

# Процессы токопереноса в $n^+p$ -фотодиодах на основе HgCdTe

© Ж.В. Гуменюк-Сычевская<sup>¶</sup>, Ф.Ф. Сизов<sup>¶¶</sup>, В.Н. Овсюк\*, В.В. Васильев\*, Д.Г. Есаев\*

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,  
01028 Киев, Украина

\*Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 3 ноября 2000 г. Принята к печати 7 декабря 2000 г.)

Показано, что темновые токи в важных в прикладном отношении (для микрофотоэлектроники инфракрасного спектрального диапазона 8–12 мкм) гомопереходах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  ( $x \simeq 0.21$ ) при температурах 77 К хорошо описываются уравнениями баланса с учетом двух основных механизмов токопереноса: туннелирования через ловушки в запрещенной зоне и рекомбинации через них. Остальные механизмы токопереноса включены в рассмотрение как аддитивные составляющие. Проведено сравнение экспериментальных вольт-амперных характеристик и динамического сопротивления диодов HgCdTe с расчетными зависимостями для них, используя в качестве подгоночных параметров концентрации доноров и акцепторов в  $n$ - и  $p$ -областях диодов, концентрацию и энергетическое положение ловушек в запрещенной зоне, а также времена жизни носителей на ловушках, и получено хорошее согласие между расчетными и экспериментальными результатами.

## 1. Введение

В настоящее время высокочувствительные инфракрасные (ИК) системы изображения с предельными характеристиками и высоким разрешением включают в себя охлаждаемые до криогенных температур многоэлементные массивы фотодиодных структур на основе узкощелевых полупроводников с кремниевым сигнальным процессором в фокальной плоскости, соединенным с фотодиодной матрицей посредством, например, микростолбиков In. Такая гибридная технология находит достаточно широкое применение, поскольку она позволяет отдельно оптимизировать параметры детекторов и кремниевых считывающих устройств, связанных с массивом детекторов [1]. В гибридной технологии в основном используются фотовольтаические детекторы излучения на основе соединений кадмий–ртуть–теллур (КРТ) [1–3] и кремниевые микросхемы для считывания заряда с детекторов и его дальнейшего мультиплексирования. В настоящее время применение многоэлементных линеек и матриц детекторов на основе КРТ для ИК приложений в среднем (3–5 мкм) и дальнем (8–12 мкм) диапазоне длин волн хорошо обосновано. Средне- и длинноволновые ИК HgCdTe-фотодиоды и массивы имеют наиболее оптимизированные по сравнению с другими полупроводниками параметры для ИК фотоэлектроники [4–6]. Поскольку для эффективного функционирования фокальных гибридных ИК матриц входные транзисторы устройств считывания должны быть смещены в обратном направлении [1, 7], фотодиоды должны быть также электрически смещены в обратном направлении. В этом случае динамическое сопротивление ИК фотодиодов существенным образом зависит от величины смещения и в значительной мере определяет эффективность функционирования гибридных структур. Поэтому для оптимизации управления

массивами важно определить область обратных смещений для ИК фотодиодных структур, в которой могут быть реализованы оптимальные с точки зрения передачи ИК сигналов параметры гибридных структур.

Наблюдающиеся в соединениях КРТ глубокие уровни, по-видимому, связаны с собственными дефектами, возникающими в процессе выращивания кристаллов или эпитаксиальных слоев, и с неконтролируемыми примесями. Однако дополнительные глубокие уровни могут быть обусловлены и разницей термического коэффициента расширения кремниевых считывающих ячеек и фотодиодных массивов на основе узкозонных соединений КРТ, что может привести к возникновению добавочных шумовых токов. Примеси, используемые в получении узкозонных фотодиодов, и повреждения, возникающие в таких полупроводниках в процессе гибридации, могут приводить к возникновению уровней дефектов другого типа в запрещенной зоне, которые могут портить параметры массивов. По сравнению с детекторами на основе двойных соединений, такими как фотовольтаические детекторы InSb, детекторы на основе HgCdTe могут быть композиционно подстроены под оптимизацию спектрального отклика. Кроме того, благодаря положительному коэффициенту изменения ширины запрещенной зоны в области длин волн 3–5 мкм они могут быть использованы в более широком температурном интервале (вплоть до  $T > 180$  К, см., например, [8]) по сравнению с детекторами InSb, что важно с точки зрения условий охлаждения.

В данной работе экспериментальные темновые вольт-амперные характеристики (ВАХ) и зависимости динамического сопротивления от напряжения смещения КРТ-диодов при температуре  $T = 77$  К сравнивались с результатами модельных расчетов для нескольких возможных механизмов рекомбинации носителей.

Нами были использованы уравнения баланса носителей, в которые были включены два основных механизма переноса, а именно туннелирование через ловушки и

<sup>¶</sup> E-mail: kolezhuk@joanna.ru.kiev.ua

<sup>¶¶</sup> E-mail: sizov@dep38.semicond.kiev.ua  
Tel/Fax: +380(44)265-62-96

процесс рекомбинации Шокли–Рида–Холла через ловушки. В качестве подгоночных параметров использовались концентрации доноров и акцепторов в  $p$ - $n$ -переходе, концентрации ловушек и их энергетическое положение в запрещенной зоне, времена жизни носителей на них. Получено хорошее согласие с экспериментальными результатами.

## 2. Приближение уравнений баланса

Для описания туннельных процессов и темновых токов в фотодиодах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  мы применили так называемое приближение уравнений баланса [9]. В рассмотрение включаются два основных процесса в  $p$ - $n$ -переходе: туннелирование через ловушки (trap-assisted tunneling, в дальнейшем — ТАТ) и термическая рекомбинация с участием ловушек Шокли–Рида–Холла (SRH). При этом имеется в виду, что носители обоих типов могут захватываться на свободную ловушку или испускаться с занятой ловушки на свободное место в зоне одним из двух способов: ТАТ или SRH. Подробно процедура вычислений приведена нами в работе [10]. Далее приведена краткая схема расчетов. Мы использовали три основных приближения, введенных в [11], а также использованных в [9]:

- (а) постоянное поле в барьере,
- (б) постоянные квазиуровни Ферми в  $p$ - $n$ -переходе (справедливо для прямого или малого обратного смещения),
- (в) бoльцмановская статистика носителей.

Тогда для концентрации носителей внутри перехода ( $0 \leq x \leq W$ ) имеем

$$p(x) = N_a \exp[-q(V_0 + V)(W - x)/kTW],$$

$$n(x) = N_d \exp[-q(V_0 + V)x/kTW],$$

где  $V_0$  — встроенный,  $V$  — приложенный потенциалы соответственно,  $N_a$ ,  $N_d$  — концентрации акцепторов и доноров. Темп туннелирования электрона с ловушки, уровень энергии которой над потолком валентной зоны равен  $E_t$ , согласно [12], задается выражением

$$\omega_{c,v} N_{c,v} = \frac{\pi^2 q F m_{\text{eff}}}{h^3 (E_g - E_t)} |W_c|^2 \exp(-2\theta_{c,v}), \quad (1)$$

где  $F$  — напряженность электрического поля в переходе,

$$E_g = -0.302 + 1.93x - 0.81x^2 + 0.832x^3$$

$$+ 5.32 \cdot 10^{-4}(1 - 2x)(-1882 + T^3) / (255.2 + T^2)$$

— ширина запрещенной зоны в КРТ [13],  $N_{c,v}$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости (ЗП) или в валентной зоне (ВЗ). Мы принимаем, что эффективные плотности состояний электронов в ЗП и легких дырок в ВЗ в рамках двузонной  $k$ - $p$ -модели равны

$$N_c \simeq N_{vhh} = 2(3E_g kT / 8\pi P^2)^{3/2},$$

где  $P = 0.83 \text{ эВ} \cdot \text{нм}$  — межзонный матричный элемент, а эффективная плотность состояний дырок в ВЗ примерно

равна эффективной плотности состояний тяжелых дырок, и в рамках параболического закона дисперсии

$$N_v \simeq N_{vhh} = (2\pi m_{hh} kT)^{3/2} / 4(\pi \hbar)^3.$$

В соотношении (1)  $|W_c|^2$  — квадрат матричного элемента ионизации ловушки. В данном случае в вычислениях использовано экспериментальное значение  $|W_c|^2$  для примеси золота в кремнии [9,12]:  $|W_c|^2 = 3 \cdot 10^{-67} \text{ Дж}^2 \text{ м}^3$ . Эта величина имеет гораздо меньшее влияние на темп процесса ТАТ по сравнению с экспоненциальным множителем. Показатель экспоненты  $\theta$  в выражении (1) определяется как интеграл:

$$\theta = \int_{x_1(E)}^{x_2(E)} \text{Im}[k_x(E)] dx, \quad (2)$$

где  $k_x$  — вектор импульса вдоль оси  $p$ - $n$ -перехода, задаваемый законом дисперсии в двузонной модели Кейна,  $x_1$ ,  $x_2$  — поворотные точки процесса туннелирования.

В зависимости от координаты ловушки вдоль  $p$ - $n$ -перехода ( $x$ ) и от ее энергетического положения ( $E_t$ ) рассматривается, какие процессы попадания на нее возможны — вертикальные (по энергии) или горизонтальные (в точку с координатой  $x + x_t$  в ВЗ или в точку  $x - x_t$  в ЗП). Темпы захвата и эмиссии носителей на ловушке с конкретной координатой приравняются, и находится число занятых ловушек. Далее темпы захвата и эмиссии выражаются через известные параметры. Учитывая, что в обедненной области

$$p_{lh}(x + x_t) = p_{lh}(x) \exp(E_t/kT),$$

$$n(x - x_t) = n(x) \exp[(E_g - E_t)/kT], \quad (3)$$

темп рекомбинации неравновесных носителей в случае, когда возможны SRH-рекомбинация и туннелирование с ловушки в зону проводимости ( $E_g \leq E \leq q(V_0 + V) + E_t$ ):

$$U_a = \frac{N_t \gamma_v n_i^2 [\gamma_c + \omega_c e^{(E_g - E_t)/kT}] (e^{-qV/kT} - 1)}{R}, \quad (4)$$

$$R = [p(x) + p_1] \gamma_v + [n(x) + n_1] \gamma_c + [n(x) e^{(E_g - E_t)/kT} + N_c] \omega_c,$$

где  $N_t$  — концентрация ловушек,

$$n_i^2 = N_c N_v \exp[-E_g/kT]$$

— квадрат собственной концентрации носителей; температурная зависимость темпа термоэмиссии задается параметрами

$$n_1 = N_c \exp[(E_g - E_t)/kT]$$

и

$$p_1 = N_v \exp[-E_t/kT],$$

$\omega_{c(v)}$  — сечение туннельного захвата из соотношения (1),  $\gamma_{c(v)} = 1/(N_t \tau_{e(p)})$  — сечение термического захвата на ловушки,  $\tau_{e(p)}$  — время жизни электрона (или дырки).

В случае, когда туннелирование через ловушки невозможно, а существуют только процессы генерации-рекомбинации типа SRH ( $q(V_0 + V) \leq E \leq E_g$ ), темп рекомбинации равен

$$U_b = \frac{N_t \gamma_c \gamma_v n_i^2 (e^{-qV/kT} - 1)}{[p(x) + p_1] \gamma_v + [n(x) + n_1] \gamma_c}. \quad (5)$$

Когда туннельные процессы возможны из валентной зоны на уровень ловушек ( $E_t \leq E \leq q(V_0 + V)$ ), темп рекомбинации

$$U_c = \frac{N_t \gamma_c n_i^2 (\gamma_v + \omega_v e^{E_t/kT}) (e^{-qV/kT} - 1)}{R_1}, \quad (6)$$

$$R_1 = [p(x) + p_1] \gamma_v + [n(x) + n_1] \gamma_c + [p_{lh}(x) e^{E_t/kT} + N_{vlh}] \omega_v.$$

Наконец, когда процессы ТАГ возможны из валентной зоны на уровень ловушек и отсюда в зону проводимости ( $E_g \leq E + E_t \leq q(V_0 + V)$ ), для темпа рекомбинации получаем

$$U_d = \frac{R2}{R3}, \quad (7)$$

$$R2 = N_t n_i^2 (e^{-qV/kT} - 1)$$

$$\times [\omega_v \omega_c e^{E_g/kT} + \omega_c \gamma_v e^{(E_g - E_t)/kT} + \omega_v \gamma_c e^{E_t/kT} + \gamma_c \gamma_v],$$

$$R3 = [p(x) + p_1] \gamma_v + [n(x) + n_1] \gamma_c$$

$$+ [n(x) e^{(E_g - E_t)/kT} + N_c] \omega_c + [p_{lh}(x) e^{E_t/kT} + N_{vlh}] \omega_v.$$

Плотность генерационно-рекомбинационного тока получается после интегрирования темпа рекомбинации вдоль  $p-n$ -перехода:

$$J = q \left( \int_0^{x_1} dx U_c + \int_{x_1}^{x_2} dx U_d + \int_{x_2}^W dx U_a \right),$$

$$\text{когда } q(V_0 + V) > E_g,$$

$$J = q \left( \int_0^{x_1} dx U_c + \int_{x_1}^{x_2} dx U_b + \int_{x_2}^W dx U_a \right),$$

$$\text{когда } q(V_0 + V) \geq E_t, E_g - E_t,$$

$$J = q \left( \int_0^{x_2} dx U_c + \int_{x_2}^W dx U_b \right),$$

$$\text{когда } E_t \leq q(V_0 + V) < E_g - E_t,$$

$$J = q \left( \int_0^{x_1} dx U_b + \int_{x_1}^W dx U_a \right),$$

$$\text{когда } E_g - E_t \leq q(V_0 + V) < E_t, \quad (8)$$

где

$$x_1 = W(E_g - E_t)/q(V_0 + V),$$

$$x_2 = W[1 - E_t/q(V_0 + V)].$$

Остальные токи, такие как диффузионный, ток межзонного туннелирования, ток термической рекомбинации через ловушки в квазинейтральных  $n$ - и  $p$ -областях диода,

а также рекомбинация Оже, включены в рассмотрение аддитивно. Самые большие вклады в темновой ток диода дают диффузионная составляющая, SRH-составляющая для дырок в квазинейтральной области  $p-n$ -перехода и межзонное туннелирование. Для межзонного туннелирования в приближении постоянного поля в переходе мы пользовались выражением из [13,14], полученным в рамках приближения Венцеля-Крамерса-Бриллюэна (ВКБ) для двузонного закона дисперсии с учетом непадобности зонного спектра:

$$I_{ВТВ} = -A \frac{(q\varphi - E_g/2)q^2 F}{\sqrt{2\pi^3 \hbar^2}} \left( \frac{m_y^* m_z^*}{E_g m_x^*} \right)^{1/2} \times \left\{ E_4 \left[ \left( \frac{q\varphi}{q\varphi - E_g/2} \right)^{1/2} K \right] - \left( \frac{E_g}{2q\varphi} - E_g \right)^{3/2} E_4[(2q\varphi/E_g)^{1/2} K] \right\}, \quad (9)$$

где

$$E_4(C) \equiv \int_1^\infty e^{-Cx} x^{-4} dx$$

— экспоненциальный интеграл,

$$K = \pi/2qF\hbar(m_x E_g^3)^{1/2},$$

$F$  — напряженность поля в переходе,  $\varphi$  — потенциал перехода,  $A$  — площадь  $p-n$ -перехода. Это выражение дает для межзонного туннелирования величины токов ВТВ (band-to-band tunneling), на несколько порядков меньше, чем стандартное выражение для квадратичного закона дисперсии, обычно используемое для анализа токов ВТВ в фотодиодах HgCdTe [15,16] и дающее неадекватные результаты.

### 3. Методика эксперимента и обсуждение результатов исследований

Нами проведено сравнение экспериментальных темновых вольт-амперных характеристик и дифференциального сопротивления фотодиода на основе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с результатами моделирования в рамках вышеописанной модели. Слои HgCdTe выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках кристаллического GaAs с промежуточным буферным слоем CdZnTe [17]. Для уменьшения влияния поверхностной рекомбинации были выращены слои  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с повышенным составом  $x$  к обеим поверхностям [18] (см. рис. 1). В варизонном слое толщиной около 0.5 мкм состав  $x$  изменялся от 0.212 в объеме до 0.55 на поверхностях. Полная толщина слоя HgCdTe составляла 12 мкм. Исходные слои имели  $n$ -тип проводимости и под действием отжига в парах ртути конвертировались в  $p$ -тип;  $n^+ - p$ -переходы площадью  $50 \times 50$  мкм формировались имплантацией бора с энергией 150 кэВ и дозой

Graded gap HgCdTe layer $x$ from 0.21 to 0.55 $d = 0.5 \mu\text{m}$
Homogeneous HgCdTe layer $x = 0.21$ $d = 12 \mu\text{m}$
Graded gap HgCdTe layer $x$ from 0.21 to 0.55 $d = 0.5 \mu\text{m}$
Buffer layer of CdZnTe $d = 3\text{--}4 \mu\text{m}$
GaAs substrate $d = 300\text{--}400 \mu\text{m}$

Рис. 1. Схематическое изображение фотодиодной структуры.

$3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Состав  $x$  определялся из длины волны отсечки фотоответа (12.2 мкм) и равнялся  $x = 0.212$ , что соответствует ширине запрещенной зоны  $E_g = 0.1016$  эВ. На рис. 2, *a, b* представлены экспериментальные результаты и результаты моделирования для температуры 77 К. Кривые 1, 2 на этих рисунках соответствуют "хорошим" диодам, удовлетворяющим требованию высокого импеданса для согласования с входными устройствами схем считывания, кривые 3 — "плохим", не удовлетворяющим этому требованию.

В качестве подгоночных в расчетах были использованы следующие параметры: концентрация доноров и акцепторов  $N_d$  и  $N_a$ , уровень энергии ловушек  $E_t$ , концентрация ловушек в области обедненного слоя  $N_{t1}$  и вне обедненного слоя  $N_{t2}$ , времена жизни носителей на ловушках внутри  $p$ - $n$ -перехода  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  и вне перехода —  $\tau_{nv}$ ,  $\tau_{pv}$ . Влияние вышеназванных параметров на токи фотодиода грубо можно обобщить так: темп процессов ТАТ и SRH максимален, когда  $E_t$  лежит в середине запрещенной зоны;  $N_d$  и  $N_a$  сильно влияют на толщину обедненного слоя и, следовательно, на вероятность процессов ТАТ и ВТВ; от величин  $N_{t1}$  и  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  зависит темп SRH-рекомбинации.

Здесь необходимо сделать важное замечание. Подгоняя экспериментальные данные, имеет смысл зафиксировать какие-либо из подгоночных параметров, исходя из других экспериментальных результатов, иначе результаты подгонки могут быть неоднозначными. Иначе говоря, существует некое семейство групп подгоночных параметров, которые дают близкие зависимости  $R(V)$ ; поэтому для получения правильных значений мы должны зафиксировать некоторые параметры в этом семействе. В настоящее время нет достоверных данных о природе ловушек в рассматриваемых материалах, энергии их уровней и времена жизни носителей на ловушках, хотя существует большое количество публикаций, в которых показано, что глубокие уровни в запрещенной зоне КРТ расположены на  $(0.6\text{--}0.7)E_g$  от потолка валентной зоны (см., например, [19]). Кривые темновых токов на рис. 2, *a* как для хороших, так и для плохих диодов при смещениях менее 0.2 В имеют характерную форму для диффузионного тока с учетом таких нетуннельных компонент, как токи рекомбинации Шокли-Рида вне обедненного слоя  $p$ - и  $n$ -областей, токи оже-рекомбинации и радиацион-

ной рекомбинации, т. е. токов, не участвующих в балансе носителей внутри обедненного слоя. Варьируя концентрации доноров и акцепторов, а также времена жизни носителей вне обедненного слоя, получаем данные, по-

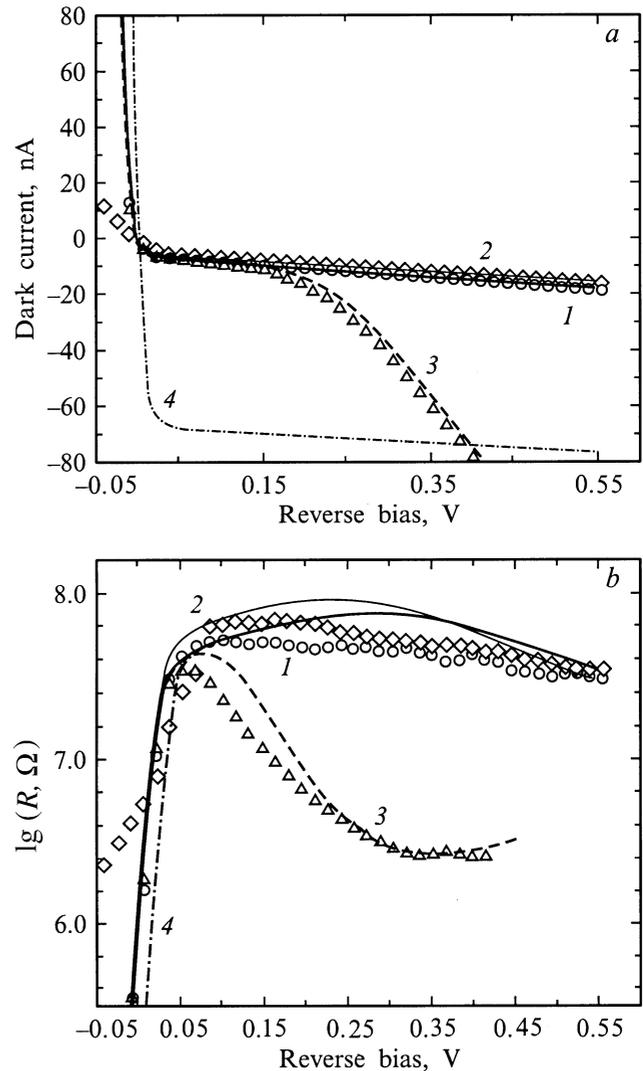


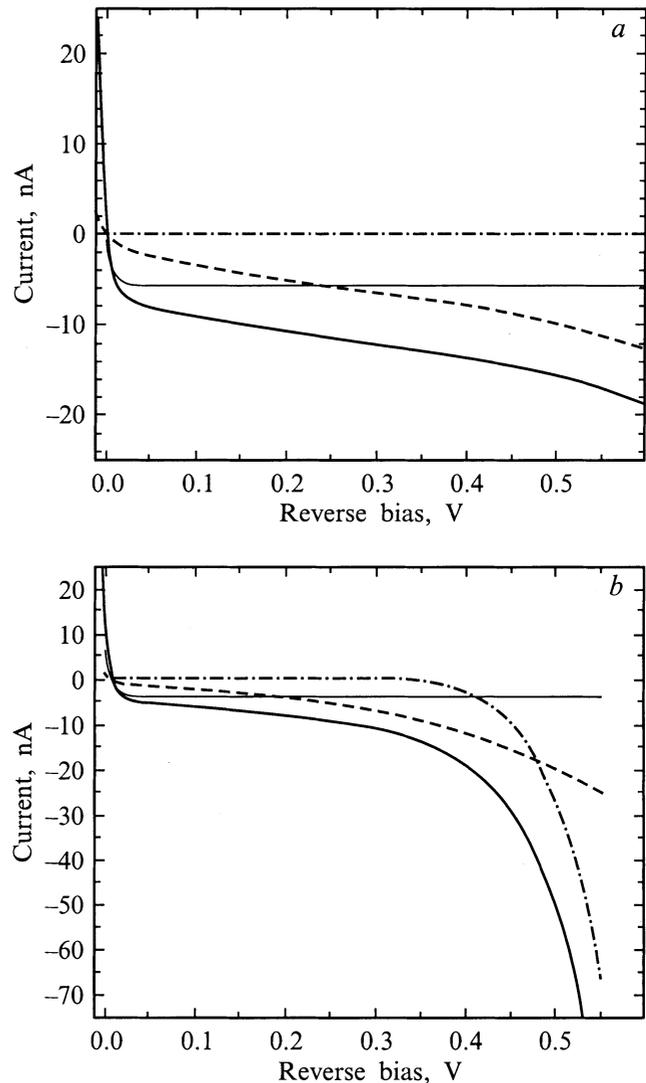
Рис. 2. Вольт-амперные характеристики (*a*) и зависимости дифференциального сопротивления от обратного напряжения смещения (*b*) для фотодиодов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с  $x = 0.212$ ,  $\lambda_{c0} = 12.2$  мкм,  $T = 77$  К,  $R_0A = 6$  Ом  $\cdot$  см<sup>2</sup> в сравнении с результатами расчетов. Кривые 1: кружками представлены экспериментальные данные, сплошной толстой линией — результаты расчетов со следующими подгоночными параметрами:  $E_t = 0.6E_g$ ,  $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_a = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{t1} = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{t2} = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{n,p} = 3 \cdot 10^{-7}$  с,  $\tau_{nv,pv} = 6 \cdot 10^{-6}$  с. Расчетные значения  $E_g = 0.1016$  эВ,  $R_0A = 1.0$  Ом  $\cdot$  см<sup>2</sup>. Кривые 2: ромбы — эксперимент, сплошная тонкая линия — расчет. Подгоночные параметры:  $N_{t1} = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{n,p} = 4 \cdot 10^{-7}$  с. Кривые 3: треугольники — эксперимент, штриховая линия — расчет. Подгоночные параметры:  $N_{t1} = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{t2} = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{n,p} = 3 \cdot 10^{-7}$  с,  $\tau_{nv,pv} = 8 \cdot 10^{-6}$  с. Штрихпунктирная линия (4) — расчет для инвертированной структуры;  $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_d = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Остальные параметры расчетных кривых 2–4 те же, что и для кривой 1.

звояющие хорошо аппроксимировать токовые кривые при обратных смещениях менее 0.2 В:  $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_a = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_v = (6-8) \cdot 10^{-6} \text{ с}$ . Следует отметить, что наиболее существенными при таких параметрах являются диффузионный ток и рекомбинация Шокли-Рида в  $p$ -области диода. Зафиксировав эти параметры, нам удалось подобрать и остальные подгоночные параметры так, что расчетные кривые для токов и для сопротивлений хорошо совпадают с экспериментальными. Полученные времена жизни носителей в  $p-n$ -переходе и вне его хорошо согласуются с данными [17] для фотосопротивлений HgCdTe. Плохие фотодиоды отличаются от хороших только концентрацией ловушек. Большое число центров в запрещенной зоне увеличивает темп рекомбинации на них.

На рис. 3 отдельно представлены токи фотодиода, рассчитанные с такими же параметрами, как для кривых 1 и 3 на рис. 2. Диффузионный ток (в сумме с другими аддитивными компонентами тока) является преобладающим вплоть до обратных смещений  $\approx 0.2$  В. Он и определяет параметр  $R_0A$ , который принято рассматривать как характеристику качества фотодиодов. Мы получили и для хороших, и для плохих диодов  $R_0A = 1.0 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ . Из рис. 2, *a* видно, что завал токовой кривой для плохих диодов происходит при довольно больших обратных смещениях в рабочей области диода, что происходит из-за быстрого нарастания тока TAT+SRH в переходе. В хороших диодах скорости нарастания токов TAT и SRH практически одинаковы, поэтому ток растет почти линейно, а в кривой дифференциального сопротивления появляется практически плоская ветвь. Если токовая ветвь немного изгибается, то на кривой сопротивления могут возникать дополнительные максимумы, что неоднократно получалось у нас в расчетах (см., например, [10]).

Ток ВТВ для обоих типов структур остается несущественным, поскольку ширина обедненной области в несмещенном переходе сравнительно велика:  $W = 0.37 \text{ мкм}$ . Однако токи в структурах очень чувствительны к изменению параметров перехода, в частности к изменению концентраций легирующих примесей, что ведет к изменению ширины обедненного слоя. Например, при увеличении концентрации доноров в 2 раза по сравнению со случаем, приведенным на рис. 2, ширина обедненного слоя уменьшается:  $W = 0.275 \text{ мкм}$ , ток ВТВ возрастает на несколько порядков и становится доминирующим в формировании характеристик фотодиода при обратном смещении (см. рис. 3, *b*).

Кроме того, с прикладной точки зрения интересным кажется следующий численный эксперимент: расчет параметров инвертированной структуры, т.е.  $p^+ - n$ -структуры, в которой концентрация доноров равна концентрации акцепторов в изучаемой  $n^+ - p$ -структуре, а концентрация акцепторов, наоборот, — концентрации доноров. Несмотря на то что величина  $R_0A$  в инвертированной структуре значительно меньше из-за большего диффузионного тока (подвижности электронов и тяже-



**Рис. 3.** Темновые токи фотодиода, рассчитанные: (*a*) — с теми же параметрами, что для кривых 1 на рис. 2, (*b*) — с большей концентрацией доноров  $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Сплошная тонкая линия — сумма диффузионного тока и генерационно-рекомбинационных токов вне обедненного слоя, штриховая линия — токи по механизмам TAT+SRH, штрихпунктирная — ВТВ-ток, сплошная толстая кривая — суммарный ток.

лых дырок сильно отличаются), в рабочей области смещений, когда преобладают процессы TAT и SRH, дифференциальные сопротивления "инвертированных" диодов практически равны (см. штрихпунктирную линию 4 на рис. 2, *b*) из-за практически одинаковой вероятности туннелирования электронов и "легких" дырок. Таким образом, применение  $n^+ - p$ -фотодиодов на основе КРТ не имеет преимуществ по сравнению с  $p^+ - n$ -фотодиодами в устройствах, где работают обратно смещенные схемы (матрицы или многоэлементные линейки со считывающими устройствами), хотя в случае несмещенных диодов динамическое сопротивление первых может в десятки раз превышать динамическое сопротивление вторых.

Во всех случаях, рассмотренных выше, было получено (как результат подгонки), что концентрация ловушек сравнима по величине с концентрациями легирующих примесей, потому что в рассмотрение включен баланс процессов ТАТ и SRH. Если их включать в рассмотрение независимо, то получаются, очевидно, заниженные концентрации ловушек при сходных временах жизни ( $N_t \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  в соответствии с [15,20]).

#### 4. Заключение

Было показано, что приближение уравнений баланса, учитывающее два основных механизма токопереноса в  $p$ - $n$ -переходе: тунелирование через ловушки (ТАТ) и термическую генерацию–рекомбинацию (SRH), позволяет хорошо описать экспериментальные данные по токам и дифференциальному сопротивлению фотодиодов HgCdTe (КРТ) в их рабочей области температур.

В результате подгонки расчетных параметров было установлено, что хорошие диоды отличаются от плохих только концентрацией ловушек с одним и тем же энергетическим уровнем в запрещенной зоне. В хороших диодах, в соответствии с экспериментом, плоская ветвь зависимости дифференциального сопротивления от напряжения смещения связана с областью, где скорости нарастания токов ТАТ и SRH близки. В плохих диодах "пробой" на вольт-амперной характеристике (ВАХ) связан с этими же процессами, но из-за большей на 2 порядка концентрации ловушек ток ТАТ нарастает быстрее, чем ток SRH. Однако механизм SRH снижает скорость нарастания процесса ТАТ, поскольку учитывается баланс носителей на ловушках, и, следовательно, пробой ВАХ является более медленным, чем можно ожидать при концентрации ловушек  $N_t \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Для обоих типов диодов процессы ВТВ являются несущественными, но при незначительном изменении концентрации легирующей примеси этот ток может стать преобладающим, что приведет к существенному ухудшению характеристик фотодиодов. Показано, что для диодов с шириной запрещенной зоны  $E_g \approx 0.1 \text{ эВ}$  сопротивление несмещенных диодов  $R_0$  определяется диффузионным током и не определяет качество диодов в рабочей области при обратном смещении входных каскадов микросхем считывания. Численно показано, что для  $n^+$ - $p$ - и  $p^+$ - $n$ -диодов на основе КРТ с "инвертированной" концентрацией доноров и акцепторов дифференциальное сопротивление смещенных диодов практически совпадает в области, где преобладают ТАТ+SRH-токи, хотя при нулевом смещении величина  $R_0$  в таких структурах различна из-за различных подвижностей электронов и тяжелых дырок.

#### Список литературы

- [1] E. Fossum, B. Pain. Proc. SPIE, **2020**, 262 (1994).
- [2] Ph. Tribolet, Ph. Hirel, A. Lussereau, M. Vuillermet. Proc. SPIE, **2552**, 369 (1996).

- [3] F.F. Sizov. Semiconductor Physics, Quant. Electron. and Optoelectron., **3**, 52 (2000).
- [4] A. Rogalski. Opt. Eng., **33**, 1395 (1994).
- [5] L.J. Kozlowski, W.V. McLevige, Sc.A. Cabelli, A.H.B. Vanderwick, D.E. Cooper, E.R. Blazejewski, K. Vural, W.E. Tennant. Opt. Eng., **33**, 704 (1994).
- [6] C.C. Wang. J. Vac. Sci. Technol., **B9**, 1724 (1991).
- [7] T. Tung, L.V. DeArmond, R.F. Herald, P.E. Herming, M.H. Kallisher, D.A. Olson, R.F. Risser, A.P. Stevens, S.J. Tighe. Proc. SPIE, **1735** 109 (1992).
- [8] G.N. Pultz, P.R. Norton, E.E. Krueger, M.B. Reine. J. Vac. Sci. Technol., **B9**, 1724 (1991).
- [9] W.W. Anderson, H.J. Hoffman. J. Appl. Phys., **53**, 9130 (1982).
- [10] J.V. Gumenjuk-Sichevskaja, F.F. Sizov. Semicond. Sci. Technol., **14**, 1124 (1999).
- [11] C.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
- [12] C.T. Sah. Phys. Rev., **123**, 1594 (1961).
- [13] J.P. Lowney, D.G. Siler, C.L. Litter, I.T. Yoon. J. Appl. Phys., **71**, 1253 (1992).
- [14] W.W. Anderson. Infr. Phys., **17**, 147 (1977).
- [15] Y. Nemirowski, A. Unikowski. J. Vac. Sci. Technol., **B10** (4), 1602 (1992).
- [16] A. Ajisawa, N. Oda. J. Electron. Mater., **24** (9), 1105 (1995).
- [17] V.S. Varavin, S.A. Dvoretzky, V.I. Liberman, N.N. Mikhailov, Yu.G. Sidorov. J. Cryst. Growth., **159**, 1161 (1996).
- [18] В.В. Васильев, Д.Г. Есаев, А.Ф. Кравченко, В.М. Осадчий, А.О. Сусяков. ФТП, **34** (7), 877 (2000).
- [19] J. Yoshino, J. Morimoto, H. Wada, A. Ajisawa, M. Kawano, N. Oda. Proc. SPIE, **3436**, 120 (1998).
- [20] Y. Nemirowski, D. Rosenfeld, R. Adar, A. Kornfeld. J. Vac. Sci. Technol., **B7** (2), 528 (1989).

Редактор Т.А. Полянская

#### Carrier transport in HgCdTe $n^+ - p$ photodiodes

J.V. Gumenjuk-Sichevskaja, F.F. Sizov, V.N. Ovsyuk,\*  
V.V. Vasilyev,\* D.G. Esaev\*

Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
01028 Kiev, Ukraine

\*Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** It is shown that dark currents in  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  homojunctions ( $x \simeq 0.21$ ), which are important for microphotoelectronic applications in the infrared spectral range 8–12  $\mu\text{m}$ , are well described by the balance equations when taking into account two major carrier transport mechanisms, namely, trap-assisted tunneling and Shockley–Reed–Hall generation-recombination processes. Other transport mechanisms were considered to be additive contributions. Using donor and acceptor concentrations in  $n$ - and  $p$ -type regions of the diode, trap level concentration, trap level energy, and the in-junction trap level lifetimes as fitting parameters, we have obtained that theoretical results agree well with experimental ones for current–voltage characteristics and dynamical resistance of HgCdTe diodes.