

## Анализ времени жизни в узкозонных полупроводниковых слоях HgCdTe

Н. И. Яковлева

*В работе представлены результаты моделирования времени жизни в узкозонных полупроводниковых слоях HgCdTe p- и n-типа проводимости в соответствии с механизмами рекомбинации Оже, излучательным и Шокли-Рида-Холла, используя эмпирические формулы Битти, Ландсберга и Блакемора (BLB), выведенные на основе k-модели Кейна с заданными начальными параметрами. Для структур HgCdTe p-типа проводимости состава  $x = 0,22$  мол. дол., выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках CdZnTe, методом приближения экспериментальных и теоретических данных рассчитаны характеристические коэффициенты  $|F_1F_2|$  и  $\gamma$ , значение которых находится в хорошем соответствии с аналогичными работами. Проведена оценка расположения энергетического уровня ловушек в запрещенной зоне материала p-типа проводимости.*

**Ключевые слова:** HgCdTe, инфракрасный, ИК, эпитаксиальный слой, время жизни, моделирование времени жизни.

**Ссылка:** Яковлева Н. И. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 6. С. 476.

**Reference:** N. I. Iakovleva, Usp. Prikl. Fiz. 6 (6), 476 (2018).

### Введение

Механизмы рекомбинации, такие как Оже, излучательный и Шокли-Рида-Холла (Shockley-Read-Hall, SRH, ШРХ) являются тремя общепризнанными механизмами, которые определяют процессы в материале HgCdTe (КРТ) и характеризуются отдельными временами рекомбинации, обладающими различными температурными зависимостями. Среди трех основных механизмов – Оже и излучательная рекомбинация являются фундаментальными и, следовательно, определяются начальными параметрами материала КРТ, такими как состав, концентрации носителей заряда, ширина запрещенной зоны, эффективные плотности состояний и др. Третий процесс – рекомбинация Шокли-Рида-Холла не относится к фундаментальным, поскольку определяется наличием примесей или дефектов, возникающих в кристаллической структуре материала в процессе роста, и характеризуется возможностью рекомбинации носителей заряда через дополнительные разрешенные уровни в запрещенной зоне полупроводника.

Вследствие этого, несоответствие между рассчитанными и измеренными значениями времени жизни обычно относят к рекомбинации ШРХ и вычисляют в соответствии с моделями, которые изложены в основополагающих работах (Hall, R.N., 1952, [1], Shockley, W. and Read, W.T. 1952, [2], Beattie, A. and Landsberg, P.T., 1959, [3]).

С учетом вышеназванных составляющих суммарное время жизни  $\tau_{\Sigma b}$  в области поглощения узкозонных структур группы  $A_2B_6$  рассчитывается по формуле

$$\tau_{\Sigma b} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{srh}} + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{aug}}},$$

где  $\tau_{srh}$  – время жизни вследствие механизмов ШРХ;  $\tau_{rad}$  – время жизни вследствие излучательных процессов;  $\tau_{aug}$  – время жизни вследствие влияния механизмов Оже – генерации-рекомбинации.

Оже-рекомбинация считается одним из главных рекомбинационных процессов в КРТ и, как правило, определяет время жизни носителей заряда при высоких температурах в собственных полупроводниках, в то время как при низких температурах наиболее вероятным является механизм Шокли-Рида-Холла (ШРХ) [4]. Из десяти возможных механизмов генерации-рекомбинации обязательно рассматриваются два: Оже-1 (СНСС) и

Яковлева Наталья Ивановна, г.н.с. НИЦ, 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 31 октября 2018 г.

© Яковлева Н. И., 2018

Оже-7 (CHLH), поскольку для их реализации необходимы наименьшие предельные значения энергии [5, 6]. Считается, что рекомбинация по механизму Оже-1 описывает поведение носителей заряда в материале  $Hg_{1-x}Cd_xTe$   $n$ -типа проводимости, а рекомбинация по механизму Оже-7 – в материале  $Hg_{1-x}Cd_xTe$   $p$ -типа проводимости [7], но, как правило, в расчетах учитываются оба механизма.

Дополнительно выбор зонной модели (плоских, параболических, эллиптических зон) в существенной степени влияет на ряд начальных параметров, таких как произведение интегралов перекрытия волновых функций  $|F_1F_2|$  [8], эффективные массы носителей заряда и др.

Целью работы являлось моделирование времени жизни в узкозонных полупроводниковых структурах  $HgCdTe$   $p$ - и  $n$ -типа проводимости, а также расчет характеристических коэффициентов, входящих в состав теоретических зависимостей.

### 1. Время жизни носителей заряда

#### 1.1. Время жизни носителей заряда вследствие излучательной рекомбинации

Теория излучательной рекомбинации развита в работах [9, 10]. В соответствии с указанными источниками, время носителей заряда жизни определяется как

$$\tau_{rad} = \frac{1}{B(n_0 + p_0)},$$

где  $B$  – коэффициент,  $n_0$  и  $p_0$  – равновесные концентрации электронов и дырок. Коэффициент излучательной рекомбинации  $B$  ( $см^3/с$ ) определяется формулой из работы [11]:

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

где  $E_g$  – ширина запрещенной зоны в эВ,  $T$  – температура в К,  $\epsilon_{\infty}$  – высокочастотная диэлектрическая постоянная задается уравнением из работы [12]) в виде  $\epsilon_{\infty}(x) = 9,5 + 3,5 \times [(0,6 - x) / 0,43]$ ;  $m_e$  и  $m_h$  – удельные эффективные массы электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне;  $m_0$  – масса свободного электрона. Удельная эффективная масса дырок в  $p$ -области равна  $m_h = 0,55m_0$ , а эффективная масса электрона определяется уравнением Вейлера для  $m_c$  [13] в следующем виде:

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

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

На рис. 1, а, б представлены зависимости времени жизни носителей заряда от обратной температуры с учетом излучательного механизма рекомбинации для материала КРТ  $p$ -типа с концентрациями акцепторов  $N_A = 10^{15} см^{-3}$  ( $x = 0,23$  мол. дол.);  $N_A = 10^{14} см^{-3}$  ( $x = 0,3$  мол. дол.);  $N_A = 10^{13} см^{-3}$  ( $x = 0,4$  мол. дол.) соответственно и  $n$ -типа проводимости с концентрацией доноров  $N_D = 10^{14} см^{-3}$  для трех характерных граничных длин волн  $\lambda = 3,0; 5,0; и 10,0$  мкм.

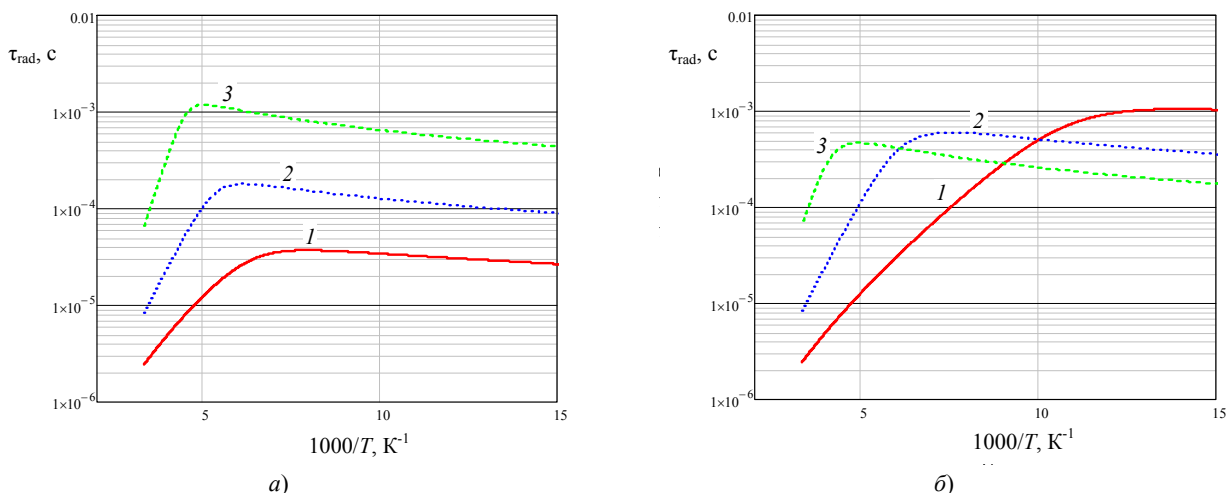


Рис. 1. Зависимости времени жизни от обратной температуры с учетом излучательного механизма рекомбинации: а)  $HgCdTe$   $p$ -типа с граничными длинами волн  $\lambda = 10,0; 5,0; и 3,0$  мкм и концентрациями акцепторов  $N_A = 10^{15} см^{-3}$  ( $x = 0,23$  мол. дол.) – кривая 1;  $N_A = 10^{14} см^{-3}$  ( $x = 0,3$  мол. дол.) – кривая 2;  $N_A = 10^{13} см^{-3}$  ( $x = 0,4$  мол. дол.) – кривая 3; б)  $HgCdTe$   $n$ -типа с граничными длинами волн  $\lambda = 10,0; 5,0; и 3,0$  мкм и концентрацией доноров  $N_D = 10^{14} см^{-3}$ , ( $x = 0,23$  мол. дол.) – кривая 1; ( $x = 0,3$  мол. дол.) – кривая 2; ( $x = 0,4$  мол. дол.) – кривая 3.

Обработка Ван Роосбрека и Шокли [9] правильна в отношении однофотонного излучения, но не учитывает последующее взаимодействие излучаемых фотонов внутри полупроводника. Явление, связанное с рециркуляцией фотонов в полупроводниковом соединении определено в работе [14].

### 1.2. Время жизни по механизму Оже

Скорость генерации в отсутствие внешнего возбуждения для механизма Оже-1 получена рядом авторов в основополагающих работах [3, 15, 16]. Аналитическое уравнение для времени жизни по механизму рекомбинации Оже-1 для собственного материала КРТ рассчитывается по формуле работы [17]:

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

где  $m_c^*$  и  $m_v^*$  – удельные эффективные массы электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне соответственно,  $m_0$  – масса свободного электрона,  $\varepsilon_s$  – относительная диэлектрическая проницаемость;  $E_g$  – ширина запрещенной зоны;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура;  $|F_1 F_2|$  – интегралы перекрытия волновых функций.

Оже-рекомбинация в прямозонных полупроводниках является хорошо изученным явлением, связанным с взаимодействием трех носителей заряда, а именно, двух электронов и одной дырки. Время жизни  $\tau_A^{(1)}$  по механизму Оже-1 рассчитывается через собственное время жизни  $\tau_{Ai}^{(1)}$  в нелегированном материале, используя зависимости для концентраций  $n_i$ ,  $n_0$ ,  $p_0$  [14] в виде

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

В материале  $p$ -типа проводимости первичный механизм Оже-рекомбинации включает в себя две дырки и один электрон и обозначается как Оже-7, который характеризуется временем жизни  $\tau_A^{(7)}$ . Его можно рассчитать через собственное время жизни  $\tau_{Ai}^{(7)}$  в нелегированном материале, используя зависимости для концентраций  $n_i$ ,  $n_0$ ,  $p_0$

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

Сравнивая собственные значения времени жизни по механизмам Оже-1 и Оже-7 для  $\tau_{Ai}^{(1)}$  и  $\tau_{Ai}^{(7)}$ , получено соотношение  $\gamma$  [19] в следующей форме:

$$\frac{\tau_{Ai}^{(7)}}{\tau_{Ai}^{(1)}} = \frac{p_0 / 2g_0^{(7)}}{n_0 / 2g_0^{(1)}} = \gamma = 2 \frac{m_c^*}{m_0^*} \frac{\left(1 - \frac{5}{4} \eta_{th}\right)}{\left(1 - \frac{3}{2} \eta_{th}\right)},$$

где  $\eta_{th}$  – предельное значение тепловой энергии в единицах  $kT$ ,  $\eta_{th} = E_{th} / kT$ ,  $E_{th}$  – пороговое значение энергии, при которой возможен процесс рекомбинации,  $m_c^*(E_{th})$  – эффективная масса в зоне проводимости;  $m_0^*$  – эффективная масса электрона.

Наибольшая неопределенность при моделировании времени жизни по механизму Оже заключается в вычислении интеграла перекрытия  $|F_1 F_2|$  между электронными волновыми функциями для полупроводников групп  $A_3B_5$  и  $A_2B_6$ , который имеет значение в интервале 0,1–0,3.

На рис. 2, а, б представлены зависимости времени жизни носителей заряда от обратной температуры с учетом механизма Оже-рекомбинации для материала КРТ  $p$ -типа с концентрациями 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.) соответственно и  $n$ -типа проводимости с концентрациями доноров  $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,23$  мол. дол.);  $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,3$  мол. дол.);  $N_D = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,4$  мол. дол.) для трех характерных граничных длин волн  $\lambda = 3,0; 5,0; \text{ и } 10,0 \text{ мкм}$ .

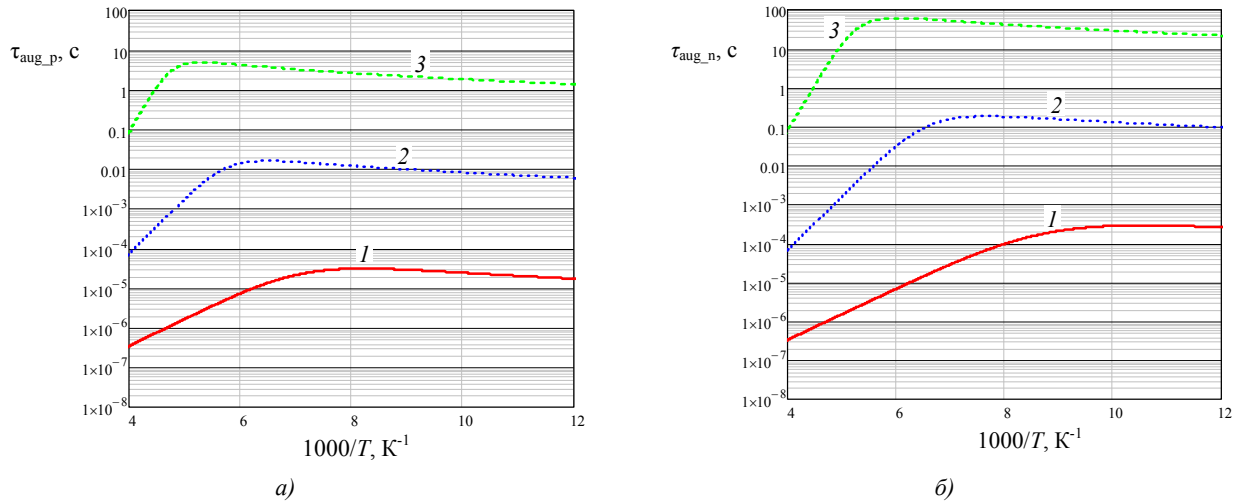


Рис. 2. Зависимости времени жизни от обратной температуры с учетом механизма Оже-рекомбинации: а) HgCdTe p-типа с граничными длинами волн  $\lambda = 10,0; 5,0; \text{ и } 3,0$  мкм и концентрациями акцепторов  $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,23$  мол. дол.) – кривая 1;  $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,3$  мол. дол.) – кривая 2;  $N_A = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,4$  мол. дол.) – кривая 3; б) HgCdTe n-типа с граничными длинами волн  $\lambda = 3,0; 5,0; \text{ и } 10,0$  мкм и концентрациями доноров  $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,23$  мол. дол.) – кривая 1;  $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,3$  мол. дол.) – кривая 2;  $N_D = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,4$  мол. дол.) – кривая 3.

### 1.3. Время жизни по механизму ШРХ

Механизм Шокли-Рида-Холла типичен для материала КРТ как p-типа, так и n-типа проводимости. Причиной возникновения дополнительных уровней в запрещенной зоне, как правило, являются собственные дефекты, примеси и дислокации с плотностью более  $N_{\text{def}} > 5 \times 10^5 \text{ см}^{-2}$  [18, 19]. Скорость рекомбинации Шокли-Рида-Холла выводится из условия равновесия скоростей генерации-рекомбинации через центры ШРХ, концентрация которых меньше, чем концентрация основных и неосновных носителей заряда  $N_t < n, p$ , расположенных на уровне энергии на  $E_t$  ниже края зоны проводимости зонной диаграммы полупроводника, в котором отсутствуют дополнительные поля. Основное уравнение для скоростей генерации-рекомбинации электронов и дырок в равновесных условиях выражается формулой [1, 2]:

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

где  $n_1, p_1$  – концентрации равновесных электронов и дырок, расположенных на ловушках. При этом считается, что дополнительные уровни в запрещенной зоне близки или совпадают с собственным уровнем Ферми. Также справедливы соотношения:

$$\begin{aligned} n_1 &:= N_C \exp(-E_t/kT); \\ p_1 &:= N_V \exp(-(E_g - E_t)/kT); \\ \tau_{n0} &= (\sigma_n \nu_{th} N_t)^{-1} = (\gamma_n N_t)^{-1}; \end{aligned}$$

$$\tau_{p0} = (\sigma_p \nu_{th} N_t)^{-1} = (\gamma_p N_t)^{-1},$$

где  $\sigma_n, \sigma_p$  – эффективные площади захвата электронов и дырок;

$\nu_{th}$  – тепловая скорость носителей заряда;

$N_t$  – концентрация ловушек;

$\gamma_n$  и  $\gamma_p$  – коэффициенты рекомбинации электронов и дырок через  $N_t$ -центры;

$N_c$  и  $N_v$  – плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно;

$E_g$  – ширина запрещенной зоны.

Время жизни неравновесных носителей заряда по механизму ШРХ определяется как

$$\tau_{srh} = \frac{\tau_{n0}(p + p_1) + \tau_{p0}(n + n_1)}{n + p}.$$

Коэффициенты рекомбинации ( $\gamma_n = \sigma_n \nu_{th}$  и  $\gamma_p = \sigma_p \nu_{th}$ ) представляют собой произведение площади сечения захвата носителя заряда и его тепловой скорости и изменяются в соответствии с законом  $(kT/m^*)^{1/2}$ . При мелком донорном и акцепторном легировании считается, что концентрация центров захвата  $N_t$  не зависит от концентраций доноров и акцепторов  $n$  и  $p$ .

Если отклонения генерированных носителей заряда от равновесных значений  $n_0, p_0$ , малы и при этом  $n = n_0 + \Delta n$  и  $p = p_0 + \Delta p$ , то уравнение для скорости генерации носителей заряда можно представить в виде

$$G_{th} = \frac{(n_0 + p_0)\Delta n}{(n + n_1) \times \tau_{p0} + (p + p_1) \times \tau_{n0}} = \frac{\Delta n}{\tau_{srh}},$$

где  $\tau_{SRH} = \frac{\tau_{p0}(n + n_1) + \tau_{n0}(p + p_1)}{(n_0 + p_0)}$  – время жизни

по механизму ШРХ.

Если в архитектуре детектора не имеется дополнительных полей, а концентрация акцепторов велика, например,  $p \gg n$ , то уравнение для времени жизни можно упростить до соотношения:

$$\tau_{srh} = \frac{\tau_{p0}n_1 + \tau_{n0}(p_0 + p_1)}{p_0}.$$

Наиболее вероятный переход с минимальным временем жизни происходит через дефекты структуры, расположенные близко к собственному уровню Ферми в запрещенной зоне. При этом концентрации носителей заряда, принимающих участие в процессе, будут примерно равны собственной концентрации  $n_1 \approx p_1 \approx n_i$ , а уравнение для времени жизни приводится к соотношению:

$$\tau_{srh} = \tau_{n0} + \frac{(\tau_{p0} + \tau_{n0}) \times n_i}{p_0}.$$

Таким образом, при низких температурах, при условии, что фоновая концентрация существенно больше собственной ( $p_0 > n_i$ ), имеем  $\tau_{srh} = \tau_{n0}$ .

Если прибор имеет область обеднения и работает при обратном напряжении смещения ( $n = p = 0$ ), и дополнительно, если центры захвата расположены на собственном энергетическом уровне Ферми

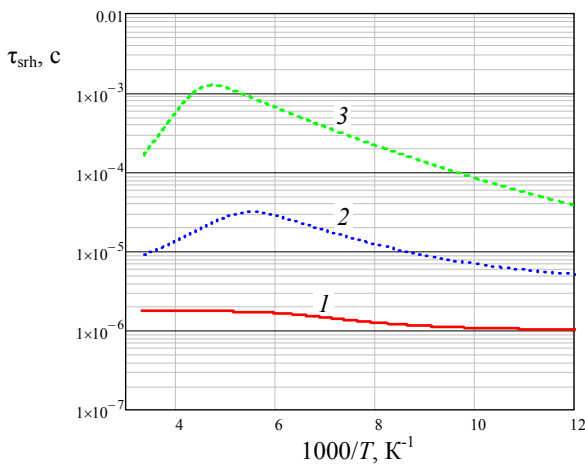
$E_i$  ( $n_1 \approx p_1 \approx n_i$ ), то уравнение для скорости генерации упрощается:

$$G_{th} = \frac{np - n_i^2}{(n + n_1) \times \tau_{p0} + (p + p_1) \times \tau_{n0}} = \frac{-n_i^2}{n_1 \times \tau_{p0} + p_1 \times \tau_{n0}} = \frac{-n_i}{\tau_{p0} + \tau_{n0}}.$$

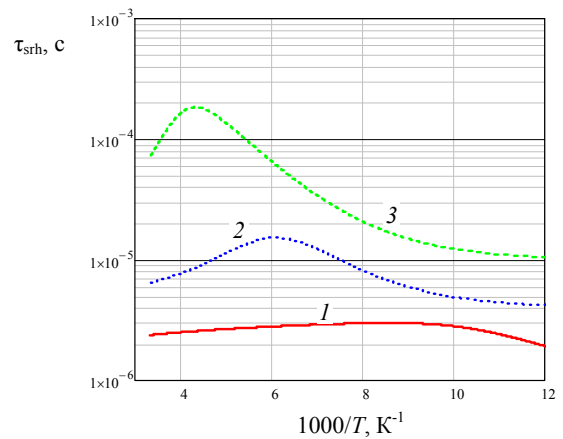
При низких температурах эффективное время жизни в области обеднения равно  $\tau_{srh} = \tau_{p0} + \tau_{n0}$ , в отличие от времени жизни ШРХ  $\tau_{n0}$  в области  $p$ -типа проводимости без внешних полей. При высоких температурах можно также считать, что  $\tau_{srh} \approx \tau_{p0} + \tau_{n0}$ . Однако в неравновесных условиях, если концентрация основных носителей заряда примерно равна концентрации легирующей примеси, а количество генерированных основных носителей мало, то  $n_i > p$ , и зависимость для времени жизни приведет к виду

$$\tau_{srh} \approx (\tau_{p0} + \tau_{n0}) \frac{n_i}{p_0}.$$

В данном случае время жизни ШРХ имеет температурную зависимость, аналогичную  $n_i$ . На рис. 3, а, б приведены зависимости времени жизни от обратной температуры с учетом механизма рекомбинации ШРХ. На рис. 3, а представлены зависимости времени жизни для материала HgCdTe  $p$ -типа проводимости с граничными длинами волн  $\lambda = 10,0; 5,0; \text{ и } 3,0$  мкм и концентрациями 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.).



а)



б)

Рис. 3. Зависимости времени жизни от обратной температуры с учетом механизма рекомбинации ШРХ: а) HgCdTe  $p$ -типа с граничными длинами волн  $\lambda = 10,0; 5,0; \text{ и } 3,0$  мкм и концентрациями акцепторов  $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,23$  мол. дол.) – кривая 1;  $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,3$  мол. дол.) – кривая 2;  $N_A = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ( $x = 0,4$  мол. дол.) – кривая 3; б) HgCdTe  $n$ -типа с граничными длинами волн  $\lambda = 10,0; 5,0; \text{ и } 3,0$  мкм и концентрацией доноров  $N_D = 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $x = 0,23$  мол. дол. – кривая 1;  $x = 0,3$  мол. дол. – кривая 2;  $x = 0,4$  мол. дол. – кривая 3.

Ловушки с концентрацией  $N_t$  расположены на уровне  $E_t = 0,03$  эВ ниже дна зоны проводимости [20], значения площадей сечений захвата дырок и электронов выбраны равными  $\sigma_p \approx 10^{-14}$  см<sup>2</sup> и  $\sigma_n \approx 10^{-15}$  см<sup>2</sup> соответственно; тепловая скорость электронов составила  $v_n = 10^7$  см/сек, тепловая скорость дырок –  $v_p = 10^6$  см/сек.

На рис. 3, б представлены зависимости времени жизни для материала HgCdTe *n*-типа проводимости с граничными длинами волн  $\lambda = 10,0; 5,0;$  и  $3,0$  мкм и концентрацией доноров  $N_D = 5 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Ловушки с концентрацией  $N_t$  расположены на уровне  $E_t = 0,052$  эВ ниже дна зоны проводимости, при тех значениях сечений захвата и тепловой скорости, как и в случае рис. 3, а.

## 2. Экспериментальные исследования времени жизни носителей заряда в структурах на основе HgCdTe

Время жизни носителей заряда в материале HgCdTe *p*-типа проводимости зависит от процессов Оже-1, Оже-7, излучательного и ШРХ и определяется уравнением

$$\frac{1}{\tau_{\Sigma p}} = \frac{1}{\tau_{A1}} + \frac{1}{\tau_{A7}} + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{srh}}$$

Расчет отдельных составляющих времени жизни проведен в соответствии с моделями, представленными в п.1.1–1.3. Результаты расчетов суммарного времени жизни в материале КРТ *p*- и *n*-типа проводимости представлены на рис. 4.

В расчетах рис. 4 заданы следующие параметры:

- для материала HgCdTe *p*-типа проведены оценки для трех граничных длин  $\lambda = 10,0; 5,0;$  и  $3,0$  мкм с концентрациями акцепторов  $N_A = 10^{15}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,23$  мол. дол.);  $N_A = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,3$  мол. дол.);  $N_A = 10^{13}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,4$  мол. дол.); концентрацией ловушек  $N_t = 2 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, расположенных на уровне  $E_t = 0,03$  эВ ниже дна зоны проводимости;

- для материала HgCdTe *n*-типа проведены оценки для трех граничных длин  $\lambda = 10,0; 5,0;$  и  $3,0$  мкм с концентрациями доноров  $N_D = 10^{15}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,23$  мол. дол.);  $N_D = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,3$  мол. дол.);  $N_D = 10^{13}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,4$  мол. дол.); концентрацией ловушек  $N_t = 4 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, расположенных на уровне  $E_t = 0,052$  эВ ниже дна зоны проводимости.

Измерения времени жизни носителей заряда проводились в эпитаксиальных слоях Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te ( $0,21 < x < 0,23$ ) *p*-типа проводимости, выращенных на подложках Cd<sub>0,96</sub>Zn<sub>0,04</sub>Te (111) методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) в запаянной кварцевой ампуле из раствора-расплава на основе теллура. Результаты измерений представлены в табл. 1.

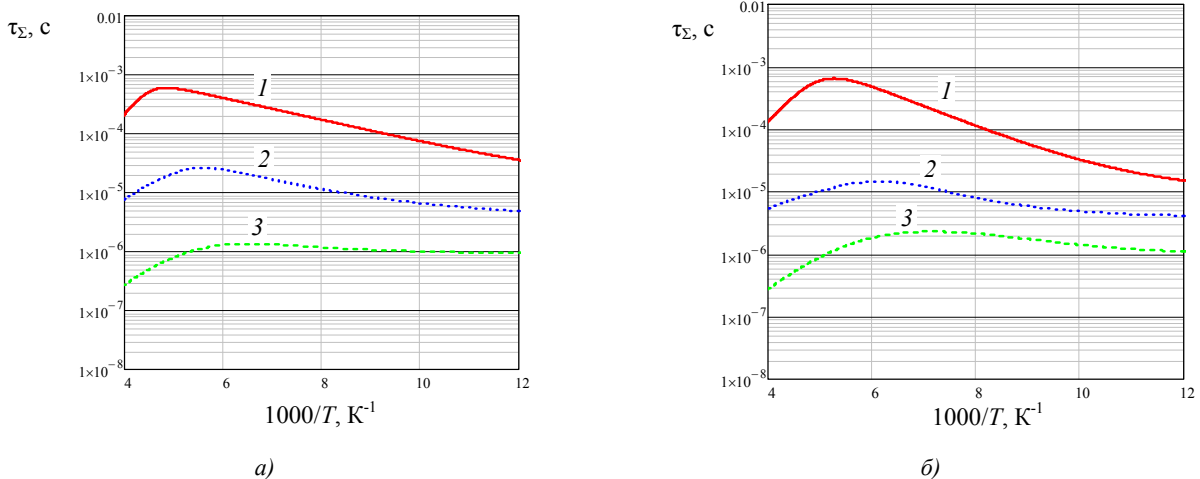


Рис. 4. Зависимости времени жизни от обратной температуры с учетом процессов Оже-1, Оже-7, излучательного и ШРХ: а) HgCdTe *p*-типа с граничными длинами волн  $\lambda = 3,0$  мкм – кривая 1;  $5,0$  мкм – кривая 2 и  $10,0$  мкм – кривая 3 и концентрациями акцепторов  $N_A = 10^{15}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,23$  мол. дол.);  $N_A = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,3$  мол. дол.);  $N_A = 10^{13}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,4$  мол. дол.); б) HgCdTe *n*-типа с граничными длинами волн  $\lambda = 3,0$  мкм – кривая 1;  $5,0$  мкм – кривая 2 и  $10,0$  мкм – кривая 3 и концентрациями доноров  $N_D = 10^{15}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,23$  мол. дол.);  $N_D = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,3$  мол. дол.);  $N_D = 10^{13}$  см<sup>-3</sup> ( $x = 0,4$  мол. дол.)

Таблица 1

## Результаты измерений

Номер структуры	$x$ , мол. дол.	$d$ , мкм	$\rho$ , см <sup>-3</sup>	$\tau$ , с	$\mu$ , см <sup>2</sup> /(В с)
E25-05-2C	0,216	18	1,40E+16	5,32E-08	540
E25-05-3C	0,216	17	1,40E+16	1,55E-07	530
E25-05-4C	0,217	18	1,30E+16	9,74E-08	570
E25-05-5C	0,216	17	1,10E+16	1,75E-07	515
E25-06-1C	0,220	18	1,50E+16	7,40E-08	550
E25-06-2C	0,218	20	1,60E+16	3,66E-08	530
E25-06-3C	0,219	19	1,80E+16	4,92E-08	555
E25-06-4C	0,220	16	1,90E+16	3,86E-08	535
E25-06-5C	0,217	19	2,50E+16	6,16E-08	480

На рис. 5 показаны экспериментальные данные времени жизни (отдельные точки) в слоях КРТ, выращенных методом ЖФЭ, и теоретически рассчитанная характеристика времени жизни (сплошная линия) в зависимости от концентрации акцепторов.

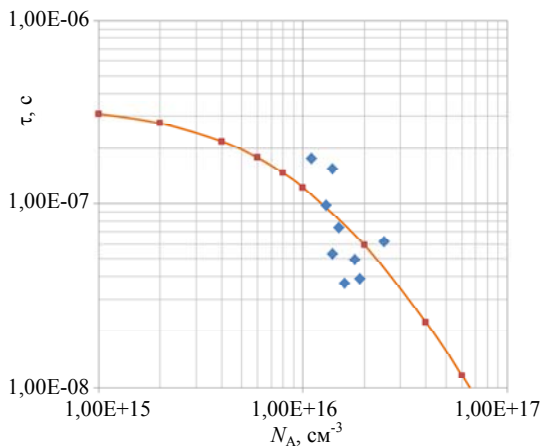


Рис. 5. Экспериментальные данные времени жизни (отдельные точки) в вакансионно-легированных слоях КРТ, выращенных методом ЖФЭ, и теоретически рассчитанная характеристика времени жизни (сплошная линия) в зависимости от концентрации акцепторов.

По результатам моделирования с помощью подгонки экспериментальных и теоретических данных рассчитано значение коэффициента  $|F_1 F_2|$ , представляющего собой интеграл перекрытия волновых функций Блоха, который составил  $|F_1 F_2| = 0,16$ , что соответствует данным из статьи [23]. Соотношение между временем жизни по механизму Оже-7 и Оже-1  $\gamma = \tau_{Ai}^{(7)} / \tau_{Ai}^{(1)}$  для материала  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  состава  $x = 0,22$  мол. дол. также получено методом наилучшего приближения экспериментальных и расчетных данных и составило  $\gamma = 12$ , что соответствует расчетам, приведенным в работе [24].

Температурная зависимость времени жизни носителей заряда в структуре  $HgCdTe$  E25-06-6C с

поглощающим слоем  $p$ -типа проводимости, выращенной методом ЖФЭ, представлена в табл. 2 и на рис. 6.

Таблица 2

## Температурная зависимость времени жизни носителей

Температура	$1/T$	Время жизни, с
204,00	4,90	4,00E-07
185,20	5,40	8,00E-07
172,40	5,80	1,30E-06
166,60	6,00	1,80E-06
151,50	6,60	2,00E-06
142,80	7,00	1,75E-06
133,30	7,50	1,30E-06
123,50	8,10	1,00E-06
117,60	8,50	7,00E-07
109,90	9,10	5,80E-07
106,40	9,40	4,90E-07
100,00	10,00	4,00E-07
96,20	10,40	3,30E-07
89,20	11,20	2,60E-07
84,70	11,80	2,20E-07
80,60	12,40	2,10E-07

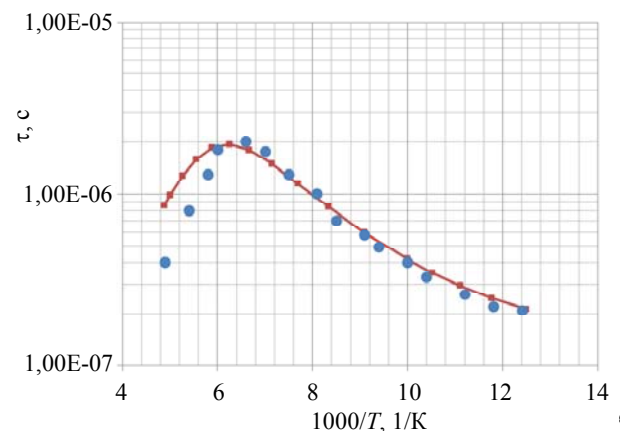


Рис. 6. Теоретическая (сплошная линия) и экспериментальная (отдельные точки) зависимости времени жизни носителей заряда от температуры в вакансионно-легированной слое КРТ  $p$ -типа состава  $x = 0,22$  мол. дол., выращенном методом ЖФЭ.

На рис. 6 отдельными точками показаны экспериментальные значения, а сплошная линия представляет наилучшее приближение к экспериментальной зависимости. Концентрация основных носителей заряда в слое  $p$ -типа исследованной структуры составила  $N_A = 2,0 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Параметры, полученные при условии приближения экспериментальных и теоретических данных, следующие: площадь сечения рекомбинационных центров ШРХ для электронов составила  $\sigma_n = 1 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ , для дырок –  $\sigma_p = 5 \times 10^{-13} \text{ см}^2$ . Расположение энергетического уровня ловушек в запрещенной зоне материала  $p$ -типа проводимости по проведенным оценкам составило  $E_t = 0,035 \text{ эВ}$ , что коррелирует с оценками других исследователей, например, из работы [20]. Концентрация центров рекомбинации, расположенных на уровне энергии  $E_t \approx 0,035 \text{ эВ}$  от зоны проводимости составила  $N_t = 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

### Заключение

Генерационно-рекомбинационные процессы в HgCdTe непосредственно связаны как с механизмами детектирования фотонов, так и механизмами возникновения шума в фотоэлектронных инфракрасных (ИК) устройствах, а поэтому играют важную роль при расчетах основных фотоэлектрических параметров. В данной работе представлены результаты моделирования времени жизни в узкозонных полупроводниковых структурах HgCdTe  $p$ - и  $n$ -типа проводимости в соответствии с механизмами рекомбинации Оже, излучательным и Шокли-Рида-Холла, используя эмпирические формулы Битти, Ландсберга и Блэкмора (BLB).

Среднее значение времени жизни неосновных носителей заряда по измеренным слоям КРТ  $p$ -типа проводимости, выращенным методом ЖФЭ, составило 82,3 нс. Причиной столь невысоких значений времени жизни считается наличие рекомбинационных центров ШРХ, связанных с вакансиями Hg [24], что подтверждено расчетами температурных зависимостей времени жизни в КРТ  $p$ -типа проводимости.

Методом сравнения теоретических и экспериментальных данных получено, что для HgCdTe  $p$ -типа состава  $0,21 < x < 0,23$  процесс Оже-1 вносит вклад при относительно высоких температурах (обычно выше  $T = 150 \text{ К}$ ), ближе к температуре  $T = 150 \text{ К}$  ключевую роль играет процесс Оже-7. При низких температурах разница между экспериментальными и теоретическими данными определяется процессом рекомбинации через центры ШРХ. С уменьшением плотности центров рекомбинации ШРХ время жизни носителей заряда существенно возрастает, при этом Оже-механизмы

становятся фундаментальным ограничением, определяющим параметры приборов на основе КРТ.

Точный расчет интеграла перекрытия волновых функций  $|F_1 F_2|$  представляет собой отдельную задачу, поскольку данный коэффициент сложным образом зависит от волнового вектора  $k$  и температуры  $T$  [22]. В работе в результате сравнения теоретических и экспериментальных данных проведена оценка коэффициента  $|F_1 F_2|$ , который составил 0,16 отн. ед. Для материала Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te состава  $x = 0,22$  мол. дол. проведена оценка соотношения между временем жизни по механизмам Оже-7 и Оже-1  $\gamma = \tau_{Ai}^{(7)} / \tau_{Ai}^{(1)}$ , которое составило величину  $\gamma = 12$ . Расположение энергетического уровня ловушек в запрещенной зоне материала  $p$ -типа проводимости по проведенным оценкам составило  $E_t = 0,035 \text{ эВ}$  от зоны проводимости.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Hall R. N. // Phys. Rev. 1952 July. Vol. 87. P. 387.
2. Shockley W., Read W. T. // Phys. Rev. 1952 Sept. Vol. 87. P. 835.
3. Beattie A., Landsberg P. T. // Proc. R. Soc. Lond. A. 1959. Vol. 249. P. 16.
4. Rogalski A. Infrared detectors, 2011, by Taylor and Francis Group, LLC, p. 287.
5. Schacham S. E., Finkman E. // Journal of Applied Physics. 1985. Vol. 57. P. 2001.
6. Józwiowski K., Kopytko M., Rogalski A. // J. Electron. Mater. 2012. Vol. 41. No. 10. P. 2776.
7. Krishnamurthy S., Casselman T. N. // Journal of Electronic Materials. 2000. Vol. 29. P. 828.
8. Landsberg P. T. // Phys. Rev. Vol. 94. 1558.
9. Van Roosbroeck W., Shockley W. // Phys. Rev. 1954. Vol. 94. P. 1558.
10. Blakemore J. S. Semiconductor Statistics, International Series of Monographs on Semiconductors, Vol. 3. – New York: Pergamon, 1962.
11. Long D. (1977) Optical and Infrared detectors. In: Keyes R.J. (ed) Topics in Applied Physics, Vol 19. – Springer, New York.
12. Baars J., Sorger F. // Solid State Commun. 1972. No. 10. P. 875.
13. Weiler M. H. // Solid State Commun. 1981. No. 39. P. 937.
14. Humphreys R. G. // Infrared Physics. 1986. Vol. 26. No. 6. P. 337.
15. Petersen P. E. Auger Recombination in Mercury Cadmium Telluride, in Semiconductors and Semimetals, Vol. 18, eds. R. K. Willardson and A. C. Beer, – Academic Press, New York, 1981.
16. Chu Junhao, Sher Arden Device Physics of Narrow Gap Semiconductors, – Springer Science+Business Media, LLC, 2010.
17. Lopes V. C., Syllaios A. J., Chen M. C. // Semiconductor Science and Technology 1993. Vol. 8. P. 824.
18. Jozwiowski K., Rogalski A. // J. Electron. Mater. 2000. Vol. 29. P. 736.
19. Rogalski A. // Rep. Prog. Phys. 2005. Vol. 68. P. 2267.
20. Kinch M. A. // Journal of ELECTRONIC MATERIALS. 2010. Vol. 39. No. 7. P. 1043.
21. Chen M. C., Colombo L. // J Appl Phys. 1992. Vol. 72. P. 4761.



22. Krishnamurthy S., Berding M. A., Yu Z. G. // *Alloys J of Elect Materials*. 2006. Vol. 35: P. 1369.
23. Grein C. H., Flatte M. E., Chang Yong // *Journal of ELECTRONIC MATERIALS*. 2008. Vol. 37. No. 9. P. 1415.
24. Ferron A., Rothman J., Gravrand O. // *Journal of ELECTRONIC MATERIALS*. 2013. Vol. 42. No. 11. P. 3303.

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

## Carrier recombination lifetime analysis for the HgCdTe narrow-gap layers

N. I. Iakovleva

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

Received October 31, 2018

***Carrier recombination lifetime analysis for HgCdTe narrow-gap layers have been carried out using generation–recombination models such as Shockley–Read–Hall through a trap level in a narrow bandgap, radiative and Auger recombination. The calculations included empirical dependences according to formulas developed by Beattie, Landsberg, and Blakemore (BLB) based on Kane’s  $k p$  model with several key parameters determined experimentally. For HgCdTe p-type layers with composition of  $x = 0.22$  grown by liquid-phase epitaxy on CdZnTe substrates, using the simulation of experimental and theoretical data, some characteristic coefficients, such as  $|F_1 F_2|$   $u$   $\gamma$  have been calculated which are in good agreement with similar works. The trap energy level in the forbidden zone for HgCdTe p-type material has been estimated.***

**Keywords:** HgCdTe, infrared (IR), epitaxial layer, lifetime, lifetime modeling.

### REFERENCES

- R. N. Hall, *Phys. Rev.* **87**, 387 (1952).
- W. Shockley and W. T. Read, *Phys. Rev.* **87**, 835 (1952).
- A. Beattie and P. T. Landsberg, *Proc. R. Soc. Lond. A* **249**, 16 (1959).
- Antoni Rogalski, *Infrared Detectors* (Taylor and Francis Group, LLC, 2011).
- S. E. Schacham and E. Finkman, *Journal of Applied Physics* **57**, 2001 (1985).
- K. Jóźwikowski, M. Kopytko, and A. Rogalski, *J. Electron. Mater.* **41** (10), 2776 (2012).
- S. Krishnamurthy and T. N. Casselman, *Journal of Electronic Materials* **29**, 828 (2000).
- P. T. Landsberg, *Recombination in Semiconductors*, (Cambridge University Press, Cambridge, 2003).
- W. Van Roosbroeck and W. Shockley, *Phys. Rev.* **94**, 1558 (1954).
- J. S. Blakemore, *Semiconductor Statistics, International Series of Monographs on Semiconductors, Vol. 3*. (New York: Pergamon, 1962).
- D. Long, *Optical and Infrared detectors*. In: Keyes R.J. (ed) *Topics in Applied Physics, vol 19*. (Springer, New York, 1977).
- J. Baars and F. Sorger, *Solid State Commun.* **10**, 875 (1972).
- M. H. Weiler, *Solid State Commun* **39**, 937 (1981).
- R. G. Humphreys, *Infrared Physics* **26** (6), 337 (1986).
- P. E. Petersen, *Auger Recombination in Mercury Cadmium Telluride, in Semiconductors and Semimetals, Vol. 18*, (Academic Press, New York, 1981).
- Junhao Chu and Arden Sher, *Device Physics of Narrow Gap Semiconductors* (Springer Science+Business Media, LLC, 2010).
- V. C. Lopes, A. J. Syllaios, and M. C. Chen, *Semiconductor Science and Technology* **8**, 824 (1993).
- K. Jozwikowski and A. Rogalski, *J. Electron. Mater.* **29**, 736 (2000).
- A. Rogalski, *Rep. Prog. Phys.* **68**, 2267 (2005).
- Michael A. Kinch, *Journal of ELECTRONIC MATERIALS* **39** (7), 1043 (2010).
- M. C. Chen and L. Colombo, *J. Appl. Phys.* **72**, 4761 (1992).
- S. Krishnamurthy, M. A. Berding, and Z. G. Yu, *J. of Elect. Materials* **35**, 1369 (2006).
- C. H. Grein, M. E. Flatte, and Yong Chang, *Journal of ELECTRONIC MATERIALS* **37** (9), 1415 (2008).
- A. Ferron, J. Rothman, and O. Gravrand, *Journal of ELECTRONIC MATERIALS* **42** (11), 3303 (2013).