

Я.М. ОЛІХ, М.Д. ТИМОЧКО

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03028; e-mail: jaroluk3@ukr.net)

ОСОБЛИВОСТІ ПРОТІКАННЯ СТРУМУ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОМУ НАВАНТАЖЕННІ В СИЛЬНО КОМПЕНСОВАНИХ НИЗЬКООМНИХ КРИСТАЛАХ CdTe:Cl

УДК 621.315.592.2, 534.27

З метою в'ясування механізму впливу ультразвуку (УЗ) на електропровідність σ (T) у низькоомних монокристалах n -типу CdTe:Cl ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$) проведені температурні (77–300 K) дослідження ефекту Холла та кінетики релаксації σ (t) при ввімкненні та вимкненні УЗ ($f_{US} \sim 10 \text{ МГц}$, $W_{US} \sim 10^4 \text{ Вт/м}^2$). Вперше виявлено динамічний (повністю зворотний) вплив УЗ, який різниться для низькотемпературної області (НТ, $T < 180 \text{ K}$) і високотемпературної (ВТ, $T > 200 \text{ K}$). У ВТ області акустостимульовані (АС) зміни незначні, децю падає рухливість, довготривалі $\sigma(t)$ не проявляються. В НТ області відносні АС зміни зростають, збільшується тривалість релаксаційних процесів $\sigma(t)$, які проявляють двостадійний характер. Для пояснення використана модель неоднорідного напівпровідника, що містить кластери домішкових дефектів в околі дислокацій. Запропоновано механізм, який пов'язує “миттєві” зростання $\sigma(t)$ з АС зменшенням амплітуди флуктуацій крупномасштабного потенціалу в результаті збільшення ефективного електронного радіуса дислокаційних домішкових кластерів; довготривалі температурно-залежні релаксації (50–500 с) визначаються дифузійною перебудовою точково-дефектної структури в середині кластера, включаючи перебудову заряджених акцепторних комплексів $[(V_{Cd}^{2-} Cl_{Te}^{+})^{-}]$ в нейтральні $[(V_{Cd}^{2-} 2Cl_{Te}^{+})^0]$.

Ключові слова: ультразвук, дислокації, монокристали CdTe, ефект Холла, релаксація електропровідності.

1. Вступ

Як відомо, електрофізичні, оптичні та фотоелектричні параметри напівпровідників визначаються, в основному, домішково-дефектною структурою (ДДС) кристала. Отже, керування фізичними характеристиками матеріалів досягається шляхом свідомої реконструкції ДДС. До таких активних зовнішніх обробок можна віднести термічний відпал, γ -опромінення, обробку у водні, НВЧ-опромінення, ультразвукову (УЗ) обробку та інші види впливу. УЗ виявляється найбільш простим із перелічених вище зовнішніх дій, і може

призводити до трансформації домішково-дефектних комплексів та відповідної залишкової зміни електрофізичних (ЕФ) параметрів [1–4]. Враховуючи велику густину дислокацій ($N_{Dis} \sim 10^{10} \text{ м}^{-2}$) і високу ефективність акусто-дислокаційної взаємодії, особливо податливими (чутливими) є сполуки A_2B_6 (CdS, ZnS, CdTe, ZnCdTe, CdHgTe). Основною моделлю, яка пояснює ці зміни, є дислокаційна. Поширення інтенсивної УЗ хвилі викликає коливання дислокацій; причому, при інтенсивностях $W_{US} \sim 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ і $N_{Dis} \sim 10^{10} \text{ м}^{-2}$ акустостимульована (АС) перебудова дефектів охоплює фактично весь об'єм зразка. Вважається, що під дією УЗ хвилі відбувається “захоплення” чи “звільнен-

ня” електрично активних точкових дефектів (ТД) з дислокацій, які є для них “стоками” та певна перебудова комплексів ТД в околі дислокацій [5]. В залежності від стану ДДС і параметрів УЗ хвилі, на експерименті можуть реалізовуватися як залишкові зміни, так і тимчасові, які спостерігаються лише під час дії УЗ. В кристалах CdTe раніше досліджувалися лише залишкові АС ефекти [6].

Леговані монокристали CdTe:Cl давно викликають інтерес, як у практичному плані – виробництво неохолоджуваних детекторів X- та γ -випромінювання для радіаційного моніторингу навколишнього середовища [7, 8], так і в ролі модельних зразків для вивчення неоднорідностей дефектної структури кристала [9] і впливу пов’язаних з ними крупномасштабних флуктуацій потенціалу на явища переносу [10], залишкової провідності [11] та довготривалої релаксації фотопровідності [12], стрибкової провідності [13, 14]. Однак, незважаючи на те, що сполуки A_2B_6 , до яких належить і CdTe, є унікальними в плані дуже тісної взаємодії електронної та дислокаційної системи зразка між собою – будь які зміни в одній тут же передаються змінами в іншу [15–17] – в перелічених вище фундаментальних роботах по дослідженню електрофізичних (ЕФ) та фотоелектричних (ФЕ) властивостей CdTe:Cl [7–14] роль дислокацій майже не обговорюється.

У багатьох ранніх роботах було показано, що для досліджуваних низькоомних зразків CdTe:Cl характерна не тільки висока N_{Dis} , а і різноманітність дефектних комплексів, що містять домішку Cl [11, 18]. При цьому частина атомів Cl знаходиться на акцепторних $[(V_{Cd}^- Cl_{Te}^+)^-]$ та нейтральних $[(V_{Cd}^- 2Cl_{Te}^+)^0]$, $[(V_{Cd}^- Cl_{Te}^+)^0]$ комплексах [7]. Ще частина атомів Cl захоплена на обіраних зв’язках на дислокаціях. Можна очікувати, що така складна ДДС кристала в умовах УЗ навантаження, зокрема в результаті АС зростання коефіцієнта дифузії окремих ТД, може ставати досить лабільною вже при низьких температурах (<300 К). Ця ситуація виглядає сприятливою для дослідження динамічних (*in-situ*) АС ефектів і дозволяє попередньо розглядати матеріал CdTe:Cl як модельний для вивчення акусто-дислокаційно-електронної взаємодії в напівпровідниках. Дійсно, такі динамічні АС зміни ЕФ параметрів в CdTe:Cl, які приписувалися ефектам перекомпенсації, були виявлені нами вперше в [19]. Проте складний (дво-

стадійний) характер релаксації акустопровідності в даних зразках при ввімкненні та вимкненні УЗ позначив і нові риси АС ефектів, зокрема в умовах стрибкової провідності, які раніше в напівпровідникових матеріалах не досліджувалися взагалі.

Метою роботи було дослідити основні характеристики УЗ впливу на процеси протікання струму в дислокаційних сильно компенсованих зразках CdTe:Cl та виявити роль дислокацій у АС ефектах.

2. Зразки та методика експерименту

Монокристали телуриду кадмію CdTe:Cl були отримані вертикальним методом Бріджмена при низьких значеннях тиску парів кадмію в ампулі [20]. Концентрація домішки хлору у розплаві становила $N_{Cl}^0 \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$. Формування омичних контактів до зразків (розмір $\sim 2 \times 3 \times 8 \text{ мм}^3$) здійснювалось методом термовакуумного напилення індію за температури 175 °С. Для визначення концентрації n та рухливості μ носіїв струму в діапазоні температур 77–300 К використано метод Холла в режимі постійних електричного і магнітного полів. Для вимірювання ЕФ параметрів в умовах УЗ навантаження (акустичний метод Холла) використовувався азотний криостат, обладнаний акустичними елементами. Це дозволяло послідовно проводити вимірювання на одному зразку з різним станом ДДС, як у вихідному, так і в акустично збуреному, відповідно [21]. Також динамічний режим дії УЗ, коли спостерігається зворотний характер змін, дозволяє методично відслідковувати перехідні процеси і кінетику релаксації електропровідності $\sigma(t)$. Особливо наглядно реалізується така можливість при коротких тривалостях релаксації в імпульсному режимі акустичного навантаження [22].

Введення в зразок поздовжніх УЗ хвиль (частотою $\sim 10 \text{ МГц}$, інтенсивністю до $2 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$) здійснювалося через діелектричну буферну пластину за допомогою п’єзоелектричного перетворювача – пластини ніобата 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 $\sim 10^{-6} \text{ В}$, температури $\sim 0,1 \text{ К}$. Зміна температури зразка в умовах інтенсивного УЗ навантаження впродовж часу вимірювання окремої експериментальної точки не перевищувала 2–3 К.

У цьому кріостаті в діапазоні температур $T = 79\text{--}173\text{ K}$ при ввімкненні та вимкненні УЗ навантаження досліджувалися релаксаційні залежності $\sigma(t)$ (за допомогою цифрового мультиметра UT71A). Часові зміни $\sigma(t)$ вимірювали з кроком $\sim 1\text{ c}$ та візуально спостерігали на комп'ютері, контролюючи при цьому можливий нагрів чи охолодження зразка. Коливання δT при цьому могли становити від 0,1 до 5 K, зафіксовані δT з часом фіксувалися для кожної релаксаційної залежності та, в подальшому, враховувалися як поправки при кількісних обчисленнях $\sigma(t)$.

3. Результати

Встановлено, що спостережувані АС зміни коефіцієнта Холла R_H та провідності σ зворотні. При ввімкненні УЗ та після припинення акустичної дії відбувається повільне, залежно від температури та інтенсивності УЗ 50–500 с, повернення параметрів зразка в початковий стан, відповідно. На рис. 1, 2, 4, 5 наведено вже релаксовані (стабільні) значення параметрів.

3.1. Температурні залежності електропровідності $\sigma(T)$

На рис. 1 наведено температурні залежності σ як для вихідного зразка (без УЗ навантаження, крива 1), так і при дії УЗН (крива 2). При УЗН σ змінюється; при кімнатних температурах мало, але при зниженні температури зміни сягають 30%. З рис. 1 видно, що весь діапазон температурних досліджень можна розділити на дві області, для яких якісно відрізняється як характер температурних змін $\sigma(T)$, так і, особливо, акустостимульованих (АС) змін. Це область високих температур (ВТ, $T > 200\text{ K}$) і область низьких температур (НТ, $T < 180\text{ K}$).

3.2. Температурні залежності рухливості носіїв заряду

Для розуміння механізмів походження зміни провідності при УЗ навантаженні дуже важливо відділити АС зміни, які відбуваються окремо з концентрацією носіїв від зміни їхньої рухливості. Це можна зробити за допомогою вимірювання ефекту Холла, що і було здійснено. Допускаючи, що наші зразки однорідні, формально стандартним методом розраховано $\mu_H = R_H \sigma$ та $n_e = (eR_H)^{-1}$. На

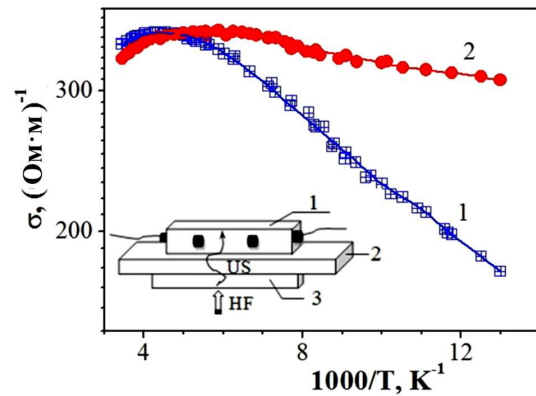


Рис. 1. CdTe:Cl. Температурні залежності $\sigma(T)$: 1 – без УЗ; 2 – при УЗ навантаженні ($2 \cdot 10^4\text{ Вт/м}^2$). На вставці – схема акустичного вузла: 1 – зразок, 2 – буфер, 3 – п'єзопретворювач, HF – висока частота; US – ультразвук. На всіх рисунках криві з світлими точками (або позначені “1”, або “0”) відповідають вихідним зразкам, а криві з затемненими точками (або позначені “2”, або “us”) – при УЗ навантаженні

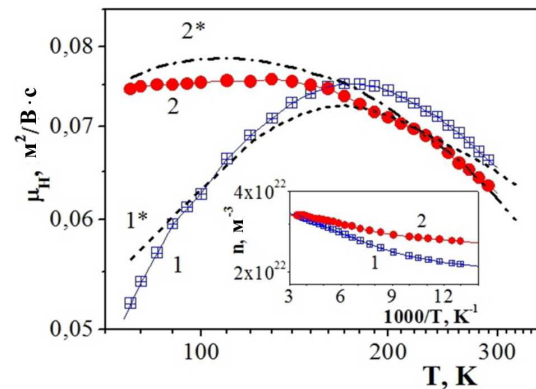


Рис. 2. CdTe:Cl. Температурні залежності рухливості: криві 1, 1* – без УЗ; 2, 2* – при УЗ навантаженні ($2 \cdot 10^4\text{ Вт/м}^2$). Точки – експеримент, лінії – розрахунки. На вставці – температурні залежності концентрації електронів: 1 – без УЗ; 2 – при УЗ навантаженні

рис. 2 приведені температурні залежності рухливості електронів $\mu_H(T)$ як за відсутності УЗ (крива 1), так і під дією УЗ навантаження (крива 2).

З рис. 2 видно, що поширення УЗ хвилі у кристалі істотно впливає на $\mu_H^{US}(T)$. При ВТ характер $\mu_H^{US}(T)$ не змінюється, лише спостерігається деяке зменшення величини $\mu_H^{US}(T)$. Навпаки, в області НТ при дії УЗ спостерігається *кардинальне* (значне) збільшення величини $\mu_H^{US}(T)$, яка стає практично незалежною від температури. У відповідності з теорією такі дві відмінні температурні ді-

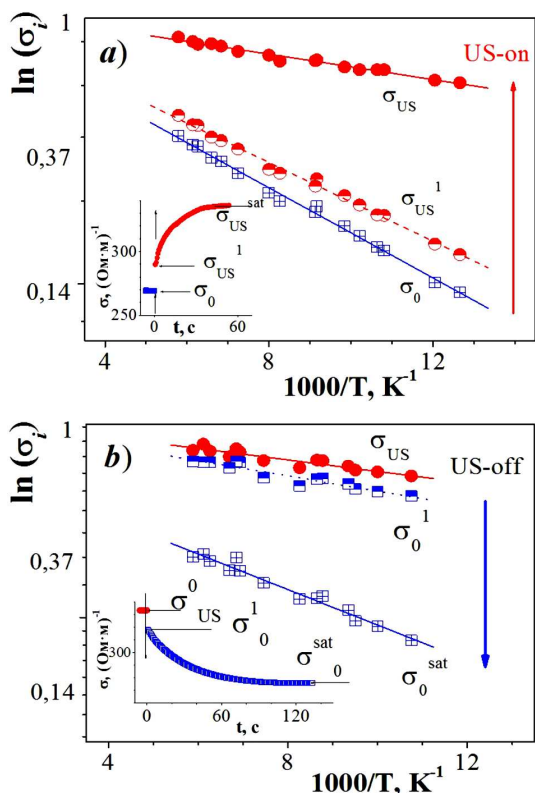


Рис. 3. CdTe:Cl. $W_{US} \approx 2 \cdot 10^4$ Вт/м². Температурні залежності величини провідності $\sigma_i(T)$ на певних стадіях релаксації при ввімкненні (а) та вимкненні (б) УЗ. Криві, які позначені σ_0 і σ_{US} , відповідають початку перемикання; (σ_{US}^1 і σ_0^1) – в кінці першої стадії; (σ_{US}^{sat} і σ_0^{sat}) – кінець другої стадії, відповідно. На вставках – типові осцилограми $\sigma(t)$ за $T \approx 121$ К, на яких позначені вибрані реперні часові віхи σ_i

лянки $\mu_H(T)$ у вихідному зразку відповідають загалом основним механізмам розсіювання носіїв заряду в напівпровідниках [24]. В області НТ переважаючим є розсіювання на іонізованих домішках, а в діапазоні температур, близьких до кімнатної – на теплових коливаннях кристалічної ґратки. Дійсно, з урахуванням цих двох механізмів розсіювання вдається задовільно описати експеримент $\mu_H(T)$ (рис. 2, теоретична крива 1*). Найкраще збігання експериментальної та розрахованої кривих 1 та 1* виконується при використаних значеннях $n \approx 2,3 \cdot 10^{22}$ м⁻³ (див. вставку на рис. 2) та $N_H^0 \approx 7,6 \cdot 10^{23}$ м⁻³ (N_H – концентрація іонізованих домішок у моделі Брукса-Херрінга). Крива 2 (рис. 2) отримана при дії УЗ навантаження. Для задовільного узгодження розрахова-

ної кривої 2* з експериментальною залежністю 2 в області високих температур ($T > 200$ К) проведено розрахунок $\mu_H^{US}(T)$ з формальним залученням додаткового розсіювання на акустичних фонах ($\mu_{ph} = AT^{-0,5}$, де A – деякий ефективний коефіцієнт, який практично не залежить від температури, підбирається) дозволив отримати сприйнятливий узгодження розрахованої кривої 2* з експериментальною залежністю 2. Зауважимо, що конкретний розрахунок A -коефіцієнта для випадку збуреної УЗ фонної системи кристала не представляється можливим. Для низькотемпературної області ($T < 150$ К) визначальним залишається розсіювання на іонізованих домішках і у випадку дії УЗ. При цьому підібрана концентрація центрів розсіювання становила $N_H^{us} \approx 5,0 \cdot 10^{23}$ м⁻³

На вставці до рис. 2 наведено температурну залежність концентрації електронів $n_e(T)$, розраховану з експериментальної залежності коефіцієнта Холла $R_H(T)$. Крива 1 відповідає вихідним характеристикам кристала – без дії УЗ. При дії УЗ навантаження (крива 2) концентрація електронів збільшується – при кімнатних температурах несуттєво, але при зниженні до азотних температур АС зміни сягають ~20%. Зауважимо, що $n(T)$ як у вихідному зразку, так і під дією УЗ навантаження, у всій температурній області вимірювання монотонно і, загалом, слабо залежить від температури. Згідно з теорією напівпровідників така $n(T)$ характерна для температурної області виснаження домішкового донорного рівня, іонізація якого визначає концентрацію вільних електронів у зоні провідності [24].

Звернемо увагу на занижені експериментальні значення рухливості при ВТ (600–650 см²/В·с) у порівнянні з табличними для досконалих кристалів (1000–1200 см²/В·с [23]), що вказує на високу неоднорідність зразка [9]).

3.3. Релаксація провідності при ввімкненні та вимкненні ультразвуку

На рис. 3 наведені типові для НТ області температурні залежності значень провідності $\sigma_i(T)$ на певних стадіях релаксації при ввімкненні (а) та вимкненні (б) УЗ; на вставках – характерні часові зміни $\sigma(t)$ за температури $T \approx 121$ К.

При детальному розгляді видно, що АС релаксація $\sigma(t)$ загалом не є монотонною, а відбувається, як мінімум, в дві стадії. Дійсно, в момент ввімкнен-

ня (вимкнення) УЗ спочатку відбувається “миттєва” стрибкоподібна зміна (МЗ) $\sigma(t)$, яка в подальшому переходить в довготривалу (ДТ) монотонну релаксацію. Оцінка тривалості першої стадії приводить до значення $\tau_1 < 1,0$ с. Детальніше кінетика цієї стадії не досліджувалася, бо область таких малих часових інтервалів знаходиться за межами часової роздільної здатності цифрової частини установки. В той самий час тривалість другої стадії τ_2 становить 50–500 с. Загальна тривалість релаксації, яка дещо зростає зі зниженням температури зразка, свідчить про довготривалі механізми АС перебудови ДДС кристала. При цьому, як вже відзначалося вище, навіть тривале (години і більше) УЗ навантаження зразка при вибраних УЗ режимах, не приводить до залишкових змін параметрів кристала.

Зауважимо, що виявлені АС релаксації акустопровідності в CdTe:Cl подібні до довготривалих релаксацій фотопровідності в неоднорідних напівпровідниках [25]. Звернемо увагу ще на той факт, що тривалість релаксації при ввімкненні і вимкненні відрізняється в ~ 2 рази (див. вставки на рис. 3, а і 3, б, відповідно). Така різниця вказує не тільки на дифузійний характер перебудови ТДС, а і на вплив УЗ на цей процес. В той самий час повне відтворення кривих релаксації при повторних ввімкненнях УЗ за фіксованої температури підтверджує стабільність дислокаційної структури в цілому.

На рис. 3 криві (σ_0 і σ_{US}) відповідають початку перемикання; (σ_{US}^1 і σ_0^1) – в кінці першої стадії; (σ_{US}^{sat} і σ_0^{sat}) – кінець другої стадії, відповідно. Спрямлення залежностей $\sigma_i(T)$ в координатах $\ln \sigma \sim T^{-1}$ може свідчити про термоактиваційний характер АС змін, тобто формально описується залежністю $\sigma_i = \sigma_i^0 \exp(-\varepsilon_i/kT)$. З рис. 3 видно, що швидкість температурних змін для довготривалих компонент АС зростання/спадання провідності ($\sigma_{US}^{sat} - \sigma_{US}^1$) в ~ 7 разів більша, ніж для “миттєвих” ($\sigma_{US}^1 - \sigma_0$). Цей факт переконливо засвідчує різний (відмінний) механізм УЗ дії для МЗ та ДТ АС змін.

3.4. Дислокаційні характеристики досліджуваних зразків

Рентгено-топографічним методом досліджена (велика) грань зразка CdTe:Cl, у яку вводилася УЗ хвиля. Проведений на основі методики

Вільямсона–Холла [26] аналіз рефлексів відбиття [220] та [440] від цієї площини, яка мала орієнтацію (110), дозволив зробити попередні оцінки стаїну кристалічної ґратки зразка. Знайдено, що густина гвинтових дислокацій $N_{Dis}^{XR} \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2}$, а деформація ґратки $\varepsilon_L^{XR} \sim 5 \cdot 10^{-5}$.

3.5. Підсумуємо характерні експериментальні закономірності

3.5.1. Спостерігаються низькі значення рухливості при кімнатних температурах, які однозначно підтверджують значний внесок розсіювання носіїв заряду на неоднорідностях кристала, зумовлених скупченнями домішок в CdTe:Cl [9, 10]. На це вказує і стрімкий, крутіше за $T^{3/2}$, низькотемпературний хід μ_n ($T < 100$ К) [27, 28].

3.5.2. Виходячи з експериментально встановленого характеру АС змін ЕФ характеристик, весь досліджуваний діапазон температур необхідно розглядати окремо: низькотемпературна область НТ ($T < 180$ К) і високотемпературна ВТ ($T > 200$ К). У ВТ області АС зміни незначні, дещо падає рухливість; довготривалі релаксації акустопровідності не проявляються. В НТ області при наближенні до азотних температур відносні АС зміни зростають, збільшується тривалість релаксаційних процесів.

3.5.3. Виявлений двостадійний характер НТ АС релаксації $\sigma(t)$ – стрибкоподібний “миттєвий” в момент переключення УЗ та наступна монотонна ДТ релаксація – вказує на співіснування декількох (двох) процесів (механізмів) дії УЗ. При цьому, суттєво різна швидкість температурних змін для ДТ та МЗ говорить про відмінний механізм цих АС змін.

3.5.4. Встановлений стан дислокаційної структури в зразку, а саме висока щільність дислокацій $N_{Dis}^{XR} \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2}$ та відповідна значна внутрішня деформація розтягу ґратки $\varepsilon_L^{XR} \sim 5 \cdot 10^{-5}$ можуть розглядатися, як визначальні для реалізації головного механізму УЗ дії.

3.5.5. Отже, експериментально встановлені закономірності протікання струму та особливості АС впливу спонукають до більш детального, ніж в п. 3.2, аналізу особливостей руху носіїв заряду в досліджуваних зразках CdTe:Cl; оскільки умови протікання визначають і механізм АС змін.

4. Обговорення

4.1. Загальний характер протікання струму у вихідному зразку

Основні АС ефекти в CdTe:Cl спостерігаються при НТ і їхня величина зростає зі зменшенням температури. Щоб зрозуміти природу УЗ дії, потрібно, виходячи з висновків п. 3.5, спочатку детально з'ясувати механізми протікання струму у вихідному зразку. Для цього проаналізуємо інформацію про ЕФ параметри кристала. На основі експериментальних результатів дослідження ефекту Холла та формальних кількісних розрахунків (див. вище п. 3.2) для вихідного зразка було знайдено, що $N_I^0 = N_d + N_a \approx 7,6 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $n_e = N_d - N_a \approx 2,3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ та, відповідно, концентрація донорних $N_d \approx 3,9 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ та акцепторних центрів $N_a \approx 3,7 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ і ступінь компенсації $K_0 = N_a/N_d \approx 0,94$. В результаті аналогічного розрахунку для випадку УЗ навантаження знайдено, що $N_I^{US} \approx 5,0 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $n_e^{US} \approx 2,8 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, і, відповідно, $N_d^{US} \approx 2,64 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $N_a^{US} \approx 2,36 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ і $K_{US} \approx 0,89$.

Підкреслимо, що законність (придатність) використання стандартних розрахунків ЕФ параметрів методом Холла для наших зразків в усьому температурному діапазоні потребує додаткового обговорення. Проте для попередніх якісних оцінок ми вважаємо, що це допустимо; тим більш, як показано нижче, накладання інтенсивного УЗ наванта-

ження суттєво послаблює вплив неоднорідностей і наближає умови протікання струму в зразку до однорідного випадку.

Таким чином, неоднорідність кристалічної структури, як відзначено в п. 3.5.1, може бути визначальною для процесів струмоперенесення і ефектів УЗ впливу в CdTe:Cl. Кристалічна структура досліджуваних зразків характеризується флуктуацією потенціального рельєфу, який викликаний особливостями технології отримання даного матеріалу [18, 20]. Дійсно, при відпалі кристала, у якому попередньо була висока концентрація нерівноважних власних дефектів, здійснюється дифузія їх на стоки, зумовлюючи і міграцію домішкових атомів в ці області. Збільшення концентрації дефектів навколо стоків супроводжується і зростанням комплексоутворення, що, в свою чергу, веде до додаткової компенсації і збільшенню неоднорідності напівпровідника. Виходячи з рентгенівських результатів (див. п. 3.4) основними стоками ТД в наших зразках є саме дислокації [15–17]. А висока концентрація легуючої домішки ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$) сприяла ще на стадії відпалу формуванню кластерів ТД (Коттрелівські шмаринки) в першу чергу навколо дислокацій. Отже, в таких сильно компенсованих напівпровідниках (у нас $K \approx 0,94$) важливу роль в процесах протікання може проявляти домішкова зона [24, 29, 30]. Тобто, в зразку при прикладанні електричного поля реалізується складна ситуація одночасного співіснування двох паралельних каналів провідності – вільні електрони в зоні провідності (conduction band) та локалізовані в домішковій зоні (impurity band). Отже, а) наявність кластерів і флуктуаційного потенціалу викликає додаткове розсіювання носіїв, в тому числі і в зоні провідності; б) зосереджені електрони на локальних домішкових рівнях при певних умовах (низькі температури) можуть, загалом, проявляти стрибкову провідність (СП, hopping conductivity), як між атомами домішки, так і між кластерами дефектів [24, 29, 30]. При цьому, при зменшенні температури доля СП зростає; детальніше про це в п. 4.3. В цьому зв'язку зрозуміла потреба введення двох температурних діапазонів, які умовно розділені певною (детальніше на рис. 4) температурою $T_{fp} \approx 159 \text{ К}$ ($\gamma_{fp} = kT_{fp} \approx 0,014 \text{ eV}$). При $T > T_{fp}$ переважає σ_{cb} , а при $T < T_{fp}$ можна очікувати і на прояв σ_{hc} .

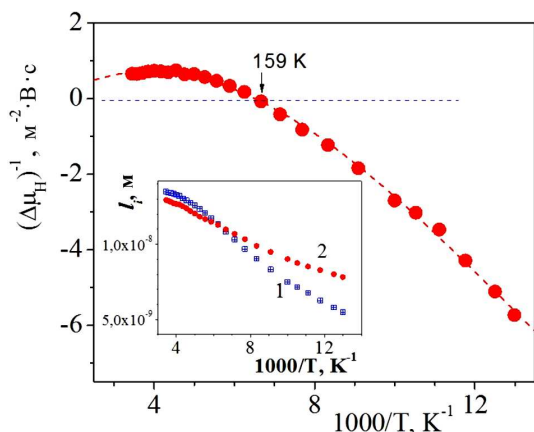


Рис. 4. CdTe:Cl. $W_{US} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$. Температурні зміни акустичного приросту розсіювання рухливості $\Delta(\mu_H)^{-1} = (\mu_H^{US})^{-1} - (\mu_H^0)^{-1}$. На вставці наведено температурну залежність довжини вільного пробігу електрона (крива 1 – без УЗ; 2 – при УЗН)

Для випадку співіснування каналів ЗП та СП в роботі [30] приведена формула розрахунку амплітуди середньоквадратичної флуктуації електростатичного потенціалу для електрона провідності та іонізованого донора, по якій можна оцінити ефективну амплітуду флуктуації потенціального рельєфу:

$$W_p = 1,64(e^2/4\pi\chi)[4\pi(n_e + N_d + N_a)/3]^{1/3}. \quad (1)$$

Підставивши в (1) дані для наших вихідних зразків ($N_d \approx 3,9 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $N_a \approx 3,7 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $n \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ та діелектричну сталю $\chi = 12$), отримаємо $W_p \approx 0,03 \text{ eВ}$.

4.2. Особливості протікання струму в умовах УЗ дії; область високих температур

З рис. 2 видно, що дія УЗ не змінює характер $\mu_H^{us}(T)$, лише спостерігається деяке зменшення її величини. Якщо побудувати температурну залежність акустичного приросту (оберненої) рухливості $\Delta(\mu_H)^{-1} = (\mu_H^{us})^{-1} - (\mu_H^0)^{-1}$ (див. рис. 4), то видно, що в усій ВТ області $\Delta(\mu_H)^{-1} \approx 0,61 \text{ В} \cdot \text{с}/\text{м}^2$; тобто акустична компонента АС розсіювання майже незалежна від температури. Пам'ятаючи те, що основним в кристалах A_2B_6 є дислокаційний механізм взаємодії УЗ хвиль (див. Вступ), очевидно допустити, що внесок $\Delta(\mu_H)^{-1}$ викликаний додатковим розсіюванням носіїв у зоні провідності CdTe:Cl на дислокаціях, які коливаються в УЗ полі [24]:

$$\mu_{Dis}^T = \frac{e}{m^*} \frac{3}{8v_T R_{Dis} N_{Dis}}, \quad (2)$$

де e , m^* і v_T – заряд, ефективна маса та теплова швидкість електрона, відповідно; R_{Dis} і N_{Dis} – радіус просторового заряду (радіус рідовських циліндрів) дислокацій та їх густина, відповідно. Для подальших розрахунків оцінимо теоретичну величину R_{Dis}^T для стаціонарного (без УЗН) стану [16]:

$$R_{Dis}^T = (f/\pi a N_d)^{1/2}. \quad (3)$$

Тут a – період ґратки, коефіцієнт заповнення дислокації електронами $f \approx 0,1$ [31]; $N_d \approx 3,9 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Знаходимо з (3), що $R_{Dis}^T \approx 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ м}$. Відтак, прирівнявши $\Delta(\mu_H) = \mu_{Dis}^{експ}$ та врахувавши, що $R_{Dis} = R_{Dis}^T$, з (2) оцінимо концентрацію N_{Dis}^{eff} , яка

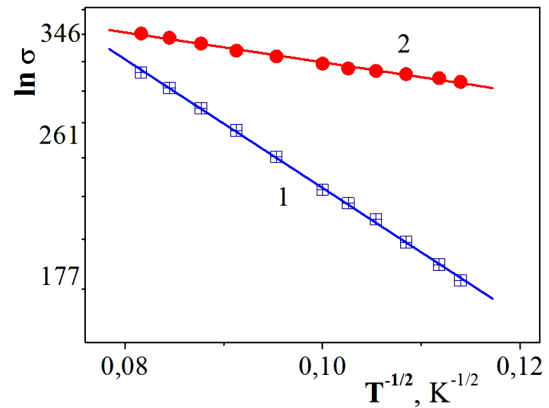


Рис. 5. CdTe:Cl. Температурні залежності електропровідності, криві: 1 – без УЗ; 2 – при УЗ навантаженні ($2 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}$). Точки – експеримент, лінії – апроксимація

необхідна, щоб пояснити спостережене АС збільшення розсіювання електронів в області ВТ:

$$N_{Dis}^{eff} = 3(e/m^*)/(8v_T R_{Dis} \Delta(\mu_H)). \quad (2^*)$$

Використавши числові значення: $m^* = 0,1m_e$; $v_{300} = 2,1 \cdot 10^5 \text{ м/с}$; $\Delta\mu_H = 1,6 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, та $R_{Dis} \approx R_{Dis}^T \approx 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, знаходимо з (2*), що $N_{Dis}^{eff} \approx 10^{14} \text{ м}^{-2}$. Потрібно указати, що це значення виглядає занадто вже великим для наших зразків, навіть у порівнянні з даними рентгенівських досліджень $N_{Dis}^{XR} \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2}$. Причиною цього може бути: або а) помилковим припущення про додаткове розсіювання електронів на дислокаціях, що коливаються в УЗ полі; або б) неправильно розраховане R_{Dis}^T . Спробуємо розібратися у цій розбіжності і ще раз використаємо співвідношення (2):

$$R_{Dis}^{eff} = 3(e/m^*)/(8v_T N_{Dis} \Delta(\mu_H)). \quad (2^{**})$$

Прийнявши $N_{Dis} = N_{Dis}^{XR} \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2}$, з (2**) знайдемо, що $R_{Dis}^{eff} \approx 2,2 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. Бачимо, що одержана величина R_{Dis}^{eff} в ~ 20 разів більше за стаціонарне теоретичне значення R_{Dis}^T . На нашу думку, цей результат являє, в принципі, реальну ситуацію і є дуже важливим для розуміння основного механізму УЗ дії. А саме, правдоподібно, що R_{Dis}^{eff} відображує не просто рідовський радіус окремих дислокацій, а електронний радіус областей об'ємного заряду, на яких і відбувається розсіювання носіїв заряду. Тобто ефективний радіус кластерів домішкових атомів та власних дефектів, які розташовані в околі дислокацій і при коливаннях останніх залучаються в цей процес. В подальшому це

значення $R_{\text{Dis}}^{\text{eff}} \approx 2,2 \cdot 10^{-7}$ м будемо орієнтовно розглядати як характерний розмір дислокаційного кластера в УЗ полі. Для якісного представлення очікуваного впливу на протікання струму, оцінимо, яку частину зразка в умовах УЗ навантаження можуть обіймати такі неоднорідні області просторового заряду. Це $(\pi(R_{\text{Dis}}^{\text{eff}})^2 \cdot N_{\text{Dis}}) \approx 0,2$. Тобто 20% поперечного перетину зразка займають неоднорідності, а решта – 80% вже однорідний зразок. Це при кімнатних температурах, а при зниженні температури зменшується $v_T \sim (T)^{1/2}$ і, відповідно, зростає об'ємна частка кластерів; вже при 100 К неоднорідності становлять не $\sim 20\%$, а усі $\sim 60\%$.

4.3. Особливості протікання струму в умовах УЗ дії; область низьких температур

4.3.1. “Стрибковий” механізм

На основі аналізу в п.4.1 про співіснування двох паралельних каналів провідності в даних зразках CdTe:Cl, проаналізуємо можливість стрибкової провідності між кластерами дефектів. На рис. 5 наведені НТ ($T < 180$ К) експериментальні залежності провідності в координатах $\ln \sigma \sim T^{-1/2}$ у відповідності з законом Ефроса–Шкловського, який описує тунелювання носіїв заряду на великій відстані [24, 29].

Для кількісних оцінок скористаємося такими співвідношеннями:

$$\sigma_{\text{hc}}^i = \sigma_i^0 \exp(-T_1^i/T)^{1/2}. \quad (4)$$

Тут

$$T_1 = \beta_1 e^2 / \kappa \chi a_f \quad (5)$$

і σ_i^0 – параметри визначаються з експерименту; коефіцієнт $\beta_1 = 2,8$; $\chi = 12$; k – стала Больмана; e – заряд електрона; a_f – радіус локалізації станів на рівні Фермі [13, 29]. З рис. 5 бачимо, що криві $\sigma_{\text{hc}}^i(T)$ в координатах $\ln \sigma = (T)^{-1/2}$ безсумнівно спрямляються; з нахилу яких знайдено T_1^i . Далі, застосовуючи формулу (5), розраховано радіус $a_f = \beta_1 e^2 / \kappa k T_1$ та деяку енергію активації

Параметри стрибкової провідності в CdTe:Cl

Зразок	T_1^i , К	a_f^i , м	Δ_{hc}^i , меВ
Вихідний ($i = 0$)	319	$1,5 \cdot 10^{-7}$	28
При УЗ ($i = \text{US}$)	17,2	$2,8 \cdot 10^{-6}$	1,5

$\Delta_i^\sigma = kT_1^i$, яка формально характеризує стрибкову провідність. Знайдені таким чином параметри зведено в таблиці. Отримали важливий для розуміння механізму УЗ дії результат оцінки величини a_f та його АС зростання – майже в 19 разів, що відповідає АС зменшенню $\Delta_{\text{hc}}^{\text{US}}$ до 1,5 меВ.

Оскільки з експериментальних даних ми не можемо явно виділити окремо внесок $\sigma_{\text{hc}}^i(T)$, то говорити про абсолютні кількісні характеристики СП, зокрема трактувати Δ_{hc}^i як енергію активації стрибкової провідності теж немає підстав. Проте характер (зменшення) відносних АС змін $(\Delta_{\text{hc}}^{\text{US}}/\Delta_{\text{hc}}^0)$ та (a_f^{US}/a_f^0) однозначно вказує на значне послаблення впливу неоднорідностей при УЗ навантаженні. Цікаво, що коефіцієнт АС зростання радіуса локалізації станів $(a_f^{\text{US}}/a_f^0) \approx 19$, отриманий з НТ залежностей $\sigma^i(T)$, добре корелює з коефіцієнтом АС зростання ефективного електронного радіуса кластера $(R_{\text{Dis}}^{\text{eff}}/R_{\text{Dis}}^T) \approx 20$, розрахованим з незалежних вимірювань $\mu_{\text{H}}^i(T)$ при ВТ (п. 4.2). Такий збіг посилює коректність зроблених нами якісних допущень і таких кількісних розрахунків. Варто відзначити також іншу кореляцію – $\Delta_{\text{hc}}^i \approx 0,028$ еВ з амплітудою флуктуації електростатичного потенціалу $W_p \approx 0,03$ еВ, теж отриманих незалежними способами.

4.3.2. Аналіз механізмів розсіювання електронів на неоднорідностях

Для аналізу можливих механізмів у конкретних експериментальних ситуаціях важливим стає співвідношення довжини вільного пробігу електрона l_e з розміром неоднорідності A [24]. На вставці до рис. 4 наведені розраховані:

$$l_e^i = v_T(m^*/e)\mu_{\text{H}}^i. \quad (6)$$

Як видно, в діапазоні $T = 300-100$ К в CdTe:Cl величина $l_e^i = 0,14-0,08 \cdot 10^{-7}$ м і слабо залежить від температури. Як на розмір неоднорідності A будемо орієнтуватися на зроблені вище на основі експериментальних даних оцінки радіуса дислокаційного кластера $R_{\text{Dis}} = 0,11-2,2 \cdot 10^{-7}$ м та радіуса локалізації станів на рівні Фермі $a_f = 1,5-28 \cdot 10^{-7}$ м для вихідного зразка та при його УЗ навантаженні, відповідно.

a) Розсіювання на дрібномасштабних неоднорідностях. Така ситуація може реалізуватися, коли

$l_e > A$; тоді можна розглядати розсіювання згідно з моделлю Вайсберга: $\mu_H \sim T^{-5/6}$ [27]. Дійсно, якщо вважати, що у вихідному зразку $A \approx R_{\text{Dis}}$, тоді $l_e \approx A$ і даний механізм може частково реалізуватися при ВТ. За подальшого УЗ навантаження за рахунок АС збільшення ефективного (для розсіювання носіїв) розміру кластерних областей, механізм розсіювання Вайсберга стає вже не ефективним і за рахунок цього існує можливість деякого АС зростання μ_H .

б) Розсіювання на великомасштабних неоднорідностях $l_e < A$. Згідно з проведеними вище розрахунками саме така ситуація, в основному, і реалізується у наших експериментах. За умови $l_e < A$ потенціал неоднорідностей буде модулювати концентрацію “внутрішніх” носіїв (тунелювання носіїв заряду через бар’єр $W_p \approx 0,03$ еВ) і, практично, не викликає додаткового розсіювання електронів провідності, а проявляє себе як деякий ефективний (малий) потенціал розсіювання Δ_μ^i . При цьому дрейфова рухливість носіїв заряду в міжкластерному просторі фактично відповідає однорідному зразку [24, 29]. Як показано в роботі [28] оцінка величини Δ_μ^i на основі експериментальних залежностей $\mu_H(T)$ можлива. А саме, допускаючи гаусовський характер розподілу цього випадкового потенціалу, для його розрахунку можна використати таке співвідношення:

$$\mu_H^i = \mu_0^i \exp(-(\Delta_\mu^i)^2 / 2k^2 T^2). \quad (7)$$

Побудувавши згідно з (7) наші експериментальні $\mu_H^0(T)$ та $\mu_H^{\text{US}}(T)$, які в координатах $\ln(\mu_H) \sim (T)^{-2}$ теж майже спрямляються, з їхнього нахилу знайдено, що: $\Delta_\mu^0 = 6,5$ меВ, а $\Delta_\mu^{\text{US}} = 1,3$ меВ. Отже, отримали, що в усьому НТ діапазоні амплітуда $\Delta_\mu^i \leq kT$ і зменшується при УЗ навантаженні зразка. Отже, можна вважати, що основним чинником в АС змінах $\sigma(T)$ і $\sigma(t)$ є ефекти розсіювання електронів.

в) Про фізичні причини можливого АС зменшення потенціалу W_p .

– АС збільшення концентрації носіїв та відповідне екрануванням колективних бар’єрів вільними носіями [24]. У нас цей механізм мало імовірний внаслідок незначного (усього в ~ 2 рази) АС зростання концентрації носіїв.

– Зміна ступеня компенсації. Дійсно, деяке АС зменшення K , оцінене вище в п. 4.1, має місце і

може привести до зменшення W_p , але теж незначного.

– АС збільшення електронного радіуса кластера. Знову ж таки це, фактично, основна причина. Дійсно, в сферичному наближенні флуктуація характеризується всього двома параметрами – радіусом R_0 і зарядом Q , причому її потенціал $W_p = Q/\chi R_0$ [32]. АС зростання (по нашим оцінкам в ~ 20 разів) якогось розміру флуктуації (чи кластера) при постійному заряді у цій флуктуації на самих ранніх стадіях релаксації означає, що в стільки ж разів падає і потенціал.

4.3.3. Акусто-дислокаційний механізм зміни електрофізичних параметрів

Повернемося до ролі дислокацій в таких складних умовах протікання. Нагадаємо, що в наших УЗ експериментах реалізується ситуація, коли поступальний рух та АС розмноження дислокацій ще не відбуваються. В УЗ полі при $W_{\text{US}} \approx 10^4$ Вт·м⁻² і деформації $\varepsilon_{\text{US}} \approx 10^{-5}$ відбуваються лише коливання дислокацій зі зміщенням до $\xi^* \sim 100$ Å [33]. При цьому коливання зарядженої дислокації може призводити до збіднення електронами області, яку займає атмосфера Коттрелла, послаблення екранування ближчими іонами, захоплення нових зарядів з дальніх домішкових центрів [15–17]. Частина електронів може бути перенесена на дислокаційні рівні в ядрі дислокації і, в подальшому, може перейти з ядра в зону провідності. Ці вже вільні електрони деякий час беруть участь в перенесенні заряду, поки не повертаються на домішкові центри, звідки вони були захоплені. Отже процес переформування рівноважного заряду дислокацій при ввімкненні УЗ включає процеси обміну електронами між дислокаційними рівнями, зоною провідності та енергетичними рівнями оточуючих локальних центрів [15]. У випадку зворотного процесу, після припинення УЗ дії, заряд усіх “учасників” перерозподілу зарядів та їхнє положення повинні відновитися до початкового рівноважного стану; що у нас і спостерігається. Можна очікувати збігання і характеристичних часів релаксації заряду в акустично збудований стан та назад. В наших експериментах (див. вставки на рис. 3) тривалість релаксації $\sigma(t)$ при вимкненні УЗ майже в 2 рази більша, ніж при ввімкненні. Цей факт ми розцінюємо як певне додаткове підтвердження

дифузійного механізму перебудови ТДС; та зростання коефіцієнта дифузії в УЗ полі [2, 34].

Результат АС збільшення розмірів областей розсіювання $R_{\text{Dis}}^{\text{eff}}$, отриманий в п.4.1, може бути пов'язаним або з пружним АС їхнім збільшенням при вимушених коливаннях, або зі зростанням лінійної густини електричного заряду дислокації в процесі захоплення електронів з домішкових рівнів. При ввімкненні УЗ за короткий час $\sim 10^{-6}$ с весь об'єм зразка приводиться в коливний рух з частотою УЗ хвилі; в тому числі і кластери ТД, які зосереджені, головним чином, навколо дислокацій. При цьому “миттєво” зростає $R_{\text{Dis}}^{\text{eff}}$, відбувається перерозподіл вільних зарядів з максвеловським часом релаксації. При цьому, на першому етапі загальний заряд неоднорідної області (області просторового заряду) зберігається, тільки розподіляється вже в набагато більшому об'ємі. Можна припустити, що в подальшому, в результаті нового нерівноважного стану “внутрішньо-кластерних” електричних та деформаційних полів, виникають певні дифузійні переміщення атомів (іонів) як з ядра дислокації до комплексів, так і навпаки. Відбувається довготривала (в масштабах ДТ релаксації провідності) перебудова складних центрів; наприклад, квазіхімічні реакції трансформації заряджених акцепторних комплексів $[(V_{\text{Cd}}^{2-}Cl_{\text{Te}}^+)^-]$ в нейтральні $[(V_{\text{Cd}}^{2-}2Cl_{\text{Te}}^+)^0]$ [7]. При вимкненні УЗ навантаження має спостерігатися зворотний процес, оскільки імовірність утворення акцепторного комплексу $[(V_{\text{Cd}}^{2-}Cl_{\text{Te}}^+)^-]$ в рівноважному стані (без УЗ) значно більша, ніж $[(V_{\text{Cd}}^{2-}2Cl_{\text{Te}}^+)^0]$ [7].

Більш детальна конкретизація механізму АС перебудови ДДС вимагає додаткових досліджень.

5. Висновки

З метою в'яснення механізму впливу ультразвуку на електропровідність $\sigma(T)$ у низькоомних дислокаційних монокристалах n -типу CdTe:Cl ($N_{\text{Cl}} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$) проведені температурні (77–300 К) дослідження ефекту Холла та кінетики релаксації $\sigma(t)$ при ввімкненні та вимкненні УЗ ($f_{\text{US}} \sim 10 \text{ МГц}$, $W_{\text{US}} \sim 10^4 \text{ Вт/м}^2$). Вперше виявлено динамічний (повністю зворотний) вплив УЗ, який якісно відмінний для НТ < 180 К і ВТ > 200 К. У ВТ області АС зміни незначні, дещо падає рухливість, довготривалі $\sigma(t)$ не проявляються. В НТ області при наближенні до

азотних температур відносні АС зміни зростають, збільшується тривалість релаксаційних процесів $\sigma(t)$, які проявляють двостадійний характер. Для пояснення використана модель неоднорідного напівпровідника, що містить кластери домішкових дефектів в околі дислокацій. Запропоновано механізм, який пов'язує “миттєві” зростання $\sigma(t)$ з АС збільшенням ефективного радіуса дислокаційних кластерів в процесі коливального руху дислокацій і їх взаємодії з електронною системою всього кристала та довготривалі температурно-залежні релаксації – з дифузійною перебудовою точково-дефектної структури в середині кластера, включаючи перебудову заряджених акцепторних комплексів $[(V_{\text{Cd}}^{2-}Cl_{\text{Te}}^+)^-]$ в нейтральні $[(V_{\text{Cd}}^{2-}2Cl_{\text{Te}}^+)^0]$.

Проведені дослідження показали, що занижені значення μ_{H}^i пояснюються наявністю флуктуацій крупномасштабного потенціалу та глибоких рівнів, наповненість яких залежить як від температури зразка, так і від амплітуди УЗ. Важливим в практичному плані є висновок про те, що накладання інтенсивного УЗ навантаження суттєво послаблює вплив неоднорідностей і наближає умови протікання струму в зразку до однорідного випадку.

Висловлюємо вдячність співробітникам Чернівецького університету М.І. Глацук, О.А. Парфенюку та К.С. Ульяновському за передані для досліджень зразки CdTe:Cl та корисне обговорення результатів вимірювань; а також співробітникам Інституту фізики напівпровідників В.П. Кладьку та Н.О. Сафрюк за рентгенівські вимірювання дислокаційних характеристик досліджуваних зразків.

1. И.В. Островський, О.О. Коротченков, *Акустооптика* (Вища школа, Київ, 2003).
2. S. Ostapenko, N.E. Korsunskaya, and M.K. Sheinkman, *Solid State Phenom.* **85–86**, 317 (2002).
3. O.Ya. Olikh, *Ultrasonics* **56**, 545 (2015).
4. Ya.M. Olikh and O.Ya. Olikh, *Sensor. Elektron. Mikrosyst. Tekhnol.* **1**, 19 (2004).
5. А.И. Власенко, Я.М. Олих, Р.К. Савкина, *ФТП* **33**, 410 (1999).
6. Б.Н. Бабенцов, С.И. Горбань, И.Я. Городецкий та ін., *ФТП* **25**, 1243 (1991).
7. Д.В. Корбутяк, С.В. Мельничук, Є.В. Корбут, М.М. Борисик, *Телурид кадмію: домішково-дефектні стани та детекторні властивості* (Іван Федоров, Київ, 2000).

8. В.І. Хіврич, *Ефекти компенсації та проникаючої радіації в монокристалах CdTe* (Інститут ядерних досліджень, Київ, 2010).
9. М.В. Алексеенко, Е.Н. Аркадьєва, О.А. Матвеев, ФТП **4**, 414 (1970).
10. Н.В. Агринская, Е.Н. Аркадьєва, А.И. Терентьев, ФТП **23**, 231 (1989).
11. Н.В. Агринская, М.В. Алексеенко, Е.Н. Аркадьєва та ін., ФТП **9**, 320 (1975).
12. Н.В. Агринская, В.В. Шашкова, ФТП **24**, 697 (1990).
13. Н.В. Агринская, А.Н. Алешин, ФТТ **31**, 277 (1989).
14. Н.В. Агринская, В.И. Козуб, ФТП **32**, 703 (1998).
15. *Электронные свойства дислокаций в полупроводниках*, под ред. Ю.А. Осипьяна (Эдиториал УРСС, Москва, 2000).
16. В.Б. Шикин, Ю.В. Шикина, УФН **165**, 887 (1995).
17. M. Reiche, M. Kittler, W. Erfurt *et al.*, J. Appl. Phys. **115**, 194303 (2014).
18. О.А. Матвеев, А.И. Терентьев, ФТП **34**, 1316 (2000).
19. Я.М. Олих, Н.Д. Тимочко, *Материалы четвертой межд. конф. ИСМАРТ 2014* (Издательский центр БГУ, Минск, Беларусь, 2014), С. 112.
20. М.И. Илацук, О.А. Парфенюк, К.С. Ульяницький, УФЖ **31**, 126 (1986).
21. Я.М. Оліх, Р.К. Савкіна, УФЖ **42**, 1385 (1997).
22. Ya.M. Olikh and M.D. Tymochko, Techn. Phys. Lett. **37**, 37 (2011).
23. *Физика соединений $A^{II}B^{VI}$* , под ред. А.Н. Георгобиа-ни, М.К. Шейнкмана (Наука, Москва, 1986).
24. В.Л. Бонч-Бруевич, С.В. Калашников, *Физика полупроводников: учебное пособие для студентов физических специальностей вузов* (Наука, Москва, 1977).
25. М.К. Шейнкман, А.Я. Шик, ФТП **10**, 209 (1976).
26. И.А. Герко, В.И. Хрупа, В.П. Кладько, Е.Н. Кисловский, В.Н. Меринов, Заводская лаборатория **54**, 65 (1988).
27. L.R. Weisberg, J. Appl. Phys. **33**, 1817 (1962).
28. Э.Д. Головкина, Н.Н. Левченя, А.Я. Шик, ФТП **10**, 383 (1976).
29. Б.И. Шкловський, А.Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников* (Наука, Москва, 1979).
30. Н.А. Поклонский, *Ионизационное равновесие и прыжковая электропроводимость в легированных полупроводниках* (БГУ, Минск, 2004).
31. М.М. Баран, І.М. Васькович, Наук. вісник НЛТУ **22.15**, 336 (2012).
32. С.А. Омельченко, А.А. Горбань, М.Ф. Буланый, А.А. Тимофеев, ФТТ **48**, 830 (2006).
33. *Ультразвук. Маленькая энциклопедия*, гл. ред. И.П. Голямина (Сов. энциклопедия, Москва, 1979).
34. V.N. Pavlovich, Phys. Stat. Sol. (b) **180**, 97 (1993).

Одержано 21.01.16

Ya.M. Olikh, M.D. Tymochko

PECULIARITIES OF CURRENT
FLOW IN STRONGLY COMPENSATED
LOW-RESISTANCE CdTe:Cl CRYSTALS
UNDER ULTRASONIC LOADING

S u m m a r y

To elucidate the mechanism of influence of ultrasound on the temperature (T) dependence of conductivity, $\sigma(T)$, in low-resistance CdTe:Cl ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ m}^{-3}$) single crystals of the n -type, the Hall effect and the relaxation kinetics of $\sigma(t)$ at the ultrasound ($f_{US} \sim 10 \text{ MHz}$, $W_{US} \sim 10^4 \text{ W/m}^2$) switching on and off have been studied in a temperature interval from 77 to 300 K. A completely reversible dynamical influence of ultrasound is revealed for the first time. It has different characters for the low (LT, $T < 180 \text{ K}$) and high (HT, $T > 200 \text{ K}$) temperature intervals. Acoustically stimulated changes in the HT region are found to be insignificant: the mobility of charge carriers decreases a little, and long-term processes of $\sigma(t)$ relaxation are not observed. In the LT region, the relative acoustically stimulated changes grow; in particular, the duration of $\sigma(t)$ relaxation processes increases, and they reveal a two-stage character. To explain this phenomenon, the model of a heterogeneous semiconductor containing clusters of impurity defects in vicinities of dislocations is applied. A mechanism is proposed that relates the "instant" increase of $\sigma(t)$ with the acoustically stimulated reduction of the amplitude of fluctuations of the large-scale potential owing to the enlargement of the effective electronic radius of dislocation impurity clusters. Long-term (50–500 s) temperature-dependent relaxation processes are governed by the diffusive reconstruction of the point-defect structure in the cluster bulk, including the transformation of acceptor $(V_{Cd}^{2-}Cl_{Te}^+)^-$ complexes into neutral $(V_{Cd}^{2-}2Cl_{Te}^+)^0$ ones.