

УДК 621.383.4/5

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz,
07.57.Kp, 85.60.Dw**Исследование темновых токов фотодиодов на основе гетероструктур КРТ***Н. И. Яковлева*

Главным фактором, который влияет на выходные характеристики, является темновой ток фотодиодов, который должен быть минимальным, чтобы снизить шумы и обеспечить высокий уровень фотоэлектрических параметров. Для выявления доминирующих причин генерации-рекомбинации в фотодиодах на основе тройного соединения кадмий-ртуть-теллур (КРТ) в заданном диапазоне напряжений разработана модель расчета темновых токов, обусловленных фундаментальными и иными токовыми механизмами. Определены составляющие темнового тока фотодиодов, изготовленных в гетероструктурах КРТ, выращенных методами молекулярно-лучевой (МЛЭ) и жидкофазной (ЖФЭ) эпитаксии, в диапазоне обратных напряжений смещения от 0 до 40 мВ. В диапазоне от 0 до 20 мВ обратного напряжения смещения характеристики ограничены диффузионной составляющей. Возрастание токов генерации-рекомбинации Шокли-Рида-Холла (ШРХ) и туннелирования через уровни ловушек в запрещенной зоне наблюдается при напряжении обратного смещения более 30 мВ.

Ключевые слова: гетероструктура, CdHgTe, теллурид кадмия-ртути, КРТ, фотодиод, темновой ток, МЛЭ, ЖФЭ.

Ссылка: Яковлева Н. И. // Прикладная физика. 2019. № 5. С. 27.

Reference: N. I. Yakovleva, Prikl. Fiz., No. 5, 27 (2019).

Введение

Основной тенденцией последних лет является поиск возможностей достижения высоких параметров фотоприемных устройств (ФПУ) на основе тройного соединения кадмий-ртуть-теллур (КРТ), работающих в длинноволновом ИК-диапазоне спектра. Главным фактором, который влияет на выходные характеристики, является темновой ток фотодиодов, который должен быть минимальным, чтобы снизить шумы и обеспечить высокий уровень фотоэлектрических параметров.

Появление избыточных темновых токов связано как с формированием дефектов в ге-

терэпитаксиальных структурах в процессе выращивания тройного соединения КРТ на гомо- и гетероподложках, так и с фундаментальными процессами генерации-рекомбинации [1, 2], протекающими в фотодиодах. Разделяя фотодиод на три основные области, а именно, на две квазинейтральные области *p*- и *n*-типа проводимости и область пространственного заряда, которая формируется вокруг физической границы *p-n*-перехода, можно выделить отдельные составляющие темнового тока, протекающие в указанных областях.

Для квазинейтральных областей структуры характерными являются Оже-процессы, которые подчиняются теории идеального фотодиода Шокли [3] и определяются токами диффузии $I_{\text{dif}} = eG_{\text{th}_d} \times V_{\text{dif}}$, где G_{th_d} – скорость тепловой генерации в объеме V_{dif} квазинейтральных областей.

Процессы, проходящие в области пространственного заряда, включают генерацию-рекомбинацию через центры Шокли-Рида-

Яковлева Наталья Ивановна, гл.н.с., к.т.н.

АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

Тел. 8(499) 374-81-30. E-mail: orion@orion-ir.ru

Статья поступила в редакцию 3 сентября 2019 г.

© Яковлева Н. И., 2019

Холла и характеризуются током $I_{g-r} = e \times G_{th_g-r} \times V_{dep}$, где G_{th_g-r} – скорость термической генерации в объеме области пространственного заряда (ОПЗ) V_{dep} .

Помимо токов генерации и рекомбинации ШРХ в ОПЗ, такие токи туннелирования [4] как J_{TAT} – ток туннелирования через ловушки в запрещенной зоне, J_{BBT} – ток туннелирования зона-зона и токи, описывающие поведение носителей заряда на поверхности и границах раздела, ухудшают параметры фотодиодов.

Поверхностные токи включают следующие составляющие: токи шунтирующей утечки, возникающие из-за несовершенств или проколов пассивирующего покрытия; поверхностные токи при наличии неоднородностей кристаллической решетки полупроводника и оборванных связей на поверхности, вследствие которых появляются дополнительные уровни в запрещенной зоне. Задачей разработчика современного ФПУ является уменьшение или полное устранение отдельных составляющих темнового тока, что позволяет повысить выходные фотоэлектрические параметры.

Целью данной статьи являлось определение доминирующего механизма генерации-рекомбинации в фотодиодах на основе ГЭС КРТ, выращенных методами ЖФЭ и МЛЭ, в заданном диапазоне напряжений смещения, а также расчет отдельных составляющих темнового тока, обусловленных фундаментальными и иными токовыми механизмами.

Теоретические основы расчета темнового тока фотодиода

Плотность суммарного темнового тока фотодиода рассчитывается как сумма отдельных токовых компонент [5, 6], включая основные составляющие, такие как диффузионная $J_{dif} = J_{difp} + J_{difn}$ в электрически нейтральных областях p - и n -типа, генерационно-рекомбинационная ШРХ в ОПЗ J_{dep} , ток туннелирования через ловушки в запрещенной зоне J_{TAT} , туннелирования зона-зона

J_{BBT} , поверхностная составляющая J_s и шунтирующая утечка J_{sh}

$$J_{\Sigma} = J_{difp} + J_{difn} + J_{dep} + J_{TAT} + J_{BBT} + J_s + J_{sh}.$$

Диффузионный ток в слое поглощения заданной толщины t определяется произведением $qG_{dif}t$, где G_{dif} – скорость генерации вследствие процессов диффузии носителей заряда, q – заряд электрона, t – толщина области поглощения. Скорость генерации G_{dif} , в свою очередь, может быть рассчитана как отношение концентрации неосновных носителей заряда N_{min} ко времени жизни

$$G_{dif} = \frac{N_{min}}{\tau_{min}} = \frac{n_i^2}{N_{maj}\tau_{min}}.$$

Время жизни неосновных носителей заряда τ_{min} в общем случае включает три основные составляющие в соответствии с основополагающими работами [7, 8]: излучательную τ_{rad} , Оже τ_{Aug} и Шокли-Рида-Холла τ_{SRH} ,

$$\frac{1}{\tau_{min}} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{Aug}} + \frac{1}{\tau_{SRH}},$$

поэтому скорость генерации G_{dif} можно записать как

$$G_{dif} = \frac{N_{min}}{\tau_{min}} = \frac{n_i^2}{N_{maj}\tau_{min}} = \frac{n_i^2}{N_{maj}} \left(\frac{1}{\tau_{Aug}} + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} \right)$$

где N_{maj} – концентрация основных носителей заряда; τ_{min} – время жизни неосновных носителей заряда, характеризующее механизмы рекомбинации в фотодиодах на основе КРТ (излучательный, Оже- и Шокли-Рида-Холла); n_i – собственная концентрация.

Диффузионная компонента темнового тока в области n -типа $J_{n_dif}(\lambda, com, Tmp, T_1, N_D)$ по механизму Оже является функцией ряда аргументов: λ – граничная длина волны, x – состав, Tmp – темпе-

ратура фона, T_1 – рабочая температура ФЧЭ, N_D – концентрация доноров и рассчитывается через скорость генерации как

$$J_{n_dif}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D) = \frac{q \times t_n \times n_i(\lambda, Tmp, T_1)^2}{2n_0(\lambda, Tmp, T_1, N_D) \times \tau_{A1}(\lambda, Tmp, T_1)},$$

где q – заряд электрона; t_n – толщина области n -типа; n_0 – равновесная концентрация основных носителей заряда; τ_{A1} – время жизни по механизму Оже-1.

Диффузионная компонента темного тока в области p -типа $J_{p_dif}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_A, N_V)$ по механизму Оже также является функцией ряда аргументов: λ – граничная длина волны, x – состав, Tmp – температура окружающей среды, T_1 – рабочая температура ФЧЭ, N_A – концентрация акцепторов; N_V – концентрация вакансий и определяется как

$$J_{p_dif}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_A, N_V) = \frac{q \times t_p \times n_i(\lambda, Tmp, T_1)^2}{2p_0(\lambda, Tmp, T_1, N_A, N_V) \times \tau_{A7}(\lambda, Tmp, T_1)},$$

где q – заряд электрона; t_p – толщина области p -типа; p_0 – равновесная концентрация основных носителей заряда; τ_{A7} – время жизни по механизму Оже-7.

$$J_{n_SRH}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D, \tau) = \frac{q \times t_n \times n_i(\lambda, Tmp, T_1)^2}{[n_0(\lambda, Tmp, T_1, N_D) + 2n_i(\lambda, Tmp, T_1)] \times \tau_{SRH}(\lambda, Tmp, T_1, \tau)},$$

$$J_{p_SRH}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_A, N_V, \tau) = \frac{q \times t_p \times n_i(\lambda, Tmp, T_1)^2}{[p_0(\lambda, Tmp, T_1, N_A, N_V) + 2n_i(\lambda, Tmp, T_1)] \times \tau_{SRH}(\lambda, Tmp, T_1, \tau)}.$$

В области пространственного заряда составляющая темного тока также определяется механизмом генерации-рекомбинации через центры захвата ШРХ. Скорость генерации для электронов и дырок в ОПЗ задается уравнением

Компонента темного тока J_{dif} по излучательному механизму при условии концентрации легирующей примеси в области поглощения, близкой к собственной, рассчитывается как

$$J_{rad}(\lambda, com, Tmp, T_1) = \frac{q \times t \times n_i(\lambda, Tmp, T_1)}{2 \times \tau_{radi}(\lambda, Tmp, T_1)},$$

где τ_{rad} – время жизни носителей заряда по излучательному механизму.

Помимо излучательного и Оже-процесса, в области поглощения происходят тепловые процессы генерации-рекомбинации носителей заряда через центры захвата ШРХ, расположенные на дополнительных энергетических уровнях в запрещенной зоне. Для упрощения расчетов, как правило, рассматривается один из наиболее вероятных уровней энергии.

Известно, что для материала КРТ наибольший вклад в темновой ток вносят центры захвата ШРХ, расположенные вблизи собственного уровня энергии Ферми, поскольку с помощью него обеспечивается наиболее вероятный переход «зона-уровень» и «уровень-зона» для носителей заряда в процессе генерации-рекомбинации. Диффузионные компоненты темного тока, зависящие от процессов генерации-рекомбинации через центры ШРХ, расположенные близко к собственному энергетическому уровню, соответственно для областей n - и p -типа проводимости определяются как

$$G_{dep} = \frac{n_0 p_0 - n_i^2}{(n_0 + n_1) \times \tau_{p0} + (p_0 + p_1) \times \tau_{n0}},$$

где n_0, p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок; n_i – собственная концентрация; n_1, p_1 – концентрации электронов и ды-

рок на центрах захвата; τ_{p0} , τ_{n0} – время жизни носителей заряда на центрах захвата;

$$\tau_{n0} = \frac{1}{\gamma_n N_t}, \quad \tau_{p0} = \frac{1}{\gamma_p N_t},$$

γ_n и γ_p – коэффициенты рекомбинации электронов и дырок; N_t – концентрация центров захвата ШРХ, расположенных на уровне энергии E_t . При этом концентрации носителей заряда на уровне ловушек E_t определяются как

$$n_1 = N_C \exp(-E_t/kT)$$

$$p_1 = N_V \exp(-(E_g - E_t)/kT).$$

В условиях обратного смещения в пределах ОПЗ концентрации n_0 , p_0 близки к нулю, и скорость генерации становится равной

$$G_{\text{dep}} = \frac{-n_i^2}{n_1 \times \tau_{p0} + p_1 \times \tau_{n0}}.$$

Для энергетических уровней, близких к собственному, дополнительно выполняется условие равенства концентраций $n_1 = n_i = p_1$, поэтому в области обеднения скорость генерации G_{dep} для нейтральных центров определяется выражением

$$G_{\text{dep}} = \frac{n_i}{2 \times \tau_{s0}},$$

где τ_{s0} – время жизни по механизму ШРХ, связанное с центрами захвата на энергетическом уровне, близком к собственному. Плотность тока фотодиода в ОПЗ при обратном напряжении смещения рассчитывается согласно уравнению $J_{\text{dep}} = qG_{\text{dep}}w_0$, где w_0 – ширина области обеднения

$$J_{\text{dep}} = \frac{qn_i w_0}{2 \times \tau_{s0}}.$$

Таким образом, составляющая темнового тока в области обеднения при условии нейтральности центров захвата, как функция выше указанных аргументов, определяется уравнением

$$J_{\text{dep}}(\lambda, x, Tmp, T_1, \tau) = \frac{q \times w_0 \times n_i(\lambda, Tmp, T_1)}{2 \times \tau_{\text{SRH}}(\lambda, Tmp, T_1, \tau)}.$$

Если центры захвата не являются нейтральными, то в зависимости от типа проводимости состояний, можно вывести простые соотношения для скоростей генерации-рекомбинации, и соответственно, для отдельных составляющих темнового тока.

Так, в случае заряженных донорных состояний ШРХ в материале p -типа, при условии, что время жизни доноров много меньше времени жизни акцепторов $\tau_{n0} \ll \tau_{p0}$, скорость генерации определяется как

$$G_{\text{dep}} = \frac{-n_i^2}{n_1 \times \tau_{p0} + (p_0 + p_1) \times \tau_{n0}} = \frac{-n_i^2}{n_1 \times \tau_{p0}}.$$

Аналогично для заряженных акцепторных состояний при условии $\tau_{p0} \ll \tau_{n0}$ в материале n -типа скорость генерации будет определяться как

$$G_{\text{dep}} = \frac{-n_i^2}{(n_0 + n_1) \times \tau_{p0} + p_1 \times \tau_{n0}} = \frac{-n_i^2}{p_1 \times \tau_{n0}}.$$

Соответственно, составляющие темнового тока в ОПЗ как функции ряда выше указанных аргументов, рассчитываются в соответствии с выражениями:

$$J_{p_dep}(\lambda, x, Tmp, T_1, \tau_{p0}) =$$

$$= \frac{q \times w_0 \times n_i(\lambda, Tmp, T_1)^2}{n_1(\lambda, Tmp, T_1) \times \tau_{\text{SRH}}(\lambda, Tmp, T_1, \tau_{p0})},$$

$$J_{n_dep}(\lambda, x, Tmp, T_1, \tau_{n0}) =$$

$$= \frac{q \times w_0 \times n_i(\lambda, Tmp, T_1)^2}{p_1(\lambda, Tmp, T_1) \times \tau_{\text{SRH}}(\lambda, Tmp, T_1, \tau_{n0})}.$$

Если фотодиод работает при относительно большом обратном напряжении смещения, учитывается также эффект туннелирования. Токи туннелирования могут быть обусловлены как прямыми переходами зона-зона (band-to-band tunneling) J_{BBT} , так и переходами через промежуточные состояния в запрещенной зоне (trap-assisted tunneling) J_{TAT} , и, как правило, считается, что данные состояния совпадают с центрами захвата ШРХ.

При прямом туннелировании для параболического барьера в однородном электриче-

ском поле с напряженностью E_m при обратном напряжении смещения V ток туннелирования определяется по формуле [9]

$$J_{BBT} = \frac{q^3 (2m^*)^{1/2} E_m V}{\pi h^2 E_g^{1/2}} \times \exp\left(\frac{-\pi^2 (m^*/2)^{1/2} E_g^{3/2}}{qE_m h}\right),$$

где E_m – напряженность электрического поля; V – напряжение смещения; q – заряд электрона; m^* – эффективная масса электрона; h – постоянная Планка; E_g – ширина запрещенной зоны.

При туннелировании через ловушки или центры захвата в запрещенной зоне ток определяется как [4]

$$J_{TAT} = \frac{\pi^2 q^2 m^* M^2 N_t w_0 E_m}{h^3 (E_g - E_t)} \times \exp\left(\frac{-\pi (m^*/2)^{1/2} E_g^{3/2} G(a)}{qE_m h}\right),$$

где N_t – плотность центров рекомбинации на уровне E_t , m^* – эффективная масса электрона, а M^2 – матричный элемент, $M^2 (m^*/m_0) \sim 10^{23}$ эВ² см³, $G(a)$ – геометрический фактор.

$$J_{n_TAT}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D, N_t) = \frac{2,75 \times 10^{-7} \times N_t \times E_m(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D)^2}{N_D \times (E_g(\lambda, Tmp, T_1) - E_t)} \times \exp\left[\frac{-K_{TT1} \times m_e(\lambda, Tmp, T_1)^{0,5} \times E_g(\lambda, Tmp, T_1)^{1/5} \times G(a)}{E_m(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D)}\right],$$

где K_{TT1} – коэффициент под экспонентой, $K_{TB1} = 1,27 \times 10^7$.

Механизм поверхностной утечки является крайне важным процессом, происходящим на поверхности структуры и существенно влияющим на фотоэлектрические характеристики. Наличие неоднородностей кристаллической решетки полупроводника и оборванных связей на поверхности приводит к появлению дополнительных уровней в запрещенной зоне и соответственно темновых поверхностных токов. В случае, если на поверхности имеется область обеднения, то

Геометрический фактор $G(a)$ при экспоненте задается уравнением

$$G(a) = (\pi/2) - a(1 - a^2)^{1/2} - \sin^{-1}(a),$$

где $a = 2(E_t/E_g) - 1$, E_t – энергия уровня захвата носителей в запрещенной зоне. Если процесс туннелирования реализуется через уровень ловушек в центре запрещенной зоны, то $G(a) = \pi/2$.

При расчете темнового тока туннелирования «зона-зона» для области поглощения n -типа использовалась эмпирическая зависимость [10]:

$$J_{n_BBT}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D, N_t) = 5,7 \times 10^8 \times \left(\frac{m_e(\lambda, Tmp, T_1)}{E_g(\lambda, Tmp, T_1)}\right)^{0,5} \times \frac{E_m(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D)^{1,5}}{N_D} \times \exp\left[\frac{-K_{TB1} \times m_e(\lambda, Tmp, T_1)^{0,5} \times E_g(\lambda, Tmp, T_1)^{1/5}}{E_m(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D)}\right],$$

где K_{TB1} – коэффициент под экспонентой, $K_{TB1} = 3,5 \times 10^7$.

При моделировании темнового тока туннелирования через уровни ловушек в запрещенной зоне использовалась эмпирическая зависимость [10]:

темновой ток J_{surf} рассчитывается, как и в случае генерационно-рекомбинационного тока, через центры захвата ШРХ

$$J_{surf} = \frac{(n_s p_s - n_i^2) q}{(n_s + n_1) \tau_{pf} + (p_s + p_1) \tau_{nf}},$$

где n_s , и p_s – концентрации электронов и дырок на поверхности полупроводника, $\tau_{nf} = \frac{1}{\gamma_n N_{fs}}$, $\tau_{pf} = \frac{1}{\gamma_p N_{fs}}$ времена жизни элек-

тронов и дырок на поверхностных состояниях (сек/см), N_{fs} – плотность быстрых поверхностных состояний на единицу площади. При обратном напряжении смещения в случае обеднения поверхности носителями заряда и нейтральности центров захвата, значения $n_s p_s \sim 0$, и если принять условие, что $n_1 = p_1 = n_i$, уравнение для темнового поверхностного тока приводится к виду

$$J_{\text{surf}} = \frac{qn_i}{2\tau_{fs}} = \frac{qn_i s}{2} = \frac{qn_i \gamma N_{fs}}{2},$$

где $\tau_{fs} = \tau_{ns} = \tau_{ps} = \frac{1}{s} = \frac{1}{\gamma N_{fs}}$ время жизни на поверхностных состояниях, s – скорость поверхностной рекомбинации, а для областей поглощения n - и p -типа соответственно как функция выше приведенных аргументов:

$$J_{n\text{-surf}}(\lambda, x, Tmp, T_1, \tau_s) = \frac{q \times n_i(\lambda, Tmp, T_1)}{2 \times \tau_{nfs}(\lambda, Tmp, T_1, \tau_s)},$$

$$J_{\text{dark}}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D, N_A, N_V, N_t, V) = (J_{p\text{-dif}}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_A, N_V) + J_{n\text{-dif}}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D)) \times \left[\exp\left(\frac{qV}{\beta kT}\right) - 1 \right] + (J_{p\text{-dep}}(\lambda, x, Tmp, T_1, \tau_{p0}) + J_{n\text{-dep}}(\lambda, x, Tmp, T_1, \tau_{n0})) \times \left[\exp\left(\frac{qV}{\beta kT}\right) - 1 \right] + J_{n\text{-TAT}}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D, N_t) \times \left[1 - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \right] + J_{n\text{-BBT}}(\lambda, x, Tmp, T_1, N_D, N_t) \times \left[1 - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \right] + (J_{p\text{-surf}}(\lambda, x, Tmp, T_1, \tau_s) + J_{n\text{-surf}}(\lambda, x, Tmp, T_1, \tau_s)) \times \left[\exp\left(\frac{qV}{\beta kT}\right) - 1 \right] + R_{sh} \times V$$

где β – фактор неидеальности.

Результаты и обсуждение

В технологии производства ФПУ на основе КРТ широко используются двухслойные архитектуры: n^+/p и p^+/n -типа, изготовленные по планарной или мезаструктурной технологиям. В работе представлены результаты исследований темновых токов фотодиодов, изготовленных по планарной технологии в n^+/p -структурах длинноволнового ИК-диапазона спектра, выращенных методами молекулярно-лучевой и жидкофазной эпитаксии (МЛЭ и

$$J_{p\text{-surf}}(\lambda, x, Tmp, T_1, \tau_s) = \frac{q \times n_i(\lambda, Tmp, T_1)}{2 \times \tau_{pfs}(\lambda, Tmp, T_1, \tau_s)}.$$

При условии $n_s p_s \gg n_i$, которое выполняется для пассивированных поверхностей, темновой поверхностный ток мал. В случае наличия в диэлектрике встроенного заряда, приводящего к обогащению поверхности основными носителями заряда, скорость поверхностной рекомбинации уменьшается, что приводит к снижению темновых поверхностных токов [11, 12].

Ток шунтирующей утечки $J_{sh} = R_{sh} \times V$ возникает в случае проколов в диэлектрическом покрытии и зависит от напряжения смещения линейно.

Обобщая вышесказанное, в зависимости от приложенного напряжения смещения, темновой ток фотодиода в области поглощения n -типа рассчитывается как сумма вышеупомянутых токовых компонент, зависящих от ряда аргументов:

ЖФЭ). Измерения темновых токов проводились в матрицах формата 4×288 элементов с шагом 28 мкм и площадью ФЧЭ 20×20 мкм², изготовленных в гетероструктурах с поглощающим слоем КРТ p -типа проводимости состава $x \approx 0,22$ мол. дол.

На рис. 1 представлена темновая ВАХ фотодиода, изготовленного на основе гетероструктуры, выращенной методом МЛЭ, с поглощающим слоем состава $x = 0,227$ мол. дол., что соответствует граничной длине волны $\lambda \approx 10,5$ мкм.

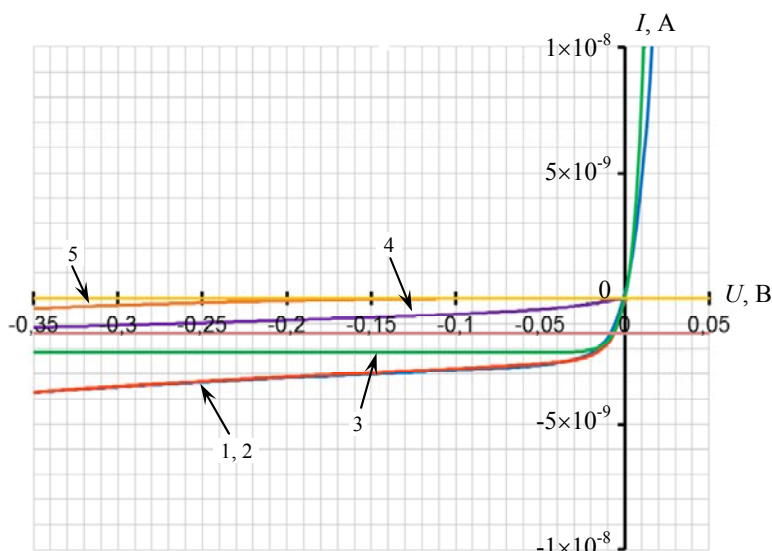


Рис. 1. Зависимость темнового тока от напряжения фотодиода, изготовленного на основе гетероструктуры, выращенной методом МЛЭ; состав поглощающего слоя $x = 0,227$ мол. дол. Кривые 1, 2 – экспериментальная и теоретическая ВАХ. Составляющие темнового тока: 3 – диффузионная; 4 – генерационно-рекомбинационная; 5 – туннельная (ТАТ).

Чтобы определить доминирующий токовый механизм при обратном напряжении смещения, проведено моделирование ВАХ и определены составляющие темнового тока в соответствии с теоретическими зависимостями, приведенными в предыдущем разделе. При моделировании темнового тока фотодиодов на основе КРТ, учитывались вышеназванные составляющие темнового тока: диффузионный J_{dif} , генерационно-рекомбинационный J_{g-r} , ток туннелирования через уровни ловушек в запрещенной зоне J_{TAT} , ток туннелиро-

вания зона-зона J_{BVT} , токи поверхностной утечки J_s и ток шунтирующей утечки J_{sh} .

Из графика (рис. 1) видно полное соответствие между измеренными и расчетными данными, поскольку экспериментальная и теоретическая (1, 2) характеристики темнового тока совпадают. Показаны отдельные составляющие темнового тока: (3) – диффузионная, (4) – генерационно-рекомбинационная; (5) – туннельная (ТАТ). Данные измерений и расчетов в диапазоне обратных напряжений смещения 0,1–0,3 В приведены в табл. 1.

Таблица 1

Данные измерений и расчетов в диапазоне обратных напряжений смещения 0,1–0,3 В

Обратное смещение, В	Суммарный темновой ток, А	Диффузионный ток, А	Генерационно-рекомбинационный ток, А	Ток туннелирования через ловушки, А
-0,1	$-2,77 \times 10^{-9}$	$-2,16 \times 10^{-9}$	$-6,04 \times 10^{-10}$	$-7,65 \times 10^{-12}$
-0,2	$-3,11 \times 10^{-9}$	$-2,16 \times 10^{-9}$	$-8,66 \times 10^{-10}$	$-8,30 \times 10^{-11}$
-0,3	$-3,48 \times 10^{-9}$	$-2,16 \times 10^{-9}$	$-1,06 \times 10^{-9}$	$-2,58 \times 10^{-10}$

Анализ данных показывает, что доминирующей токовой составляющей в диапазоне отрицательных напряжений смещения 0–0,2 В является диффузионная. Генерационно-рекомбинационная составляющая ШРХ и токи туннелирования через уровни ловушек в запрещенной зоне ощутимо возрастают при обратных напряжениях смещения более 0,3 В. Остальные составляющие темнового тока – незначительны.

На рис. 2, а, б для фотодиода, изготовленного в структуре, выращенной методом МЛЭ, представлены в зависимости от напряжения смещения характеристики дифференциального сопротивления R_d и обнаружительной способности D^* . Сопротивление при нулевом напряжении смещения R_0 составило 200 МОм; обнаружительная способность D^* при рабочем напряжении смещения $-0,1$ В составила $\sim 5 \times 10^{10}$ см Вг⁻¹ Гц^{1/2}.

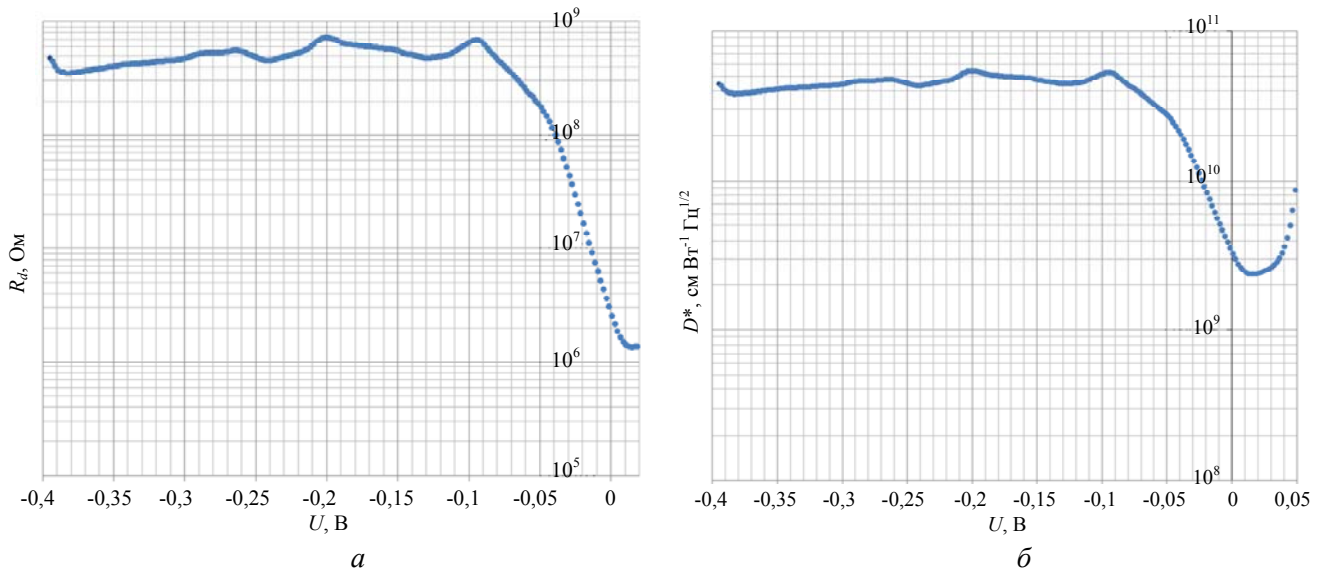


Рис. 2. Характеристики фотодиода, изготовленного на основе гетероструктуры, выращенной методом МЛЭ: а – дифференциальное сопротивление R_d ; б – обнаружительная способность D^* .

На рис. 3 представлена темновая ВАХ фотодиода, изготовленного на основе структуры, выращенной методом ЖФЭ, состав по-

глощающего слоя $x = 0,222$ мол. дол., что примерно соответствует граничной длине волны $\lambda \approx 10,65$ мкм.

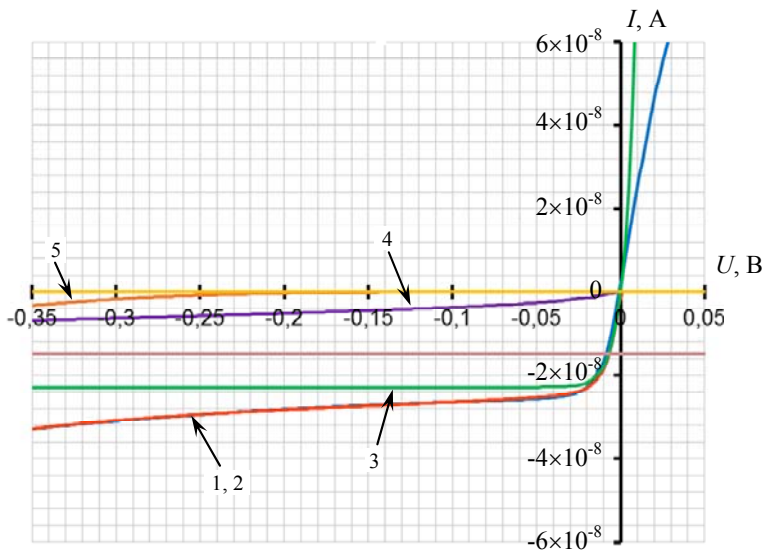


Рис. 3. Зависимость темнового тока от напряжения фотодиода образца, изготовленного на основе структуры, выращенной методом ЖФЭ, состав поглощающего слоя $x = 0,222$ мол. дол. Кривая 1, 2 – экспериментальная и теоретическая ВАХ. Составляющие темнового тока: 3 – диффузионная; 4 – генерационно-рекомбинационная; 5 – туннельная (ТАТ).

Проведено моделирование ВАХ и определены составляющие темнового тока в соответствии с теоретическими зависимостями, приведенными в предыдущем разделе. Из рис. 3

видно хорошее соответствие между измеренными и расчетными данными для темнового тока. Данные измерений и расчетов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Данные измерений и расчетов

Обратное смещение, В	Суммарный темновой ток, А	Диффузионный ток, А	Генерационно-рекомбинационный ток, А	Ток туннелирования через ловушки, А
-0,1	$-2,64 \times 10^{-8}$	$-2,28 \times 10^{-8}$	$-3,57 \times 10^{-9}$	$-3,01 \times 10^{-12}$
-0,2	$-2,81 \times 10^{-8}$	$-2,28 \times 10^{-8}$	$-5,12 \times 10^{-9}$	$-2,21 \times 10^{-10}$
-0,3	$-3,07 \times 10^{-8}$	$-2,28 \times 10^{-8}$	$-6,30 \times 10^{-9}$	$-1,57 \times 10^{-9}$

Анализ экспериментальных и расчетных данных показывает, что доминирующей токовой составляющей в диапазоне отрицательных напряжениях смещения 0–0,2 В является диффузионная. Генерационно-рекомбинационная составляющая и ток туннелирования через уровни ловушек в запрещенной зоне возрастают при обратных напряжениях смещения более 0,3 В. Остальные составляющие темнового тока незначительны.

На рис. 4, а, б для фотодиода, изготовленного в структуре, выращенной методом ЖФЭ, приведены характеристики от напряже-

ния смещения дифференциального сопротивления R_d и обнаружительной способности D^* . Из графиков видно, что сопротивление при нулевом напряжении смещения R_0 составило 40 МОм, а обнаружительная способность D^* при рабочем напряжении смещения –0,1 В составила $\sim 2,5 \times 10^{10}$ см Вг⁻¹ Гц^{1/2}, что несколько меньше, чем у фотодиода, изготовленного на основе ГЭС КРТ МЛЭ. Разницу в D^* объясняется наличием у фотодиода на основе ГЭС КРТ МЛЭ дополнительного слоя КРТ большего состава, чем в слое поглощения.

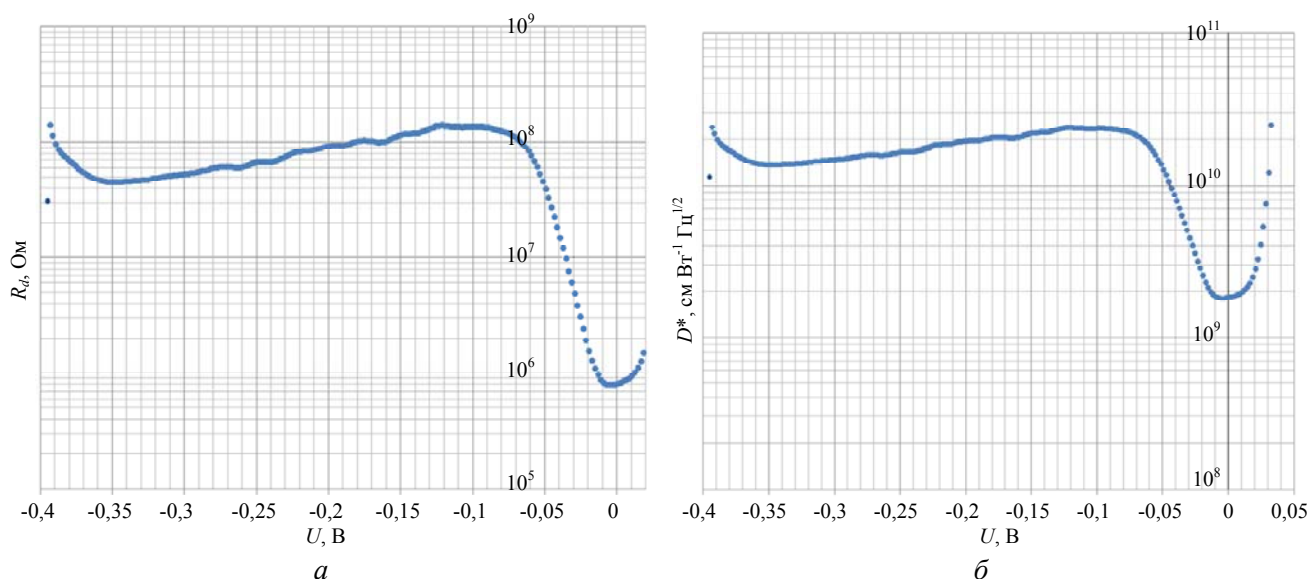


Рис. 4. Характеристики фотодиода № 545, изготовленного на основе структуры № Э-212-05-4, выращенной методом ЖФЭ: а – дифференциальное сопротивление R_d ; б – обнаружительная способность D^* .

Заключение

Для определения темнового тока фотодиодов на основе КРТ в работе предложена оригинальная модель, учитывающая основные фундаментальные и иные механизмы генерации-рекомбинации.

Показано, что темновой ток фотодиодов, изготовленных в структурах КРТ, выращенных методом МЛЭ и ЖФЭ на основе $n+/p$ -архитектуры ФЧЭ состава $x = 0,222-0,227$ мол. дол., в диапазоне обратных напряжений смещения от нуля до 20 мВ ограничен диффузионной составляющей, что позволяет реализовать высокие фотоэлектрические параметры в длинноволновой ИК-области спектра. Токи генерации-рекомбинации и туннелирования через уровни ловушек в запрещенной зоне возрастают при обратных напряжениях смещения более 0,3 В.

тают при обратных напряжениях смещения более 0,3 В.

Наблюдаемое бóльшее значение обнаружительной способности D^* у фотодиода, изготовленного в гетероструктуре, выращенной методом МЛЭ, объясняется пассивацией поверхности поглощающей области тонким более широкозонным слоем КРТ, что позволяет уменьшить темновой ток и шумы фотодиода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яковлева Н. И. // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 2. С. 169.
2. Яковлева Н. И. // Прикладная физика. 2015. № 5. С. 59.
3. Shockley W., Read W. T. // Phys. Rev. 1952. Vol. 8. P. 835.

4. Unikovski A., Nemirovsky Y. // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 61. No. 3. P. 330.
5. Болтарь К. О., Яковлева Н. И. // Прикладная физика. 2004. № 3. С. 82.
6. Яковлева Н. И. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 3. С. 231.
7. Van Roosbroeck W., Shockley W. // Phys. Rev. 1954. Vol. 94. P. 1558. ISSN 1098-0121.
8. Blakemore J. S. Semiconductor Statistics, International Series of Monographs on Semiconductors. Vol. 3. – New York: Pergamon, 1962.
9. Blanks D. K., Beck J. D., Kinch M. A., Colombo L. // J. Vacuum Science & Technology A. 1988. Vol. 6. P. 2790.
10. Kinch M. A. HgCdTe: Material of Choice for Tactical Systems. Tunneling via bandgap states» in «Fundamentals of Infrared Detector Materials - SPIE. Bellingham, Washington 98227-0010 USA, 2007.
11. Nemirovsky Y., Rosenfeld D., Adar R., Kornfeld A. // J. Vac. Sci. Technol. 1989. Vol. A7. P. 528.
12. Reine M. B., Sood A. K., Tredwell T. J. // Semiconductors and semimetals. 1981. Vol. 18. Ch. 6.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw

Dark current in the HgCdTe infrared photodiodes

N. I. Iakovleva

Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

Received September 3, 2019

The main factor that effects on the performance of the photodiodes is the dark current, which should be small in order to reduce noise and ensure a high level of parameters. To identify the dominant mechanism of generation-recombination in MCT photodiodes in given voltage range, a dark current simulation due to fundamental and other current mechanisms have been proposed. Dependences of the dark current components in the range of reverse bias voltages from 0 to 40 mV have been determined for photodiodes fabricated in heterostructures on the base of cadmium-mercury telluride (CdHgTe) ternary solution grown by molecular beam epitaxy (MBE) and liquid-phase epitaxy (LPE). In the range from 0 to 20 mV reverse voltage bias characteristics are limited by the diffusion component. An increase in the Shockley-Reed-Hall (SHR) generation-recombination current and tunneling through trap levels in the band gap are observed at reverse bias voltage of more than 30 mV.

Keywords: heterostructure, CdHgTe, mercury-cadmium telluride, photodiode, dark current, MBE, LPE.

REFERENCES

1. N. I. Iakovleva, Usp. Prikl. Fiz. **3** (2), 169 (2015).
2. N. I. Iakovleva, Prikl. Fiz. No. 5, 59 (2015).
3. W. Shockley and W. T. Read, Phys. Rev. **87**, 835 (1952).
4. A. Unikovski and Y. Nemirovsky, Appl. Phys. Lett. **61** (3), 330 (1992).
5. K. O. Boltar and N. I. Iakovleva, SPIE **5126**, 43 (2003).
6. N. I. Iakovleva, Usp. Prikl. Fiz. **6** (3), 231 (2018).
7. W. Van Roosbroeck and W. Shockley, Phys. Rev. **94**, 1558 (1954).
8. J. S. Blakemore, *Semiconductor Statistics, International Series of Monographs on Semiconductors, Vol. 3.* (New York: Pergamon, 1962).
9. D. K. Blanks, J. D. Beck, M. A. Kinch, and L. Colombo, J. Vacuum Science & Technology A **6**, 2790 (1988).
10. M. A. Kinch, *HgCdTe: Material of Choice for Tactical Systems. Tunneling via bandgap states» in «Fundamentals of Infrared Detector Materials,* (SPIE, Bellingham, Washington 98227-0010 USA, 2007).
11. Y. Nemirovsky, D. Rosenfeld, R. Adar, and A. Kornfeld, J. Vac. Sci. Technol., A **7**, 528 (1989).
12. M. B. Reine, A. K. Sood, and T. J. Tredwell, Semiconductors and semimetals **18** (6), (1981).