

УДК 548.73:538.95

ISSN 1729-4428

Л.М. Гориня¹, М.Л. Дмитрук², В.О. Зуєв¹, Ю.В. Крюченко², Г.О. Сукач³
Приповерхневі фотоелектричні явища в CdP₂

¹Державний університет інформаційно-комунікаційних технологій,
²Інститут фізики напівпровідників НАН України
³НАУУ

Проведено чисельний розрахунок фотоелектрорушійної сили (ФЕ) і фотопровідності (ФП) в квазімонополярних напівпровідниках з виснажуючими згинами зон на поверхні. Враховано вплив швидкості поверхневої рекомбінації та поверхневого прилипання на формування ФЕ і ФП. Побудовані залежності ФЕ і ФП від коефіцієнта поглинання світла.

Стаття постуила до редакції 07.03.2008; прийнята до друку 15.12.2008.

В різних пристроях сучасної оптоелектроніки (в зв'язку з їх мініатюризацією) дуже суттєвим виявляється вплив поверхні і приповерхневої області просторового заряду (ОПЗ) на протікання фотоелектричних процесів в квазімонополярних напівпровідниках. В зв'язку з цим виникла потреба у відповідному розрахунку конденсаторної фотоелектрорушійної сили (ФЕ) і фотопровідності (ФП) при різних довжинах дифузії неосновних носіїв заряду L , включаючи кінетичний випадок, коли L менше дебаєвської довжини екранування L_D . Випадок $L \gg L_D$ умовно називатимемо класичним.

Особливо важливим є розгляд виснажуючих згинів зон, який найчастіше формується в квазімонополярних (широкозонних) напівпровідниках з малим значенням L . Раніше розрахунки ФП і ФЕ для такого випадку проводилися з використанням ідеалізованої моделі лінійного ходу потенціалу в ОПЗ [1,2], а також форми ОПЗ у вигляді функції Фермі [3,4]. В [5] проведено чисельний розрахунок (за допомогою ЕОМ) ФП і ФЕ для реального квадратичного потенціалу $y_0(x)$ в ОПЗ виснажуючого приповерхневого шару біполярних напівпровідників:

$$y_0(x) = \frac{1}{2} \left(\frac{x}{L_D} - \sqrt{2y_{s0}} \right)^2,$$

де x – координата, y_{s0} – згин зон на освітлюваній поверхні.

В даній роботі проведено аналогічний розрахунок і аналіз експериментальних даних для квазімонополярного напівпровідника CdP₂. Розрахунок ілюструється залежностями ФЕ і ФП від коефіцієнта поглинання світла α , тобто спектральними характеристиками цих величин, для найцікавіших у фізичному відношенні випадків.

Експериментальні дослідження проводилися на зразках CdP₂ тетрагональної модифікації p -типу. Параметри зразків вказані нижче. Поверхні зразків оброблялися поліруванням, травленням у розчині HNO₃+HCl протягом 10 хв., опромінювалися γ -квантами (доза 10^{15} квант/см²) від джерела ⁶⁰Co, а також металізувалися шляхом напилення напівпрозорого шару Au товщиною 0,8 мкм.

I. Основні рівняння

Для певності розглянуто напівпровідник p -типу товщиною d , яка набагато переважає глибину поглинання світла α^{-1} ($d \gg \alpha^{-1}$). Проаналізовано випадок стаціонарного освітлення, коли система рівнянь неперервності та Пуассона має наступний вигляд:

$$\frac{d}{dx} \left[D_n \frac{d(\Delta n(x))}{dx} - \mu_n E_0(x) \Delta n(x) - \mu_n n_0 \Delta E(x) \right] - \frac{\Delta n(x)}{\tau_n(x)} = -g(x) \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx} \left[D_p \frac{d(\Delta p(x))}{dx} + \mu_p E_0(x) \Delta p(x) + \mu_p \mu_0 \Delta E(x) \right] - \frac{\Delta p(x)}{\tau_p(x)} = -g(x) \quad (2)$$

$$\frac{d(\Delta E)}{dx} = \frac{4\pi e}{\epsilon} [\gamma \Delta n(x) - \Delta p(x)] \quad (3)$$

У рівняннях (1)-(3) всі позначення загальноприйняті (див., наприклад, [6]). Граничні умови задачі на освітлюваній поверхні ($x=0$) для густини струмів і додаткового електричного поля записуються так:

$$-j_p(0) = -J_n(0) = s_n \Delta n(0) + s_p \Delta p(0) \quad (4)$$

$$\Delta E(0) = \frac{4\pi}{\epsilon} e [\alpha_n \Delta n(0) - \alpha_p \Delta p(0)] \quad (5)$$

У співвідношеннях (4)-(5) доданком $s_p \Delta p(0)$ можна знехтувати порівняно з $s_n \Delta n(0)$, тобто при розрахунку можна вважати $s_p = 0$, так що s_n дорівнює швидкості поверхневої рекомбінації s ($s_n = s$). Крім того, покладемо $\tau_n = const$.

За допомогою ЕОМ вдається розрахувати залежності $\Delta p(x)$ і $\Delta n(x)$ та координатні залежності інтегральних характеристик – конденсаторної ФЕ (V), загальної кількості нерівноважних носіїв заряду P та N на одиницю поверхні (поверхневі залишки) і ФП (σ):

$$V = \int_0^{\infty} \Delta E(x) dx, \quad (6)$$

$$N = \int_0^{\infty} \Delta n(x) dx, \quad P = \int_0^{\infty} \Delta p(x) dx \quad (7)$$

$$\sigma = e\mu_p P + e\mu_n N \quad (8)$$

II. Аналіз ФЕ

Конкретний аналіз проведено для параметрів, характерних для квазімонополярних напівпровідників p -типу CdP₂: $L = 0,5$ мкм; $p_i = 10^{-3}$ см⁻³; $\epsilon = 12$ $b = \frac{D_n}{D_p} = \frac{\mu_n}{\mu_p} = 10$. Розрахунок ФЕ

проведено для параметрів $p_{\infty} = 6,8 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $|y_{s0}| = 10$ (в одиницях kT/e), значення приведеної інтенсивності освітлення I в одиницях $D_p/\text{мкм}^2$ наведені в підписах до рисунків. При розрахунках змінювалися:

відношення $\gamma = \frac{\tau_p}{\tau_n}$, швидкість поверхневої рекомбінації s ($D_p \cdot \text{мкм}^{-1}$), інтенсивність поверхневого прилипання дірок α_p та електронів α_n (величини α_p та α_n визначались в одиницях $\frac{\epsilon kT}{4\pi e}$),

співвідношення між L і L_D . Проаналізовано також випадок відсутності поверхневого прилипання носіїв заряду ($\alpha_n = \alpha_p = 0$). Таким чином, розглянуто змішаний бар'єрно-дифузійний механізм формування ФЕ, оскільки величини L і L_D співрозмірні. При малих швидкостях поверхневої рекомбінації $s \rightarrow 0$ передбачається зростання V при збільшенні α і наступний вихід її на насичення, що повністю відповідає як аналітичному розв'язку для випадку $L \gg L_D$ [6], так і комп'ютерним розрахункам для наближених моделей [1-4] та для випадків $L \approx L_D$, $L \ll L_D$. Вихід ФЕ на насичення при поверхневому поглинанні світла відповідає повному розділенню фотоелектронів і фотодірок в ОПЗ. Знак ФЕ вказує на спрямлення зон і відповідає відношенню рухливостей $b = \frac{\mu_n}{\mu_p} > 1$.

При великих швидкостях поверхневої рекомбінації ($s = 100$) зростання ФЕ з ростом α змінюється наступним спадом V . Фізичною

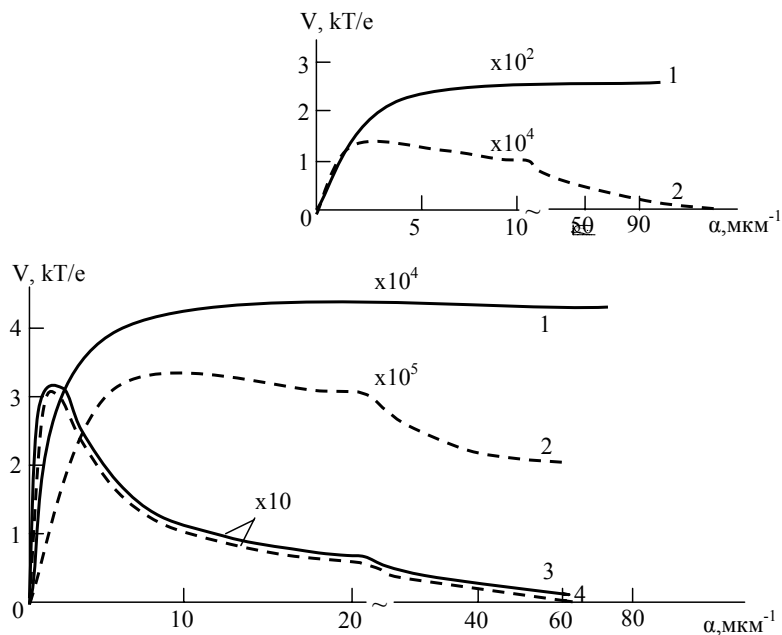


Рис. 1. Залежність ФЕ (V) від коефіцієнту поглинання світла α для випадку сильного поверхневого прилипання дірок і слабого об'ємного прилипання електронів: $L_D=0,05$ (1,2) і $1,5$ (3,4) мкм; $s = 0$ (1,3) і 10^2 (2,4), $D_p \cdot \text{мкм}^{-1}$, приведена інтенсивність $I = 10^{-1} D_p / \text{мкм}^2$. На вставці продемонстрована аналогічна залежність при відсутності поверхневого прилипання і $s = 0$ (1), 10^2 (2) $D_p \cdot \text{мкм}^{-1}$ та $I = 10^{-1} D_p / \text{мкм}^2$.

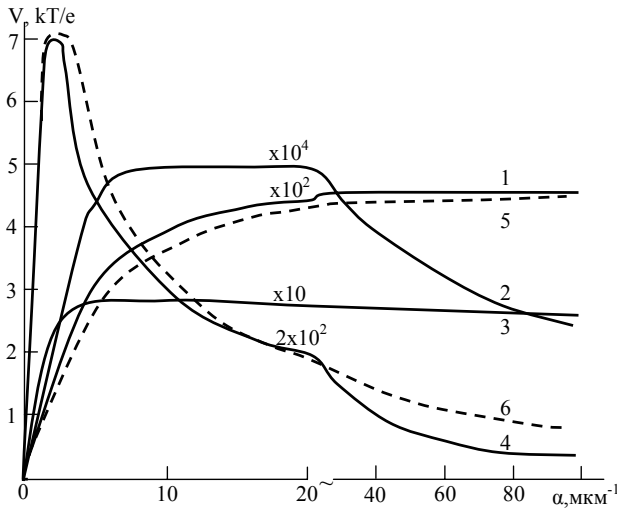


Рис. 2. Залежність V від α для випадку сильного поверхневого прилипання дірок і сильного об'ємного прилипання електронів. Параметри L_D і s кривих 1-4 ті ж, що і на рис. 1; $I = 1$ (1,2) та 10^{-2} (3,4); 5,6 – експериментальні криві, що відповідають параметрам теоретичних кривих 1 та 4 відповідно.

причиною спаду V є перенесення основних носіїв заряду на поверхню. При порушенні квазірівноваги в ОПЗ спад V вказує на перевищення узагальненої швидкості рекомбінації, яка враховує істинну рекомбінацію і захоплення, над швидкістю підведення носіїв заряду до поверхні. Оскільки час підведення носіїв заряду до поверхні зменшується при зростанні α , то цей механізм [7-8] забезпечує результуючий спад ФЕ в короткохвильовій області.

Цікаво відзначити, що спад V в квазімонополярному напівпровіднику є слабшим, ніж в біполярному випадку [5]. Це обумовлено менш істотним впливом істинної швидкості поверхневої рекомбінації із-за “екранування” її сильним об'ємним прилипанням. Слід відмітити, що на характер залежності $V(\alpha)$ не впливало співвідношення між L і L_D . При цьому величина V , що відповідає її насиченню при великих α , перевищує величину V для біполярного випадку в γ разів.

На рис. 1 продемонстрована ситуація сильного поверхневого прилипання дірок ($\alpha_p = 10^3$, $\alpha_n = 0$) при об'ємному прилипанні електронів ($\gamma = 10^2$). Для цього випадку зростання V при збільшенні α і наступний вихід її на насичення передбачається тільки для “класичної” ситуації великих величин L ($L \gg L_D$) та малих s . Відзначимо, що в біполярних напівпровідниках [5] в цій ситуації очікується слабкий спад V при зростанні α , причиною якого є включення ФЕ поверхневого прилипання V_s , протилежної за знаком бар'єрно-дифузійної ФЕ (V_g).

У випадку об'ємного прилипання електронів, яке розглядається в даній роботі, роль V_s звичайно, послаблюється, що забезпечує результуюче зростання V при збільшенні α (з наступним виходом

на насичення). Слід відзначити, що в кінетичному випадку ($L \ll L_D$) навіть при малих величинах s передбачається спад V при збільшенні α . Це означає, що механізм, запропонований в роботі [8], слід розширити на випадок сильного поверхневого прилипання основних носіїв заряду, тобто “відвід” носіїв заряду з поверхні забезпечується не тільки інтенсивною поверхневою рекомбінацією, але й поверхневим захватом дірок.

На рис. 2 проілюстровано залежність $V(\alpha)$ при $\gamma = 10^3$, $\alpha_n = 0$, $\alpha_p = 10^3$, тобто розглянуто випадок більш сильного об'ємного прилипання основних носіїв заряду (порівняно з розглянутим вище випадком). В цій ситуації тільки великі величини s забезпечують спад V при зростанні α . Поверхневий захват дірок, інтенсивність котрого аналогічна розглянутому вище випадку (рис. 1), не забезпечує обмеження дифузійного підведення носіїв заряду до поверхні.

Таким чином, критичним для спаду V при зростанні α є співвідношення між γ та (α_n). Для γ -опромінених зразків має місце монотонне зростання величини V при збільшенні α (рис. 2, пунктирна крива 5), що близько до теоретичної кривої 1, рис. 2. Після травлення, полірування та металізації поверхні зразків зростання V при збільшенні α змінюється спадом (пунктирна крива 6), що близько до теоретичної кривої 4, рис. 2.

Рис. 3 відповідає поверхневому і об'ємному захвату неосновних носіїв заряду ($\alpha_n = 10^2$ при $\alpha_p = 0$, $\gamma = 10^2$). В цьому випадку (на відміну від розглянутих вище) навіть при великих швидкостях поверхневої рекомбінації не відбувається істотного спаду V при зростанні α .

На рис. 4 представлені залежності загальних концентрацій P і N від α для випадку відносно слабого об'ємного ($\gamma = 10^2$) та сильного поверхневого ($\alpha_p = 10^3$) прилипання дірок. При $s = 0$ величина P не залежить від α (при будь-яких значеннях L_D). При збільшенні s починається спад P при зростанні α , що слабо залежить від L_D . Цей результат якісно відповідає всім раннім аналітичним теоріям біполярної фотопровідності ($P = N$), які передбачали спад ФП за рахунок включення поверхневого каналу рекомбінації при поверхневому поглинанні світла.

Одночасно має місце спад надлишку основних носіїв заряду N при збільшенні α , котрий практично не залежить від L_D і s . Це означає, що спад N обумовлений тільки все більш ефективним (по мірі зростання α) включенням каналу поверхневого прилипання дірок. Аналогічні результати були отримані для випадку більш сильного прилипання електронів ($\gamma = 10^3$) і не ілюструються.

Дуже цікавим є випадок поверхневого прилипання неосновних носіїв заряду ($\alpha_n = 10^2$),

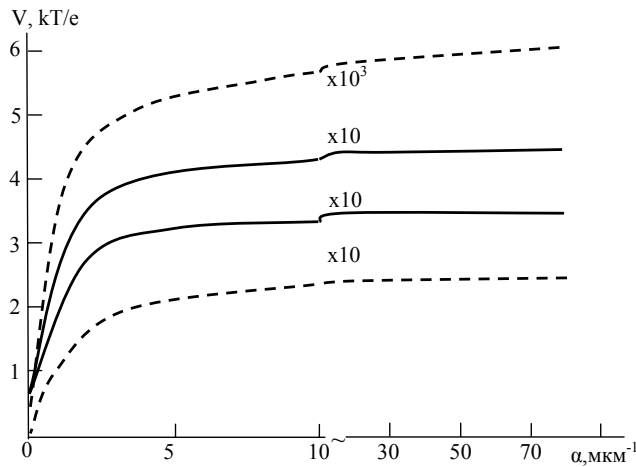


Рис. 3. Залежність V від α для випадку поверхневого і об'ємного прилипання електронів, $I = 10^{-4} D_p \text{ мкм}^{-1}$. Параметри L_D і s кривих 1-4 ті ж, що і на рис. 1

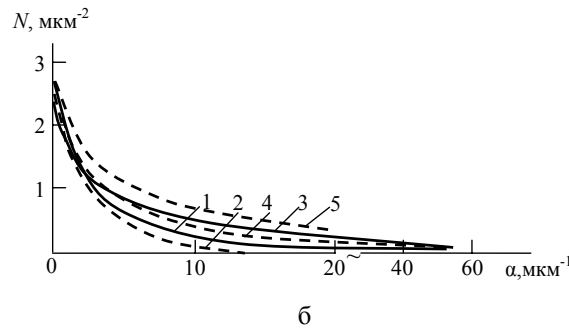
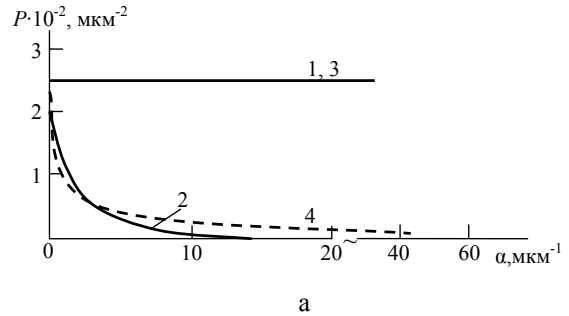


Рис. 4. Залежність загальної кількості нерівноважних дірок P (а) та електронів N (б) від коефіцієнта поглинання світла α для випадку сильного поверхневого прилипання дірок. Параметри L_D і s кривих 1-4 ті ж, що і на рис. 1 ; $I = 10^{-1} D_p \cdot \text{мкм}^{-1}$; 5 – експериментальна крива.

рис. 5.

Залежність $P(\alpha)$ для випадку поверхневого прилипання електронів аналогічна приведеній на рис. 4 і не ілюструється. Щодо поверхневого надлишку електронів, то при всіх L_D і s має місце

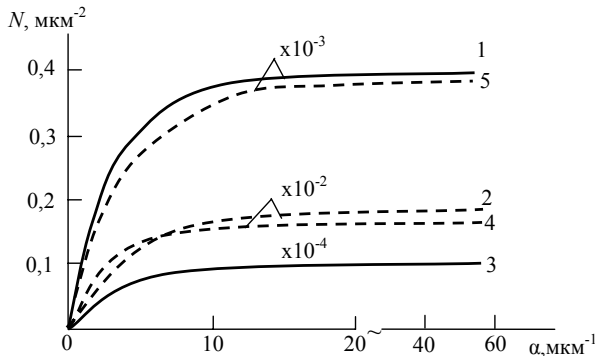


Рис. 5. Залежність N від α для випадку поверхневого прилипання електронів. Параметри L_D і s кривих 1-4 ті ж, що і на рис.1; $I = 10^{-1} D_p / \text{мкм}^{-1}$; 5 – експериментальна крива.

зростання N при збільшенні α , тобто позитивний ефект впливу поверхні. Інтенсивний захват електронів на поверхні утримує вільні дірки в ОПЗ (локалізація монополярної ФП в ОПЗ). При цьому в умовах істотного уповільнення рекомбінації полем ОПЗ відбувається результуюче збільшення повної кількості дірок. Цей факт в досліді проявлявся в низці квазімонополярних напівпровідників [2,8], однак раніше теоретично був описаний лише на

якісному рівні.

Для γ -опромінених зразків спостерігалось зростання ФП при збільшенні α , (крива 5), що близько до теоретичної кривої 1 (рис. 5). На зразках з полірованою поверхнею при зростанні α спостерігався спад ФП (рис. 4, крива 5). При інших станах поверхні спостерігати ФП не вдалося.

Таким чином, згідно теорії, після γ -опромінення спостерігалось зменшення величини швидкості поверхневої рекомбінації і збільшення величини виснажуючого згину зон на поверхні. Цей ефект зумовлений явищем поверхневого підсиленого радіаційного упорядкування.

Висновки

1. В результаті чисельного розрахунку конденсаторної ФЕ квазімонополярних напівпровідників побудовані теоретичні залежності ФЕ від коефіцієнта поглинання світла α . Для різних співвідношень між γ , α_n , α_p , s , L і L_D проаналізовані можливі випадки зростання і спаду V при збільшенні α .
2. Показано, що найсприятливіша ситуація (зростання V при збільшенні α) реалізується при поверхневому прилипанні неосновних носіїв заряду та виснажуючих згинах зон.
3. Аналогічний позитивний вплив поверхні реалізується у вказаному випадку також щодо фотопровідності квазімонополярних

напівпровідників.

4. Проведено порівняння результатів даної статті з отриманими раніше для випадку біполярних напівпровідників і показано, що прилипання основних носіїв заряду обумовлює лише короткохвильовий спад фотопровідності, а прилипання неосновних носіїв заряду призводить до локалізації монополярної фотопровідності в ОПЗ.

Гориня Л.М. – кандидат фізико-математичних наук, доцент;
Дмитрук М.Л. – доктор фізико-математичних наук, професор;
Зуев В.О. – доктор фізико-математичних наук, професор;
Крюченко Ю.В. – доктор фізико-математичних наук;
Сукач Г.О. – доктор фізико-математичних наук, професор.

- [1] М.Л. Дмитрук, В.О. Зуев. Поверхнева фото-е.р.с. у напівпровідниках з малим часом життя неосновних носіїв струму // *УФЖ*, (11), сс. 1176-1183 (1966).
- [2] Н.Л. Дмитрук, В.А. Зуев, В.И. Ляшенко, Н.К. Терещенко. Фотоэлектрические явления в приповерхностной области арсенида галлия // *ФТП*, **4**(4), сс. 654-662 (1970).
- [3] Н.Л. Дмитрук, Ю.В. Крюченко, В.Г. Литовченко, В.Г. Попов. Поверхностная фото-э.д.с. в полупроводниках при отклонении от квазиравновесия // *Поверхность*, **5**, сс. 56-62 (1986).
- [4] N.L. Dmitruk, Yu. Kryuchenko, Litovchenko et al. Diffusion Length Determination by the Surface Photovoltage Method // *Phys. Stat. Sol.*, (a), **124**(1), pp. 183-190 (1991).
- [5] Н.Л. Дмитрук, В.А. Зуев, Ю.В. Крюченко, М.А. Степанова. Поверхностные фотоэлектрические явления в биполярных полупроводниках с малой длиной диффузии // *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*, Вып. 23, сс. 78-83
- [6] В.А. Зуев, А.В. Саченко, К.В. Толпыго. *Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах*. М., Сов. радио, 253 с. (1977).
- [7] Н.Л. Дмитрук, О.Ю. Борковская. Рекомбинационные потери фототока в барьерах Шоттки // *УФЖ*, **24**(9), сс. 1343-1353 (1979).
- [8] В.А. Зуев, В.Г. Попов, А.В. Саченко. Об аномальном коротковолновом спаде фотоэффектов // *ФТП*, **15**(3), сс. 408-411 (1981).

L.M. Gorynya¹, N.L. Dmitruk², V.O. Zuev¹, U.V. Kryuchenro², G.A. Sukach³

Surface Photoelectric Phenomena in CdP₂

¹State University Information-Communication Technology

²Institute for Semiconductor Physics of National Academy of Sciences of Ukraine

³NAUU

It was carried out the numerical calculation of Photo-EMF (PE) and Photoconductivity (PC) at quasimonopolar semiconductor with depletion banding. It was took into consideration the influence of surface recombination and surface trapping at PE and PC formation. It were bald the dependences PE and PC from absorption coefficient.