

УДК 621.315.592.2, 534.27
PACS: 62;71;72:43.35.Ty

Я.М. Оліх, М.Д. Тимочко, М.І. Ілащук¹

ЧИННИКИ РЕЛАКСАЦІЇ АКУСТОПРОВІДНОСТІ В CdTe

З метою з'ясування механізмів релаксації акустопровідності $\sigma_{y3}(t)$ в низькоомних кристалах n-CdTe ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$) в інтервалі температур (77÷300) К проведено дослідження її кінетики при ввімкненні та вимкненні ультразвуку. Роздільне співставлення температурних залежностей амплітуд окремих стадій $\sigma_{y3}(t)$ з відповідними температурними змінами концентрації та рухливості, які отримані з незалежних «холлівських» вимірювань, дозволило пов'язати концентраційні ефекти з «миттєвими», а зміни рухливості – з «довготривалими» акустонаведеними змінами $\sigma_{y3}(t)$.

Порівняння температурних швидкостей зростання окремих компонент рухливості з температурними змінами амплітуд окремих стадій $\sigma_{y3}(t)$ дозволило розділити часові рамки прояву різних механізмів. Так, дві компоненти розсіювання – «дислокаційну» та «на нейтральних домішках», які характеризуються малими швидкостями температурних змін, близькими до швидкості зміни миттєвої компоненти, віднесено до чинників, що визначають миттєву акустостимульовану зміну $\sigma(t)$. Компоненту розсіювання «на іонізованих домішках», як саму швидку, і яка характеризується найбільшим акустостимульованим зростанням $\sigma(t)$ віднесено до чинників, що визначають довготривалі зміни $\sigma(t)$.

Обговорено можливі механізми акустостимульованих процесів перебудови структури точково-дефектних комплексів в придислокаційних областях кристала. Зокрема, відзначається, що при динамічних акустостимульованих коливаннях дислокацій з амплітудою, що значно перевищує параметр ґратки, відбувається дифузійне затягування точкових дефектів із об'єму кристала (субблока) в потенціальні ями придислокаційних кластерів. Цей процес може призводити до захоплення на дислокаційні пастки значної кількості дефектів точкового типу (у тому числі заряджених), що веде до зменшення концентрації іонізованих центрів.

Ключові слова: ультразвук, монокристали CdTe, точкові дефекти, дислокаційні кластери, ефект Холла, механізми розсіювання.

1. ВСТУП

Фізичні властивості реальних кристалів, що містять структурні дефекти, залежать не тільки від концентрації різних дефектів, але в значній мірі визначаються характером їх взаємодії. Зокрема, в бінарних кристалах твердих розчинів A_2B_6 і A_3B_5 , які характеризуються високою щільністю дислокацій ($N_{dis} \sim 10^{10} \text{ м}^{-2}$), визначальною для процесів електро- та фотопровідності може бути взаємодія дислокацій з легуючими домішками та їхніми комплексами. Роль дислокацій зростає для плівок та наноструктур. Безумовно, наявність неконтрольованих електрично-активних дефектів, з одного боку, веде до погіршення властивостей напівпровідникових матеріалів; проте, з іншого, відкриває можливості модифікації структури дефектів кристала за допомогою зовнішніх полів різної природи та відповідно керування фізичними характеристиками матеріалу. Дані про такий вплив не тільки вказують на перспективу керування властивостями твердих тіл у процесі їх обробки, але і дозволяють передбачити можливі зміни їхніх властивостей при експлуатації. Наприклад, при ультразвуковому (УЗ) навантаженні напівпровідникових зразків або пристроїв можуть змінюватися концентрація дефектів, їхній стан і характер міждефектної взаємодії, що приводить до модифікації фізичних властивостей кристалів і характеристик пристроїв [1-3].

Кристали CdTe застосовуються як матеріали для радіаційного детектування та для створення сонячних елементів [4]. Проте їх використання обмежується через проблему наявності дефектів – дислокацій, блоків, включень, комплексів точкових дефектів. Для вивчення взаємодії дислокацій з іншими дефектами та акустичного впливу на електрофізичні

© Я.М. Оліх, М.Д. Тимочко, М.І. Ілащук¹, 2018

характеристики напівпровідникових кристалів використовується метод акусто-Холла [5, 6]. Оскільки дислокації є головною ланкою (посередником) передачі УЗ енергії до електрично активних точкових дефектів, то акустодислокаційний механізм є визначальним у цьому процесі. В залежності від стану домішково-дефектної структури зразка і параметрів УЗ хвилі, в експерименті можуть реалізовуватися як залишкові зміни, так і тимчасові (оборотні), які спостерігаються лише під час дії УЗ. Найбільш інформативними про механізми даного явища є динамічні дослідження; сприяє цьому висока лабільність домішково-дефектної структури кристалів A_2B_6 в умовах УЗ навантаження при низьких температурах (<300 K) [2, 7].

У попередніх наших роботах [7-9] вже досліджувався вплив УЗ на електрофізичні характеристики об'ємних монокристалічних зразків CdZnTe; також вивчалися релаксаційні характеристики електропровідності $\sigma(t)$ при ввімкненні та вимкненні УЗ навантаження [7, 8]. Виявлено, що акустостимульовані (АС) зміни σ оборотні – відбувається повільне (50...500 с), залежно від температури та інтенсивності УЗ, відновлення параметрів зразка та їх повернення у початковий стан. Зауважимо, що характер АС релаксації $\sigma(t)$ для зразків CdTe, відмінних між собою концентрацією легуючої домішки хлору, загалом, може відрізнятися. Наприклад, не виявляється перша стадія або знак АС змін $\sigma(t)$ для першої та другої стадій релаксації може бути протилежним. Природно, що особливості цих перебудов визначаються дефектною структурою матеріалу та параметрами акустичної хвилі – амплітудою, частотою і поляризацією. З'ясування причин та фізичних механізмів неоднакового характеру часових залежностей АС релаксації $\sigma(t)$ для зразків з різною структурою дефектів потребує окремого дослідження.

У даній роботі детально розглянуто результати комплексних електрофізичних досліджень, в основному, для зразка CdTe:Cl ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$) з яскраво вираженим позитивним ефектом АС змін (зростання) електрофізичних характеристик при низьких температурах [7-9]. Було встановлено, що АС релаксація $\sigma(t)$ відбувається, як мінімум, у дві стадії. У момент ввімкнення/вимкнення УЗ – спочатку відбувається стрибкоподібна миттєва зміна (МЗ) $\sigma(t)$, яка з часом переходить в довготривалу (ДТЗ) монотонну релаксацію. Виявлений двостадійний характер АС релаксації $\sigma(t)$ вказує на співіснування двох процесів дії УЗ. З метою з'ясування механізмів цих процесів у даній роботі проведено детальний порівняльний аналіз температурних характеристик МЗ і ДТЗ електропровідності зразків CdTe:Cl при ввімкненні та вимкненні УЗ з відповідними температурними змінами відносного внеску концентрації електронів та їхньої рухливості в $\sigma(t)$.

2. ЗРАЗКИ І МЕТОДИКА

Монокристали CdTe були вирощені вертикальним методом Бріджмена при невисоких значеннях тиску пари кадмію в ампулі та леговані хлором ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$) [10]. Отже, основним постачальником електронів провідності (відповідальним за n -тип провідності) є хлор на місці телуру Cl_{Te}. Методом Х-променевої топографії (побудова Вільямсона-Холла) оцінена густина гвинтових дислокацій $N_{dis}^{XR} \approx 5 \cdot 10^9 \text{ м}^{-2}$ [9]. Формування омичних контактів до зразків відбувалося методом термовакуумного напилення індію за температури 175 °С. Вимірювання концентрації $n(T)$ та рухливості $\mu_n(T)$ носіїв струму в діапазоні температур (77...300) K проведено методом Холла в режимі постійних електричного і магнітного полів. Магнітне поле і напрямок поширення поздовжньої УЗ хвилі були вздовж [110] кристалографічного напрямку кристала (див. вставку на рис. 1). Вибраний неп'єзоактивний напрямок поширення акустичної хвилі виключав вплив локального п'єзополя, яке супроводжує акустичну хвилю в п'єзоелектриках [11]. Зауважимо також, що використана в даній роботі амплітуда УЗ ($W_{Uz} \approx 10^4 \text{ Вт/м}^2$) не досягала динамічної межі плинності матеріалу; отже, АС розмноження дислокацій ще не відбувалося, про що свідчить повністю оборотний характер дії УЗ навантаження на електрофізичні характеристики зразків.

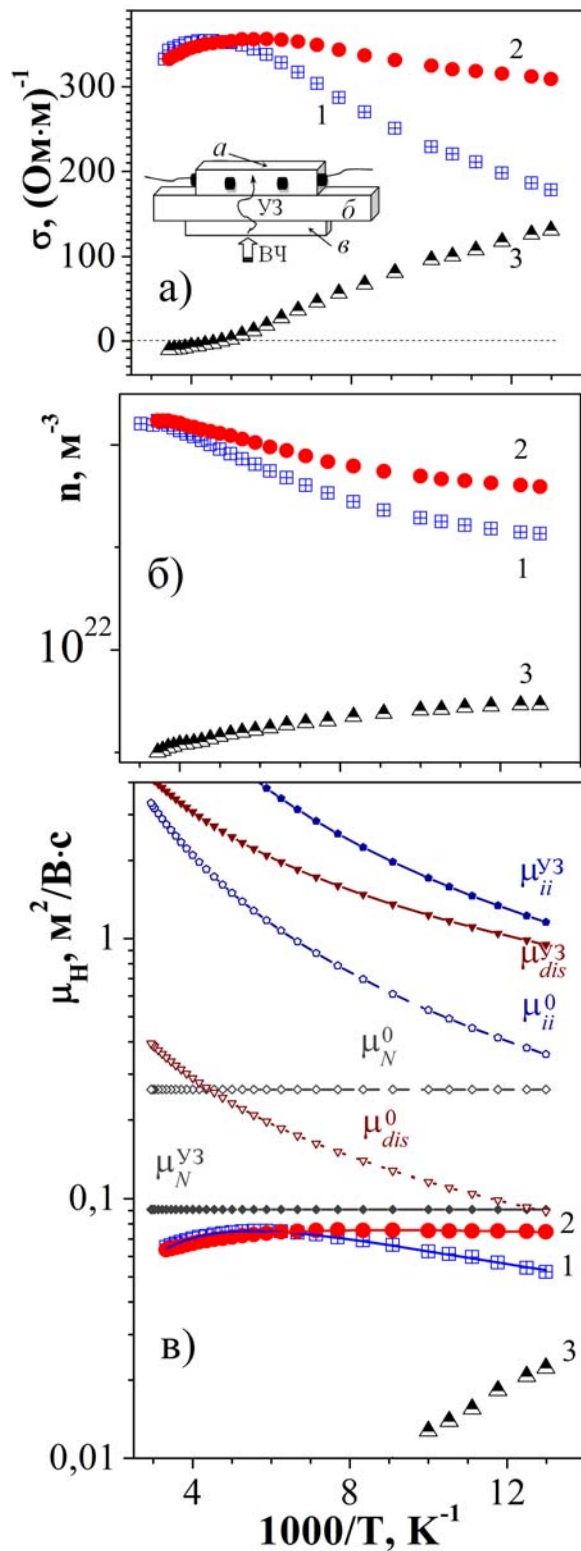


Рис. 1. Температурні залежності: а) провідності $\sigma(T)$, б) концентрації електронів $n(T)$, в) холлівської рухливості $\mu_H(T)$ з розрахованими компонентами рухливості для розсіювання на дислокаціях μ_{dis} , нейтральних μ_N та іонізованих домішках μ_{ii} ; при дії ультразвуку «УЗ» та без ультразвуку – «0». На всіх рисунках криві 1 відповідають вихідним зразкам, криві 2 – при ультразвуковому навантаженні $W_{y3} \approx 10^4 \text{ Вт/м}^2$, криві 3 – температурні залежності акусто-наведеної зміни: а) провідності: $\Delta\sigma_{y3}(T) = \sigma_{y3}(T) - \sigma_0(T)$, б) концентрації електронів: $\Delta n_{y3}(T) = n_{y3}(T) - n_0(T)$, рухливості $\Delta\mu_{y3}(T) = \mu_{y3}(T) - \mu_0(T)$. На вставці рис. 1а наведена схема акустичної комірки: a – зразок, b – буфер, v – п'єзоелектричний перетворювач, ВЧ – висока частота, УЗ – поздовжня ультразвукова хвиля.

При дослідженні електрофізичних параметрів в умовах УЗ навантаження використовувався азотний кріостат, обладнаний акустичними елементами. Методика вимірювань детально описана в роботах [1, 5, 8]. У цьому ж кріостаті при ввімкненні та вимкненні УЗ навантаження досліджувалися релаксаційні залежності $\sigma(t)$ за допомогою цифрового мультиметра UT71A та пов'язаного з ним ПК. Дослідження динаміки $\sigma(t)$ проводилося з кроком $\sim 0,7$ с. Коливання температури δT за час вимірювання окремої часової залежності $\sigma(t)$ в результаті УЗ розігріву могли становити від 0,1 до 5 К; величина цих δT для кожної релаксаційної залежності з часом фіксувалися та у подальшому враховувалася як поправка при кількісних обчисленнях $\sigma(t)$.

3. РЕЗУЛЬТАТИ

3.1. Вплив ультразвуку на електрофізичні характеристики

На рис. 1а наведено температурні залежності електропровідності $\sigma(T)$ як для вихідного зразка, так і в умовах дії УЗ навантаження. Видно, що в області низьких температур ($T < 200$ К) спостерігаються АС зміни $\sigma_i(T)$ до $>30\%$, причому цей ефект зростає при зниженні температури. Для з'ясування механізмів зміни $\sigma_i(T)$ при УЗ навантаженні важливо відділити АС зміни, які відбуваються окремо з концентрацією носіїв, від зміни їхньої рухливості. Це можна зробити за допомогою вимірювання ефекту Холла. Стандартним методом розраховано $n_e = (eR_H)^{-1}$ та $\mu_H = R_H\sigma$, температурні залежності яких наведені на рис. 1б та 1в відповідно. При дії УЗ навантаження (крива 2) концентрація електронів збільшується, при кімнатних температурах несуттєво, але при зниженні до азотних температур АС зміни сягають $\sim 20\%$. Зауважимо, що $n(T)$ як у вихідному зразку, так і під дією УЗ навантаження у всій температурній області вимірювання монотонно, але у цілому, слабо залежить від температури.

Аналіз механізмів розсіювання дозволив встановити, що основними механізмами є розсіювання на фононах ґратки, на нейтральних домішках і розсіювання на дислокаціях та іонізованих домішках. У роботі [9] нами було оцінено відносний внесок кожного з механізмів розсіювання носіїв заряду (див. вставку на рис. 1в). Встановлено, що при УЗ навантаженні (частотою ~ 10 МГц, інтенсивністю $\sim 10^4$ Вт/м²):

а) зростає розсіювання на нейтральних домішках; причиною АС приросту концентрації нейтральних домішок (з $5,7 \cdot 10^{22}$ до $16,4 \cdot 10^{22}$ м⁻³) може бути як перезарядка певних центрів (див. нижче), так і розщеплення крупних дефектних комплексів; останній механізм проявляється за температур $T < 200$ К;

б) компонента дислокаційного розсіювання μ_{dis} теж проявляється, причому при УЗ навантаженні її внесок послаблюється – зменшується $N_{dis} \cdot f^2$ (з $7,5 \cdot 10^{12}$ до $0,7 \cdot 10^{12}$ м⁻³). Як обговорено в [9], μ_{dis} визначається концентрацією центрів розсіювання $N_{dc} = (N_{dis} \cdot f^2)/c$ (N_{dc} – концентрація деформаційних центрів, c – постійна ґратки) у придислокаційних областях кристала, які перебудовуються в УЗ полі; можливе і зменшення заповнення рівнів f у 1,5–2,5 раза [12];

в) послаблюється розсіювання на іонізованих домішках в результаті зменшення їхньої ефективної концентрації (з $6,6 \cdot 10^{22}$ до $2,2 \cdot 10^{22}$ м⁻³).

3.2. Часова релаксація провідності при ввімкненні та вимкненні ультразвуку

На рис. 2а,б за різних температур (80–171 К) наведено характерні часові зміни $\sigma(t)$ при ввімкненні УЗ навантаження (рис. 2а) та при його вимкненні (рис. 2б) відповідно. Релаксація $\sigma(t)$ є повністю оборотною. Причому, навіть тривале (години і більше) УЗ навантаження зразка при вибраних УЗ режимах не викликає залишкових змін параметрів кристала. Характер температурних залежностей тривалості зростання/спадання акустопровідності при ввімкненні/вимкненні УЗ, а саме зростання часу релаксації при зменшенні температури свідчить про термоактиваційну природу АС процесів перебудови ТД структури кристала.

При детальному дослідженні АС кінетики $\sigma(t)$ було виявлено, що релаксація відбувається в дві стадії (рис. 3а, б). У момент УЗ ввімкнення (чи вимкнення) спершу відбувається стрибкоподібна миттєва зміна $\Delta\sigma_{уз}^1$ ($\Delta\sigma_0^1$), яка у подальшому переходить у довготривалу монотонну релаксацію $\Delta\sigma_{уз}^2$ ($\Delta\sigma_0^2$). Враховуючи, що АС зміна провідності складається з двох компонентів – миттєвої та довготривалої, у вибраних позначеннях (див. рис. 3а, б) можна записати, що при ввімкненні: $\sigma_{уз} = \sigma_0 + \Delta\sigma_{уз}^1 + \Delta\sigma_{уз}^2$ та відповідно при вимкненні: $\sigma_0 = \sigma_{уз} - \Delta\sigma_0^1 - \Delta\sigma_0^2$. Але, загалом, $\Delta\sigma_0^1 \neq \Delta\sigma_{уз}^1$, а $\Delta\sigma_0^2 \neq \Delta\sigma_{уз}^2$. Тут σ_0 та $\sigma_{уз}$ – початкові (до ввімкнення ультразвуку) та стаціонарні при УЗ навантаженні значення $\sigma(t)$ відповідно. Тривалість першої стадії τ_1 не перевищує 0,7 с; детальніше кінетика цієї стадії не досліджувалася, бо область таких малих часових інтервалів знаходиться за межами часової роздільної здатності цифрової частини установки. При цьому час другої стадії τ_2 становить 50...500 с і зростає зі зниженням температури зразка.

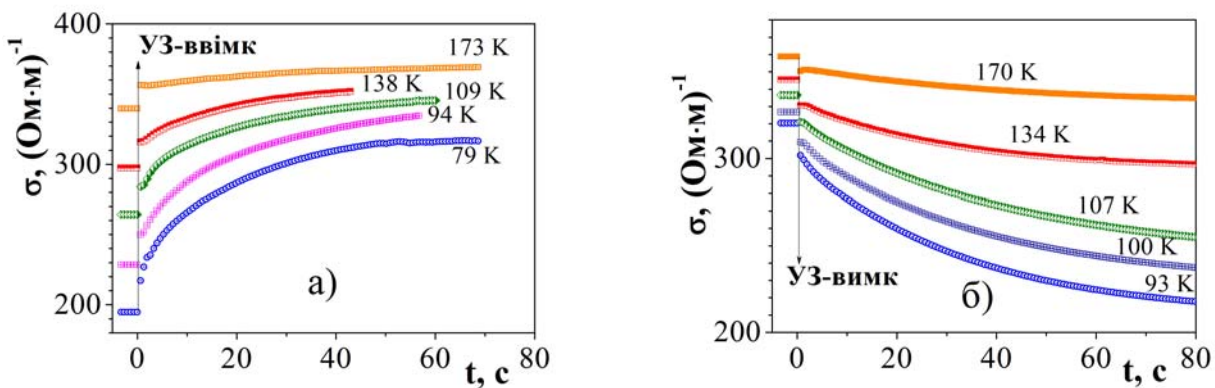


Рис. 2. Часові залежності провідності $\sigma(t)$ за різних температур: а) при ввімкненні ультразвукового навантаження “УЗ-ввімк” ($W_{уз} \approx 10^4$ Вт/м²) та б) при вимкненні “УЗ-вимк” відповідно.

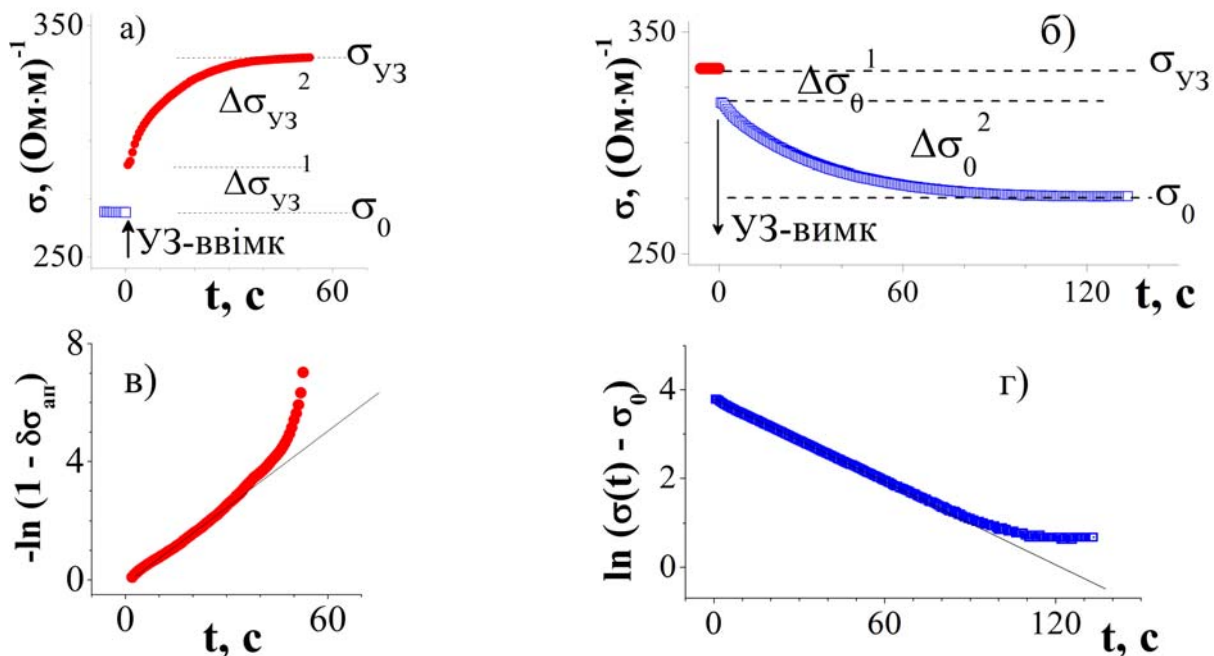


Рис. 3. Типові осцилограми $\sigma(t)$ за $T \approx 121$ К, на яких позначені вибрані реперні часові віхи σ_i : а) при ввімкненні ультразвукового навантаження “УЗ-ввімк” $\sigma_{уз} = \sigma_0 + \Delta\sigma_{уз}^1 + \Delta\sigma_{уз}^2$; б) при вимкненні “УЗ-вимк” $\sigma_0 = \sigma_{уз} - \Delta\sigma_0^1 - \Delta\sigma_0^2$; в) реконструкція кривої довготривалих змін наростання з осцилограми “УЗ-ввімк” (а) в масштабі $(-\ln(1 - (\sigma - \sigma_0)) / (\sigma_{us} - \sigma_0)) = (t/t_1)$; г) реконструкція кривої спадання з осцилограми “УЗ-вимк” (б) в масштабі $\ln(\sigma(t) - \sigma_0) = (-t/t_2)$. Прямі лінії на рис. (в) і (г) – апроксимація.

3.3. Температурні залежності МЗ та ДТЗ компонент релаксації провідності

На рис. 4 наведено експериментальні температурні залежності приросту/зменшення абсолютної величини миттєвої ($\Delta\sigma_{y3}^1$ і $\Delta\sigma_0^1$) (криві 1) та довготривалої ($\Delta\sigma_{y3}^2$ і $\Delta\sigma_0^2$) (криві 2) компонент АС зміни провідності зразка при ввімкненні (а) та вимкненні (б) ультразвуку відповідно. З рис. 4 видно, що швидкість температурних змін для довготривалих компонент АС зростання/спадання провідності значно більша (в ~ 7 разів), ніж для миттєвих. Цей факт підтверджує якісно різний механізм УЗ дії окремо для МЗ та ДТ стадій релаксації. Зокрема, слабка температурна залежність ($\Delta\sigma_{y3}^1$ і $\Delta\sigma_0^1$) свідчить про атермічний характер процесу.

На рис. 5 зображено ті ж залежності, що й на рис. 4, але перебудовані у відносних величинах, – як частка внеску МЗ (криві 1) та ДТ АС зміни (криві 2) в загальному прирості/зменшенні $\sigma(t)$. Чітко видно, що при зниженні температури зменшується доля МЗ $\Delta\sigma_j^1$ і зростає вклад від ДТ компоненти $\Delta\sigma_j^2$.

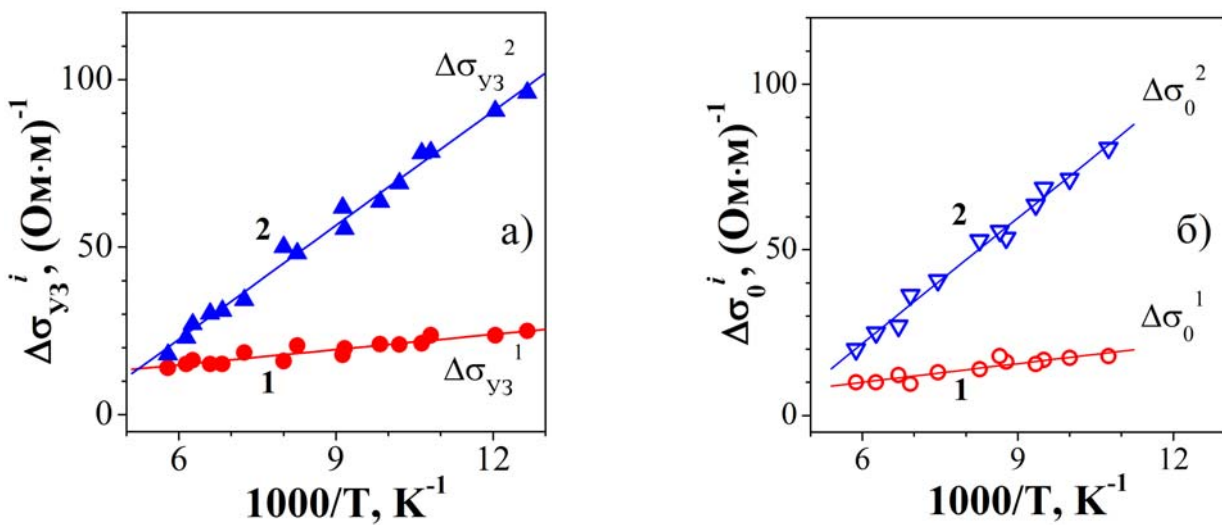


Рис. 4. Експериментальні температурні залежності приросту/зменшення абсолютної величини миттєвої ($\Delta\sigma_{y3}^1$ і $\Delta\sigma_0^1$ – криві 1) та довготривалої ($\Delta\sigma_{y3}^2$ і $\Delta\sigma_0^2$ – криві 2) компонент акустостимульованої зміни провідності зразка при ввімкненні (а) та вимкненні (б) ультразвуку відповідно.

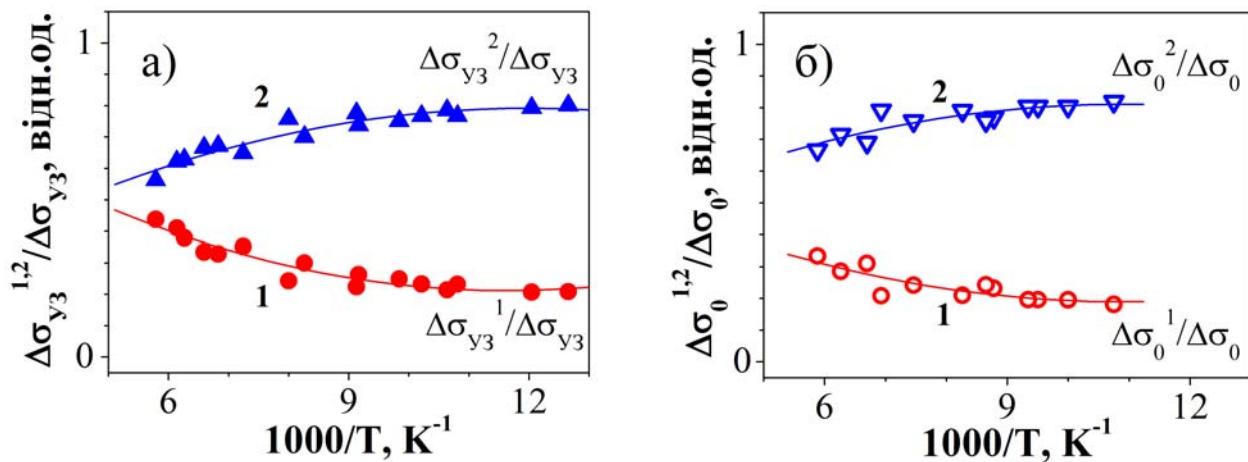


Рис. 5. Експериментальні температурні залежності приросту/зменшення відносної величини «миттєвої» ($\Delta\sigma_{y3}^1/\Delta\sigma_{y3}$ і $\Delta\sigma_0^1/\Delta\sigma_0$ – криві 1) та довготривалої ($\Delta\sigma_{y3}^2/\Delta\sigma_{y3}$ і $\Delta\sigma_0^2/\Delta\sigma_0$ – криві 2) компонент акустостимульованої зміни провідності зразка при ввімкненні (а) та вимкненні (б) ультразвуку відповідно.

3.4. Температурні залежності роздільного внеску концентрації електронів та рухливості

Оскільки провідність CdTe визначається двома параметрами – концентрацією носіїв та їхньою рухливістю $\sigma(T) = e \cdot n(T) \cdot \mu(T)$, логічно припустити, що АС МЗ та ДТ релаксації $\sigma(t)$ порізно визначаються зміною лише одного з цих параметрів. Для перевірки цього припущення на основі експериментальних даних про температурні залежності концентрації електронів $n_e(T)$ та рухливості $\mu_f(T)$, які наведені на рис. 1б, в, були спочатку розраховані температурні залежності відносних змін концентрації носіїв та їхньої рухливості: $\delta n = (n_{y3} - n_0) / n_0$, $\delta \mu = (\mu_{y3} - \mu_0) / \mu_0$, $\delta \sigma = (\sigma_{y3} - \sigma_0) / \sigma_0$. Далі обчислювалися відносні роздільні внески цих параметрів у $\sigma(T)$ за такими співвідношеннями: $\Delta_{\sigma}^n(T) = \delta n / \delta \sigma$ і $\Delta_{\sigma}^{\mu}(T) = \delta \mu / \delta \sigma$. Ці залежності $\Delta_{\sigma}^n(T)$ і $\Delta_{\sigma}^{\mu}(T)$ наведені на рис. 6. Видно, що зі зменшенням температури послаблюється $\Delta_{\sigma}^n(T)$, але відповідно зростає $\Delta_{\sigma}^{\mu}(T)$.

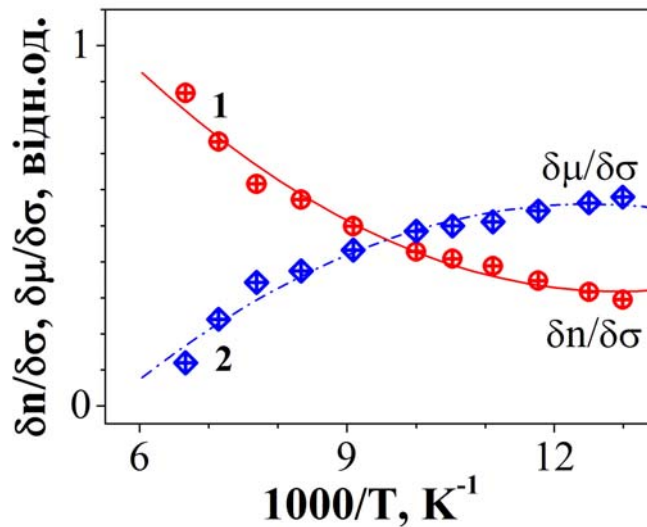


Рис. 6. Температурні залежності відносної частки концентрації електронів $\delta n = (n_{y3} - n_0) / n_0$ (криві 1) і рухливості $\delta \mu = (\mu_{y3} - \mu_0) / \mu_0$ (криві 2) в загальній АС зміні провідності $\delta \sigma = (\sigma_{y3} - \sigma_0) / \sigma_0$, які були отримані з холлівських вимірювань.

4. ОБГОВОРЕННЯ

4.1. Порівняння температурних характеристик АС змін компонент релаксації провідності з внеском у провідність концентрації та рухливості

Порівняємо характер температурних залежностей релаксаційних відносних змін $\Delta_{\sigma}^j(T)$ на рис. 5 з результатами холлівських вимірювань питомого внеску у провідність концентрації та рухливості, зображених на рис. 6. Чітко видно кореляцію характеру температурних змін внесків МЗ і ДТЗ з температурними змінами внеску у провідність $\sigma(T)$ концентрації та рухливості, відповідно. На основі цього можна припустити, що процес, який викликає миттєву релаксацією $\sigma(T)$ при ввімкненні (вимкненні) ультразвуку, визначається, у першу чергу, акустоконцентраційними ефектами; в той же час АС ДТ процеси релаксації $\sigma(t)$ пов'язані, головним чином, з АС змінами рухливості [13]. Підкреслимо, що цей висновок є важливим для розуміння фізичних механізмів акустопровідності загалом.

4.2. Порівняння кінетики акустопровідності з фотопровідністю

Аналізуючи рис. 2 та рис. 3а,б можна відзначити певну схожість ДТ стадії кінетики акустопровідності (АП) з кінетикою фотопровідності (ФП) у високоомних неоднорідних напівпровідникових кристалах CdTe [14, 15]. Використаємо цю формальну схожість для подальшої реконструкції кривих ДТ релаксації $\sigma(t)$ (рис. 3а, б) за схемою, яка застосовується для аналізу кінетики ФП. А саме, перебудуємо їх в такому масштабі: при вмиканні $(-\ln(1 - (\sigma - \sigma_0)) / (\sigma_{УЗ} - \sigma_0)) = t/t_1$ та при вимиканні $\ln(\sigma - \sigma_0) = (-t/t_2)$ (див. рис. 3в, г). Тут t_1 і t_2 – часові постійні, які характеризують відповідні стадії релаксації $\sigma(t)$. Спочатку проаналізуємо криву відновлення (рис. 3г), де процес відбувається за відсутності УЗ дії. Бачимо, що згасання $\sigma(t)$ проходить за експонентою з характерним часом $t_2 \approx 32,4$ с. Власне, цей процес є термоактивований, тобто вірогідний; отже, ймовірність подолання перешкод при поверненні точково-дефектної структури кристала у вихідний стан зростає з часом. Стосовно ДТ стадії зростання $\sigma(t)$ при ввімкненні УЗ (рис. 3в), враховуючи характер загальних температурних змін (рис. 2а), можна вважати, що процес теж має термоактиваційну складову. Причому, подібно стадії зростання ФП, процес не поодинокий – одночасно чиниться як АС зростання $\sigma(t)$, так і паралельно відбувається часткове відновлення у відповідності з вищезрозглянутим процесом $\ln(\sigma - \sigma_0) = (-t/t_2)$ (див. рис. 3г). При досягненні насичення встановлюється динамічна рівновага між швидкістю повернення у вихідний стан і швидкістю АС збурення (зростання $\sigma(t)$). Усереднена часова постійна в цьому випадку $t_1 = 12,4$ с.

Але, незважаючи на формальну схожість АП з ФП, підкреслимо принципову відмінність цих явищ. При ФП – зміни $\sigma(t)$ пов'язані лише з концентрацією носіїв; у випадку АП – це одночасні зміни і концентрації, і рухливості. При ФП – первинними, у момент увімкнення світла, є електронні квантові процеси з перерозподілом електронів між рівнями (пастками) та зоною провідності, а вже потім можуть відбуватися і певні дифузійні довготривалі перебудовні процеси в системі точкових дефектів (ТД), викликані зміною внутрішньо-кристалічного електричного поля [14,16]. У випадку АС процесів, у момент увімкнення ультразвуку, в першу чергу відбувається перебудова в структурі комплексів точкових дефектів, які знаходяться в околі сегментів дислокацій, що коливаються. Це можуть бути, зокрема, метастабільні центри, які, змінивши в масштабах ґратки деяке положення (орієнтацію), змінюють зарядність (ефект Яна–Теллера) [17]. У процесі АС коливання дислокацій формується нова топографія локальних механічних та електричних полів, яка вже спонукає у подальшому до структурних (дифузійних) атомних перебудов, причому не тільки в системі ТД, але також і в структурі дислокацій [18, 19]. Відмінність АП від ФП ще проявляється у неоднаковості тривалості характеристичних часів релаксації $\sigma(t)$ при наростанні та відновленні відповідно. Дійсно, при ввімкненні УЗ час релаксації майже в 3 рази менший, чим при його вимкненні (рис. 3). Цей експериментальний факт є додатковим підтвердженням дифузійного характеру перебудови ТД структури; відомо, що в умовах УЗ коефіцієнт дифузії зростає [20, 21]. В той же час повне відтворення кривих релаксації при повторних увімкненнях УЗ за фіксованої температури підтверджує стабільність дислокаційної структури в цілому.

4.3. Температурні характеристики роздільного внеску окремих компонент розсіювання носіїв

Вище ми розділили внесок АС змін концентрації носіїв та їхньої рухливості в МЗ та ДТЗ $\sigma(t)$ відповідно. Отримали висновок, що АС зміна концентрації, головним чином, відповідає за МЗ, а рухливості – за ДТЗ відповідно. Але, оскільки в умовах нашого експерименту проявляються декілька фізичних механізмів розсіювання, які сумарно і

визначають рухливість, важливо було би уточнити, чи всі ці механізми дають внесок у ДТЗ? Це питання було з'ясоване в даному розділі.

Опираючись на результати роботи [9], оцінимо температурні залежності внеску окремих механізмів розсіювання носіїв заряду в зразку без дії УЗ та при дії УЗ відповідно (див. рис. 1в). Нагадаємо, що ці результати було отримано на основі аналізу експериментальних температурних залежностей $\mu_{\text{експ}}(T)$ шляхом їх нелінійної апроксимації методом диференціальної еволюції за характерними температурними залежностями компонент $\mu_i(T)$ при розсіюванні на фонах ґратки, нейтральних та заряджених домішках, дислокаціях.

Оскільки за низьких температур, де спостерігається АС релаксація $\sigma(t)$, розсіювання на фонах ґратки незначне, обмежимося більш детальним розглядом лише для трьох механізмів. Бачимо (рис. 1в), що при дії УЗ зростає внесок розсіювання на нейтральних домішках – зменшується компонента рухливості при розсіюванні на нейтральних домішках (криві μ_N^0 і μ_N^{y3}); зростають компоненти рухливості при розсіюванні на дислокаціях (криві μ_{dis}^0 і μ_{dis}^{y3}) та на іонізованих домішках (криві μ_{ii}^0 і μ_{ii}^{y3}). Використано позначення μ_i^0 та μ_i^{y3} як мітка компонент рухливостей без дії УЗ та при дії УЗ відповідно. На основі даних, наведених на рис. 1в, розрахуємо температурні залежності відносних змін кожної з компонент. Розглянемо обернені компоненти рухливості, які адитивно складають загальну обернену рухливість, згідно з правилом Маттісена [22, 23]:

$$1/\mu_{\text{експ}}^{0,y3} = \Sigma(1/\mu_i^{0,y3}) = 1/\mu_N^{0,y3} + 1/\mu_{dis}^{0,y3} + 1/\mu_{ii}^{0,y3} + 1/\mu_{Lat}^{0,y3}. \quad (1)$$

Тут $\mu_{\text{експ}}$ – експериментальні значення, $\mu_i^{0,y3}$ – розраховані компоненти рухливості при розсіюванні на нейтральних домішках ($\mu_N^{0,y3}$), дислокаційному розсіюванні ($\mu_{dis}^{0,y3}$), розсіюванні на іонізованих домішках ($\mu_{ii}^{0,y3}$) та розсіюванні (узагальненому) на фонах ґратки ($\mu_{Lat}^{0,y3}$) відповідно. Далі побудуємо температурні залежності АС відносних (до експериментальних значень) змін цих компонент обернених рухливостей (рис. 7):

$$\Delta_i = \Delta^{y3} \mu_i / \Delta^{y3} \mu_{\text{експ}}, \quad (2)$$

де

$$\Delta^{y3} \mu_{\text{експ}} = 1 / [(1/\mu_{\text{експ}}^{y3}) - (1/\mu_{\text{експ}}^0)]; \quad \Delta^{y3} \mu_i = 1 / [(1/\mu_i^{y3}) - (1/\mu_i^0)]. \quad (3)$$

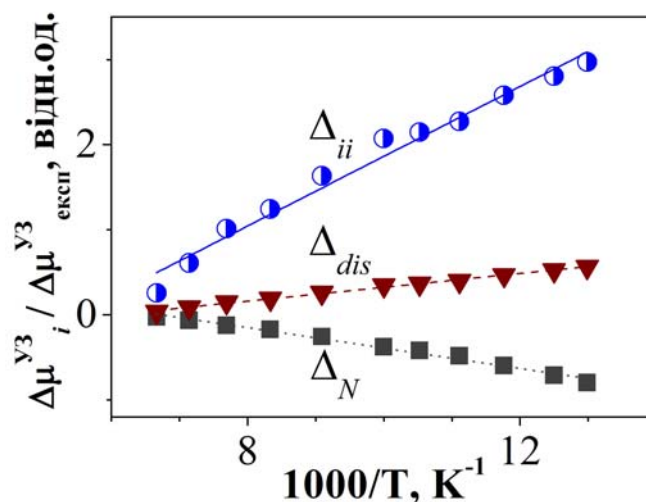


Рис. 7. Температурні залежності акустостимульованих відносних (до експериментальних значень) змін компонент рухливості за різних механізмів розсіювання – на іонізованих домішках Δ_{ii} , на дислокаціях Δ_{dis} та на нейтральних домішках Δ_N .

З рис. 7 видно, що з пониженням температури зростають всі три компоненти; але швидкість їхніх температурних змін різна: $\partial\Delta_{ii} / \partial T = 0,41$; $\partial\Delta_{dis} / \partial T = 0,08$, а $\partial\Delta_N / \partial T = -0,12$. Найбільша температурна швидкість зростання компоненти рухливості на іонізованих домішках, яка у 4-5 разів вища за швидкості зміни компонент дислокаційного розсіювання та на нейтральних домішках. Порівнюючи значення $\partial\Delta_i / \partial T$ (рис. 7) з коефіцієнтами температурних змін компонент МЗ та ДТЗ релаксації провідності (рис. 4) за принципом відповідності швидкості температурних змін, можна формально розділити часові рамки прояву цих механізмів у релаксаційних процесах $\sigma(t)$. Дві компоненти розсіювання – дислокаційну та на нейтральних домішках, які характеризуються малими швидкостями температурних змін, близькими до швидкості зміни компоненти МЗ, – віднесемо до чинників, що визначають МЗ АС зміни $\sigma(t)$. Компоненту $\Delta_{ii}(T)$ – розсіювання на іонізованих домішках, – яка характеризується найбільшою швидкістю температурних змін, і яка має саме позитивний характер УЗ дії зростання $\sigma(t)$, залишається віднести до чинників, що визначають ДТЗ.

4.4. Особливості впливу неоднорідностей в ефектах АС зміни провідності

Розглянемо ще один важливий чинник впливу на провідність CdTe. Дійсно, як вже відзначалося у п. 3.1, низькі значення рухливості в даних зразках при кімнатних температурах можуть свідчити про значний внесок у розсіювання носіїв заряду неоднорідностей кристала, зумовлених скупченнями домішок у CdTe:Cl [10, 24]. Який же можливий прояв цього механізму в умовах УЗ дії?

Раніше, в роботі [8] уже висловлювалася думка, що інтенсивне УЗ навантаження суттєво послаблює вплив неоднорідностей і наближає умови протікання струму в зразку до однорідного випадку. Механізм такого зростання σ полягає в АС ослабленні флуктуацій потенціального рельєфу кристала. При ввімкненні УЗ приводяться у вимушені коливання не тільки дислокації, але частково (через відмінності міжатомних зв'язків) і області неоднорідностей кристала. В результаті локального поглинання УЗ енергії і додаткового розігріву відбувається зниження потенціального бар'єра навколо цих областей та одночасно збільшення ефективного транспортного перерізу для розсіювання електронів. Отже, наявність неоднорідностей може двояким чином виявлятися в АС ефектах: а) зниженням потенціального бар'єра, що веде до зростання дрейфової рухливості носіїв; б) збільшенням ефективного розсіювання носіїв на нейтральних неоднорідностях, що веде до зменшення рухливості.

Власне, наведена залежність $\Delta_M(T)$ (рис. 7), яка побудована на основі результату нелінійної апроксимації $\mu_{експ}(T)$ [9], формально характеризує не тільки АС зміну концентрації нейтральних домішок N_N , а й зміну інтегрального (загального) внеску розсіювання електронів на нейтральних домішкових комплексах. Сюди, ми вважаємо, можна віднести і збільшення ефективного розсіювання носіїв на нейтральних неоднорідностях. Звичайно, свій внесок у цю компоненту АС приросту $\Delta_M(T)$ може безпосередньо додавати і зростання концентрації $N_N^{УЗ}$ в результаті перезарядки (іонізації) певних центрів і внаслідок розпаду великих (складних) комплексів ТД.

З позицій розгляду кінетики АС змін важливо підкреслити, що подібні АС процеси є атермічні (швидкість зміни стану збігається зі швидкістю зміни зовнішньої деформації), тобто зміни характеристик неоднорідностей *звичайно* відбуваються миттєво (декілька періодів УЗ), не потрібно багато часу для їх розгойдування. Тобто цей вплив проявляється, в основному, в МЗ $\sigma(t)$. Власне ці висновки безпосередньо підтверджує слабка температурна залежність $\Delta_M(T)$ (рис. 7).

4.5. Особливості дислокаційного механізму АС зміни розсіювання $\Delta_{dis}(T)$

Повернемося до рис. 7 та звернемо увагу на залежність $\Delta_{dis}(T)$. З усіх трьох механізмів швидкість зміни цієї компоненти дислокаційного розсіювання найнижча, дещо зі зменшенням температури зростає її позитивний вплив (збільшується μ_{dis}). За аналогією з розглянутим вище (п. 4.4) розсіюванням на неоднорідностях, при вимушених АС коливаннях дислокацій повинен би теж збільшуватися їхній ефективний транспортний переріз для розсіювання електронів і відповідно зменшуватися μ_{dis} . Але, як бачимо з наших досліджень (рис. 1в та рис. 7), ефект протилежний.

Нагадаємо геометрію нашого експерименту. Вектор поширення поздовжньої УЗ хвилі був спрямований вздовж [110] напрямку кубічного кристала (див. вставку на рис. 1). Відомо, що основною в кристалах сфалериту кристалографічною площиною ковзання дислокацій є (111), яка перпендикулярна до площини введення акустичної хвилі (110). Струм спрямований по довжині зразка і лежить одночасно в площинах (111) і (110), тобто спрямований паралельно напрямку [112]. Отже, носії рухалися вздовж дислокацій, які коливалися в УЗ полі у площині (111) [11, 26, 27]. Дислокації, які мають компоненту зміщення перпендикулярну до напрямку руху носіїв, і які, в основному, визначають “дислокаційне розсіювання”, у відповідності до геометрії експерименту, фактично не брали участь у вимушених АС коливаннях, отже, не впливали на рухливість носіїв заряду. В той же час коливання дислокацій, які спрямовані вздовж ліній струму, сприяють руху носіїв, додатково прискорюють цей рух [26-28]. Отже, виявлені нами закономірності зміни $\Delta_{dis}(T)$ цілком пояснюються цим механізмом. Власне, процес теж безактиваційний, атермічний; його внесок невеликий і належить до чинників дії на МЗ $\sigma(t)$.

Зауважимо, що для компенсації від’ємного характеру УЗ дії N -компоненти, відповідно до загального експериментального зростання МЗ $\sigma(t)$, повинен існувати інший механізм МЗ $\sigma(t)$, який міг би сприяти АС зростанню $\sigma(t)$ і компенсувати дію $\Delta_M(T)$. Вважаємо, що таку компенсацію може здійснювати дислокаційна компонента розсіювання, тим більше, що швидкості їхніх температурних змін дуже близькі.

4.6. Акусто-дислокаційний механізм перебудови структури дефектів кристала

Як вже відзначалося, рух дислокацій викликає не тільки зміни в розсіюванні носіїв заряду. Основний їхній прояв в АС процесах у кристалах A_2B_6 – це, власне, локалізація деформаційних (механічних) напружень акустичної хвилі в масштабах кристалічної ґратки і точкових дефектів, які і визначають фізичні властивості напівпровідникового кристала. Як видно з рис. 7, найбільшим «інвестором» АС змін у кристалі CdTe:Cl є зменшення розсіювання на іонізованих домішках (μ_{ii}). На підставі попередніх викладок зрозуміло, що цей термоактиваційний механізм є відповідальним за ДТ зміни $\sigma(t)$. Зупинимось дещо детальніше на механізмі структурних АС перебудов ТД в околі дислокаційних кластерів, які, загалом, і визначають часовий характер ДТЗ $\sigma(t)$. При ввімкненні УЗ упродовж часу $10^{-7} \dots 10^{-6}$ 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. У результаті вимушених коливань дислокацій (з амплітудою до $\leq 10^{-8}$ м) зростає область ефективної взаємодії дислокацій зі зв’язаними на енергетичних пастках електронами, що знаходяться на ТД, відбувається звільнення частини електронів з домішкових рівнів [8, 18]. Можна вважати, що лінійний характер АС зростання концентрації Δn з амплітудою коливання атомів в УЗ хвилі може бути пов’язаним зі збільшенням електронного радіуса захоплення в процесі УЗ коливання – збільшенням площі збурення

дислокаціями [8]. У процесі УЗ дії розподіл сегментів дислокацій, що беруть участь в АС коливаннях, по довжинах може термоактиваційно (значить, довготривало) змінюватися, відбувається поступовий відрив слабкозв'язаних центрів закріплення. При цьому з часом дещо змінюються і умови руху самих дислокацій. Можлива навіть певна перебудова дислокаційної структури [26]. Так, за допомогою ТЕМ було встановлено, що у A_3B_5 і A_2B_6 кристалах гвинтові дислокації при перепованні, зустрічаючись з дефектами упаковки, майже завжди розщеплюються на часткові крайові дислокації, які охоплюють цей дефект [27]. Можна очікувати, що подібний ефект має місце і при динамічних АС коливаннях дислокацій з амплітудою, що значно перевищує параметр ґратки. Після розщеплення гвинтова дислокація здатна за рахунок ефекту Судзукі захоплювати домішкові атоми або ТД; відбувається дифузійне затягування ТД з об'єму кристала в потенціальні ями, знижуючи при цьому енергію упаковки дефекту і змінюючи величину розщеплення. Цей процес може приводити до захоплення значної кількості дефектів точкового типу (у тому числі заряджених, що веде до зменшення концентрації іонізованих центрів N_{ii}) на дислокаційні пастки і відповідно до розширення області, збагаченої ними [27, 28]. При цьому середня густина заряду зменшується та відповідно зменшується величина потенціального бар'єра; виникає нестационарний стан ТД структури кристала, який прагне перебудуватися у відповідності з новими квазістационарними електрично-деформаційними умовами. Ці перебудови залучають і певні квазіхімічні реакції (акустохімічні [29]), які, звичайно, відбуваються дифузійним чином.

Зростання АС ефектів при зниженні температури можна пояснити відповідним зменшенням фононного тертя, величина якого, в основному, і визначає рух дислокацій у напівпровідникових кристалах; тобто збільшення швидкості (і амплітуди) коливання дислокацій [27].

5. ВИСНОВКИ

На основі аналізу порівняння температурних залежностей відносних змін миттєвої та довготривалої компонент АС релаксації $\sigma(t)$ з результатами "холлівських" вимірювань питомого внеску у провідність концентрації та рухливості зроблено висновок, що АС зміна концентрації однозначно відповідає за МЗ, а зміна рухливості – за ДТЗ.

Аналіз температурних швидкостей зростання компонент рухливості та порівняння їх з коефіцієнтами температурних змін компонент миттєвої та довготривалої компонент $\sigma(t)$ дозволили розділити часові рамки прояву різних механізмів. Дві компоненти розсіювання – дислокаційну та на нейтральних домішках, які характеризуються малими швидкостями температурних змін, близькими до швидкості зміни миттєвої компоненти, – віднесено до чинників, що визначають миттєву АС зміну $\sigma(t)$. Компоненту $\Delta_{ii}(T)$ – розсіювання на іонізованих домішках, яка характеризується найбільшим АС зростанням $\sigma(t)$ – віднесено до чинників, що визначають ДТЗ.

Наявність неоднорідностей може двояко проявлятися в АС ефектах: а) зниженням потенціального бар'єра, що веде до зростання дрейфової рухливості носіїв; б) збільшенням ефективного перерізу розсіювання носіїв на таких дефектах, що веде до зменшення рухливості. Причому, процес (а) є термоактивованим, він вимагає часу для дифузійної перебудови, у той же час процес (б) є атермічним і корелює з частотою зовнішнього (УЗ) збурення.

Вплив (зменшення) дислокаційного розсіювання $\Delta_{dis}(T)$ пояснюється тим, що дислокації, які коливаються в УЗ полі, сприяють руху носіїв вздовж дислокації. Цей процес атермічний; його внесок в загальні АС зміни $\sigma(t)$ невеликий і, очевидно, проявляється у миттєвій компоненті $\sigma(t)$.

При динамічних АС коливаннях дислокацій з амплітудою, що значно перевищує параметр ґратки, відбувається дифузійне зтягування ТД з об'єму кристала (субблока) в потенціальні ями придислокаційних кластерів, знижуючи при цьому енергію упаковки дефекту. Цей процес може призводити до захоплення на дислокаційні пастки значної кількості дефектів точкового типу (у тому числі заряджених), що веде до зменшення концентрації іонізованих центрів N_{ii} . Виникає нестационарний стан ТД структури кристала, який прагне перебудуватися дифузійним чином.

Проведений у даній роботі детальний аналіз роздільного внеску окремих чинників на величину і характер АС змін електрофізичних параметрів, включаючи і релаксацію акустопровідності $\sigma(t)$, дозволив суттєво прояснити фізичну природу явища в даних матеріалах. З'ясовано основні характерні особливості явища та важливі деталі конкретних АС процесів у відповідності зі структурою дефектів зразка. Наступним важливим кроком у цьому напрямку є подальше зіставлення особливостей АС релаксації $\sigma(t)$ для зразків з різною структурою дефектів.

Ya.M. Olikh, M.D. Tymochko, M.I. Ilashchuk¹

RELAXATION FACTORS OF ACOUSTIC CONDUCTIVITY IN CdTe

The acoustic conductivity kinetics was studied to find out mechanisms of acoustic conductivity relaxation $\sigma_{US}(t)$ in *n*-type low-ohmic CdTe single crystals ($N_{Cl} \approx 10^{24} \text{ m}^{-3}$) in the temperature range (77...300) K, when ultrasound is turned-on and turned-off. The separate comparison of the single amplitudes stages temperature dependences $\sigma_{US}(t)$ with the corresponding temperature changes of concentration and mobility, obtained from independent Hall measurements, allowed us to relate the concentration effects with "instantaneous" changes, and mobility – with "long-term" acoustically induced changes $\sigma_{US}(t)$.

The comparison of growth with temperature of velocities inherent to separate mobility components with changes in the $\sigma_{US}(t)$ amplitudes for respective stages allowed us to part the time frames for exhibition of various mechanisms. Thus, the two scattering components related to "dislocations" and "neutral impurities" and characterized by low velocities of temperature changes, which are close to the speed of the instantaneous component changes, were attributed to the factors that define the instantaneous acoustic-induced changes $\sigma_{US}(t)$. The scattering component ascribed to "ionized impurities", as the fastest one, is characterized by the largest acoustic-induced growth increase $\sigma_{US}(t)$ and attributed to factors that determine long-term changes in $\sigma_{US}(t)$.

Possible mechanisms of acoustic-stimulated point-defect complexes structure rebuilding processes in the near dislocation crystal regions have been discussed. In particular, it has been noted that there is a diffusion drag of point defects from the volume of the crystal (sub-block) into the potential wells of near-dislocation clusters by the dynamic acoustically-induced oscillations of dislocations with the amplitude that significantly exceeds the lattice parameter. This process can lead to capturing a significant number of point defects (including the charged ones) into the dislocation traps, which results in the decrease of ionized centers concentration.

Keywords: ultrasound, CdTe crystals, point defects, dislocation clusters, Hall effect, scattering mechanisms.

1. Власенко А.И., Олих Я.М., Савкина Р.К. Акустостимулированная активация связанных дефектов в твердых растворах. *ФТП*. 1999. **33**, №2. С. 410–414.
2. 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.
3. Olikh O.Ya. Acoustically driven degradation in single crystalline silicon solar cell. *Superlattices Microstruct.* 2018. **118**, N 6. P. 173–178.
4. 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.
5. Олих Я.М., Савкина Р.К. Акустостимулированная активация глубоких уровней в нейтронно-легированном германии. *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*. 1996. **31**. С. 62–68.
6. 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.

7. Оліх Я.М., Тимочко М.Д., Ілашук М.І., Парфенюк О.А., Ульяницький К.С. Вплив ультразвуку на протікання струму в низькоомних кристалах CdTe:Cl. *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2016. **13**, № 1. С. 56–65.
8. Оліх 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.
9. Оліх Я.М., Тимочко М.Д., Сафрюк Н.В., Ілашук М.І., Оліх О.Я. Дослідження “придислокаційних” кластерів точкових дефектів у кристалах CdZnTe методом акусто-Холла. *Оптоелектроніка та напівпровідникова техніка*. 2017. **52**. С. 108–122.
10. Ілашук М.І., Матлак В.В., Парфенюк О.А., Савицький А.В., Скичко А.І., Ульяницький К.С. Влияние неоднородностей на электрофизические свойства CdTe:Ge. *УФЖ*. 1986. **31**, №1. С. 126–128.
11. *Ультразвук. Маленькая энциклопедия*, гл. ред. И.П. Голямина. М.: Сов. энциклопедия, 1979.
12. Баран М.М., Васильович І.М. Залежність енергії електронних станів, локалізованих на крайовій дислокації, від концентрації донорів. *Науковий вісник НЛТУ України*. 2012. Вип. 22.15. С. 336–340.
13. Оліх Я.М., Тимочко М.Д. Про механізми двохстадійної релаксації провідності в CdZnTe:Cl при ввімкненні та вимкненні ультразвуку. Тези доповідей VIII Української наукової конференції з фізики напівпровідників. Ужгород, Україна. 2–4 жовтня 2018 р. С. 45–46.
14. Шейнкман М.К., Шик А.Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках. *ФТП*. 1976. **10**, № 2. С. 209–232.
15. Ронасси А.А., Федотов А.К. Замороженная фотопроводимость в монокристаллическом теллуриде кадмия. *Вестник БГУ*. Сер. 1. 2010. № 2. С. 8–11.
16. Мукашев Б.Н., Абдуллин Ю.В., Горелкинський Ю.В. Метастабильные и бистабильные дефекты в кремнии. *Успехи физических наук*. 2000. **170**, № 2. С. 143–155.
17. Averkiev N.S., Bersuker I.B., Gudkov V.V. et al. Ultrasonic investigation of the Jahn-Teller effect in GaAs semiconductors doped by transition metals. *J. Appl. Phys.* 2014. **116**, N 10. P. 103708.
18. *Электронные свойства дислокаций в полупроводниках*, под ред. Ю.А. Осипьяна. М.: Эдиториал, УРСС, 2000.
19. Тяпунина Н.А., Бушуева Г.В., Зиненкова Г.М., Наими Е.К., Новиков С.С. Временные характеристики и знак фотоакустического эффекта в высокоомных кристаллах CdS. *Кристаллография*. 2010. **55**, № 1. С. 82–87.
20. Pavlovich V. N. Enhanced diffusion of impurities and defects in crystals in conditions of ultrasonic and radiative excitation of the crystal lattice. *phys. status solidi (b)*. 1993. **180**, N 1. P. 97–105.
21. Оліх О.Я., Островський І.В. Увеличение длины диффузии электронов в кристаллах p–кремния под действием ультразвука. *ФТТ*. 2002. **44**, № 7. С. 1198–1202.
22. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.В. *Физика полупроводников: учебное пособие для студентов физических специальностей вузов*. М.: Наука, 1977.
23. Кучис Е.В. *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования*. М.: Радио и связь, 1990.
24. 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.
25. Шкловський Б.І., Эфрос А.Л. *Электронные свойства легированных полупроводников*. М.: Наука, 1979.
26. Бушуева Г.В., Зиненкова Г.М., Тяпунина Н.А., Дегтярев В.Т., Лосев А.Ю., Плотников Ф.А. Самоорганизация дислокаций в ультразвуковом поле. *Кристаллография*. 2008. **53**, № 3, С. 507–512.
27. Судзуки Т., Есианага Х., Такати С. *Динамика дислокаций и пластичность*. М.: Мир. 1989.
28. 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.
29. Громашевский В.Л., Дякин В.В., Сальков Е.А., Хилимова Н.С. Акустохимические реакции в CdS. *УФЖ*. 1984. **29**, №4. С. 550–554.

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

Отримано 01.11.2018

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