

ВПЛИВ γ -ОПРОМІНЕННЯ НА ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЮ КРИСТАЛІВ $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$

К.Д. ГЛИНЧУК,¹ Н.М. ЛИТОВЧЕНКО,¹ Ю.М. НАСЄКА,¹
А.В. ПРОХОРОВИЧ,¹ Л.В. РАШКОВЕЦЬКИЙ,¹ О.М. СТРІЛЬЧУК,¹
Ф.Ф. СИЗОВ,¹ О.О. ВОЙЦІХОВСЬКА,² Б.О. ДАНИЛЬЧЕНКО²

¹Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03028; e-mail: naseyur@meta.ua, strilchuk@isp.kiev.ua)

²Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 46, Київ 03028)

УДК 539.12.17; 621.315.592
© 2010

Вивчено вплив опромінення різними потоками γ -квантів (доза 10–100 кГр) на низькотемпературну ($T = 5$ К) фотолюмінесценцію кристалів $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0,05$). Спостерігали стимульовані γ -опроміненням: а) суттєве зменшення інтенсивностей вихідних (ростових) смуг люмінесценції – дефектної ($h\nu_m = 1,409$ еВ), зумовленої донорно-акцепторними парами ($h\nu_m = 1,547$ еВ), мілкими акцепторами ($h\nu_m = 1,556$ еВ) та зумовлених зв'язаними на мілких нейтральних акцепторах і донорах екситонами ($h\nu_m = 1,592$ еВ та $h\nu_m = 1,599$ еВ відповідно) внаслідок зменшення концентрації відповідних центрів люмінесценції завдяки їх взаємодії з радіаційними дефектами; б) появу нових смуг люмінесценції, зумовлених, ймовірно, радіаційно-стимульованими вакансіями кадмію V_{Cd} , зв'язаними з іншими дефектами ($h\nu_m = 1,548$ еВ) та ізольованими вакансіями кадмію ($h\nu_m = 1,557$ еВ), а також екситонами, зв'язаними на вказаних вакансіях кадмію ($h\nu_m = 1,590$ еВ). Інтенсивність радіаційно-стимульованих смуг немоноотонно змінюється зі збільшенням дози γ -опромінення: спочатку зростає при низьких Φ_γ (≤ 50 кГр), завдяки збільшенню концентрації вакансій кадмію, а потім значно зменшується при високих Φ_γ (≥ 50 кГр), завдяки генерації значної кількості ефективних центрів безвипромінювальної рекомбінації надлишкових носіїв струму.

1. Вступ

Вивчення впливу високоенергетичних частинок на фотолюмінесценцію напівпровідників дає важливу інформацію про генерацію радіаційних дефектів, їх фізичні властивості та взаємодію цих дефектів із тими, які наявні в неопроміненому матеріалі (див., наприклад, CdTe [1, 2], $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ [3–5]). У даній роботі наведено дані про вплив опромінення γ -квантами на низькотемпературну ($T = 5$ К) фотолюмінесценцію кристалів $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0,05$). Показано, що за такого опромінення відбуваються значні зміни фотолюмінесценції досліджуваних кристалів, які стимулюються виникаючими при цьому ра-

діаційними дефектами, а також пояснено закономірності, що спостерігаються при вказаному опроміненні.

2. Методика

Дослідження проводили на кристалах $p\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ (питомий опір при кімнатній температурі $\rho \approx 60$ Ом·см і $\rho \rightarrow \infty$ при $T = 5$ К (провідність кристалів при $T = 5$ К визначається надлишковими електронами та дірками)), вирощених методом Бріджмена. Зі злитків діаметром 40 мм вирізали монокристалічні пластини $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ орієнтації (111) і товщиною 1–1,5 мм. З метою зняття порушеного поверхневого шару товщиною 150–200 мкм проводили обробку поверхні вирізаних пластин методом хіміко-механічного полірування у протравлювачі бром-метанол [6]. Вміст цинку в досліджуваних зразках визначали методом рентгенівської дифрактометрії ($x = 0,05$). Кристали опромінювали джерелом ^{60}Co (з енергією квантів 1,2 МеВ) в інтервалі доз 10–100 кГр (потік γ -квантів $N_\gamma = 1,69 \cdot 10^{15}$ – $1,69 \cdot 10^{16}$ кв/см²) при кімнатній температурі. Спектри фотолюмінесценції досліджуваних кристалів $p\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ вивчали при температурі $T = 5$ К. Люмінесценцію збуджували He–Ne лазером ЛГН–222 (інтенсивність збудження $L = 10^{19}$ кв/(см²·с), енергія квантів $h\nu = 1,96$ еВ). Для отримання спектрів низькотемпературної фотолюмінесценції в інтервалі 1,3–1,7 еВ використовували монохроматор МДР–23 (з роздільною здатністю не гіршою 0,2 меВ), реєстрацію сигналу проводили за допомогою охолоджуваного ФЕУ–62.

3. Результати та їх обговорення

На рис. 1 наведено спектри низькотемпературної ($T = 5$ К) фотолюмінесценції, кристалів $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$

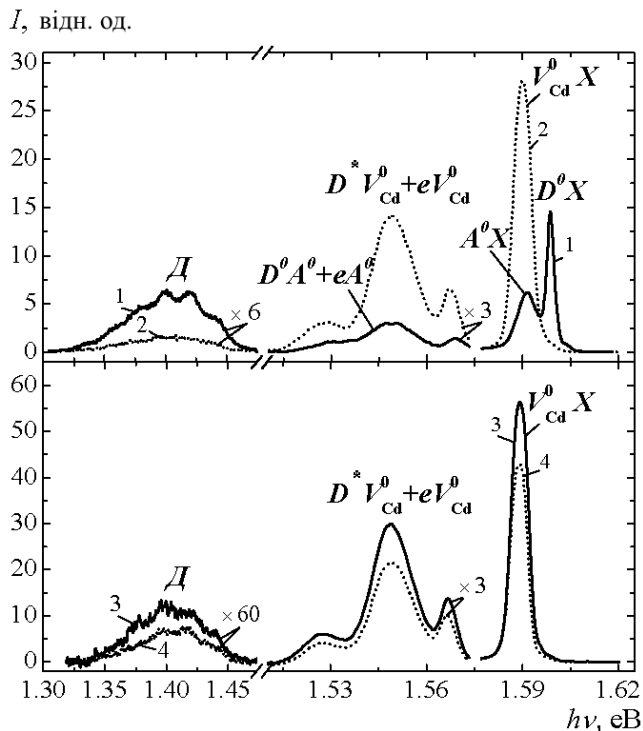


Рис. 1. Спектри фотолюмінесценції при $T = 5$ К вихідного (1) та опромінених потоками γ -квантів $\Phi_\gamma = 10$ (2), 50 (3), 100 кГр (4) кристалів $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0,05$). Спектри показують істинні співвідношення інтенсивностей смуг у різних кристалах

($x = 0,05$): вихідного та опромінених різними дозами γ -квантів ($\Phi_\gamma \leq 100$ кГр). З аналізу спостережуваних у них смуг люмінесценції (їх інтенсивності I , положення максимумів $h\nu_m$ та величини півширин w) впливає таке:

1. У вихідних кристалах спостерігаються такі смуги люмінесценції: а) смуга люмінесценції з $h\nu_m = 1,409$ еВ і $w = 74$ меВ, зумовлена так званими А-центрами (останні утворюють глибокі рівні, до складу яких входять вакансії кадмію V_{Cd} та різні неконтрольовані донорні домішки), далі дефектна смуга D [7–11]; б) складна (неелементарна) смуга люмінесценції з $h\nu_m = 1,550$ еВ і $w = 20,3$ меВ (далі смуга $D^0A^0 + eA^0$), яка, як відомо [1, 2, 7, 9], зумовлена рекомбінацією у створених мілкими нейтральними донорами D^0 та акцепторами A^0 донорно-акцепторних пар D^0A^0 (далі смуга D^0A^0 , її $h\nu_m = 1,547$ еВ, а $w = 13,5$ меВ) та переходами вільних електронів e на мілкі нейтральні акцептори A^0 (далі смуга eA^0 , її $h\nu_m = 1,556$ еВ, а $w = 13,5$ меВ); співвідношення їх інтенсивностей дорівнює 1,7, тобто у складній смузі домінує випромінювання, створене

донорно-акцепторною рекомбінацією (див. рис. 2, а)¹; в) смуги люмінесценції з $h\nu_m = 1,592$ еВ і $w = 8$ меВ та $h\nu_m = 1,599$ еВ і $w = 2,9$ меВ, зумовлені анігіляцією екситонів X , зв'язаних відповідно на мілких нейтральних акцепторах A^0 (далі смуга A^0X), та мілких нейтральних донорах D^0 (далі смуга D^0X) [1, 2, 7, 9].

2. Опромінення кристалів $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ γ -квантами приводить до: а) суттєвого зменшення інтенсивностей вихідних – дефектної D , екситонних A^0X та D^0X смуг, а також складної смуги $D^0A^0 + eA^0$, тобто інтенсивностей елементарних D^0A^0 та eA^0 смуг, відзначене пов'язано зі значним зменшенням при γ -опроміненні концентрації вихідних центрів люмінесценції D , D^0A^0 , eA^0 , A^0X та D^0X , зумовленим радіаційно-стимульованим перетворенням останніх в інші центри (з відмінною структурою – спрощеною або ускладненою) внаслідок їх взаємодії з радіаційними дефектами [1, 2, 12, 13]; б) приводить до появи нових (з відмінним від вихідних кристалів положенням максимуму люмінесценції) інтенсивних смуг люмінесценції (їх інтенсивності значно вищі за інтенсивності близьких до них за схемою формуючих їх випромінювальних переходів вихідних смуг люмінесценції): б1) складної (двокомпонентної) смуги люмінесценції з $h\nu_m = 1,549$ еВ та $w = 16,2$ меВ (далі смуга $D^*V_{\text{Cd}}^0 + eV_{\text{Cd}}^0$), зумовленої рекомбінацією в донорно-акцепторних парах $D^*V_{\text{Cd}}^0$, створених вихідними дефектами (або домішками) донорної природи D^* та радіаційно-утвореними нейтральними вакансіями кадмію V_{Cd}^0 (далі смуга $D^*V_{\text{Cd}}^0$, її $h\nu_m = 1,548$ еВ і $w = 13,6$ меВ) та переходами вільних електронів на створені опроміненням мілкі нейтральні акцептори – V_{Cd} (далі смуга eV_{Cd}^0 , її $h\nu_m = 1,557$ еВ і $w = 13,5$ меВ). Інтенсивність смуги $D^*V_{\text{Cd}}^0$ приблизно втричі перевищує інтенсивність смуги eV_{Cd}^0 , тоб-

¹ Наведені тут і далі дані про характеристики елементарних смуг люмінесценції D^0A^0 і eA^0 (I , $h\nu_m$, w) було отримано шляхом розкладання складної смуги $D^0A^0 + eA^0$ на елементарні складові D^0A^0 і eA^0 та їх LO -фононні повторення (випромінюється поздовжній оптичний фонон LO з енергією 22 меВ) $D^0A^0 - LO$ ($h\nu_m = 1,525$ еВ і $w = 13,5$ меВ, а $\bar{S} = 0,33$), $eA^0 - LO$ ($h\nu_m = 1,534$ еВ і $w = 13,5$ меВ, а $\bar{S} = 0,55$), див. рис. 2, а [1, 2, 9, 14] {тут \bar{S} – середня кількість поздовжніх оптичних фононів, які припадають на одиничний акт випромінювальної рекомбінації (так званий фактор Хуанга–Ріса); величина \bar{S} – визначається відношенням інтенсивності LO -фононного повторення і відповідної нульфононної смуги [1, 2, 14]}. При розкладанні враховано, що на смугу eA^0 частково накладається LO -фононне повторення смуги A^0X ($h\nu_m = 1,570$ еВ, $w = 8$ меВ, а $\bar{S} = 0,21$), див. рис. 2, а.

то у складній смузі домінує випромінювання, створене донорно-акцепторною рекомбінацією (див. рис. 2, б-г)². б) смуги люмінесценції з $h\nu_m = 1,590$ еВ і $w = 6,5$ меВ, зумовленої анігіляцією зв'язаних екситонів $V_{Cd}^0 X$, створених радіаційно-утвореними нейтральними вакансіями кадмію V_{Cd}^0 та екситонами X (далі смуга $V_{Cd}^0 X$)³.

Зазначена вище природа радіаційно-утворюваних смуг люмінесценції у досліджуваних кристалах ґрунтується на припущенні, що вони формуються центрами, до складу яких входять радіаційно-стимульовані нейтральні вакансії кадмію V_{Cd}^0 (вакансії кадмію утворюють мілкі акцептори в CdTe [1, 2] і, ймовірно, в досліджуваних кристалах також), тобто, що виникнення радіаційно-індукованих смуг люмінесценції пов'язане з останніми. Про досить високу ймовірність виконання вказаного припущення щодо природи домінуючих радіаційно-створених центрів люмінесценції свідчить таке: а) концентрація радіаційно-створених вакансій кадмію в опроміненних кристалах дещо вища за концентрацію вакансій телуру [10, 11] (останні індукують у $Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$ смугу люмінесценції з $h\nu_m = 1,1$ еВ при $T = 4,2$ К [10], тобто смугу люмінесценції, яка суттєво відрізняється від спостережуваної в опроміненних кристалах), а також вище концентрації вакансій цинку (це пов'язано з досить малим вмістом цинку в досліджуваних кристалах $Cd_{0,95}Zn_{0,05}Te$); б) слід чекати, що створені при γ -опроміненні ізольовані та зв'язані в комплекси з домішками і іншими дефектами міжвузловинні атоми ґратки $Cd_{0,95}Zn_{0,05}Te$, як впливає з відомих для деяких з них положень створених ними рівнів [3, 10] (вони суттєво відрізняються від відповідних для спостережуваних нами γ -індукованих центрів люмінесценції), не вносять помітного внеску у спостережувану γ -індуковану люмінесценцію. При ідентифікації схеми електронних переходів, що приводять до появи радіаційно-індукованих смуг люмінесценції з $h\nu_m = 1,548, 1,557, 1,590$ еВ взято до уваги, що вказані значення енергій випромінювання $h\nu_m$ характерні для люмінесценції, зумовленої, відповідно, реком-

² Вигляд вказаних елементарних смуг люмінесценції $D^*V_{Cd}^0$ та eV_{Cd}^0 отриманий шляхом розкладу складної смуги $D^*V_{Cd}^0 + eV_{Cd}^0$ на елементарні складові та їх LO-фононні повторення $D^*V_{Cd}^0 - LO$ ($h\nu_m = 1,526$ еВ і $w = 13,6$ меВ, а $\bar{S} = 0,23$), $eV_{Cd}^0 - LO$ ($h\nu_m = 1,535$ еВ і $w = 13,5$ меВ, а $\bar{S} = 0,2$) показано на рис. 2, б-г. Вказаний розклад дав змогу визначити основні характеристики ($I, h\nu_m, w$ та \bar{S}) елементарних смуг $D^*V_{Cd}^0$ й eV_{Cd}^0 та їх фононних повторень.

³ Для радіаційно-індукованих смуг $D^*V_{Cd}^0, eV_{Cd}^0$ та $V_{Cd}^0 X$ $h\nu_m, w \neq f(\Phi_\gamma)$, див. далі.

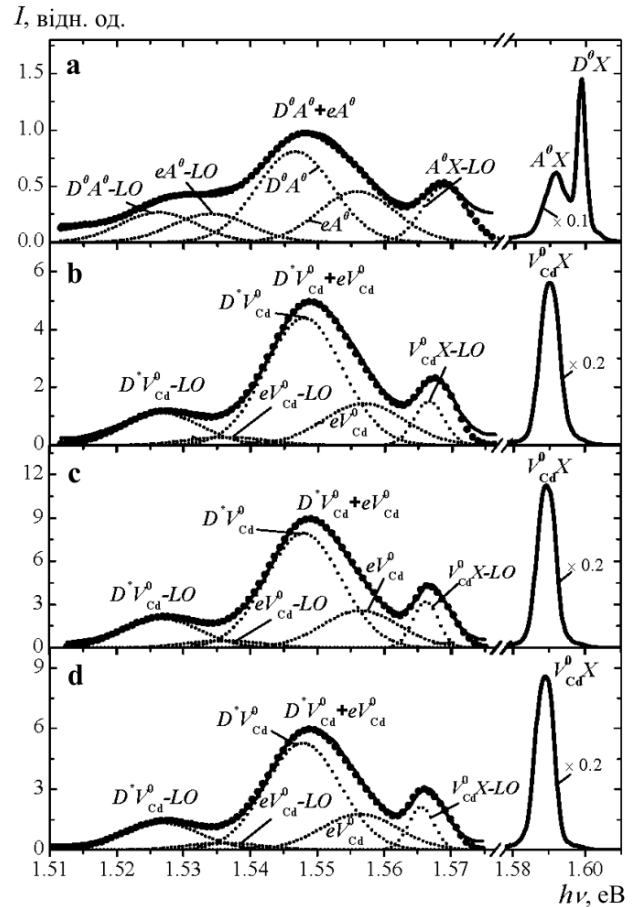


Рис. 2. Розкладання спостережуваних у вихідних (а) та опроміненних потоками γ -квантів з дозами $\Phi_\gamma = 10$ (б), 50 (в), 100 кГр (г) кристалах $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x = 0,05$) складних смуг $D^0A^0 + eA^0$ та $D^*V_{Cd}^0 + eV_{Cd}^0$ на елементарні складові D^0A^0 і eA^0 та $D^*V_{Cd}^0$ і eV_{Cd}^0 , а також їх LO-фононні повторення (при $h\nu_m \geq 1,56$ еВ на випромінювання складних смуг $D^0A^0 + eA^0$ та $D^*V_{Cd}^0 + eV_{Cd}^0$ накладається люмінесценція LO-фононного повторення смуги A^0X , зумовленої зв'язаними на мілких акцепторах екситонами); при розкладанні прийнято, що вказані смуги люмінесценції описуються гаусовими кривими (див. текст) [1, 2, 9, 14]. Точками позначено складні теоретичні спектри $D^0A^0 + eA^0$, та $D^*V_{Cd}^0 + eV_{Cd}^0$, які визначаються сумою теоретичних елементарних смуг D^0A^0 і eA^0 і $D^*V_{Cd}^0$ і eV_{Cd}^0 та їх (а також смуги A^0X) фононними повтореннями (див. текст) [14]. Спектри показують істинні співвідношення між інтенсивностями смуг люмінесценції у вихідних та опроміненних кристалах

бінацією в донорно-акцепторних парах, переходами вільних електронів на мілкі нейтральні акцептори та анігіляцією зв'язаних на мілких нейтральних акцепторах екситонів [1, 2, 7, 9, 14].

I , ВІДН. ОД.

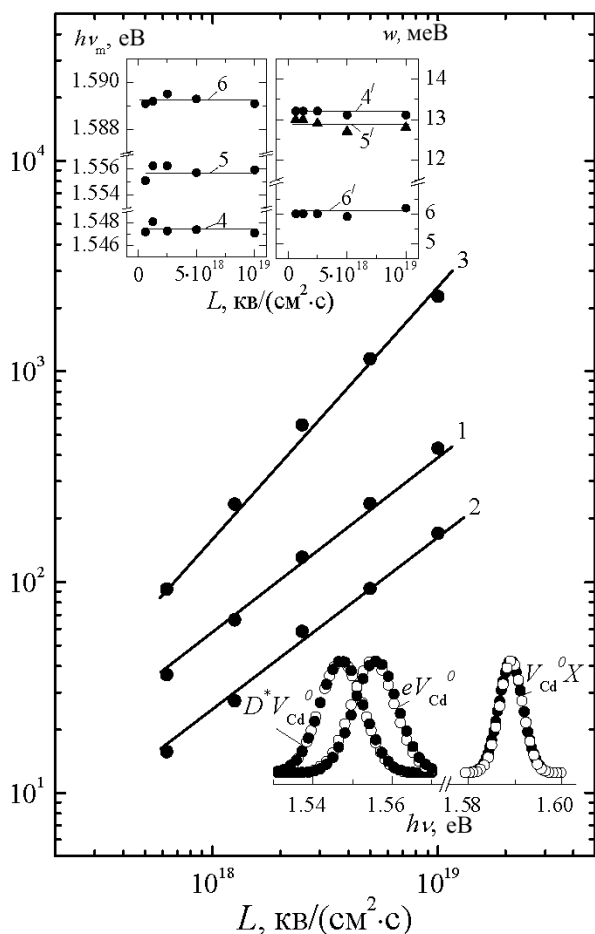


Рис. 3. Зміни низькотемпературних ($T = 5$ К) інтенсивностей радіаційно-індукованих смуг люмінесценції $D^*V_{Cd}^0$ (1), eV_{Cd}^0 (2) та $V_{Cd}^0 X$ (3) при варіації інтенсивності збудження L у кристалах $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x = 0,05$), опромінені γ -квантами ($\Phi_\gamma = 10$ кГр). В експерименті $I \sim L^{0,8}$ (1, 2), $L^{1,3}$ (3). Криві показують істинні співвідношення між інтенсивностями радіаційно-стимульованих смуг люмінесценції. Також показано для вказаного γ -опроміненого кристала залежності при $T = 5$ К положень максимумів (4-6) та півширин (4'-6') радіаційно-стимульованих смуг люмінесценції $D^*V_{Cd}^0$ (4, 4'), eV_{Cd}^0 (5, 5') та $V_{Cd}^0 X$ (6, 6'). На вставці наведено спостережувані при $T = 5$ К в розглядуваних γ -опромінені кристалах форми нормованих по максимуму випромінювання радіаційно-стимульованих смуг $D^*V_{Cd}^0$, eV_{Cd}^0 та $V_{Cd}^0 X$ при $L = 5 \cdot 10^{17}$ (o) та 10^{19} (•) кв/см²·с

Тут слід зауважити таке. По-перше, інтенсивності радіаційно-стимульованих смуг $D^*V_{Cd}^0$ та eV_{Cd}^0 однаково сублінійно [$I(D^*V_{Cd}^0), I(eV_{Cd}^0) \sim L^{0,8}$], а $V_{Cd}^0 X$ – надлінійно [$I(V_{Cd}^0 X) \sim L^{1,3}$] зростають при підви-

щенні інтенсивності збудження L (форма вказаних радіаційно-стимульованих смуг люмінесценції, зокрема положення їх максимумів та величини півширин не залежить від L), тобто, як і слід було чекати [9, 17, 18], інтенсивність смуги $V_{Cd}^0 X$ значно сильніша, ніж інтенсивності смуг $D^*V_{Cd}^0$ та eV_{Cd}^0 змінюються з L , див. рис. 3. По-друге, відносно висока півширина смуги eV_{Cd}^0 (а також смуги eA^0 , див. вище) зумовлена, ймовірно, сильною взаємодією центрів люмінесценції eV_{Cd}^0 (та eA^0) з акустичними фонами, тобто сильним електрон-акустичним фонним зв'язком у вказаних центрах (відзначене приводить до гаусової форми смуг люмінесценції eV_{Cd}^0 та eA^0) [15] $w = 1,8 kT$ (тут k – стала Больцмана), тобто достатньо мала за низьких температур ($w = 0,75$ меВ, при $T = 5$ К), якщо смуга люмінесценції визначається безфонними випромінювальними переходами вільних електронів на акцептори [16, 19].

На рис. 4 наведено залежності інтенсивностей радіаційно-індукованих смуг $D^*V_{Cd}^0$, eV_{Cd}^0 та $V_{Cd}^0 X$ від дози опромінення Φ_γ . Як видно, інтенсивність вказаних смуг спочатку значно (приблизно однаково) зростає при підвищенні дози опромінення при низьких Φ_γ , а потім зменшується при високих Φ_γ ⁴ (положення максимуму та півширина радіаційно-стимульованих домішкових та екситонної смуг люмінесценції слабо змінюється з Φ_γ , див. рис. 5)⁵. Спостережуване зростання інтенсивностей смуг $D^*V_{Cd}^0$, eV_{Cd}^0 та $V_{Cd}^0 X$ зі збільшенням дози γ -опромінення зумовлено збільшенням концентрації радіаційно-стимульованих вакансій кадмію (спостережуваний при низьких Φ_γ однаковий вигляд дозових залежностей вказаних смуг люмінесценції свідчить про зазначене). Зниження при високих Φ_γ інтенсивностей смуг $D^*V_{Cd}^0$ і eV_{Cd}^0 пов'язане з генерацією при γ -опроміненні центрів безвипромінювальної рекомбінації надлишкових носіїв струму (швидкість рекомбінації через них носіїв струму надлі-

⁴ На рис. 4 показано також, що по-перше, відзначено вище суттєве зменшення інтенсивності вихідних смуг $D^0 A^0$, eA^0 , $A^0 X$ та $D^0 X$ при γ -опроміненні, і по-друге, що інтенсивність радіаційно-стимульованих смуг $D^*V_{Cd}^0$, eV_{Cd}^0 та $V_{Cd}^0 X$ суттєво вища за інтенсивність близьких до них по схемі формуючих їх випромінювальних переходів вихідних смуг $D^0 A^0$, eA^0 та $A^0 X$ відповідно.

⁵ На рис. 5 зображено також зазначену вище помітну відміну положень максимуму та півширин для радіаційно-індукованих смуг люмінесценції $D^*V_{Cd}^0$, eV_{Cd}^0 та $V_{Cd}^0 X$ від близьких до них по схемі формуючих їх випромінювальних переходів вихідних смуг $D^0 A^0$, eA^0 та $A^0 X$.

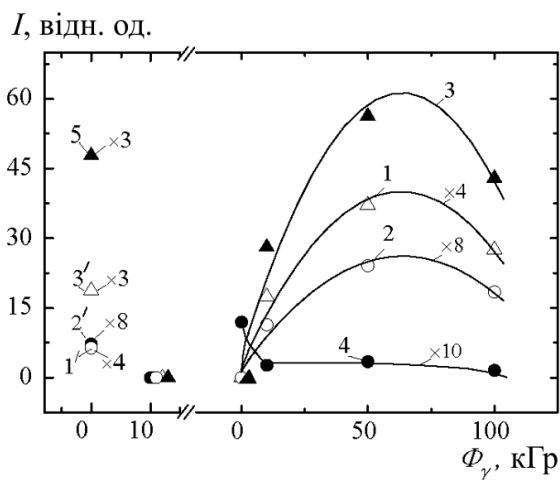


Рис. 4. Дозові залежності низькотемпературних ($T = 5$ K) інтенсивностей радіаційно-стимульованих смуг люмінесценції $D^*V_{Cd}^0$ (1), eV_{Cd}^0 (2) і V_{Cd}^0X (3) та вихідної D (4), які спостерігаються в γ -опромінених кристалах $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x = 0,05$). Також показано для вказаних кристалів величини інтенсивностей вихідних смуг люмінесценції D^0A^0 (1'), eA^0 (2'), A^0X (3') та D^0X (5) при $\Phi_\gamma = 0$ та 10 кГр. Рисунок відображає істинні співвідношення між інтенсивностями різних смуг люмінесценції в досліджуваних кристалах

нійно зростає зі зростанням Φ_γ), що приводить до суттєвого зменшення концентрації останніх. Зниження при високих Φ_γ інтенсивності екситонної смуги V_{Cd}^0X зумовлена зменшенням концентрації вільних екситонів внаслідок зниження при вказаних Φ_γ концентрації надлишкових електронів та дірок завдяки, як зазначалось вище, їх підсиленій рекомбінації на створених радіацією ефективних центрах безвипромінювальної рекомбінації носіїв струму.

Величина \bar{S} для радіаційно-стимульованих смуг люмінесценції $D^*V_{Cd}^0$, eV_{Cd}^0 та V_{Cd}^0X (вона не залежить від дози γ -опромінення) суттєво менша за одиницю (див. рис. 5), тобто електрон- LO -фононний зв'язок у вказаних радіаційно-стимульованих центрах слабкий [16]. Порівняння величин \bar{S} для радіаційно-стимульованих та вихідних смуг люмінесценції, сформованих за аналогічною схемою випромінювальних переходів, показує, що у перших вони менші, тобто $\bar{S}(D^*V_{Cd}^0) < S(D^0A^0)$, $\bar{S}(eV_{Cd}^0) < S(eA^0)$ та $\bar{S}(V_{Cd}^0X) < S(A^0X)$, див. рис. 5. З відзначеного випливає, що електрон- LO -фононний зв'язок у радіаційно-стимульованих центрах $D^*V_{Cd}^0$, eV_{Cd}^0 та V_{Cd}^0X слабший, ніж у

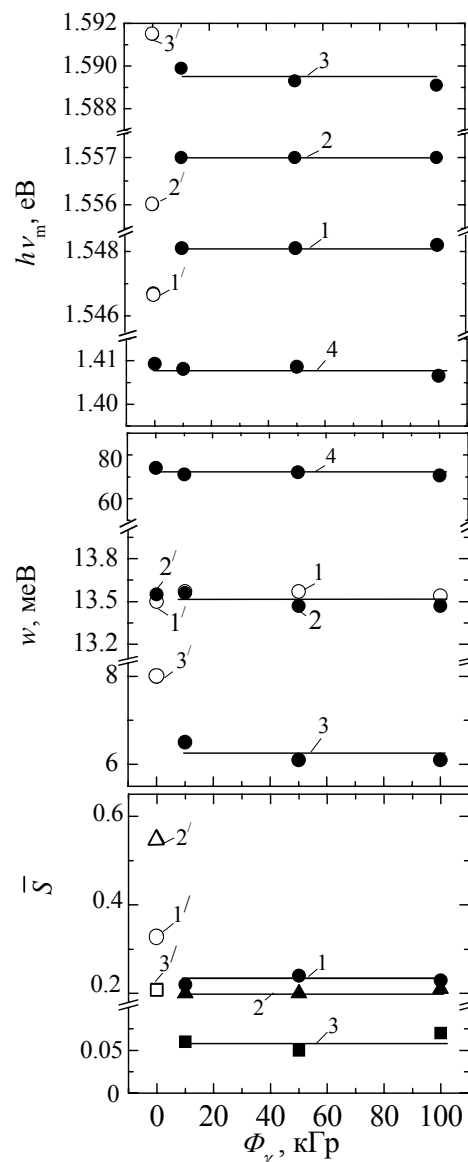


Рис. 5. Дозові залежності при $T = 5$ K положень максимуму hw_m , півширин w та середньої кількості фононів \bar{S} для радіаційно-стимульованих $D^*V_{Cd}^0$ (1), eV_{Cd}^0 (2) та V_{Cd}^0X (3) та вихідної D (4) смуг люмінесценції, які спостерігаються в γ -опромінених кристалах $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x = 0,05$). Також показано значення величин hw_m , w та \bar{S} при $T = 5$ K для вихідних смуг люмінесценції D^0A^0 (1'), eA^0 (2') та A^0X (3') у неопромінених кристалах $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($\Phi_\gamma = 0$)

вихідних центрах D^0A^0 , eA^0 та A^0X відповідно.

Помітно зменшена початковим γ -опроміненням ($\Phi_\gamma = 10$ кГр) інтенсивність дефектної смуги D слабо змінюється при подальшому зростанні дози

Φ_γ (рис. 4). Це вказує на те, що дана смуга при всіх Φ_γ визначається ростовими А-центрами, склад яких (зокрема за природою неконтрольованих донорних домішок, які до них входять) може відрізнятися від відповідних для основного числа А-центрів. Зазначене свідчить про радіаційну стійкість частини цих дефектів, тобто про слабку зміну при γ -опроміненні концентрації частини дефектів D (смуга D , ймовірно, зумовлена різними за природою дефектами [3, 4, 9]). Як і слід було чекати, інтенсивність цієї смуги зменшується при опроміненні максимальним ($\Phi_\gamma = 100$ кГр) потоком радіації внаслідок ефективної генерації при вказаній дозі центрів безвипромінювальної рекомбінації носіїв струму.

4. Висновки

γ -опромінення кристалів $Cd_{1-x}Zn_xTe$ значно змінює вигляд їх низькотемпературних спектрів фотолюмінесценції – воно приводить до значного зниження інтенсивності вихідних смуг люмінесценції внаслідок зменшення концентрації дефектів, утворених при зростанні, завдяки їх взаємодії з радіаційними дефектами та появи нових смуг люмінесценції, зумовлених, ймовірно, створеними радіацією вакансіями кадмію. Аналіз закономірностей змін інтенсивностей смуг низькотемпературної фотолюмінесценції, що спостерігаються при γ -опроміненні, є важливим для розуміння процесів взаємодії первинних та радіаційних дефектів, які вивчаються нині в інтерметалічних напівпровідниках, а також для виявлення причин, що приводять до їх різної радіаційної стійкості.

1. Н.Д. Вахняк, С.Г. Крилюк, Ю.В. Крюченко, І.М. Купчак, Журнал фізичних досліджень **6**, 347 (2002).
2. S.G. Krylyuk, D.V. Korbutyak, Yu. V. Kryuchenko, I.M. Kupchak, and N.D. Vakhnyak, Journal of Alloys and Compounds. **371**, 142 (2004).
3. A. Castaldini, A. Cavallini, B. Fraboni, P. Fernandez, and J. Piqueras, J. Appl. Phys. **83**, 2121 (1998).
4. A. Cavallini, B. Fraboni, W. Dusi, M. Zanarini, and P. Siffert, Appl. Phys. Lett. **77**, 3212 (2000).
5. A. Cavallini, B. Fraboni, W. Dusi, and M. Zanarini, J. Appl. Phys. **94**, 3135 (2003).
6. H. Chen, J. Tong, Z. Hu, D.T. Shi, G.H. Wu, K.-T. Chen, M.A. George, W.E. Collins, and A. Burger, J. Appl. Phys. **80**, 3509 (1996).
7. К.Д. Глинчук, А.С. Герасименко, В.К. Комарь, Н.М. Литовченко, А.В. Прохорович, О.Н. Стрильчук, С.В. Сулима, И.С. Терезин, Оптоелектроника и полупроводниковая техника. Збірник наукових праць. вип. **42**, 65 (2007).
8. В.И. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко, *Оптические свойства полупроводников. Справочник* (Наукова думка, Київ, 1987).
9. K. Hjelt, M. Juvonen, T. Tuomi, S. Nenonen, E. Eissler, and M. Bavdaz, Phys. stat. sol. (a) **162**, 747 (1997).
10. T.E. Schlesinger, J.E. Toney, H. Yoon, E.Y. Lee, B.A. Branett, and R.B. James, Materials Science and Engineering: R. **32**, 103 (2001).
11. M. Schieber, T.E. Schlesinger, R.B. James, H. Hermon, H. Yoon, and M. Goorsky, J. Cryst. Growth **237-239**, 2082 (2002).
12. В.В. Емцев, Т.В. Машовец, *Примеси и точечные дефекты в полупроводниках* (Радио и связь, Москва, 1981).
13. Л.С. Смирнов, *Физические процессы в облученных полупроводниках* (Наука, Сибирское отделение, Новосибирск, 1977).
14. M. Soltani, M. Certier, R. Evrard, and E. Kartheuser, J. Appl. Phys. **78**, 5626 (1995).
15. J. Krustok, V. Valdna, K. Hjelt, and H. Collan, J. Appl. Phys. **80**, 1757 (1996).
16. E.W. Williams, B.H. Bebb, *Semiconductors and semimetals*, ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer (Academic Press, New-York and London, 1972), **8**, P. 321
17. К.Д. Глинчук, Н.М. Литовченко, А.В. Прохорович, О.Н. Стрильчук, Оптоелектроника и полупроводниковая техника. Збірник наукових праць, вип. **37**, 120 (2002).
18. Н.М. Литовченко, О.Н. Стрильчук, А.В. Прохорович, Оптоелектроника и полупроводниковая техника. Збірник наукових праць. вип. **39**, 136 (2004).
19. А.П. Леванюк, В.В. Осипов, Успехи физ. Наук. **133**, 427 (1981).

Одержано 17.12.09

ВЛИЯНИЕ γ -ОБЛУЧЕНИЯ
НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ
КРИСТАЛЛОВ $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$

*К.Д. Глинчук, Н.М. Литовченко, Ю.Н. Насека,
А.В. Прохорович, Л.В. Рашковецкий, О.М. Стрільчук,
Ф.Ф. Сизов, О.О. Войцеховская, В.О. Данильченко*

Резюме

Изучено влияние облучения различными потоками γ -квантов (доза 10–100 кГр) на низкотемпературную ($T = 5$ К) фотолюминесценцию кристаллов $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0,05$). Наблюдались стимулированные γ -облучением: а) существенное уменьшение интенсивностей исходных (ростовых) полос люминесценции – дефектной ($h\nu_m = 1,409$ эВ), обусловленной донорно-акцепторными парами ($h\nu_m = 1,547$ эВ), а также, мелкими акцепторами ($h\nu_m = 1,556$ эВ) и связанными на мелких нейтральных акцепторах и донорах экситонами ($h\nu_m = 1,592$ и $1,599$ эВ соответственно), в результате уменьшения концентрации соответствующих центров люминесценции из-за их взаимодействия с радиационными дефектами; б) появление новых полос люминесценции, обусловленных, вероятно, радиационно-стимулированных вакансиями кадмия V_{Cd} , связанными с другими дефектами (донорно-акцепторными парами, $h\nu_m = 1,548$ эВ) и изолированными вакансиями кадмия ($h\nu_m = 1,557$ эВ), а также экситонами, связанными на указанных вакансиях кадмия ($h\nu_m = 1,590$ эВ). Интенсивность радиационно-стимулированных полос немонотонно изменяется с ростом дозы γ -облучения: сначала растет при низких Φ_γ (≤ 50 кГр), из-за увеличения концентрации вакансий кадмия, а затем значительно уменьшается при высоких Φ_γ (≥ 50 кГр), из-за генерации значительного количества эффективных центров безызлучательной рекомбинации избыточных носителей тока.

EFFECT OF γ -IRRADIATION ON THE
PHOTOLUMINESCENCE OF $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ CRYSTALS

*K.D. Glinchuk¹, N.M. Litovchenko¹, Yu.M. Naseka¹,
A.V. Prohorovich¹, L.V. Rashkovetskyi¹, O.M. Strilchuk¹,
F.F. Sizov¹, O.O. Voitsihovska², V.O. Danilchenko²*

¹V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,
Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(41, Nauky Ave., Kyiv 03028, Ukraine;
e-mail: naseyur@meta.ua, strilchuk@isp.kiev.ua),

²Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(46, Nauky Ave., Kyiv 03028, Ukraine)

Summary

We study the effect of γ -irradiation (with doses in the range 10–100 kGy) on the low-temperature ($T = 5$ K) photoluminescence of $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ ($x = 0.05$) crystals. The following phenomena induced by γ -irradiation were observed: a) essential decrease of the intensities of the initial (as-grown) luminescence bands – the defect band ($h\nu_m = 1.409$ eV), these caused by donor-acceptor pairs ($h\nu_m = 1.547$ eV) and shallow acceptors ($h\nu_m = 1.556$ eV), as well as bands related to excitons bound to shallow neutral acceptors and donors ($h\nu_m = 1.592$ eV and $h\nu_m = 1.599$ eV, respectively), which results from the decrease of the concentration of the corresponding luminescence centers due to their interaction with radiation-induced defects; b) appearance of new luminescence bands probably caused by radiation-induced cadmium vacancies V_{Cd} bound to other defects (donor-acceptor pairs, $h\nu_m = 1.548$ eV) and isolated cadmium vacancies ($h\nu_m = 1.557$ eV) as well as excitons bound to the indicated cadmium vacancies ($h\nu_m = 1.590$ eV). The intensity of the radiation-induced bands changes non-monotonically with increase in the dose of γ -irradiation: it firstly grows at low Φ_γ (≤ 50 kGy) due to an increase of the concentration of cadmium vacancies and then considerably decreases at high $\Phi_\gamma > 50$ kGy due to the generation of a large number of effective centers of radiationless recombination of excess charge carriers.