

І.О. ЛИСЮК,¹ Я.М. ОЛІХ,¹ О.Я. ОЛІХ,² Г.В. БЕКЕТОВ¹

¹ Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова
(Просп. Науки, 41, Київ 03028; e-mail: jaroluk3@ukr.net)

² Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, фізичний факультет
(Вул. Володимирська, 64/13, Київ 01601; e-mail: olikh@univ.kiev.ua)

ОСОБЛИВОСТІ ДИСЛОКАЦІЙНОГО ПОГЛИНАННЯ УЛЬТРАЗВУКУ В БЕЗСУББЛОЧНИХ КРИСТАЛАХ $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$

УДК 534.28

Вперше наведено результати експериментального дослідження температурної (150–300 K) залежності поглинання ультразвукових (УЗ) хвиль у об'ємних кристалах $p\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$, які не містять малокутових границь, у частотному діапазоні 10–55 МГц. Виявлено, що при збільшенні частоти УЗ спостерігається збільшення максимального значення коефіцієнта поглинання та його зсув у бік високих температур. Показано, що експериментальні результати задовільно пояснюються в рамках моделі Брейсфолда, яка розглядає поглинання УЗ хвилі за рахунок коливання термоактивованих дислокаційних перегинів. Визначено характерні параметри даної моделі для $p\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$, а саме частотний фактор ($6 \cdot 10^9$ Гц) та активаційна енергія руху перегинів (0,11 еВ), а також проведено оцінку густини дислокацій ($2 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$), яка узгоджується з даними, отриманими методом селективного травлення ($0,7 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$).

Ключові слова: ультразвук, дислокації, $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

1. Вступ

Більш ніж піввікова історія дослідження та впровадження фоточутливих кристалів CdHgTe показала, що вони залишаються важливим матеріалом для створення приймачів ГЧ випромінювання [1, 2]. Основні електрофізичні та фотоелектричні властивості цього матеріалу визначаються надзвичайно високою концентрацією електрично-активних точкових ($10^{21}\text{--}10^{22} \text{ м}^{-3}$) і лінійних дефектів (густина ростових дислокацій ($10^9\text{--}10^{10} \text{ м}^{-2}$), які взаємодіють між собою. Одним з методів контрольованої зміни структури дефектів як для CdHgTe , так і для інших напівпровідників, є застосування ультразвуку [3–5]. Зокрема встановлено, що внаслідок акустостимульованої перебудови точкових дефектів завдяки електричній та деформаційній взаємодії з дислокаціями в CdHgTe спостерігається зміна концентрації, рухливості та часу життя вільних носіїв заряду [6, 7]. Проте, для отримання прогнозованих результатів подібного впливу необхідно знати механізм взаємодії ультразвукових хвиль з кристалом. Попередні акустичні дослідження в CdHgTe [8–11] проводилися з викори-

станням пластинчастих зразків, що характеризувалися субблочною структурою в площині пластини. Зокрема, за допомогою методу внутрішнього тертя (ВТ) встановлено, що в таких зразках при кімнатних температурах домінуючими механізмами УЗ втрат є резонансне поглинання на малокутових межах (МКМ) та дислокаційне поглинання в об'ємі зразка, причому останній процес задовільно описується за допомогою струнної моделі Гранато–Люкке [12]. Відомо, що такий характер амплітудно-залежних змін ВТ реалізується при великих амплітудах механічних напружень, коли дислокації можуть відриватися від центрів слабого закріплення, утворених точковими дефектами [13].

Водночас, при малих механічних деформаціях за умов існування дислокаційних петель малої довжини (стопори слабого закріплення) має реалізуватися інший тип акустичного дислокаційного поглинання, коли втрати мають релаксаційний характер і залежать від УЗ частоти [14, 15]. Подібний процес амплітудно-незалежного поглинання може бути реалізований у випадку використання УЗ хвиль низької інтенсивності; наприклад, в імпульсному режимі. Такий режим використовувався в CdHgTe для вимірювання пружних моду-

лів [16, 17], проте результати температурних досліджень коефіцієнта поглинання УЗ хвиль у даному матеріалі фактично відсутні. Це пов'язано з високими вимогами до геометрії та структурної якості зразків для акустичних вимірювань [15] та технологічною складністю виготовлення кристаліграфічно орієнтованих безсубблочних зразків CdHgTe.

Зауважимо, що, враховуючи особливості кристалічної структури, CdHgTe є цікавим модельним матеріалом для дослідження дислокацій УЗ методом. Дійсно, переміщення дислокацій у напівпровіднику відбувається в середовищі з високою концентрацією електрично-активних точкових дефектів, що тісно пов'язані з дислокаціями і суттєво впливають на їхній рух.

Метою даної роботи було експериментальне дослідження температурних залежностей коефіцієнта УЗ поглинання та пошук адекватних моделей для опису акустодислокаційної взаємодії в кристалах Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te безсубблочної структури.

2. Зразки

Монокристалічні зразки розміром $10 \times 6 \times 2,5$ мм орієнтовані з точністю до 2° в напрямках $\langle 100 \rangle$ та $\langle 110 \rangle$ були виготовлені зі злитку p -Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te, вирощеного на ДП “Завод Чистих Металів” (м. Світловодськ). Площинність та паралельність бічних граней задовольняла умову $\Delta s/s < 10^{-4}$ (де s та Δs – довжина зразка та її зміна в різних точках відповідно), яка необхідна для коректного вимірювання акустичних характеристик при багатократному відбитті УЗ хвилі.

Про високу структурну якість досліджуваних зразків свідчить сам факт надійної рентгенівської орієнтації двох кристаліграфічних площин. Зауважимо, що на цих зразках раніше досліджувалася анізотропія пружних властивостей CdHgTe [17], отримані дані добре узгоджуються з результатами роботи [16].

Для дослідження дислокаційної структури пластин Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te використано метод селективного хімічного травлення. Безпосередньо перед травленням поверхня зразків оброблялася поліруючим розчином (0,2 мл Br₂ + 10 мл CH₃OH), після чого зразок послідовно ретельно відмивався у етиленгліколі та ізопропанолі. Для селективного травлення при кімнатній температурі

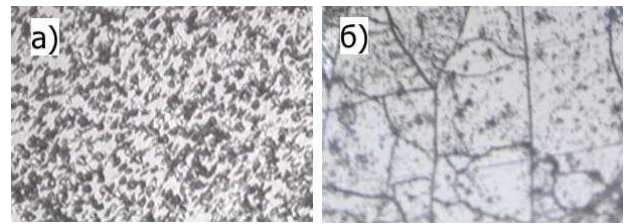


Рис. 1. Фотографія селективно протравленої поверхні для досліджуваних зразків Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te (а) та зразків Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te з субблочною структурою (б). Зображення (б) взято з роботи [20]

використовувався протравлювач Schaaake (розчин 5г CrO₃ + 3 мл HCl + 15 мл H₂O), який дозволяє виявляти дислокації як на обох полярних гранях, (111)А та (111)В, так і на поверхнях з проміжною орієнтацією [19]. Час травлення для різних зразків становив від 20 до 60 с. На рис. 1, а наведена типова світлина поверхні досліджуваного зразка після селективного травлення. Отримана картина свідчить про рівномірний розподіл дислокацій без утворення МКМ. Для порівняння на рис. 1, б наведено типову світлину протравленої поверхні кристала Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te, який містить МКМ [20]. Проведена оцінка густини дислокації показала, що згідно з даними селективного травлення у досліджуваних зразках $\Lambda_{SE} = (6 - 8) \cdot 10^9 \text{ м}^{-2}$.

3. Методика вимірювання

Для вимірювання коефіцієнта поглинання ультразвуку α використовувався імпульсний луна-метод; блок-схему відповідної експериментальної установки наведено на рис. 2. Принцип її роботи такий. Збудження УЗ імпульсів у зразках проходило за допомогою п'єзоелектричного перетворювача, у ролі якого використовувалися пластини LiNbO₃ ($Y + 36^\circ$)-зрізу. Сформована серія радіоімпульсів подавалася на п'єзоперетворювач. Акустичний контакт в широкому інтервалі температур створювався за допомогою силіконового масла типу ГКЖ-94. УЗ імпульси багаторазово відбивалися від торців зразка, в результаті чого на приймальному п'єзоперетворювачі, який був ідентичним випромінювачу, формувалась серія луна-радіоімпульсів. Відеосигнали спостерігалися на екрані осцилографа та паралельно спрямовувалися на стробоскопічний перетворювач та далі на ПК. За допомогою розробленого програмно-

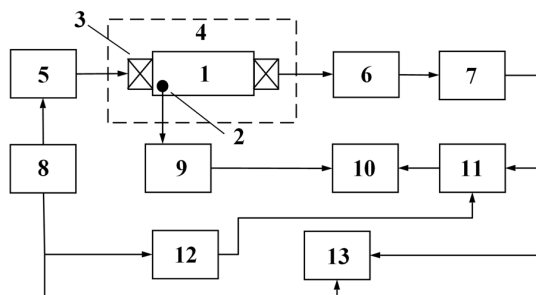


Рис. 2. Блок-схема установки для вимірювання коефіцієнта поглинання УЗ хвиль у твердотільних зразках за допомогою імпульсного луна-методу: 1 – зразок, 2 – термопара, 3 – п'єзоперетворювач, 4 – кріостат, 5 – генератор ВЧ Г4-151, 6 – підсилювач ВЧ УЗ-28, 7 – амплітудний детектор, 8 – генератор прямокутних імпульсів Г5-54, 9 – цифровий вольтметр В7-21А, 10 – комп'ютер, 11 – стробоскопічний перетворювач В9-5, 12 – генератор імпульсів затримки, 13 – осцилограф С1-98

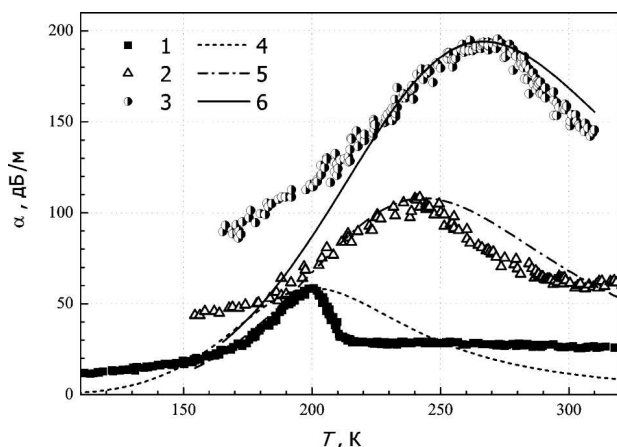


Рис. 3. Температурна залежність коефіцієнта поглинання поздовжньої ультразвукової хвилі при її поширенні в напрямі $\langle 110 \rangle$ в кристалах $p\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$. f_{us} , МГц: 11,2 (криві 1 та 4), 34,8 (2 та 5), 55,4 (3 та 6). Точки – експеримент, лінії – розрахунок за формулою (12). При розрахунку вважалося, що $W_k = 0,108$ еВ, $f_k = 6,03 \cdot 10^9$ Гц, $g = 3,5$

го забезпечення проводилося вимірювання та часове усереднення амплітуди відеосигналів, а також відстеження часової затримки між максимумами відеосигналів та імпульсом синхронізації, що дозволило врахувати ефект температурної зміни швидкості УЗ.

Використання імпульсного збудження та ВЧ сигналів малої амплітуди мало на меті реалізувати режим амплітудо-незалежного УЗ поглинання.

Проведені вимірювання підтвердили, що при кімнатних температурах для амплітуди збуджуючого радіоімпульсу до 3 В α дійсно залишається сталим.

Вимірювання абсолютних значень поглинання УЗ здійснювалось з точністю до 10%.

4. Експериментальні результати та їх обговорення

На рис. 3 наведено експериментально визначені температурні залежності коефіцієнта поглинання поздовжніх УЗ хвиль різної частоти при їх поширенні в кристалах $p\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ у напрямі $\langle 110 \rangle$. Видно, що залежність $\alpha(T)$ характеризується наявністю максимуму, причому як температура T_m , яка відповідає найбільшому поглинанню, так і саме екстремальне значення α_m залежать від частоти УЗ. А саме, при збільшенні f_{us} від 11 до 55 МГц величини α_m та T_m зростають від 60 до 190 дБ/м та від 199 до 270 К відповідно – див. таблицю.

Поглинання об'ємних УЗ хвиль у кристалах може бути пов'язано з різними механізмами [15]. Проте, проведені оцінки показують, що в умовах експерименту (для інтервалу температур 80–400 К та частот УЗ 1–100 МГц) затуханням за рахунок фонон-фононних процесів та термопружних втрат можна знехтувати, оскільки коефіцієнт поглинання в цьому випадку має бути меншим від 1 та 10^{-4} дБ/м відповідно [15]. З іншого боку, як вже згадувалося вище, в літературі показано, що затухання УЗ хвиль в субблочних кристалах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \simeq 0,2$) визначається, переважно, дислокаційним поглинанням та резонансним поглинанням на МКМ [10, 11, 20]. Таким чином, можна зробити висновок, що у безсубблочних зразках $p\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ з високою густиною дислокацій основним механізмом поглинання УЗ є акустодислокаційна взаємодія. Виходячи з цього, проаналізуємо отримані експериментальні результати з точки зору деяких відомих моделей.

4.1. Модель Гранато–Люкке

Незважаючи на те, що модель дислокаційного тертя Гранато–Люкке була розвинута в ідеалізованому наближенні нульової температури кристала, вона успішно застосовується для аналізу дислокаційного внутрішнього тертя у різних реальних матеріалах, зокрема і у напівпровідникових кристалах [3, 13, 14]. При такому підході дислокація розгля-

Параметри, що характеризують поглинання ультразвуку в кристалах $p\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$

f_{us} , МГц	Експеримент		Розрахунок					
			модель Гранато–Люкке [15]			модель Брейсфолда [18]		
	T_m , К	α_m , дБ·м ⁻¹	ω_0 , 10 ⁸ рад·с ⁻¹	B_m , 10 ⁻⁵ кг/(м·с)	L , 10 ⁻⁶ м	W_k , еВ	f_k , 10 ⁹ Гц	Λ_B , 10 ¹⁰ м ⁻²
11,2	200 ± 3	59 ± 5	6,8	3,3	4,1			2,3
34,8	242 ± 3	108 ± 5	9,1	1,8	3,1	0,108	6,03	1,7
55,4	269 ± 3	194 ± 5	9,0	1,0	3,1			2,1

дається як струна, закріплена в певних точках, причому, вільні відрізки між точками закріплення можуть вимушено коливатися під дією зовнішньої сили, зокрема, ультразвуку. В цьому випадку коефіцієнт поглинання акустичної хвилі при малих частотах $\omega = 2\pi f_{\text{us}} \ll \omega_0$ (де ω_0 – власна частота коливань дислокаційного відрізка) має описуватися таким співвідношенням [12, 15]:

$$\alpha = \frac{4G\Lambda\omega^2}{v\pi^3\rho} \frac{d}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + d^2\omega^2}, \quad (1)$$

де G – модуль зсуву, v – швидкість поширення УЗ хвилі, ρ – густина матеріалу, $\omega_0^2 = 2G/[L^2(1-\mu)\rho]$; L – довжина дислокаційного відрізка; μ – коефіцієнт Пуасона; $d = B/(\pi\rho b^2)$ – стала демпферування; B – коефіцієнт динамічної в'язкості; b – модуль вектора Бюргерса. Спробуємо оцінити з отриманих експериментальних даних значення окремих параметрів.

З літератури відомо, що зміни пружних модулів кристалів $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ у температурному діапазоні, де проводилися дослідження, не перевищують 1–2% [17]. Якщо припустити, що L та ρ також слабо залежать від температури, то, згідно з (1), температурна залежність коефіцієнта поглинання УЗ хвиль має визначатися змінами параметра d , тобто, фактично, коефіцієнтом динамічної в'язкості. Як показують розрахунки, α має досягати максимального значення при $d_m = (\omega_0^2 - \omega^2)/\omega$, при цьому реалізуються такі співвідношення:

$$\alpha_m = \frac{2G\Lambda\omega}{v\pi^3\rho(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (2)$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2G\Lambda\omega}{v\pi^3\rho\alpha_m}} + \omega \approx \sqrt{\frac{2G\Lambda\omega}{v\pi^3\rho\alpha_m}}, \quad (3)$$

$$B_m = \frac{2G\Lambda b^2}{v\pi^2\alpha_m}, \quad (4)$$

$$L = \sqrt{\frac{2G}{(1-\mu)\rho\omega_0^2}}, \quad (5)$$

де B_m – значення коефіцієнта B коли поглинання максимальне.

Значення окремих параметрів, які отримані за допомогою виразів (3)–(5) з використанням експериментально визначених величин α_m , наведено у таблиці. При розрахунках вважалося, що для $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ $b = 4,58 \cdot 10^{-10}$ м [22], $\rho = 7,625 \times 10^3$ кг·м⁻³, $\mu = 0,365$, $G = 1,95 \cdot 10^{10}$ Па, $v = 3,0 \cdot 10^3$ м/с [21], $\Lambda = \Lambda_{\text{SE}} = 7 \cdot 10^9$ м⁻².

Зауважимо, що припустивши можливість застосування моделі Гранато–Люкке до пояснення появи максимуму на залежності $\alpha(T)$ ми отримали, що, згідно з (2)–(5), величина α_m має бути пропорційна частоті ультразвуку, оскільки резонансна частота коливань дислокаційного відрізка та його довжина не повинні залежати від частоти зовнішнього збурення. Експериментально отримані дані, загалом, узгоджуються з даним твердженням – рис.4, а. Крім того, якщо припустити, що основними точками закріплення лінійних дефектів є вузли дислокаційної сітки, то розрахована величина $L \approx 3,5 \cdot 10^{-6}$ м теж задовільно корелює з середньою відстанню між дислокаційними лініями $R = 1/\sqrt{\Lambda_{\text{SE}}} \approx 1 \cdot 10^{-5}$ м.

З іншого боку, в рамках даної моделі передбачається, що гальмування руху дислокацій, у тому числі і коливального в УЗ полі, відбувається завдяки їх взаємодії з фононами, носіями заряду, а також за рахунок термopужних втрат [12, 15, 23]. Температурна залежність кожного з цих механізмів, а також їх відносні внески у величину B та d можуть суттєво залежати від матеріалу, і тому точно описати залежність $\alpha(T)$ в рамках моделі

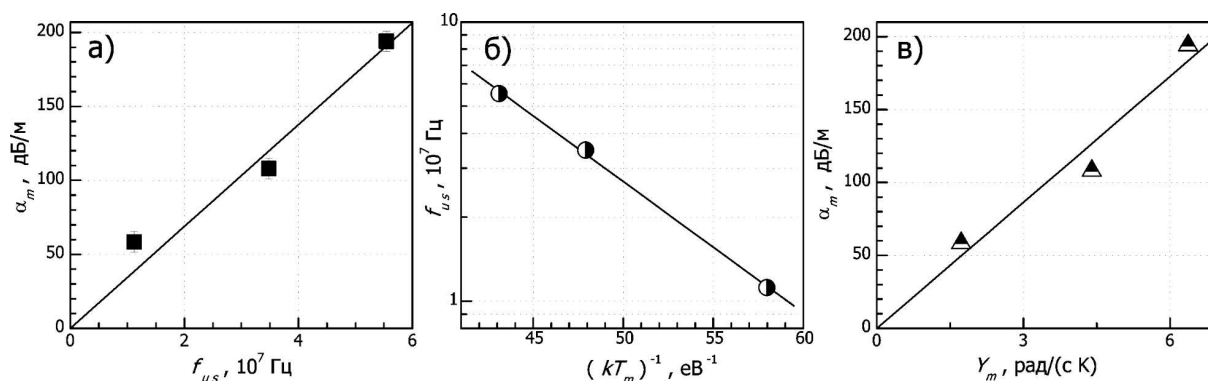


Рис. 4. Залежності максимального значення коефіцієнта поглинання від частоти ультразвуку f_{us} (а), f_{us} від оберненої температури, що відповідає максимуму α (б) та максимального значення коефіцієнта поглинання УЗ на певній частоті від значення функції γ в максимумі (в). При обчисленнях γ_m використовувалися значення $W_k = 0,108$ еВ, $f_k = 6,03 \cdot 10^9$ Гц, $g = 3,5$

Гранато–Люкке досить складно. Проте варто врахувати, що, як це було показано у багатьох роботах, зокрема в [13, 15], в області високих температур ($T > \Theta_D$, де Θ_D – температура Дебая) величина B лінійно зростає з підвищенням T . Для $Cd_xHg_{1-x}Te$ $\Theta_D \approx 146$ К [24], проте отримані значення B_m при різних T_m суперечать очікуваній зростаючій температурній залежності. Таким чином, модель Гранато–Люкке не може бути використана для кількісного аналізу температурної залежності коефіцієнта поглинання УЗ для даного матеріалу.

4.2. Модель Брейсфолда

Дана модель запропонована Брейсфолдом [18] для пояснення характерних піків поглинання акустичних хвиль, які спостерігалися у пластично-деформованих металах при низьких температурах. Згідно з цією моделлю дислокація розглядається як послідовність сегментів, орієнтованих у напрямі щільного пакування та з'єднаних різними перегинами. Дислокація вважається жорстко закріпленою у кінцевих точках, а поглинання УЗ здійснюється за рахунок стимульованого переміщення перегинів. Припускається, що дифузія перегинів має термоактиваційний характер і коефіцієнт дифузії D описується виразом $D = D_0 \times \exp(-W_k/kT)$, де W_k – енергія активації дифузії. Причому, в роботі [18] показано, що між частотою УЗ хвилі f_{us} та температурою, при якій спостерігається максимум поглинання T_m , має існува-

ти зв'язок:

$$f_{us} = f_k \exp\left(-\frac{W_k}{kT_m}\right), \quad (6)$$

де f_k – певний параметр, $f_k = \pi D_0/(20 l_0^2)$, l_0 – середня довжина дислокаційного сегменту. Як видно з рис.4, б, експериментальна залежність частоти ультразвуку від оберненої температури максимального поглинання у напівлогарифмічному масштабі дійсно є прямою лінією. Шляхом лінійної апроксимації даних на рис.4, б отримано, що для використаних зразків $p\text{-}Cd_{0,2}Hg_{0,8}Te$ $W_k = (0,108 \pm 0,004)$ еВ, $f_k = (6,03 \pm 0,05) \cdot 10^9$ Гц.

Згідно з [18] добротність Q_l , яка пов'язана з поглинанням УЗ хвиль одним дислокаційним сегментом довжиною l , має описуватися виразом:

$$Q_l^{-1} = \frac{8Ga^2b^2l^3(n_0+p_0)}{VkT\pi^4} \frac{\left(\frac{\omega l^2}{20\pi l_0^2 f_k}\right) \exp\left(\frac{W_k}{kT}\right)}{1 + \left(\frac{\omega l^2}{20\pi l_0^2 f_k}\right)^2 \exp\left(\frac{2W_k}{kT}\right)}, \quad (7)$$

де a – стала ґратки, $a = 6,466 \cdot 10^{-10}$ м [22], n_0 та p_0 – рівноважні лінійні концентрації правих та лівих перегинів; V – об'єм кристала. При цьому загальна кількість сегментів N пов'язана з густиною дислокацій таким чином:

$$\Lambda = \frac{Nl_0}{V}. \quad (8)$$

У теорії передбачено, що для оцінки загальної добротності кристала Q необхідно N домножити на усереднене значення величини, що описується виразом (7), причому усереднення має проводитися з врахуванням розподілу сегментів по довжи-

ні. Якщо припустити, що усереднення еквівалентне заміні l в (7) на певну ефективну довжину сегменту $l_{\text{eff}} = gl_0$ та врахувати співвідношення між α та Q : $Q^{-1} = \alpha v \ln 10 / (10\omega)$, то вираз, який описує поглинання згідно з моделлю Брейсфолда, набуде такого вигляду:

$$\alpha(T, \omega) = \frac{4Ga^2b^2g^3D_0(n_0 + p_0)\Lambda}{\ln 10 v f_k k \pi^3} Y(T, \omega), \quad (9)$$

де функція

$$Y(T, \omega) = \frac{\omega}{T} \frac{\left(\frac{\omega g^2}{20\pi f_k}\right) \exp\left(\frac{W_k}{kT}\right)}{1 + \left(\frac{\omega g^2}{20\pi f_k}\right)^2 \exp\left(\frac{2W_k}{kT}\right)} \quad (10)$$

визначає, переважним чином, температурну та частотну залежності коефіцієнта поглинання. Вигляд функції $Y(T, \omega)$ наведено на рис. 5. Видно, що її максимум при збільшенні частоти зміщується в область більш високих температур, що і спостерігалось на експерименті для величини α (див. таблицю). Узгодження експериментально отриманих значень T_m з положеннями максимумів функції $Y(T, \omega)$ при частотах УЗ хвилі, які використовувалися в досліді, досягається при $g = 3,5$.

Зауважимо, що згідно з (9),

$$\alpha_m = \frac{4Ga^2b^2g^3D_0(n_0 + p_0)\Lambda}{\ln 10 v f_k k \pi^3} Y_m, \quad (11)$$

де $Y_m = Y(T_m, \omega)$, тобто величини α_m та Y_m мають бути пропорційними, що і спостерігається на експерименті з досить високою точністю – див. рис. 4, в. Водночас, вираз (9) можна переписати у вигляді:

$$\alpha(T, \omega) = \frac{\alpha_m}{Y_m} Y(T, \omega). \quad (12)$$

На рис. 3 наведено результати розрахунків, виконаних з використанням співвідношення (12). Видно, що вони досить добре якісно, а при високих частотах і кількісно, описують експериментальні залежності. Таким чином, отримані результати свідчать про доцільність використання моделі Брейсфолда до опису процесів поглинання УЗ в безсубблочних кристалах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Модель Брейсфолда дозволяє оцінити з експериментальних даних щодо поглинання УЗ хвиль також і густину дислокацій Λ_B . Дійсно, в [18] показано, що $D_0 \propto a^2\nu_D$, $(n_0 + p_0) \approx |\tan \theta| a_s^{-1}$, де ν_D –

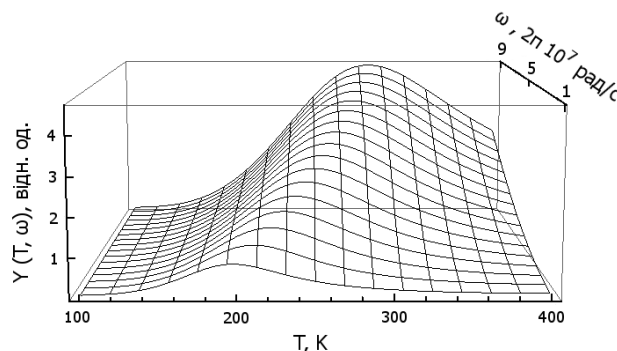


Рис. 5. Температурно-частотна залежність функції $Y(T, \omega)$. При розрахунках за формулою (10) вважалося, що $W_k = 0,108$ еВ, $f_k = 6,03 \cdot 10^9$ Гц, $g = 3,5$

частота Дебая ($\nu_D = 3 \cdot 10^{12}$ Гц для $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ [24]), a_s – міжплощинна відстань, θ – кут між напрямками щільного пакування і дислокаційної лінії, причому $\theta \leq \pi/6$. Якщо використати $\theta = \pi/12$, а також, що для напрямку $\langle 110 \rangle$ $a_s = a/\sqrt{3}$ [25], то з (11) випливає, що:

$$\Lambda_B \propto \frac{1,24 v f_k k \pi^3 \alpha_m}{Ga^3b^2g^3\nu_D Y_m}. \quad (13)$$

Обчислені за допомогою (13) для трьох частот ультразвуку значення Λ_B наведені у таблиці. Підкреслимо задовільне узгодження цих значень з величиною Λ_{SE} , яка отримана методом селективного травлення. Відмінність може бути пояснена тим, що, по-перше, співвідношення $D_0 \propto a^2\nu_D$ є наближеним, та, по-друге, оцінка густини дислокацій методом селективного травлення дає, як правило, дещо занижену величину [26]. Крім того, слід вказати і на певний недолік подібного аналізу, пов'язаний з використанням досить умовного $(0,46a^{-1})$ значення для сумарного числа перегинів, у той час як ця кількість суттєво залежить від орієнтації дислокаційної лінії відносно долини Пайєрлса.

Зауважимо, що модель руху елементів тонкої структури дислокацій була успішно розвинута Локтевим і Халак для пояснення амплітудно-залежних ефектів під дією інтенсивної УЗ хвилі, зокрема ефекту акустолюмінісценції в CdS [27].

5. Висновки

В роботі вперше на об'ємних зразках $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ p -типу, які не містять малокуткових границь, експериментально досліджено залежності коефіцієнта

та поглинання поздовжніх об'ємних акустичних хвиль α від температури (150–300 К) в діапазоні частот 10–55 МГц. Показано, що температурна залежність α має немонотонний характер, причому при збільшенні частоти ультразвуку зростають як величина поглинання в максимумі залежності, так і температура, при якій цей максимум спостерігається.

Проведено аналіз отриманих даних з використанням класичної моделі Гранато–Люкке, який дозволив оцінити довжини дислокаційних відрізків ($L \approx 3,5 \cdot 10^{-6}$ м) та власну частоту їх коливань ($\omega_0 \approx 9 \cdot 10^8$ рад/с). Показано, що виявлена температурна залежність α у безсубблочних кристалах $p\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$ може бути пояснена в рамках моделі Брейсфолда, яка передбачає поглинання УЗ хвилі за рахунок переміщення термоактивованих дислокаційних перегинів. Використовуючи дану модель, визначено енергію активації дифузії перегинів $W_k \approx 0,11$ еВ та частотний параметр $f_k \approx 6 \cdot 10^9$ Гц. В рамках моделі Брейсфолда проведена оцінка густини дислокацій на основі вивчення залежності $\alpha(T)$ та показано, що отримані таким чином величини ($2 \cdot 10^{10}$ м²) задовільно узгоджуються зі значенням, отриманим методом селективного травлення ($0,7 \cdot 10^{10}$ м²).

Автори висловлюють вдячність К.Р. Курбанову за спеціально виготовлені об'ємні монокристалі зразки $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$.

1. В.П. Пономаренко, УФН **173**, 649 (2003).
2. С.Г. Гасан-Заде, М.В. Стріха, Г.А. Шепельський, Укр. фіз. журн. Огляди **5**, 3 (2009).
3. И.В. Островський, О.О. Коротченко, *Акустооптика* (Вища школа, Київ, 2003).
4. Ja. Olikh and O. Olikh, Sensor Electronics and Microsystem Technolog. **1**, 19 (2004).
5. А.М. Gorb, О.А. Korotchenkov, О.Я. Olikh, and А.О. Podolian, IEEE Trans. Nucl. Sci. **57**, 1632 (2010).
6. Ya.M. Olikh and Yu.N. Shavlyuk, Phys. Solid State **38**, 1835 (1996).
7. А.Н. Аннаниязов, А.Е. Беляев, В.В. Дякин, А.П. Здебский, В.В. Коваль, УФЖ **32**, 912 (1987).
8. Я.М. Оліх, Е.А. Сальков, К.Р. Курбанов, ФТП **19**, 762 (1985).
9. А.Н. Аннаниязов, А.Е. Беляев, Г. Гарягдиев, А.П. Здебский, Е.А. Сальков, УФЖ **33**, 1694 (1988).
10. В.А. Калитенко, Я.М. Оліх, В.М. Перга, УФЖ **43**, 788 (1998).
11. Я.М. Оліх, К.С. Дуброва, К.С. Суханов УФЖ **34**, Депон. в ВИНТИ №4726-B89 (1989).
12. A. Granato and K. Lucke, Journ. Appl. Phys. **27**, 583 (1956).

13. С.П. Никаноров, Б.К. Кардашев, *Упругость и дислокационная неупругость кристаллов* (Наука, Москва, 1985).
14. А.А. Блистанов, В.В. Гераськин, Е.С. Соболева, *Механизмы внутреннего трения в полупроводниковых и металлических материалах* (Наука, Москва, 1972), 40.
15. Р. Трузэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик, *Ультразвуковые методы в физике твердого тела* (Мир, Москва, 1972).
16. А.Н. Васильев, ФТП **21**, 944 (1987).
17. В.Ф. Мачулін, Я.М. Оліх, І.О. Лисюк, УФЖ **45**, 1341 (2000).
18. A.D. Brailsford, Phys. Rev. **122**, 778 (1961).
19. Properties of Narrow Gap Cadmium-Based Compounds, edited by P. Capper (INSPEC, Institution of Electrical Engineers, London, 1994).
20. Я.М. Оліх, *Акустостимульовані явища у напівпровідникових реальних кристалах (A_2B_6 , A_3B_5 , Ge, Si)* автореф. дис. на здобуття наук. ступеня докт. фіз.-мат. наук (Київ, 2011).
21. В.И. Ерофеев, В.П. Ромашов, Письма в ЖТФ **28**, 6 (2002).
22. C.G. Morgan-Pond and R. Rashavan, Phys. Rev. B. **31**, 6616 (1985).
23. Т. Судзуки, Х. Ёсинавага, С. Такеути, *Динамика дислокаций и пластичность* пер. с японского (Мир, Москва, 1989); (Сёкабо, Токио, 1985).
24. Я.А. Агаев, Г. Гарягдиев, Я.М. Оліх, К.С. Суханов, Изв. АН ТССР, сер. физ.-техн. **4**, 86 (1989).
25. Дж. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций* (Атомиздат, Москва, 1972).
26. В.Н. Овсяк, Г.Л. Курышев, Ю.Г. Сидоров и др., *Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона* (Наука, Новосибирск, 2001).
27. V.M. Loktev, J. Khalack, J. Lumin. **76-77**, 560 (1998).

Одержано 01.04.13

І.О. Лисюк, Я.М. Оліх, О.Я. Оліх, Г.В. Бекетов

ОСОБЕННОСТИ ДИСЛОКАЦИОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В БЕЗСУББЛОЧНЫХ КРИСТАЛЛАХ $\text{Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$

Резюме

Впервые приведены результаты экспериментального исследования температурной (150–300 К) зависимости поглощения ультразвуковых (УЗ) волн в об'ємных кристаллах $p\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$, которые не содержат малоугловых границ, в частотном диапазоне 10–55 МГц. Обнаружено, что при возрастании частоты УЗ наблюдается увеличение максимального значения коэффициента поглощения и его сдвиг в область более высоких температур. Показано, что экспериментальные результаты находят удовлетворительное объяснение в рамках модели Брейсфолда, которая предусматривает поглощение УЗ волны вследствие колебания термоактивированных дислокационных перегинбов. Определены характерные параметры данной модели для $p\text{-Cd}_{0,2}\text{Hg}_{0,8}\text{Te}$, а именно частотный фактор ($6 \cdot 10^9$ Гц) и

активационная энергия движения перегибов (0,11 эВ), а также проведена оценка плотности дислокаций ($2 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$), которая согласуется с данными, полученными методом селективного травления ($0,7 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$).

I. O. Lysiuk, Ya. M. Olikh, O. Ya. Olikh, G. V. Beketov

FEATURES OF ULTRASOUND
ABSORPTION BY DISLOCATIONS
IN SUBGRAIN-FREE $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ CRYSTALS

S u m m a r y

The temperature dependence of the ultrasound wave absorption in bulk $p\text{-Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ crystals free from low-angle grain boundaries has been studied experimentally for the first time

in the frequency range 10–55 MHz and the temperature interval 150–300 K, and the corresponding results of measurements are presented. The maximum value of absorption coefficient is found to increase and to shift toward higher temperatures, as the ultrasound frequency grows. The results obtained can be satisfactorily explained in the framework of the Brailsford model, which associates the ultrasound absorption with vibrations of thermally activated dislocation kinks. The characteristic parameters of this model for $p\text{-Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ are determined; namely, the frequency coefficient $f_k \approx 6 \times 10^9 \text{ Hz}$ and the kink diffusion activation energy $W_k \approx 0.11 \text{ eV}$. The dislocation concentration is also evaluated ($\alpha \approx 2 \times 10^{10} \text{ м}^{-2}$), with the determined value being consistent with that obtained by the selective etching method ($0.7 \times 10^{10} \text{ м}^{-2}$).