

Фотоэлектроника

УДК 621.315.5

Влияние процессов рекомбинации на ВАХ фотодиодов, изготовленных в гетероэпитаксиальных структурах КРТ

Н. И. Яковлева

Рассматриваются влияние процессов рекомбинации на вольт-амперные характеристики и возможности уменьшения темнового тока в фотодиодах на основе тройных соединений теллуридов кадмия ртути. Показано, что процессы туннелирования через уровни в запрещенной зоне, зависящие от напряжения смещения, рабочей температуры и уровня легирования, могут являться одним из главных факторов, ограничивающим выходные параметры прибора.

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

Ключевые слова: гетероэпитаксиальная структура, ГЭС, теллурид кадмия-ртути, КРТ, CdHgTe, процессы рекомбинации, темновой ток, ВАХ.

Введение

Тройное соединение кадмий-ртуть-теллур (КРТ, $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$) широко используется во всем инфракрасном (ИК) диапазоне спектра от коротковолнового (SWIR) до сверхдлинноволнового (VLWIR) при изготовлении современных фотоприемных устройств (ФПУ) с высокими фотоэлектрическими параметрами [1—5]. Благодаря своим уникальным свойствам, данный материал пригоден для изготовления как многоспектральных, так и лавинных ФПУ, работающих в активно-пассивном режиме. Высокий уровень параметров, достигнутый в приборах на основе КРТ, является критерием качества для других материалов, работающих в инфракрасной области спектра.

Основной тенденцией последних лет является поиск возможностей достижения высоких рабочих температур ФПУ на основе КРТ без ухудшения тепловизионного изображения. Главным фактором, определяющим температуру охлаждения, является темновой ток фотодиодов, который должен быть минимальным, чтобы снизить шумы прибора и обеспечить заданные фотоэлектрические параметры.

Появление избыточных темновых токов связано как с формированием дефектов в гетероэпитаксиальных структурах в процессе выращивания

тройного соединения кадмий-ртуть-теллур (КРТ) на гомо- и гетероподложках [6, 7], так и с фундаментальными процессами генерации-рекомбинации, протекающими в фотодиодах на основе ГЭС КРТ. Фотодиод разделяется на три основные области: две квазинейтральные области p - и n -типа проводимости и область пространственного заряда, которая формируется вокруг физической границы p - n -перехода, поэтому темновые токи, протекающие в разных областях, отличаются.

Процессы в квазинейтральных областях протекают в соответствии с Оже-механизмами и подчиняются теории идеального фотодиода Шокли, т. е. характеризуются токами диффузии $I_{dif} = eG_{th1} \cdot V_{dif}$, где τ_{dif} — время жизни неосновных носителей заряда, G_{th1} — скорость термической генерации в объеме V_{dif} квазинейтральных областей.

Процессы, проходящие в области пространственного заряда, характеризуются процессами генерации-рекомбинации Шокли-Рида-Холла и током $I_{g-r} = e \cdot G_{th2} \cdot V_{cr}$ с характерным временем жизни Шокли-Рида-Холла τ_{SRH} , где G_{th2} скорость термической генерации в области пространственного заряда V_{cr} .

Помимо токов генерации и рекомбинации существуют другие темновые токи, ухудшающие параметры фотодиода: токи туннелирования [8] в области пространственного заряда и токи, характеризующие поведение носителей заряда на поверхности и границах раздела. Токи туннелирования сильно зависят от рабочего напряжения смещения и уровня легирования квазинейтраль-

Яковлева Наталья Ивановна, зам. начальника НИЦ.

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 21 августа 2015 г.

© Яковлева Н. И., 2015

ных областей. Поверхностные токи включают: 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. Влияние зарядов в диэлектрике на токи поверхностной утечки подробно описано в литературе [9, 10].

Все темновые токи в объеме и на поверхности полупроводника являются источниками шума, ухудшающими параметры приборов, что неоднократно подтверждено в литературных источниках [11—13]. Обобщая вышесказанное, для оценки качества прибора на стадии изготовления удобно использовать значения темновых токов и произведение дифференциального сопротивления на площадь фотодиода $R_d A$. При этом плотность суммарного темнового тока рассчитывается как сумма отдельных токовых составляющих [14], в которой обязательно учитываются следующие компоненты: диффузионный ток J_{dif} , генерационно-рекомбинационный ток J_{g-r} , ток туннелирования через ловушки в запрещенной зоне J_{TAT} , ток туннелирования зона-зона J_{BBT} , токи поверхностной утечки J_s и ток шунтирующей утечки J_{sh} .

$$J_{\Sigma} = J_{dif} + J_{g-r} + J_{TAT} + J_{BBT} + J_s + J_{sh}.$$

Произведение дифференциального сопротивления на площадь ФЧЭ определяется по формуле

$$R_d A = \left[\frac{1}{(R_d A)_{dif}} + \frac{1}{(R_d A)_{g-r}} + \frac{1}{(R_d A)_{TAT}} + \frac{1}{(R_d A)_{BBT}} + \frac{1}{(R_d A)_s} \right]^{-1},$$

при этом входящие в состав $R_d A$ составляющие определяют зависимости дифференциального сопротивления при различных механизмах протекания темнового тока. Частным случаем произведения $R_d A$ является произведение $R_0 A$, которое характеризует работу фотодиода при нулевом напряжении смещения ($U = 0$). Таким образом, главной задачей разработки фотоприемного устройства является уменьшение или полное устранение отдельных составляющих темнового тока, что как следствие позволяет увеличить $R_0 A$.

Целью данной работы являлось исследование влияния процессов рекомбинации на ВАХ фо-

тодиодов, изготовленных в гетероэпитаксиальных структурах КРТ, в интересах оптимизации выходных фотоэлектрических характеристик ИК-фотодиодов.

Теоретические модели и основные эмпирические уравнения

Отметим, что составляющие темнового тока тесно связаны с механизмами генерации-рекомбинации, протекающими в узкозонных полупроводниках. Основные механизмы рекомбинации включают [11]:

- рекомбинацию через уровни в запрещенной зоне Шокли-Рида-Холла;
- излучательную рекомбинацию;
- ударную Оже-рекомбинацию.

Рассмотрим степень влияния основных механизмов рекомбинации на характеристики прибора более подробно. Исключив внешние причины, связанные с технологией выращивания и изготовления, на основании исследований узкозонного материала HgCdTe [15] можно сказать, что Оже-рекомбинация является главным фундаментальным процессом, который определяет время жизни неосновных носителей заряда в узкозонном материале HgCdTe. Для достижения высоких фотоэлектрических параметров типичное время жизни неосновных носителей заряда в поглощающем слое КРТ n -типа проводимости должно превышать 1—2 мкс, а в поглощающем слое КРТ p -типа — 0,1 мкс.

Излучательная рекомбинация относится к фундаментальным физическим механизмам, т. е. она является процессом, обратным поглощению, и наиболее сильно проявляется при высоких температурах (выше 150 К).

Рекомбинация Шокли-Рида-Холла (SRH), которая не относится к фундаментальным физическим процессам, сильно зависит от кристаллического совершенства поглощающего слоя, т. е. от наличия и плотности уровней в запрещенной зоне, через которые возможен процесс рекомбинации. Причиной возникновения дополнительных уровней в запрещенной зоне, как правило, являются собственные дефекты, примеси и дислокации с плотностью более $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Влияние рекомбинации SRH существенно возрастает при низком качестве пассивации поверхности.

В основу исследований, проведенных в данной работе, положены уравнения для основных составляющих темнового тока и параметра $R_0 A$, обобщенные в книге А. Рогальского [16]. В расчетах использовались эмпирические формулы для материала $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, например, такие как ширина запрещенной зоны [17], собственная концентрация

носителей заряда [18], электронное сродство [19], диэлектрические постоянные [20], подвижности электронов и дырок [21].

При расчете диффузионной составляющей темнового тока эффективное время жизни неосновных носителей заряда τ_{dif} в квазинейтральных областях p - n -перехода рассчитывалось с учетом Оже- и излучательной рекомбинации:

$$\tau_{dif} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{Rad}} + \frac{1}{\tau_{Aug}}}$$

Для оценки скорости рекомбинации и времени жизни по Оже-механизму использовались эмпирические формулы из источников [22—26] с учетом механизмов Оже-1 и Оже-7 как наиболее вероятные для материала КРТ составов $x = 0,2—0,4$. Скорость Оже-рекомбинации рассчитывалась по соотношению:

$$R_{Aug} = G_{A1}(pn^2 - nn_i^2) + G_{A7}(np^2 - pn_i^2),$$

где G_{A1} и G_{A7} — скорости генерации процессов Оже-1 и Оже-7, которые описывались эмпирическими выражениями:

$$G_{A1} = \frac{1}{2n_i^2 \tau_{A1}^i} = \left[\frac{3.18 \cdot 10^{-18} \varepsilon_s^2 \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}\right)^{0.5} \cdot \left(1 + 2 \frac{m_e^*}{m_h^*}\right)}{m_e^* |F_1 F_2|^2 \left(\frac{kT}{E_g}\right)^{1.5}} \cdot \exp \left(\frac{\left(1 + 2 \frac{m_e^*}{m_h^*}\right) \cdot \frac{E_g}{kT}}{\left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*}\right)} \right) \right]^{-1},$$

$$G_{A7} = \frac{1}{2n_i^2 \tau_{A7}^i} = G_{A1} \left(\frac{\gamma' \left(1 - \frac{5E_g}{4kT}\right)}{1 - \frac{3E_g}{2kT}} \right),$$

где n_i — собственная концентрация носителей заряда;

$|F_1 F_2|^2$ — интеграл межзонного перекрытия (для CdHgTe изменяется в диапазоне от 0,1 до 0,3);

γ' — коэффициент (для CdHgTe изменяется в диапазоне от 3 до 60);

τ_{A1}^i, τ_{A7}^i — времена жизни, характерные для собственного материала КРТ, соотношение между которыми задавалось уравнением:

$$\frac{\tau_{A7}^i}{\tau_{A1}^i} = \frac{\gamma' \left(1 - \frac{5E_g}{4kT}\right)}{1 - \frac{3E_g}{2kT}} = \gamma.$$

Время жизни неосновных носителей заряда в процессе Оже-рекомбинации при условии равенства избыточных концентраций неравновесных электронов и дырок $\Delta n = \Delta p$ рассчитывалось по формуле:

$$\tau_{Aug} = -\frac{\Delta n}{dn/dt} = \frac{1}{\gamma_{Aug}^n (n_0^2 + 2n_i^2 + 2n_0 \Delta n + p_0 \Delta n + \Delta n^2) + \gamma_{Aug}^p (p_0^2 + 2n_i^2 + 2p_0 \Delta n + n_0 \Delta n + \Delta n^2)}$$

Скорость излучательной рекомбинации определялась в соответствии с формулой из работы [27]:

$$R_{Rad} = G_R (np - n_i^2),$$

где коэффициент G_R — скорость генерации вычислялся с помощью уравнения из работы [28]:

$$G_{Rad} = 5,8 \cdot 10^{-13} \cdot \varepsilon_s^{0,5} \cdot \left(\frac{m_0}{m_e^* + m_h^*}\right)^{1,5} \cdot \left(1 + \frac{m_0}{m_e^*}\right) \times \left(\frac{300}{T}\right)^{1,5} \cdot (E_g^2 + 3kTE_g + 3,75k^2T^2)$$

где ε_s — статическая диэлектрическая постоянная; m_0 — масса свободного электрона;

m_e^* , m_h^* — эффективные массы электронов и дырок в КРТ;

E_g — энергия запрещенной зоны;

k — постоянная Больцмана;

T — рабочая температура.

Время жизни неосновных носителей заряда в процессе межзонной излучательной рекомбинации вычислялось согласно уравнению:

$$\tau_{rad} = \frac{1}{\gamma_{rad} (n_0 + p_0 + \Delta n)}.$$

Для процесса рекомбинации Шокли-Рида-Холла, скорость рекомбинации рассчитывалась в соответствии с формулой [29, 30]:

$$R_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_{p0} (n + n_1) + \tau_{n0} (p + p_1)},$$

где n_1 , p_1 — концентрации равновесных электронов и дырок, расположенных на ловушках. При этом считалось, что дополнительные уровни в запрещенной зоне совпадают с собственным уровнем Ферми:

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

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

а характеристические времена электронов и дырок определялись как:

$$\tau_{n0} = (\sigma_n v_{th} N_t)^{-1}$$

$$\tau_{p0} = (\sigma_p v_{th} N_t)^{-1}$$

где σ_n , σ_p — эффективные площади захвата электронов и дырок;

v_{th} — тепловая скорость,

N_t — концентрация ловушек.

Время жизни неосновных носителей заряда в процессе Шокли-Рида-Холла τ_{SRH} использовалось при расчете генерационно-рекомбинационной составляющей темнового тока и определялось формулой:

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{p0} (n_0 + n_1 + \Delta n) + \tau_{n0} (p_0 + p_1 + \Delta p)}{(n_0 + p_0 + \Delta n)}.$$

Расчет отдельных составляющих темновых токов проводился по приведенным ниже формулам. Диффузионная составляющая темнового тока определялась зависимостью:

$$I_d = I_{d0} \left(\exp \frac{qV}{\beta kT} - 1 \right),$$

при этом, дифференцируя плотность тока по напряжению, рассчитывалось дифференциальное сопротивление фото диода

$$R_d = \left(\frac{\partial I}{\partial V} \right)^{-1} = \left[\frac{qI_s}{\beta kT} \exp \left(\frac{qV}{\beta kT} \right) \right]^{-1} = \frac{\beta kT}{qI_{d0}} \exp \left(- \frac{qV}{\beta kT} \right)$$

где I_d — диффузионная составляющая темнового тока;

I_{d0} — ток насыщения;

V — напряжение, $V = \Phi_0 - V_a$;

Φ_0 — контактная разность потенциалов,

$$\Phi_0 = \frac{kT}{q} \cdot \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right);$$

V_a — напряжение смещения, подаваемое на фотодиод;

k — постоянная Больцмана;

T — температура;

q — заряд электрона;

β — фактор неидеальности ($\beta = 1$ для диффузионного тока, $\beta = 2$ для генерационно-рекомбинационного тока). Так, при $I_0 = 1$ нА, $\beta = 2$, $T = 300$ К, $V = 0$ дифференциальное сопротивление было равно

$$R_d = \frac{\beta kT}{qI_{d0}} \exp \left(- \frac{qV}{\beta kT} \right) = \frac{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{10^{-12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ Ом.}$$

Ток насыщения для диффузионной составляющей темнового определялся уравнением из [31, 32]:

$$I_{d0} = (J_{n0} + J_{p0}) \cdot A = \left(\frac{qD_n n_i^2}{L_n N_A} + \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_D} \right) \cdot A = \left(\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} \right) \cdot A$$

где $J_{n0} + J_{p0}$ — плотность тока насыщения; N_D , N_A — концентрации доноров и акцепторов; D_n , D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок; L_n , L_p — диффузионные длины электронов и

дырок; n_i — собственная концентрация носителей заряда; n_{p0} — равновесная концентрация электронов в материале p -типа проводимости; p_{n0} — равновесная концентрация дырок в материале n -типа проводимости; A — площадь фотодиода.

При нулевом напряжении смещения ($V = 0$) для ограниченного диффузионной составляющей темнового тока фотодиода значение параметра R_0A рассчитывалось по формуле [33]:

$$R_0A = \frac{\beta kT}{q^2 \cdot n_i^2 \cdot \left(\frac{D_n}{L_n} \frac{1}{N_A} + \frac{D_p}{L_p} \frac{1}{N_D} \right)}.$$

Если концентрации доноров и акцепторов удовлетворяют соотношению $N_D \gg N_A$ для n -оп- p -фотодиода с поглощающим слоем p -типа проводимости, значение R_0A приводится к следующему виду:

$$R_0A = \frac{\beta kT \cdot N_A \cdot \tau_{difn}}{q^2 \cdot n_i^2 \cdot L_n}.$$

Аналогично, при $N_A \gg N_D$ для p -оп- n -фотодиода с поглощающим слоем n -типа проводимости получаем:

$$R_0A = \frac{\beta kT \cdot N_D \cdot \tau_{difp}}{q^2 \cdot n_i^2 \cdot L_p}.$$

где τ_{difn} и τ_{difp} — время жизни неосновных носителей заряда в p - и n -областях соответственно. При толщине слоя поглощения меньшей, чем диффузионная длина для n -оп- p -фотодиода, уравнение диффузионной оценки параметра R_0A имело вид:

$$R_0A = \frac{\beta kT \cdot N_A \cdot \tau_{difn}}{q^2 \cdot n_i^2 \cdot d}.$$

При расчетах полагалось, что если время жизни неосновных носителей заряда определяется процессами Оже- и излучательной рекомбинации, теоретическая оценка R_0A характеризует диффузионно-ограниченный фотодиод. Если время жизни определяется только Оже-процессами, то теоретическая оценка R_0A соответствует правилу «Rule 07» [34] и характеризует идеальный фотодиод, в котором остальные процессы рекомбинации пренебрежимо малы и достижима максимальная обнаружительная способность.

Для процессов генерации-рекомбинации Шокли-Рида-Холла, происходящих в области пространственного заряда при рабочих напряжениях смещения и температурах охлаждения, плотность тока рассчитывалась согласно уравнению из [35, 36]:

$$J_{g-r} = \frac{q \cdot n_i \cdot W}{\tau_{SRH}} \cdot \left[\exp\left(\frac{qV}{2k_bT}\right) - 1 \right]$$

где τ_{SRH} — время жизни Шокли-Рида-Холла $\tau_{SRH} = \sqrt{\tau_{SRHe} \tau_{SRHh}}$; W — ширина области обеднения, которая задавалась уравнением:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s \cdot (\Phi_0 - V) \cdot (N_A + N_D)}{q \cdot N_A \cdot N_D}},$$

где ε_0 — электрическая постоянная (в системе СИ); ε_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Дифференциальное сопротивление p - n -перехода при нулевом напряжении смещения $V = 0$, обусловленное механизмами Шокли-Рида-Холла, определялось выражением:

$$(R_0A)_{G-R} = \frac{\Phi_0 \cdot \tau_{SRH}}{q \cdot n_i \cdot W}.$$

Темновой ток туннелирования зона-зона, связанный с туннелированием электронов из валентной зоны в зону проводимости, задавался уравнением Зеннера [37]

$$J_{TBB} = \frac{q^3 \cdot F_m \cdot V}{h^2} \cdot \left(\frac{2m^*}{E_g} \right)^{1/2} \cdot \exp\left[-\frac{2\pi\beta(2m_e)^{1/2} E_g^{3/2}}{qhF_m} \right]$$

где m_e — масса электрона; h — постоянная Планка; β — коэффициент, который зависит от формы потенциального барьера; F_m — максимальная напряженность электрического поля для n^+ - p -перехода.

$$F_m = \left[\frac{2q(\Phi_0 - V)}{\varepsilon_0\varepsilon_s} \cdot \frac{N_D \cdot N_A}{N_D + N_A} \right]^{1/2},$$

где ε_s — диэлектрическая постоянная полупроводника.

Дифференцируя темновой ток туннелирования Зеннера по напряжению, вычислялся параметр $(RA)_{TBB}$ для межзонных переходов

$$(RA)_{TBB} = \frac{2 \cdot h^2}{q^3 \cdot \left(3 \cdot F_m + \frac{2\pi\beta(2m_e)^{1/2} E_g^{3/2}}{qh} \right)} \times \left(\frac{E_g}{2m^*} \right)^{1/2} \cdot \exp \left[\frac{2\pi\beta(2m_e)^{1/2} E_g^{3/2}}{qhF_m} \right].$$

Если учитывать модель Кейна, при нулевом напряжении смещения можно определить параметр $(R_0A)_{TBB}$ согласно эмпирическому выражению Андерсона [38]

$$(R_0A)_{TBB} = \frac{4(2\pi^3)^{1/2} \cdot \frac{\hbar}{q} \cdot \frac{P}{q}}{q \cdot \left(\frac{3qN_A}{\varepsilon\varepsilon_0} \right)^{1/2} \cdot E_g^{3/2}} \cdot \exp \left[\frac{\left(\frac{3\pi\varepsilon\varepsilon_0}{qN_A} \right)^{1/2} \cdot E_g^{3/2}}{4\sqrt{2} \cdot \frac{P}{q}} \right]$$

где \hbar — приведенная постоянная Планка, P — межзонный матричный элемент оператора импульса. В приведенном выражении E_g имеет размерность эВ, а величина P/q имеет размерность эВ·см. В общем случае туннельный ток и обусловленное им дифференциальное сопротивление p - n -перехода зависят от величины перекрытия зон.

Для токовой составляющей туннелирования через уровни ловушек с учетом количества состояний на ловушках N_t , вероятности туннелирования и заполнения состояний в зоне проводимости $\omega_c N_c$, ширины зоны обеднения W использовалось уравнение Кинча [39]

$$I_{TAT} = A \cdot J_{TAT} = qA \cdot N_t \cdot (\omega_c N_c) \cdot W,$$

где $N_t = N_C \exp(-E_t/kT)$.

Вероятность заполнения состояний в зоне проводимости определялась уравнением [40]

$$\omega_c N_c = \frac{\pi^2 q \cdot m_e^* E \cdot M^2}{h^3 \cdot (E_g - E_t)} \cdot N_{TAT} = \frac{6 \cdot 10^5 \cdot E}{(E_g - E_t)} \cdot N_{TAT},$$

$$\text{где } N_{TAT} = \exp \left[-\frac{4(2m^*)^{1/2}}{3e\hbar E} \cdot (E_g - E_t)^{3/2} \right],$$

E — напряженность электрического поля, E_t — энергетический уровень барьера относительно валентной зоны в В/см согласно уравнению

$$E_t = \frac{E_g}{2} + \frac{kT}{q} \cdot \ln \left(\frac{m_p^*}{m_e^*} \right)^{3/4} - \frac{kT}{q} \cdot \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right).$$

Допуская, что эффективная масса электрона по формуле Кинча $m_e^*/m_0 = 7 \cdot 10^{-2} E_g$, где E_g — ширина запрещенной зоны в вольтах, уравнение для N_{TAT} можно представить в виде

$$N_{TAT} = \exp \left[-\frac{4.3 \cdot 10^{10} \cdot (E_g)^{1/2}}{N_A^{1/2} \cdot (\Phi_0 - V)^{1/2}} \cdot (E_g - E_t)^{3/2} \right].$$

Окончательно ток туннелирования через уровни ловушек определялся как [8]

$$\begin{aligned} I_{TAT} &= qABN_{TAT} = \\ &= qAB \exp \left[-\frac{4.3 \cdot 10^{10} \cdot (E_g)^{1/2}}{N_A^{1/2} \cdot (\Phi_0 - V)^{1/2}} \cdot (E_g - E_t)^{3/2} \right] = \\ &= qAB \exp \left(\frac{-c_T}{V_t^{1/2}} \right) \end{aligned}$$

где B — постоянная, $B = N_t \cdot \frac{6 \cdot 10^5 \cdot E}{(E_g - E_t)} \cdot W$; а A —

площадь фотодиода.

Дифференцируя ток через уровни ловушек, рассчитывалось дифференциальное сопротивление $(RA)_{TAT}$:

$$(RA)_{TAT} = \frac{2}{q \cdot B \cdot c_T} \exp \left(-\frac{c}{V^{1/2}} \right) \cdot (V)^{3/2}$$

где постоянная $c_T = \frac{4.3 \cdot 10^{10} \cdot (E_g)^{1/2}}{N_{Adepletion}^{1/2}} \cdot (E_g - E_t)^{3/2}$,

E_t — энергетический уровень ловушек, равный $E_t = E_g - E_i - E_F$,

E_i — уровень Ферми в собственном полупроводнике,

E_F — уровень Ферми,

$N_A(\text{depletion})$ — концентрация акцепторов

в области пространственного заряда p - n -перехода; для фотодиодов на основе КРТ она, как правило, несколько меньше, чем N_A .

Отметим, что формула для тока через уровни ловушек является приближенной, поскольку учитывает наличие единственного уровня в запрещенной зоне, совпадающего с уровнем Ферми для собственного полупроводника.

Экспериментальные исследования и обсуждение

В настоящий момент различными исследовательскими группами разработано большое коли-

чество архитектур фоточувствительного элемента (ФЧЭ), формируемого в гетероэпитаксиальных структурах (ГЭС) тройного соединения кадмий-ртуть-теллур (КРТ), для матричных фотоприемных устройств (ФПУ). Наиболее часто используются три архитектуры: планарная *n-оп-p*-архитектура, планарная *p-оп-n*-архитектура и мезоструктурная *p-оп-n*.

На рис. 1 представлена классическая планарная *n-оп-p*-архитектура ФЧЭ, в которой n^+ -области сформированы в базовой области *p*-типа проводимости методом ионного легирования. Базовая область является также областью поглощения излучения, которое поступает в структуру со стороны оптически прозрачной подложки. При этом состав CdTe в твердом растворе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ области поглощения определяет спектральный диапазон фоточувствительности прибора. Контакты *n*-типа формируются к каждому фоточувствительному элементу, а общий *p*-контакт формируется к подложке.

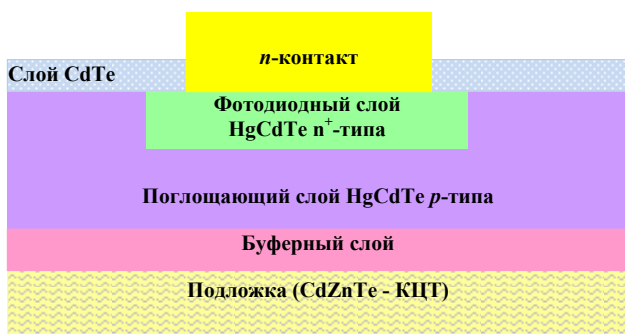


Рис. 1. Классическая планарная фотодиодная *n-оп-p* архитектура матрицы ФЧЭ

Данная *n-оп-p*-архитектура с поглощающим слоем $HgCdTe$ может быть легко адаптирована под изготовление многоспектральных ФПУ. Среди зарубежных производителей наиболее часто она используется фирмами Sofradir (Франция) и Aim (Германия) [41, 42], а также отечественными производителями АО «НПО «Орион» [4—7] и ИФП СО РАН [43].

Исследуемые гетероэпитаксиальные структуры с поглощающим слоем состава $x = 0,3$ мол. дол. выращивались методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) на соответствующей по параметру кристаллической решетки подложке из тройного соединения кадмий-цинк-теллур (КЦТ) [44] и методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на альтернативных подложках GaAs [43]. Гетероэпитаксиальные структуры содержали в составе по-

глощающие слои вакансионно-легированного соединения $Hg_{1-x}Cd_xTe$ *p*-типа проводимости с концентрацией дырок $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\geq 400 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Наиболее критической технологической операцией, от которой в большей степени зависели параметры матриц фотодиодов на основе КРТ, являлась пассивация поверхности структуры диэлектрическим слоем широкозонного материала ($CdTe$ или $CdZnTe$), который по постоянной кристаллической решетки максимально подходит для поглощающего слоя $HgCdTe$ [43, 44]. Полагалось, что пассивация поверхности уменьшает влияние поверхностной рекомбинации. Это позволяет не учитывать токи, определяющие поверхностные процессы. После пассивации поверхности проводился отжиг для релаксации напряжений и уменьшения дефектов структуры. В ГЭС КРТ изготавливались массивы фотодиодов линейного и матричного типа с размерами фоточувствительного элемента $20 \times 20 \text{ мкм}$, на которых проводились исследования темновых токов.

На рис. 2 представлена темновая вольт-амперная характеристика (ВАХ) фотодиода № 01 площадью $20 \times 20 \text{ мкм}^2$ состава $x = 0,3$ с граничной длиной волны $\lambda = 5,1 \text{ мкм}$, а также отдельные составляющие темнового тока, рассчитанные в соответствии с теоретическими зависимостями, приведенными в предыдущем разделе. В табл. 1 приведены значения темнового тока при отрицательных напряжениях смещения образца № 01 в диапазоне $0,1—0,3 \text{ мВ}$.

Из рис. 2 и таблицы видно, что в рабочем диапазоне напряжений смещений ($0—0,35 \text{ В}$) преобладает диффузионная составляющая тока. При увеличении напряжения смещения увеличиваются ток генерации-рекомбинации и ток туннелирования через уровни ловушек в запрещенной зоне в соответствии с эмпирическими формулами из предыдущего раздела.

На рис. 3 представлена температурная зависимость параметра R_0A для фотодиода № 01. Характер изменения диффузионной составляющей произведения R_0A соответствует $1/n_i^2$ и преобладает в диапазоне температур $T = 140—300 \text{ К}$. Генерационно-рекомбинационная составляющая R_0A изменяется от температуры как $1/n_i$ и становится сравнимой с диффузионной составляющей при значении $T = 140 \text{ К}$. При низких температурах $T = 77—140 \text{ К}$ работа прибора ограничена токами туннелирования через уровни ловушек и туннелированием зона-зона.

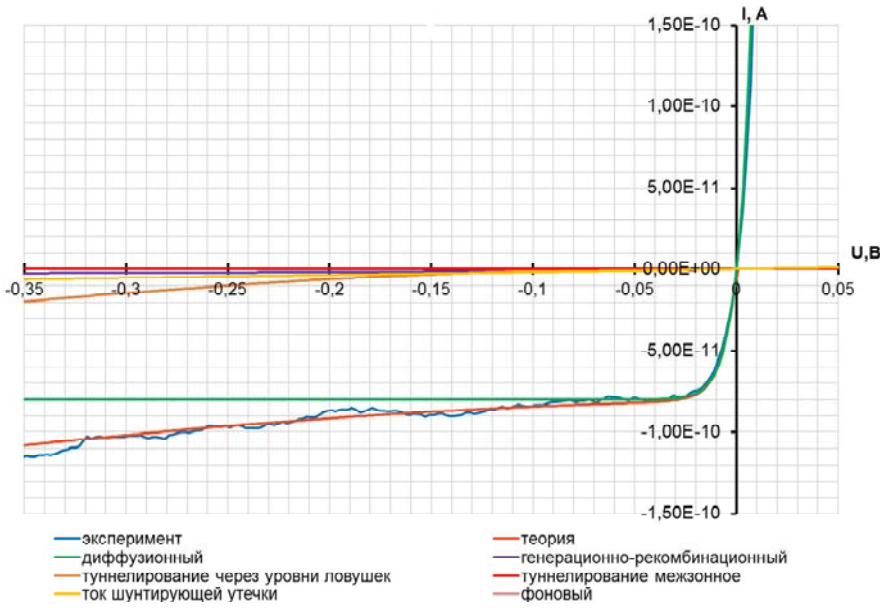


Рис. 2. ВАХ фотодиода № 01 с граничной длиной волны $\lambda = 5,1 \text{ мкм}$

Таблица 1

Смещение, В	Суммарный темновой ток, А	Диффузионный ток, А	Генерационно-рекомбинационный ток, А	Ток туннелирования через ловушки, А	Ток туннелирования зона-зона, А	Ток шунтирующей утечки, А
0,1	-8,42E-11	-8,00E-11	-1,27062E-12	-1,14152E-12	-1,8209E-18	-1,7776E-12
0,2	-9,16E-11	-8,00E-11	-1,79334E-12	-6,22243E-12	-3,15373E-16	-3,5376E-12
0,3	-1,02E-10	-8,00E-11	-2,19456E-12	-1,45926E-11	-3,62086E-15	-5,2976E-12

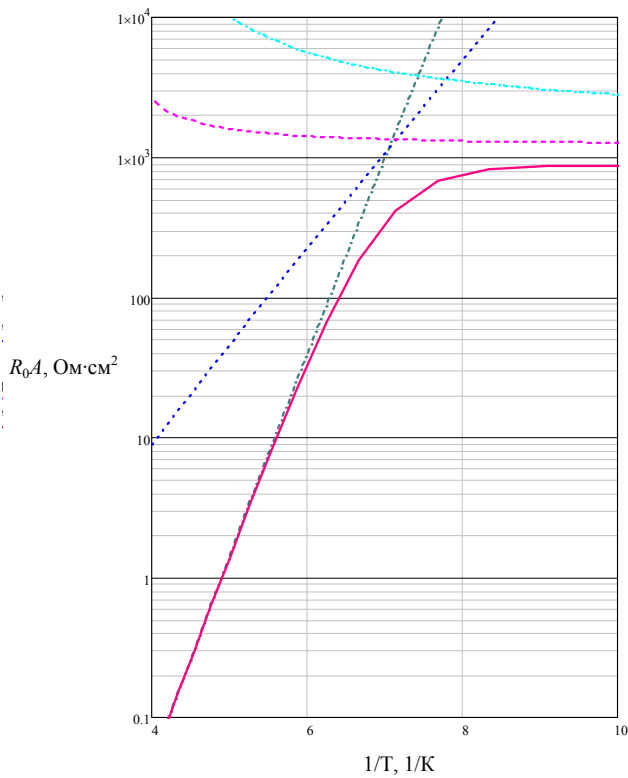


Рис. 3. Модель произведения R_0A в зависимости от температуры для фотодиода № 01

При существенно уменьшенном влиянии процессов туннелирования, темновой ток в рабочей области будет определяться генерационно-рекомбинационной составляющей, как у образца № 02 с граничной длиной волны $\lambda = 4,94 \text{ мкм}$ (рис. 4), поэтому задача выращивания слоев с минимальным количеством дефектов как никогда актуальна. На рис. 4 представлена ВАХ фотодиода № 02 с граничной длиной волны $\lambda = 4,94 \text{ мкм}$. В табл. 2 приведены значения темнового тока при отрицательных напряжениях смещения образца № 02 в диапазоне 0,1—0,3 мВ.

На рис. 5 представлена модель параметра R_0A в зависимости от температуры для фотодиода № 02. Образец № 02 изготовлен в структуре с более кристаллически совершенным поглощающим слоем, чем у образца № 01, поэтому процессы туннелирования для данного образца существенно меньше. В рабочей области температур (70—140 К) диод ограничен темновым током Шокли-Рида-Холла.

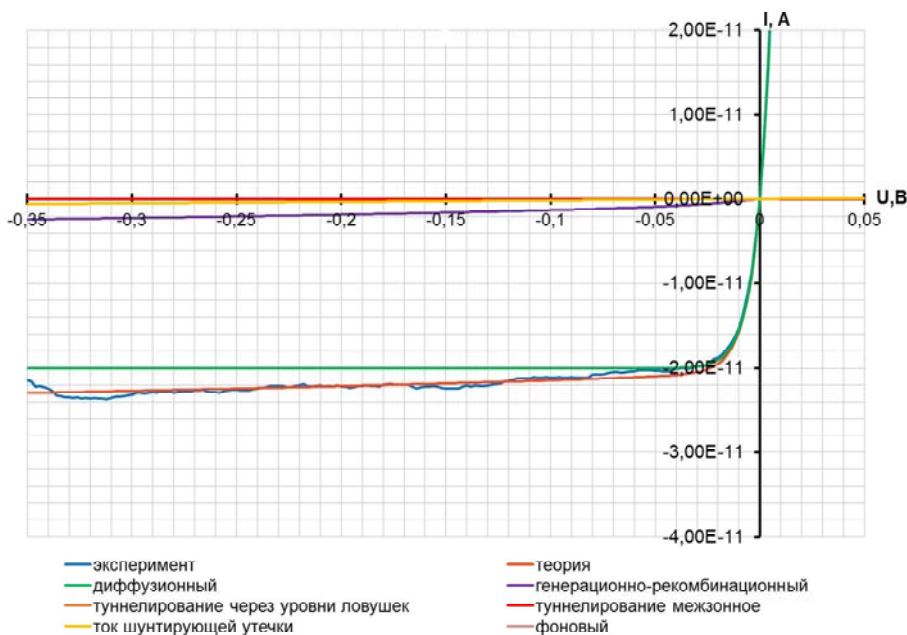


Рис. 4. ВАХ фотодиода № 02 с граничной длиной волны $\lambda = 4,94$ мкм

Таблица 2

Смещение, В	Суммарный темновой ток, А	Диффузионный ток, А	Генерационно-рекомбинационный ток, А	Ток туннелирования через ловушки, А	Ток туннелирования зона-зона, А	Ток шунтирующей утечки, А
0,1	-2,14E-11	-2,00E-11	-1,26426E-12	-1,23431E-15	-1,67162E-20	-1,6E-13
0,2	-2,21E-11	-2,00E-11	-1,78888E-12	-6,8374E-15	-3,05275E-18	-3,2E-13
0,3	-2,27E-11	-2,00E-11	-2,19091E-12	-1,61063E-14	-3,55396E-17	-4,8E-13

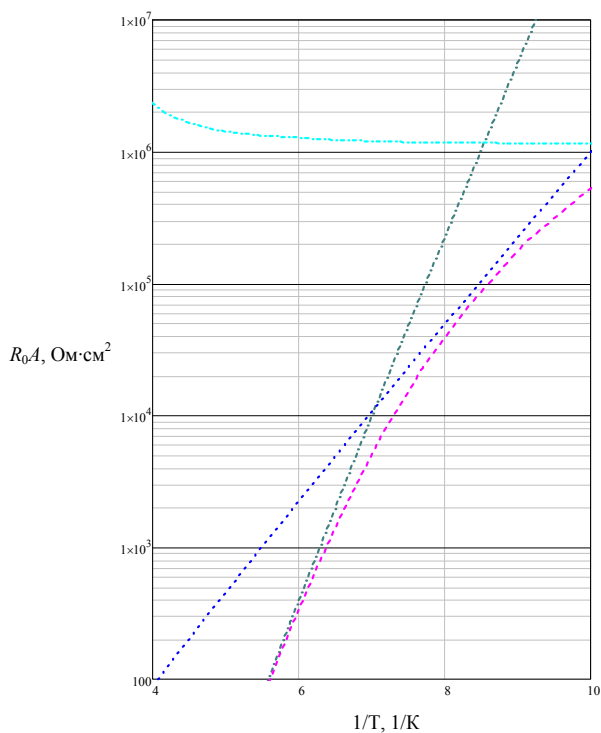


Рис. 5. Модель произведения R_0A в зависимости от температуры для фотодиода № 02

Таким образом, исследование образцов с идентичной граничной длиной волны показало, что процессы туннелирования через уровни ловушек в запрещенной зоне, даже незначительные (рис. 3), могут являться одним из главных факторов, ограничивающим выходные параметры прибора. Для устранения избыточного темнового тока необходимо обратить внимание на технологическую операцию формирования пассивирующего диэлектрика и процесс формирования $p-n$ -переходов, которые не должны приводить к образованию дефектов в области пространственного заряда. Например, $p-n$ -переходы желательно формировать непосредственно при выращивании ГЭС КРТ.

Необходимо отметить, что при постановке задачи создания матриц фотодиодов, работающих при более высоких температурах, ограничительным фактором для темновых токов могут являться Оже-процессы, которые желательно подавлять.

Заключение

Рассмотрено влияние процессов рекомбинации на вольт-амперные характеристики фотодиодов, изготовленных в узкозонных полупроводниковых

материалах. Приведены основные эмпирические зависимости для темновых токов и произведения R_0A для фотодиодов на основе тройных соединений кадмий-ртуть-теллур.

Показано, что процессы туннелирования через уровни в запрещенной зоне могут являться одним из главных факторов, ограничивающим выходные параметры прибора в рабочем диапазоне температур. При существенном уменьшении туннельных токов темновой ток в рабочей области температур будет определяться генерационно-рекомбинационной составляющей и в большей степени будет зависеть от качества исходного материала и технологии изготовления фотодиодов.

Определены возможности уменьшения темнового тока в фотодиодах на основе тройных соединений теллуридов кадмия ртути. Для устранения избыточного темнового тока необходимо усовершенствовать технологическую операцию формирования пассивирующего диэлектрика и процесс формирования $p-n$ -переходов, которые не должны приводить к образованию дефектов в области пространственного заряда.

Работа выполнена по гранту Президента Российской Федерации НШ-2787.2014.9.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дирочка А. И., Корнеева М. Д., Филачев А. М. // Прикладная физика. 2011. № 2. С. 37.
2. Стафеев В. И., Болтарь К. О., Бурлаков И. Д. и др. // Физика и техника полупроводников. 2005. Т. 39. Вып. 10. С. 1257.
3. Бурлаков И. Д., Пономаренко В. П., Филачев А. М. и др. // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 43.
4. Boltar K. O., Burlakov I. D., Filachev A. M., et al. // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). 2007. V. 16. No. 4. P. 234.
5. Boltar K. O., Burlakov I. D., Ponomarenko V. P., et al. // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). 2008. V. 17. No. 1. P. 9.
6. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Современное состояние и магистральные направления развития современной фотозлектроники. — М.: Физматкнига, 2010.
7. Boltar K. O., Burlakov I. D., Ponomarenko V. P., et al. // Proc. SPIE. 2009. V. 7298. 72982P-1.
8. Unikovsky A. and Nemirovsky Y. // Appl. Phys. Lett. 1992. V. 61. No. 3. P. 330.
9. Nemirovsky Y., Rosenfeld D., Adar R., et al. // J. Vac. Sci. Technol. 1989. V. A7. P. 528.
10. Reine M. B., Sood A. K., Tredwell T. J. Semiconductors and Semimetals. — New York: Academic Press, 1981. V. 18. Ch. 6.
11. Nemirovsky Y. and Unikovsky A. // J. Vac. Sci. Technol. 1992. V. B10. P. 1602.
12. Williams G. M., Blazejewski E. R., and DeWames R. E. // AIP Conf. Proc. 1993. V. 285. P. 421.
13. Chung H. K., Rosenberg M. A., and Zimmermann P. H. // J. Vac. Sci. Technol. 1985. V. A3. P. 189.
14. Болтарь К. О., Яковлева Н. И. // Прикладная физика. 2004. № 3. С. 82.
15. Gravrand O., Destefanis G., Cervera C., et al. Discussion About Photodiode Architectures For Space Applications. International Conference on Space Optics. ICSO 2014. Tenerife, Canary Islands, Spain.
16. Rogalski A. Infrared Detectors. — CRC Press — Taylor & Francis Group. 2011.
17. Hansen G. L., Schmidt J. L., and Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 7099.
18. Hansen G. L. and Schmidt J. L. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 1639.
19. Wenus J., Rutkowski J., and Rogalski A. // IEEE Trans. Electron Dev. 2001. V. 48. P. 1326.
20. Rogalski A., Adamiec K., and Rutkowski J. Narrow-Gap Semiconductor Photodiodes. Bellingham, WA: SPIE—The International Society for Optical Engineering (2000).
21. Scott W. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 1055.
22. Krishnamurthy S. and Casselman T. N. // J. Electron. Mater. 2000. V. 29. P. 828–31.
23. Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 848–54.
24. Beattie A. and Landsberg P. T. // Proc. R. Soc. Lond. 1959. V. A 249. P. 16.
25. Dmitriev A. V., Mocker M. // Physics Reports 1995. V. 257. P. 85.
26. Beattie R. and White A. M. // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. P. 802–13.
27. van Roosbroeck W. and Shockley W. Phys Rev. 1954. V. 94. P. 1558.
28. Schacham S. E., Finkman E. // J. Appl. Phys. V. 57. No. 6. P. 2001.
29. Shockley W. and Read W. T. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 835.
30. Hall R. N. // Phys Rev. 1952. V. 87. P. 387.
31. Hovel H. J. Semiconductors and Semimetals, V. 11, eds. R. K. Willardson and A. C. Berr, Academic Press, New York, 1975.
32. Van De Wiele F. “Quantum Efficiency of Photodiode”, in Solid State Imaging, eds. P. G. Jespers, F. Van De Wiele, and M. H. White, 41–76, Noordhoff, Leyden, The Netherlands, 1976.
33. Rogalski A. // Infrared Phys. 1988. V. 28. No. 3. P. 139.
34. Tennant W. E., Lee D., Zandian M., et al. // Journal of Electronics Materials. 2008. V. 37. No. 9. P. 1406.
35. Sah C. T., Noyce R. N., and Shockley W. // Proceedings of IRE. 1957. V. 45. P. 1228–43.
36. Choo S. C. // Solid-State Electronics. 1968. V. 11. P. 1069.
37. Bhan R. K. and Gopal V. // J. Vac. Sci. Technol. 1994. No. 9. P. 289.
38. Anderson W. W. // Infrared Phys. 1980. V. 20. P. 353.
39. Kinch M. A. // J. Electron. Mater. 2000. V. 29. P. 809.
40. Blank D. K., Beck J. D., Kinch M. A., et al. // J. Vac. Sci. Technol. 1988. V. A. 6. P. 2790.
41. Vuillermet M., Billon-Lanfrey D., Reibel Y., et al. Status of MCT Focal Plane Arrays in France, Infrared Technology and Applications XXXVIII, edited by Bjørn F. Andresen, Gabor F. Fulop, Paul R. Norton, Proc. of SPIE V. 8353, 83532K · © 2012 SPIE.
42. Breiter R., Wendler J., Lutz H., et al. State-of-the-art MCT IR-modules with enhanced long term and cycle stability // Infrared Technology and Applications XXXVIII, edited by Bjørn F. Andresen, Gabor F. Fulop, Paul R. Norton, Proc. of SPIE. V. 8353, 83532L © 2012 SPIE.
43. Varavin V. S., Vasiliev V. V., Dvoretzky S. A., et al. // Opto-Electron. Rev. 2003. V. 11. No. 3. P. 99.
44. Белогорохов А. И., Денисов И. А., Смирнова Н. А. и др. // ФТП. 2004. Т. 38. С. 84.

The influence of recombination mechanisms on the dark current-voltage characteristics of the HgCdTe photodiodes

N. I. Iakovleva

Orion R&P Association, Inc.
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru

Received August 21, 2015

The influence of recombination mechanisms on the dark current-voltage characteristics of HgCdTe photodiodes and the possibility of dark current reduction have been considered. Special attention was directed to the trap assisted tunneling (TAT) current which are highly depending on operating bias and doping level, demonstrating the fact that it is one of the main limitation for performance in narrow gap semiconductors such as HgCdTe.

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

Keywords: heteroepitaxial structure, CdHgTe, recombination mechanisms, dark current, current-voltage characteristics.

REFERENCES

1. A. I. Dirochka, M. D. Korneeva, and A. M. Filachev, *Prikladnaya Fizika*, No. 2, 37 (2011).
2. V. I. Stafeev, K. O. Boltar, I. D. Burlakov, et al., *Semiconductors* **39**, 1257 (2005).
3. I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, A. M. Filachev, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 2, 43 (2007).
4. K. O. Boltar, I. D. Burlakov, A. M. Filachev, et al., *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)* **16**, 234 (2007).
5. K. O. Boltar, I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, et al. *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)* **17**, 9 (2008).
6. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *The Current Status and Main-Line Trackage for Development of Photoelectronics* (Fizmatkniga, Moscow, 2010) [in Russian].
7. K. O. Boltar, I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, et al., *Proc. SPIE* **7298**, 72982P-1 (2009).
8. A. Unikovski and Y. Nemirovsky, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 330 (1992).
9. Y. Nemirovsky, D. Rosenfeld, R. Adar, et al., *J. Vac. Sci. Technol.* **A7**, 528 (1989).
10. M. B. Reine, A. K. Sood, and T. J. Tredwell, *Semiconductors and Semimetals* (New York: Academic Press, 1981. V. 18. Ch. 6).
11. Y. Nemirovsky and A. Unikovsky, *J. Vac. Sci. Technol.* **B10**, 1602 (1992).
12. G. M. Williams, E. R. Blazejewski, and R. E. DeWames, *AIP Conf. Proc.* **285**, 421 (1993).
13. H. K. Chung, M. A. Rosenberg, and P. H. Zimmermann, *J. Vac. Sci. Technol.* **A3**, 189 (1985).
14. K. O. Boltar and N. I. Iakovleva, *Prikladnaya Fizika*, No. 3, 82 (2004).
15. O. Gravrand, G. Destefanis, C. Cervera, et al., *Discussion About Photodiode Architectures For Space Applications*. (International Conference on Space Optics. ICSO 2014. Tenerife, Canary Islands, Spain).
16. A. Rogalski, *Infrared Detectors*. (CRC Press — Taylor & Francis Group, 2011).
17. G. L. Hansen, J. L. Schmidt, and T. N. Casselman, *J. Appl. Phys.* **53**, 7099 (1982).
18. G. L. Hansen and J. L. Schmidt, *J. Appl. Phys.* **54**, 1639 (1983).
19. J. Wenus, J. Rutkowski, and A. Rogalski, *IEEE Trans. Electron Dev.* **48**, 1326 (2001).
20. A. Rogalski, K. Adamiec, and J. Rutkowski, *Narrow-Gap Semiconductor Photodiodes*. (Bellingham, WA: SPIE—The International Society for Optical Engineering, 2000).
21. W. Scott, *J. Appl. Phys.* **43**, 1055 (1972).
22. S. Krishnamurthy and T. N. Casselman, *J. Electron. Mater.* **29**, 828–31 (2000).
23. T. N. Casselman, *J. Appl. Phys.* **52**, 848–54 (1981).
24. A. Beattie and P. T. Landsberg, *Proc. R. Soc. Lond.* **A 249**, 16 (1959).
25. A. V. Dmitriev and M. Mocker, *Physics Reports* **257**, 85–131 (1995).
26. R. Beattie and A. M. White, *J. Appl. Phys.* **79**, 802–13 (1996).
27. W. van Roosbroeck and W. Shockley, *Phys. Rev.* **94**, 1558 (1954).
28. S. E. Schacham and E. Finkman, *J. Appl. Phys.* **57**, 2001.
29. W. Shockley and W. T. Read, *Phys. Rev.* **87**, 835 (1952).
30. R. N. Hall, *Phys. Rev.* **87**, 387 (1952).
31. H. J. Hovel, *Semiconductors and Semimetals, V. 11*, Eds. R. K. Willardson and A. C. Berr, Academic Press, New York, 1975.
32. F. Van De Wiele "Quantum Efficiency of Photodiode," in *Solid State Imaging*, eds. P. G. Jespers, F. Van De Wiele, and

- M. H. White, (Noordhoff, Leyden, The Netherlands, 1976).
33. A. Rogalski, *Infrared Phys.* **28**, 139 (1988).
34. W. E. Tennant, D. Lee, M. Zandian, et al., *Journal of Electronics Materials* **37**, 1406 (2008).
35. C. T. Sah, R. N. Noyce, and W. Shockley, *Proceedings of IRE* **45**, 1228–43 (1957).
36. S. C. Choo, *Solid-State Electronics* **11**, 1069 (1968).
37. R. K. Bhan and V. Gopal, *J. Vac. Sci. Technol.*, No. 9, 289 (1994).
38. W. W. Anderson, *Infrared Phys.* **20**, 353 (1980).
39. M. A. Kinch, *J. Electron. Mater.* **29**, 809 (2000).
40. D. K. Blank, J. D. Beck, M. A. Kinch, et al., *J. Vac. Sci. Technol. A*, **6**, 2790 (1988).
41. M. Vuillermet, D. Billon-Lanfrey, Y. Reibel, et al., *Status of MCT Focal Plane Arrays in France*, (*Infrared Technology and Applications XXXVIII*), edited by Bjørn F. Andresen, Gabor F. Fulop, Paul R. Norton, *Proc. of SPIE*, V. 8353, 83532K · © 2012 SPIE.
42. R. Breiter, J. Wendler, H. Lutz, et al., *State-of-the-art MCT IR-modules with enhanced long term and cycle stability* (*Infrared Technology and Applications XXXVIII*), edited by Bjørn F. Andresen, Gabor F. Fulop, Paul R. Norton, *Proc. of SPIE*, V. 8353, 83532L © 2012 SPIE.
43. V. S. Varavin, V. V. Vasiliev, S. A. Dvoretzky, et al., *Opto-Electron. Rev.* **11**, 99 (2003).
44. A. I. Belogorokhov, I. A. Denisov, N. A. Smirnova, et al., *Semiconductors* **38**, 84 (2004).