у зразках, вирізаних перпендикулярно до даної осі. Це пов'язується з існуванням компенсуючих електричних полів між шарами росту, що добре узгоджується з даними робіт [83, 90, 92] про наявність електрично активних шаруватостей у кристалах CdSb з донорною домішкою телуру в напрямі, що паралельний до осі росту зливка.

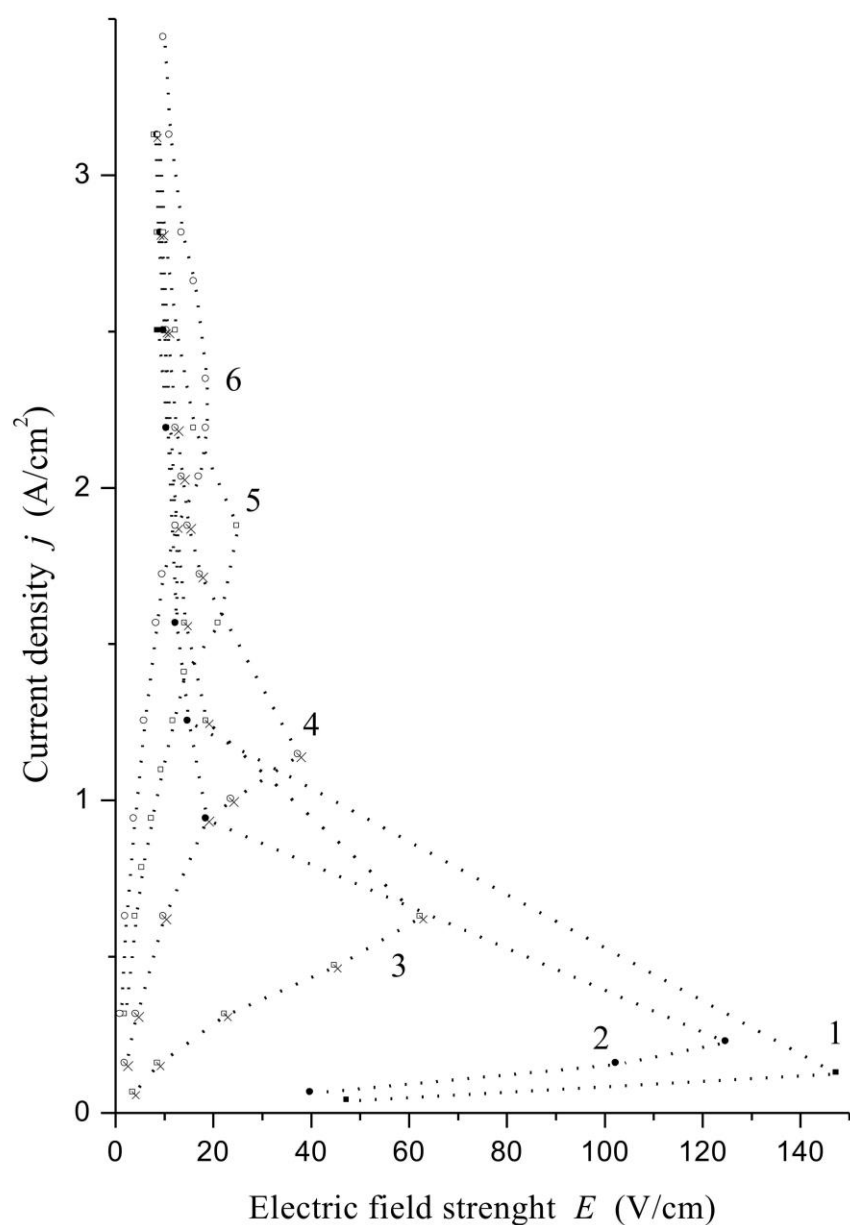


Рис. 5.1. Залежності густини струму від напруженості
електричного поля $j = f(E)$ CdSb<Te> в умовах $\vec{j} \parallel [001]$
при температурі $T = 77$ К для різних інтенсивностей
освітлення I , відн.од.:

1 – 0; 2 – 0,25;

3 – 0,5; 4 – 1;

5 – 2; 6 – 4

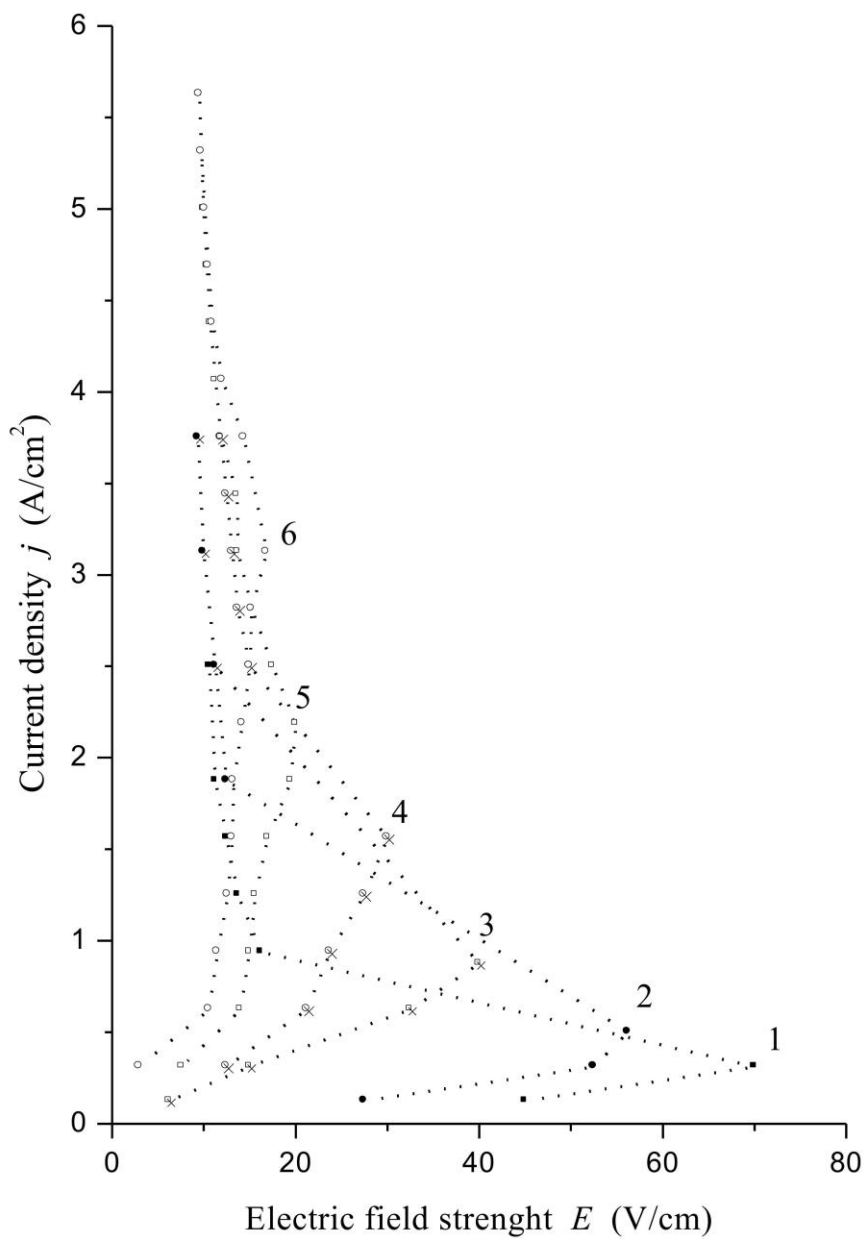


Рис. 5.2. Залежності густини струму від напруженості
електричного поля $j = f(E)$ CdSb<Te> в умовах $\vec{j} \parallel [010]$
при температурі $T = 77$ К для різних інтенсивностей
освітлення I , відн.од.:

- 1 – 0; 2 – 0,25;
3 – 0,5; 4 – 1;
5 – 2; 6 – 4

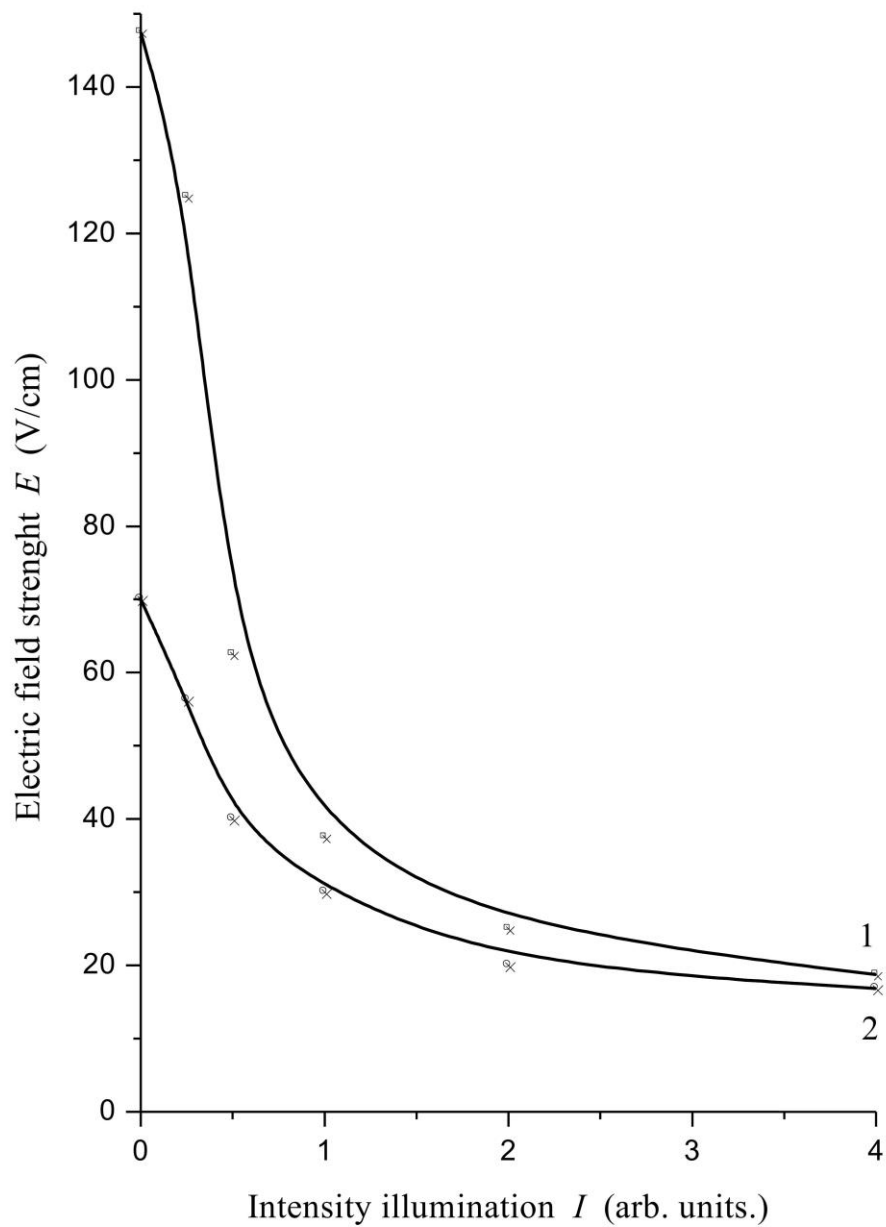


Рис. 5.3. Залежності граничних значень напруженості електричного поля від інтенсивності освітлення $E = f(I)$

$\text{CdSb} \langle \text{Te} \rangle$ при температурі $T = 77 \text{ K}$ в умовах:

1 – $\vec{j} \parallel [001]$ (вирізаних паралельно до осі росту кристала);

2 – $\vec{j} \parallel [010]$ (вирізаних перпендикулярно до осі росту кристала)

Зростання інтенсивності освітлення призводить до поступового наближення граничних значень напруженості поля в зразках першої групи до значень для зразків другої групи (рис. 5.3), що може бути пов'язано зі зміною (при освітленні) амплітуди потенціального рельєфу (δ), утвореного ШПН у напрямі росту кристала, який визначається як:

$$\delta = \frac{e^2 \times N_d^{\frac{2}{3}}}{\chi \times n_{екр}^{\frac{1}{3}}}, \quad (5.6)$$

де χ – діелектрична проникність;

$n_{екр}$ і N_d – концентрації екрануючих носіїв заряду і заряджених дефектів відповідно.

Із виразу (5.6) слідує, що при збільшенні концентрації екрануючих носіїв заряду $n_{екр}$, яке, в свою чергу, зумовлюється фотоіонізацією домішкового рівня телуру при освітленні, амплітуда потенціального рельєфу зменшуватиметься, що і спостерігається на досліді.

6. Вплив шаруватих періодичних неоднорідностей на явища переносу в монокристалах CdSb<Te>

Підвищення надійності та економічності приладів напівпровідникової електроніки вже не може бути здійснено тільки удосконаленням технології, а й потребує врахування мікронеоднорідностей фізико-хімічних властивостей напівпровідникових матеріалів. У ході розвитку фізики неупорядкованих напівпровідників [104, 105] зростає інтерес щодо вивчення впливу просторових неоднорідностей кристалів на різноманітні кінетичні ефекти.

Вплив шаруватих періодичних неоднорідностей (ШПН) на явища переносу в кристалах CdSb<Te> вивчено у роботах [106-108]. Теоретичний аналіз ефекту Холла, вимірюваного на границі одновимірного стрибка концентрації домішки, що розділяє дві повністю однорідні області, які характеризуються відповідними значеннями n_1 , ρ_1 , R_1 та n_2 , ρ_2 , R_2 показує [109, 110], що:

$$R_{ef} = \frac{R_1 \rho_2 + R_2 \rho_1}{\rho_1 + \rho_2}. \quad (6.1)$$

Припускаючи, що $\mu_1 = \mu_2 = \mu$ (що цілком прийнятно для досить широкого діапазону ρ в області переважно фононного розсіяння [85]), із виразу (6.1) одержано:

$$\mu_{ef} = R_{ef} \times \sigma_{ef} = 4\mu \frac{n_1/n_2}{(1 + n_1/n_2)^2},$$

звідки випливає, що неоднорідність в розподілі домішки по об'єму кристала здатна забезпечувати досить суттєві зміни ефективних значень рухливості.

Основні експериментальні результати досліджень для зразків CdSb<Te>, вирізаних паралельно і перпендикулярно до осі росту кристала, при різних інтенсивностях освітлення (ρ_d/ρ_l , де ρ_d та ρ_l – значення питомого опору в темноті (dark) і при освітленні (light)) наведено в табл. 6.1.

Таблиця 6.1

**Характеристики досліджуваних кристалів CdSb<Te> при різних
інтенсивностях освітлення**

ρ_d / ρ_l	$\rho, \text{ Ом} \times \text{см}$	$\mu, \text{ см}^2/(\text{В} \times \text{с})$	$n, \text{ см}^{-3}$
Зразки першої групи			
1	1241	2087	$2,41 \times 10^{12}$
1,3	955	2195	$2,99 \times 10^{12}$
22	56,4	1303	$8,50 \times 10^{13}$
140	8,86	1348	$5,21 \times 10^{14}$
235	5,28	1864	$6,35 \times 10^{14}$
325	3,82	2281	$7,17 \times 10^{14}$
420	2,95	2857	$7,40 \times 10^{14}$
710	1,75	4743	$7,53 \times 10^{14}$
830	1,50	6155	$6,77 \times 10^{14}$
900	1,38	7054	$6,42 \times 10^{14}$
Зразки другої групи			
1	1750	2139	$1,67 \times 10^{12}$
2,5	700	2207	$4,05 \times 10^{12}$
6,5	269	2213	$1,05 \times 10^{13}$
30	58,3	2110	$5,08 \times 10^{13}$
220	7,95	1437	$5,47 \times 10^{14}$
450	3,89	2119	$7,58 \times 10^{14}$
800	2,19	2179	$1,31 \times 10^{15}$

Із проведених експериментальних досліджень ефекту Холла, виявлено, що при незначних відмінностях у значеннях зміни концентрації $n = f(\rho_d / \rho_l)$ (рис. 6.1), спостерігається різке зростання рухливості носіїв заряду при збільшенні інтенсивності освітлення $\mu_H = f(\rho_d / \rho_l)$ у зразках вирізаних паралельно до осі росту кристала в умовах $\vec{j} \parallel [001]$ (залежність 1 рис. 6.2).

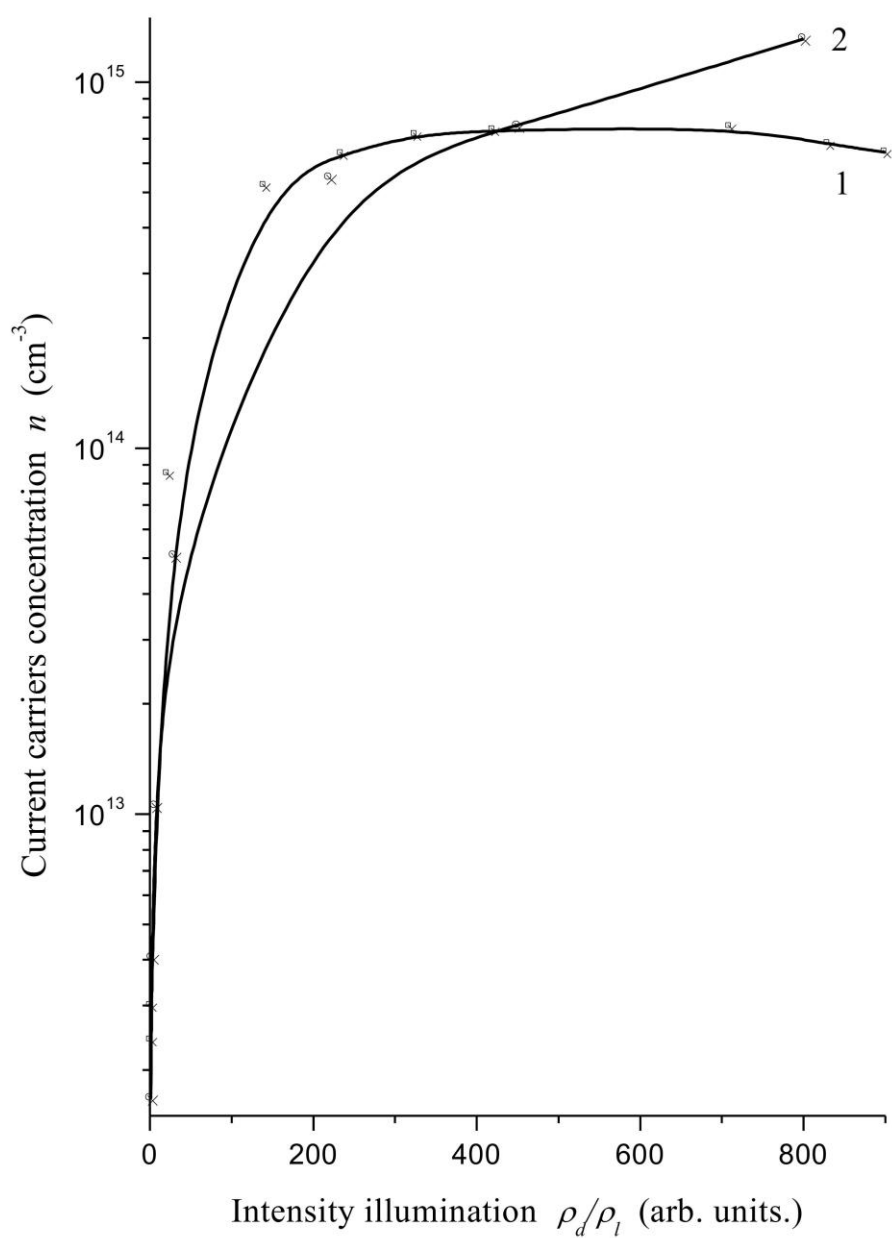


Рис. 6.1. Залежності концентрації носіїв струму від інтенсивності освітлення $n = f(\rho_d / \rho_l)$ CdSb<Te> при температурі $T = 77$ К в умовах:

- 1 – $\vec{j} \parallel [001]$ (вирізаних паралельно до осі росту кристала);
- 2 – $\vec{j} \parallel [010]$ (вирізаних перпендикулярно до осі росту кристала)

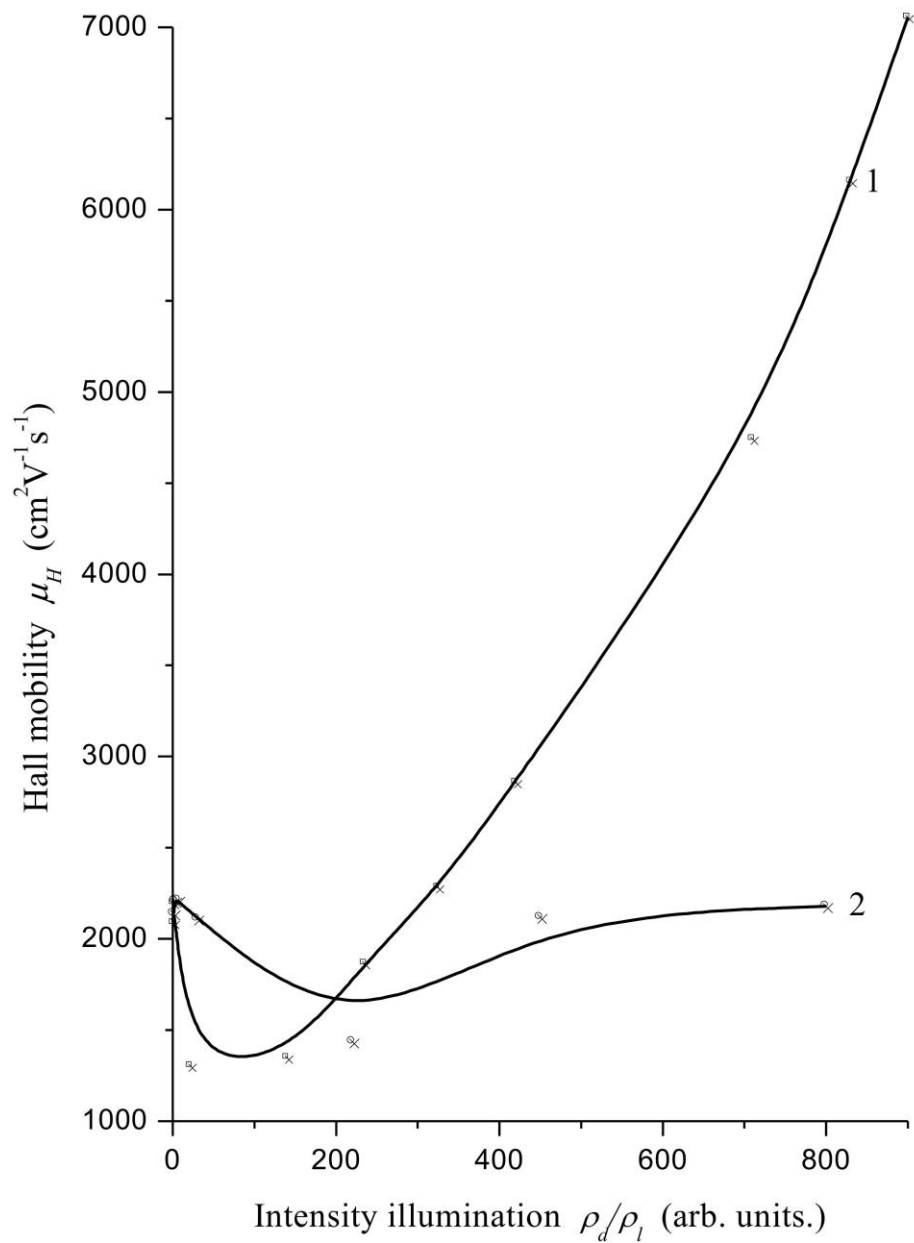


Рис. 6.2. Залежності холлівської рухливості носіїв струму від різної інтенсивності освітлення $\mu_H = f(\rho_d/\rho_l)$ в CdSb<Te>

при температурі $T = 77$ К в умовах:

1 – $\vec{j} \parallel [001]$ (вирізаних паралельно до осі росту кристала);

2 – $\vec{j} \parallel [010]$ (вирізаних перпендикулярно до осі росту кристала)

Такі зміни рухливості μ пояснюється зміною амплітуди крупномасштабного потенціального рельєфу δ , що визначається згідно виразу (5.6). У випадку збільшення інтенсивності освітлення, δ буде зменшуватися зі збільшенням концентрації екрануючих носіїв заряду $n_{екр}$, зумовленого фотоіонізацією домішкового рівня телуру.

За експериментальними даними розраховано залежність середньої транспортної довжини вільного пробігу носіїв заряду від інтенсивності освітлення $\langle l \rangle = f(\rho_d / \rho_l)$ (рис. 6.3). Враховуючи невиродженість електронного газу в досліджуваних кристалах, вираз для середньої транспортної довжини вільного пробігу носіїв заряду застосовано у вигляді [111]:

$$\langle l \rangle = \frac{\langle m^* \rangle \langle v \rangle}{e^2} \times \frac{1}{\rho n_0},$$

$$\text{де } \langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi \langle m^* \rangle}}.$$

На одержаних залежностях $\langle l \rangle = f(\rho_d / \rho_l)$ (рис. 6.3) спостерігається зростання $\langle l \rangle$ в зразках першої групи (крива 1) при збільшенні інтенсивності освітлення, що підтверджує наявність в напрямі росту кристала тонкої структури потенціального рельєфу. В зразках другої групи транспортна довжина вільного пробігу при збільшенні інтенсивності освітлення практично не змінюється (залежність 2 рис. 6.3).

З проведених досліджень слідує, що наявність ШПН в монокристалах антимоніду кадмію призводить до анізотропії електрофізичних величин. Вивчення даних особливостей створює передумови для врахування відзначених вище ефектів при конструюванні різного роду напівпровідникових приладів, а також забезпечить реальні шляхи мінімізації проявів цих ефектів там, де вони можуть виявитись досить небажаними.

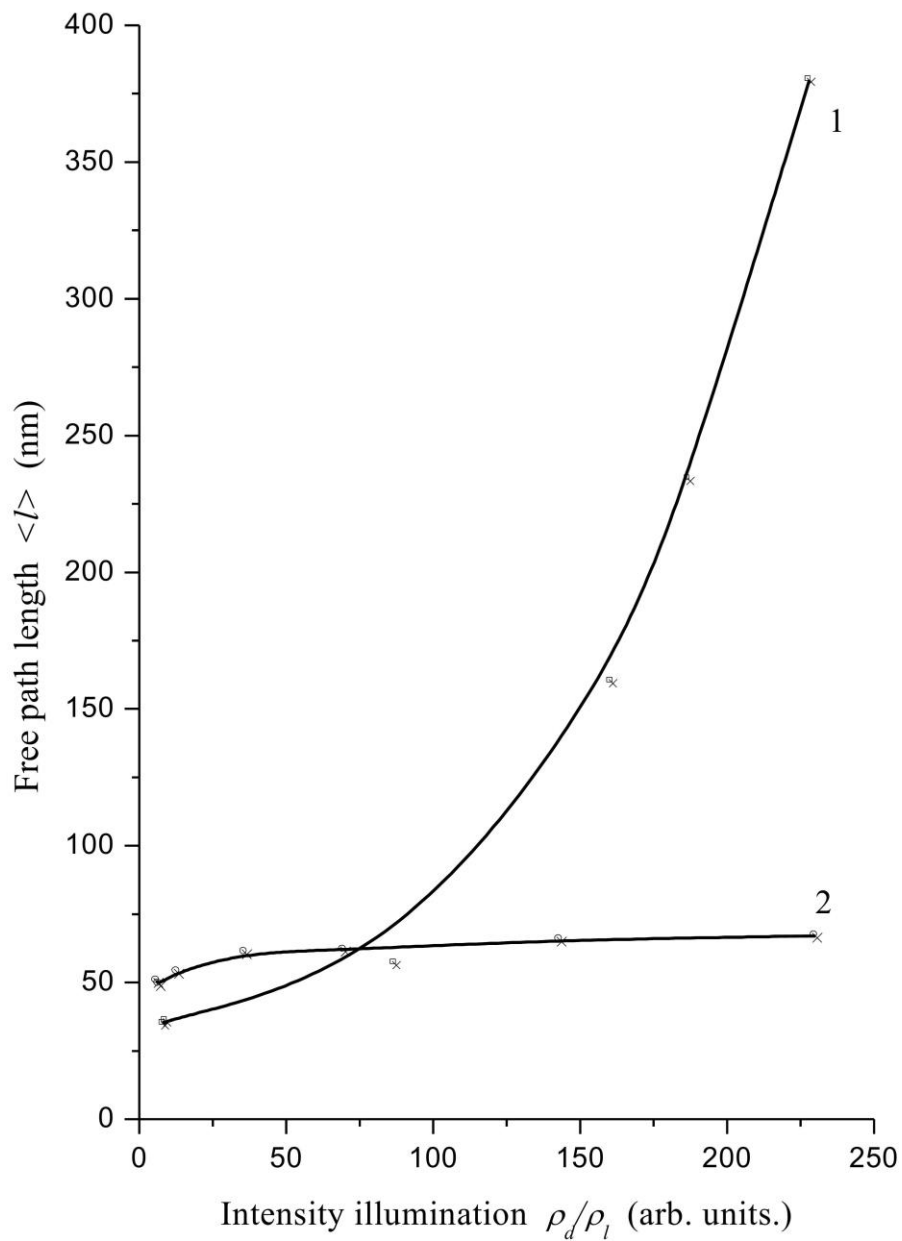


Рис. 6.3. Залежність середньої транспортної довжини вільного пробігу носіїв заряду від освітлення $\langle l \rangle = f(\rho_d / \rho_l)$

для CdSb$\langle \text{Te} \rangle$ в умовах:

- 1 – $\vec{j} \parallel [001]$ (вирізаних паралельно до осі росту кристала);
- 2 – $\vec{j} \parallel [010]$ (вирізаних перпендикулярно до осі росту кристала)

7. Глибина залягання енергетичних рівнів за даними п'єзоопору в монокристалах CdSb<Te>

Вивчення ефекту поздовжнього п'єзоопору та ефекту Холла в напівпровідниках дає можливість одержувати цінну інформацію як про структуру зони провідності та валентної зони напівпровідників, так і про домішкові стани в них. Оскільки ефект п'єзоопору досить чутливий до наявності глибоких рівнів, то особливо перспективними та результативними є дослідження при одновісній пружній деформації кристалів з домішковими центрами, які мають глибокі енергетичні рівні у забороненій зоні [98, 112].

У роботах [113-115] досліджено ефект п'єзоопору монокристалів CdSb, які містять глибокі енергетичні рівні у забороненій зоні, що належать домішці телуру. Монокристали антимоніду кадмію, леговані телуром до концентрації $n = 7 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ вирізалися паралельно та перпендикулярно до осі росту кристала. Механічна напруга одновісного стиску $X = 5 \text{ МПа}$ прикладалась вздовж напрямків [001], [010]. Випрямлення контактів не спостерігалось у всьому досліджуваному інтервалі температур ($77 \div 350 \text{ К}$).

На рис. 7.1 зображено температурні залежності коефіцієнтів п'єзоопору $\Pi = f(T)$ для кристалів CdSb<Te>. При різних умовах в області вищих температур ($250 \div 350 \text{ К}$), де $n = \text{const}$, значення Π малі, практично сталі і мають додатні знаки, що добре узгоджується з результатами роботи [116]. Проте ситуація різко змінюється та спостерігається максимальна анізотропія коефіцієнтів п'єзоопору, коли при $T < 250 \text{ К}$ починається деіонізація глибокого рівня, який належить атомам телуру. Такий незвичний хід залежності $\Pi = f(T)$ корелює з температурною залежністю фактора анізотропії провідності [117], що різко зростає саме в області деіонізації рівня телуру від 250 К до 150 К . Зміна абсолютної величини Π пояснюється одночасною дією двох причин, що відповідають за наявність п'єзоопору у таких кристалах:

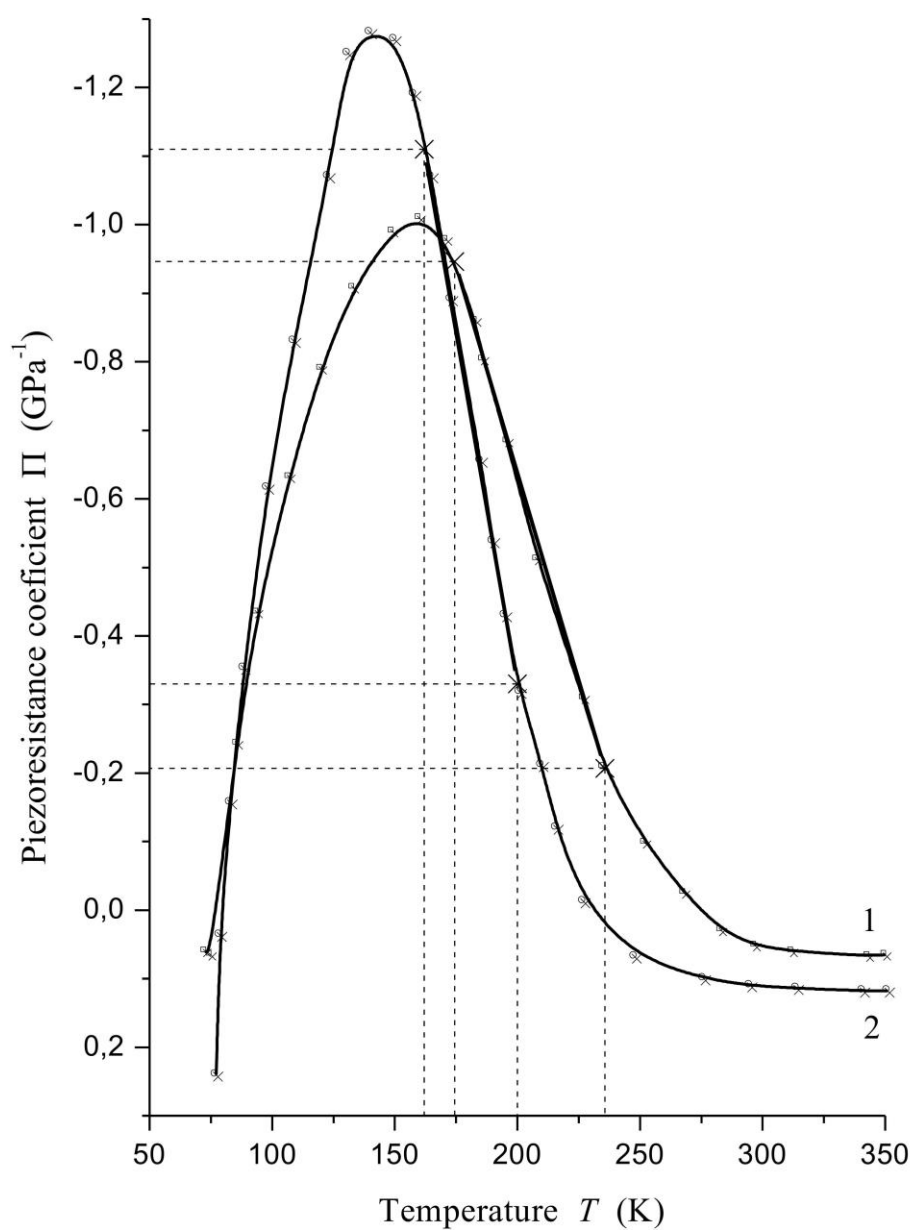


Рис. 7.1. Температурні залежності коефіцієнта п'єзоопору

$\Pi = f(T)$ в CdSb<Te> в умовах:

1 – $X \parallel \vec{j} \parallel [001]$ (вирізаних паралельно до осі росту кристала);

2 – $X \parallel \vec{j} \parallel [010]$ (вирізаних перпендикулярно до осі росту кристала)

- зсувом долин зони провідності при деформації;
- зміною енергетичної щільності між глибоким рівнем і долинами.

Зважаючи на те, що при температурах деіонізації глибокого рівня основний внесок у п'єзоопір кристалів CdSb<Te> залишається лише за другою причиною (судячи з його величини), то для визначення глибини залягання енергетичних рівнів в забороненій зоні досліджуваних кристалів запропонована наступна методика.

Як відомо, питома провідність у напівпровіднику визначається виразом:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = e_0(n\mu_n + p\mu_p). \quad (7.1)$$

Якщо в кристалі існують лише донори, які повністю іонізуються при деформації, то концентрації носіїв заряду в областях домішкової та власної провідності описуються наступними виразами [118]:

$$n = \frac{N_d}{2}(a-1), \quad p = \frac{N_d}{2}(a+1), \quad (7.2)$$

причому $a = \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_d^2}};$

$$n_i^2 = N_C N_V \exp(-\Delta E / kT), \quad (7.3)$$

де N_C та N_V – ефективні густини енергетичних станів у відповідних зонах.

У випадку існування залежності величин μ_n , μ_p , N_C , N_V , ΔE та n_i , a , n , p від тиску, лінійне рівняння залежності ширини енергетичної щільності від деформації має вигляд [119]:

$$\Delta E = \Delta E_0 + \varepsilon X, \quad (7.4)$$

де ε – величина зміни енергетичної щільності із тиском;

X – одиницьний тиск.

Використавши вирази (7.2-7.4) у рівнянні (7.1), знайдено залежність зміни питомого опору від тиску:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial X} = \Pi = \frac{\mu_n + \mu_p}{n\mu_n + p\mu_p} \times \frac{np}{n+p} \times \left(\frac{\varepsilon}{kT} - \frac{1}{N_C} \frac{\partial N_C}{\partial X} - \frac{1}{N_V} \frac{\partial N_V}{\partial X} \right) -$$

$$-\frac{n}{n\mu_n + p\mu_p} \times \frac{\partial\mu_n}{\partial X} - \frac{p}{n\mu_n + p\mu_p} \times \frac{\partial\mu_p}{\partial X}. \quad (7.5)$$

Видно, що залежність ефективних густин енергетичних станів N_C , N_V від тиску дає додаткові доданки до $\varepsilon/2kT$ в першій частині даного виразу, які приводять до відхилення теоретичної залежності коефіцієнта п'єзоопору від вигляду $\Pi \propto T^{-1}$.

Для ефекту п'єзоопору, за який відповідає перший доданок знайдена експериментально залежність $\Pi = f(T)$ (рис. 7.1), що дозволяє знехтувати доданками, що містять ефективні густини енергетичних станів. Враховуючи у формулі (7.5) для n і p вирази (7.2), одержано:

$$\Pi = \frac{1+b}{\frac{a+1}{a-1}+b} \times \frac{a+1}{a} \times \frac{\varepsilon}{2kT} - \frac{(a-1)b}{(a-1)b+a+1} \times \frac{1}{\mu_n} \frac{\partial\mu_n}{\partial X} - \frac{(a+1)}{(a-1)b+a+1} \times \frac{1}{\mu_p} \frac{\partial\mu_p}{\partial X}.$$

Використавши співвідношення $b = \mu_n/\mu_p$, спрощено цей вираз:

$$\Pi = \frac{1+b}{\frac{a+1}{a-1}+b} \frac{a+1}{a} \frac{\varepsilon}{2kT} - \frac{1}{\mu_p} \frac{\partial\mu_p}{\partial X}. \quad (7.6)$$

Перший доданок у виразі (7.6) описує ефект п'єзоопору за допомогою моделі деформаційного потенціалу, другий – залежність рухливості від тиску.

Із рис. 7.1 видно, що коефіцієнти п'єзоопору в області домішкової провідності є температурозалежним, а при високих температурах, коли в області власної провідності не виникають інші ефекти, він прямує до деякого сталого значення. Якщо відділити незмінну (константну) частину, то для залишкового ефекту п'єзоопору одержано хід, який описується через перший доданок у рівнянні (7.6):

$$\Pi = \frac{1+b}{\frac{a+1}{a-1}+b} \frac{a+1}{a} \frac{\varepsilon}{2kT}. \quad (7.7)$$

При відносно низьких температурах вираз (7.7) приймає вигляд:

$$\Pi = \text{const} \times T^2 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (7.8)$$

Поділивши ліву та праву частини рівняння (7.8) на T^2 та прологарифмувавши його, одержано:

$$\ln \frac{\Pi}{T^2} = \ln(\text{const}) - \frac{\Delta E}{kT}. \quad (7.9)$$

В області деіонізації глибокого рівня для крайніх температур інтервалу $T_1 \div T_2$ вираз (7.9):

$$\ln \frac{\Pi_1}{T_1^2} = \ln(\text{const}) - \frac{\Delta E}{kT_1},$$

$$\ln \frac{\Pi_2}{T_2^2} = \ln(\text{const}) - \frac{\Delta E}{kT_2}.$$

Провівши відповідні перетворення, одержано вираз для знаходження ширини енергетичної щілини між глибоким рівнем та дном зони провідності:

$$\Delta E = -k \times \frac{\ln \frac{\Pi_2}{T_2^2} - \ln \frac{\Pi_1}{T_1^2}}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}}. \quad (7.10)$$

За результатами температурних залежностей $\Pi = f(T)$ (рис. 7.1), встановлено, що для кристалів CdSb<Te> в умовах $X \parallel \vec{j} \parallel [001]$ (крива 1) область деіонізації глибокого рівня відповідає температурному інтервалу 175 ÷ 236 К. При температурі $T_1 = 175$ К коефіцієнт п'єзоопору $\Pi_1 = -0,95$ ГПа⁻¹, а при $T_2 = 236$ К – $\Pi_2 = -0,21$ ГПа⁻¹. В умовах $X \parallel \vec{j} \parallel [010]$ для крайніх температур інтервалу 162 ÷ 200 К (крива 2) при $T_1 = 162$ К коефіцієнт п'єзоопору $\Pi_1 = -1,11$ ГПа⁻¹, а при $T_2 = 200$ К – $\Pi_2 = -0,33$ ГПа⁻¹. Згідно виразу (7.10) для різних умов за експериментальними даними $\Pi = f(T)$ (див. рис. 7.1) визначено глибину залягання енергетичного рівня (ΔE) домішки атомів телуру в забороненій зоні монокристалів CdSb<Te>, що складає $E_C - 0,12$ еВ.

На підставі вище одержаних результатів доцільно запропонувати приведену методику для визначення глибини залягання енергетичних рівнів у забороненій зоні напівпровідників за даними п'єзоопору, як ще один з методів дослідження явищ переносу в напівпровідникових кристалах.

8. Край смуги власного поглинання світла у монокристалах антимоніду кадмію легovanого домішками Te та In

Важливу інформацію про дефектний стан напівпровідника дає дослідження краю смуги власного поглинання світла (КП). Залежність $\alpha = f(h\nu)$ виконується ($h\nu = h\nu_{\min} = E_g$ при $\alpha = 0$) на дослідах в достатньо досконалих кристалах напівпровідників при низьких температурах. У розупорядкованих напівпровідниках чи у кристалічних при високих температурах енергетична залежність густини станів поблизу екстремумів зон спотворюється, що відображається і на залежності $\alpha = f(h\nu)$. Ці спотворення можна представити у вигляді «хвоста», експоненціально затухаючого в глибину забороненої зони. На краю смуги власного поглинання частотна залежність коефіцієнта поглинання добре описується експоненційною залежністю (правило Урбаха):

$$\alpha(h\nu) \sim \exp\left(-\frac{E_g - h\nu}{\Delta_0}\right),$$

де E_g – константа, пропорційна ширині забороненої зони при 0 К,

Δ_0 – характеристична енергія, яка визначає ступінь розмиття і нахил КП.

Характеристична енергія Δ_0 , є мірою порушення далекого порядку кристалічної решітки напівпровідника. Для досконалих монокристалів її значення становить $\approx 0,02$ еВ, а в матеріалах у яких є домінуючим статичний безлад, зумовлений структурними дефектами і статистичним розподілом атомів домішок, набуває значно більших значень.

Край власного поглинання CdSb детально вивчався в роботах [11, 17, 120]. Початок поглинання приписувався непрямим дозволеним переходам. Для найбільш досконалих монокристалів виявлена анізотропія спектру фононів, які приймають участь в непрямих переходах (рис. 8.1). При вивченні впливу домішок і лінійних дефектів на крайове поглинання CdSb [11] виявлені сильна

їх анізотропія, зникнення складної структури електрон-фононних непрямих переходів в порівняно слабологованих зразках ($p = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$) та аномальне збільшення поглинання для $\vec{E} \parallel (100)$, що обумовлене особливостями додаткового поглинання на дислокаціях, переважно орієнтованих вздовж кристалографічної вісі $[100]$. Аналогічне анізотропне звуження забороненої зони [17], найбільше для напрямку $[100]$, має місце і в $\text{CdSb}<\text{In}>$ з різним ступенем легування.

У роботі [121] досліджено КП і розраховано деякі параметри дефектності монокристалів антимоніду кадмію «слабологованих» ($N_d \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$) домішками телуру ($N_{\text{Te}} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$) та індію ($N_{\text{In}} = 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Вимірювання $\alpha = f(h\nu)$ (див. рис. 8.2 і рис. 8.3) проведено при азотній і кімнатній температурах (77 К і 295 К) для різних кристалографічних напрямків. Для усіх випадків в області вікна пропускання значення α (рис. 8.1-8.3) для CdSb становить $\approx 0,4 \div 4 \text{ см}^{-1}$ і зумовлене розсіюванням і поглинанням світла різними дефектними комплексами та іншими структурними пошкодженнями кристалічної решітки.

Аналіз спектральних кривих (рис. 8.2) підтвердив, що в $\text{CdSb}<\text{Te}>$ мають місце непрямі переходи за участю декількох типів фононів, причому як ширина забороненої зони, так і енергії фононів, що приймають участь в непрямих переходах різні для різних кристалографічних напрямків. Непрямі переходи в антимоніді кадмію змінюються прямими переходами при зміні енергії $h\nu$ від 0,4-0,6 до 0,7-0,8 еВ [120]. Спостерігається зменшення ширини забороненої зони в порівнянні з нелегованими матеріалами. Для $\text{CdSb}<\text{In}>$ спектральні криві поглинання при умові $\vec{E} \parallel (010)$ (криві 2, 2' рис. 8.3) в області непрямих переходів не відрізняються суттєво від кривих $\text{CdSb}<\text{Te}>$, однак при $\vec{E} \parallel (100)$ (крива 1 рис. 8.3) з'являється, особливо помітне при $T = 77 \text{ К}$, додаткове поглинання з довгохвильової сторони від краю.

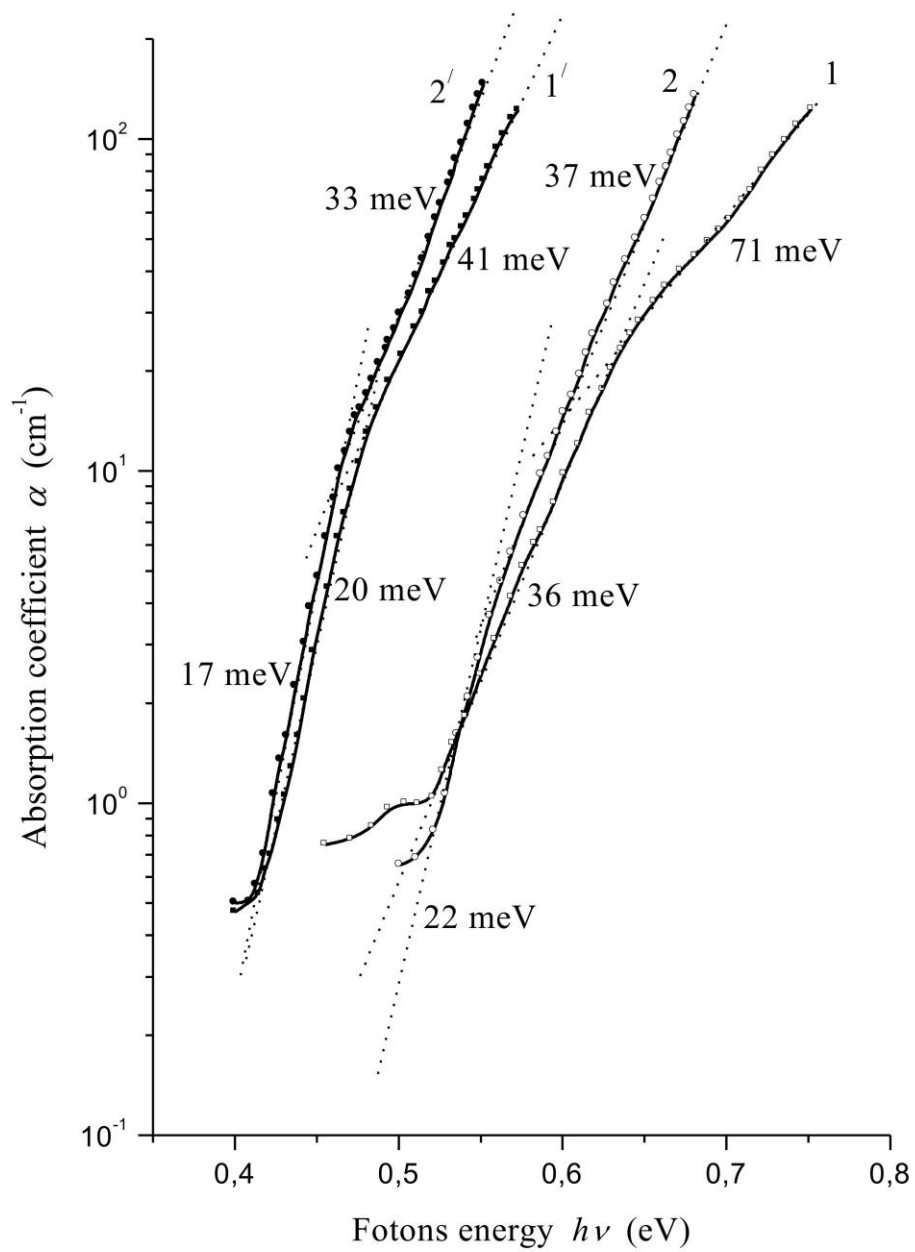


Рис. 8.1. Спектральні залежності коефіцієнту поглинання $\alpha = f(h\nu)$ біля краю власного поглинання нелегованого CdSb при температурах $T = 90$ K (1-2) та $T = 295$ K (1'-2') в умовах:

- 1, 1' – $\vec{E} \parallel (100)$;
- 2, 2' – $\vec{E} \parallel (010)$

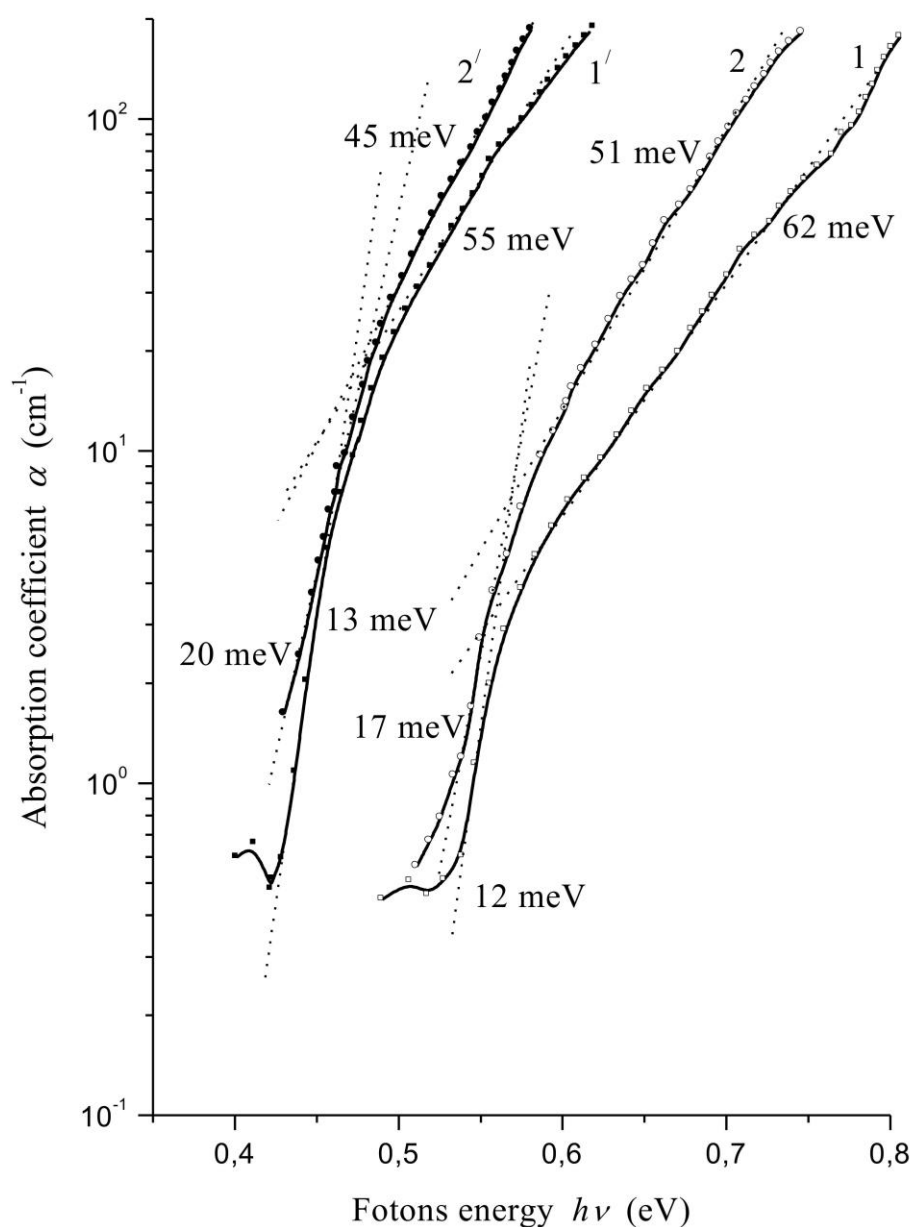


Рис. 8.2. Спектральні залежності коефіцієнту поглинання

$\alpha = f(h\nu)$ біля краю власного поглинання CdSb<Te>

$N_{\text{Te}} \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ при температурах $T = 77 \text{ K}$ (1-2) і $T = 295 \text{ K}$

(1' - 2') в умовах:

1, 1' – $\vec{E} \parallel (100)$;

2, 2' – $\vec{E} \parallel (010)$

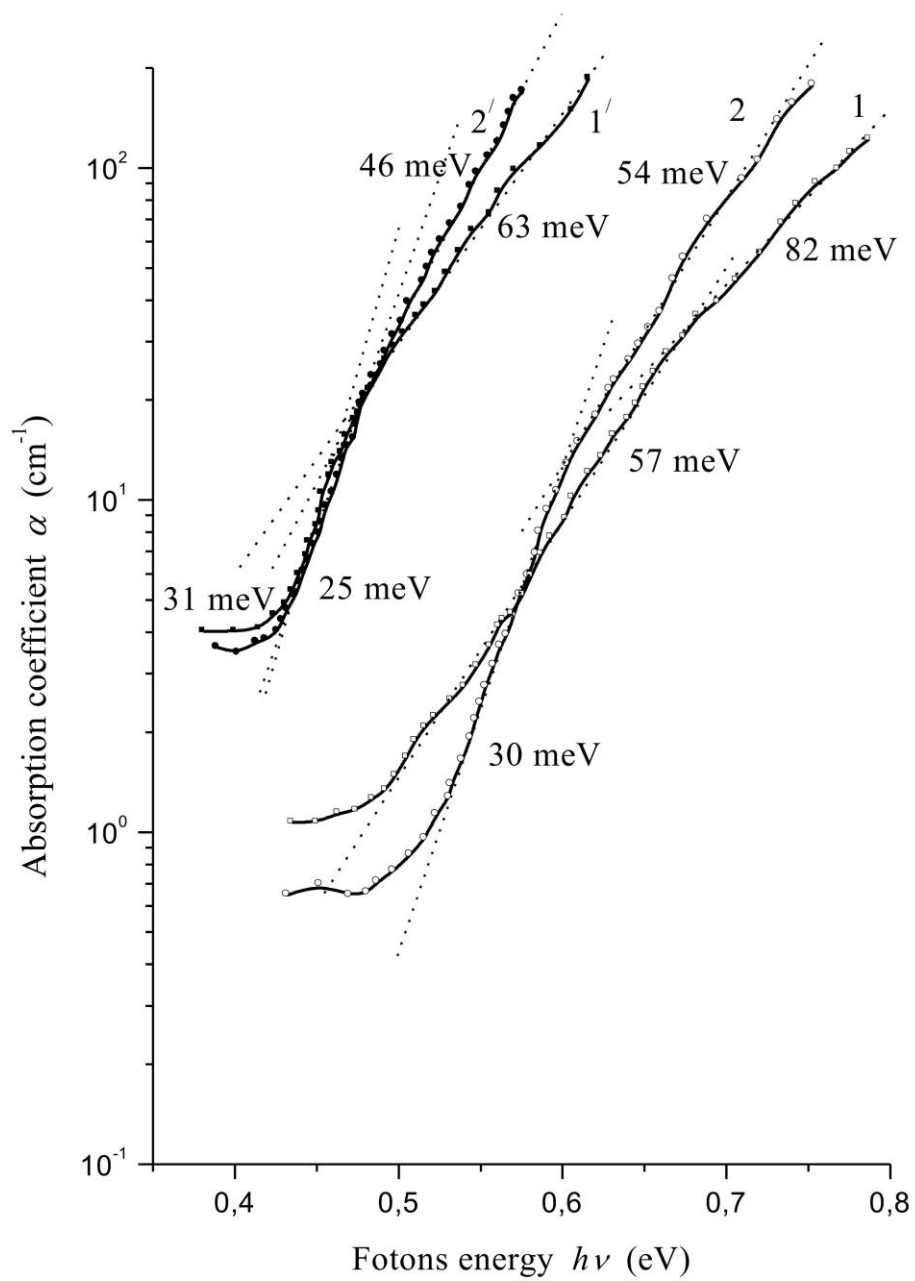


Рис. 8.3. Спектральні залежності коефіцієнта поглинання

$\alpha = f(h\nu)$ біля краю власного поглинання CdSb<In>

$N_{\text{In}} = 10^{16} \div 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ при температурах $T = 77 \text{ K}$ (1-2) і

$T = 295 \text{ K}$ (1'-2') в умовах:

1, 1' – $\vec{E} \parallel (100)$;

2, 2' – $\vec{E} \parallel (010)$

Розрахована із експоненціальної залежності характеристична енергія

$$\Delta_0 = \frac{h\nu_2 - h\nu_1}{\ln \alpha_2 - \ln \alpha_1} = \frac{h\nu_2 - h\nu_1}{2,3(\lg \alpha_2 - \lg \alpha_1)},$$

яка відповідає за ступінь розупорядкування кристалічної решітки у CdSb, становить для різних умов:

Таблиця 8.1

Значення характеристичної енергії у CdSb при температурах 77, 90 і 295 К оцінених за енергією квантів $h\nu$ на КП для різних умовах

Умови	Δ_0 , meB					
	$T = 90 \text{ K}$		$T = 77 \text{ K}$		$T = 295 \text{ K}$	
	CdSb	CdSb<Te>	CdSb<In>	CdSb	CdSb<Te>	CdSb<In>
$\vec{E} \parallel (100)$	36	12	57	20	13	25
	71	62	82	41	55	63
$\vec{E} \parallel (010)$	22	17	30	17	20	31
	37	51	54	33	45	46

Дані таблиці 8.1 свідчать про незначну дефектність монокристалів антимоніду кадмію. Легування призводить до зменшення дефектності (Δ_0 зменшується) монокристалів CdSb<Te> та її збільшення у CdSb<In>, зумовленої структурними технологічними дефектами статичного характеру в порівнянні з нелегованими зразками. Наявність в CdSb аномального кута між лініями зв'язків $\theta = 62^\circ 15'$, який значно відрізняється від кута тетраедричного зв'язку ($\theta = 109^\circ$) призводить до того, що бездомішковий матеріал знаходиться в «напруженому стані», а це неминуче веде до утворення дефектів і появи характерних для CdSb властивостей [9].

За допомогою EDX-аналізу зроблено [94, 97] оцінку розподілу хімічних елементів в об'ємі монокристалу CdSb<Te>. На отриманих залежностях (рис. 4.7) спостерігається неоднорідний розподіл концентрації домішки Te по довжині зразків, причому, у місцях збільшення концентрації атомів Te спостерігається зменшення Sb – атоми телуру заміщують сурму. Значення

середнього тетраедричного ковалентного радіусу Те $r_{\text{Te}} = 1,32 \text{ \AA}$ є меншим $\Delta r = 0,04 \text{ \AA}$ ніж в атомах Sb ($r_{\text{Sb}} = 1,36 \text{ \AA}$) та Cd. Легування CdSb домішками Те, призводить до того, що ця домішка, заміщуючи в решітці CdSb атоми основної матриці, деформують зв'язки в напрямку наближення їх до правильних тетраедричних. Це приводить до «зміцнення» решітки – зменшення концентрації дефектів. Легування ж домішками In, атоми якого заміщують кадмій, $r_{\text{In}} = 1,65 \text{ \AA}$ в яких більший $\Delta r = 0,17 \text{ \AA}$, ніж у Cd ($r_{\text{Cd}} = 1,48 \text{ \AA}$) чи Sb, приводить до збільшення дефектності.

Вважаючи домішкові центри однозарядними і використовуючи експериментально визначені та розраховані дані табл. 8.1 значення Δ_0 , оцінено концентрацію точкових однозарядних дефектів n_t , відповідальних за розмиття смуги власного поглинання, так як:

$$\Delta_0 = 2,2 \left(n_t a_B^3 \right)^{\frac{2}{5}} E_B,$$

де $a_B = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \hbar^2}{m^* e^2}$ – борівський радіус електрона в кристалі;

$$E_B = \frac{m^* e^4}{2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2 \hbar^2} \text{ – борівська енергія;}$$

m^* – ефективна маса електрона в зоні провідності;

ε – відносна діелектрична проникність.

Розраховані значення величини n_t для різних умов, відповідно, наведені в таблиці 8.2. При розрахунках вважалося, що ефективна маса електрона в зоні провідності $m_n^* \approx 0,2 m_0$ і дірки $m_p^* \approx 0,3 m_0$ у валентній зоні (m_0 – маса вільного електрона) [49], а відносна діелектрична проникність $\varepsilon = 16,4$ [50].

За енергією квантів $h\nu$ (при $\alpha = 100 \text{ см}^{-1}$) на краю смуги власного поглинання світла $\alpha = f(h\nu)$ CdSb<Te> (рис. 8.2) та CdSb<In> (рис. 8.3) оцінено оптичну ширину забороненої зони E_g^{100} при температурах 77 і 295 К (див. табл. 8.3).

Таблиця 8.2

Значення концентрації точкових однозарядних дефектів у CdSb при температурах 77, 90 і 295 К оцінених за енергією квантів $h\nu$ на КП для різних умов

Умови	$n_i, \text{см}^{-3}$					
	$T = 90 \text{ К}$		$T = 77 \text{ К}$		$T = 295 \text{ К}$	
	CdSb	CdSb<Te>	CdSb<In>	CdSb	CdSb<Te>	CdSb<In>
$\vec{E} \parallel (100)$	$3,20 \times 10^{17}$	$1,66 \times 10^{16}$	$8,01 \times 10^{17}$	$7,13 \times 10^{16}$	$1,85 \times 10^{16}$	$1,06 \times 10^{17}$
	$1,73 \times 10^{18}$	$1,01 \times 10^{18}$	$2,02 \times 10^{18}$	$4,49 \times 10^{17}$	$7,40 \times 10^{17}$	$1,03 \times 10^{18}$
$\vec{E} \parallel (010)$	$9,21 \times 10^{16}$	$3,67 \times 10^{16}$	$1,60 \times 10^{17}$	$5,08 \times 10^{16}$	$5,83 \times 10^{16}$	$1,73 \times 10^{17}$
	$3,46 \times 10^{17}$	$6,25 \times 10^{17}$	$7,14 \times 10^{17}$	$2,63 \times 10^{17}$	$4,55 \times 10^{17}$	$4,75 \times 10^{17}$

Таблиця 8.3

Значення ширини забороненої зони CdSb при температурах 77 і 295 К оцінених за енергією квантів $h\nu$ (для $\alpha = 100 \text{ см}^{-1}$) на КП для різних умов

Умови	CdSb<Te> ($N_{\text{Te}} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$)			CdSb<In> ($N_{\text{In}} = 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$)		
	$E_g^{100}(77 \text{ К}),$	$E_g^{100}(295 \text{ К}),$	$\beta,$	$E_g^{100}(77 \text{ К}),$	$E_g^{100}(295 \text{ К}),$	$\beta,$
	eV	eV	меВ/К	eV	eV	меВ/К
$\vec{E} \parallel (100)$	0,773	0,575	0,91	0,767	0,574	0,89
$\vec{E} \parallel (010)$	0,705	0,553	0,70	0,712	0,550	0,74

На рис. 8.4 зображено залежність зміни ширини забороненої зони зі зміною температури для різних умов експерименту. Залежність $E_g^{100} = f(T)$ добре узгоджується із даними (x) робіт [11, 17] при різних умовах. Як і для більшості напівпровідників температурна залежність ширини забороненої зони (див. рис. 8.4) в широкому діапазоні температур носить лінійний характер та математично описується:

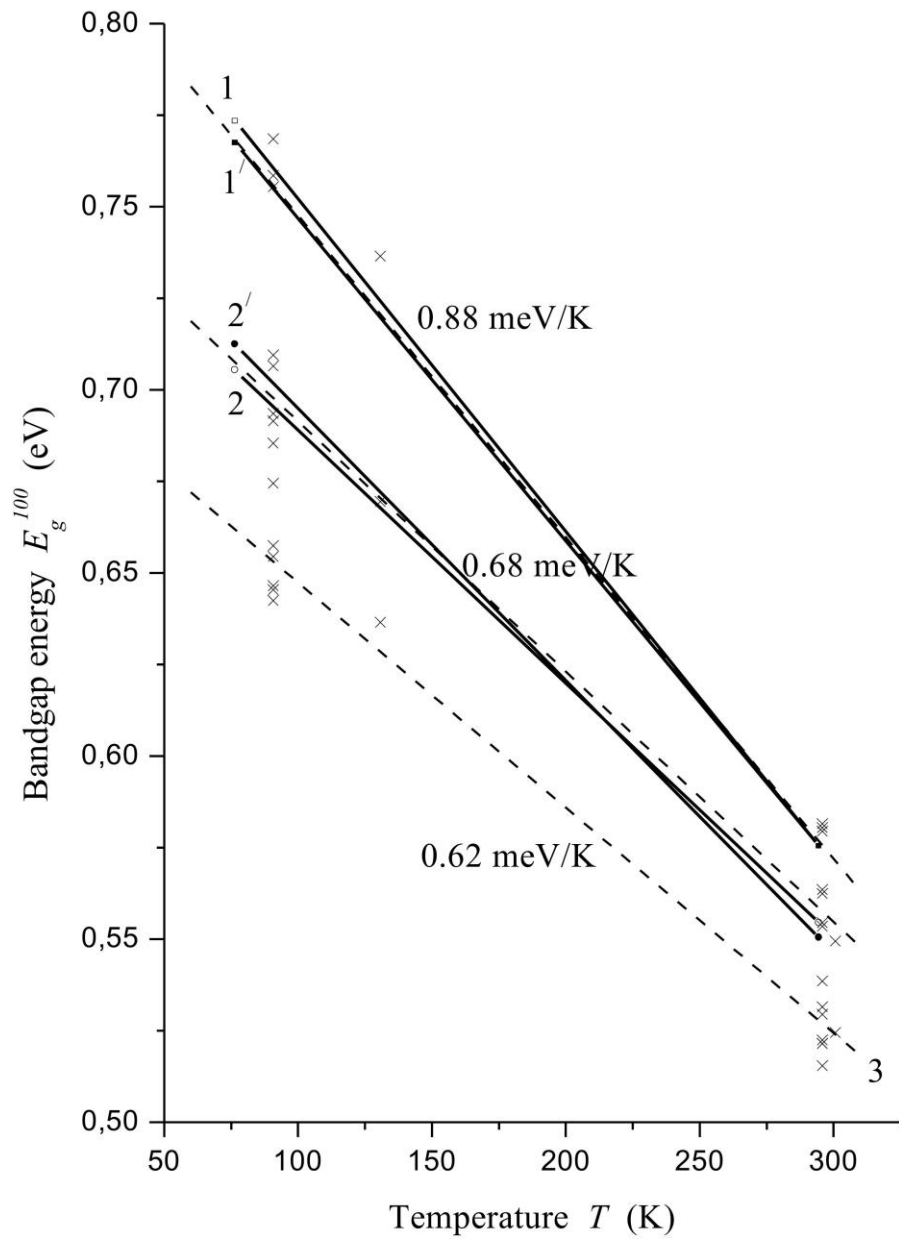


Рис. 8.4. Температурна залежність оптичної ширини забороненої зони $E_g^{100} = f(T)$ оціненої для коефіцієнта поглинання $\alpha = 100 \text{ см}^{-1}$ монокристалів CdSb<Te> (1-2), CdSb<In> (1' - 2') та даних інших робіт ($\times$) в умовах:

- 1, 1' – $\vec{E} \parallel (100)$;
- 2, 2' – $\vec{E} \parallel (010)$;
- 3 – $\vec{E} \parallel (001)$

$$E_g(T) = E_g(0) - \beta T \text{ (eV)},$$

де $E_g(0)$ – ширина забороненої зони при $T = 0 \text{ K}$;

β – термічний коефіцієнт зміни E_g .

Лише при низьких температурах спостерігаються відхилення від лінійності. За даними значень (див. табл. 8.3) ширини забороненої зони при різних температурах $E_g^{100}(77 \text{ K})$ і $E_g^{100}(295 \text{ K})$, враховуючи лінійність залежності $E_g(T)$, визначено для різних кристалографічних напрямків (різні умови) термічний коефіцієнт β зміни $E_g(T)$, який розраховано як:

$$\beta = \frac{E_g^{100}(77 \text{ K}) - E_g^{100}(295 \text{ K})}{295 - 77}.$$

Одержані значення (див. табл. 8.3) для монокристалів CdSb з $N_d = 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при різних умовах виявились рівними

$$\beta = (7,0 \div 9,1) \times 10^{-4} \text{ eV/K}.$$

Це є характерним для CdSb і більшості напівпровідників ($3,9 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ і $2,84 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ відповідно для Ge і Si). Суттєва відмінність в значеннях β (рис. 8.4) для $\vec{E} \parallel (100) - 8,8 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ та незначні зміни $- 6,8 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ і $6,2 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ в умовах $\vec{E} \parallel (010)$ і $\vec{E} \parallel (001)$, відповідно, швидше за все зумовлені наявністю шаруватих періодичних неоднорідностей у напрямку росту пов'язаних з нерівномірним розподілом домішок Te та In.

Експериментальні дані оптичних вимірів і зроблені розрахунки підтверджують результати електричних та інших досліджень:

– введення домішок, навіть в незначній і майже однаковій кількості, по-різному впливає на кристалічну решітку антимоніду кадмію: Te – «зміцнює» її, зменшуючи дефектність матеріалу, а In – збільшує дефектність, зростає концентрація точкових однозарядних дефектів n_i ;

– існування нерівномірного розподілу домішок у різних кристалографічних напрямках – наявність шаруватих періодичних неоднорідностей (ШПН) в напрямку росту, а отже і анізотропних властивостей,

що слід враховувати при виготовленні матеріалів напівпровідникової електроніки.

9. Методика і техніка дослідження кінетичних ефектів у напівпровідникових монокристалах CdSb

9.1. Установка для дослідження неоднорідностей в напівпровідникових монокристалах

Більшість електрофізичних параметрів напівпровідників значною мірою залежать від характеру розподілу неоднорідностей в кристалах. Неоднорідності в реальних напівпровідникових кристалах зумовлені нерівномірним розподілом домішок в об'ємі, структурними порушеннями, радіаційними дефектами.

За розмірами неоднорідності класифікують на макро- та мікронеоднорідності. Неоднорідності, розміри яких значно перевищують довжину вільного пробігу, дебаївську довжину, відносяться до макронеоднорідностей. Неоднорідності, розміри яких сумірні з характеристичними довжинами, відносяться до мікронеоднорідностей. Усі інші називають проміжними.

Аналіз численних методів, які застосовуються для вивчення неоднорідностей в напівпровідниках, проведений в роботі [122, 123] показав, що у випадку багатодолинних напівпровідників необхідні вимоги кількісного контролю може задовольнити двохзондовий компенсаційний метод з якомога більшою роздільною здатністю. Чотирьохзондовий метод має малу локальність і призводить до значних похибок, що зростають зі зменшенням відстані між зондами. Крім того, в цьому методі та в методі вимірювання опору розтікання [93] присутні похибки, пов'язані з інжекцією носіїв струму з контактів і з ЕРС розподіленої інжекції при наявності градієнтів питомого опору [124], позбутися яких важко. Методи радіографії, хімічного і вибірного анодного травлення, декорування, рентгенівської топографії, оптичної і електронної мікроскопії дають в основному, якісну картину розподілу неоднорідностей. Методи фото-ЕРС, локальної фотопровідності і термо-ЕРС недостатньо точні, а їх роздільна

здатність обмежена дифузійною довжиною нерівноважних носіїв струму. Методи, засновані на вимірюваннях оптичного пропускання і мікрокатодолюмінісценції, мають добру роздільну здатність, але застосовуються для вивчення неоднорідностей в низькоомних напівпровідниках.

Точність двохзондового компенсаційного методу практично мало залежить від питомого опору матеріалу ρ , оскільки струм через вимірювальні зонди при повній компенсації не проходить і вони є потенціальними. Для досягнення локальності 100 мкм використовувалася прецезійна установка [122, 123, 125], яка забезпечувала відтворюваність результатів вимірювання ρ у межах кількох відсотків. Блок-схема установки приведена на рис. 9.1.

Зразок малого поперечного перерізу розміщується в маніпуляторі 1 між струмовими контактними затискачами на спеціальній підставці, яку можна переміщувати по їх висоті за допомогою кулачкового механізму. Для забезпечення точності встановлення зразка в маніпуляторі передбачено три поступальні а також обертальну ступені вільності. Вимірювання можна здійснювати у двох взаємно перпендикулярних напрямках в горизонтальній площині. Використовуючи спеціальні затискачі, в маніпуляторі можна встановлювати шайбоподібні зразки діаметром до 50 мм і здійснювати вимірювання у потрібних напрямках.

В установці застосовані твёрдосплавні металічні зонди, загострені електролітичним методом з радіусом закруглення до 3 мкм. Відстань між зондами можна встановлювати в межах 0,1 ÷ 2 мм та за допомогою мікроскопа витримувати досить точно. Для забезпечення надійності контактів між зондами та зразком передбачено використання додаткових каліброваних вантажів. Зонди не взаємозв'язані, що дозволяє використовувати дану установку як однозондову. Переміщення зразка відносно зондів і зондів відносно зразка може здійснюватися у взаємо перпендикулярних напрямках з кроком від 5 мкм до 2 мм.

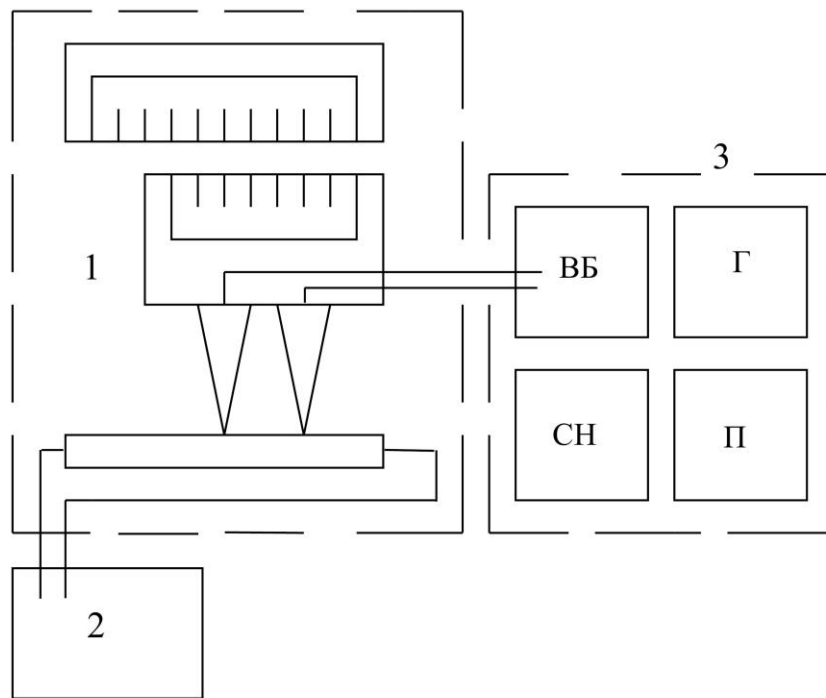


Рис. 9.1. Схема експериментальної установки для
двохзондового компенсаційного методу вимірювання
розподілу питомого опору:

- 1 – прецезійний маніпулятор;
- 2 – блок живлення зразка;
- 3 – потенціометрична установка на базі потенціометра Р363-3:
 - ВБ – вимірювальний блок;
 - Г – гальванометр;
 - СН – стабілізатор напруги постійного струму ПЗ6-1;
 - П – підсилювач типу 6 ПВ.367.294

Для захисту від зовнішніх впливів (зміни температури, освітлення, магнітного поля) маніпулятор разом із зразком екрануються металевим відкидним кожухом.

Через зразок пропускається постійний стабілізований струм від блоку живлення 2, який можна змінювати як за величиною так і за напрямком. Спад напруги між зондами вимірюється компенсаційним методом за допомогою потенціометричної установки 3.

9.2. Методика дослідження ефекту перемикавання з високоомного у низькоомний стан

Дослідження статичних вольт-амперних характеристик (ВАХ) у напівпровідниках з глибокими енергетичними рівнями дозволяє поряд з іншими методами додатково з'ясовувати роль цих рівнів у формуванні температурно-електричної нестійкості. Дані досліджень можуть дати також інформацію про взаємодію в кристалі електронної та фононної підсистем за присутності помірного електричного поля.

Відомо [126], що в напівпровідниках з глибокими енергетичними рівнями в області низьких температур може спостерігатися температурно-електрична нестійкість (ТЕН), або ефект перемикавання зразка із високоомного стану у низькоомний. Явище перемикавання і пам'яті пов'язується із утворенням в об'ємі напівпровідника області з підвищеною густиною струму («шнура»), а тому статична вольт-амперна характеристика має S-подібний характер. Вона стимулюється головним чином взаємодією носіїв струму з акустичними фононами в присутності зовнішнього електричного поля, тому часто говорять про вплив перегрівних механізмів на ефект температурно-електричної нестійкості в досліджуваному матеріалі.

За відсутності в забороненій зоні напівпровідника енергетичного рівня

достатньої глибини залягання статична ВАХ напівпровідника відповідає закону Ома без жодних відхилень аж до області впливу електричних полів великої напруженості. Отже, дослідження прояву глибокого рівня в напівпровіднику дає можливість отримати інформацію, що може допомогти в ідентифікації дефекту, який має у забороненій зоні напівпровідника енергетичний рівень, вивчати механізми взаємодії носіїв струму із коливаннями кристалічної ґратки а також дослідити можливість використання матеріалу для створення елементів пам'яті або перемикачів із високопровідного у низькопровідний стани і навпаки.

Для дослідження статичних ВАХ [127-130] створена установка, принципова схема якої наведена на рис. 9.2. Живлення зразка (Z_p) забезпечувалось регульованим джерелом постійної напруги через додатковий опір (R), що обмежував силу струму в колі, значення якої вимірювалось міліамперметром.

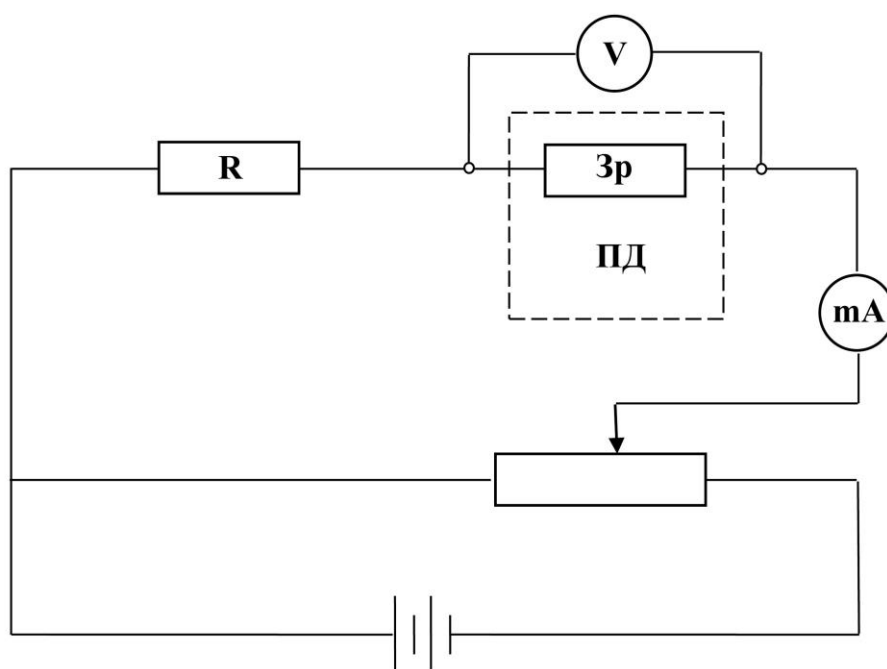


Рис. 9.2. Принципова схема установки для дослідження ефекту перемикання з високоомного в низькоомний стан

За допомогою вольтметра фіксувалась напруга, знята з контактів на торцях зразка. Зразок поміщався в посудину Дьюара (ПД) з рідким азотом, що забезпечувало стабільну азотну температуру при дослідженнях ($T = 77 \text{ K}$).

Вимірювання проводились при різному освітленні зразків, для чого використовувалось низькопотужне джерело світла із спектральним максимумом в околі довжин хвиль $1,2 \text{ мкм}$. Такий спосіб освітлення дозволив виключити: з одного боку – нагрівання зразка освітлювачем, з іншого – міжзонні фотопереходи носіїв заряду.

9.3. Дослідження п'єзоопору за допомогою одновісної пружної деформації

Дослідження фізичних основ тензоефектів є найбільш продуктивним та ефективним методом не тільки в науковому, але і в практичному плані. Цей метод вивчення фізичних властивостей напівпровідників є найбільш інформативним при дослідженні зонної структури багатодолинних напівпровідників. Висока наукова інформативність зумовлена тим, що при одновісній пружній деформації (ОПД) змінюються як міжатомні відстані у кристалічній ґратці, так і її симетрія. Детально вивчалось питання про зміну симетрії ґратки Браве кубічної сингонії, а також про зміну енергетичного спектра носіїв заряду, згідно з теорією представлення груп симетрії при ОПД. При деформації вздовж напрямку $X \parallel [100]$ клас недеформованих кристалів кубічної системи переходить у тетрагональну з перетворенням кубічного класу O_h у клас D_{4h} . У випадку $X \parallel [110]$ клас O_h кубічної системи трансформується у клас D_{2h} ромбічної системи. Коли $X \parallel [111]$, то клас O_h переходить у клас D_{3d} ромбоєдричної системи. Зміна симетрії кристалів, внаслідок ОПД, призводить до перебудови зонної структури, а саме, до зняття виродження енергетичного спектру носіїв заряду, що у свою чергу веде до значних змін електрофізичних властивостей кристалів.

При одновісних пружних деформаціях, коли вісь деформації орієнтована

довільним чином відносно вище згадуваних напрямків, екстремуми енергії, які орієнтовані вздовж еквівалентних напрямків у $\vec{k}$ просторі, будуть мати різний зсув за шкалою енергій тому, що деформації у системі осей кожного екстремуму будуть різні. У випадку сильних ОПД при дослідженні кінетичних явищ суттєва анізотропія рухливості носіїв заряду в кожному ізоенергетичному еліпсоїді буде визначати в першу чергу значні тензоефекти, а саме їх величину та анізотропію.

При дослідженні [131] поздовжнього п'єзоопору для створення одновісної пружної деформації було використано пристрій, описаний в роботі [132]. На рис. 9.3 зображено схему такого пристрою. Попередньо оброблений і вмонтований в латунні цапфи 1 досліджуваний зразок 2 поміщався в товстостінну трубку 3 (з товщиною стінки 1 мм), виготовлену з нержавіючої сталі. Вікно 4 у трубці зроблено для виводу провідників від зразка. Знизу досліджуваний зразок підтримувався опорою 5 із нержавіючої сталі, яка нерухомо закріплювалась на керамічному ізоляторі 6. Для фіксації керамічного ізолятора використовувався опорний гвинт 7, що вкручувався в трубку 3. Керамічна трубка 8 служила рухомою частиною пресу. Знизу ця трубка закінчувалася приклеєною до неї опорою 9 з нержавіючої сталі, аналогічно до 5. Щоб забезпечити паралельність осі зразка з напрямком дії навантаження, застосовувались ізоляційні ебонітові втулки 10, внутрішній діаметр яких збігався з діаметром цапф 1, а зовнішній забезпечував мінімальний проміжок між втулкою і трубкою 3. У верхній частині трубки 8 жорстко закріплювалась опора 11, виготовлена з нержавіючої сталі з увігнутою поверхнею, в яку впирався сталений стержень 12, нижній кінець якого закруглено відповідно до форми поверхні опори 11.

Створене важелем 13 навантаження передавалось до зразка 2 через сталений стержень 12 і керамічну трубку 8 з насадками (опорами 9 і 11). Трубка 3 у станині 14 пресу закріплювалась за допомогою цанги 15, вмонтованої в станину. Регулювання трубки 3 із зразком по висоті відносно важеля 13 забезпечувалось цангою.

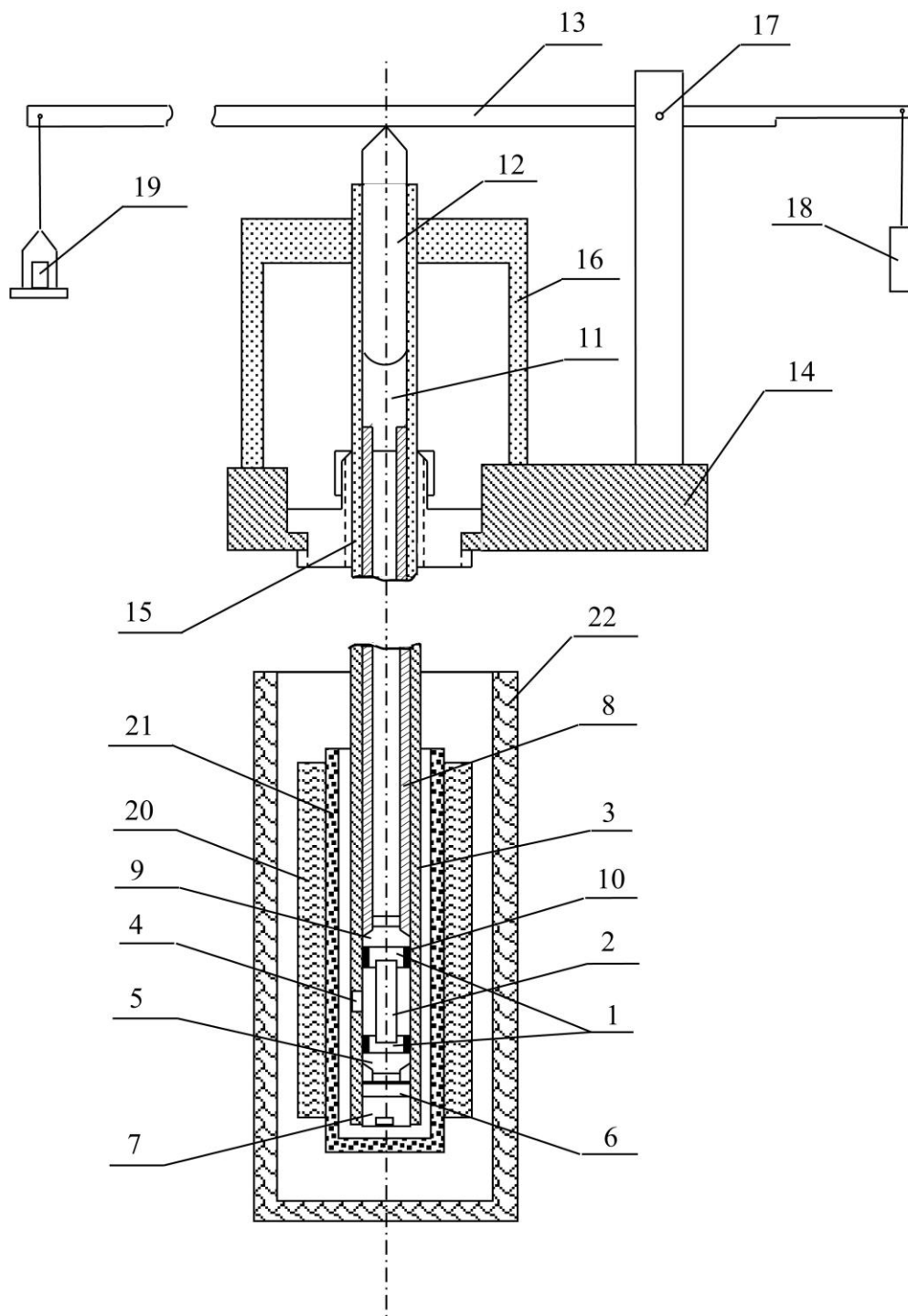


Рис. 9.3. Схема пристрою для створення одновісної пружної деформації стиску

Пустотілий об'ємний циліндр 16 ніс на собі основне навантаження в утримуванні трубки 3 у зафіксованому положенні при роботі пристрою. На осі 17 кріпився важіль. Для збалансування власної ваги важеля використовувалась противага 18. Даний пристрій дозволяє змінювати механічне навантаження на зразок від нуля до потрібного значення за допомогою вантажу змінної маси 19, в якості якого використовувались гирі різної ваги.

Нагрівання зразка при зніманні температурних залежностей забезпечувалось пічкою 20. Щоб виключити дію магнітного поля пічки в робочому стані, останню намотували біфілярно на товстостінну трубку 21 (для однорідності теплового фону). Чохол 22 одягався поверх пічки. Його виготовлено з тонкостінної мідної трубки для виключення безпосереднього контакту обмотки пічки з азотом. Для охолодження вся конструкція опускалась в посудину Дьюара з рідким азотом так, щоб нижче поверхні азоту була вся пічка. Таке розміщення конструкції в рідкому азоті дозволило забезпечити однорідність теплового поля, як по радіусу, так і по довжині трубки 3, а також плавність його зміни. Подаючи на пічку від стабілізатора силу струму відповідної величини, змінювали температуру зразка. Контроль сили струму, що проходив через обмотку, здійснювався цифровим міліамперметром. Контроль температури зразка проводився мідь-константановою термопарою, один спай якої підклеювався до зразка через тонку пластинку слюди, а другий, виводився за межі охолоджуваної системи і опускався в рідкий азот.

Живлення на зразок подавалось від стабілізатора струму, який забезпечував стабільність струму незалежно від зміни питомого опору зразка, оскільки дія на зразок температури і тиску призводить до значної зміни питомого опору. Даний стабілізатор забезпечував стабільний струм у межах $0,02 \div 100$ мА. Контроль струму здійснювався за спадом напруги на еталонному опорі.

Для зміни і вимірювання механічного навантаження використовувався датчик тиску, схема якого зображена на рис. 9.4.

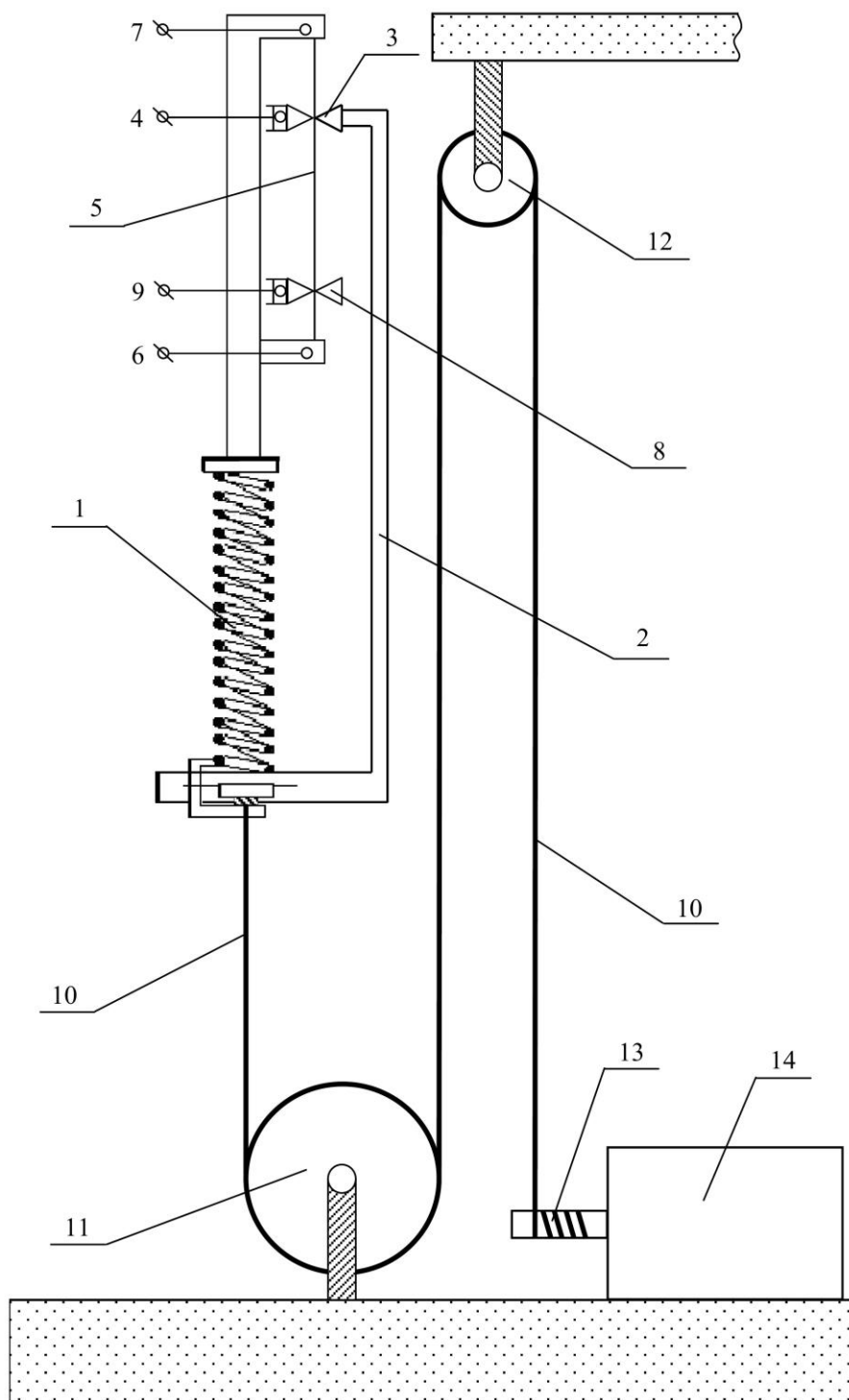


Рис. 9.4. Датчик тиску

Датчик тиску складається з пружини 1, яка жорстко прикріплена до штанги 2 з рухомим контактом 3. Рухомий контакт 3 з клемою 4 приєднаний до проградуйованої ніхромової дротини 5, кінці якої виведені на клеми 6 і 7. У нижній частині ніхромової дротини 5 розміщений фіксуючий контакт 8 із клемою 9, який використовується для встановлення верхньої межі по навантаженню. До нижньої частини пружини 1 закріплений один кінець довгого нерозтяжного шнура 10. Другий кінець шнура 10, який перекинутий через два нерухомі блоки 11 і 12, намотується на горизонтальний вал 13 електродвигуна з редуктором 14, що має регульовану частоту обертання. Намотуючи шнур 10 на вал 13 пружина 1 розтягується. При цьому рухається контакт 3, який жорстко закріплений на штанзі 2. Із джерела живлення УІП-2 на клеми 6, 7 подається відповідна постійна напруга. Вимірюючи значення спаду напруги на клеммах 4 і 9, сигнал із яких подається на інший первинний перетворювач ІВС, одержимо в перерахунку значення тиску, який створюється пристроєм на досліджуваній зразок. Для збереження цілісності зразка навантаження на нього знімається плавно завдяки зміні напрямку обертання електродвигуна 14 у протилежну сторону, що призводить до розмотування шнура 10.

З допомогою даної установки можна досліджувати залежності зміни питомого опору напівпровідникових кристалів від механічних напружень, температури, а також, прикладаючи магнітне поле, вимірювали п'єзо-холл-ефект.

Блок-схема електричної частини пристрою для вимірювання п'єзоопору подана на рис. 9.5. Стабілізований постійний струм від джерела живлення (ДЖ) через стабілізатор струму (СС) проходить через досліджуваний зразок (ЗР). З контактів, розміщених вздовж зразка, знімається спад напруги, який подається на перший первинний перетворювач (ПП1) інформаційно-вимірювальної системи (ІВС). На другий первинний перетворювач (ПП2) подається сигнал із термопари (ТП).

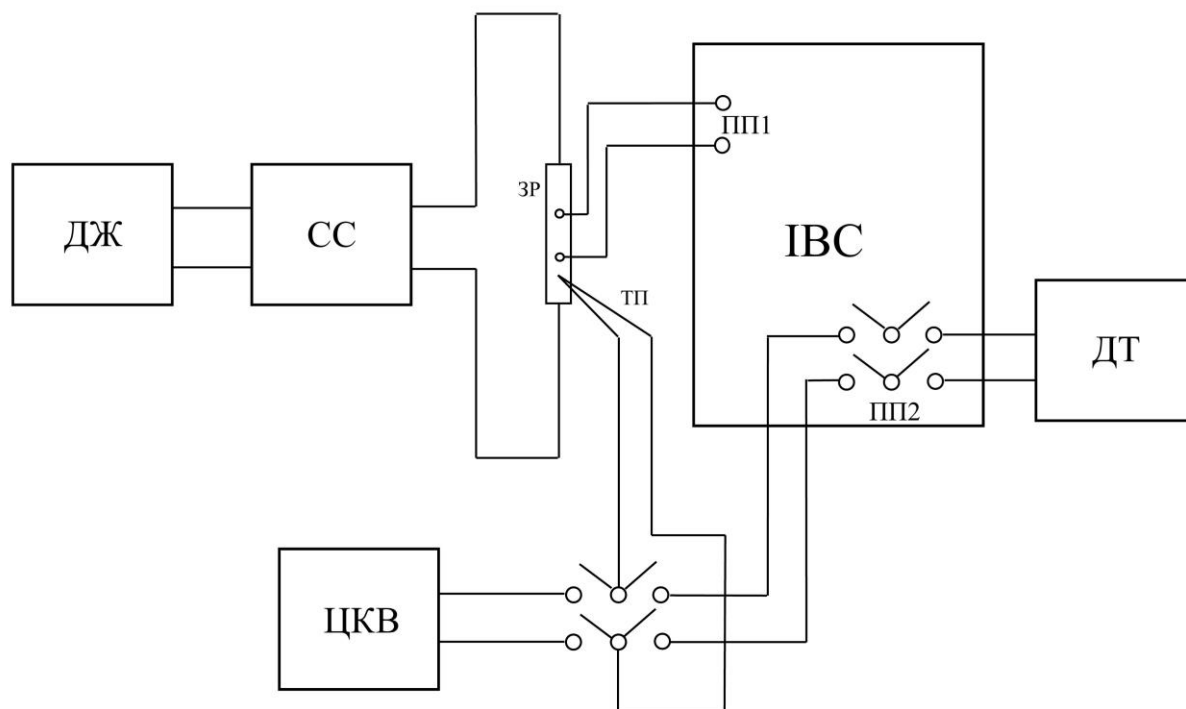


Рис. 9.5. Блок-схема електричної частини вимірювального пристрою

Інформаційно-вимірювальна система дає можливість вимірювати п'єзоопір досліджуваних кристалів з використанням комп'ютера. Блок-схема ІВС представлена на рис. 9.6.

Ефективність використання ПЕОМ полягає в миттєвій побудові графіків залежностей двох фізичних величин, формуванні таблиці характеристичних точок, збереженні інформації окремим файлом з можливістю обробки її в інших прикладних програмах (Microsoft Excel, Microsoft Word, Maple, MathCad та ін.).

Електрична схема аналого-цифрового перетворювача (АЦП) зображена на рис. 9.7. Ця конструкція складається із цифро-аналогового перетворювача (ЦАП), виготовленого на мікросхемах DA1-K572ПА1, DA2-544УД1Б і компаратора DA3-K554СА3. За допомогою подільника напруги передбачено змінювати амплітуду вхідного сигналу, причому, оптимальне значення амплітуди напруги на вході компаратора складає 3 В.

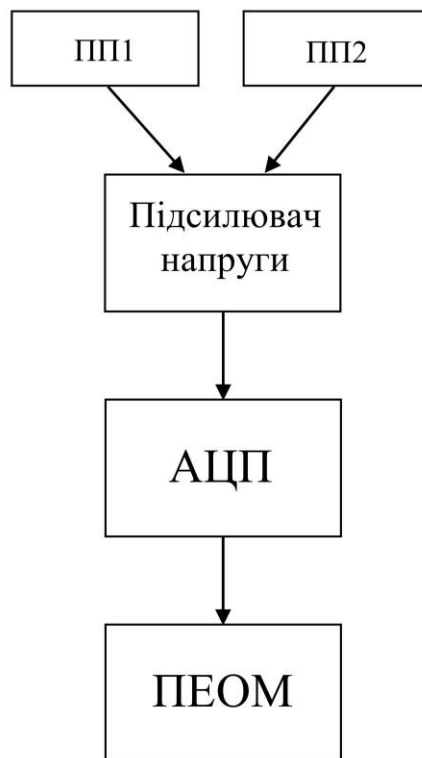


Рис. 9.6. Блок-схема інформаційно-вимірювальної системи

Компаратор DA3 порівнює напругу, що надходить на вхід пристрою, з напругою на виході ЦАП. При цьому високий рівень (1) на виході компаратора вказує на те, що на вході пристрою амплітуда напруги більша амплітуди напруги на виході компаратора. Низький рівень сигналу (0) на виході компаратора вказує, відповідно, на протилежне.

Принцип роботи пристрою заснований на методі послідовного наближення, що реалізується спеціальною програмою. Процес перетворення відбувається таким чином. У порт 378h виводиться число 10000000b, що відповідає половині діапазону восьми розрядного перетворення. Це число надходить на вхід ЦАП та перетворюється у відповідне значення напруги. Далі ця напруга надходить на вхід компаратора і порівнюється із миттєвим значенням амплітуди вхідного сигналу.

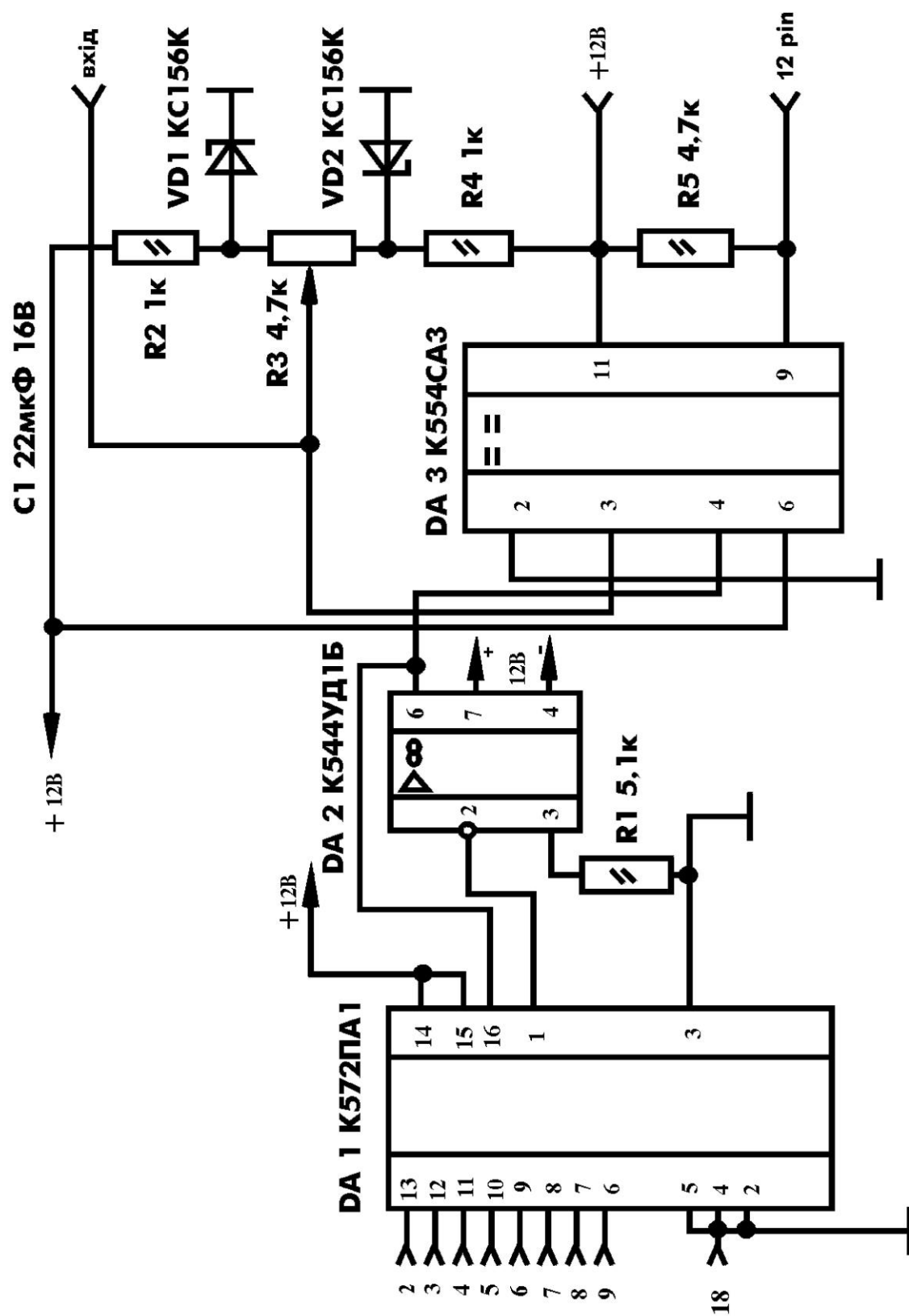


Рис. 9.7. Принципова схема АЦП

У цей момент компаратор видає сигнал, який знову вводиться у комп'ютер через порт 379h і дозволяє оцінити співвідношення миттєвого значення амплітуди вхідного сигналу та напруги, що надходить із ЦАПа. Якщо перша напруга більша за амплітудою ніж друга, то «верхня» половина діапазону відліків ділиться на два і на ЦАП виводиться число 11000000b та відбувається знову порівняння вхідного сигналу із сигналом на виході ЦАПа. Коли ж вхідний сигнал менший за амплітудою сигналу із ЦАПа, то ділиться на два «нижня» половина діапазону на ЦАП видається число 01000000b. Процес поділу на два дозволяє за 7 уточнень отримати значення відрахунку миттєвого значення амплітуди вхідного сигналу. Основна похибка перетворення пов'язана з обмеженням швидкодії ЦАПа та операційних підсилювачів. У розробленій програмі передбачена затримка в процесі послідовних наближень, яка необхідна для встановлення напруги на вході компаратора і після виводу на ЦАП чергового циклу. Оптимальна затримка у випадку використання вказаних операційних підсилювачів не перевищує 9 мкс. Це, у свою чергу, обмежує максимальну частоту дискретизації. Живиться пристрій від автономного блоку живлення із параметричним стабілізатором напруги, сполучається за допомогою шлейфа з паралельним портом LPT1 комп'ютера та за допомогою екранованого коаксіального кабелю з виходом мілівольтметра постійного струму.

9.4. Методика вимірювання ефекту Холла

Для дослідження концентрації носіїв заряду і холлівської рухливості монокристалів CdSb використовувалась холлівська установка, типова схема якої зображена на рис. 9.8. Вимірювання проводились в інтервалі температур $77 \div 295$ К. В установці використовувався електромагніт, що створював магнітне поле до 4,5 кЕ.

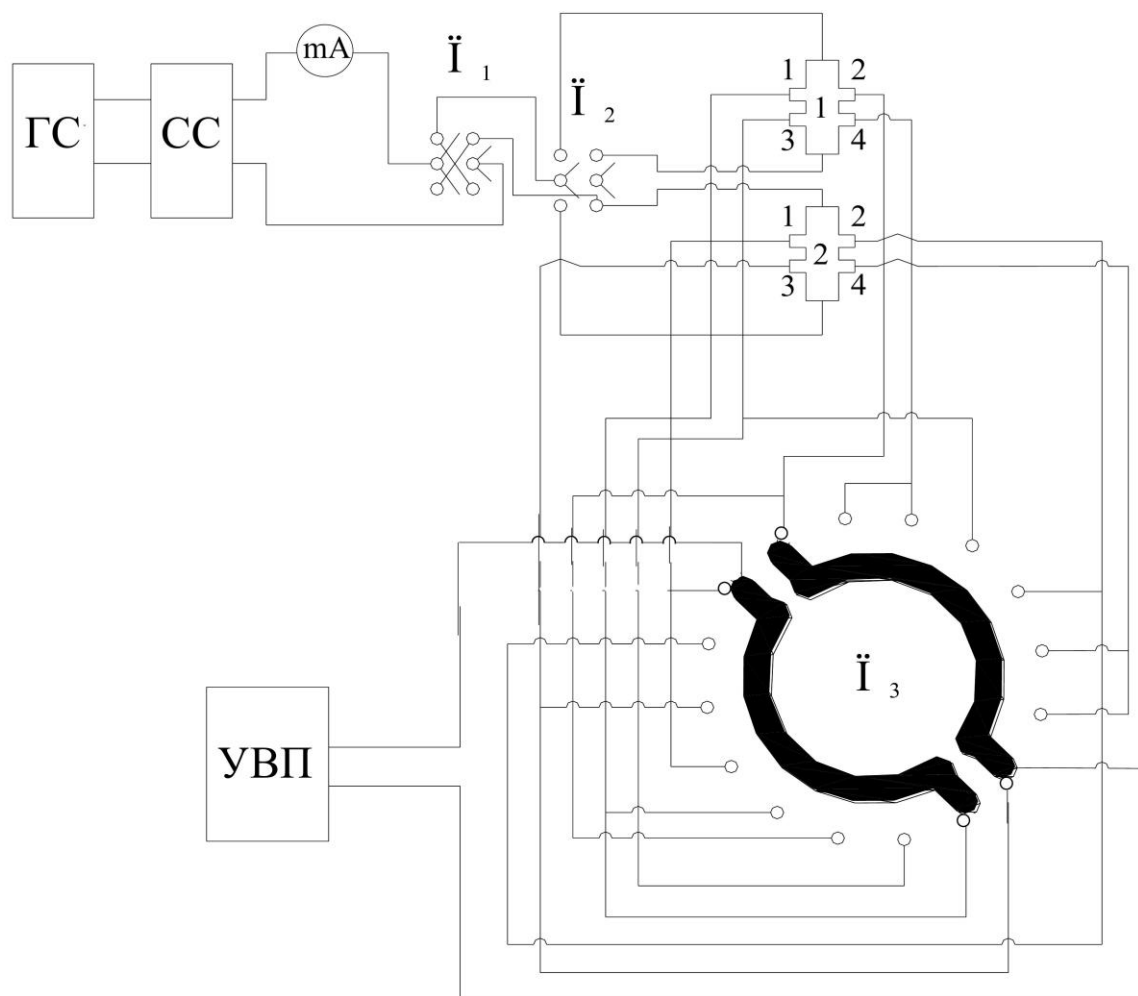


Рис. 9.8. Електрична схема холлівської установки

Живлення такого магніту здійснювалося випрямлячем постійного струму, з стабілізацією поданої на випрямляч напруги.

Через стабілізатор струму (СС) з генератора струму (ГС) контрольований міліамперметром струм за допомогою перемикача Π_2 підводився до першого або другого зразка, вирізаного з того ж кристала досліджуваного матеріалу (див. рис. 9.8). Можливість пропускання струму в прямому і зворотньому напрямі забезпечувалась перемиканням Π_1 . При цьому вимірювана холлівська різниця потенціалів знімалась з відповідних бокових зондів перемикачем Π_3 і подавалась на універсальний вимірювальний прилад (УВП), в якості якого використовувався цифровий комп'ютерний вольтметр.

Цифровий комп'ютерний вольтметр (ЦКВ) дає можливість вимірювати постійну напругу та передавати дані в комп'ютер. Для передачі даних і живлення використовується послідовний порт. Зібрана схема вільно переміщається всередині корпусу роз'єму DB25. На відміну від інших подібних схем, зібраних на дорогих імпортованих аналого-цифрових перетворювачах (АЦП) з послідовним інтерфейсом, ця складається з більш розповсюджених і дешевих елементів, а по якості роботи приблизно відповідає десятирозрядному АЦП. Принципова схема ЦКВ (рис. 9.9) складається з двох операційних підсилювачів. На першому (D1.1) зібраний генератор пилоподібної напруги з частотою близько 10 Гц і амплітудою близько 1 В. Другий – (D1.2) включений за схемою компаратора і порівнює вхідну напругу з напругою, яка подається з генератора.

Імпортовану мікросхему D1 LM747 можна замінити на аналог КР149УД20, чи будь-який інший операційний підсилювач, бажано здвоєний, що має низьку споживану потужність. Ємність згладжувальних конденсаторів можна зменшити до 1 мкФ, хоча на точність вимірювань це не вплине. Для поліпшення стабільності нуля можна додати в схему стандартні для мікросхеми кола корекції, хоча такого ж результату можна домогтися з використанням програмної корекції.

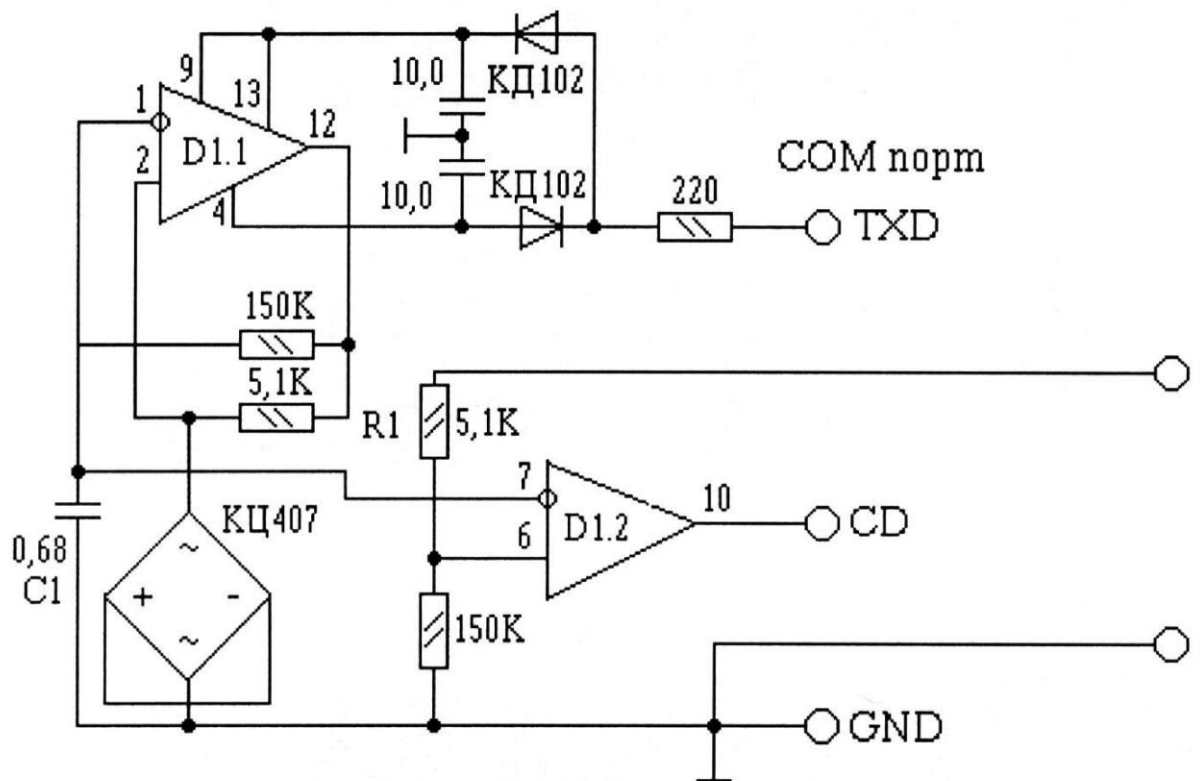


Рис. 9.9. Принципова схема ЦКВ

Для роботи зі схемою необхідно використовувати спеціальну програму. Програма написана для MS DOS у вигляді резидентного COM файлу. Після запуску вона залишається в пам'яті комп'ютера і працює паралельно з іншими програмами, при цьому на екрані постійно будуть присутні покази вольтметра. При запуску програми можна налаштовувати її параметри – номер використовуваного порту і положення показів вольтметра на екрані. Програма займає мінімальний об'єм пам'яті (менше 1,5 Кб), але, оскільки вона постійно опитує порт, їй необхідно порівняно багато процесорного часу. Тому для роботи з програмою необхідний процесор не нижче Pentium.

Полярність вхідної напруги визначається автоматично. Прилад захищений від перевантаження. При вхідній напрузі до 25 В прилад входить у режим насичення про що можна дізнатися за відображуваними на екрані чотирма дев'ятками і знаку (позитивна чи негативна перенапруга). У цьому режимі він може знаходитись як завгодно довго без небезпеки ушкодження

схеми. При зниженні напруги до допустимого рівня продовжується нормальна робота приладу.

Вимірювання холлівської напруги дозволяли визначити тип провідності напівпровідника і його важливі параметри: концентрацію носіїв заряду та їх рухливість. Із аналізу температурної залежності останніх знаходили термічну ширину забороненої зони, енергії іонізації локальних рівнів, а також визначали механізми розсіювання вільних носіїв заряду.

При цьому використовувалася методика [133], згідно якої:

$$U_X = R_X \frac{IB}{a}, \quad (9.1)$$

$$U_\sigma = \frac{1}{\sigma(B)} \cdot \frac{c}{ba} I, \quad (9.2)$$

$$R_X = \frac{1}{en}, \quad (9.3)$$

де U_X та U_σ – спади напруг між відповідними контактами; R_X – коефіцієнт Холла; a – товщина; b – ширина зразка; c – відстань між боковими контактами; I – сила струму; B – індукція магнітного поля і n – концентрація носіїв заряду.

Використовуючи формули (9.1) - (9.3), можна показати, що:

$$n = \frac{IB}{eU_X a},$$

$$\sigma(B) = \frac{cI}{baU_\sigma}.$$

Врахувавши інший вигляд для коефіцієнта Холла

$$R_X = \frac{\mu_{nx}}{\sigma(B)},$$

одержано вираз для визначення рухливості:

$$\mu_{nx} = \frac{1}{en} \sigma(B).$$

9.5. Підготовка зразків для експериментальних досліджень

Вирізані у передбачених експериментом напрямках зразки CdSb шліфувались спочатку порошком M20, а для чистової доводки використовували порошок M5. Для проведення вимірювань розподілу питомого опору по довжині зразків та дослідження явища температурно-електричної нестійкості використовують зразки у вигляді паралелепіпедів з розмірами $12 \times 1,8 \times 1,8 \text{ мм}^3$ (рис. 9.10). Шліфувались зразки такої форми за допомогою спеціальної «призми» з плоскопаралельними сторонами.

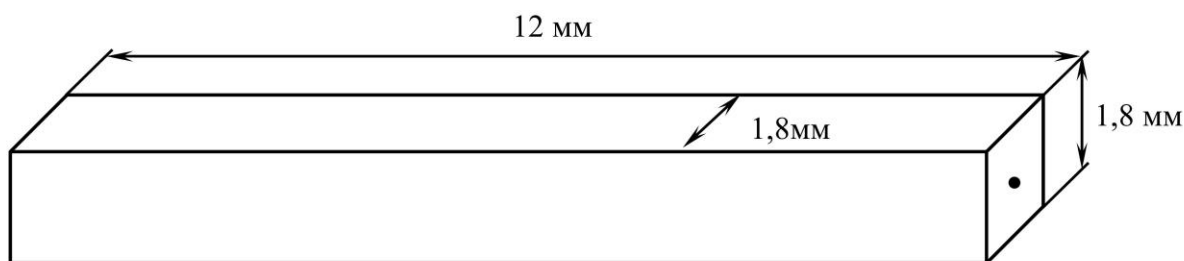


Рис. 9.10. Форма і розміри зразків для дослідження розподілу питомого опору та явища ТЕН

Після шліфування для з травлювання поверхні зразків використовували спеціально приготовлений травний розчин, що складався з перекису водню, гліцерину та ортофосфорної кислоти. Крім того зразки полірували за допомогою пасти Гойя, далі промивали у дистильованій воді та етиловому спирті - лише після цього зразки були готові до нанесення контактів.

Струмові контакти наносились на торці зразків. Для дослідження кристалів CdSb, легованих Те, контакти наносились оловом з домішкою сурми. На зразки CdSb, легованих Іп, контакти наносились індієм. Нанесені контакти перевірялись на омичність зняттям ВАХ при температурі рідкого азоту (77 К).

Для проведення вимірювань поздовжнього p' єзоопору використовували зразки у вигляді паралелепіпедів з розмірами $10 \times 0,7 \times 0,7 \text{ мм}^3$ (рис. 9.11).

Шліфувались, полірувались та стравлювались ці зразки згідно методики, що аналогічна описаній вище. Контакти наносилися таким самим чином з різницею в тому, що добавлялося ще по два контакти на протилежні бокові грані. Це забезпечувало можливість контролю правильності значень вимірюваного спаду напруг, порівнюючи їх між собою, знятих з контактів обох граней у тих самих умовах. Після перевірки контактів на омичність до них підпаювались тонкі мідні провідники. Потім кінці зразка жорстко фіксувались в латунних цапфах епоксидною смолою. При цьому співвісність цапф і зразка забезпечувалась монтажем під мікроскопом МБС-10 на монтажному столикові, будова якого показана на рис. 9.12.

Щоб зменшити можливість вигину зразка при прикладанні до нього одновісного механічного навантаження, цапфи монтували так, щоб площини їх торців були паралельні між собою та перпендикулярні до осі зразка.

Для вимірювання ефекту Холла заготовки для холлівських зразків після орієнтацій кристала вирізались у формі паралелепіпедів із сторонами $9 \times 4 \times 1 \text{ мм}^3$. Після цього на спеціально виготовленому шліфувальному станку із заготовок випилювались холлівські зразки. Подальша їх обробка проводилась, як і при підготовці до вимірювання п'єзоопору. Форму і розміри таких зразків подано на рис. 9.13.

Відстані між вимірювальними зондами на одній грані зразка становлять 4,5 мм. Струмові контакти наносились на торці зразка описаним вище методом. Після цього, перед вимірюваннями як струмові, так і холлівські контакти перевірялись на омичність.

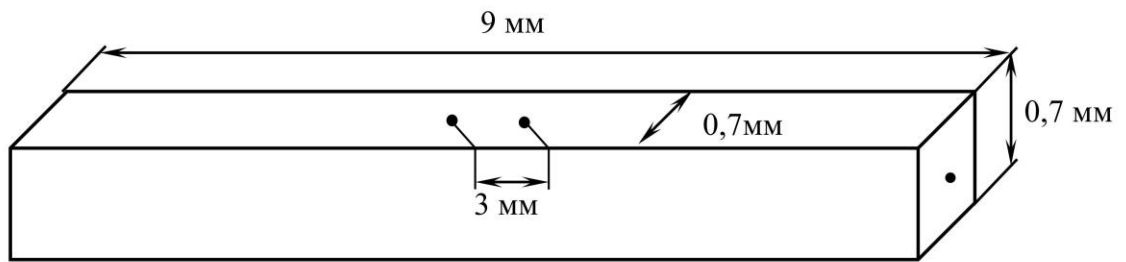


Рис. 9.11. Форма і розміри зразків для дослідження
 поздовжнього п'єзоопору

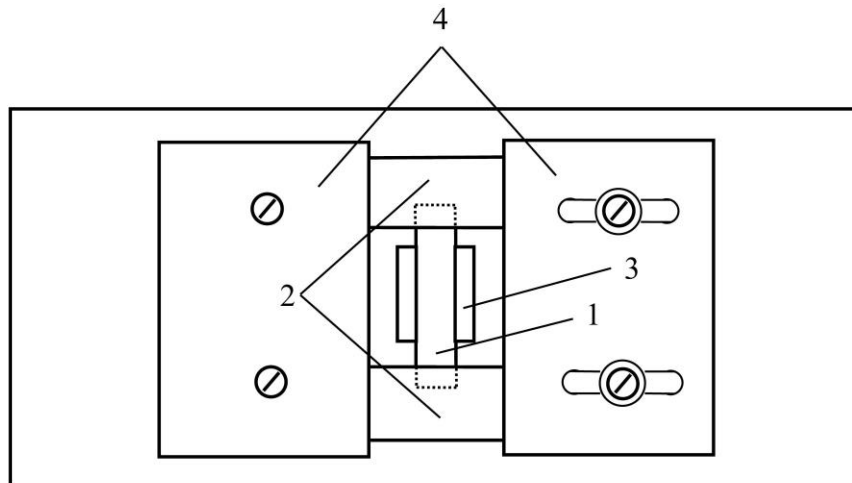


Рис. 9.12. Столик для монтажу зразків:

1 – зразок; 2 – цапфи; 3 – підкладка для центрування
 зразка по висоті; 4 – шліфовані фіксуючі пластини

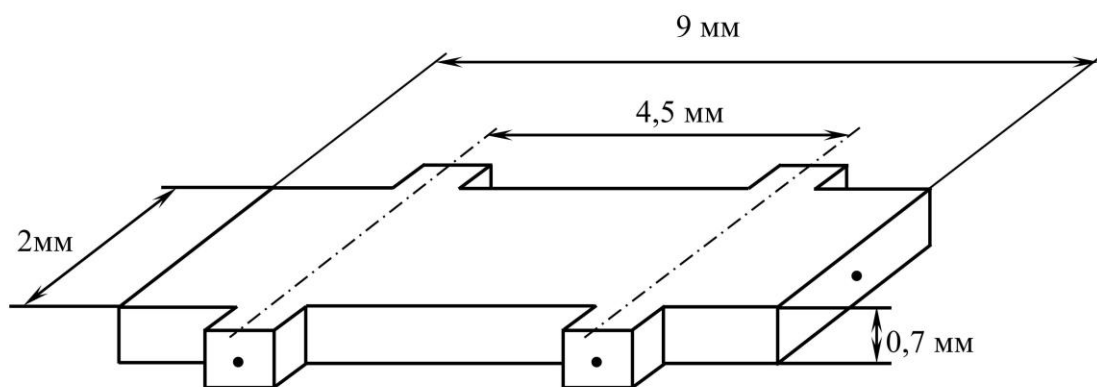


Рис. 9.13. Форма і розміри холлівського зразка

ОСНОВНІ ВИСНОВКИ

1. Методом оптичної топографії в CdSb, легованих Te та In, виявлено шарувату структуру з декількома типами шарів, з періодом порядку 300 і 250 мкм, відповідно.

2. У ході досліджень структури проведеними на растровому електронному мікроскопі (РЕМ) підтверджено шарувату структуру в CdSb<Te> з періодом порядку 1,5 мкм. Поряд з тим, за допомогою EDX-аналізу зроблено оцінку розподілу хімічних елементів в об'ємі монокристалу.

3. Двохзондовим компенсаційним методом виявлено значно більші відносні відхилення питомого опору від середнього значення в зразках, вирізаних вздовж осі росту кристала $\vec{j} \parallel [001]$, ніж у зразках, вирізаних перпендикулярно до даної осі $\vec{j} \parallel [010]$, що пояснюється існуванням градієнтів концентрації носіїв заряду ∇n в напрямі росту кристала.

4. Теоретично показано та експериментально підтверджено, що наявність градієнтів концентрації, зумовлених шаруватими періодичними неоднорідностями в напрямі росту кристала, може призводити до появи внутрішніх електричних полів між шарами росту.

5. Встановлено, що при освітленні CdSb<Te> відбувається поступове наближення порогових значень напруженості електричного поля перемикання з високоомного в низькоомний стан в зразках, вирізаних паралельно до осі росту, до значень в зразках радіального напрямку, що пов'язується зі зміною (при освітленні) амплітуди потенціального рельєфу, утвореного ШПН у напрямі росту кристала.

6. Виявлено різке зростання рухливості та середньої транспортної довжини вільного пробігу носіїв заряду в CdSb<Te> при збільшенні інтенсивності освітлення у зразках вирізаних паралельно до осі росту кристала в умовах $\vec{j} \parallel [001]$, що підтверджує наявність в напрямі росту кристала тонкої структури потенціального рельєфу.

7. За результатами температурних залежностей $\Pi = f(T)$, встановлено, що для кристалів CdSb<Te> в умовах $X \parallel \vec{j} \parallel [001]$ область деіонізації глибокого рівня відповідає температурному інтервалу $175 \div 236$ К, в умовах $X \parallel \vec{j} \parallel [010]$ – $162 \div 200$ К. Для різних умов за експериментальними даними $\Pi = f(T)$ визначено глибину залягання енергетичного рівня домішки атомів телуру в забороненій зоні монокристалів CdSb<Te>, що складає $E_C - 0,12$ еВ.

8. Експериментальні дані оптичних вимірів та зроблені розрахунки свідчать про різний вплив домішок на кристалічну решітку CdSb: Te – «зміцнює» її, зменшуючи дефектність матеріалу, а In – збільшує дефектність, зростає концентрація точкових однозарядних дефектів n_t .

9. Існування анізотропії оптичних властивостей підтверджує нерівномірність у розподілі домішок у різних кристалографічних напрямках та наявність ШПН в напрямку росту.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Almin K. E. The crystal structure of CdSb and ZnSb. *Acta Chem. Scand.* 1948. Vol. 2. P. 400–407.
2. Mooser E., Pearson W. B. Chemical Bond in Semiconductors. *Phys. Rev.* 1956. Vol. 101, № 5. P. 1608–1609.
3. Mooser E., Pearson W. B. The Chemical Bond in Semiconductors. *J. Electronics.* 1956. Vol. 1, № 6. P. 629–645.
4. Toman K. Anisotropy of Chemical Bond in CdSb Compound. *Czech. J. Phys.* 1963. Vol. 13, № 6. P. 431–436.
5. Манік О. М. Багатофакторний підхід у теоретичному матеріалознавстві. Чернівці : Прут, 1999. 432 с.
6. Anatychuk L. I., Manik O. M. A combined approach for thermoelectric material parameters calculation. 1. Methods of simulation in physics-chemical systems. *J. of Thermoelectricity.* 1994. № 1. P. 56–62.
7. Manik O. M. Comprehensive approach to calculating thermoelectric material parameters. 2. Chemical bond. Molecular models. *J. of Thermoelectricity.* 1994. № 1. P. 63–72.
8. Anatychuk L. I. Manik O. M. Comprehensive approach to calculating the thermoelectric material parameters. 3. Chemical bond and the zone structure in thermoelectric materials crystals. *J. of Thermoelectricity.* 1994. № 2. P. 36–49.
9. Manik O. M., Yeremenko O. I. Solid Solutions of Cadmium and Zinc Antimonides. Chemical Bond (Review). *Physics and Chemistry of Solid State.* 2008. Vol. 9, № 3. P. 454–465.
10. Tovstyuk K. D., Bercha D. M., Pankevich Z. V., Rarenko I. M. Piezoresistance of Cadmium Antimonide. *Phys. Status Solidi (b).* 1966. Vol. 13, № 1. P. 207–214.
11. Bercha D. M., Borets A. N., Gertovich T. C. [et al.] Absorption edge in the region of indirect transitions and the band structure of CdSb. *Phys. Solid State.* 1970. Vol. 12, № 8. P. 2397–2406.

12. Yamada Y. The Band Structure of CdSb. *J. Phys. Soc. Japan*. 1973. Vol. 35. P. 1600.
13. Берча Д. М., Мітін О. Б., Паренко І. М., Грицюк Б. М. Зонна структура CdSb і ZnSb. *Укр. фіз. журн.* 1983. Т. 28, № 10. С. 1523–1527.
14. Bercha D. M., Slipukhina I. V., Sznajder M., Rushchanskii K. Z. Elementary Energy Bands in the Band Structure of a Narrow Bandgap CdSb Semiconductor. *Phys. Rev. B*. 2004. Vol. 70. P. 235206.
15. Гусєв С. М. Анізотропія електричних властивостей CdSb. *Укр. фіз. журн.* 1963. Т. 8. С. 883–888.
16. Kawasaki T., Tanaka T. Galvanomagnetic Effects in Cadmium Antimonide. *J. Phys. Soc. Japan*. 1966. Vol. 21, № 12. P. 2475–2485.
17. Гертович Т. С. Оптичні і фотоелектричні властивості антимоніду кадмію і деяких інших ромбічних напівпровідників : автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук. Чернівці : Чернівець. держ. ун-т, 1973. 26 с.
18. Берча Д. М., Сліпухіна І. В. Формування станів зонного спектру кристала поблизу забороненої зони, обчислених із перших принципів. *Термоелектрика*. 2004. № 3. С. 17–27.
19. Andronik I. K., Kot M. V. Anisotropy of electrical properties of antimony cadmium single crystals. *Phys. Solid State*. 1960. Vol. 2, № 6. P. 1128–1133.
20. Pilat I. M., Anatychuk L. I. Anisotropy of thermal conductivity of cadmium antimonide. *Phys. Solid State*. 1964. Vol. 6, № 1. P. 25.
21. Ermanis F., Miller E. The Semiconducting Properties of CdSb. *J. Electrochem. Soc.* 1961. Vol. 108, № 11. P. 1048–1052.
22. Anatychuk L. I., Iskra V. D., Luste O. J. [et al.]. Anisotropy of Electroconductivity in CdSb. *Phys. Status Solidi (b)*. 1968. Vol. 27, № 1. P. 101–107.
23. Zhadko I. P., Romanov V. A. Method for determining the components of the mobility tensor of minority current carriers in anisotropic semiconductors. *Semiconductors*. 1973. Vol. 7, № 10. P. 2027.

24. Gertovich T. S., Zhadko I. P., Rarenko I. M. [et al.]. On the temperature dependence of the anisotropy of electron mobility in p -CdSb. *Semiconductors*. 1973. Vol. 7, № 5. P. 946–950.
25. Жадько І. П., Романов В. О., Юров Ю. Г. Про рухливість носіїв струму в монокристалах p -CdSb. *Укр. фіз. журн.* 1975. Т. 20, № 7. С. 1210–1212.
26. Andronik I. K., Arushanov Z. K. Electrical properties of CdSb crystals doped with indium and copper. *Semiconductors*. 1968. Vol. 2, № 6. P. 869–873.
27. Зарубін Л. І., Іскра В. Д., Неміш І. Ю. Про анізотропію коефіцієнта Холла в p -CdSb. *Укр. фіз. журн.* 1967. Т. 12, № 11. С. 1918–1921.
28. Andronik I. K., Arushanov E. K., Emelyanenko O. V., Nasledov D. N. Electrical properties of doped CdSb crystals at low temperatures. *Semiconductors*. 1968. Vol. 2, № 9. P. 1248–1252.
29. Tanaka T., Mitsunami H., Nishihara Y. Electrical Properties of Undoped p -CdSb at Low Temperatures. *J. Phys. Soc. Japan*. 1969. Vol. 27, № 6. P. 1507–1516.
30. Justi E., Lautr G. Uber dee Storstellen und Eigenhalbleitung intermetallischer Verbindungen. *Z. Naturforschg.* 1952. Vol. 7a. P. 191–200.
31. Andronic I. K., Kot M. V., Kretsu I. V. On thermal dissociation of cadmium antimonide. *Scientific notes of Chisinau. University*. 1961. № 49. P. 105–111.
32. Лазарєв В. Б., Шевченко В. Я., Грінберг Я. Х., Соболев В. В. Напівпровідникові сполуки групи $A^{II}B^V$. 1978. 256 с.
33. Stukan V. A., Trifonov V. I., Shevchenko V. Ya. Impurity absorption of submillimeter range radiation in p -CdSb. *Semiconductors*. 1971. Vol. 5, № 11. P. 1664.
34. Rarenko I. M., Semizorov A. F., Melnichuk I. V. [et al.]. Electrical properties of CdSb doped with elements of group IV. *Semiconductors*. 1974. Vol. 8, № 7. P. 1395–1397.
35. Gusev S. M., Rakin G. V. Thermoelectric properties of CdSb doped with elements of groups I, III, IV, VI. *Phys. Solid State*. 1962. Vol. 4, № 3. P. 2328–2337.

36. Zarubin L. I., Nemish I. Yu., Rarenko I. M. Properties of silver-doped cadmium antimonide at low temperatures. *Czech. J. Phys.* 1968. Vol. 18, № 1. С. 117–121.
37. Andronik I. K., Kot M. V., Shcherban D. A. Electrical properties of single crystals of antimony cadmium doped with impurities. *Proceedings on the physics of semiconductors*. Chisinau : Chisinau State University, 1962. № 1. P. 37–46.
38. Zarubin L. I., Miselyuk E. G., Rarenko I. M. On the energy position of the donor level of tellurium in CdSb. *Semiconductors*. 1967. Vol. 1, № 10. P. 1587–1589.
39. Smirous K., Hruby A., Berankova J. Refining of CdSb and preparation of CdSb single crystal by zone melting. *Czech. J. Phys.* 1962. Vol. 12, № 10. P. 796–798.
40. Rarenko I. M., Semizorov A. F., Slynko V. V. [et al.]. Effect of lithium impurity on the electrical and magnetic properties of CdSb. *Phys. Electronics*. 1974. № 8. P. 16–17.
41. Rarenko I. M., Semizorov A. F., Slyn'ko V. V. [et al.]. Anisotropy of kinetic and magnetic properties of CdSb doped with Ge. *Izv. AN SSSR. Inorg. Mater.* 1977. Vol. 13, № 5. P. 743–746.
42. Мельничук І. В., Паранський М. Д., Раренко І. М. Дослідження дефектів структури монокристалів CdSb. *Укр. фіз. журн.* 1973. Т. 18, № 9. С. 1544–1545.
43. Pilat I. M., Anatychuk L. I. Cadmium antimonide with an admixture of indium. *Phys. Solid State*. 1964. Vol. 6, № 5. P. 1528–1530.
44. Гусєв С. М., Зикін Л. І. Провідність кристалів CdSb з малим вмістом телуру. *Укр. фіз. журн.* 1972. Т. 17, № 2. С. 326–328.
45. Rarenko I. M., Semizorov A. F., Gertovich T. S., Gritsyuk B. N. Anomalous properties of *n*-CdSb. *Semiconductors*. 1973. Vol. 7, № 8. P. 1595–1598.
46. Борець О. М., Ракин Г. В. Інфрачервоне поглинання в CdSb, легованого індієм. *XIX наук. конф. Ужгород. ун-ту* : тез. доп. Ужгород, 1965. С. 68–72.

47. Rarenko I. M., Semizorov A. F., Gertovich T. S. Influence of surface condition on the anisotropy factor in n -CdSb. *Semiconductors*. 1972. Vol. 6, № 6. P. 1152–1153.
48. Gertovich T. S., Rarenko I. M., Semizorov A. F., Tovstyuk K. D. Anomalous properties of p -CdSb, lightly doped with tellurium. *Semiconductors*. 1975. Vol. 9, № 3. P. 409–412.
49. Семізоров А. Ф. Про анізотропію термо ЕРС CdSb. *Термoeлектрика*. 2004. № 2. С. 25–29.
50. Tauc J., Abraham A. Optical properties and band structure of CdSb. *Czech. J. Phys.* 1965. Vol. 15, № 10. P. 730–739.
51. Товстюк К. Д., Борець О. М. Графічний метод визначення оптичних констант монокристалів напівпровідників за допомогою вимірювання пропускання. *Укр. фіз. журн.* 1962. Т. 7. С. 1285–1291.
52. Gertovich T. S., Grineva S. I., Rarenko I. M., Tovstyuk K. D. Intrinsic absorption edge in CdSb doped with tellurium and indium. *Phys. Electronics*. 1975. № 11. P. 54–59.
53. Лашкарьов В. Є., Малютенко В. К., Раренко І. М., Романов В. О. Фотоелектричні властивості CdSb. *Укр. фіз. журн.* 1966. Т. 11, № 5. С. 572–574.
54. Малютенко В. К., Романов В. О., Раренко І. М. Новий приймач ІЧ-випромінювання на основі n -CdSb. *Укр. фіз. журн.* 1969. Т. 14, № 9. С. 1567–1568.
55. Gusev S. M., Grechko V. A., Gavrilenko N. V. Features of photoconductivity of cadmium antimonide doped with tellurium. *Semiconductors*. 1976. Vol. 10, № 6. P. 1188–1189.
56. Товстюк К. Д., Пляцко Г. В., Данилевич О. Й. [та ін.]. Фоточутливий p - n -перехід на основі CdSb, слабо легованого телуrom. *Укр. фіз. журн.* 1976. Т. 21, № 3. С. 495–497.
57. Семізоров А. Ф., Мельничук І. В., Махова М. К., Куликовська С. М. Дефекти кристалічної структури CdSb. Львів : Вища шк., 1978. С. 195–196.

58. Melnichuk I. V., Ashcheulov A. A., Semizorov A. F. [et al.]. The influence of structural defects and stresses on the physical properties of CdSb, ZnSb and $Sb_xZn_{1-x}Sb$ crystals. *Republican symposium on physical properties of complex semiconductors* : abstract. Baku, 1978. P. 18.
59. Косенков Є. М., Раренко О. І., Шафранюк В. П., Заєць І. І. Дослідження структурної досконалості кристалів CdSb для термоелектричних перетворювачів залежно від технології їхнього вирощування та легування. *Термоелектрика*. 2004. № 3. С. 54–61.
60. Hogarth C. A. *Materials Used in Semiconductor Devices*. New York, London, Sydney : Interscience Publishers, John Wiley & Sons Ltd., 1965, second printing 1967. 243 p.
61. Герасютенко Н. А., Грицюк Б. М., Григоращук І. М., Холодарь Г. А. Природа високотемпературної провідності CdSb. *Вісн. Київ. ун-ту. Фізика*. 1986. № 27. С. 82–87.
62. Вінецький В. Л., Холодарь Г. А. Статистична взаємодія електронів та дефектів у напівпровідниках. К. : Наук. думка, 1969. 188 с.
63. Dremlyuzhenko S. G., Voloshchuk A. G., Gritsyuk B. M. [et al.]. Thermodynamic analysis of etching processes of cadmium antimonide single crystals. *Inorg. Mater.* 2003. Vol. 39, № 12. P. 1239–1245.
64. Грицюк Б. М., Дремлюженко С. Г., Ковальчук М. Л. Температурна залежність поверхневої провідності антимоніду кадмію. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2004. С. 440–443.
65. Крилюк О. М., Косенков Е. М., Раренко А. І. Вплив хіміко-механічної обробки на параметри поверхні кристалів CdSb для термоелектричних пристроїв. *Термоелектрика*. 2004. № 4. С. 67–74.
66. Семенюк А. К. Радіаційні ефекти в багатодолинних напівпровідниках. Луцьк : Надстир'я, 2001. 323 с.
67. Баранський П. І., Федосов А. В., Гайдар Г. П. Неоднорідності напівпровідників і актуальні задачі міждефектної взаємодії в радіаційній фізиці і нанотехнології. Київ-Луцьк : РВВ Луцьк. нац. техн. ун-ту, 2006. 316 с.

68. Ракин Г. В., Устьянов В. І. Електричні властивості антимоніду кадмію, опроміненого γ -квантами. *Радіаційна фізика неметалічних кристалів* : матер. конф. К. : Наук. думка, 1967. С. 265–269.
69. Семенюк А. К., Панкевич З. В., Федосов А. В., Доскоч В. П. П'єзоопір в напівпровідниках, що містить глибокі енергетичні рівні. *Зб. : Фізика твердого тіла*. К. : МП УРСР, 1972. С. 48–52.
70. Доскоч В. П., Панкевич З. В., Семізорів А. Ф., Тимощук В. С. Вплив γ -опромінення на ефект п'єзоопору антимоніду кадмію, легованого індієм. *Радіаційні ефекти в напівпровідникових сполуках*. К. : ІЯД АН УРСР, 1976. С. 42–43.
71. Radautsan S. I., Arushanov E. K., Zantov F. A. [et al.]. Effect of gamma-neutron irradiation on some physical properties of cadmium antimonide. *Radiation effects in solids* : All-Union Conf., Ashgabat : abstracts. Ashgabat, 1977. P. 69.
72. Fedosov S. A., Davidyuk G. E., Bozhko V. V. [et al.]. Effect of Radiation-induced Defects on the Electrical and Optical Properties of Cadmium Antimonide Single Crystals. *Inorg. Mater.* 1996. Vol. 32, № 11. P. 1166–1170.
73. Давидюк Г., Доскоч В., Федосов С. Відпал дефектів в нейтронно опроміненних монокристалах CdSb. *Наук. вісн. Волин. держ. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки*. 1999. № 14. С. 56–60.
74. Ueda H. Resistivity striation in germanium single crystals. *J. Phys. Soc. Japan*. 1961. Vol. 16, № 1. P. 61–66.
75. Spalek W., Dorendorf H. Widerstandsmessungen an Feinstreifen in germanium. *Z. Angew. Phys.* 1970. Vol. 29, № 6. P. 344–346.
76. Milvidsky M. G., Berkova A. V. Some features of impurity distribution in semiconductor single crystals grown by the Czochralski method. *Phys. Solid State*. 1963. Vol. 5, № 3. P. 709–716.
77. de Kock A. J. R., Ferris S. O., Kimerling L. C., Leamy H. J. Sem observation of dopant striae in silicon. *J. Appl. Phys.* 1977. Vol. 48, № 1. P. 301–303.

78. Dannhauser P., Krausse J., Mayer K. Zum einfluss von temperprozessen auf widerstandsschankungen in siliziumeinkristallen. *Solid State Electron*. 1972. Vol. 15, № 12. P.1383–1385.
79. Muhlbauer A. Resistivity topography and growth facets of float zoned silicon single crystals. *Semicond. silicon 1973*, Princeton, New-York, 1973. P. 107–119.
80. de Kock A. J. R., Roksnouer P. J., Boonen P. G. T. Effect of growth parameters on formation and elemination of vacancy clusters in dislocation-free silicon crystals. *J. Cryst. Growth*. 1974. Vol. 22, № 4. P. 311–320; 1975. Vol. 28, № 1. P. 125–137.
81. Литовченко П. Г. Фізичні властивості об'єму та поверхні кремнію і германію з малим вмістом локальних центрів : автореф. дис. ... д-ра фіз.-мат. наук. К., 1983. 31 с.
82. Будзуляк І. М. Структурні перетворення в бінарних напівпровідниках в полі дії лазерного випромінювання. *Фізика і хімія твердого тіла*. 2008. Т. 9, № 1. С. 51–57.
83. Ящинський Л. В., Федосов А. В., Коваль Ю. В., Федосов С. А., Коваль Л. В. Кінетичні ефекти в монокристалах антимоніду кадмію в полях ефективного зовнішнього впливу. *Фізика і хімія твердого тіла. Стан, досягнення і перспективи* : матеріали Всеукр. конф. молодих вчених, 20–21 жовт. 2010 р., м. Луцьк, Україна. Луцьк : РВВ Луцьк. нац. техн. ун-ту, 2010. С. 287–289.
84. Федосов А. В. Ящинський Л. В., Коваль Ю. В. Дослідження неоднорідностей в монокристалах антимоніду кадмію. *Актуальні проблеми та перспективи науки та виробництва* : тези XXIV-ої наук.-техн. конф. Луцьк : Навч.-наук. відділ ЛНТУ, 2009. С. 211–212.
85. Баранський П. І., Федосов А. В., Гайдар Г. П. Неоднорідності напівпровідників і актуальні задачі міждефектної взаємодії в радіаційній фізиці і нанотехнології. Київ-Луцьк : РВВ Луцьк. нац. техн. ун-ту, 2006. 316 с.

86. Shakhovtsova S. I., Shakhovtsov K. V., Shpinar L. I., Yaskovets I. I. Scales of composition fluctuations in $\text{Ge}_{1+x}\text{Si}_x$ alloys. *Semiconductors*. 1993. Vol. 27, № 6. P. 1035–1039.
87. Pekar S. I. Theory of mobility, Hall effect and magnetoresistance in electronic semiconductors with charged defects. *Phys. Solid State*. 1966. Vol. 8, № 4. P. 1115–1122.
88. Conwell E. M., Weisskopf V. F. Theory of impurity scattering in semiconductors. *Phys. Rev.* 1950. Vol. 77, № 3. P. 388–390.
89. Brooks H. Scattering by ionized impurities in semiconductors. *Phys. Rev.* 1951. Vol. 83, № 4. P. 879.
90. Федосов А. В., Ковальчук О. В., Коваль Ю. В., Ящинський Л. В. Дослідження неоднорідностей в монокристалах CdSb, легованих Te та In. *Наукові нотатки ЛДТУ*. Т. 2. 2002. № 11. С. 98–104.
91. Федосов А. В., Ящинський Л. В., Коваль Ю. В., Федосов С. А., Йонік А. Вплив шарів росту на ВАХ монокристалів CdSb з домішкою Te. *2-а Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-2 (з міжнародною участю)*, 20–24 верес. 2004 р., Чернівці-Вижниця, Україна : тези доп. Чернівці : Рута, 2004. Т. 2. С. 278–279.
92. Федосов А. В., Коваль Ю. В., Ящинський Л. В., Федосов С. А., Йонік А. М. Вплив шарів росту на електричні ефекти в монокристалах антимоніду кадмію, легованих телуrom. *Наук. вісн. Чернівець. ун-ту. Фізика. Електроніка*. 2005. № 237. С. 60–62.
93. Mazur R. G. Resistivity inhomogeneities in silicon crystals. *J. Electrochem. Soc.* 1967. Vol. 114, № 3. P. 255–259.
94. Koval Yu. V., Yashchynskyy L. V., Fedosov S. A., Zakharchuk D. A. Investigations inhomogeneities in cadmium antimonide monocrystals. *Relaxed, Nonlinear and Acoustic Optical Processes; Materials – Growth and Optical Properties RNAOPM'2012* : Proc. of VI-th International Workshop, 25–29 may 2012, Lutsk – Shatsk Lakes, Ukraine. Lutsk : PF „Smaragd”, 2012. P. 241–243.

95. Коваль Ю. В., Захарчук Д. А., Ящинський Л. В., Панасюк Л. І., Федосов С. А. Особливості структурних неоднорідностей в легованих монокристалах антимоніду кадмію. *VII Українська наукова конференція з фізики напівпровідників (УНКФН-7)*, 26–30 верес. 2016 р., м. Дніпро, Україна : тези доп. Кременчук : Видавець ПП Щербатих О. В., 2016. С. 364–365.
96. Koval Yu. V., Zakharchuk D. A., Yashchynskyy L. V., Panasjuk L. I., Fedosov S. A. Features of Structural Inhomogeneities in Doped Cadmium Antimonide Crystals. *XVI International Conference Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems* (dedicated to memory Professor Dmytro Freik) : Materials. Ivano-Frankivsk : Publisher Vasyl Stefanyk Precarpathian National University, 2017. P. 345.
97. Koval Yu. V., Zakharchuk D. A., Yashchinskiy L. V., Panasjuk L. I., Fedosov S. A. Features of Structural Inhomogeneities in Doped Cadmium Antimonide Crystals. *Phys. Chem. Solid State*. 2017. Vol. 18, № 3. P. 321–323.
98. Семенюк А. К. Радіаційні ефекти в багатодолинних напівпровідниках. Луцьк : Надстир'я, 2001. 323 с.
99. Коваль Ю., Ящинський Л., Федосов С. Вплив легуючої домішки телуру на ефект перемикавання в кристалах CdSb. *ЕВРІКА-2004* : Міжнар. конф. молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики, 19–21 трав., м. Львів, Україна : зб. тез. Л. : Львів. нац. ун-т ім. І. Франка, 2004. С. 70–71.
100. Федосов А. В., Коваль Ю. В., Ящинський Л. В., Захарчук Д. А., Федосов С. А. Дослідження впливу інтенсивності освітлення на кінетичні ефекти в монокристалах антимоніду кадмію. *Фізика в Україні* : Всеукр. з'їзд, 3–6 жовт. 2005 р., м. Одеса, Україна : тези доп. О. : Астропринт, 2005. С. 185.
101. Коваль Ю., Ящинський Л., Федосов С. Ефект перемикавання в кристалах CdSb, легованих Те. *Вісн. Львів. ун-ту. Сер. фізична*. 2006. № 39. С. 268–272.
102. Федосов А. В., Коваль Ю. В., Ящинський Л. В., Федосов С. А., Захарчук Д. А. Дослідження кінетичних ефектів в монокристалах антимоніду кадмію при різних фізико-активних впливах. *Нові технології*. 2008. № 2 (20). С. 158–163.

103. Fedosov A. V., Koval Y. V., Jashchinskij L. V. Investigation of intensity lighting influence on kinetic effects in cadmium antimony monocrystals. *Photoelectronics*. 2006. № 15. P. 24–26.
104. Lannoo M., Bourgoin J. Point Defects in Semiconductors I. Theoretical Aspects. Berlin, Heidelberg : Springer, 1981. 265 p.; Bourgoin J., Lannoo M. Point Defects in Semiconductors II. Experimental Aspects. Berlin, Heidelberg : Springer, 1983. 295 p.
105. Joannopoulos J. D., Lucovsky G. The Physics of Hydrogenated Amorphous Silicon I; II. Berlin, Heidelberg : Springer, 1984. 290 p.; 360 p.
106. Fedosov A. V., Koval Y. V., Jashchinskij L. V., Fedosov S. A. Influence of Illumination on Anisotropy of Properties in Monocrystals CdSb(Te). *Relaxed, Nonlinear and Acoustic Optical Processes; Materials – Growth and Optical Properties RNAOPM'2008* : Proc. of 4-th International Workshop, 1–5 june 2008, Lutsk – Shatsk Lakes, Ukraine. Lutsk : Volyn University Press „Veza”, 2008. P. 76–79.
107. Федосов А. В., Коваль Ю. В., Ящинський Л. В., Федосов С. А. Вплив неоднорідностей в розподілі легуючої домішки Те на фізичні властивості монокристалів CdSb. *Наук. нотатки*. 2009. № 25. Ч. 1. С. 392–394.
108. Федосов А. В., Коваль Ю. В., Ящинський Л. В., Федосов С. А. Вплив освітлення на явища переносу в монокристалах антимоніду кадмію. *IV Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-4*, 15–19 верес. 2009 р., м. Запоріжжя, Україна : тези доп. Запоріжжя : Класичн. приват. ун-т, 2009. Т. 1. С. 87–88.
109. Bate R. T., Beer A. C. Influence of conductivity gradient on galvanomagnetic effects in semiconductors. *J. Appl. Phys.* 1961. Vol. 32, № 5. P. 800–805.
110. Bate R. T., Bell J. C., Beer A. C. Influence of magnetoconductivity discontinuities on galvanomagnetic effects in indium antimonide. *J. Appl. Phys.* 1961. Vol. 32, № 5. P. 806–814.
111. Blakemore J. S. Solid State Physics. Philadelphia : W.B. Saunders Company, 1970. 487 p.

112. Баранський П. І., Федосов А. В., Гайдар Г. П. Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу. Луцьк : Надстир'я, 2000. 280 с.
113. Коваль Ю. В., Федосов С. А., Захарчук Д. А., Хвищун М. В., Луньов С. В. Дослідження ефекту п'єзоопору в багатодолинних напівпровідниках з глибокими енергетичними рівнями. *ІЕФ-2007* : конф. молодих вчених та аспірантів, 14–19 трав. 2007 р., м. Ужгород, Україна : програма та тези доп. Ужгород : Ін-т електронної фізики НАН України, 2007. С. 137.
114. Федосов А. В., Коваль Ю. В., Ящинський Л. В., Федосов С. А. Визначення глибини залягання енергетичних рівнів в забороненій зоні напівпровідників за даними п'єзоопору. *III Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-3*, 17–22 черв. 2007 р., м. Одеса, Україна : тези доп. О. : Астропринт, 2007. С. 209.
115. Федосов А. В., Коваль Ю. В., Ящинський Л. В., Федосов С. А. Визначення глибини залягання енергетичних рівнів в забороненій зоні напівпровідників на основі досліджень ефекту п'єзоопору. *Наук. вісн. Волин. держ. ун-ту ім. Лесі Українки. Фіз. науки*. 2007. № 6. С. 37–40.
116. Панкевич З. В., Раренко І. М. Вплив домішок на ефект п'єзоопору в сурм'янистому кадмії. *Фізична електроніка*. 1970. № 3. С. 15–17.
117. Анатичук Л. І., Лусте О. Я., Раренко І. М., Яремійчук Б. С. Анізотропія електропровідності *n*-CdSb. *Укр. фіз. журн.* 1970. Т. 14, № 7. С. 1214–1215.
118. Herrmann K. H., Oelgart G. Piezowiderstandseffect an Tellur. *Phys. Status Solidi*. 1967. Vol. 24. P. 289–296.
119. Goldobin A. N., Lezheyko L. V., Sharnopolskaya E. T. On the effect of piezoresistance in tellurium. *Phys. Solid State*. 1961. Vol. 3, № 10. P. 3247–3249.
120. Zavetova M. Absorption Edge of CdSb. *Czech. J. Phys.* 1964. Vol.14, № 8. P. 615–621.
121. Богданюк М. С., Ящинський Л. В., Федосов С. А., Захарчук Д. А., Коваль Ю. В. Вплив домішок Те та Іп на дефектність монокристалів антимоніду кадмію. *Релаксаційні, нелінійні й акустооптичні процеси та матеріали*

РНАОПМ'2012 : матеріали VI Міжнар. наук. конф., 25–29 трав. 2012 р., м. Луцьк – Шацькі озера, Україна. Луцьк : ПФ „Смарагд”, 2012. С. 31–33.

122. Семенюк А. К. Дослідження електрофізичних параметрів кремнію, призначеного для виготовлення силових напівпровідникових приладів. Звіт за тему № 4320. Львів, 1987. 108 с.

123. Коваль Ю. В., Ящинський Л. В., Федосов С. А., Захарчук Д. А., Панасюк Л. І., Луньов С. В. Дослідження структурних неоднорідностей в напівпровідникових монокристалах. *Theoretical and Experimental Researches in Modern Technologies of Materials Science and Machine-Building (TERMM-2021)* : Proc. VIII Inter. Sci. and Pract. Conf., May 25–28 2021, Lutsk – Svityaz, Ukraine. Lutsk : LNTU, 2021. P. 41–43.

124. Конозенко І. Д., Семенюк А. К., Хіврич В. І. Радіаційні ефекти в кремнії. К. : Наук. думка, 1974. 200 с.

125. Semenyuk A. K., Kovalchuk O. V. Study of technological inhomogeneities of silicon single crystals. *Electron. Equipment. Vol. 6. Materials*. 1983. № 3 (176). P. 65–68.

126. Костильов С. А., Шкут В. А. Електронне перемикання в аморфних напівпровідниках. К. : Наук. думка, 1978. 203 с.

127. Koval Yu. V., Zakharchuk D. A., Yashchinskiy L. V., Fedosov S. A. Feature of Kinetic Effects in Tellurium-Alloyed Cadmium Antimonide Single Crystals. *Topical Problems of Semiconductor Physics* : IX Inter. Conf., May 16–20, 2016, Truskavets, Ukraine : Abstract Book. Stryi : UKRPOL Publishing House, 2016. P. 57–58.

128. Коваль Ю. В., Ящинський Л. В., Федосов С. А., Захарчук Д. А., Дмитрук О. О. Особливості ефекту перемикання з високоомного в низькоомний стан в напівпровідникових монокристалах з неоднорідним розподілом домішок. *Фізика і хімія твердого тіла: стан, досягнення і перспективи* : матеріали VII Всеукр. наук.-практ. конф. здобувачів вищої освіти та молодих вчених, 21–22 жовт. 2022 р., м. Луцьк, Україна. Луцьк : IBV Луцьк. НТУ, 2022. С. 117.

129. Коваль Ю., Захарчук Д., Ящинський Л., Федосов С. Особливості ВАХ кристалів n -CdSb при різних рівнях інтенсивності освітлення. *Materials and*

Technologies in Engineering (MTE-2024) : 2nd International Conference on Engineering, Materials, Technologies, Transport, May 14–16, 2024, Lutsk, Ukraine : Materials of the Conference. Lutsk : Veza-Druk, 2024. P. 135–137.

130. Koval Yu. V., Yashchynskyy L. V., Fedosov S. A., Zakharchuk D. A., Panasyuk L. I. Features of kinetic effects in semiconductor single crystals with heterogeneous distribution of impurities. *Naukovi Notatki*. 2022. № 74. С. 62–66.

131. Коваль Ю., Федосов С., Ящинський Л., Захарчук Д., Панасюк Л. П'єзоелектричні властивості монокристалів антимоніду кадмію до та після γ -опромінення. *Матеріали та технології в інженерії (МТІ-2023): інженерія, матеріали, технології, транспорт*, 16–18 трав. 2023 р., Луцьк, Україна : зб. наук. доп. міжнар. конф. Луцьк : Вежа-Друк, 2023. С. 148–150.

132. Федосов А. В., Тимошук В. С., Хвищун М. В. Методи дослідження поздовжнього і поперечного п'єзоопору в кристалах кремнію. *Наукові нотатки*. 2001. С. 6.

133. Воробйов Ю. В., Добровольський В. М., Стріха В. І. Методи дослідження напівпровідників. К. : Вища шк., 1988. 232 с.

A 66

Редактор: Ю. В. Коваль

Підп. до друку « » 2025 р.

Формат 60x84/16.. Папір офс.

Гарн. Таймс. Ум. друк. арк. 8,5.

Тираж 50 прим.

Луцький національний технічний університет

43018, м. Луцьк, вул. Львівська, 75

Друк – ЛНТУ