

**Я.М. Оліх, М.Д. Тимочко, Н.В. Сафрюк, М.І. Ілащук¹,
О.Я. Оліх²**

ДОСЛІДЖЕННЯ «ПРИДИСЛОКАЦІЙНИХ» КЛАСТЕРІВ ТОЧКОВИХ ДЕФЕКТІВ У КРИСТАЛАХ CdZnTe МЕТОДОМ АКУСТО-ХОЛЛА

З метою з'ясування механізму впливу ультразвуку (УЗ) на електроактивність «придислокаційних» кластерів точкових дефектів у низькоомних кристалах CdZnTe ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$) *n*-типу з різною густиною дислокацій $(0,4 \dots 5,1) \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$ методом «акусто-Холла» (метод Холла при ультразвуковому навантаженні) проведено температурні (77...300) К дослідження концентрації електронів $n(T)$ та їх рухливості $\mu_n(T)$. Виявлено зміни електрофізичних параметрів з температурою та інтенсивністю ультразвуку. Для аналізу експериментальних залежностей $\mu_n(T)$ шляхом їх нелінійної апроксимації за характерними температурними залежностями компонент $\mu_n(T)$ при розсіюванні на фонах ґратки (полярних оптичних фонах) та нейтральних домішках, а також при дислокаційному розсіюванні застосовано метод диференціальної еволюції, який дозволив оцінити відносний внесок кожного з механізмів та їх зміни при УЗ навантаженні. Встановлено, що при УЗ навантаженні в усіх зразках спостерігається збільшення компоненти розсіювання на нейтральних домішках і зменшення компоненти розсіювання на іонізованих домішках та дислокаціях. Величина і характер цих акусто-індукованих змін корелюють з дислокаційними характеристиками конкретних зразків. Зроблено висновок, що спостережені ефекти пов'язані з акусто-індукованою перебудовою точково-дефектної структури зразка у придислокаційних областях кристала.

Ключові слова: ультразвук, монокристали CdZnTe, точкові дефекти, дислокаційні кластери, ефект Холла.

1. ВСТУП

CdZnTe монокристали – основні напівпровідникові матеріали для радіаційного детектування. Широке використання CdZnTe кристалів обмежується через проблеми наявності об'ємних дефектів – дислокацій, блоків, включень, комплексів точкових дефектів (ТД), – які визначають, в основному, електрофізичні параметри матеріалу та відповідно і працездатність детектора [1-3]. Було встановлено, що кластери дислокацій, крім преципітації Те, викликають в об'ємі кристала певні збурення електричного поля та відповідні локальні неоднорідності для руху носіїв заряду [3-7]. Тому для подальшого вдосконалення технології вирощування матеріалу бажано контролювати і структуру дислокацій, і їх взаємодію з іншими дефектами [4, 8]. Проте традиційно електрофізичні та фотоелектричні властивості матеріалу, в основному, пов'язуються з ТД [5-9] і майже не враховуються можливості додаткового впливу придислокаційних кластерів (ПДК). Власне, прямі методи досліджування електроактивності ПДК точкових дефектів взагалі проблематичні. У цьому зв'язку, на нашу думку, метод «акусто-Холла» (метод Холла при ультразвуковому навантаженні кристалів) якраз відкриває такі можливості та є перспективним для вивчення складних дислокаційних дефектів у напівпровідникових структурах [10-12].

За високої густини дислокацій ($N_{dis} \sim 10^{10} \text{ м}^{-2}$) особливо акусточутливими є сполуки A_2B_6 , які є унікальними в плані дуже компактної кореляції змін електронної та дислокаційної систем і можуть бути зразковим модельним матеріалом для вивчення акусто-дислокаційно-електронної взаємодії у напівпровідниках загалом [10, 13, 14]. Вважається, що поширення інтенсивної УЗ хвилі викликає коливання дислокацій; причому при інтенсивності УЗ $W_{УЗ} \sim 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ і $N_{dis} \sim 10^{10} \text{ м}^{-2}$ фактично весь об'єм кристала перебуває в стані коливальної деформації і перебудова дефектів відбувається у всьому об'ємі зразка. Основним процесом при УЗ навантаженні є «захоплення» чи «звільнення» рухливих електрично активних ТД (акцепторів чи донорів) з дислокацій, які є для них «стоками». Особливості таких процесів у конкретному зразку визначаються структурою дефектів, зокрема концентрацією дислокацій. У залежності від стану домішково-дефектної структури і параметрів УЗ хвилі в експерименті можуть відбуватися як залишкові зміни, так і тимчасові, які спостерігаються лише під час дії

УЗ. Найбільш інформативними щодо механізмів даного явища є динамічні дослідження, тобто *in-situ*; причому, складна домішково-дефектна структура кристалів A_2B_6 в умовах УЗ навантаження може бути лабільною вже при низьких температурах (< 300 К) [13-15].

Оскільки в процесі УЗ навантаження вся акустична енергія витрачається фактично на коливальний рух дислокацій в кристалі, а зміни електрофізичних параметрів, що спостерігаються при цьому, пов'язані з певними перебудовами в структурі ТД та їх комплексів, то виходить, що дислокації є головною ланкою (посередником) передачі УЗ енергії електрично активним ТД. Причому ці комплекси повинні розташовуватися поблизу дислокацій (в околі), переважно у ПДК областях, збурених дислокаціями в процесі їх вимушених акусто-індукованих (АІ) коливань.

З метою з'ясування конкретних механізмів АІ змін та їх особливостей в залежності від вихідних електрофізичних та структурних характеристик матеріалу в низькоомних кристалах CdZnTe *n*-типу ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$) з різною густиною дислокацій $(0,4 \dots 5,1) \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$ проведено температурні (77...300 К) дослідження ефекту акусто-Холла.

2. ЗРАЗКИ І МЕТОДИКА

У роботі розглянуто дослідження зразків телуриду кадмію CdTe (№1, №2 і №5) та CdZnTe (№3 і №4), основні електрофізичні характеристики яких наведено в табл. 1. Всі монокристали, крім №1, було вирощено в одних умовах вертикальним методом Бріджмена при низьких значеннях тиску пари кадмію в ампулі [16]. Монокристал №1 вирощено в атмосфері Cd (до 2 атм). Зразки №2, №3 та №5 леговані хлором ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$), №4 – індієм ($N_{In} \approx 10^{23} \text{ м}^{-3}$), а №1 – нелегований, в якому основними точковими дефектами є фонові домішки (зокрема мідь [17]) та власні дефекти. Відповідальними за *n*-тип провідності для кристалів №1 є міжвузловий Cd_i, для кристалів №2, №3 і №5 – хлор на місці телуру Cl_{Te} та для кристалів №4 – індій на місці кадмію In_{Cd}. Формування омичних контактів до зразків (розміром $\sim 1 \times 3 \times 10$ мм) відбувалося методом термовакуумного напилення індію за температури 175 °С. Вимірювання концентрації *n* та рухливості μ_n носіїв струму в діапазоні температур (77...300) К проведено методом Холла в режимі постійних електричного і магнітного полів. При дослідженні електрофізичних параметрів в умовах УЗ навантаження (метод акусто-Холла) використовувався азотний кріостат, обладнаний акустичними елементами. Це дозволяло послідовно проводити вимірювання на одному зразку з різним станом дефектної структури, як у вихідному, так і в акустично збуреному відповідно [10-12].

Таблиця 1. Електрофізичні параметри зразків CdZnTe. Значення *n* та μ_n в колонках з «0» символами відповідають вихідним зразкам, а в колонках з «УЗ» символами – для тих же зразків при ультразвуковому навантаженні.

Параметри зразків		CdTe №1		CdTe №2		CdZnTe №3		CdZnTe №4		CdTe №5	
Концентрація легуючої домішки $N_i, \text{ м}^{-3}$		–		$N_{Cl} \approx 10^{24}$		$N_{Cl} \approx 5 \cdot 10^{24}$		$N_{In} \approx 10^{23}$		$N_{Cl} \approx 5 \cdot 10^{23}$	
Густина гвинтових дислокацій $N_{dis}^{XR}, 10^{10} \text{ м}^{-2}$		0,4		1		3,4		–		5,1	
Деформації ґратки $\epsilon_c, 10^{-4}$		1,02		1,86		7,13		–		11,74	
УЗ (~ 10 МГц, 10^4 Вт/м ²)		0	УЗ	0	УЗ	0	УЗ	0	УЗ	0	УЗ
Концентрація електронів $n, 10^{21} \text{ м}^{-3}$	300 К	0,58	0,58	31,69	31,95	171	175	435	435	31,9	32,4
	100 К	0,41	0,48	23,8	31,92	70,6	72,2	435	435	22,9	27,0
Холлівська рухливість електронів $\mu_n, \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	300 К	0,079	0,078	0,084	0,079	0,077	0,076	0,076	0,074	0,065	0,064
	100 К	0,32	0,22	0,192	0,123	0,077	0,085	0,075	0,082	0,063	0,075

Введення у зразок поздовжніх УЗ хвиль (частотою ~ 10 МГц, інтенсивністю $\sim 10^4$ Вт/м²) відбувалося крізь діелектричну буферну пластину за допомогою п'єзоелектричного перетворювача – пластини ніобату літію ($Y+36^\circ$)-зрізу, на яку подавався синусоїдальний сигнал від ВЧ генератора (див. схему акустичного вузла на вставці до рис. 1). Точність вимірювання електричних сигналів в умовах УЗ навантаження $\sim 10^{-6}$ В, температури $\sim 0,1$ К, точність обчислення коефіцієнта Холла R_H та провідності σ відповідно 5% і 6%. Зміна температури зразка в умовах інтенсивного УЗ навантаження впродовж часу вимірювання окремої експериментальної точки не перевищувала 2 К. Вибрані для дослідження зразки були вирощені за однакових умов, але вони дещо відрізнялися своїми електрофізичними параметрами та, що важливо для цієї роботи, структурою дефектів і густиною дислокацій.

Для контролю структурної якості експериментальних зразків застосовано метод Х-променевої топографії. Для зразків-супутників, які були виготовлені з тих же зливків, що й холлівські зразки, на сколених площинах орієнтації (110), проведено аналіз рефлексів відбиття (220) та (440), отриманих за допомогою високороздільної Х-променевої дифрактометрії. Для оцінки густини дислокацій застосовано побудову Вільямсона–Холла та використано формулу $N_{dis}^{XR} = \beta^2/4,35b^2$, яка містить в собі величину вектора Бюргерса b для гвинтових дислокацій та кут нахилу побудови β Вільямсона–Холла [18-19]. Результати оцінки стану кристалічної ґратки зразків – деформація ґратки ϵ_c та густина гвинтових дислокацій N_{dis}^{XR} – наведено в табл. 1. Оскільки гвинтові дислокації в CdZnTe значно менш рухливі, ніж крайові, то гвинтові дислокації мають більшу густину у порівнянні з крайовими [20]. Зауважимо, що в нашому випадку УЗ взаємодіє не тільки з гвинтовими дислокаціями, концентрація яких оцінюється з Х-променевої досліджень. Отримані дані N_{dis}^{XR} вказують лише на відносний ступінь структурної досконалості для вибраного набору зразків. Звичайно, АІ перебудови ТД комплексів відбуваються в околі усіх дислокацій, – і гвинтових, і крайових, – у деформаційному околі яких локалізуються домішково-дефектні комплекси.

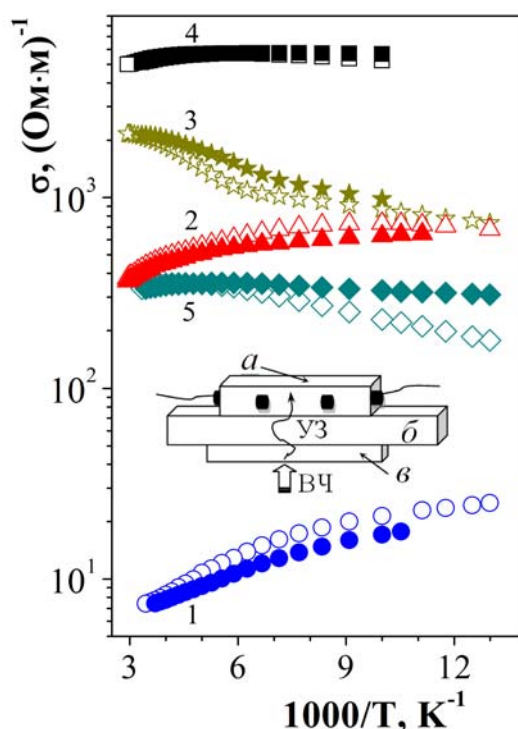


Рис. 1. Температурні залежності провідності $\sigma(T)$ у зразках Cd_{1-x}Zn_xTe (нумерація зразків згідно з табл. 2). На всіх рисунках криві з відкритими символами відповідають вихідним зразкам, криві із заповненими символами – для тих же зразків при ультразвуковому навантаженні $W_{УЗ} \approx 10^4$ Вт/м². На вставці наведено схему акустичної комірки: a – зразок, b – буфер, v – п'єзоелектричний перетворювач, ВЧ – висока частота, УЗ – поздовжня ультразвукова хвиля.

3. РЕЗУЛЬТАТИ

Установлено, що АІ зміни коефіцієнта Холла R_H та провідності σ зворотні. Тобто при ввімкненні УЗ та після припинення акустичної дії відбувається повільне (протягом (50...500) с залежно від температури та інтенсивності УЗ) установлення параметрів зразка та їх повернення у початковий стан відповідно. На рис. 1-5 наведено вже релаксовані (стабільні) значення параметрів. Більш детально типові характеристики релаксації $\sigma(t)$ при ввімкненні та вимкненні УЗ в одному зі зразків описано в роботах [14, 15].

Температурні залежності електропровідності $\sigma(T)$

На рис. 1 показано температурні залежності електропровідності $\sigma(T)$ як для вихідних зразків, так і при дії УЗ навантаження. При УЗ навантаженні характер залежності $\sigma(T)$ дещо змінюється: за кімнатних температур незначно, але при зниженні температури відносні зміни $\sigma(T)$ доходять до 30%. Для різних зразків величина температурних та АІ змін $\sigma(T)$ неоднакова; для зразків №1 і №2 спостерігається зменшення $\sigma(T)$ як при зростанні T , так і при дії УЗ; для зразків №3 і №5 з більшою N_{dis}^{XR} – АІ зміни мають протилежний знак, тобто $\sigma(T)$ збільшується – як при зростанні температури, так і при УЗ навантаженні; а для зразку №4 $\sigma(T)$ майже не залежить ні від температури, ні від ультразвуку.

Температурні залежності концентрації $n(T)$ та рухливості $\mu_H(T)$ носіїв заряду

Для розуміння механізмів АІ змін $\sigma(T)$ дуже важливо розділити АІ зміни, які пов'язані з концентрацією носіїв n , та зміни, пов'язані з холлівською рухливістю μ_H . Це можна зробити за допомогою вимірювання ефекту Холла. Припускаючи, що наші зразки загалом однорідні, формально, стандартним методом, обчислено $n = (eR_H)^{-1}$ та $\mu_H = R_H \sigma$ [21,22]. Відповідні результати при 300 і 100 К наведено у табл. 1.

На рис. 2 представлено температурні залежності концентрації $n(T)$. Видно, що для більшості зразків спостерігаються незначні зміни $n(T)$, тобто в діапазоні (77...300) К має місце виснаження мілкого донора [22, 23], яким вважається міжвузловий атом Cd у зразку №1, хлор на місці Те в зразках №2, №3 і №5, індій на місці Cd в зразку №4. Але для зразка №3 в області високих температур спостерігається невелике збільшення $n(T)$. При УЗ навантаженні $n(T)$ для усіх зразків дещо збільшується (до 10%), причому цей ефект посилюється при пониженні температури. На вставці показано температурні залежності АІ зміни концентрації електронів: $\Delta n_{УЗ}(T) = n_{УЗ}(T) - n_0(T)$.

На рис. 3 наведено експериментальні температурні залежності холлівської рухливості електронів $\mu_H(T)$. Бачимо, що за характером як температурних змін $\mu_H(T)$, так і АІ змін зразки суттєво відрізняються. Для зразків №1 і №2 вплив УЗ зводиться до зменшення $\mu_H(T)$ в усьому температурному інтервалі і при 100 К досягає 50%. Для зразків №3, №4 і №5 з низькими значеннями рухливості характер УЗ дії складніший – залежить від температурного діапазону, а саме: а) в області високих температур ($T > 200$ К) спостерігається АІ зменшення $\mu_H(T)$, подібно, як і для зразків з високою рухливістю №1 і №2, втім, ці зміни невеликі (5%); б) у той же час при зниженні температури до $T < 150$ К в області низьких температур чітко спостерігається АІ зростання $\mu_H(T)$ на (10...15)% і залежність $\mu_H(T)$ виходить майже на насичення (полічку). Для наочності результатів УЗ дії на рис. 4 наведено різницеві характеристики $\Delta \mu_{УЗ}(T) = 1/\mu_{УЗ}(T) - 1/\mu_0(T)$, які визначають АІ зміни ефективності розсіювання електронів. Немонотонний характер $\Delta \mu_{УЗ}(T)$ для усіх зразків свідчить про факт існування двох (як мінімум) якісно відмінних механізмів АІ впливу, один з яких переважає при $T > 200$ К, а інший – при $T < 150$ К.

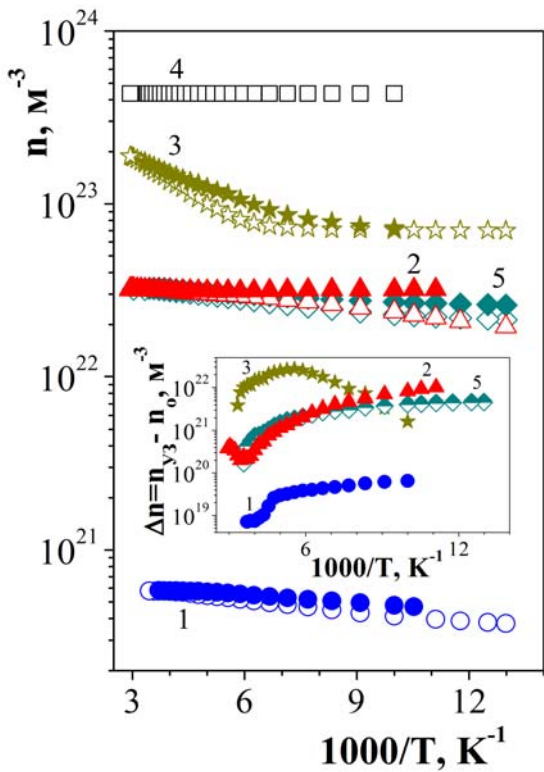


Рис. 2. Температурні залежності концентрації електронів $n(T)$ в зразках $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ (нумерація зразків згідно з табл. 1); відкриті символи – для вихідних зразків, криві із заповненими символами – для тих же зразків при ультразвуковому навантаженні $W_{y3} \approx 10^4 \text{ Вт/м}^2$. На вставці показано температурні залежності акусто-індукованої зміни концентрації електронів: $\Delta n_{y3}(T) = n_{y3}(T) - n_0(T)$.

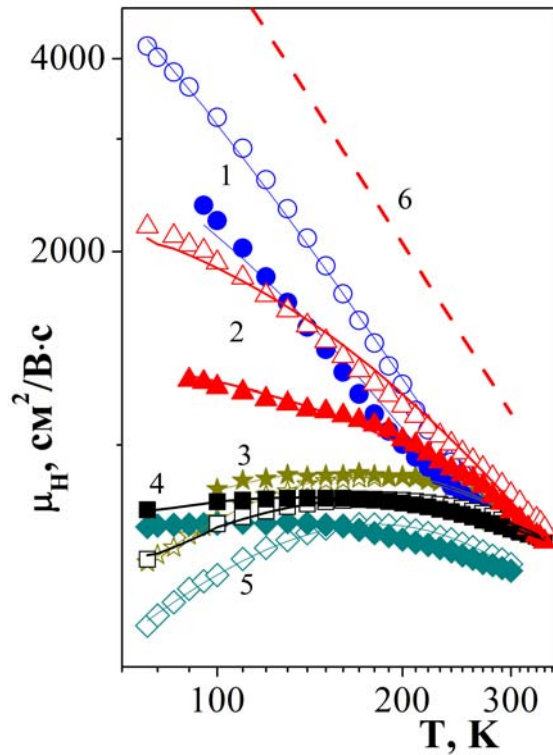


Рис. 3. Температурні залежності холлівської рухливості $\mu_H(T)$ у зразках $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ (нумерація зразків згідно з табл. 1); відкриті символи – для вихідних зразків, криві із заповненими символами – для тих же зразків при ультразвуковому навантаженні $W_{y3} \approx 10^4 \text{ Вт/м}^2$. Точки відповідають експериментальним даним, а криві – розраховані (підгоночні) залежності згідно з нелінійною апроксимацією методом диференціальної еволюції (числові значення наведено в табл. 2). Пунктирна крива 6 відповідає теоретичній температурній залежності рухливості для механізму розсіювання на оптичних фононах $\mu_{po}(T)$ у кристалах CdTe [17].

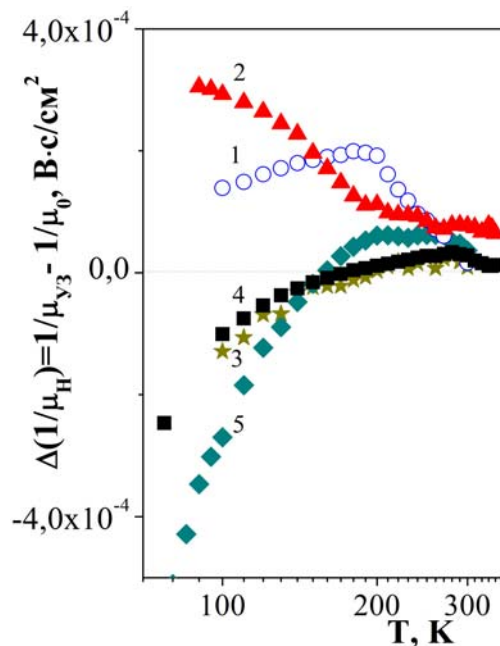


Рис. 4. Температурні залежності акусто-індукованих змін обернених рухливостей: $\Delta(1/\mu_H) = 1/\mu_{y3}(T) - 1/\mu_0(T)$. Нумерація кривих відповідає нумерації зразків, наведених у табл. 1.

4. ОБГОВОРЕННЯ

Загальний характер протікання струму у вихідних зразках

Щоб зрозуміти природу УЗ дії, необхідно з'ясувати механізми протікання струму у вихідному зразку. За результатами Х-променевого дослідження (табл. 1) основними стоками ТД в наших зразках є саме дислокації [1, 3, 13, 20, 36]. А висока концентрація легуючої домішки ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$) ще на стадії відпалу сприяла формуванню кластерів ТД, у першу чергу, навколо дислокацій. Дійсно, при відпалі кристала, в якому попередньо була висока концентрація нерівноважних власних дефектів, здійснюється дифузія їх на стоки, зумовлюючи й міграцію домішкових атомів у ці області [6, 16, 17]. Взагалі, процеси формування кластерів і дислокацій взаємопов'язані. Може відбуватися не тільки гетерування ТД на дислокаціях, але дислокації також формуються навколо крупних преципітатів Те [1, 20, 26]. Збільшення концентрації дефектів навколо стоків супроводжується й прискоренням утворення комплексів ТД, що, в свою чергу, призводить до додаткової компенсації і збільшення неоднорідності напівпровідника. Области електричного поля навколо неоднорідностей вважаються непроникними для електронів. Тому ефективні розміри кристала і відповідно розрахована залежність $\mu_n(T)$ виявляються заниженими [3, 6, 7, 27]. Як показують наведені раніше експериментальні результати, в наших зразках визначальну роль для процесів струмоперенесення та ефектів УЗ впливу теж відіграють не окремі прості точкові дефекти, а все-таки структурні неоднорідності, зумовлені скупченнями домішок. Отже, в таких сильно легованих і компенсованих напівпровідниках у процесах протікання струму може проявлятися й домішкова зона [21, 28]. Тобто може реалізуватися ситуація одночасного співіснування двох паралельних каналів провідності $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$. Тут $\sigma_1 = en\mu_n$ – омична складова електропровідності по зоні провідності та $\sigma_2 \sim \exp(-E_p/kT)$ – стрибкова провідність по локалізованих рівнях у домішкочній зоні. Зазначимо, що з проведених досліджень ми не можемо кількісно оцінити внесок кожного з каналів у загальну електропровідність. Проте, враховуючи, що стрибкова провідність спостерігається, в основному, у високоомних зразках при низьких температурах [23, 28], для подальшого аналізу ми вважаємо, що $\sigma_2 \ll \sigma_1$ і $\sigma = \sigma_1$. Зауважимо, що подібний підхід фактично застосовується і в інших роботах, в яких досліджуються кристали CdTe [2, 3, 7, 29].

Нелінійна апроксимація залежності $\mu_{exp}(T)$ в рамках моделі однорідного зразка

Відомо, що для об'ємних кристалів CdTe і $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ основними механізмами розсіювання вважаються розсіювання на фонах ґратки через деформаційний потенціал, полярні оптичні фонони, п'єзоелектричний потенціал та нефононні механізми розсіювання, такі як розсіювання на іонізованих та нейтральних домішках і дислокаційне розсіювання [2, 3, 5-7, 29]. Через те що при 300 К компонента рухливості електронів при розсіюванні на п'єзоелектричному потенціалі більша за $10^2 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, цей механізм для наших зразків, для яких $\mu_{exp} < 0,1 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, можна не враховувати [2, 5, 7, 30]. Таким чином, для температурної залежності оберненої рухливості μ^{-1} відповідно до правила Матіссена [3, 22, 31] можна записати:

$$1/\mu = 1/\mu_N + 1/\mu_{dis} + 1/\mu_{ii} + 1/\mu_{Lat}, \quad (1)$$

де μ_N , μ_{dis} , μ_{ii} та μ_{Lat} – компоненти рухливості при розсіюванні на нейтральних домішках, дислокаційному розсіюванні, розсіюванні на іонізованих домішках та узагальненому розсіюванні на фонах ґратки відповідно. Вважається, що температурний характер цих механізмів розсіювання відповідно має такий вигляд [21-24]:

$$\mu_N = a_N T^0, \quad (2')$$

$$\mu_{dis} = a_{dis} T, \quad (2'')$$

$$\mu_{ii} = a_{ii} T^{3/2}, \quad (2''')$$

$$\mu_{Lat} = a_{Lat} T^{-3/2}. \quad (2''''')$$

Припускаючи, що залежності $\mu_{exp}(T)$ для всіх зразків, як вихідних, так і при УЗ навантаженні, теж визначаються цими механізмами розсіювання, можна на основі співвідношень (1) та (2) формально записати:

$$\mu_H^{exp}(T) = (1/a_N T^0 + 1/a_{dis} T + 1/a_{ii} T^{3/2} + 1/a_{Lat} T^{-3/2})^{-1}. \quad (3)$$

Очевидно, що для уточнення механізму УЗ дії на $\mu_{exp}(T)$ для усіх зразків важливо оцінити відносний внесок кожного з механізмів розсіювання носіїв заряду. Для цього ми провели спеціальну апроксимацію експериментальних кривих $\mu_{exp}(T)$ згідно з (3). Для такої нелінійної апроксимації було використано метод диференціальної еволюції – один із розрахункових підходів, що імітують природні процеси [32, 33]. Результат цих розрахунків – суцільні лінії на відповідних масивах експериментальних значень залежності $\mu_{exp}(T)$, рис. 3. Видно, що за допомогою цього методу вдається досить задовільно описати наші $\mu_{exp}(T)$ для всіх зразків, як вихідних, так і при УЗ навантаженні. Основний результат такої апроксимації – це знайдені значення відповідних коефіцієнтів $a_N, a_{dis}, a_{ii}, a_{Lat}$, які наведено у табл. 2.

Таблиця 2. Результати апроксимації експериментальних залежностей $\mu_H^{exp}(T)$ для зразків CdZnTe. N_N – концентрація нейтральних домішок, $\Delta N_N^{y3} = N_N^{y3} - N_N^0$; N_{dis} – розрахована густина дислокацій, f – частка заповнених рівнів ($0 \leq f \leq 1$); N_{ii} – концентрація іонізованих домішок; $a_N, a_{dis}, a_{ii}, a_{Lat}$ – коефіцієнти розкладання $\mu_H^{exp}(T)$ за степенями T . Значення усіх розрахованих параметрів у колонках з «0» символами відповідають вихідним зразкам, а в колонках з «УЗ» символами – для тих же зразків при ультразвуковому навантаженні $W_{УЗ} \approx 10^4$ Вт/м².

Параметри зразків	CdTe №1		CdTe №2		CdZnTe №3		CdZnTe №4		CdTe №5	
	0	УЗ	0	УЗ	0	УЗ	0	УЗ	0	УЗ
$a_N, \text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	2,42	0,47	0,308	0,151	0,329	0,167	0,159	0,124	0,262	0,091
$N_N, 10^{22} \text{ м}^{-3}$	0,6	3,2	4,9	9,9	4,5	8,9	9,4	12	5,7	16,4
$\Delta N_N^{y3}, 10^{22} \text{ м}^{-3}$	2,6		5,0		4,4		2,6		10,7	
$a_{dis}, 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}\cdot\text{К}$	–	–	–	–	11,4	20,9	31,6	65,4	11,6	123
$N_{dis} \cdot f^2, 10^{12} \text{ м}^{-2}$	–	–	–	–	17,7	9,8	10,2	4,9	7,5	0,7
$N_{dc} = (N_{dis} \cdot f^2)/c, 10^{22} \text{ м}^{-3}$	–	–	–	–	2,7	1,5	1,6	0,8	1,2	0,1
$\Delta N_{dc}^{y3}, 10^{22} \text{ м}^{-3}$	–		–		–1,2		–0,8		–1,1	
$a_{ii}, 10^{-4} \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}\cdot\text{К}^{3/2}$	91	532	45,2	39,6	–	–	9,2	77,2	5,3	17,1
$N_{ii}, 10^{22} \text{ м}^{-3}$	0,17	0,03	0,78	0,99	–	–	48,3	5,76	6,58	2,16
$\Delta N_{ii}^{y3}, 10^{22} \text{ м}^{-3}$	–0,14		0,21		–		–42,54		–4,42	
$a_{Lat}, 10^2 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}\cdot\text{К}^{3/2}$	3,8	3,9	6,1	8,7	7,5	9,8	14,7	19,6	6,1	11,5
$\Delta a_{Lat}^{y3}, 10^2 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}\cdot\text{К}^{3/2}$	0,1		2,6		2,3		4,9		5,4	

Аналіз результатів апроксимації залежності $\mu_{exp}(T)$

а) Розсіювання на нейтральних домішках

Взявши до уваги формулу для $\mu_N(T)$ [34, 35] та відношення (2') $\mu_N = a_N T^0$, можна записати, що

$$a_N = \frac{q^3}{80\pi N_n \hbar^3} \frac{m^*}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (4)$$

де q – заряд електрона, $m^* = 0,11m_0$ – ефективна маса електрона, ϵ_0 – діелектрична стала, $\epsilon = 10,6$ – діелектрична стала для CdTe, \hbar – константа Планка, N_N – концентрація нейтральних домішок. Використовуючи задані величини q , m , ϵ та знайдені шляхом апроксимації експериментальних $\mu_{exp}(T)$ значення для a_N , зі співвідношення (4) розраховали N_N ; результати представили в табл. 2.

Видно, що при УЗ навантаженні для усіх зразків зростає N_N , тобто збільшується розсіювання на нейтральних домішках. Причому спостерігається кореляція величини N_N з дислокаційною структурою зразків, а саме: збільшення як абсолютних значень N_N , так і їх АІ приросту ΔN_n^{y3} (див. рис. 5а).

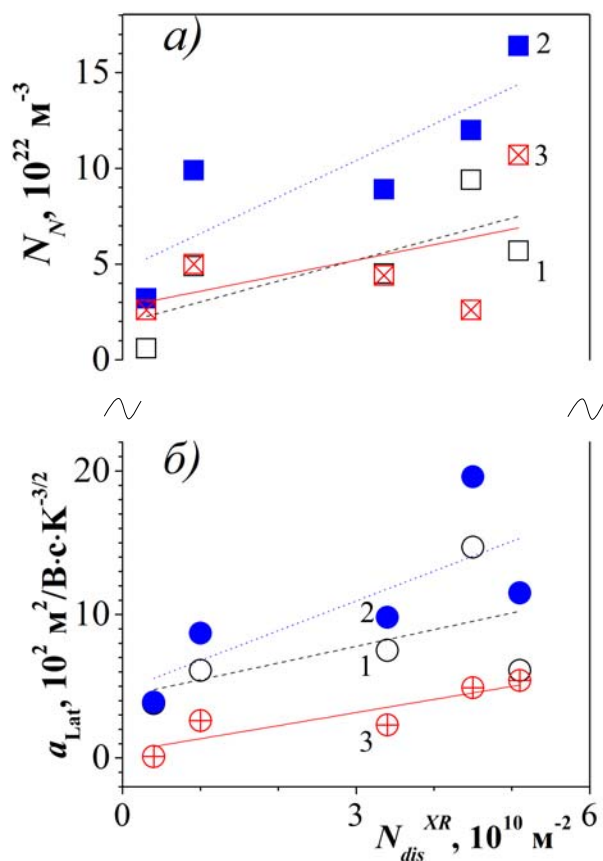


Рис. 5. Відмінність розрахованих параметрів розсіювання носіїв заряду (табл. 2) для зразків $Cd_{1-x}Zn_xTe$ у відповідності до густини гвинтових дислокацій N_{dis}^{XR} (табл. 1): а) N_N – концентрація нейтральних домішок; б) a_{Lat} – температурний коефіцієнт фононного розсіювання. Відкриті символи (криві 1) – для вихідних зразків; криві із заповненими символами (криві 2) – для тих же зразків при ультразвуковому навантаженні $W_{y3} \approx 10^4$ Вт/м²; криві 3 із закресленими символами – різниця між кривими з дією ультразвуку та без дії ультразвукового навантаження.

б) Розсіювання на дислокаціях

Для обчислення $N_{dis}f^2$ поступаємо відповідно. Для розрахунку компоненти рухливості при розсіюванні на дислокаціях використовується формула [22, 34, 35]:

$$\mu_{dis} = \frac{30\sqrt{\pi\epsilon\epsilon_0}\epsilon\epsilon_0c^2kT\sqrt{n}}{q^2N_{dis}f^2\sqrt{m^*}} \quad (5)$$

де $c = 6,48\text{\AA}$ – стала ґратки CdTe, k – стала Больцмана, f – частка заповнених рівнів, T – абсолютна температура, n – концентрація електронів і N_{dis} – розрахована густина дислокацій. З цієї формули, враховуючи співвідношення (2'') $\mu_{dis} = a_{dis}T$, можна записати, що

$$a_{dis} = \frac{30\sqrt{\pi\epsilon\epsilon_0}\epsilon\epsilon_0c^2kT\sqrt{n}}{q^2N_{dis}f^2\sqrt{m^*}}. \quad (6)$$

За допомогою (6) і знайдених з апроксимації значень a_{dis} розраховуємо $N_{dis}f^2$, результати показано у табл. 2. Видно, що компонента дислокаційного розсіювання μ_{dis} проявляється лише для зразків №3-5 з високою N_{dis}^{XR} , причому при УЗ навантаженні зменшується $N_{dis}f^2$, тобто її внесок послаблюється. Очевидно, що величина N_{dis} при дії УЗ не змінюється, а вся зміна – АІ зменшення ($N_{dis}f^2$) – відбувається в результаті зменшення частки заповнених рівнів f . Дійсно, як показують додаткові оцінки, має місце АІ зменшення f у 1,5-2,5 рази (табл. 2).

Оскільки значення ($N_{dis}f^2$) $\sim 10^{12}\text{ м}^{-2}$ для усіх зразків є надто великими і не узгоджуються з даними топографічних вимірювань (N_{dis}^{XR} , див. табл. 1) необхідно уточнити можливу фізичну природу цих значень. Можна було б розглядати значення ($N_{dis}f^2$) як такі, що відповідають, наприклад, стінкам дислокаційних комірок з дуже високою густиною дислокацій [36]. Подібні величини можуть сягати значень $\sim 10^{12}\text{ м}^{-2}$ у приконтактних та приповерхневих областях зразка [20, 37, 38]. У контексті даного розгляду акусто-дислокаційної взаємодії буде доречно припустити, що математично розраховані значення ($N_{dis}f^2$) мають дещо інший зміст, ніж просто концентрація дислокацій. Дійсно, поділивши ($N_{dis}f^2$) на постійну ґратки c , ми отримуємо концентрацію центрів розсіювання $N_{dc} = (N_{dis}f^2)/c$, які й визначають дислокаційний кластер як локальну область деформаційного та електричного полів. Будемо вважати, що N_{dc} відповідає концентрації електронних пасток у придислокаційних областях кристала. Таке припущення дозволяє зробити висновок, що «надто великі» значення ($N_{dis}f^2$) (у $\sim 10^2$ більші за N_{dis}^{XR}) відображають основну особливість дислокаційного механізму розсіювання носіїв заряду в CdTe кристалах – розсіювання не окремими дислокаціями, а загалом ПДК, що містять деформаційні центри з високою концентрацією. Така особливість дислокаційного механізму розсіювання носіїв заряду й те, що кількісною характеристикою буде не N_{dis} , а N_{dc} в об'ємі, що збурюються дислокаціями при їх коливаннях в УЗ полі, усувають, здавалося би, принципове розходження з раніше встановленим фактом, що наявність дислокацій густиною N_{dis} до $\sim 10^{12}\text{ м}^{-2}$ на рух носіїв у напівпровідникових кристалах безпосередньо не впливає [26, 34]. Подібний висновок про визначальний внесок компоненти розсіювання носіїв заряду на потенціалі статичної деформації у $\mu_n(T)$ у CdTe кристалах зроблено в роботі [39].

в) Розсіювання на іонізованих домішках

Традиційно для обчислення компоненти рухливості за рахунок розсіювання на іонізованих домішках використовується формула Брукса–Херрінґа [7, 21, 22, 24, 29]:

$$\mu_{ii} = \frac{4\left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} (kT)^{3/2} (4\pi\epsilon_0\epsilon)^2}{q^3 \sqrt{m^*} N_{ii} [\ln(b) - 1]}, \quad (7)$$

де

$$b = \frac{6m^*(kT)^2 4\pi\epsilon_0\epsilon}{\pi q^2 \hbar^2 n'}. \quad (8)$$

Тут через N_{ii} позначено концентрацію іонізованих домішок. Величини n' і N_{ii} для матеріалу n -типу в умовах термічної рівноваги визначаються співвідношеннями:

$$n' = n + \frac{(N_D - N_A - n)(n + N_A)}{N_D},$$

$$N_{ii} = n + 2N_A, \quad (9)$$

де n – концентрація електронів, N_D і N_A – концентрація донорних і акцепторних домішок відповідно. Оскільки в області виснаження домішкового рівня $n = N_D - N_A$, то на основі формули (9) можна вважати, що $n' = n$. Коефіцієнт розсіювання на іонізованих домішках за цих умов, що справедливо для усіх наших зразків, набуває вигляду:

$$a_{ii} = \frac{4\left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} k^{3/2} (4\pi\epsilon_0\epsilon)^2}{q^3 \sqrt{m^*} N_{ii} \left[\ln\left(\frac{6m^*(kT)^{3/2} 4\pi\epsilon_0\epsilon}{\pi q^2 \hbar^2 n}\right) - 1 \right]}. \quad (10)$$

За допомогою (10) і знайдених з апроксимації значень a_{ii} розраховуємо N_{ii} , результати показано у табл. 2. Як видно з розрахунків, концентрації іонізованих домішок при дії УЗ зменшуються в зразках №1, №4 і №5. Для зразків №2 і №3 значення N_{ii} з апроксимації не визначаються.

г) Розсіювання на фононах ґратки

Оцінимо компоненту рухливості електронів за рахунок розсіювання на оптичних фононах μ_{po} . Згідно з роботою [24] цю компоненту можна представити таким чином:

$$\mu_{po} = \mu_F \Phi,$$

де

$$\mu_F = \frac{q}{2\alpha_e \omega_1 m_e^*} \left(e^{\frac{\hbar\omega_1}{kT}} - 1 \right), \quad (11)$$

$\alpha_e = 0,38$ – константа зв'язку полярона, $\omega_1 = 2,63 \cdot 10^{13}$ рад/с – частота коливання оптичних мод CdTe. При низьких температурах $\Phi \sim 1$, при високих $\Phi \sim \frac{8}{3} \left(\frac{\pi \hbar \omega_1}{kT} \right)^{-\frac{1}{2}}$. Оскільки $\frac{q}{2\alpha_e \omega_1 m_e^*} = 0,0757 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, отримуємо, що для CdTe $\mu_{po} = 5,8 \cdot 10^2 T^{-3/2}$.

Як бачимо з табл. 2, отримані з апроксимації експериментальної залежності $\mu_n(T)$ для наших зразків значення $a_{Lat} = (3,8 \dots 19,6) \cdot 10^2 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с} \cdot \text{К}^{3/2}$ дещо відрізняються. З цього робимо висновок, що знайдений коефіцієнт a_{Lat} є складною функцією різних компонент розсіювання на коливаннях ґратки, включаючи розсіювання на оптичних, акустичних фононах, деформаційному потенціалі, п'єзопотенціалі і т.д. Тому, на жаль, ми не можемо в явному вигляді розділити ці внески і оцінити виявлені АІ зміни окремих компонент. Але загалом, як видно з табл. 2, для задовільного узгодження кривих апроксимації та $\mu_n^{exp}(T)$ набувають значень величини a_{Lat} , які теж корелюють з дислокаційною структурою зразка. А саме, спостерігається зростання як значень a_{Lat} , так і $\Delta a_{Lat}^{V^3}$ – для зразків зі збільшенням N_{dis}^{XR} (див. рис. 5б).

Підсумок результатів апроксимації

Що спільного для усіх зразків при дії УЗ?

Зростає N_N , тобто збільшується розсіювання на нейтральних домішках. Причому спостерігається кореляція величини N_N з дислокаційною структурою зразків, а саме: збільшення як абсолютних значень N_N , так і їх АІ приросту $\Delta N_n^{V^3}$ для зразків з більшими N_{dis}^{XR} (див. рис. 5а). Причиною їх АІ приросту може бути як перезарядка (іонізація) певних центрів (див. далі), так і наслідок розпаду складніших комплексів. Також вірогідно, що $\Delta N_N^{V^3}$ характеризує не тільки АІ зміну концентрації нейтральних домішок, а й зміну інтегрального (загального) внеску розсіювання електронів на нейтральних домішкових комплексах. Тобто при вимушених АІ коливаннях зростає розсіювання на них, що формально проявляється як збільшення N_N .

Що ж відмінного, враховуючи особливості дислокаційно-дефектної структури зразків?

Порівняємо результати апроксимації для зразків №2 і №5, які близькі за вихідними характеристиками – рівнем легування, величиною і температурними змінами концентрації носіїв; близькі у них і значення рухливості при високих температурах (табл. 1). У той же час зразки відрізняються вихідною дислокаційною структурою і характером температурних та АІ змін рухливості. У зразку №5 визначальним виявляється розсіювання на іонізованих домішках та деформаційних центрах ПДК, яких багато ($N_{ii} \sim 6,6 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ і $N_{dc} \sim 1,2 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$); УЗ зменшує ці компоненти розсіювання – спостерігається зростання μ_{exp} при низьких температурах. Для зразка №2, де компонента розсіювання на деформаційних центрах не прослідковується, слабше проявляється розсіювання на іонізованих домішках ($N_{ii} \sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$); дія УЗ не веде до зростання рухливості, а навпаки, при УЗ навантаженні μ_{exp} зменшується в усьому температурному інтервалі. При цьому, згідно з результатами апроксимації, розсіювання на іонізованих домішках навіть дещо зростає; проте визначальними залишаються зміни розсіювання на нейтральних домішках і на фононах ґратки, зумовлені АІ ефектами, – зростають значення N_N і a_{Lat} .

Розглянемо іншу пару зразків – №1 і №3, для яких структура дефектів теж відмінна, зокрема, густини дислокацій суттєво відрізняються. Ефект дії УЗ теж різний. Для вихідного зразка №1 виявлено певний незначний внесок розсіювання на іонізованих домішках, який з УЗ зменшується. Але основний механізм значного АІ зменшення μ_{exp} тут інший – це АІ зростання розсіювання на нейтральних домішках. Для зразка №3 теж компонента розсіювання на іонізованих домішках формально не проявляється, але при цьому суттєво зменшується АІ розсіювання на деформаційних центрах.

Тут, для розуміння деякої неоднозначності оцінюваного внеску кожного з механізмів розсіювання на іонізованих домішках і/або деформаційних центрах необхідно роз'яснити природу їх конкурентного проявлення в наших розрахунках. Якщо характер температурних залежностей компоненти рухливості μ_{dis} і μ_{ii} стає близьким, то використана нами програма апроксимації уже фактично не може їх розділити. Наприклад, для зразка №3 (у порівнянні з

іншими зразками) спостерігається помітна температурна зміна концентрації електронів $n(T)$, що, як це видно з формули Брукса–Херрінга (7), дещо послаблює температурний хід $\mu_{ii}(T)$, який вже відповідає не $\sim T^{3/2}$, а $\sim T^r$, де $r \approx 1$. Отже, у такому разі отримані великі значення N_{dc} при відсутніх N_{ii} необхідно розглядати, як деяке сумісне проявлення цих двох компонент. Тим паче, що характер УЗ дії для обох механізмів, очевидно, однаковий, що може свідчити і про однакову природу цих центрів, які відрізняються тільки розташуванням. Зауважимо, що аналогічна схожість АІ зміни a_N та a_{Lat} теж може мати спільну вихідну фізичну складову; наприклад, АІ зростання розсіювання носіїв на неоднорідностях, включеннях другої фази Те, до яких у схожій мірі чутливі і μ_N , і μ_{Lat} .

Подібним за механізмом УЗ дії на рухливість виглядає зразок №4. При низьких температурах основний механізм розсіювання – на іонізованих домішках і/або деформаційних центрах, при УЗ – пом'якшується, а μ_{exp} зростає. Досить висока концентрація електронів, яка не змінюється ні з температурою, ні з УЗ, свідчить про певну електронну виродженість, рівень Фермі знаходиться дуже близько ($< k_B T$) до зони провідності.

Як видно з табл. 2, для задовільного узгодження кривих апроксимації та $\mu_{ii}^{exp}(T)$ реалізуються величини a_{Lat} , які проявляють теж певну кореляцію з дислокаційною структурою зразка. А саме – спостерігається зростання як значень a_{Lat} , так і $\Delta a_{Lat}^{УЗ}$ – для зразків з вищими N_{dis}^{XR} . Безперечно, на абсолютній величині a_{Lat} для конкретного зразка проявляється ступінь його неоднорідності [6, 7, 20, 27, 28]. Дійсно, оскільки області електричного поля навколо неоднорідностей є непроникними для електронів, то ефективні розміри кристала і відповідно вимірювана рухливість виявляються заниженими.

Окремі зразки з різною структурою дефектів дозволили порівняти результати УЗ дії з особливостями конкретного зразка. Фактично можна виокремити два ефекти УЗ дії, які проявляються в різних температурних інтервалах та відрізняються характером УЗ дії. При високих температурах зростає a_{Lat} . При низьких температурах, навпаки, решітковим механізмом розсіювання електронів можна знехтувати, визначальним є розсіювання на іонізованих домішках і деформаційних центрах, що зменшується при УЗ. Як результат останніх змін – зростає N_N . Власне, УЗ ефекти визначаються АІ перебудовою ТД комплексів у ПДК, про що свідчить також тривала двокомпонентна релаксація σ при низьких температурах [14, 15].

У зразках з великими значеннями N_{dis}^{XR} (зразки №3, №4, №5) проявляється висока концентрація заряджених центрів; це веде у вихідних зразках до значного розсіювання носіїв заряду та невисоких μ_{exp} . Саме наявність іонізованих домішок і/або деформаційних центрів сприяє ефективному АІ зростанню $\mu_{експ}$, що відповідає зменшенню їх концентрації – N_{ii} в об'ємі матеріалу та N_{dc} у ПДК. Загалом, ці процеси відбуваються або за рахунок деіонізації донорних центрів $N_D^+ + e^- \rightarrow N_D^0$ або шляхом іонізації носіїв з акцепторних пасток $N_A^- \rightarrow N_A^0 + e^-$. Оскільки при УЗ навантаженні дещо зростає $n(T)$, треба припустити, що останній процес більш вірогідний. Зокрема, при УЗ ввімкненні відбувається перетворення акцепторного комплексу $\left[(V_{Cd}^{2-} Cl_{Te}^+)^- \right]$ у нейтральний $\left[(V_{Cd}^{2-} 2Cl_{Te}^+)^0 \right]$ з тимчасовим дифузійним залученням атомів Cl^+ [14, 15]. Таким чином, у процесі вимушених АІ коливань у зразку відбуваються процеси обміну електронами між зоною провідності, дислокаційними рівнями та енергетичними рівнями оточуючих локальних центрів [40]. Частина електронів може бути перенесена з дислокаційних рівнів у зону провідності, що трохи збільшує при цьому їхню нерівноважну концентрацію в зоні провідності. З даним процесом в умовах УЗН може бути пов'язано деяке зростання $\Delta n^{УЗ}(T)$ (див. рис. 2). Звільнені від електронів (іонізовані) пастки стають нейтральними і збільшують загальну кількість нейтральних домішок.

Варто відмітити, що, враховуючи таку «багату» дефектність наших зразків, навряд чи можна очікувати точної кількісної оцінки внеску окремих механізмів розсіювання. Втім, ми вважаємо, що проведений аналіз апроксимації експериментальних кривих $\mu_{exp}(T)$ і встановлений характер відносних АІ змін безумовно дозволяє оцінити лише основні визначальні характеристики і механізми АІ змін електрофізичних параметрів зразків $Cd_{1-x}Zn_xTe$.

4. ВИСНОВКИ

З метою з'ясування механізму впливу ультразвуку на електропровідність $\sigma(T)$ у низькоомних монокристалах $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$) n -типу з різною густиною дислокацій $N_{dis}^{XR} = (0,4 \dots 6) \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$ проведено температурні (77...300) К дослідження концентрації електронів $n(T)$ та рухливості $\mu_n(T)$ методом акусто-Холла. Виявлено динамічний (повністю зворотний) вплив УЗ, відмінний для зразків різної дефектної структури. Для аналізу експериментальних залежностей $\mu_{exp}(T)$ шляхом їх нелінійної апроксимації за характерними температурними залежностями для різних механізмів розсіювання носіїв заряду в напівпровідникових кристалах (розсіювання на фонах ґратки, іонізованих домішках, нейтральних домішках та дислокаціях) застосовано метод диференціальної еволюції, який дозволив оцінити відносний внесок кожного з механізмів та його зміни при УЗ навантаженні. З'ясовано, що основними механізмами є розсіювання на фонах ґратки і на нейтральних домішках, а в зразках з високою $N_{dis}^{XR} > 10^{10} \text{ м}^{-2}$ – на дислокаціях та іонізованих домішках. Останній механізм проявляється при температурах $T < 200 \text{ К}$.

Отже, методом акусто-Холла встановлено, що АІ зміни електрофізичних параметрів у монокристалах $Cd_{1-x}Zn_xTe$ пов'язані з АІ перебудовою дефектної структури зразка, яка відбувається в основному у придислокаційних областях. Така унікальність методики – можливість керування станом ТД структури за допомогою посередників-дислокацій з одночасним контролем електрофізичних параметрів напівпровідника – дозволяє сподіватися на перспективу застосовувати метод при дослідженні електронних властивостей складних електрично активних дислокаційних систем в інших напівпровідникових структурах, зокрема в таких, що характеризуються високою концентрацією дислокацій (тонкі плівки, епітаксійні наноструктури тощо).

Зауважимо, що дані дослідження дозволяють зробити висновок тільки про загальні (але показові!) особливості АІ ефектів у монокристалах $Cd_{1-x}Zn_xTe$. Безумовно, потрібно продовжити роботу зі спеціальним набором зразків. Необхідною умовою кількісного опису таких явищ залишається розробка теоретичних засад природи розсіювання електронів в умовах УЗ навантаження. Звичайно, акусто-дислокаційними ефектами не вичерпуються АІ процеси в цих напівпровідникових кристалах.

INVESTIGATIONS OF NEAR DISLOCATION CLUSTERS OF POINT DEFECTS IN CdZnTe CRYSTALS BY USING THE HALL METHOD UNDER THE ULTRASOUND LOADING THE CRYSTALS

Temperature dependences (77...300) K of the electron concentration $n(T)$ and mobility $\mu_H(T)$ were studied by using the “acousto-Hall method” (Hall method under ultrasound loading the crystals) to find out mechanisms of ultrasound influence on electrical activity of near-dislocation clusters in n -type low-ohmic CdZnTe single crystals ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ m}^{-3}$) of different dislocation density $(0.4...5.1) \cdot 10^{10} \text{ m}^{-2}$. The electrical parameter changes depending on temperature and ultrasound intensity were found out. In order to evaluate relative contribution of different charge carrier mechanisms of scattering (by lattices, ionized impurity, neutral impurity and dislocations), as well as their changes under ultrasound loading, the differential evolution method was used. The method made it possible to analyze experimental dependences $\mu_H(T)$ by their nonlinear approximation with account of characteristic temperature dependences of μ_H for each mechanism. It has been ascertained the increase in scattering by neutral impurity and decrease in components of scattering by ionized impurities and dislocations were observed during the ultrasound loading. The character and magnitude of these acousto-induced changes correlate with dislocation characteristics of particular samples. It has been concluded that the observed effects are related to the acousto-induced transformation of the point-defect structure, mainly in the near-dislocation regions of crystals.

Keywords: ultrasound, CdZnTe crystals, point defects, dislocation clusters, Hall effect.

1. Kulkarni Gururaj Anand, Defects in cadmium zinc telluride (CdZnTe). *Int. J. Eng. Manag. Sci. (IJEMS)*. 2013. **4**, N 2. P. 113–120.
2. Xu L., Jie W., Fu X., Zha G., Feng T., Guo R., Wang T., Xu Y., and Zaman Y. Effects of deep-level defects on carrier mobility in CdZnTe crystals. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*. 2014. **767**. P. 318–321.
3. Guergouri K., Marfaing Y., Triboulet R., and Tromson-Carli A. Relations between structural parameters and physical properties in CdTe and Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te alloys. *Rev. Phys. Appl.* 1990. **25**. P. 481–488.
4. Gopal V. and Gupta S. Effect of dislocations on the zero-bias resistance-area product, quantum efficiency, and spectral response of LWIR HgCdTe photovoltaic detectors. *IEEE Trans. Electron. Dev.* 2003. **50**, N 5. P. 1220–1226.
5. Turkevych I., Grill R., Franc J., Belas E., Hoschl P., and Moravec P. High-temperature electron and hole mobility in CdTe. *Semicond. Sci. Tech.* 2002. **17**, No 10. P. 1064–1066.
6. Fochuk P., Nykoniuk Ye., Zakharuk Z., Kopach O., Kovalenko N., Bolotnikov A.E., and James R.B. Microinhomogeneities in semi-insulating Cd(Zn)Te. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2017. **64**, N 10. P. 2725–2728.
7. Popovych V.D., Sizov F.F., Parfenjuk O.A. and Tsybrii Z.F. The effect of inhomogeneous dopant distribution on the electrical transport properties and thermal stability of CdTe:Cl single crystals. *Semicond. Sci. Tech.* 2010. **25**, N 3. article id. 035001, 6 pp.
8. Reiche M., Kittler M., Erfurth W., Pippel E., Sklarek K., Blumtritt H., Haehnel A., and Uebensee H. On the electronic properties of a single dislocation. *J. Appl. Phys.* 2014. **115**. P. 194303-1–194303-6.
9. Корбутяк Д.В., Мельничук С.В., Корбут Є.В., Борисик М.М. Телурид кадмію: домішково-дефектні стани та детекторні властивості. Київ: вид-во «Іван Федоров», 2000.
10. Власенко А.И., Олих Я.М., Савкина Р.К. Акустостимулированная активация связанных дефектов в твердых растворах. *ФТП*. 1999. **33**, №2. С. 410–414.
11. Olikh O. and Voytenko K. On the mechanism of ultrasonic loading effect in silicon-based Schottky diodes. *Ultrasonics*. 2016. **66**, N 3. P. 1–3.
12. Олих Я.М., Тимочко Н.Д. Прямое наблюдение релаксации проводимости в γ -облученном кремнии n -типа под влиянием импульсов ультразвука. *Письма в ЖТФ*. 2011. **37**, №1. С. 78–84.
13. Бабенцов Б.Н., Горбань С.И., Городецкий И.Я., Корсунская Н.Е., Раренко И.М., Шейнкман М.К. Влияние ультразвуковой обработки на экситонную и примесную люминесценцию CdTe. *ФТП*. 1991. **25**, №7. С. 1243–1245.
14. Олих Я.М., Тимочко М.Д., Глашук М.И., Парфенюк О.А., Уляницький К.С. Вплив ультразвуку на протікання струму в низькоомних кристалах CdTe:Cl. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2016. **13**, №1. С. 56–65.
15. Олих Я.М., Тимочко М.Д. Особливості протікання струму при ультразвуковому навантаженні в сильно компенсованих низькоомних кристалах CdTe:Cl. *УФЖ*. 2016. **61**, №5. С. 389–399.
16. Илашук М.И., Матлак В.В., Парфенюк О.А., Савицкий А.В., Скицко А.И., Уляницький К.С. Влияние неоднородностей на электрофизические свойства CdTe:Ge. *УФЖ*. 1986. **31**, №1. С. 126–128.

17. Savitsky A.V., Parfenyuk O.A., Ilashchuk M.I., Fochouk P.M., and Korbutyak N.D. Relaxation processes in CdTeCl crystals. *Semicond. Sci. Tech.* 2000. **15**, №3. P. 263–266.
18. Герко И.А., Хрупа В.И., Кладько В.П., Кисловский Е.Н., Меринов В.Н. Рентгеновские исследования структурной однородности кристаллов CdTe. *Заводская лаборатория.* 1988. **54**, №8. С. 64–67.
19. Moram M.A. and Vickers M.E. X-ray diffraction of III-nitrides. *Rep. Prog. Phys.* 2009. **72**, N3. P. 036502.
20. Zhou X., Ward D.K., Wong B.M., Doty F.P., and Zimmerman J.A. Molecular dynamics studies of Dislocations in CdTe crystals from a new bond order potential. *J. Phys. Chem. C.* 2012. **116**, N33. P. 17563–17571.
21. Кучис Е.В. *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования.* М.: Радио и связь, 1990.
22. Зеегер К. *Физика полупроводников.* М.: Мир, 1977.
23. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.В. *Физика полупроводников: учебное пособие для студентов физических специальностей вузов.* М.: Наука, 1977.
24. *Физика и химия соединений $A^IV B^VI$.* Пер. с англ. под ред. С. А. Медведева. М.: Мир, 1970.
25. Weiman N.G., Eastman L.F., Doppalapudi D., Ng H.M., Moustakas T.D. Scattering of electrons at threading dislocations in GaN. *J. Appl. Phys.* 1998. **83**. P. 3656–3659.
26. Alfaramawi K. Dislocation scattering-limited electron mobility in wurtzite *n*-type gallium nitride. *J. Ovonic Res.* 2016. **12**, N 3. P. 147–154.
27. Алексеенко М.В., Аркадьева Е.Н., Матвеев О.А. О влиянии неоднородностей на подвижность электронов в теллуриде кадмия. *ФТП.* 1970. **4**, №2. С. 414–416.
28. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. *Электронные свойства легированных полупроводников.* М.: Наука, 1979.
29. Segall B., Lorenz M.R., and Halsted R.E. Electrical properties of *n*-type CdTe. *Phys. Rev.* 1963. **129**, N 6. P. 2471–2481.
30. Akarsu M., Aydogu S., Ozbas O., Karakaya S. Monte Carlo simulation of carrier transport in $Cd_{1-x}Zn_xTe$. *J. Non-Oxide Glasses.* 2011. **3**, N 2. P. 61–66.
31. Sedivý L., Cízek J., Belas E., Grill R., and Melikhova O. Positron annihilation spectroscopy of vacancy-related defects in CdTe:Cl and CdZnTe:Ge at different stoichiometry deviations. *Sci. Rep.* 2016. **6**. P. 20641-1–20641-16.
32. Wang K. and Ye M. Parameter determination of Schottky-barrier diode model using differential evolution. *Solid-State Electron.* 2009. **53**, N 2. P. 234–240.
33. Olikh O. Ya. Review and test of methods for determination of the Schottky diode parameters. *J. Appl. Phys.* 2015. **118**, N 2. P. 024502.
34. Look D.C. and Sizelove J.R. Dislocation scattering in GaN. *Phys. Rev. Lett.* 1999. **82**, N 6. P. 1237–1240.
35. Karthik R., Sathyakam P. Uma and Mallick P.S. Effect of dislocation scattering on electron mobility in GaN. *Natural Science* (Scientific Research, USA). 2011. **3**, N 9. P. 812–815.
36. Шульпина И.Л., Ратников В.В., Матвеев О.А. Рентгенодифракционное исследование изменения реальной структуры монокристаллов CdTe в результате лазерного облучения. *ФТП.* 2001. **43**, №3. С. 559–562.
37. Sachenko A.V., Belyaev A.E., Boltovets N.S. et al. Mechanism of contact resistance formation in ohmic contacts with high dislocation density. *J. Appl. Phys.* 2012. **111**. P. 083701.
38. Belyaev A.E., Pilipenko V.A., Anischik V.M. et al. Role of dislocations in formation of ohmic contacts to heavily doped *n*-Si. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics.* 2013. **16**, N 2. P. 99–110.
39. Malyk O., and Syrotyuk S. New scheme for calculating the kinetic coefficients in CdTe based on first-principle wave function. *Comput. Mater. Sci.* 2017. **139**. P. 387–394.
40. *Электронные свойства дислокаций в полупроводниках*, под ред. Ю.А. Осипьяна. М.: Эдиториал, УРСС, 2000.

Інститут фізики напівпровідників
ім. В.Є. Лашкарьова НАН України,
41, проспект Науки,
03680 Київ, Україна

¹Чернівецький національний університет
ім. Ю. Федьковича
2, вул. Коцюбинського,
58012 Чернівці, Україна

²Київський національний університет
ім. Т.Г. Шевченка
2, проспект академіка Глушкова,
03127 Київ, Україна