

УДК 621.383.4/5

## Анализ времени жизни неосновных носителей заряда в гетероэпитаксиальных структурах для ИК-области спектра

Н. И. Яковлева

*Рассматривается концепция моделирования времени жизни в полупроводниковых структурах InGaAs и CdHgTe. Представлены параметры и коэффициенты, необходимые для расчета времени жизни в гетероэпитаксиальных структурах. Построены аналитические зависимости времени жизни неосновных носителей заряда в полупроводниковых структурах CdHgTe и InGaAs различного состава в широком диапазоне температур.*

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

*Ключевые слова:* гетероэпитаксиальная структура, теллурид кадмия-ртути, арсенид индия-галлия, инфракрасный ИК, время жизни неосновных носителей заряда.

### Введение

В коротковолновой (SWIR) области инфракрасного (ИК) диапазона детектирование излучения ведется сквозь атмосферные помехи (туман, дождь и др.), что делает эту область крайне важной для различных применений. Возможность «видеть» сквозь туман особенно важна для оптико-электронных систем всепогодной навигации, управляющих воздушными и морскими судами. Для коротковолновой области ИК-диапазона разрабатываются и производятся матричные фотоприемные устройства (ФПУ), обладающие высокими значениями обнаружительной способности и токовой чувствительности [1—3]. Максимальные фотоэлектрические параметры ФПУ обеспечиваются за счет правильного выбора архитектуры матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ), которая может изготавливаться на основе гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) тройных соединений InGaAs [4—6] или CdHgTe [7, 8].

Время жизни неосновных носителей заряда в поглощенной области МФЧЭ является важным параметром, который активно влияет на выходные параметры фоточувствительного прибора в целом [9]. В настоящее время анализ механизмов генерации-рекомбинации и времени жизни в различных важных полупроводниковых материалах, таких как CdHgTe, InSb и InGaAs [10, 11], широко используется для оценки их параметров качества.

В данной работе представлены основные аналитические зависимости для расчета времени жизни в важных полупроводниковых материалах,

таких как CdHgTe и InGaAs в широком диапазоне температур и составов.

### Время жизни в гетероэпитаксиальных структурах InGaAs

Большинство работ по исследованию времени жизни неосновных носителей заряда в материале InGaAs ограничивается рассмотрением высоколегированного материала, который используется для изготовления транзисторов, солнечных элементов и термоэлектрических охладителей [12—16].

Так исследования, проведенные в работе [12] показали, что в диапазоне концентраций  $3 \cdot 10^{17} — 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  время жизни неосновных носителей заряда уменьшается при увеличении уровня легирования и определяется излучательной и Оже-рекомбинацией, при этом время жизни в материале *n*-типа в четыре раза больше, чем в материале *p*-типа проводимости. Авторы [13] рассчитывали время жизни неосновных дырок по длине диффузии в материале InGaAs *n*-типа проводимости, где оно составило 18,5 мкс. В работе [14] время жизни исследовалось в гетероструктурах *n*-InP/*n*-In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As/*n*-InP и *p*-InP/*p*-In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As/*p*-InP с различной концентрацией примесей по спаду фотопроводимости. Получена зависимость времени жизни неосновных носителей заряда от концентрации легирующей примеси. По результатам исследований авторами [15] был сделан вывод о том, что максимальное влияние на время жизни в нелегированных слоях InGaAs с концентрацией менее  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  оказывает рекомбинация Шокли-Рида-Холла, что свойственно и для полупроводниковых структур GaAs. При этом время жизни, связанное с рекомбинацией Шокли-Рида Холла в гетероструктурах на основе In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As оказалось больше, чем в нелегированных эпитаксиальных слоях GaAs [16].

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 18 марта 2015 г.

© Яковлева Н. И., 2015

В легированных структурах, у которых концентрация изменялась от  $10^{16}$  до  $10^{18}$   $\text{см}^{-3}$ , время жизни имело вид зависимости  $1/N$ , где  $N$  — концентрация легирующей примеси. При этом доминирующим механизмом являлась излучательная рекомбинация, поэтому значение времени жизни определялось как

$$\tau_{n,p} = \frac{1}{BN},$$

где  $B$  — коэффициент излучательной рекомбинации. Значение коэффициента  $B$  впервые было приведено в работах [17, 18], причем для арсенида галлия оно составило  $\sim 2 \cdot 10^{-10}$   $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ , а для  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  —  $\sim 1,43 \cdot 10^{-10}$   $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Типичные значения времени жизни для двух образцов  $p$ -типа проводимости с уровнями легирования  $\sim 1,2 \cdot 10^{19}$   $\text{см}^{-3}$  и  $\sim 2,0 \cdot 10^{19}$   $\text{см}^{-3}$  составили 130 и 25 пс соответственно. Характер изменения времени жизни соответствовал характеристике  $1/N^2$ , где  $N$  — концентрация носителей заряда, что свидетельствует о доминировании Оже-рекомбинации [19] в высоколегированных образцах, а время жизни неосновных носителей заряда определялось формулой

$$\tau_A = \frac{1}{CN^2},$$

где  $C$  — коэффициент Оже-рекомбинации, который составил  $8,1 \cdot 10^{-29}$   $\text{см}^6 \text{с}^{-1}$ .

Проведенный по источникам [12—19] анализ показывает, что эффективное время жизни неосновных носителей заряда  $\tau_{эфф}$  в гетероструктурах  $\text{InGaAs}$  можно представить в виде формулы

$$\tau_{эфф} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_S},$$

где  $\tau_{SRH}$  — время жизни неосновных носителей заряда, связанное с механизмом Шокли-Рида-Холла;  $\tau_R$  — время жизни, связанное с механизмом излучательной рекомбинации;  $\tau_A$  — время жизни, связанное с механизмом Оже-рекомбинации и  $\tau_S$  — время жизни, связанное с рекомбинацией на гетерогранице слоя поглощения.

Время жизни неосновных носителей заряда в объеме поглощающего слоя  $\text{InGaAs}$  описывается аналитической зависимостью

$$\tau_{эфф} = (\tau_{SRH})^{-1} + BN + CN^2.$$

Используя численные значения коэффициентов, получим

$$\tau_{эфф} = \left[ 2,11 \cdot 10^4 + 1,43 \cdot 10^{-10} N + 8,1 \cdot 10^{-29} N^2 \right]^{-1},$$

где  $N$  — концентрация легирующей примеси в  $\text{см}^{-3}$ . Коэффициенты, входящие в состав данной формулы представлены в вышеупомянутых работах. Минимальное значение времени жизни неосновных носителей заряда в результате процесса рекомбинации Шокли-Рида-Холла составило  $\tau = 47,36$  мс, что является предельным значением для собственного полупроводника, в котором концентрация легирующей примеси незначительна ( $N \approx 0$ ).

В настоящее время НПО «Орион» разрабатывает ФПУ на основе гетероструктур  $\text{InGaAs/InP}$ , включая меза- и планарные структуры (типичный размер фотодиода  $20 \times 20$   $\mu\text{м}^2$ , шаг 30  $\mu\text{м}$ , толщина области поглощения 2—3,5  $\mu\text{м}$ , фоновая концентрация в поглощающем слое  $n$ -типа  $N = 2-7 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$ ). Для гетерозпитаксиальной структуры  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As/InP}$  при полном обеднении области поглощения  $W$  проведен расчет времени жизни неосновных носителей заряда, обусловленного рекомбинацией Шокли-Рида-Холла [20]

$$\tau_{SRH} = \frac{q \cdot n_i \cdot W}{j_B}$$

где  $n_i$  — собственная концентрация носителей заряда;  $W$  — ширина области обеднения,  $j_B$  — объемная составляющая плотности темнового тока, который при  $T = 300$  К и напряжении смещения  $U = -5$  В составил  $j_B = 5$  пА. Получено значение времени жизни неосновных носителей заряда для процесса рекомбинации Шокли-Рида-Холла, которое составило  $\tau_{SRH} = 88,9 \cdot 10^{-5}$  с. Полученные данные позволяют построить аналитическую зависимость (см. рис. 1) времени жизни неосновных носителей заряда от концентрации легирующей примеси  $\tau_{эфф}(N)$  в исследуемой гетероструктуре  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As/InP}$  с учетом значения  $\tau_{SRH}$ .

Таким образом, результаты анализа исследований времени жизни неосновных носителей заряда в гетерозпитаксиальных структурах  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$   $n$ -типа проводимости, выращенных на оптически прозрачных подложках  $\text{InP}$ , показывают, что при уровнях легирования от  $10^{14}$  до  $10^{19}$   $\text{см}^{-3}$  оно изменяется в пределах от  $7 \cdot 10^{-5}$  до  $10^{-10}$  с.

На рис. 2 представлена рассчитанная зависимость времени жизни неосновных носителей заряда (дырок) в поглощающем слое  $n$ -типа проводимости (фоновая концентрация  $n = 2 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$ ) от температуры  $\tau_{эфф}(T)$  для структур  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  составов  $x_{\text{GaAs}} = 0,47$  и  $x_{\text{GaAs}} = 0,8$ . В наиболее востребованном диапазоне температур от 100 до 300 К для материала  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  оно изменяется от  $1,2 \cdot 10^{-6}$  до  $4,0 \cdot 10^{-7}$  с.

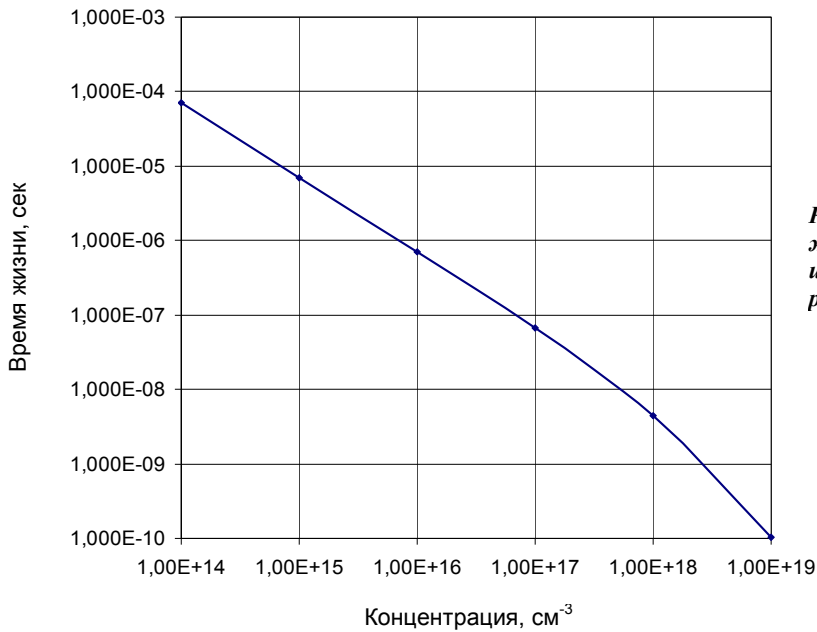


Рис. 1. Аналитическая зависимость времени жизни неосновных носителей заряда от концентрации легирующей примеси в гетероструктуре  $In_{0,53}Ga_{0,47}As/InP$  при  $T = 300 K$

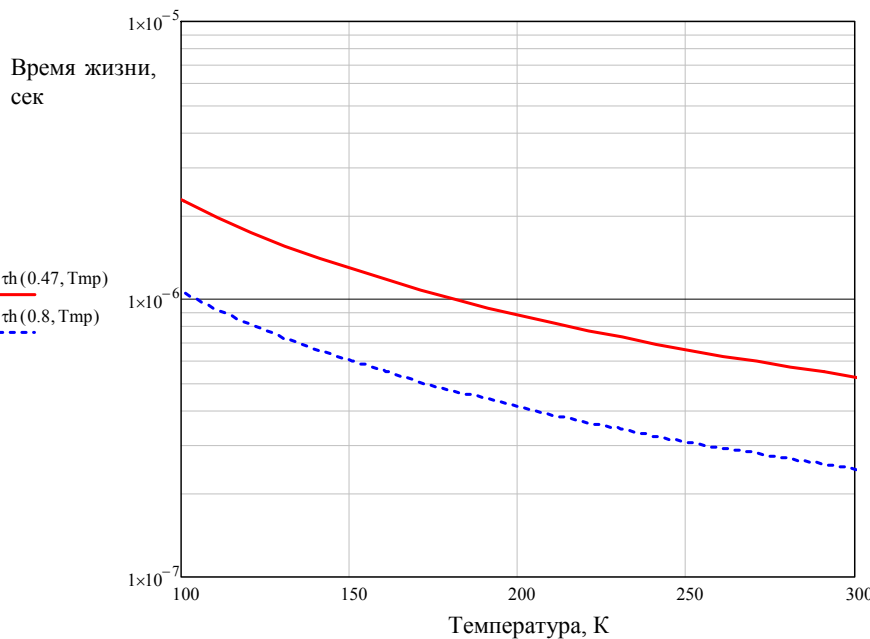


Рис. 2. Аналитическая зависимость времени жизни неосновных носителей заряда от температуры в гетероструктурах  $InGaAs/InP$  для двух составов  $x_{GaAs} = 0,47$  и  $x_{GaAs} = 0,8$

### Времени жизни в гетерозитаксиальных структурах CdHgTe

Механизм Шокли-Рида-Холла типичен для материала CdHgTe  $p$ -типа и  $n$ -типа проводимости [21, 22]. Здесь причиной возникновения дополнительных уровней в запрещенной зоне, как правило, являются собственные дефекты, примеси и дислокации с плотностью более  $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$  [23]. Скорость рекомбинации Шокли-Рида-Холла рассчитывается в соответствии с классической формулой

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

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

$$\begin{aligned} n_1 &= N_C \exp(-E_t/kT) \\ p_1 &= N_V \exp(-(E_g - E_t)/kT) \\ \tau_{n0} &= (\sigma_n v_{th} N_t)^{-1} \\ \tau_{p0} &= (\sigma_p v_{th} N_t)^{-1} \end{aligned}$$

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

$v_{th}$  — тепловая скорость,

$N_t$  — концентрация ловушек.

Особенности излучательного процесса в ФПУ на основе CdHgTe подробно изучены в литературе [24, 25]. Скорость излучательной рекомбинации определяется в соответствии с формулой

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

Коэффициент  $G_R$  определяется из уравнения [26]

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

где  $\epsilon_s$  — статическая диэлектрическая постоянная;

$m_0$  — масса свободного электрона;

$m_e^*$ ,  $m_h^*$  — эффективные массы электрона и дырки в КРТ;

$E_g$  — энергия запрещенной зоны;

$k$  — постоянная Больцмана;

$T$  — рабочая температура.

Для приближенных расчетов  $G_{Rad}$  использовалась формула Холла

$$G_{Rad} = \frac{q^2 \cdot \sqrt{\epsilon_\infty} \cdot E_g^2 \cdot h \cdot \sqrt{2\pi}}{m_e^* \cdot (m_h^* \cdot k \cdot T)^{1,5} \cdot c^3}$$

В узкозонных полупроводниках имеется значительное число носителей заряда, которое имеет энергию больше, чем пороговое значение, необходимое для инициации процессов Оже-1 и Оже-7. Поэтому генерация-рекомбинация по механизму Оже считается одним из доминирующих процессов в  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  и  $InSb$  [9] и в других важных полупроводниках. Из-за наличия трех зон (одной зоны проводимости и двух валентных зон: легких и тяжелых дырок) межзонный Оже-механизм генерации-рекомбинации содержит десять возможных вариантов [27], два из них имеют наименьшую пороговую энергию ( $E_T \approx E_g$ ), а именно, Оже-1 и Оже-7, которые поэтому считаются наиболее вероятными. В случае процесса Оже-1 электрон рекомбинирует с тяжелой дыркой, а избыточная энергия передается второму электрону, который в зоне проводимости переходит на уровень с более высокой энергией. В случае процесса Оже-7 электрон рекомбинирует с тяжелой дыркой, а избыточная энергия передается легкой дырке. При повышении температуры и уменьшении ши-

рины запрещенной зоны интенсивность данных процессов увеличивается.

Для расчета Оже-процессов в данной работе выбраны эмпирические формулы из источников [28—30]. Скорость рекомбинации по механизму Оже описывается уравнением [31]

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

Скорости генерации процессов Оже-1 и Оже-7 определяются формулами

$$G_{A1} = \frac{1}{2n_i^2 \tau_{A1}^i} = \\ = \left[ \frac{3,18 \cdot 10^{-18} \epsilon_s^2 \left( 1 + \frac{m_e^*}{m_h^*} \right)^{0,5} \cdot \left( 1 + 2 \frac{m_e^*}{m_h^*} \right)}{m_e^* |F_1 F_2|^2 \left( \frac{kT}{E_g} \right)^{1,5}} \right] \times \\ \times \exp \left[ \left( \frac{\left( 1 + 2 \frac{m_e^*}{m_h^*} \right) \cdot E_g}{\left( 1 + \frac{m_e^*}{m_h^*} \right) \cdot kT} \right)^{-1} \right]$$

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

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);

$\gamma'$  — коэффициент (для CdHgTe изменяется в диапазоне от 3 до 60);

$\tau_{A1}^i$ ,  $\tau_{A7}^i$  — времена жизни, характерные для собственного материала, соотношение между ними задается уравнением [32]

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

Время жизни для собственного материала по механизму Оже-1 можно рассчитать по более простой формуле из работы [33]:

$$\tau_{A1}^i = 8,3 \cdot 10^{-13} E_g^{1/2} \left( \frac{q}{kT} \right)^{3/2} \exp \left( \frac{qE_g}{kT} \right).$$

Окончательно эффективное время жизни неосновных носителей заряда в полупроводниковых структурах на основе тройного раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  определяется выражением

$$\tau_{eff} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{TAT}} + \frac{1}{\tau_{Rad}} + \frac{1}{\tau_{Aug}} + \frac{1}{\tau_s}},$$

при этом для расчета отдельных составляющих  $\tau_{eff}$  использовались классические формулы, описывающие поведение времени жизни неравновесных носителей заряда под влиянием различных механизмов.

Расчет времени жизни в данной работе проводился для гетероэпитаксиальной структуры  $n$ - $on$ - $p$  с концентрацией акцепторов  $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в слое поглощения  $p$ -типа проводимости толщиной 5 мкм и концентрацией доноров в слое  $n$ -типа проводимости  $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  для составов  $x = 0,2; 0,3; 0,4$  в диапазоне температур  $T = 80\text{—}300 \text{ К}$ . Необходимые фундаментальные параметры материала  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , которые включали ширину запрещенной зоны  $E_g(x, T)$  [34], собственную концентрацию  $n_i(x, T)$  [35], плотности состояний электронов  $N_C$  и дырок  $N_V$  [36, 37], эффективную массу электрона  $m_e$  [38], диэлектрическую постоянную  $\epsilon(x)$  [39], были рассчитаны в соответствии с классическими эмпирическими зависимостями.

Полученные зависимости времени жизни от температуры и состава в поглощающем слое  $\text{CdHgTe}$   $p$ -типа проводимости представлены на рисунках. На рис. 3 представлены зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от

обратной температуры при наличии двух фундаментальных процессов: Оже и межзонной излучательной рекомбинации ( $x = 0,2; 0,3; 0,4$ ); для сравнения представлена характеристика процесса Оже-7 ( $x = 0,3$ ). На рис. 4 представлены зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры при наличии трех процессов: Оже, межзонной излучательной рекомбинации и рекомбинации Шокли-Рида-Холла ( $x = 0,2; 0,3; 0,4$ ).

При расчете полагалось, что уровень ловушек  $E_t$  в запрещенной зоне совпадает с собственным уровнем Ферми. Проведено сравнение данных моделирования и температурных зависимостей времени жизни в материале КРТ различного состава из работ [40, 11], которое показывает состоятельность модели.

Из полученных характеристик следует, что генерация-рекомбинация по механизму Оже является определяющим фундаментальным процессом для фотодиодов в узкозонных полупроводниках. Ее влияние особенно проявляется в области температур 150—300 К, в полупроводниковых структурах состава  $x = 0,2$  она оказывает активное влияние во всем исследуемом температурном диапазоне от 70 до 300 К. Для температур ниже 150 К в характеристиках времени жизни неосновных носителей заряда проявляется влияние межзонной излучательной рекомбинации и рекомбинации через уровни в запрещенной зоне. Несмотря на то, что рекомбинация Шокли-Рида-Холла не представляет фундаментального ограничения для материала КРТ, она обеспечивает существенный вклад в материале  $p$ -типа проводимости с концентрацией более  $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

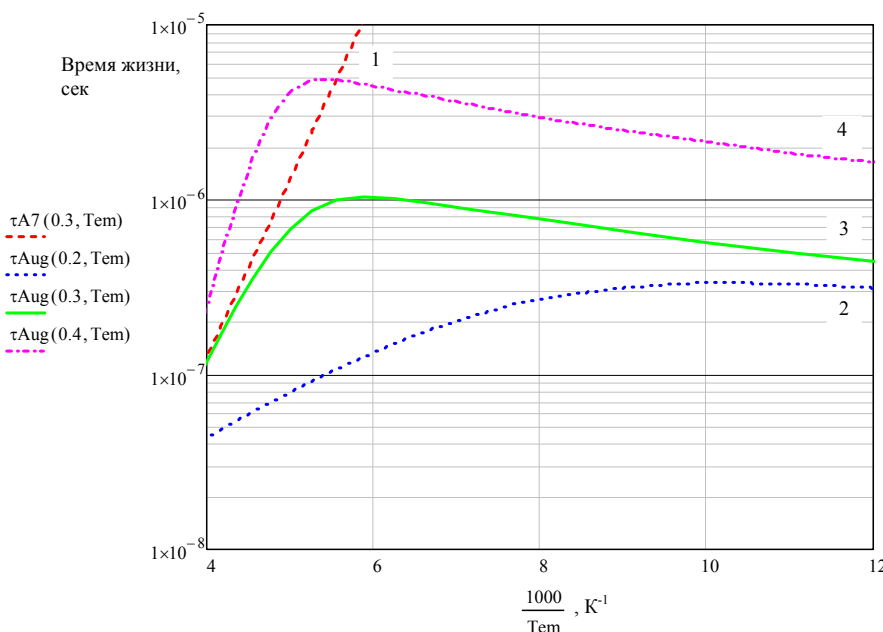


Рис. 3. Зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры в поглощающем слое  $\text{CdHgTe}$   $p$ -типа проводимости. 1 — процесс рекомбинации Оже-7 ( $x = 0,3$ ); 2, 3, 4 — совместное воздействие двух фундаментальных процессов: Оже и межзонной излучательной рекомбинации; 2 — ( $x = 0,2$ ), 3 — ( $x = 0,3$ ), 4 — ( $x = 0,4$ )

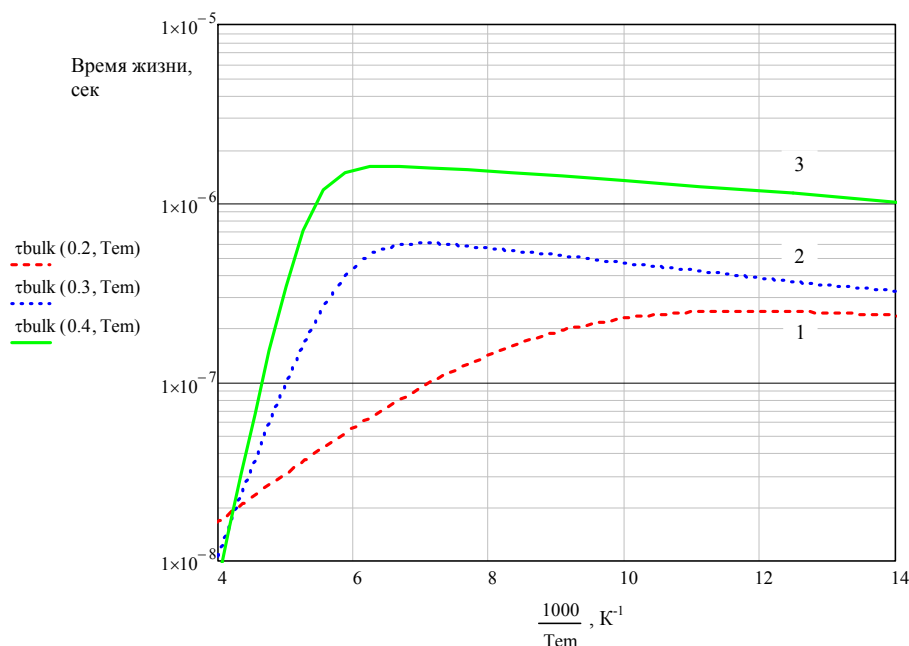


Рис. 4. Зависимости времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры при наличии в поглощающем слое CdHgTe p-типа проводимости трех процессов: Оже-рекомбинации, межзонной излучательной рекомбинации и рекомбинации Шокли-Рида-Холла: 1 — (x = 0,2), 2 — (x = 0,3), 3 — (x = 0,4)

В фотодиодной структуре с поглощающим слоем p-типа проводимости состава x = 0,4 мол. дол., выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии на оптически прозрачной подложке GaAs, измерена зависимость длины диффузии неосновных электронов. По длине диффузии, используя уравнение Эйнштейна, рассчитано время жизни неосновных носителей заряда в области поглощения

p-типа проводимости и проведена подгонка рассчитанной зависимости и аналитической модели эффективного времени жизни  $\tau_{eff}$ . В таблице представлены результаты измерений длины диффузии и расчета времени жизни неосновных носителей заряда фотодиодной структуры состава x = 0,4 мол. дол. в области поглощения p-типа проводимости с концентрацией  $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Таблица

Температура	Длина диффузии, мкм	Подвижность электронов $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	Коэффициент диффузии, $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	Время жизни, сек (расчет по результатам измерений)	Время жизни, сек (аналитическая модель)
80	14,0	1,53E+04	105,71	1,36E-04	8,93E-05
90	14,3	1,31E+04	101,84	1,42E-04	1,06E-04
100	14,8	1,14E+04	98,50	1,49E-04	1,23E-04
110	15,4	1,01E+04	95,54	1,58E-04	1,42E-04
120	16,2	8,98E+03	92,89	1,68E-04	1,61E-04
130	17,7	8,08E+03	90,54	1,86E-04	1,80E-04
140	19,3	7,32E+03	88,43	2,05E-04	2,00E-04
150	20,6	6,69E+03	86,50	2,21E-04	2,21E-04
160	21,9	6,14E+03	84,73	2,38E-04	2,42E-04
170	23,5	5,67E+03	83,11	2,58E-04	2,64E-04
180	25,3	5,26E+03	81,60	2,80E-04	2,86E-04
190	27,3	4,89E+03	80,20	3,05E-04	3,08E-04
200	29,1	4,57E+03	78,90	3,28E-04	3,31E-04
210	30,7	4,29E+03	77,68	3,48E-04	3,55E-04
220	32,8	4,03E+03	76,53	3,75E-04	3,78E-04
230	34,8	3,80E+03	75,46	4,01E-04	4,02E-04
240	36,3	3,60E+03	74,44	4,21E-04	4,26E-04
250	37,4	3,41E+03	73,58	4,36E-04	4,49E-04
260	38,5	3,24E+03	72,54	4,52E-04	4,72E-04
270	39,0	3,08E+03	71,68	4,61E-04	4,94E-04
280	39,4	2,93E+03	70,86	4,68E-04	5,13E-04
290	39,8	2,80E+03	69,96	4,76E-04	5,28E-04
300	40,0	2,68E+03	69,32	4,80E-04	5,36E-04

Результаты анализа времени жизни неосновных носителей заряда (электронов) в гетероэпитаксиальных структурах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , выращенных на оптически прозрачных подложках GaAs показывают, что в диапазоне температур от 100 до 300 К для материала  $\text{Cd}_{0,4}\text{Hg}_{0,6}\text{Te}$  оно изменяется в пределах от  $1,2 \cdot 10^{-4}$  до  $5,4 \cdot 10^{-4}$  с.

На рис. 5 представлена температурная зависимость длины диффузии неосновных электронов в поглощающем слое  $p$ -типа, приведенных в таблице.

На рис. 6 представлены две зависимости времени жизни неосновных носителей заряда: 1 — полученная по результатам измерений; 2 — рассчитанная по представленным выше формулам.

В результате подгонки параметров модели наблюдается хорошее соответствие измеренной и рассчитанной характеристик в области высоких температур. Несоответствие характеристик в области низких температур объясняется погрешностью метода измерения длины диффузии, а именно, дифракционным ограничением метода.

По данным аналитического расчета получено, что время жизни в гетероэпитаксиальных структурах с поглощающим слоем  $\text{HgCdTe}$   $p$ -типа проводимости состава  $x = 0,4$  мол. дол. можно представить в виде суммы основных составляющих времени жизни. Наибольший вклад в зависи-

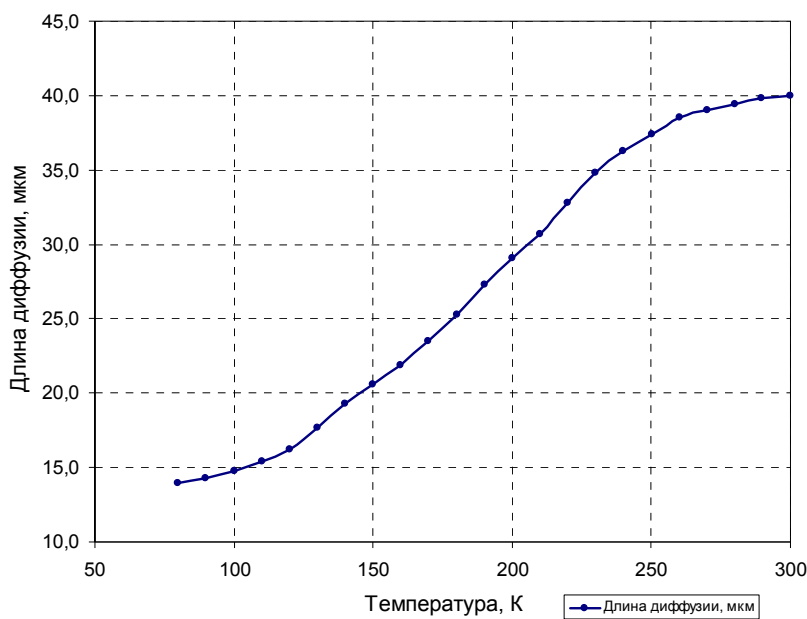


Рис. 5. Зависимость длины диффузии неосновных электронов в поглощающем слое  $p$ -типа проводимости от температуры состава  $x = 0,4$

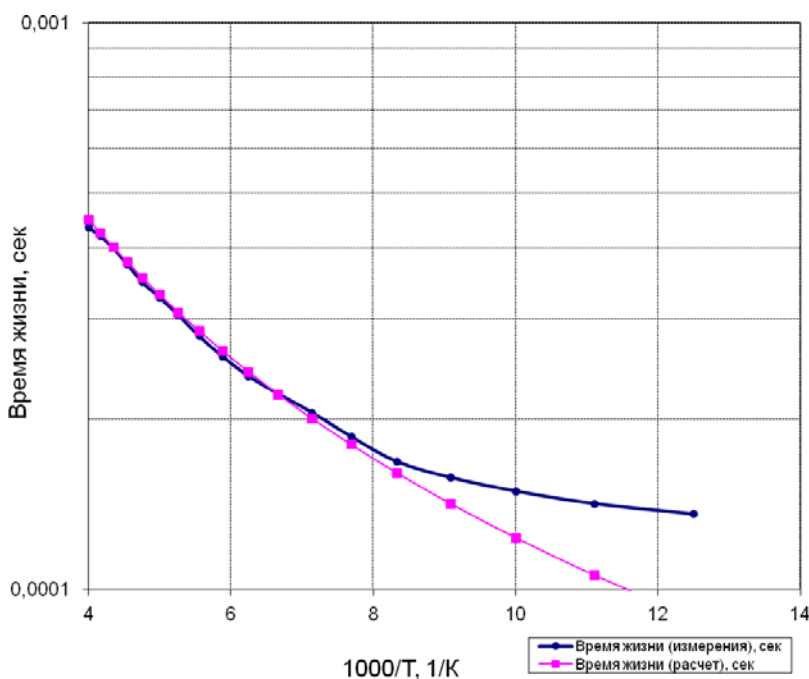


Рис. 6. Время жизни неосновных носителей заряда в поглощающем слое  $p$ -типа проводимости состава  $x = 0,4$ : 1 — полученная по результатам измерений; 2 — рассчитанная в результате подгонки параметров модели

мость вносят излучательная рекомбинация и рекомбинация Шокли-Рида-Холла

$$\tau_{eff} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{Rad}} + \frac{1}{\tau_{Aug}}}$$

Поверхностная рекомбинация не вносит существенного вклада в поведение неосновных носителей заряда в области поглощения исследуемого образца вследствие пассивации его поверхности.

### Заключение

Время жизни неосновных носителей заряда является одним из важнейших параметров, характеризующих поведение неосновных носителей заряда в области поглощения, и играет ключевую роль при проектировании архитектуры фоточувствительного прибора. В работе представлены основные механизмы, определяющие поведение времени жизни в важных полупроводниковых материалах, таких как CdHgTe, InSb и InGaAs, проведены расчеты для материалов коротковолнового ИК-диапазона спектра.

Результаты анализа времени жизни неосновных носителей заряда (дырок) в гетероэпитаксиальных структурах  $In_{1-x}Ga_xAs$ , выращенных на оптически прозрачных подложках InP показывают, что в диапазоне температур от 100 до 300 К для материала  $In_{0,53}Ga_{0,47}As$   $n$ -типа оно изменяется от  $1,2 \cdot 10^{-6}$  до  $4,0 \cdot 10^{-7}$  с. Результаты анализа времени жизни неосновных носителей заряда (электронов) в гетероэпитаксиальных структурах  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , выращенных на оптически прозрачных подложках GaAs показывают, что в диапазоне температур от 100 до 300 К для материала  $Cd_{0,4}Hg_{0,6}Te$   $p$ -типа оно изменяется в пределах от  $1,2 \cdot 10^{-4}$  до  $5,4 \cdot 10^{-4}$  с.

Представленные результаты расчетов позволяют оценить время жизни неосновных носителей заряда в гетероструктурах CdHgTe и InGaAs, что имеет большое значение при определении выходных характеристик ФПУ, изготавливаемых на основе данных материалов.

Работа выполнена по гранту Президента Российской Федерации НШ-2787.2014.9

### ЛИТЕРАТУРА

1. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Современное состояние и магистральные направления развития современной фотоэлектроники. — М.: Физматкнига, 2010.
2. Boltar K. O., Burlakov I. D., Ponomarenko V.P., and Filachov A. M. // Proc. SPIE. 2009. V. 7298, P. 72982P-1
3. Дирочка А. И., Корнеева М. Д., Филачев А. М. // Прикладная физика. 2011. № 2. С. 37.

4. Патрашин А. И., Балиев Д. Л., Болтарь К. О. и др. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 4. С. 367.
5. Бурлаков И. Д., Гринченко Л. Я., Дирочка А. И. и др. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 2. С. 131.
6. Андреев Д. С., Болтарь К. О., Власов П. В. и др. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 1. С. 60.
7. Бурлаков И. Д., Пономаренко В. П., Филачев А. М. и др. // Прикладная физика. 2007. № 2. С. 43.
8. Стафеев В. И., Болтарь К. О., Бурлаков И. Д. и др. // ФТП. 2005. Т. 39. Вып. 10. С. 1257.
9. Emelie P. Y., Velicu S., Grein C. H., et al. // Journal of Electronic Materials. 2008. V. 37. No. 9.
10. Rogalski A. Infrared detectors — CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011.
11. Войцеховский А. В., Денисов Ю. А., Коханенко А. П. и др. // ФТП, 1997. Т. 31. Вып. 7. С. 1771.
12. Henry C. H., Logan R. A., Merrit F. R et al. // Electron. Lett. 1984 V. 20. P. 358.
13. Gallant M. and Zemel A. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. P. 1686.
14. Ahrenkiel R. K., Ellingson R., Johnston S., et al. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. No. 26. P. 3470.
15. Ahrenkiel R. K., Keyes B. M., and Dunlavy D. J. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. P. 225.
16. Ahrenkiel R. K. Semiconductors and Semimetals. 1993. V. 39. P. 124.
17. Stern F. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47, P. 5382.
18. Ahrenkiel R. K., Keyes B. M., Lush G. B., et al. // J. Vac. Sci. Technol. 1992. V. A 10. P. 990.
19. Landsberg P. T. Recombination in Semiconductors — Cambridge University Press, Cambridge, 1991.
20. Андреев Д. С., Лопухин А. А., Хакуашев П. Е. и др. // Прикладная физика. 2014. № 1. С. 74.
21. Lopes V. C., Syllaios A. J., and Chen M. C. // Semicond. Sci. Technol. 1993. V. 8. P. 824–41.
22. Rogalski A. // Rep. Prog. Phys. 2005. V. 68. P. 2267.
23. Jozwikowski K. and Rogalski A. // J. Electron. Mater. 2000. V. 29. P. 736.
24. Humpreys R. G. // Infrared Phys. 1986. V. 26. P. 337–42.
25. Elliott T., Gordon N. T., and White A. M. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. P. 2881.
26. Schacham S. E., Finkman E. // J. Appl. Phys. V. 57. No. 6. P. 2001.
27. Rogalski A., Adamiec K., and Rutkowski J. Narrow-Gap Semiconductor Photodiodes — Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 2000.
28. Dmitriev A. V., Mocker M. // Physics Reports 1995. V. 257. P. 85.
29. Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 848–54.
30. Krishnamurthy S. and Casselman T. N. // J. Electron. Mater. 2000. V. 29. P. 828.
31. Beattie R. and White A. M. // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. P. 802.
32. Beattie A. and Landsberg P. T. // Proc. R. Soc. Lond. A 1959. V. 249. P. 16.
33. Casselman T. N. and Petersen P. E. // Solid State Communications. 1980. V. 33. P. 615.
34. Kinch M. A. // J. Electron. Mater. 2000. V. 29. P. 809.
35. Hansen G. L., Schmidt J. L., and Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 7099.
36. Hansen G. L. and Schmidt J. L. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 1639.
37. Gumenjuk-Sichevskaja J. V., Sizov F. F., Ovsyuk V. N., et al. // Semiconductors. 2001. V. 35. P. 800. 2001.
38. Gumenjuk-Sichevskaya J. V. and Sizov F. F. // Semiconductor Science Technology. 1999. V. 14. P. 1124.
39. Weiler M. // Semiconduct. Semimet. 1981. V. 16. P. 119.
40. Мухоминов А. М., Стафеев В. И. // ФТП. 1992. Т. 6. Вып. 10. С. 1830.



## Analysis of minority carrier lifetime in the IR heterostructures

*N. I. Iakovleva*

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

*Received March 18, 2015*

***An analysis of minority carrier lifetime in SWIR heterostructures, such as InGaAs and CdHgTe is presented. The various recombination mechanisms in working temperature region and characteristic parameters have been considered, it is shown an important role of Auger recombination, radiative recombination and Shockley–Read–Hall recombination through deep-level impurities, characterized by the impurity density energy level in the bandgap. The minority carriers lifetime analytic dependences were calculated in heterostructures of InGaAs and CdHgTe with varies composition.***

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

*Keywords:* heteroepitaxial structure, CdHgTe, infrared, minority carriers lifetime, recombination.

### RERERENCES

1. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *The Current Status and Main-Line Trackage for Development of Photo-electronics* (Fizmatkniga, Moscow, 2010) [in Russian].
2. K. O. Boltar, I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, and A. M. Filachev, Proc. SPIE **7298**, 72982P-1 (2009).
3. A. I. Dirochka, M. D. Korneeva, and A. M. Filachev, Prikladnaya Fizika, No. 2, 37 (2011).
4. A. I. Patrashin, D. L. Baliev, K. O. Boltar, et al., Uspekhi Prikladnoi Fiziki **2**, 367 (2014).
5. I. D. Burlakov, L. Ya. Grinchenko, A. I. Dirochka, et al., Uspekhi Prikladnoi Fiziki **2**, 131 (2014).
6. D. S. Vlasov, K. O. Boltar, P. V. Vlasov, et al., Uspekhi Prikladnoi Fiziki **2**, 60 (2014).
7. I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, A. M. Filachev, et al., Prikladnaya Fizika, No. 2, 43 (2007).
8. V. I. Stafeyev, K. O. Boltar, I. D. Burlakov, et al., Semiconductors **39**, 1257 (2005).
9. P. Y. Emelie, S. Velicu, C. H. Grein, et al., Journal of Electronic Materials. **37** (9), (2008).
10. A. Rogalski, *Infrared detectors* (CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011).
11. A. V. Voitsekhovskiy, Yu. A. Denisov, A. P. Kokhanenko, et al., Semiconductors **31**, 1771 (1997).
12. C. H. Henry, R. A. Logan, F. R. Merrit et al., Electron. Lett. **20**, 358 (1984).
13. M. Gallant and A. Zemel, Appl. Phys. Lett. **52**, 1686 (1988).
14. R. K. Ahrenkiel, R. Ellingson, S. Johnston, et al., Appl. Phys. Lett. **72**, 3470 (1998).
15. R. K. Ahrenkiel, B. M. Keyes, and D. J. Dunlavy, J. Appl. Phys. **70**, 225 (1991).
16. R. K. Ahrenkiel, Semiconductors and Semimetals **39**, 124 (1993).
17. F. Stern, J. Appl. Phys. **47**, 5382 (1976).
18. R. K. Ahrenkiel, B. M. Keyes, G. B. Lush, et al., J. Vac. Sci. Technol. **A 10**, 990 (1992).
19. P. T. Landsberg, *Recombination in Semiconductors* (Cambridge University Press, Cambridge, 1991).
20. D. S. Andreev, A. A. Lopukhin, P. E. Khakuashev, et al., Prikladnaya Fizika, No. 1, 74 (2014).
21. V. C. Lopes, A. J. Syllaios, and M. C. Chen, Semicond. Sci. Technol. **8**, 824 (1993).
22. A. Rogalski. Rep. Prog. Phys. **68**, 2267 (2005).
23. K. Jozwikowski and A. Rogalski, J. Electron. Mater. **29**, 736–41 (2000).
24. R. G. Humpreys, Infrared Phys. **26**, 337 (1986).
25. T. Elliott, N. T. Gordon, and A. M. White, Appl. Phys. Lett. **74**, 2881 (1999).
26. S. E. Schacham and E. Finkman, J. Appl. Phys. **57**, 2001.
27. A. Rogalski, K. Adamiec, and J. Rutkowski, *Narrow-Gap Semiconductor Photodiodes* (Bellingham: SPIE Optical Engineering Press), 2000.
28. A. V. Dmitriev and M. Mocker, Physics Reports **257**, 85 (1995).
29. T. N. Casselman, J. Appl. Phys. **52**, 848 (1981).
30. S. Krishnamurthy and T. N. Casselman, J. Electron. Mater. **29**, 828 (2000).
31. R. Beattie and A. M. White, J. Appl. Phys. **79**, 802 (1996).
32. A. Beattie and P. T. Landsberg, Proc. R. Soc. Lond. **A 249**, 16 (1959).
33. T. N. Casselman and P. E. Petersen, Solid State Commun. **33**, 615 (1980).
34. M. A. Kinch, J. Electron. Mater. **29**, 809 (2000).
35. G. L. Hansen, J. L. Schmidt, and T. N. Casselman, J. Appl. Phys. **53**, 7099 (1982).
36. G. L. Hansen and J. L. Schmidt, J. Appl. Phys. **54**, 1639 (1983).
37. J. V. Gumenjuk-Sichevskaja, F. F. Sizov, V. N. Ovsyuk, et al., Semiconductors **35**, 80 (2001).
38. J. V. Gumenjuk-Sichevskaya and F. F. Sizov, Semiconductor Science Technology **14**, 1124 (1999).
39. M. Weiler, Semiconduct. Semimet. **16**, 119 (1981).
40. A. M. Mukhitdinov and V. I. Stafeyev, Semiconductors **6**, 1830 (1992).