

Влияние электрического поля на фотоэффект в барьерах Шоттки на электронном дифосфиде кадмия

© И.Г. Стамов[¶], Д.В. Каченко

Приднестровский государственный университет,
3300 Тирасполь, Молдавия

(Получена 14 ноября 2007 г. Принята к печати 29 ноября 2007 г.)

Представлены результаты исследования фотоэлектрических свойств барьеров Шоттки на CdP_2 n -типа проводимости. Изучено влияние электрического поля барьера на фототоки, связанные с фотоэлектронной эмиссией из металла и оптической генерацией неравновесных носителей заряда в полупроводнике. Установлено, что зависимость фототока от частоты модуляции интенсивности светового потока определяется временами перезарядки уровней на границах области пространственного заряда (ОПЗ) с областью квазинейтральности и полупроводника с металлом. Получено хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными результатами.

PACS: 73.30.+y, 73.40.Cg, 73.40.Ei, 73.50.Pz

1. Введение

Фотоэлектрические свойства выпрямляющих структур на основе сложных алмазоподобных полупроводников в настоящее время недостаточно изучены. В литературе, как правило, приводятся спектральные характеристики фототока и его зависимости от приложенного напряжения. Представляется интересным изучение влияния низких подвижностей носителей заряда, сложных рекомбинационных процессов в области пространственного заряда, имеющих место во многих многокомпонентных и низкосимметричных кристаллах, на фотоэлектрические токи. Удобными объектами для таких исследований являются дифосфиды кадмия и цинка, в которых технологическими методами удается получить инверсию знака проводимости и в значительной степени изменять удельную электропроводность. Кроме того, эти полупроводники имеют ряд интересных особенностей, связанных с энергетической структурой собственных дефектов в запрещенной зоне, в частности и то, что тип проводимости определяется глубокими донорами или акцепторами. В настоящей работе приводятся результаты исследований фотоэлектрических свойств барьеров Шоттки на тетрагональном дифосфиде кадмия с электронным типом проводимости.

2. Методики эксперимента

Технология получения барьеров Шоттки на контактах Ni, Au и других металлов с CdP_2 для электрических и фотоэлектрических измерений описывается в [1,2]. В данных исследованиях полупрозрачные пленки металлов, образующих запорный слой, наносятся на плоскость (001) кристалла CdP_2 . Вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики исследуемых структур представлены на рис. 1, 2. Механизмы переноса заряда и некоторые другие электрические свойства обсуждены

в работе [2]. При измерении фотоэлектрических характеристик световой поток был направлен перпендикулярно плоскости (001) кристалла CdP_2 со стороны металла. Спектральные характеристики были изучены в интервале длин волн $\lambda = 0.4\text{--}1.5\ \mu\text{м}$ с разрешением $\delta\lambda < 0.1\ \text{нм}$. При измерении спектральных характеристик сигнал, пропорциональный фототоку структуры I_{ph} , снимался с сопротивления нагрузки R_n (рис. 3), включенного в цепь исследуемой структуры, и усиливался селективным усилителем, настроенным на частоту модуляции интенсивности светового потока, равную 265 Гц. Постоянная составляющая сигнала восстанавливалась методом синхронного детектирования. Частотные характеристики фототока измерялись при освещении структур от источника монохроматического излучения, интенсивность которого модулировалась во времени в диапазоне частот $10\text{--}10^5$ Гц по закону, близкому к синусоидальному. Ширина спектра модулированного излучения не превышала 10 нм. Сигнал, пропорциональный фототоку, при этом усиливался широкополосным уси-

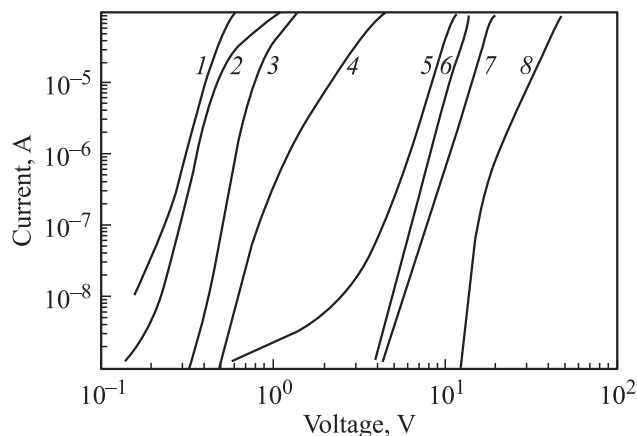


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики структур металл- CdP_2 при температуре $T = 297\ \text{К}$: 1, 5 — In- CdP_2 ; 2, 6 — Ni- CdP_2 ; 3, 7 — Au- CdP_2 ; 4, 8 — Pt- CdP_2 . (1-4) — прямые ветви, (5-8) — обратные.

[¶] E-mail: istamov51@mail.ru
Факс: (10-373-533)92504

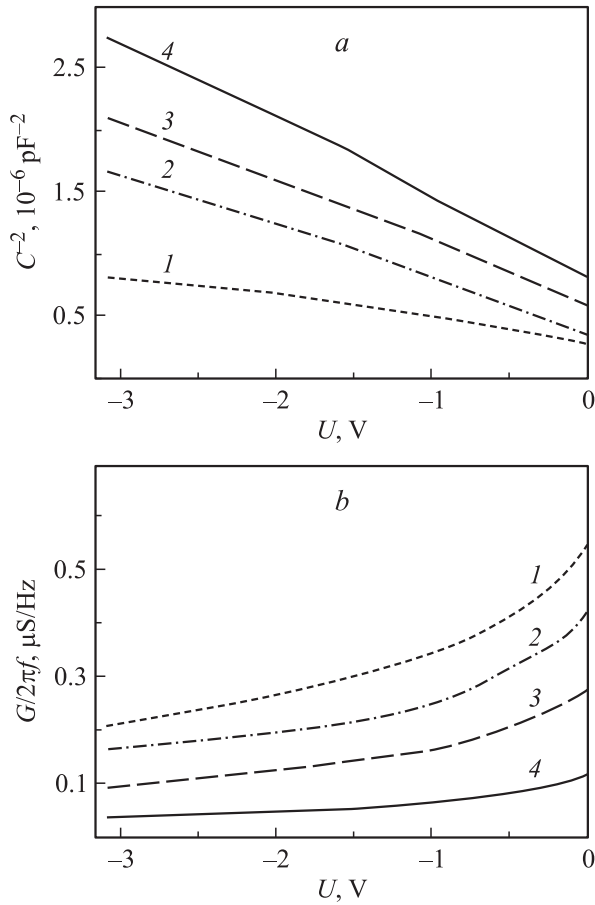


Рис. 2. Зависимости от обратного напряжения U емкости C (*a*), проводимости G (*b*) структур металл– CdP_2 при температуре $T = 297\text{ К}$: 1 — In-CdP_2 , 2 — Ni-CdP_2 , 3 — Au-CdP_2 , 4 — Pt-CdP_2 .

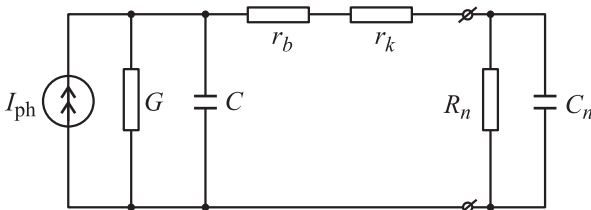


Рис. 3. Малосигнальная эквивалентная схема структуры металл– CdP_2 .

лителем. Для исключения погрешностей при измерении фототока на высоких частотах, связанных с входным импедансом усилителя и комплексным характером полной проводимости исследуемых структур, сопротивление нагрузки и параметры измерительной системы выбирались такими, чтобы выполнялись следующие соотношения:

$$(r_b + r_k + R_n)[G^2 + (\omega C)^2]^{1/2} < 1, \quad (1)$$

$$\omega C_n R_n < 1, \quad (2)$$

где G — активная составляющая полной проводимости области пространственного заряда (ОПЗ), C — емкость

барьера, r_b — сопротивление объема полупроводника, r_k — сопротивление области квазинейтральности, R_n — сопротивление нагрузки, C_n — емкость на входе измерительной системы, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, f — частота измерительного сигнала. Значения параметров эквивалентной схемы в дальнейших расчетах G и C получены из электрических измерений исследуемых структур и имеют значения, соответствующие рис. 1 и 2, величины r_k и r_b составляют $\sim (2-10) \cdot 10^3$ и $2 \cdot 10^3$ Ом соответственно. Сопротивление входа измерительной системы — 1 МОм, входная емкость $C_n < 10$ пФ. Кроме того, измерения фототока проводились в режиме, близком к режиму короткого замыкания.

3. Спектральные характеристики фототока барьеров металл– CdP_2

Длинноволновый порог фототока в структурах In- , Ni- , Au- , Pt-CdP_2 (см. рис. 4, *a*) составляет 0.86–1.00, 0.92–0.96, 1.03–1.05, 1.14–1.17 эВ соответственно и связывается с высотой потенциального барьера ϕ_b . Может быть отмечена корреляция между высотами барьеров для структур с Ni , Au и Pt , определенными из температурных зависимостей вольт-амперных характеристик и вольт-фарядных измерений на низких частотах, и энергиями длинноволнового порога фототока, полученными из фотоэлектрических измерений.

Спектральная зависимость фототока в структурах Ni-CdP_2 в интервале длин волн $\lambda = 1.05-1.35$ мкм, In-CdP_2 в интервале длин волн $\lambda = 0.65-1.35$ мкм и Au- , Pt-CdP_2 в интервале длин волн $\lambda = 0.96-1.05$ мкм удовлетворяет уравнению

$$I_{\text{ph}} = A(F_e)(h\nu - \phi_b + \Delta\phi_b)^2, \quad (3)$$

где $h\nu$ — энергия фотона, $\Delta\phi_b$ — понижение высоты барьера силами зеркального изображения и квантово-механическими поправками, $A(F_e)$ — функция напряженности электрического поля F_e , характеристик светового потока и оптических констант структуры.

В структурах Ni-CdP_2 и Au-CdP_2 в интервалах длин волн $\lambda = 0.64-0.96$ и $0.62-0.96$ мкм соответственно наблюдается отклонение от закона Фаулера [3]. В интервале длин волн $0.62-0.64$ мкм в барьерах In- , Ni-CdP_2 проявляется падение фототока. В структурах Gd-CdP_2 в этой же спектральной области происходит инверсия знака фототока при напряжениях $U = -(0.4-9)$ В (рис. 4, *b*). В структурах Au- , Pt-CdP_2 величина фототока в вышеуказанных областях спектра на 1–2 порядка меньше, чем в структурах In- , Ni-CdP_2 . Уменьшение величины фотоэмиссионного тока может иметь место при одновременной эмиссии электронов и дырок из металла при поглощении фотонов в области контакта металл–полупроводник [4,5]. Используя представления, изложенные в [5] для объяснения нестационарной фотодс в барьере с глубокими уровнями, можно предположить, что в случае, когда $\phi_b > E_g/2$ (E_g — ши-

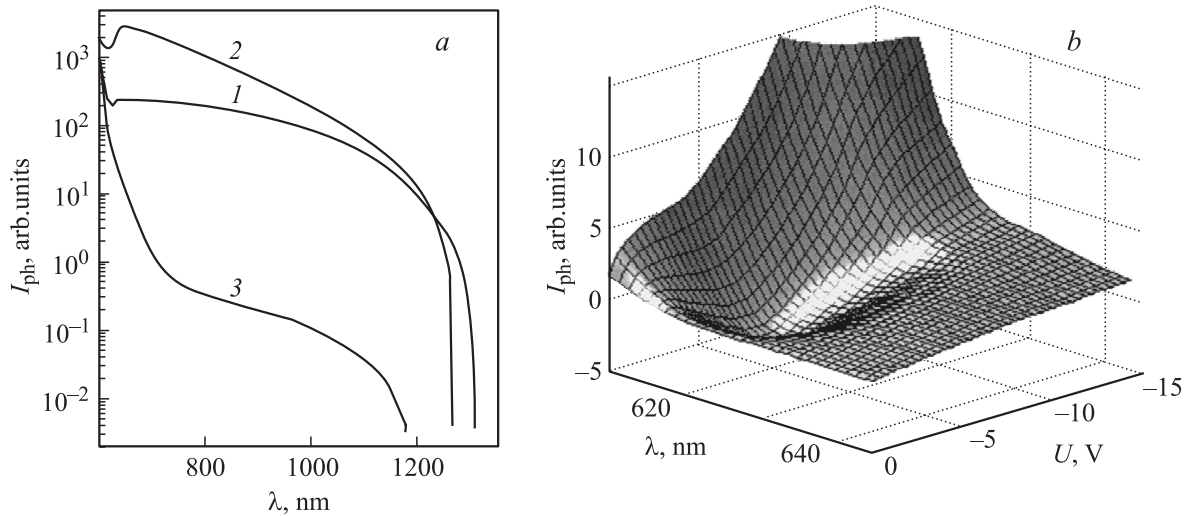


Рис. 4. Спектральные характеристики фототока барьерных структур металл–CdP₂: *a* — In–CdP₂ (1), Ni–CdP₂ (2), Au–CdP₂ (3); *b* — Gd–CdP₂, в зависимости от приложенного напряжения.

рина запрещенной зоны полупроводника), существенными становятся процессы захвата на центры прилипания дырок, эмиттированных из металла или оптически возбужденных при межзонных переходах. Особенности в структурах с $\phi_b < E_g/2$ в интервале длин волн $\lambda = 0.62\text{--}0.64$ мкм имеют место в области края межзонных непрямых переходов с поглощением и испусканием фонона с энергией 27 мэВ, а длина волны минимума фототока приблизительно соответствует ширине запрещенной зоны CdP₂. Инверсия знака фототока может быть связана с диффузией электронов из области квазинейтральности, когда генерация неравновесных дырок светом приводит к росту рекомбинационных процессов в ОПЗ и градиента для электронов, а приложенное обратное смещение расширяет пространственную область ловушек для неосновных носителей заряда.

Внешнее напряжение U , приложенное к барьеру в заперном направлении, увеличивает фототок (за исключением упомянутого случая структур Gd–CdP₂). Дифференциальный показатель наклона $m = dI_{ph}(U)/I_{ph}(U)dU$ является функцией напряжения, длины волны света и частоты модуляции светового потока. Показатель m остается практически постоянным при небольших напряжениях, приложенных к барьеру в заперном направлении, в интервалах длин волн 0.62–0.85 мкм в барьерах In–, Ni–CdP₂ и 0.62–0.7 мкм в барьерах Pt–, Au–CdP₂. Заметное изменение и рост m до максимального значения происходят при стремлении λ к длине волны, соответствующей порогу фотоэффекта в соответствии с формулой (3). В структурах с коэффициентами неидеальности $\eta > 1.2$ величина m больше, чем в структурах с η , близкими к единице. Это обстоятельство указывает на необходимость учета токов через поверхностные электронные состояния контакта (ПЭСК). Как показано в [6], фототоки электронов и дырок изменяются с приложенным к барьеру напря-

жением из-за изменения концентрации электронов на ПЭСК. В поверхностно-барьерных структурах на Si, GaAs при фотоэлектронной эмиссии электронов из металла в полупроводник фототок увеличивается при включении обратного смещения из-за понижения барьера [7]. В исследуемых контактах зависимость фототока от приложенного к барьеру напряжения, кроме этого, связывается с влиянием электрического поля барьера на перенос заряда и заполнением ПЭСК. Понижение потенциального барьера силами изображения оказывает влияние на фототок в припороговой области спектра. Из результатов наших измерений следует, что с увеличением обратного смещения и температуры потенциальный барьер ϕ_b уменьшается. Во всех исследуемых структурах в области $\lambda = 0.62\text{--}40$ мкм отсутствуют особенности в спектральных зависимостях фототока, связанные с примесным поглощением. В [8,9] в спектрах люминесценции фотопроводимости дифосфида кадмия *p*-типа были обнаружены полосы при энергиях 0.72, 0.86, 0.96 эВ, связанные с переходами между уровнями энергий собственных дефектов кристалла и зонами, и при 0.86, 1.15 эВ, связанные с внедренной примесью Cu. Отсутствие ярко выраженных особенностей в спектральных зависимостях фототока, обусловленного примесным поглощением, может быть объяснено малыми значениями коэффициента поглощения α в примесной области ($\alpha < 10\text{ см}^{-1}$) и выполнением соотношения $\alpha W \ll 1$, так как ширина области пространственного заряда W в исследуемых барьерах, в которой формируется фототок, составляет $(3\text{--}6) \cdot 10^{-6}$ см (при нулевом смещении). Фототок в области спектра $\lambda = 0.62\text{--}1.5$ мкм в связи с этим объясняется фотоэлектронной эмиссией из металла в полупроводник. Однотипный характер спектральных зависимостей при энергиях фотонов $h\nu \gg \phi_b$ для структур с величинами барьеров $\phi_b > E_g/2$ и $\phi_b < E_g/2$ в большей степени соответ-

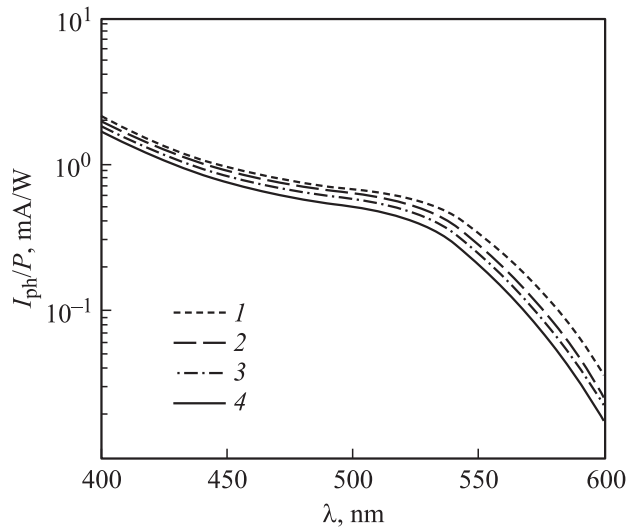


Рис. 5. Спектральные характеристики фототока барьерной структуры Ni–CdP₂ в области длин волн $0.4 < \lambda < 0.6$ мкм при напряжениях $U = -3$ (1), -1 (2), -0.6 (3) 0 В (4). P — мощность излучения.

ствует предложенной интерпретации спектров. Однако отклонение от закона Фаулера (3) в указанных выше спектральных интервалах может быть связано с примесным поглощением. В барьерах Pt–GaP квадратичная зависимость фототока от энергии фотонов сохраняется в интервале энергий $\phi_b < h\nu < E_g$ [10]. С влиянием примесного поглощения может быть связана меньшая величина барьера для структуры Pt–CdP₂, полученная из фотоэлектрических измерений, по сравнению с величинами из электрических измерений и из зависимости высоты барьера от работы выхода металла в структурах металл–CdP₂ [1].

Спектральная характеристика в области длин волн $\lambda < 0.62$ мкм в структурах со всеми используемыми нами металлами имеет качественно одинаковый характер (рис. 5). Фототок исследуемых структур при энергиях фотонов, близких к ширине запрещенной зоны и больших ее ($E_g = 1.99$ эВ при 300 К [11]), обусловлен генерацией неравновесных носителей заряда в полупроводнике. Рост фототока при длинах волн $\lambda < 0.47$ мкм обусловлен высокоэнергетическими межзонными переходами [12]. Приложенное обратное смещение увеличивает фототок, а характер зависимостей фототока от напряжения определяется длиной волны падающего на структуру излучения, параметрами барьера, границы раздела и частотой модуляции света. Как следует из полученных результатов, фототок зависит от приложенного напряжения как при выполнении условия $\alpha W \ll 1$, так и при $\alpha W \gg 1$. Показатель наклона m в узком интервале длин волн 0.62 – 0.59 мкм увеличивается до максимальных значений $m \approx 2$ – 3 и затем уменьшается. Наибольшее изменение величины фототока от напряжения соответствует одновременному влиянию на фототок электрического поля и ширины ОПЗ.

В ходе исследований обнаружен разброс значений m в структурах с одним и тем же контактирующим металлом и отличие в значениях m на разных металлах: 0.15 – 0.18 , 0.25 – 0.30 , 0.5 – 0.7 в структурах Ni–CdP₂, Au–CdP₂, In–CdP₂ соответственно на длине волны $\lambda = 0.641$ мкм.

4. Частотные зависимости фототока

На рис. 6, а показаны частотные характеристики фототока структур Au–CdP₂ при освещении светом с разными длинами волн. Характер частотной зависимости фототока в структурах с другими металлами не содержит принципиальных отличий. В области ча-

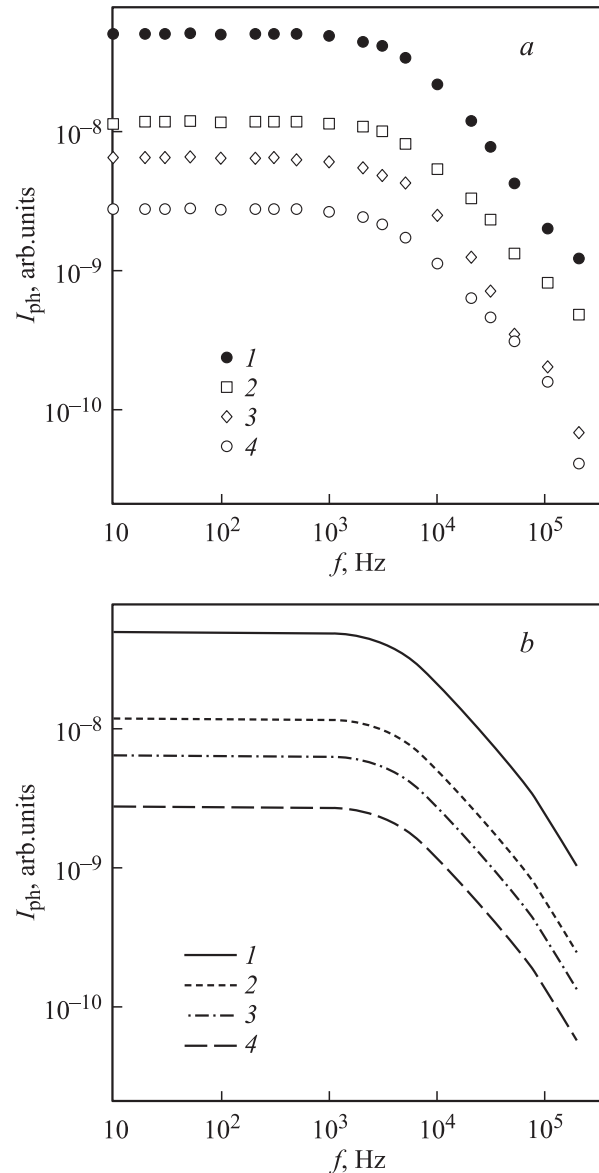


Рис. 6. Частотные зависимости фототока барьера Au–CdP₂ при освещении светом с длиной волны λ , мкм (при плотности мощности, мВт/см²): 1 — 0.465 (0.86), 2 — 0.40 (0.26), 3 — 0.635 (14), 4 — 0.517 (0.05). а — экспериментальные данные, б — расчет по формуле (5).

стот $f = 10-10^3$ Гц фототок остается постоянным. При дальнейшем увеличении частоты модуляции интенсивности света фототок изменяется в соответствии с зависимостью $I_{ph} \propto f^{-n}$. Показатель степени n изменяется в пределах от 1 до 2. Значение n зависит от параметров структуры, характеристик полупроводника и светового сигнала. Граничная частота f_c , начиная с которой происходит спад частотной характеристики фототока при выполнении условий (1), (2), не зависит от приложенного обратного смещения, интенсивности света, рода контактирующего металла и незначительно изменяется с температурой. Физическая интерпретация частоты f_c может быть связана с обратным значением эффективной постоянной времени τ_r , характеризующей скорости рекомбинации на границе ОПЗ с областью квазинейтральности и на границе металла с полупроводником. Амплитуда фототока растет на всех частотах модуляции света с увеличением энергии падающих на структуру фотонов. На длинах волн, на которых ко-

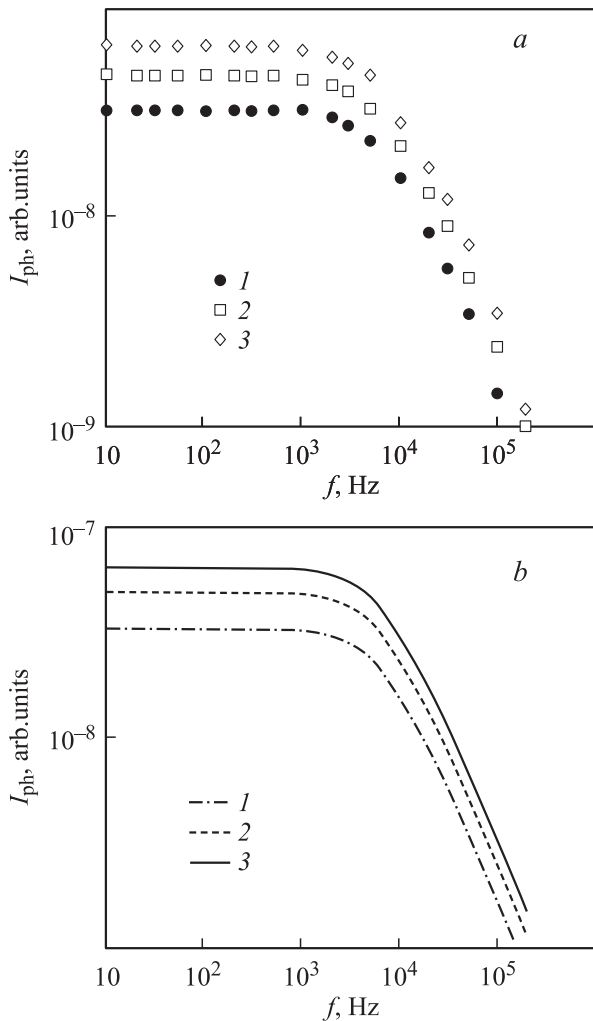


Рис. 7. Частотные зависимости фототока барьера Au–CdP₂ на длине волны источника света $\lambda = 0.401$ мкм при напряжениях $U = 0$ (1), -0.4 (2), -0.8 (3). *a* — экспериментальные данные, *b* — расчет по формуле (5).

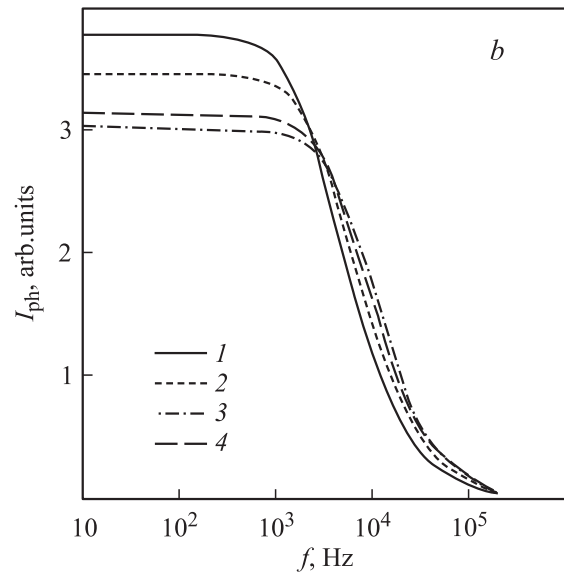
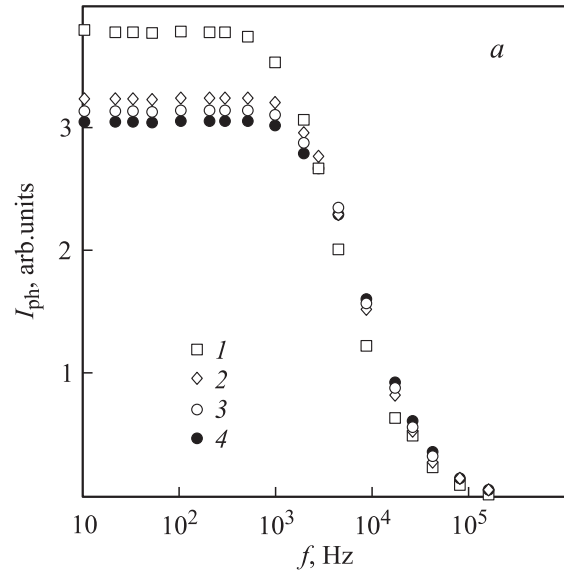


Рис. 8. Частотные зависимости фототока барьера Au–CdP₂ на длине волны источника света $\lambda = 0.465$ мкм при температурах $T = 283$ (1), 296 (2), 315 (3) и 350 К (4). *a* — экспериментальные данные, *b* — расчет по формуле (5).

эффицент поглощения света кристаллом $\alpha < 4 \text{ см}^{-1}$, спад фототока при больших частотах модуляции света происходит быстрее. На рис. 7, *a* представлены частотные зависимости фототока при нескольких значениях приложенного смещения. Фототок на всех частотах с ростом напряжения увеличивается, а частота f_c не изменяется. Величина m остается постоянной в интервале частот $10-2 \cdot 10^4$ Гц. При дальнейшем увеличении частоты m растет. С ростом температуры величина фототока в области низких частот уменьшается. При этом граничная частота f_c незначительно увеличивается (рис. 8, *a*).

При теоретической интерпретации полученных экспериментальных результатов предполагается, что вели-

чина фототока мала. При этом распределение дырок описывается уравнением неразрывности и не нарушается протекающим током. В расчетах учитывается поверхностная рекомбинация неравновесных носителей заряда и скорости перезарядки уровней на границах ОПЗ с областью квазинейтральности и полупроводника с металлом. Аналитическое решение задачи в общем случае получить невозможно. Поэтому мы допускаем, что в ОПЗ на генерированные светом носители заряда действует эффективное электрическое поле F_e , которое мы определим следующим образом:

$$F_e = F_m(1 - L_p/2W), \quad (4)$$

где F_m — максимальное поле барьера, L_p — диффузионная длина неосновных носителей заряда.

Используя подход, развитый в [13,14] при решении аналогичных задач, мы получили следующие выражения для плотности фототока при генерации неравновесных носителей заряда светом из области фундаментального поглощения:

$$J_{ph} = eS \times \frac{\left(D\frac{b-a}{2} + \mu F_e\right)(FH_1 - K) + \left(D\frac{a+b}{2} - \mu F_e\right)(EH_1 - K) + (D\alpha - \mu F_e)(F - E)H_1}{S(F - E) - (1 + i\omega\tau_r)\left[\left(D\frac{b-a}{2} + \mu F_e\right)F + \left(D\frac{b+a}{2} - \mu F_e\right)E\right]}, \quad (5)$$

где e — заряд электрона, S — скорость поверхностной рекомбинации, μ — подвижность дырок, D — коэффициент диффузии дырок,

$$E = -[\mu F_e + D(-a + b)/2 + D\sigma] \exp\{[(-a + b)/2]W\},$$

$$F = [D(a + b)/2 - \mu F_e - D\sigma] \exp\{[(-a - b)/2]W\},$$

$$K = [(\alpha - \sigma)D(H_1 - H_2) - \mu F_e H_1] \exp(-\alpha W),$$

$$H_1 = -g\alpha/D[\alpha^2 - \alpha a + (1 + i\omega\tau_p)/D\tau_p],$$

$$H_2 = -g\alpha/D[\alpha^2 + (1 + i\omega\tau_p)/D\tau_p],$$

$$\sigma = [(1 + i\omega\tau_p)/D\tau_p]^{1/2},$$

$$b = [(\mu F_e/D)^2 + 4(1 + i\omega\tau_p)/D\tau_p]^{1/2},$$

$a = \mu F_e/D$, τ_r — эффективная постоянная времени, определяющая скорость генерационно-рекомбинационных процессов на границах ОПЗ, τ_p — время жизни неравновесных носителей заряда в ОПЗ, g — скорость оптической генерации неравновесных носителей заряда на границе полупроводника с металлом.

Измеряемая величина плотности фототока J_{phm} определяется в соответствии с эквивалентной схемой структуры Шоттки (рис. 3):

$$J_{phm} = J_{ph} [1 + G(r_b + r_k + R_n)] + i\omega C(r_b + r_k + R_n)^{-1}. \quad (6)$$

Теоретические зависимости плотности фототока от частоты, напряжения смещения и температуры представлены на рис. 4–8. В расчетах использовались значения коэффициента поглощения в глубине области

фундаментального поглощения и времени жизни неравновесных носителей заряда из работы [8], подвижности неравновесных дырок из работы [9] и приняты следующие значения параметров полупроводника и структуры: $S = 1.2 \cdot 10^2 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $\tau_r = 2.7 \cdot 10^{-5} \text{ с}$, $\tau_p = 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, $\mu = 10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, при которых получено наилучшее согласие с экспериментом. Другие параметры, необходимые и используемые в расчетах, получены из электрических характеристик исследуемых структур и кристаллов CdP₂ [2].

Спад частотной зависимости фототока в исследуемом интервале температур и полей определяется в основном эффективной постоянной времени τ_r , имеющей близкие значения к постоянной времени обмена электронами донорных центров с зоной проводимости [2]. С ростом температуры f_c незначительно смещается в область высоких частот (рис. 8). Это позволяет предположить, что частота f_c фотоэффекта в этих структурах определяется временем установления равновесия в области квазинейтральности и на границе раздела металла с полупроводником. Разброс значений m , его частотная зависимость указывают на необходимость учета в фотоэлектрических процессах диэлектрического зазора между металлом и полупроводником, а также поверхностных электронных состояний контакта. Поверхностные состояния вносят заметный вклад в проводимость структуры на низких частотах в температурном интервале 330–400 К [2]. Для установления влияния на фототок границы раздела структуры необходимы исследования энергетического распределения ПЭСК.

При значительном увеличении сопротивления R_n происходит нарушение условия (1). Это приводит к уменьшению частоты f_c и изменению частотной зависимости фототока на высоких частотах. Можно предположить, что к нарушению условия (1) может привести значительная величина сопротивления области квазинейтральности r_k . Теоретические расчеты r_k в данном случае невозможны [6]. Значения r_k , r_b , используемые в расчетах, определены экспериментально из электрических и фотоэлектрических измерений. Сопротивление области квазинейтральности из этих измерений составляет $(1-5)r_b$ и не зависит от интенсивности и длины волны падающего на образец света. Исследования зависимости r_k от частоты модуляции света при различных условиях эксперимента подтверждают возможность применения эквивалентной схемы исследуемых структур, представленной на рис. 3, в приведенных выше расчетах. По-видимому, это возможно из-за незначительного вклада в фототок неравновесных носителей заряда, генерируемых светом в области квазинейтральности.

5. Заключение

Как следует из изложенного, рекомбинационные процессы в ОПЗ, а также на границах ОПЗ с областью квазинейтральности и полупроводника с металлом оказывают существенное влияние на полевую и частотную

зависимости фототока в барьерах металл—CdP₂. Зависимость фототока от приложенного к барьеру напряжения, в отличие от фотоэффекта в структурах Шоттки на полупроводниках с большой диффузионной длиной неосновных носителей заряда, определяется не только изменением ширины ОПЗ, но и величиной напряженности электрического поля. Время жизни неравновесных носителей заряда в ОПЗ определяет величину фототока на всех частотах модуляции светового потока. Частотная характеристика фототока в области высоких частот определяется в основном постоянной времени τ_r и ее температурной зависимостью. На характер зависимости фототока от частоты оказывает влияние скорость поверхностной рекомбинации, время жизни неравновесных носителей заряда, полное сопротивление контакта и его частотные свойства. В барьерах, сформированных глубокими донорными уровнями, на граничную частоту частотной характеристики фототока оказывает влияние сопротивление области квазинейтральности. В настоящей работе не учитывается влияние электрического поля на времена жизни неравновесных носителей заряда, которое имеет место в полупроводниках с малой подвижностью носителей заряда [13]. Кроме того, как указывалось ранее, интерпретация температурных зависимостей токов в структурах на дифосфиде кадмия возможна в рамках моделей метастабильных центров [2,15,16], характеристики которых — сечения захвата, энергии термической ионизации — изменяются при напряженностях электрического поля в барьере $10^3 - 10^5$ В/см [17]. Для доказательства этого необходимы дополнительные исследования, выходящие за рамки поставленных в настоящей статье задач. В частности, открытыми, наряду с упомянутыми, остаются вопросы о возможном влиянии компенсации доноров в обедненном слое [18] и более глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника на фотоэлектрические процессы в исследуемых структурах.

Список литературы

- [1] А.Ю. Камерцель, Г.А. Кудинцева, И.Г. Стамов, Н.Н. Сырбу. ФТП, **19**, 28 (1985).
- [2] И.Г. Стамов, Д.В. Ткаченко. ФТП, **40**, 1196 (2006).
- [3] R.H. Fowler. Phys. Rev., **38**, 45 (1931).
- [4] D.H. Seid. Appl. Phys. Lett., **18**, 422 (1971).
- [5] А.А. Гуткин, Н. Мирзамахмудов, Д.Н. Наследов. ФТП, **8**, 1888 (1974).
- [6] В.И. Стриха. *Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1974).
- [7] S.M. Sze, C.R. Crowell, D. Kahng. J. Appl. Phys., **35**, 2534 (1964).
- [8] Д. Велецкас, Р. Балтрамеюнас, Ю. Вайткус, И.В. Потыкевич, В.С. Коваль. ФТП, **9**, 1752 (1975).
- [9] И.В. Потыкевич, А.В. Любченко, В.С. Коваль. Укр. физ. журн., **17**, 607 (1972).
- [10] Б.В. Царенков, Ю.А. Гольдберг, А.П. Изергин, Е.А. Поссе, В.Н. Равич, Т.Ю. Рафиев, Н.Ф. Сильвестрова. ФТП, **6**, 710 (1972).

- [11] В.Ф. Баранов, И.Г. Стамов. ЖПС, **29**, 154 (1986).
- [12] V.V. Sobolev, N.N. Syrбу. Phys. Status Solidi B, **43**, k87 (1971).
- [13] Н.Л. Дмитрук, А.К. Терещенко. Электрон. техн., сер. 2, № 4, 68 (1973).
- [14] F. Stockmann. RCA Rev., **36**, 499 (1975).
- [15] А.У. Шелег, В.П. Новиков. ФТП, **24**, 3508 (1982).
- [16] Н.Н. Сырбу, В.Э. Львин. ФТП, **25**, 238 (1991).
- [17] N.T. Bagraev. Sol. St. Commun., **95** (6), 365 (1995).
- [18] А.С. Щеулин, А.К. Купчиков, А.Е. Андервакс, А.И. Рыскин. ФТП, **38**, 72 (2004).

Редактор Л.В. Шаронова

Influence of electric field on the photoeffect in a Shottky barrier on the base of n-CdP₂

I.G. Stamov, D.V. Tkachenko

Dniester State University,
3300 Tiraspol, Moldova

Abstract The results of the investigation of photoelectric properties of Shottky barriers on the base of CdP₂ are presented. The influence of electric field on the photocurrent due to the photoelectronic emission from the metal and due to the optical generation of nonequilibrium charge carriers in the semiconductor was investigated. It was found that the dependence of photocurrent on light modulation frequency was determined by the characteristic times of the level recharging at the boundaries between the regions of spatial charge and quasineutrality, as well as between semiconductor and metal. It was obtained a good agreement of the theoretical and experimental results.