

УДК 621.383.4/5

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

Влияние механизмов генерации-рекомбинации неосновных носителей заряда на темновой ток фотодиодов на основе HgCdTe

Н. И. Яковлева

Из решения уравнения непрерывности для одномерной модели p - n -перехода с граничными условиями, определяющими поведение концентрации неосновных носителей заряда и тока на границах раздела областей p - и n -типа проводимости, получена зависимость произведения R_0A от длины волны и температуры. Проведено сравнение влияния характерных для материала HgCdTe механизмов рекомбинации (излучательной, поверхностной, Оже, Шокли-Рида-Холла), на параметры фотодиодов. Показано, что параметры фотодиодов в большей степени зависят от механизмов рекомбинации Оже и ШРХ, при этом рекомбинация ШРХ в области объемного заряда дополнительно уменьшает произведение R_0A более чем в 3 раза по сравнению с рекомбинацией Оже, а поверхностная рекомбинация на границе раздела области поглощения уменьшает произведение R_0A на 1,5 порядка. Предложены рекомендации по улучшению технологии изготовления фотодиодов на основе HgCdTe, которые заключаются в усложнении архитектуры фоточувствительного элемента (ФЧЭ) и улучшение качества границ раздела между слоями.

Ключевые слова: ИК-фотодиоды, HgCdTe, темновой ток, время жизни, моделирование произведения R_0A .

Введение

Среди различных полупроводниковых материалов, чувствительных в инфракрасном диапазоне спектра, тройные соединения HgCdTe являются одним из лучших с точки зрения достижения максимальных фотоэлектрических параметров [1, 2]. Известно, что достижение предельных параметров связано с уменьшением влияния тепловых процессов, из них наиболее важными, влияющими на работу фотодиодов на основе HgCdTe, являются рекомбинация Оже в области поглощения и рекомбинация Шокли-Рида-Холла (ШРХ) в области пространственного заряда (ОПЗ).

Темновой диффузионный ток, как правило, возникает из-за случайной генерации и рекомбинации электронно-дырочных пар на расстоянии диффузионной длины неосновных носителей в области поглощения вокруг ОПЗ, и именно он дает наибольший вклад при высоких температурах. В свою очередь, генерационно-рекомбинационный

ток, который определяется процессами генерации-рекомбинации в ОПЗ, определяет параметры фотодиода при низких температурах. Дополнительно в реальном диоде в темновой ток входят токи туннелирования в области пространственного заряда, токи утечки и поверхностные токи различного происхождения на различных границах раздела структуры.

В общем виде для определения изменения концентрации неосновных носителей заряда и темновых токов необходимо решить трехмерное уравнение непрерывности с учетом всех процессов, протекающих в области поглощения фоточувствительного элемента (ФЧЭ), что является крайне сложной задачей и требует численного моделирования.

Целью данной работы являлось изучение влияния механизмов рекомбинации на темновой ток фотодиодов на основе HgCdTe.

Основные задачи и подходы

Путём упрощения аналитических зависимостей из решения уравнения непрерывности для одномерной модели p - n -перехода с граничными условиями, определяющими поведение концентрации и тока неосновных носителей заряда на границах раздела областей p - и n -типа проводимо-

Яковлева Наталья Ивановна, г.н.с., к.т.н.
АО «НПО «Орион».
Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.
Тел. +7(499) 374-81-30. E-mail: orion@orion-ir.ru

Статья поступила в редакцию 10 мая 2018 г.

© Яковлева Н. И., 2018

сти, предполагается получить зависимость произведения R_0A (произведение величины дифференциального сопротивления R_0 на площадь перехода A) от длины волны и температуры. Затем необходимо провести сравнение влияния характерных для материала HgCdTe механизмов рекомбинации (излучательной, поверхностной, Оже, ШРХ) на произведение R_0A . В расчетах целесообразно использовать известные зависимости от состава, длины волны и температуры следующих величин: энергии запрещенной зоны E_g (Hansen, G.L. 1982, [3]), собственной концентрации носителей заряда n_i (Hansen, G.L. 1983, [4]); времени жизни неосновных носителей заряда τ (Chu and Sher 2010, p.125, [5]).

Теоретические основы

Одномерное уравнение непрерывности для неосновных носителей заряда с учетом процесса рекомбинации (равновесный случай) в рабочей области фоточувствительной структуры имеет вид:

$$D_e \frac{d^2 \Delta n(z,t)}{dz^2} - \frac{\Delta n(z,t)}{\tau_e} = 0,$$

где D_e – коэффициент диффузии неосновных носителей заряда в p -области, τ_e – время жизни неосновных носителей.

Граничные условия для решения данного дифференциального уравнения устанавливаются исходя из свойств материала и поведения неосновных носителей заряда на границах поглощающего слоя. Так, в точке $z = \infty$ (что эквивалентно $z = d$) на границе поглощающего слоя изменение концентрации неосновных носителей заряда равно нулю $\Delta n(z = d) = 0$, что эквивалентно нулевой скорости рекомбинации, а в точке ($z = 0$) на границе области объемного заряда концентрация электронов изменяется в соответствии с характерной зависимостью Больцмана:

$$n(z = 0) = n_{p0} \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right).$$

Решение уравнения с указанными граничными условиями получено Шокли в работе [6]

$$\Delta n(z) = n_{p0} \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{z}{L_e}\right)$$

где L_e – длина диффузии неосновных носителей, заданная формулой $L_e = \sqrt{D_e \tau_e}$. Зная изменения

концентрации, плотность диффузионного тока на границе области пространственного заряда определяется формулой $J_e = eD_e \frac{\partial n}{\partial z}$, что позволяет рассчитать ток при $z = 0$ по следующему соотношению:

$$J_e = en_{p0} \frac{D_e}{L_e} \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right],$$

а ток на границе слоя поглощения при $z = d$ определяется выражением:

$$J_e = en_{p0} \frac{D_e}{L_e} \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{d}{L_e}\right).$$

В соответствии с моделью Шокли, темновой ток фотодиода $I_d(V)$ можно представить в виде вольтамперной характеристики (ВАХ):

$$I_d(V) = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nk_B T}\right) - 1 \right],$$

где I_0 – ток насыщения; n – коэффициент неидеальности; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; q – заряд электрона.

Продифференцировав ВАХ по напряжению, можно рассчитать параметр $(R_d A)$, т. е. произведение динамического сопротивления, умноженного на площадь p - n -перехода, при напряжении смещения V_d или $R_0 A$ – произведение сопротивления на площадь при нулевом напряжении смещения V_0 . Параметр $R_0 A$ выражается через плотность темнового тока следующим образом:

$$(R_0 A)^{-1} = \frac{dJ}{dV} \Big|_{V=0}$$

$$(R_0 A)^{-1} = \frac{dJ_e}{dV} = en_{p0} \frac{D_e}{L_e} \frac{e}{k_B T} \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right).$$

Используя известное соотношение Эйнштейна на $D_e = \left(\frac{k_B T}{e}\right) \mu_e$, получим для области p -типа проводимости произведение $(R_0 A)_p$ в виде:

$$(R_0 A)_p = \frac{1}{e} \frac{N_A}{n_i^2} \sqrt{\frac{k_B T}{e} \frac{\tau_e}{\mu_e}}.$$

Из этой формулы видно, что температурная зависимость произведения $(R_0 A)$ в диффузионном приближении обратно пропорциональна квадрату

собственной концентрации. Аналогично для области n -типа проводимости параметр $(R_0A)_n$ имеет вид:

$$(R_0A)_n = \frac{1}{p_{n0}} \frac{\tau_h k_B T}{L_h e^2},$$

и, с учетом формулы Эйнштейна $D_h = \left(\frac{k_B T}{e}\right) \mu_h$, находим температурную зависимость произведения $(R_0A)_n$ в окончательном виде:

$$(R_0A)_n = \frac{1}{e} \frac{N_D}{n_i^2} \sqrt{\frac{k_B T}{e} \frac{\tau_h}{\mu_h}}.$$

Если решить уравнение непрерывности, учитывая скорость поверхностной рекомбинации на границе области поглощения при значении координаты $(z = d)$ в виде:

$$S_p = -D_e \frac{1}{\Delta n(z)} \frac{\partial \Delta n(z)}{\partial z} \Big|_{z=d},$$

то можно вычислить ток на границе раздела, который определяется формулой $J_e(z=d) = e D_e \frac{\partial n}{\partial z} \Big|_{z=d} = -e S_p \Delta n(z=d)$.

Уравнение для произведения $(R_0A)_{ps}$ в области p -типа с учетом скорости поверхностной рекомбинации имеет вид (Chu and Sher 2010, p. 367, [5]):

$$(R_0A)_{ps} = (R_0A)_p \left[\frac{1 + \beta \tanh\left(\frac{d}{L_e}\right)}{\beta + \tanh\left(\frac{d}{L_e}\right)} \right],$$

где коэффициент $\beta = S_p L_e / D_e = S_p / (L_e / \tau_e)$ определяется через скорость поверхностной рекомбинации и параметры неосновных носителей заряда в области поглощения, а произведение $(R_0A)_p = \frac{1}{e} \frac{N_A}{n_i^2} \sqrt{\frac{k_B T}{e} \frac{\tau_e}{\mu_e}}$ получено, дифференцируя ВАХ.

Произведение $(R_0A)_{ps}$ увеличивается или уменьшается в зависимости от значения коэффициента β . Поскольку для увеличения выходных параметров произведение должно быть максимальным, то желательно, чтобы коэффициент β имел положительное значение или был равен нулю.

Аналогично рассчитывается произведение $(R_0A)_{ns}$ для n -области, то есть на границе при $z = -a - W$, где W – ширина ОПЗ, a – толщина области n -типа:

$$(R_0A)_{ns} = (R_0A)_n \left[\frac{1 + \beta \tanh\left(\frac{d}{L_h}\right)}{\beta + \tanh\left(\frac{d}{L_h}\right)} \right].$$

Если длина диффузии больше, чем толщина области поглощения (короткая база), то вместо L_e в формулу подставляется толщина области поглощения d , и произведение $(R_0A)_p$ определяется как

$$(R_0A)_p = \frac{N_A}{n_i^2} \frac{\tau_e k_B T}{d e^2}.$$

Для фотодиода сопротивления обеих областей n - и p -типа включены параллельно, поэтому суммарное произведение (R_0A) рассчитывается известным способом:

$$\frac{1}{(R_0A)} = \frac{1}{(R_0A)_p} + \frac{1}{(R_0A)_n}.$$

Для структуры n -*on*- p произведение (поглощающий слой p -типа) R_0A определяется вкладом в диффузионный ток p -области. При этом диффузионным током в n -области можно пренебречь и наоборот. Соотношение произведений R_0A для обеих областей определяется выражением:

$$\frac{(R_0A)_n}{(R_0A)_p} = \frac{N_A}{N_D} \frac{\tau_e}{\tau_h} \frac{d}{a}.$$

Как видно из последней формулы, оно зависит от исходных параметров областей n - и p -типа проводимости. Приведенные в данном параграфе уравнения используются в дальнейшем анализе при расчете зависимостей произведения R_0A от длины волны в приближении различных механизмов рекомбинации.

Моделирование произведения R_0A

Моделирование произведения R_0A в приближении излучательного механизма рекомбинации

Предположим, что в области p -типа излучательная рекомбинация максимальна, а скорости генерации-рекомбинации Оже и Шокли-Рида-

Холла малы. Время жизни неосновных электронов τ_e определяется излучательным механизмом, и при выполнении соотношений $p_0 = N_A \gg n_0$, $p_{p0} = N_A$ используется формула из статей (Blakemore 1962, [7], Schacham and Finkman 1985 [8]).

$$\tau_{\text{rad}} \approx \frac{1}{B(p_0 + n_0)} \approx \frac{1}{BN_A}$$

Коэффициент излучательной рекомбинации B ($\text{см}^3/\text{с}$) определяется формулой (Long 1977, [9]):

$$B = 5,8 \times 10^{-13} \times \varepsilon_\infty^{1/2} \left(\frac{m_0}{m_e^* + m_h^*} \right)^{3/2} \times \left(1 + \frac{m_0}{m_e^*} + \frac{m_0}{m_h^*} \right) \left(\frac{300}{T} \right)^{3/2} \times E_g^2,$$

где E_g – ширина запрещенной зоны в эВ; T – температура в К; ε_∞ – высокочастотная диэлектрическая постоянная, задаваемая уравнением (Vaars and Sorger (1972), [10]) $\varepsilon_\infty(x) = 9,5 + 3,5 \times [(0,6 - x)/0,43]$, а m_c и m_v – удельные эффективные массы электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Удельная эффективная

масса дырок в p -области равна $m_v = 0,55m_0$, а эффективная масса электрона определяется уравнением Вейлера для m_c (Weiler, 1981 [11])

$$\frac{1}{m_c} = 1 + 2F + \frac{E_p}{3} \left(\frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta} \right).$$

Параметры, входящие в данное уравнение, принимаются равными $F = 1,6$; $E_p = 19$ эВ и $\Delta = 1$ эВ (спин-орбитальное расщепление).

На рис. 1 представлены зависимости времени жизни от обратной температуры с учетом излучательного механизма рекомбинации для материала КРТ p -типа для трех характерных граничных длин волн ($\lambda = 3,0$; $5,0$; и $10,0$ мкм) и концентраций акцепторов $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,23$ мол. дол.); $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,3$ мол. дол.); $N_A = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,4$ мол. дол.) при температурах $T = 80$; 170 ; 300 К.

Подставляя зависимость излучательного времени жизни τ_{rad} в формулу параметра $(R_0A)_p = \frac{N_A \tau_{\text{rad}} k_B T}{n_i^2 d e^2}$, рассчитаем $(R_0A)_p$ в зависимости от длины волны. Результаты приведены на рис. 2.

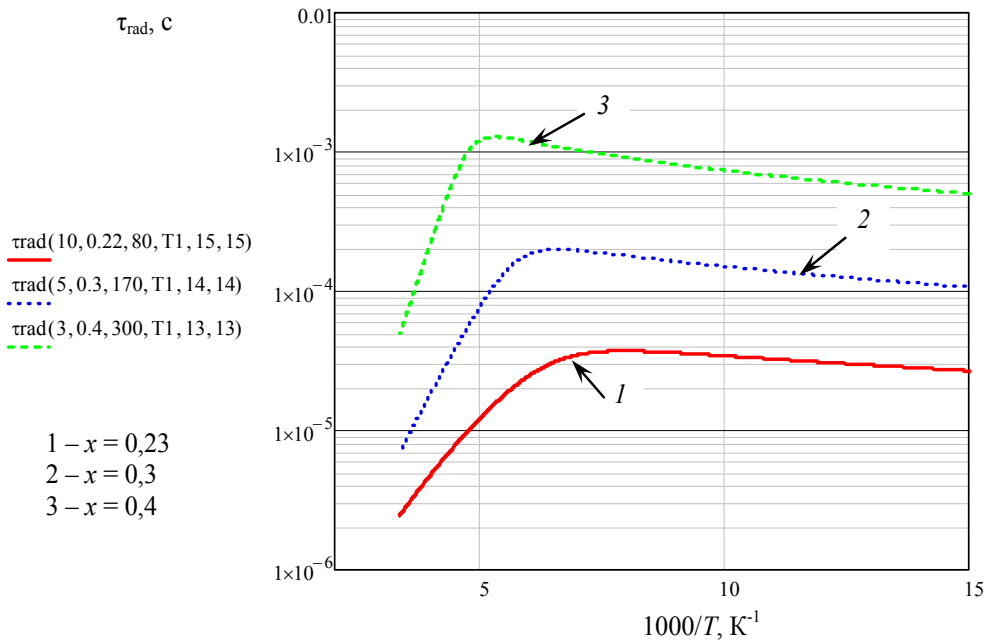


Рис. 1. Зависимости времени жизни от обратной температуры для материала КРТ p -типа проводимости для трех граничных длин ($\lambda = 3,0$; $5,0$; и $10,0$ мкм) в случае ограничения механизмом излучательной рекомбинации.

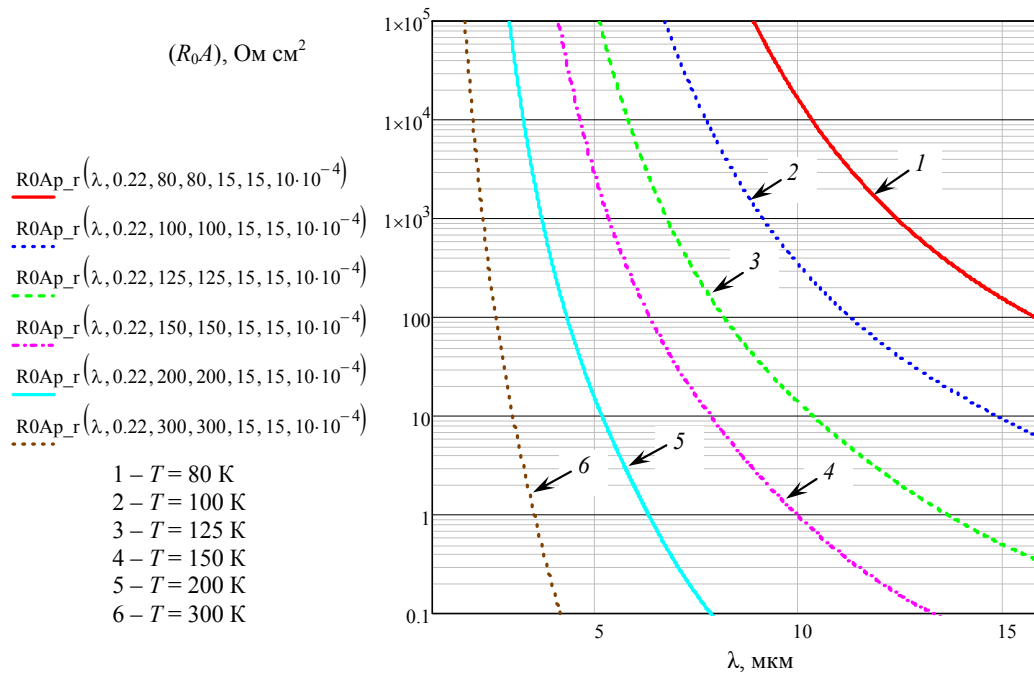


Рис. 2. Зависимости $(R_0A)_p$ в фотодиодах HgCdTe с поглощающим слоем p-типа толщиной $d = 10 \text{ мкм}$ от длины волны при различных температурах ($T = 80, 100, 125, 150, 200, 300 \text{ K}$) в случае ограничения механизмом излучательной рекомбинации.

Из рис. 2 видно, что произведение $(R_0A)_p$ в фотодиодах на основе HgCdTe с поглощающим слоем p-типа состава ($\lambda \approx 10,0 \text{ мкм}$) достигает значений: $(R_0A)_p \sim 2 \times 10^4 \text{ Ом см}^2$ при $T = 80 \text{ K}$; $(R_0A)_p \sim 3 \times 10^2 \text{ Ом см}^2$ при $T = 100 \text{ K}$; $(R_0A)_p \sim 10 \text{ Ом см}^2$ при $T = 125 \text{ K}$; $(R_0A)_p \sim 1 \text{ Ом см}^2$ при $T = 150 \text{ K}$.

На рис. 3 представлены зависимости $(R_0A)_p$ в фотодиодах на основе HgCdTe с поглощающим

слоем p-типа от длины волны при температурах ($T = 80 \text{ K}, T = 150 \text{ K}$) без учета поверхностной рекомбинации (характеристики 1 и 3) и с учетом поверхностной рекомбинации (характеристики 2 и 4). Показано, что наличие поверхностной рекомбинации с концентрацией ловушек порядка $N_t = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, для КРТ с граничной длиной волны $\lambda = 10,0 \text{ мкм}$ уменьшает $(R_0A)_p$ на 1,5 порядка и более.

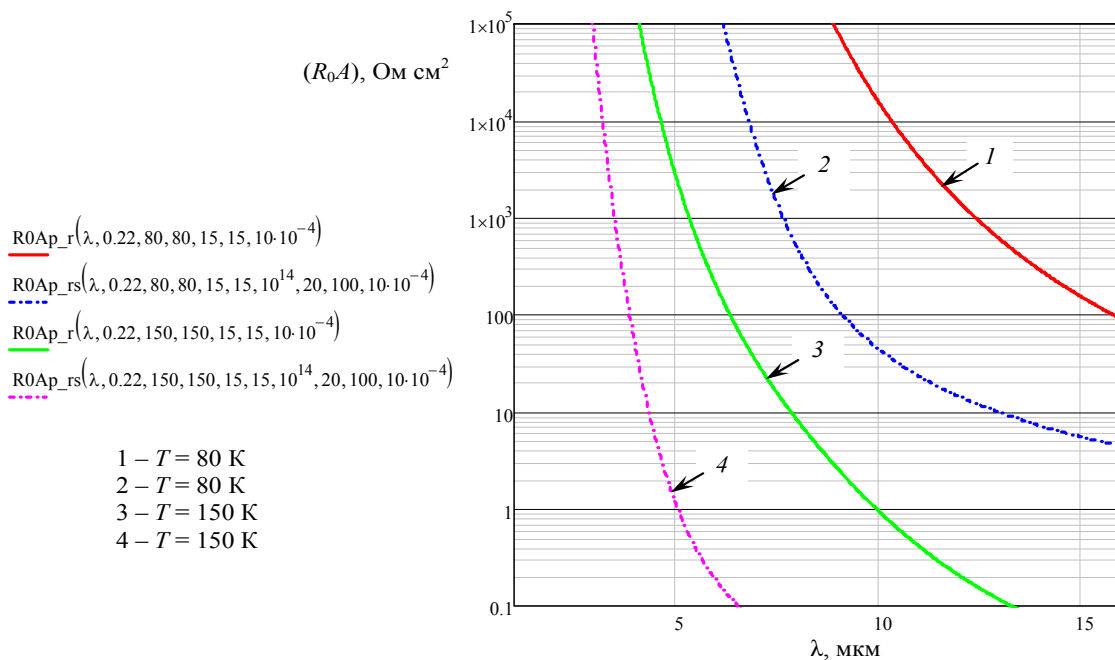


Рис. 3. Зависимости $(R_0A)_p$ в фотодиодах на основе HgCdTe с поглощающим слоем p-типа от длины волны при температурах ($T = 80 \text{ K}, T = 150 \text{ K}$) без учета поверхностной рекомбинации (характеристики 1, 3) и с учетом поверхностной рекомбинации (характеристики 2, 4).

Моделирование произведения R_0A в приближении Оже-рекомбинации

Наиболее вероятными механизмами Оже-рекомбинации для тройных узкозонных полупроводниковых соединений $Hg_{1-x}Cd_xTe$ являются механизмы Оже-1 и Оже-7 (Casselman and Petersen 1980 [12]; Casselman 1981, [13]), поскольку имеют наименьшие пороговые энергии порядка ширины запрещенной зоны ($E_T \approx E_g$). С учетом данных механизмов время жизни в материале $HgCdTe$ p -типа

рассчитывается по формуле $\tau_A^{(17)} = \left(\frac{1}{\tau_A^{(1)}} + \frac{1}{\tau_A^{(7)}} \right)^{-1}$,

а суммарная скорость термической генерации-рекомбинации имеет вид (Rogalski 2011 с. 390, [14]):

$$G_A - R_A = \frac{n_i^2 - np}{2n_i^2} \left[\frac{n}{(1+an)\tau_{A1}^i} + \frac{p}{\tau_{A7}^i} \right]$$

где n_i – собственная концентрация, τ_{A1}^i и τ_{A7}^i – собственные времена рекомбинации Оже-1 и Оже-7, n и p – концентрации электронов и дырок.

Аналитическое уравнение для времени жизни по механизму рекомбинации Оже-1 для собственного материала КРТ рассчитывается по формуле (Lopes 1993, [15]):

$$\tau_{A1}^i = 3,8 \times 10^{-18} \varepsilon_\infty^2 \frac{m_0}{m_e^*} \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{2m_e^*}{m_h^*} \right) \left(\frac{E_g}{k_B T} \right)^{3/2} \times \exp \left[\left(1 + \frac{2m_e^*}{m_h^*} \right) \times \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*} \right)^{-1} \left(\frac{E_g}{k_B T} \right) \right]$$

где m_c^* и m_v^* – удельные эффективные массы электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне соответственно; m_0 – масса свободного электрона; ε_s – диэлектрическая проницаемость; E_g – ширина запрещенной зоны; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; $|F_1 F_2|$ – интегралы перекрытия волновых функций. Обычно значение $|F_1 F_2|$ находится в диапазоне от 0,1 до 0,3, что

соответствует экспериментальным данным для материала $HgCdTe$ в температурном диапазоне $T = 50-300$ К. Для расчета времени жизни для собственного материала τ_{A7}^i по механизму Оже-7 используется коэффициент γ [12]

$$\gamma = \frac{\tau_{Ai}^{(7)}}{\tau_{Ai}^{(1)}} = 2 \frac{m_e^*(E_{th})}{m_0^*} \left(\frac{1 - \frac{5}{4} \eta_{th}}{1 - \frac{3}{2} \eta_{th}} \right)$$

где η_{th} – предельное значение тепловой энергии в единицах $k_B T$, $\eta_{th} = E_{th} / kT$. Обычно для материала $Hg_{1-x}Cd_xTe$ состава $0,16 < x < 0,40$ мол. дол. в температурном диапазоне $50 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$ коэффициент γ находится в пределах от 3 до 6. Уравнения для определения времени жизни по механизмам Оже-1 и Оже-7 получены в работе (Beattie and White 1997, [16]):

$$\tau_A^{(1)} = \frac{2n_i^2 \tau_{Ai}^{(1)}}{(n_0 + p_0)n_0} \quad \tau_A^{(7)} = \frac{2n_i^2 \tau_{Ai}^{(7)}}{p_0(n_0 + p_0)}$$

На рис. 4 представлены зависимости времени жизни от обратной температуры для материала $HgCdTe$ p -типа проводимости для граничных длин волн ($\lambda = 3,0; 5,0$ и $10,0$ мкм), при расчетах выбраны следующие концентрации основных носителей заряда: $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,23$ мол.дол.); $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,3$ мол.дол.); $N_A = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,4$ мол.дол.) при температуре $T = 80$ К.

Подставляя время жизни по механизму Оже (учитывая процессы Оже-1 и Оже-7) в формулу для произведения $(R_0A)_p = \frac{N_A \tau_A k_B T}{n_i^2 d e^2}$, получим зависимости $(R_0A)_p$ от длины волны (см. рис. 5).

Как видно из рис. 5, произведение $(R_0A)_p$ в фотодиодах на основе $HgCdTe$ с поглощающим слоем p -типа состава $x = 0,23$ мол. дол. ($\lambda = 10,0$ мкм) при рабочей температуре $T = 80$ К составляет $(R_0A)_p \sim 3 \times 10^3 \text{ Ом см}^2$, что примерно в 7 раз меньше, чем в случае ограничения излучательной рекомбинацией.

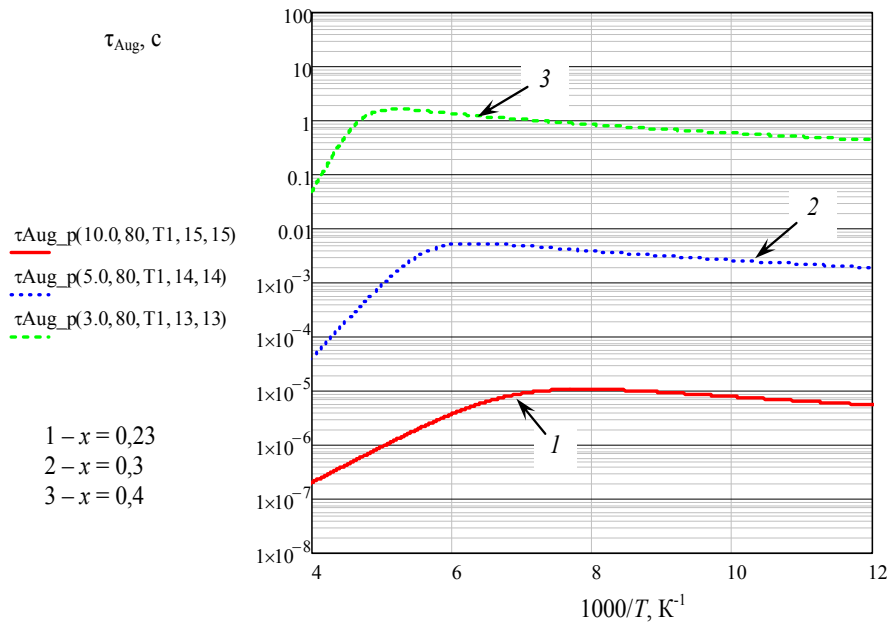


Рис. 4. Зависимости времени жизни от обратной температуры для материала КРТ р-типа проводимости с граничными длинами волн ($\lambda = 3,0; 5,0; \text{ и } 10,0 \text{ мкм}$), с концентрациями основных носителей $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,23 \text{ мол. дол.}$); $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,3 \text{ мол. дол.}$); $N_A = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,4 \text{ мол. дол.}$) при температуре $T = 80 \text{ К}$ в случае ограничения механизмом Оже-рекомбинации.

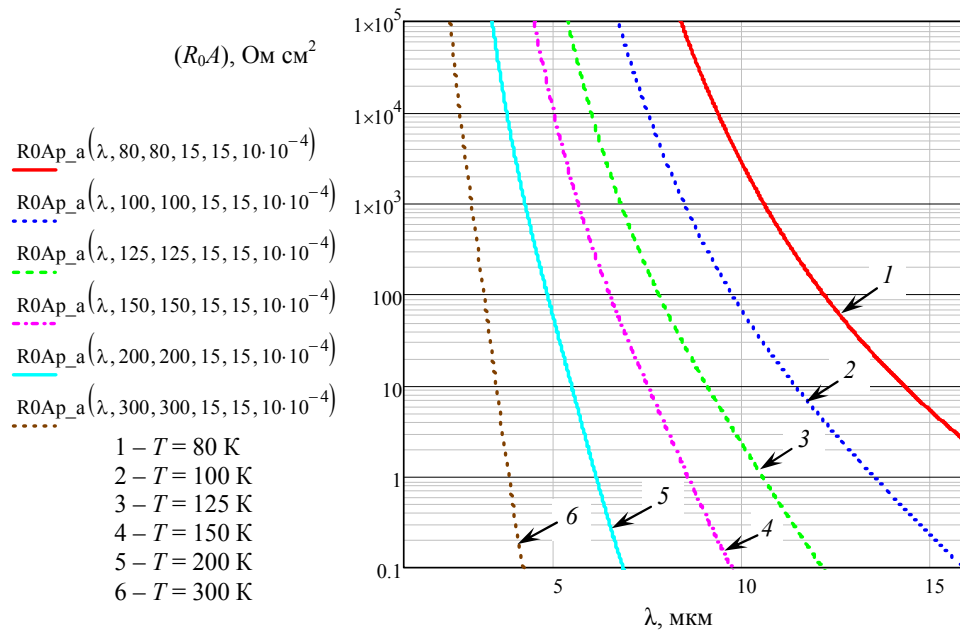


Рис. 5. Зависимости $(R_0A)_p$ в фотодиодах HgCdTe с поглощающим слоем р-типа толщиной $d = 10 \text{ мкм}$ от длины волны при различных температурах ($T = 80, 100, 125, 150, 200, 300 \text{ К}$) в случае ограничения механизмом Оже-рекомбинации.

Моделирование произведения R_0A в приближении рекомбинации Шокли-Рида-Холла

Примеси или энергетические уровни, соответствующие собственным точечным дефектам в области пространственного заряда, действуют как центры генерации и рекомбинации Шокли-Рида-Холла (ШРХ), т. е. вследствие их влияния возни-

кает темновой ток. Данный токовый механизм впервые исследован в работах (Shockley and Read 1952 [17], Hall 1952 [18], Milnes 1973, [19]), в которых показано, что при низких температурах ток генерации-рекомбинации в области пространственного заряда зачастую более важен, чем диффузионный ток. Это условие сохраняется, даже когда толщина области пространственного заряда

существенно меньше, чем длина диффузии неосновных носителей.

Предположим, что механизмом первичной рекомбинации является рекомбинация Шокли-Рида-Холла в области пространственного заряда. Тогда время жизни τ_{SRH} будет определяться выражением [16]:

$$\begin{aligned}\tau_{SRH} &= \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1)}{(n_0 + p_0)} = \\ &= \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1)}{n_0 + p_0} + \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1)}{n_0 + p_0},\end{aligned}$$

где n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок в области пространственного за-

ряда; n_1 , p_1 – концентрации равновесных электронов и дырок, расположенных на центрах захвата; τ_{p0} и τ_{n0} – время жизни дырок и электронов, захваченных на центрах с эффективными площадями σ_n , σ_p . При этом $\tau_{n0} = (\sigma_n v_n N_t)^{-1}$; $\tau_{p0} = (\sigma_p v_p N_t)^{-1}$, где v_n , v_p – тепловые скорости электронов и дырок; N_t – концентрация центров захвата.

На рис. 6 представлены зависимости времени жизни от обратной температуры, обусловленные рекомбинацией Шокли-Рида-Холла в ОПЗ для граничных длин волн ($\lambda = 3,0; 5,0$ и $10,0$ мкм) при температуре $T = 80$ К.

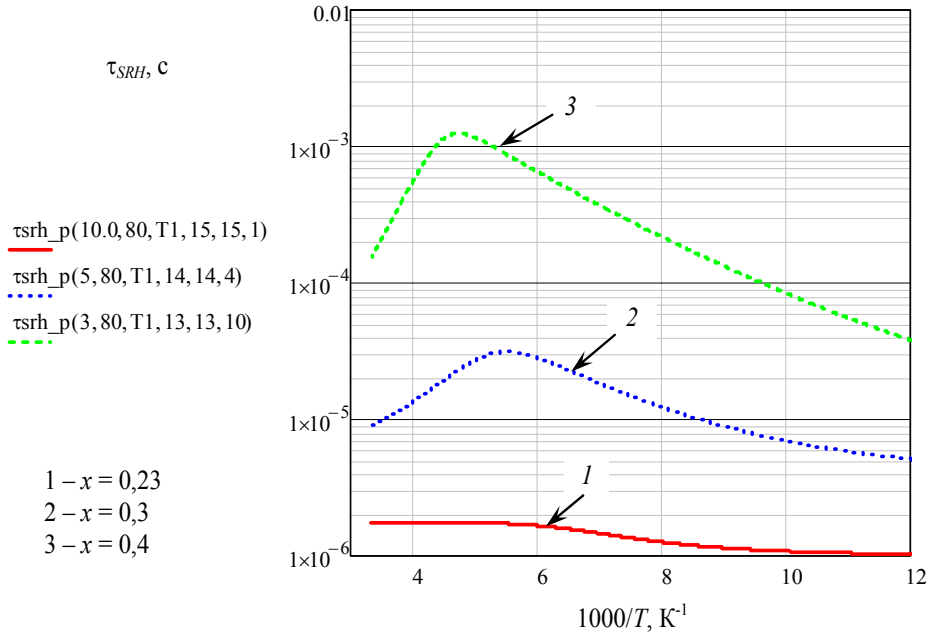


Рис. 6. Зависимости времени жизни от обратной температуры, обусловленные рекомбинацией Шокли-Рида-Холла в ОПЗ, для граничных длин волн ($\lambda = 3,0; 5,0$ и $10,0$ мкм) при температуре $T = 80$ К.

Темновой ток через центры генерации-рекомбинации в области пространственного заряда определяется формулой (Sah С.Т. 1961, [20]):

$$\begin{aligned}I_{g-r} &= I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] = \\ &= \frac{n_i W k T}{2(V_{bi} - V) \tau_0} \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right].\end{aligned}$$

Скорость рекомбинации достигает своего максимума, если центры рекомбинации располагаются вблизи собственного уровня Ферми в запрещенной зоне $E_i \approx E_t$, а время жизни дырок и электронов примерно одинаковы $\tau_{p0} \approx \tau_{n0}$. При этом положение собственного уровня энергии

Ферми определяется выражением (Sze S.M. 2007, [21]):

$$E_i = \frac{1}{2}(E_C + E_V) + \frac{1}{2}k_B T \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right),$$

а вклад в произведение $(R_0 A)$ генерационно-рекомбинационного тока в области пространственного заряда можно представить в виде:

$$(R_0 A)_{g-r} = \frac{\tau_{SRH} V_{bi}}{e n_i W}$$

где n_i – собственная концентрация; V_{bi} – разность потенциалов в ОПЗ; e – заряд электрона; W – ширина ОПЗ.

Как следует из последней формулы, произведение $(R_0A)_{g-r}$ изменяется в зависимости от температуры, пропорциональной n_i^{-1} , и отличается от вклада диффузионного тока, который пропорционален n_i^{-2} .

На рис. 7 представлены зависимости $(R_0A)_{g-r}$ от длины волны при различных темпе-

ратурах ($T = 80, 100, 125, 150, 200, 300$ К) в случае ограничения рекомбинацией Шокли-Рида-Холла в ОПЗ. В общем случае время жизни по механизму Шокли-Рида-Холла τ_{SRH} определяется с учетом вклада времени жизни электронов и дырок (τ_{n0}, τ_{p0}), которые зависят как от методов выращивания исходного материала, так и от технологии изготовления фотодиодов.

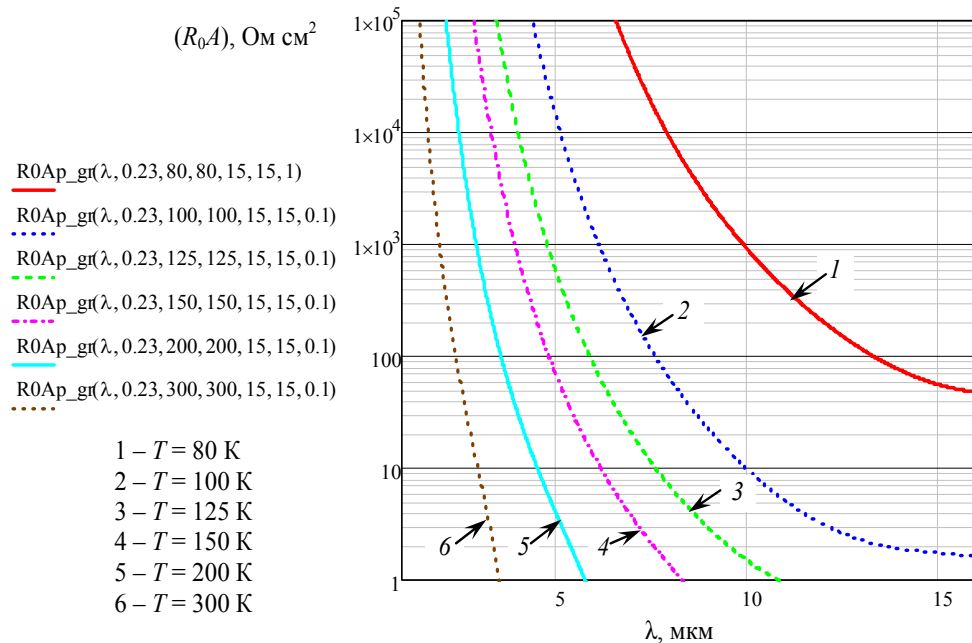


Рис. 7. Зависимости $(R_0A)_{gr}$ от длины волны при различных температурах ($T = 80, 100, 125, 150, 200, 300$ К) в случае ограничения рекомбинацией Шокли-Рида-Холла в ОПЗ.

Как видно из рис. 7, произведение (R_0A) в фотодиодах на основе HgCdTe при значении $\lambda = 10,0$ мкм и рабочей температуре $T = 80$ К составляет $(R_0A)_p \sim 10^3$ Ом см², что в двадцать раз меньше, чем в случае ограничения излучательной рекомбинацией, и в три раза меньше, чем в случае ограничения Оже-рекомбинацией.

Из проведенных оценочных расчетов следует, что параметры фотодиодов в большей степени зависят от механизмов рекомбинации Оже и ШРХ. При этом рекомбинация ШРХ в области объемного заряда дополнительно ухудшает произведение R_0A более чем в 3 раза, по сравнению с рекомбинацией Оже, а поверхностная рекомбинация на границе раздела области поглощения ухудшает произведение R_0A на 1,5 порядка. В реальном фотодиоде в темновой ток также входят токи туннелирования в области пространственного заряда, влияние которых будет рассмотрено дополнительно в следующих работах.

Заключение

Оценка влияния параметров структуры фотодиода из HgCdTe на темновой ток и произведение R_0A , проведена на основе простой одномерной модели $p-n$ -перехода. Выходные параметры фотодиодов на основе HgCdTe определяются свойствами исходного материала и архитектурой ФЧЭ. Если материал высокого структурного совершенства, т. е. отсутствуют центры генерации-рекомбинации ШРХ, темновой ток зависит от процессов Оже-рекомбинации. В случае подавления процессов Оже-рекомбинации, параметры прибора будут определяться рекомбинацией ШРХ в области ОПЗ.

Существуют следующие пути уменьшения темнового тока фотодиодов на основе HgCdTe.

1) Уменьшение темнового диффузионного тока на границе раздела поглощающего слоя и подложки $z = d$ до нулевого значения $J_e(z = d) = 0$. Для технической реализации данного условия форми-

руется область высокой концентрации p^+ -типа на границе раздела p -области, например, методом МЛЭ. Переход p^+-p -типа будет блокировать неосновные носители заряда, дополнительно за счет высокого легирования p^+ -слоя формируется омический контакт для основных носителей заряда при подаче обратного смещения к p -области, основы функционирования структур n^+-p-p^+ -типа представлены в работах (Ashley and Elliott 1985, [22, 23]).

2) Уменьшение темнового тока генерации-рекомбинации ШРХ в области ОПЗ. Для технической реализации данного условия в ОПЗ формируется барьерный слой, подавляющий тепловые процессы генерации-рекомбинации ШРХ, дополнительно рабочие слои p - и n -типа в структуре ФЧЭ должны быть высокого структурного совершенства.

3) Получение границы раздела с минимальным поверхностным потенциалом и, следовательно, с малой скоростью поверхностной рекомбинации S_p . Данный путь реализуется правильным выбором буферных разделительных слоев в процессе выращивания структур ФЧЭ.

4) Уменьшение Оже-рекомбинации в области поглощения. Реализуется с помощью принудительного обеднения области поглощения как основными, так и неосновными носителями заряда при формировании архитектур $n^+-\eta-p^+$ или $n^+-\pi-p^+$ -типа, основы создания таких структур приведены в работах (Emelie P.Y. 2009, [24], Itsuno A. 2012, [25]).

Таким образом, совместное применение указанных технологических решений позволяет улучшить параметры фотодиодов на основе HgCdTe или повысить рабочую температуру.

ЛИТЕРАТУРА

1. Boltar K. O., Burlakov I. D., Filachev A. M., Klimanov E. A., Ponomarenko V. P., Solyakov V. N., Stafeev V. I. // Op-

tical Memory and Neural Networks (Information Optics). 2007. Vol. 16. No. 4. P. 234.

2. Boltar K. O., Burlakov I. D., Ponomarenko V. P., Yakovleva N. I., Klimanov E. A., Akimov V. M. // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). 2008. Vol. 17. No. 1. P. 9.

3. Hansen G. L., Schmidt J. L., Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. No. 10. P. 7099.

4. Hansen G. L., Schmidt J. L. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. P. 1639–40.

5. Chu Junhao, Sher Arden. Device Physics of Narrow Gap Semiconductors – Springer Science+Business Media, LLC, 2010.

6. Shockley W. The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors – Bell Syst. Tech. J 28:435–489, (1949).

7. Blakemore J. S. Semiconductor statistics – Pergamon, Oxford (1962).

8. Schacham S. E., Finkman E. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. P. 2001.

9. Long D. Optical and Infrared detectors. In Book: Keyes R.J. (ed) Topics in Applied Physics, vol. 19. – Springer, New York, (1977).

10. Baars J., Sorger F. // Solid State Commun. 1972, Vol. 10. P. 875.

11. Weiler M. H. // Solid State Commun. 1981. Vol. 39. P. 937.

12. Casselman T. N., Petersen P. E. // Solid State Communications 1980. Vol. 33. P. 615.

13. Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. P. 848.

14. Rogalski A. Infrared detectors –Taylor and Francis Group, LLC, 2011.

15. Lopes V. C., Syllaios A. J., Chen M. C. // Semiconductor Science and Technology. 1993. Vol. 8. P. 824–41.

16. Beattie R., White A. M. // Semiconductor Science and Technology. 1997. Vol. 12. P. 359–68.

17. Shockley W., Read W. T. // Phys. Rev. 1952 (Sept.). Vol. 87. P. 835.

18. Hall R. N. // Phys. Rev. 1952 (July). Vol. 87. P. 387.

19. Milnes A. G. Deep Impurities in Semiconductors – John Wiley, New York, 1973.

20. Sah C. T. // Phys. Rev. 1961. Vol. 123. P. 1594.

21. Sze S. M. Physics of Semiconductor Devices – A John Wiley & Sons, Inc., Publication, 2007

22. Ashley T., Elliott C. T. // Electron. Lett. 1985. Vol. 21. P. 451.

23. Ashley T., Elliott C. T., White A. M. // Proc. SPIE. 1985. Vol. 572. P. 123.

24. Emelie P. Y., Phillips J. D., Velicu S., Wijewarnasuriya P. S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42 2009. P. 234003.

25. Itsuno A. M., Phillips J. D., Velicu S. // J. Electronic Materials. 2012. Vol. 41. No. 10. P. 2886.

Effect of recombination mechanisms on a dark current in the HgCdTe photodiodes

N. I. Iakovleva

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

Received May 10, 2018

This paper presents the physical models of dark current and R_0A product implemented for HgCdTe infrared photodiodes. The dependences of the R_0A product on the wavelength and temperature were obtained from the solution of the continuity equation for the p-n junction with boundary conditions determining the behavior of the minority carrier concentration and current at the interfaces of the p- and n-type regions. The effect of recombination mechanisms (radiative, surface, Auger, Shockley-Read-Hall) on the HgCdTe photodiode performance have been compared. It is shown that the HgCdTe photodiode performance is basically determined on the Auger and SRH recombination mechanisms SRH recombination in the space-charge region additionally decreases the R_0A product of by more than 3 times compared with Auger recombination, and surface recombination at the interface of the absorption region decreases the R_0A product by 1.5 orders of magnitude. Recommendations for improving of the HgCdTe photodiodes technology have been proposed, which include the photosensitive element architecture and the quality of interfaces between working layers.

Keywords: infrared photodiode, HgCdTe, dark current, carrier lifetime, R_0A product modeling.

REFERENCES

1. K. O. Boltar, I. D. Burlakov, A. M. Filachev, E. A. Klimanov, V. P. Ponomarenko, V. N. Solyakov, and V. I. Stafeev, *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)* **16** (4), 234 (2007).
2. K. O. Boltar, I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, N. I. Yakovleva, E. A. Klimanov, and V. M. Akimov, *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)* **17** (1), 9 (2008).
3. G. L. Hansen, J. L. Schmidt, and T. N. Casselman, *J. Appl. Phys.* **53** (10), 7099 (1982).
4. G. L. Hansen and J. L. Schmidt, *J. Appl. Phys.* **54**, 1639 (1983).
5. Junhao Chu and Arden Sher, *Device Physics of Narrow Gap Semiconductors*, (Springer Science+Business Media, LLC, 2010).
6. W. Shockley, *The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors*. (Bell Syst. Tech. 1949).
7. J. S. Blakemore, *Semiconductor statistics*. (Pergamon, Oxford, 1962).
8. S. E. Schacham and E. Finkman, *J. Appl. Phys.* **57**, 2001 (1985).
9. D. Long, *Optical and Infrared detectors*. In Book: Keyes R.J. (ed), *Topics in Applied Physics, vol 19*. (Springer, New York, 1977).
10. J. Baars and F. Sorger, *Solid State Commun.* **10**, 875 (1972).
11. M. H. Weiler, *Solid State Commun.* **39**, 937 (1981).
12. T. N. Casselman and P. E. Petersen, *Solid State Communications* **33**, 615 (1980).
13. T. N. Casselman, *J. Appl. Phys.* **52**, 848 (1981).
14. A. Rogalski, *Infrared detectors*, (Taylor and Francis Group, LLC, 2011).
15. V. C. Lopes, A. J., Syllaios, and M. C. Chen, *Semiconductor Science and Technology* **8**, 824 (1993).
16. R. Beattie and A. M. White, *Semiconductor Science and Technology* **12**, 359 (1997).
17. W. Shockley and W. T. Read, *Phys. Rev.* **87**, 835 (1952, Sept.).
18. R. N. Hall, *Phys. Rev.* **87**, 387 (1952, July).
19. A. G. Milnes, *Deep Impurities in Semiconductors* (John Wiley, New York, 1973).
20. C. T. Sah, *Phys. Rev.* **123**, 1594 (1961).
21. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (A John Wiley & Sons, Inc., Publication, 2007).
22. T. Ashley and C. T. Elliott, *Electron. Lett.* **21**, 451 (1985).
23. T. Ashley, C. T. Elliott, and A. M. White, *Proc. SPIE* **572**, 123 (1985).
24. P. Y. Emelie, J. D. Phillips, S. Velicu, and P. S. Wijewarnasuriya, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 234003 (2009).
25. A. M. Itsuno, J. D. Phillips, and S. Velicu, *J. Electronic Materials* **41** (10), 2886 (2012).