

УДК 621.318:599.23

З.К. Власенко, П.О. Мозоль

## Координатний розподіл фоточутливості в неоднорідно легованих твердих розчинах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n- типу

*Інститут фізики напівпровідників, пр.Науки 45, м. Київ, 03028, тел 265 65 02,  
E-mail: [zvlas@isp.kiev.ua](mailto:zvlas@isp.kiev.ua)*

В кристалах  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  з  $x \approx 0,2$  з флуктуаціями рівня легування виявлено неоднорідність координатного розподілу фоточутливості. Показано, що при домінуванні процесу міжзонної ударної рекомбінації наявність рекомбінаційних бар'єрів при флуктуації концентрації носіїв заряду змінює абсолютні значення часів життя нерівноважних носіїв заряду (ННЗ) в матриці і включеннях, проте фоточутливість таких включень зберігається: переlegовані включення залишаються рекомбінаційно активними і виконують роль стоків ННЗ і навпаки, перекомпенсовані включення – інжекційно активні і виконують роль джерел ННЗ при оптичному збудженні неоднорідних кристалів. При переході в температурний діапазон власної провідності координатний рельєф у розподілі фотопровідності вирівнюється за рахунок вирівнювання по зразку концентрації носіїв заряду.

**Ключові слова:** тверді розчини, КРТ, неоднорідності, фотопровідність, рекомбінація, рекомбінаційні бар'єри.

*Стаття постуила до редакції 17.11.2001; прийнята до друку 03.06.2002*

### I. Вступ

Граничні функціональні параметри опто- і фотоелектронних напівпровідникових матеріалів і структур, як правило обмежуються рівнем їх структурної досконалості. В значній мірі це стосується хімічно складних напівпровідників, зокрема твердих розчинів  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (КРТ), яким притаманна розвинена система точкових і протяжних дефектів, зокрема флуктуацій складу, рівня легування, преципітатів власних компонент і домішок і які відіграють надзвичайно важливу роль в рекомбінаційних процесах. І хоча роль вузькоцілинних включень в зменшенні фоточутливості цих кристалів відзначалась і раніше [1], прямих досліджень впливу неоднорідностей різних типів, в першу чергу, пов'язаних з неоднорідностями по рівню легування, що найбільш часто зустрічаються в КРТ, на фотопровідність кристалів, зокрема її координатний розподіл, а також аналізу рекомбінаційних властивостей неоднорідностей, зокрема з урахуванням оточуючих їх енергетичних бар'єрів, параметрів кристалів і умов оптичного збудження, бракувало.

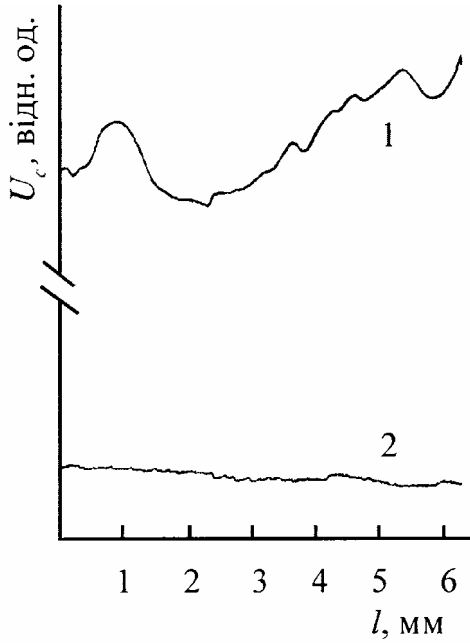
В цій роботі досліджено координатний розподіл фотопровідності (ФП) в неоднорідно легованих кристалах і проведено аналіз впливу цих неоднорідностей на рекомбінаційні властивості кристалів КРТ n- типу.

Вивчалися кристали КРТ з  $x \approx 0,2$  (ширина забороненої зони  $E_g \approx 0,1$  еВ). Дослідження координатного розподілу ФП проводились при опроміненні He – Ne лазером (ЛГ – 126  $\lambda_m = 3,39$  мкм ) в стаціонарному режимі. Додатково для виявлення, а при можливості і ідентифікації деяких видів

об'ємних неоднорідностей, застосовувались також вимірювання спектральних залежностей ФП, температурних залежностей холлівської рухливості  $\mu_H(T)$  і часу життя нерівноважних носіїв заряду (ННЗ)  $\tau$ , а також проводився електронно-зондовий рентгеноспектральний мікроаналіз хімічного складу і його розподілу по поверхні зразків. Досліджувались однорідні по складу (за даними електронно-зондового мікроаналізу) кристали з низькою холлівською рухливістю  $\mu_H = 3 \cdot 10^4 - 10^5$   $\text{cm}^2/\text{Vs}$  при 77 К (для порівняння зразки з максимальною рухливістю мають  $\mu_H \approx 2 \cdot 10^5$   $\text{cm}^2/\text{Vs}$  при 77 К).

На рис. 1 наведено координатні розподіли ФП для одного із таких зразків ( $x \approx 0,2$ ,  $n_0 \approx 8 \cdot 10^{14}$   $\text{cm}^{-3}$ ) при  $T_1 = 77$  К – кр.1 (діапазон домішкової провідності) і  $T_2 = 150$  К – кр.2 (діапазон власної провідності). В цьому зразку холлівська рухливість в діапазоні домішкової провідності (77-120 К) суттєво (майже в 2 рази при 77 К) зменшена у порівнянні з зразками з високою рухливістю, а в області власної провідності співпадає з ними, що може свідчити про існування в області домішкової провідності областей просторового заряду (ОПЗ), пов'язаних з флуктуаціями рівня легування  $N_D - N_A$ , а відповідно й концентрації основних носіїв заряду  $n_0$  [2].

Як бачимо, в цьому зразку існує суттєва неоднорідність в розподілі ФП по координаті при 77 К, тобто в області домішкової провідності. Оскільки електронно-зондовий аналіз свідчить про хімічну однорідність зразка, а температурні залежності холлівської рухливості – про наявність неоднорідностей, пов'язаних з флуктуаціями  $n_0$  в домішковому



**Рис. 1.** Розподіл стаціонарної ФП по координаті однорідного по складу зразка КРТ з  $x \approx 0,2$  і  $n_0 \approx 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  з низькою Холлівською рухливістю в області домішкової провідності при опроміненні He-Ne лазером ( $\lambda_m = 3,39 \text{ мкм}$  в режимі  $\Delta n \ll n_0$ ):  
1 – 77 К, 2 – 150 К.

температурному діапазоні, очевидно, саме з флуктуаціями рівня легування (або компенсації) можуть бути пов'язані і координатні флуктуації ФП. При більш високих температурах – в області власної провідності, координатний розподіл ФП вирівнюється (рис. 1 кр. 2), що може свідчити про вирівнювання концентрації носіїв по об'єму, пов'язаного із переходом в температурний діапазон власної провідності.

Просторовий рельєф фоточутливості і його температурні залежності визначаються просторовим розподілом ННЗ (який визначається конкретними видами і параметрами неоднорідностей) і задачу про їх розподіл необхідно розв'язувати на основі рівняння неперервності, див. наприклад [3], з урахуванням залежності від координат параметрів генерації, рекомбінації і переносу, граничних умов, що визначаються формоутворюючими і внутрішніми поверхнями, тощо.

В реальних кристалах КРТ існують когерентні і некогерентні, широкощілинні і вузькощілинні, високопровідні і низькопровідні включення, в яких можуть просторово змінюватись параметри і механізми генерації і рекомбінації ННЗ, їх переносу, зокрема у внутрішніх квазіелектричних полях коваріантного і (або) контрваріантного зонного рельєфу, тощо. Розв'язання цієї задачі в загальному вигляді на сьогоднішній час не уявляється можливим.

Тільки при аналізі темпу генерації  $G$  в оптично неоднорідних кристалах КРТ слід враховувати координатні залежності коефіцієнтів поглинання

$\alpha$ , відбивання  $R$ , заломлення  $n$ , квантового виходу  $\beta$ , тощо. Їх відмінність для матеріалу матриці і включень призводить до необхідності виділення темпів генерації окремо для матриці ( $G_i$ ) і включень ( $G_v$ ). Існує всього декілька робіт по дослідженню впливу неоднорідностей на оптичні властивості КРТ. І хоча цей чинник дуже важливий для коректного аналізу задачі про нерівноважні процеси в неоднорідних напівпровідниках її розгляд не входив в коло задач цієї роботи.

Другим основним чинником, що грає роль у формуванні розподілу ННЗ у неоднорідному кристалі є час життя ННЗ, що визначається домінуючими процесами рекомбінації.

У вузькощілинних кристалах КРТ n-типу з  $x = 0,19-0,21$  і  $n_0 \approx 3 \cdot 10^{14}-6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  домінує процес міжзонної ударної рекомбінації, темп якої  $R_A$ , у відповідності наприклад з [3], можна записати в наступному вигляді:

$$R_A = \frac{1}{\tau_A} = \frac{A_{ee}(np - n_i^2)}{n_i^2}(n + \beta p), \quad (1)$$

де  $\tau_A$  – час життя ННЗ,  $\beta = A_{hh}/A_{ee}$  ( $\ll 10^{-7}$  при 77 К),  $A_{ee}$ ,  $A_{hh}$  – імовірності ударних процесів для міжелектронної і міждіркової взаємодій, які залежать від ширини забороненої зони, а відповідно й від складу матеріалу.

Для стаціонарного випадку і низьких рівнів збудження без врахування процесів переносу спрощення дають для  $\tau_A$  в матеріалах n-типу і з власною провідністю (позначені індексами  $n, i$ ) наступні вирази:

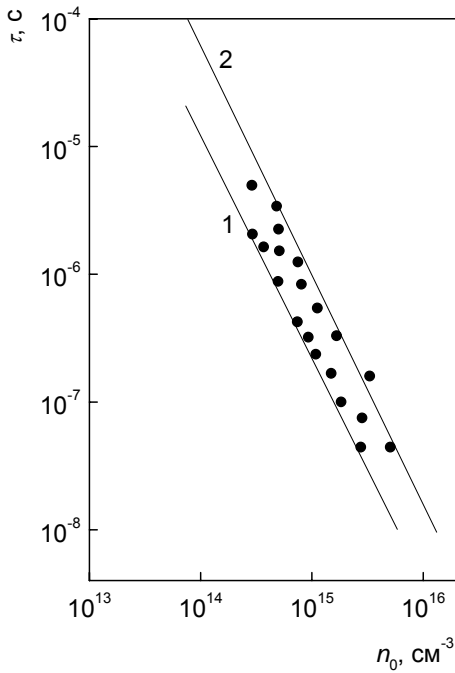
$$\tau_{An} \approx \frac{2\tau_{Ai} \cdot n_i^2}{n_0^2}, \quad \tau_{Ai} \approx (2A_{ee})^{-1}, \quad (2)$$

де  $n_i$  – власна концентрація носіїв.

Таким чином, як витікає з (1, 2), темп рекомбінації і час життя ННЗ може просторово флуктуувати за рахунок флуктуацій складу (через  $A_{ee}$  і  $\beta$ ) і рівня легування матеріалу  $n_0$ .

Локальні зміни темпів генерації і рекомбінації призводять до суттєво неоднорідного розподілу ННЗ у кристалі, внаслідок чого можуть виникати дифузійні, або дифузійно-дрейфові потоки, спрямовані на вирівнювання цих концентрацій в об'ємі кристала, дебаївський зсув хмар ННЗ, тощо. На процеси рекомбінації і переносу в свою чергу накладається специфічний енергетичний коваріантний або (і) контрваріантний зонний рельєф, що виникає в околі неоднорідностей і може суттєво прискорювати, або гальмувати процеси переносу.

При розгляді цих процесів в матеріалі з флуктуаціями складу і (або) легуючої домішки необхідно враховувати, що при коваріантній модуляції зон ННЗ просторово розділяються, що призводить до збільшення часу їх життя і зростанню фотопровідності. У випадку контрваріантної модуляції зон потенціальний рельєф призводить не до розділу, а



**Рис. 2.** Час життя  $\tau$  в найбільш fotocутливих однорідних і структурно досконалих кристалах КРТ з різною концентрацією рівноважних носіїв заряду при 77 К. Точки – експериментальні дані, суцільні лінії – розрахунок для  $x = 0,19$  (кр. 1) і  $x = 0,22$  (кр. 2).

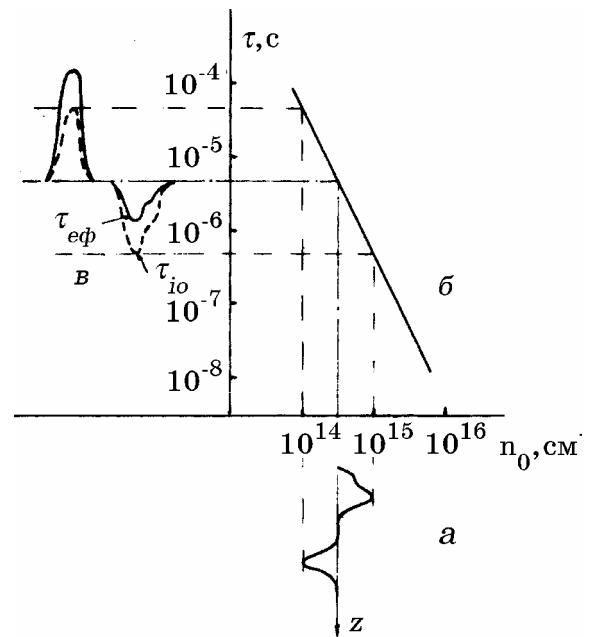
до локалізації електронів і дірок в одних і тих же ділянках зразків, що може сприяти збільшенню швидкості рекомбінації і зменшувати фотопровідність. В твердих розчинах з високим ступенем компенсації реалізується ситуація, коли одночасно існують неоднорідності як з паралельною, так і антипаралельною модуляцією зон, причому обидва типи флуктуацій мають порівняну величину.

Обмежимося аналізом рекомбінаційних властивостей неоднорідностей по рівню легування. У відповідності з (2) в кристалах n-типу  $\tau_{An} \sim n_0^{-2}$ . Це підтверджується експериментальними дослідженнями (як нашими, так і інших авторів) часу життя ННЗ при 77 К в кристалах КРТ з  $x = 0,19-0,21$  і  $n_0 \approx 3 \cdot 10^{14} - 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . На рис. 2 наведені значення  $\tau$  для найбільш fotocутливих, однорідних і структурно досконалих кристалів з максимальною холлівською рухливістю і різною концентрацією рівноважних носіїв заряду.

Донорні рівні в КРТ іонізовані до гелієвих температур  $T$  [4, 5], тому флуктуації концентрації власних і домішкових донорних дефектів ( $Hg_i, V_{Te}$  і ін.) або компенсуючих їх акцепторних дефектів ( $V_{Hg}, Te_i$ ), в усьому температурному діапазоні домішкової провідності призводять до локальних флуктуацій концентрації носіїв  $n_{0i}$ , а отже і локальних змін часу життя –  $\tau_i$ . Тобто, наприклад, локальне збільшення концентрації носіїв  $n_{0i}$  мусить призвести до різкого зменшення часу життя в такому

включенні, оскільки  $\tau_i \sim n_{0i}^{-2}$ .

Вплив включень з  $n_{0i}/n_{0v} \neq 1$  на локальний час життя  $\tau_{i0}$  пояснюється діаграмами, представленими на рис. 3. Уявимо, що в матриці кристалу з  $x = 0,21$ ,  $n_{0v} = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_v = 5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$  при 77 К мають місце локальні відхилення від  $n_{0v}$  в сторону зменшення або збільшення концентрації носіїв:  $10^{14} < n_{0i} < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , рис. 3а. Якщо не враховувати існуючих в цьому випадку потенціальних бар'єрів для переносу неосновних ННЗ, можна припустити, що згідно залежності  $\tau(n_0)$ , рис. 3б, такі відхилення повинні призводити до локальних змін  $\tau_i$  в межах:  $5 \cdot 10^{-5} < \tau_{i0} < 5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$  (рис. 3в – пунктирна лінія). Очевидно, всі носії заряду, генеровані в рекомбінаційно активному включенні з  $\tau_{i0} \ll \tau_v$ , тут же і рекомбінують. Генеровані у матриці основні ННЗ генеруються включенням з віддалі  $L_{D_v} = (D\tau_v)^{1/2}$ , що повинно призводити до зменшення fotocутливості кристала. Для включень з  $\tau_{i0} \gg \tau_v$  основні ННЗ, генеровані у включення, інжектуються в об'єм матриці на відстань  $L_{D_v}$  (при утворенні ними суцільного кластера в кристалі вони можуть давати внесок в його



**Рис. 3.** Діаграма впливу флуктуацій концентрації носіїв заряду  $n_0$  на локальний час життя  $\tau$ : а – флуктуації  $n_0$ ; б – залежність  $\tau(n_0)$  для  $x \approx 0,21$ ; в – флуктуації  $\tau_i$  (пунктир – без врахування  $E_{рек}$ , суцільні лінії – з врахуванням  $E_{рек}$ ).

фотоочутливлення).

Проте, у цьому випадку необхідно враховувати те, що флуктуації рівноважної концентрації носіїв заряду у кристалі ведуть до коваріантності профілю енергетичного зонного рельєфу і утворення потенціальних бар'єрів для неосновних ННЗ і відповідно

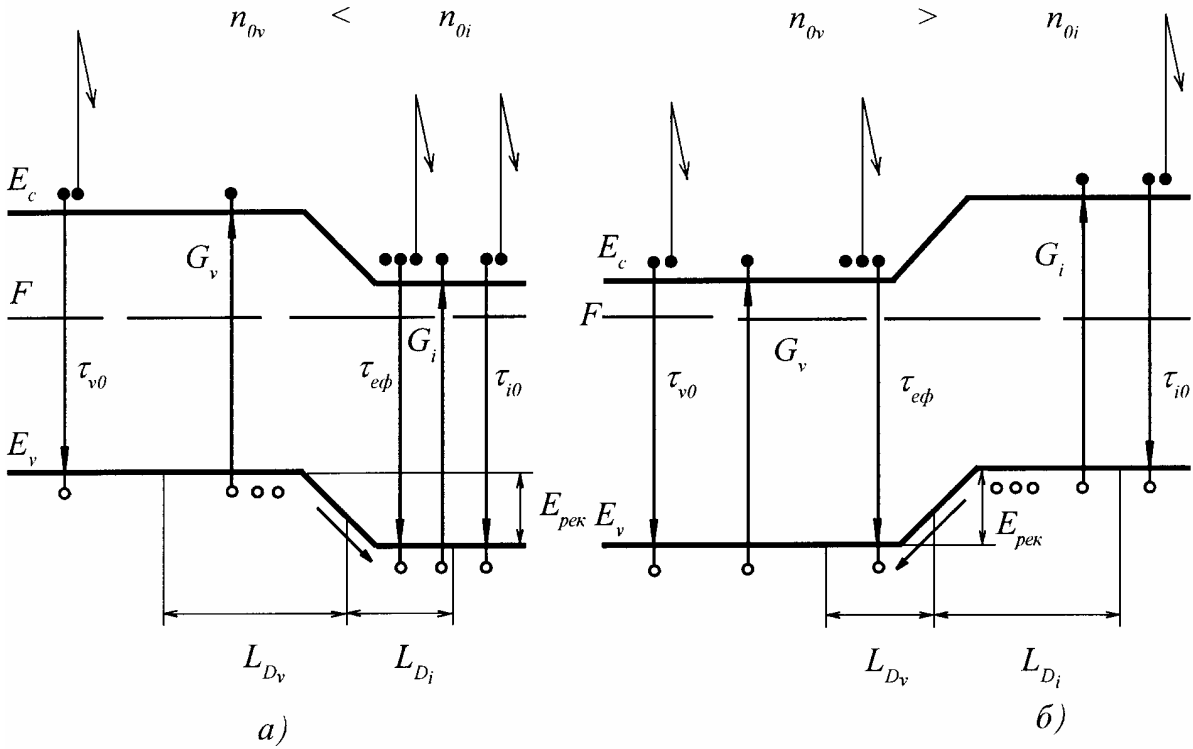


Рис. 4. Енергетична зонна діаграма областей з підвищеною (а) і пониженою (б) концентрацією основних носіїв заряду в матеріалі n-типу провідності.

рекомбінаційних бар'єрів ( $E_{рек}$ ), рис. 4. Це може суттєвим чином впливати на час життя ННЗ в прилеглих до межі розділу дифузійних областях матриці і включень і зкорегувати наведені припущення. Тому при розгляді процесів рекомбінації у випадках флуктуацій по  $n_0$  ( $p_0$ ) необхідно враховувати не тільки залежність  $\tau(n_0^{-2})$ , але і існуючий для неосновних носіїв заряду рекомбінаційний бар'єр  $E_{рек}$  [6], тобто

$$\tau_{еф} = \tau_{i0} \exp\left(\frac{E_{рек}}{kT}\right). \quad (3)$$

Розглянемо випадки флуктуацій концентрації власних дефектів, що призводять до локального збільшення, або зменшення концентрації основних носіїв заряду  $n_0$  з урахуванням цієї обставини.

## II. Перелеговані включення зі збільшеною концентрацією рівноважних носіїв ( $n_{0i} > n_{0v}$ )

Основні ННЗ (електрони) стікаються в цю область безперешкодно (рис. 4а), притік же неосновних ННЗ (дірок), а як наслідок і рекомбінація пар, утруднені внаслідок існування для нерівноважних дірок потенціального бар'єру  $E_{рек}$ . Ця обставина згідно (3) веде до збільшення  $\tau_{i0}$  до  $\tau_{еф}$ .

При великих розмірах включень ( $r_c > L_{D_i}$ ,  $L_{D_i} = (D\tau_i)^{1/2}$  – довжина дифузійного зсуву) ННЗ, генеровані в центральній частині включень ( $r < r_c$  –

$L_{D_i}$ ) рекомбінують з часом життя  $\tau_{i0}$ . В прилеглих до границь розділу дифузійних областях ( $r_c - L_{D_i} < r < r_c$ ) ННЗ розділяються: дірки переходять в об'єм матриці, електрони залишаються у включенні, сюди ж переходять нерівноважні електрони із матриці з віддалі  $L_{D_v}$  від границі розділу. Наступна рекомбінація ННЗ, що знаходяться в дифузійних областях, буде проходити з участю рекомбінаційних бар'єрів.

При малих розмірах включень ( $r_c < L_{D_i}$ ), в них і прилеглих до них дифузійних областях матриці буде превалювати рекомбінація з участю бар'єрів.

Проведемо аналіз  $\tau_{еф}$  з урахуванням оточуючих перелеговані області рекомбінаційних бар'єрів  $E_{рек}$ .

Значення  $E_{рек}$  можна отримати на основі співставлення виразів для залежностей концентрації носіїв від положення рівня Фермі, яке в кристалах КРТ з урахуванням часткового виродження електронного газу розраховувалось в [7].

Для неvirодженого стану матеріалу КРТ n-типу в матриці і включеннях для  $\tau_{еф}$ , як показує аналіз, справедливий наступний вираз:

$$\tau_{еф} = \tau_{i0} \frac{n_{0i}}{n_{0v}} = \tau_{v0} \frac{n_{0v}}{n_{0i}}, \quad (4)$$

( $\tau_{v0}$ ,  $\tau_{i0}$  – час життя в матриці і включеннях при відсутності бар'єрів).

Оскільки  $n_{0i} > n_{0v}$ , то із (4) можна зробити висновок, що  $\tau_{еф}$  більше  $\tau_{i0}$ , але менше  $\tau_{v0}$ . Тобто збільшення часу життя ННЗ за рахунок наявності рекомбінаційного бар'єру для неосновних носіїв за-

ряду не повністю компенсує зменшення цієї величини, пов'язане з підвищеною концентрацією основних носіїв заряду  $n_{0i}$ , і час життя ННЗ у прилягаючих до меж поділу матриця-включення дифузійних областях матриці  $\tau_{\text{ef}}$  залишається меншим матричного  $\tau_v$ . Таким чином, перелеговані включення залишаються рекомбінаційно активними і виконують функції стоків ННЗ. Наприклад, в кристалах КРТ з  $x = 0,2$ ,  $n_{0v} = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{0i} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$   $E_{\text{рек}}$  не перевищує 2 кТ при 80 К і значення  $\tau_{\text{ef}} = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ , (для порівняння:  $\tau_{i0} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ ,  $\tau_{v0} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ), рис. 3, в (суцільна лінія). Саме цим скоріш всього зумовлені провали fotocутливості в наведеному на рис. 1, крива 1 координатному розподілі ФП.

Підкреслимо, що домінуючим в рекомбінаційному процесі в перехідному шарі передбачався ударний міжзонний механізм, що, як вже відмічалось, не завжди має місце. В альтернативних випадках можливо, що при низьких  $T$  і великих  $E_{\text{рек}}$  може реалізуватися ситуація, коли  $\tau_i$  стане більшим  $\tau_v$  і включення по відношенню до матриці стане рекомбінаційно пасивним або навіть інжекційно активним.

### III. Перекомпенсовані включення зі зниженою концентрацією рівноважних носіїв ( $n_{0i} < n_{0v}$ ).

Для включень великих розмірів ( $r_c > L_{D_i}$ ), як і в попередньому випадку, ННЗ, генеровані в центральних областях включень ( $r < r_c - L_{D_i}$ ), тут же і рекомбінують. В дифузійних областях матриці і включень ННЗ рекомбінують з участю рекомбінаційних бар'єрів. Для випадку малорозмірних включень ( $r_c < L_{D_i}$ ) всі ННЗ, генеровані в них і дифузійних шарах матриці, будуть рекомбінувати з участю рекомбінаційних бар'єрів. Очевидно, як і у попередньому випадку, для аналізу  $\tau_{\text{ef}}$  з урахуванням  $E_{\text{рек}}$  можемо скористатися виразом (4). Для випадку КРТ з  $x = 0,2$ ,  $n_{0v} = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{v0} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ , і включеннями з  $n_{0i} = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{i0} = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ ,  $E_{\text{рек}} = 2 \text{ кТ}$  при  $T = 80 \text{ К}$ ,  $\tau_{\text{ef}} = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ .

Таким чином, для цього випадку в дифузійному шарі матриці  $\tau_{\text{ef}}$  більше  $\tau_{v0}$  і менше  $\tau_{i0}$ , тобто такі включення будуть виконувати вже роль не стоків, як в попередньому випадку, а джерел ННЗ (рис. 4б). Збільшення амплітуди fotocутливості в координатному розподілі ФП (рис. 1, крива 1) можуть бути пов'язані саме з інжекційною активністю перекомпенсованих включень.

Замітимо, що, як і в попередньому випадку, ці припущення зроблені для міжзонного механізму Оже-рекомбінації в матриці і включеннях. В інших випадках, наприклад, для рекомбінації Шоклі-Ріда у включеннях, що як раз і характерно для перекомпенсованого матеріалу,  $\tau_{i0}$ , або  $\tau_{\text{ef}}$  можуть стати меншими матричних часів життя і включення стануть рекомбінаційно активними, тобто перетворяться на стоки ННЗ.

В обох випадках ( $n_{0i} > n_{0v}$  і  $n_{0i} < n_{0v}$ ) основний рекомбінаційний потік йде в областях, де скупчуються нерівноважні електрони і куди дірки потрапляють, долаючи бар'єр  $E_{\text{рек}}$ , рис. 4. З другої сторони бар'єру, де концентруються неосновні носії заряду – дірки, рекомбінаційний потік малий внаслідок того, що ймовірності  $eeh$  и  $hhe$  процесів різко різні ( $\beta \ll 1$ ) і міждірочна взаємодія мала. Тому рекомбінаційним  $hhe$  процесом (з надбар'єрним переходом електронів) в цих областях можна знехтувати областями розповсюджується вглиб матриці кристала на відстань  $L_{\text{ef}} = L_{D_v}$  при  $r_c \gg L_{D_v}$  і  $L_{\text{ef}} \approx \sqrt{r_c L_{D_v}}$  при  $r_c \ll L_{D_v}$  [8].

Таким чином, включення, пов'язані з неоднорідностями легування можуть суттєво впливати на ФП кристалу і призводити до флуктуацій fotocутливості по координаті.

Області з  $n_{0i} < n_{0v}$  діють в матриці як рекомбінаційно активні і визначають значення  $\tau$  в сфері, радіусом  $= r_c + L_{\text{ef}}$ . Перекриваючись, вони можуть цілком визначати  $\tau$  в зразку КРТ і знижувати його fotocутливість. В областях із зниженим значенням  $n_0$  часи життя  $\tau_i > \tau_v$ , що при відповідних умовах (відстань між областями менше  $L_{\text{ef}}$ ) може призводити до спостереження довгочасових релаксацій. Обидва ці ефекти, як правило, і спостерігались нами в перекомпенсованих зразках з низькою рухливістю і однорідним розподілом складу компонент.

Вплив неоднорідностей по  $n_0$  на  $\tau$  тим більше, чим менше температура і концентрація рівноважних носіїв заряду (в силу залежності  $L_{\text{ef}}$  від  $T$ ,  $n_0$  (через  $\tau_v$ )). Підвищення температури і перехід в область власної провідності призводить до вирівнювання концентрації носіїв  $n_0$  по зразку та зникнення потенціальних бар'єрів. При цьому координатний рельєф розподілу fotocутливості також значно вирівнюється, рис. 1, крива 2. Це відбувається, по-перше, за рахунок вирівнювання концентрації носіїв заряду по зразку із збільшенням температури в перехідній до власної, а також у власній області провідності, по-друге, за рахунок зменшення ефективних геометричних рекомбінаційних розмірів включень, що пов'язано із зменшенням  $L_{\text{ef}} \approx L_{D_v}$  у зв'язку із збільшенням концентрації рівноважних заряду носіїв в матриці.

Таким чином, наявність флуктуацій в координатному розподілі ФП і його вирівнювання з підвищенням температури до діапазону власної провідності могло б бути підтвердженням наявності в кристалі флуктуацій по рівню легування.

Слід відмітити і наступну обставину. Розділені потенціальними бар'єрами нерівноважні носії заряду утворюють електричні поля, які компенсують поля неоднорідностей, завдяки чому амплітуда потенціального рельєфу зменшується і вплив неоднорідностей по  $n_0$  на  $\tau$  також зменшується.

#### IV. Висновки

Просторові флуктуації рівня легування кристалів  $n$ -типу викликають локальні флуктуації часу життя ННЗ внаслідок його залежності від концентрації рівноважних носіїв заряду ( $\tau \sim n_0^{-2}$ ). Включення з меншою концентрацією носіїв  $n_0$  характеризуються більшим часом життя ННЗ ( $\tau_i > \tau_v$ ), включення з більшим  $n_0$  – меншим часом життя ННЗ ( $\tau_i < \tau_v$ ). Існуючі в цьому випадку енергетичні бар'єри для переносу ННЗ коваріантного зонного енергетичного рельєфу утруднюють рекомбінацію ННЗ в дифузійних шарах матриці і включень, проте не компенсують змін часу життя, пов'язаних із зміною концентрації рівноважних носіїв заряду. Таким чином, включення з більшою  $n_0$  екстрагують ННЗ із матриці, тобто є їх стоками, а включення з меншою  $n_0$  інжектують ННЗ в матрицю, тобто

є їх джерелами. При скануванні світловим зондом по поверхні неоднорідних по рівню легування кристалів КРТ це призводить до неоднорідності координатного розподілу fotocутливості в температурному діапазоні домішкової провідності. При підвищенні температури і переході в область власної провідності в кристалах з флуктуаціями рівня легування неоднорідність в координатному розподілі fotocутливості зникає, що пов'язано із вирівнюванням концентрації рівноважних носіїв заряду в однорідному по складу матеріалі.

Автори висловлюють подяку д.ф.-м.н. **О.І. Власенку** і д.ф.-м.н. **Г.О. Сукачу** за обговорення і корисні поради при підготовці цієї статті.

**З.К. Власенко** – науковий співробітник;  
**П.О. Мозоль** – доктор фізико-математичних наук,  
 професор, провідний науковий співробітник.

- [1] А.И. Власенко, Ю.Н. Гаврилюк, В.З. Латуга, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. Время жизни в кристаллах CdHgTe, ограниченное флуктуациями состава и выделениями второй фазы // *Письма ЖТФ*, **5**(16), сс. 1013-1017 (1979).
- [2] А.И. Власенко, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. Эффект Холла и проводимость кристаллов Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te // *Украинский физический журнал*, **25**(8), С. 1317-1323 (1980).
- [3] Дж. Блекмор. *Статистика электронов в полупроводниках*. Мир, М., 392 с. (1964).
- [4] Н.Н. Берченко, В.Е. Кревс, В.Г. Средин. *Полупроводниковые твердые растворы и их применение*. Воениздат, М., 208 с. (1982).
- [5] *Физика соединений A<sub>2</sub>B<sub>6</sub>* // Под. ред. А.Н. Георгобиани, М.К. Шейнкмана. Наука, М., 320 с. (1986).
- [6] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках // *Физика и техника полупроводников*, **10**(2), сс. 209-233 (1976).
- [7] K. Sieranski, J. Szatkowski, J. M. Pawlikowski et al. Fermi Level in Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te // *Phys. St. Sol.(b)*, **81**(1), pp. K67-70 (1977).
- [8] И.С. Вирт, Н.Н. Григорьев, А.В. Любченко. Ограничение времени жизни сферическими дефектами структуры в фоточувствительных полупроводниках // *Физика и техника полупроводников*, **22**(3), сс. 409-412 (1988).

Z.K. Vlasenko, P.O. Mozol'

## Coordinate Distribution of Photosensitivity in Inhomogeneous on Their Doping Level of a n-Type Solid Solutions Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te

*Institute of Semiconductor Physics, 45, Nauky Av., 03028 Kyiv,  
 тел 265 65 02, e-mail: [zvl@isp.kiev.ua](mailto:zvl@isp.kiev.ua)*

In Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te (CMT) crystals ( $x \approx 0$ ) of  $n$ -type conductivity with fluctuations of the doping level the inhomogeneity of coordinate distribution of photosensitivity is revealed.

It is shown that at domination of the process of band-to-band impact recombination, the presence of recombination barriers caused by fluctuations of carriers concentration changes absolute values of lifetimes in a matrix and inclusions. Nevertheless, photoactivity of such inclusions are kept: overdoped inclusions remain recombinatively active and carry out a role of sinks for nonequilibrium charge carriers, while overcompensated inclusions - are injectively active and carry out a role of sources for nonequilibrium charge carriers at optical excitation of inhomogeneous crystals.

When transiting into the temperature range of intrinsic conductivity, the coordinate relief in distribution of a photoconductivity is levelled at the expense of charge carriers concentration alignment along the sample.