

# Время жизни неравновесных носителей заряда в полупроводниках с близкими значениями запрещенной зоны и спин-орбитального отщепления

© Н.Л. Баженов<sup>1</sup>, К.Д. Мынбаев<sup>1,2</sup>, А.А. Семакова<sup>2</sup>, Г.Г. Зегря<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: bazhnil.ivom@mail.ioffe.ru

(Получена 13 ноября 2018 г.)

Принята к печати 19 ноября 2018 г.

Принята к публикации 19 ноября 2018 г.)

Получены выражения для скорости оже- и излучательной рекомбинации в рамках модели Кейна в материалах с шириной запрещенной зоны, близкой к энергии спин-орбитального расщепления, что имеет место в InAs, твердых растворах InAsSb и т.д. Проведено сравнение наших результатов с упрощенными выражениями для скоростей рекомбинации, часто используемыми в литературе, и показано, что при вычислении скоростей рекомбинации необходимо учитывать непараболичность энергетического спектра носителей заряда. Для примера вычислен температурный ход времени жизни, обусловленного излучательным и безызлучательными процессами рекомбинации, для твердых растворов InAsSb.

DOI: 10.21883/FTP.2019.04.47437.9004

## 1. Введение

Одной из важнейших характеристик полупроводникового материала является время жизни носителей заряда, поскольку, с одной стороны, оно связано с фундаментальными процессами рекомбинации неравновесных носителей, а с другой стороны, эта величина определяет важные характеристики полупроводниковых приборов, такие как квантовая эффективность, быстродействие и т.д. В чистых полупроводниках время жизни определяется межзонными механизмами рекомбинации, излучательными и безызлучательными, которые задают его предельное значение.

В работах [1,2] рассмотрена температурная зависимость времени жизни в  $Cd_xHg_{1-x}Te$  — одном из основных материалов фотоэлектроники среднего и дальнего инфракрасных диапазонов. Материал для этих диапазонов характеризуется такими составами  $x$ , для которых ширина запрещенной зоны  $E_g$  много меньше энергии спин-орбитального расщепления  $\Delta_{so}$ , т.е. выполняется соотношение  $E_g \ll \Delta_{so}$ . Однако в материалах  $A^{III}B^V$ , актуальных для среднего инфракрасного диапазона (длины волн  $2 < \lambda < 6 \mu m$ ), ситуация иная. Например, согласно [3], для InAs  $\Delta_{so} = 0.37-0.41$  эВ, а  $E_g$  при изменении температуры жидкого азота до комнатной меняется приблизительно от 0.41 для 0.35 эВ, т.е. мы имеем ситуацию, когда  $E_g \approx \Delta_{so}$ .

Равенство или близость  $E_g$  и  $\Delta_{so}$  существенно сказываются на скорости процессов рекомбинации, как количественно, так и качественно. Например, в узкощелевых твердых растворах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  главными безызлучательными механизмами являются: в материале  $n$ -типа проводимости — оже-рекомбинация с участием двух

электронов и тяжелой дырки и возбуждением электрона в более высокоэнергетическое состояние (СНСС, или А1-процесс), а в материале  $p$ -типа — оже-рекомбинация с участием двух тяжелых дырок и электрона с переходом тяжелой дырки в легкую (СННЛ, или А7-процесс). Однако в InAs  $p$ -типа проводимости становится эффективной оже-рекомбинация с переходом дырки в спин-орбитально отщепленную зону (СННС-процесс), а при рассмотрении оже-процесса СНСС и излучательного процесса по сравнению со случаем  $E_g \ll \Delta_{so}$  возникают количественные поправки. Можно показать (см. Приложение), что в InAs СННЛ-процесс невозможен, поскольку в рамках модели Кейна зона легких дырок отходит от потолка валентной зоны на величину, меньшую  $E_g$ , и, следовательно, закон сохранения энергии для этого процесса не выполняется.

В работе [1] отмечалось, что в настоящее время в научной литературе наиболее распространенным подходом к расчету скорости оже-рекомбинации, а значит, и времени жизни для СНСС-процесса является использование выражения, предложенного Блэкмором на основании работ Битти и Ландсберга (БЛБ) (см., например, [4]). Основой и одновременно недостатком данного подхода является необходимость использования подгоночных параметров для согласования результатов расчета с экспериментальными данными (в первую очередь это касается интегралов перекрытия волновых функций состояний в валентной зоне и зоне проводимости). Кроме того, полученное в рамках такого подхода выражение для скорости процесса оже-рекомбинации дает неправильную температурную зависимость времени жизни по сравнению с рассчитанной в рамках модели Кейна [5]. Тем не менее в современной литературе (см., например, [6–8])

все еще используются выражения, приведенные в [4]. Отметим еще работу [9], в которой проведен численный расчет времени жизни для этого оже-процесса в рамках 14-зонной модели. Авторы работы [9] показали, что, если из данной модели „формально“ определять значение интеграла перекрытия, оно оказывается зависящим от температуры, т.е. на самом деле выражение Блэкмора дает неправильную температурную зависимость времени жизни, если полагать интеграл перекрытия константой. Кроме того, в работе [9] в основном рассмотрен случай материала *n*-типа проводимости при низком уровне возбуждения и поэтому при расчетах учтен только СНСС-процесс. Однако даже для материалов *n*-типа в случае сильного возбуждения, когда концентрация неравновесных носителей превышает темновую (т.е.  $n \approx p \geq n_0$ ), вкладом СННС-процесса пренебрегать нельзя. В полупроводниках же *p*-типа с  $E_g \approx \Delta_{so}$  процесс СННС является основным оже-процессом всегда.

Выражение для времени жизни, ограниченного оже-процессом СННС, получено Хаугом [10] и широко используется (см., например, [11]). При его выводе рассматриваются параболические зоны и дается приближительное значение матричного элемента электрон-электронного взаимодействия. Вместе с тем в работах Гельмонта и др. (см., например, ссылки в монографии [12]) проведено детальное теоретическое исследование оже-рекомбинации СННС-типа в широком диапазоне таких параметров, как  $E_g$ ,  $\Delta_{so}$ , массы носителей заряда, и с учетом непараболичности закона дисперсии носителей заряда.

Помимо оже-механизмов важную роль в процессах рекомбинации играет излучательная рекомбинация, которая доминирует при низких температурах, близких к температуре жидкого гелия ( $T = 4.2$  К). В электронном и дырочном образцах с равной концентрацией носителей заряда излучательная рекомбинация имеет одинаковую скорость.

В настоящей работе проведен расчет времени жизни, обусловленного межзонными механизмами оже- и излучательной рекомбинации в полупроводниках с  $E_g \approx \Delta_{so}$  в температурном диапазоне  $5 < T < 300$  К. При этом используются выражения, полученные в рамках микроскопической модели без использования подгоночных параметров. Проведено сравнение результатов этих расчетов с расчетами согласно упрощенным выражениям, используемым в литературе. Показано, что строгий учет реальной зонной структуры приводит к несколько иной температурной зависимости скорости оже-рекомбинации, а следовательно, и времени жизни носителей заряда.

## 2. Оже-рекомбинация в материале *n*-типа проводимости (СНСС)

Для случая узкощелевого полупроводника, когда  $\Delta_{so} \gg E_g$ , выражение для коэффициента оже-рекомбинации  $R_{A1}$  в рамках микроскопической теории и модели

Кейна получено Гельмонтом [13] и в наиболее удобном виде приведено, например, в [14] или [1]:

$$R_{A1}^{CHCC} \rightarrow \frac{6\sqrt{2}\pi^{5/2}e^4\hbar^3}{\chi^2(m_e k T E_g^5)^{1/2} m_h^{3/2}} \exp\left(-\frac{2m_e E_g}{m_h k T}\right), \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $m_e$  и  $m_h$  — эффективные массы электрона и тяжелой дырки,  $\chi$  — статическая диэлектрическая проницаемость,  $k$  — постоянная Больцмана.

В случае, когда соотношение  $\Delta_{so} \gg E_g$  не выполняется, выражение для скорости оже-рекомбинации усложняется. Для случая, когда электроны вырождены, а дырки нет, скорость рекомбинации  $G^{CHCC}$  получена в работе [5]. Приведем ее в виде, опубликованном в работе [15]. Коэффициент оже-рекомбинации связан со скоростью рекомбинации выражением

$$G^{CHCC} = R_{A1}^{CHCC} n^2 p, \quad (2)$$

где  $n$  и  $p$  — концентрации электронов и дырок соответственно,

$$R_{A1}^{CHCC} = \frac{24\pi^{5/2}e^4\hbar^3}{\chi^2(m_e k T E_g^5)^{1/2} (m_h^{3/2} + m_l^{3/2})} \frac{\mathcal{F}_{3/2}(\xi_e/kT)}{\mathcal{F}_{1/2}(\xi_e/kT)} \times \left(\frac{E_g + \Delta_{so}}{3E_g + 2\Delta_{so}}\right)^{3/2} \left(\frac{3E_g + \Delta_{so}}{2E_g + \Delta_{so}}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{E_g - \mathcal{E}_{3T}}{kT}\right). \quad (3)$$

Здесь  $m_l$  — масса легких дырок,  $\mathcal{F}_j$  — интеграл Ферми индекса  $j$ ,  $\xi_e$  — энергия уровня Ферми для электронов,

$$\mathcal{E}_{3T} = E_g + \frac{\hbar^2 k_{3T}^2}{2m_h} \left(1 + \frac{2m_e}{m_h}\right)^{-1},$$

$$k_{3T}^2 = \frac{2m_e E_g}{\hbar^2} \frac{2E_g + \Delta_{so}}{E_g + \Delta_{so}} \frac{3E_g + 2\Delta_{so}}{3E_g + \Delta_{so}}.$$

Если выполнить предельный переход  $\Delta_{so} \rightarrow \infty$  и предположить, что электроны не вырождены, а также учесть, что для узкощелевых полупроводников  $m_h \gg m_e$ ,  $m_l$ , получаем выражение (1).

## 3. Оже-рекомбинация с переходом дырки в спин-орбитально отщепленную зону в материале *p*-типа проводимости (СННС)

Как отмечено выше, в полупроводниках *p*-типа, для которых  $E_g \approx \Delta_{so}$ , наиболее вероятным является оже-процесс с переходом тяжелой дырки в спин-орбитально отщепленную зону (СННС). Пороговая энергия при этом минимальна. Важность этого процесса обусловлена тем, что он является основным не только в материалах *p*-типа при любом уровне возбуждения, но и в материалах *n*-типа при большом уровне накачки, когда

концентрации электронов и дырок становятся близкими. Например, как отмечено в [16], именно этот оже-процесс обуславливает ограничение квантового выхода люминесценции в полупроводниковых лазерах с активной областью из InGaAsP.

Изучению этого процесса рекомбинации посвящены, например, работы [17,18], в которых рассмотрение проводится в рамках параболических моделей зависимости энергии от волнового вектора. В частности, простое выражение получено Хаугом [10].

Как отмечено выше, строгий вывод выражения для скорости оже-рекомбинации СННС в рамках модели Кейна проведен в работах Гельмонта и др. (см., например, ссылки в монографии [12]).

Выражение для скорости процесса СННС при произвольной степени вырождения электронного газа получено в работе [19]. Мы приведем его в более наглядном виде согласно [20]:

$$G_{so} = C_2 \int_0^\infty z^6 dx \int_0^\infty \frac{y^6 dy}{(y^2 + a_0^2)^2} \int_{-1}^{+1} \frac{d\mu_1 (1 - \mu_1^2)^2}{y^2 + z^2 + 2yz\mu_1} \times \int_{-1}^{+1} d\mu [g(q_-) + g(q_+)], \quad (4)$$

$$C_2 = \frac{36\sqrt{2}e^4 m_s^{5/2} (kT)^{9/2}}{\pi^3 \hbar^6} \frac{(\Delta_{so} + E_g)}{\Delta_{so}^2 E_g (3E_g + 2\Delta_{so})} \times \exp\left(\frac{2\xi_h}{kT} - S\right),$$

$$g(\alpha) = \frac{(1 - \mu^2)\alpha^2 \exp\left[\left(\frac{\alpha^2}{m}\right) - z^2\right]}{(\alpha^2 + y^2 - 2\alpha\mu y) \left\{1 + \exp\left[\left(\frac{\alpha^2}{m}\right) - (2\xi_e/kT)\right]\right\}},$$

$$q_\pm^\pm = \frac{1}{1+M} [M\mu \pm \sqrt{D}],$$

$$D = (\mu y M)^2 + (1+M) [mS + z^2(m-M) - 2My(y+z\mu)],$$

$$M = \frac{m_e}{m_h}, \quad m = \frac{m_e}{m_s}, \quad S = \frac{\Delta_{so} - E_g}{kT}, \quad a_0^2 = \frac{\hbar^2}{2m_s kT r_D^2},$$

где  $r_D$  — радиус экранирования Дебая,  $\xi_e$  и  $\xi_h$  — энергии уровней Ферми для электронов и дырок соответственно,  $m_s$  — масса дырок в спин-орбитально отщепленной зоне. В выражении (4) для  $q_\pm^\pm$  следует положить  $q_- = 0$ , если  $M\mu < r_D$ , и  $q_\pm^\pm = 0$ , если  $D < 0$ .

Выражение (4) значительно более громоздко, чем приведенное в работе [10], и это объясняет, почему ранее при расчетах последнее использовалось чаще.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Современный настольный компьютер тратит на вычисление интегралов порядка секунды, и сложность выражения (4) не служит оправданием использования не совсем корректного выражения.

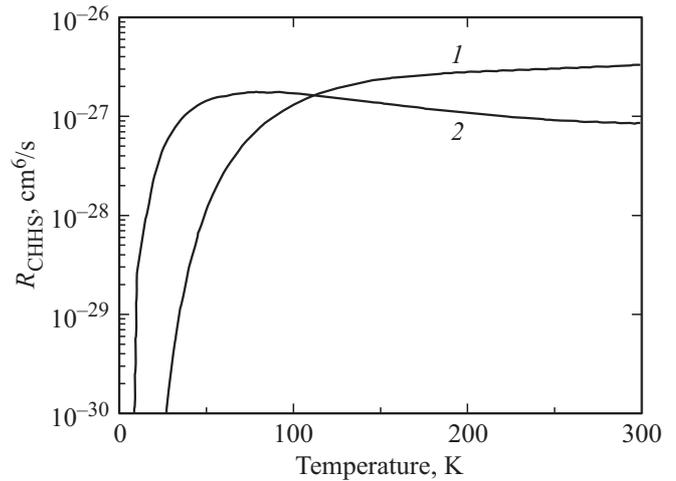


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициентов оже-рекомбинации: 1 — расчет согласно [10], 2 — расчет согласно (4).  $n = p = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 1 показаны температурные зависимости коэффициентов оже-рекомбинации для СННС-процесса, рассчитанных согласно выражениям Хауга и Гельмонта. Для расчетов был выбран InAs, а необходимые его параметры взяты из работы [3]. Предполагался высокий уровень возбуждения, при котором концентрация электронов равна концентрации дырок,  $n = p = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Видно, что выражение (4) дает резкий рост скорости оже-рекомбинации при более низких температурах, чем выражения из работы Хауга. Кроме того, при повышении температуры соответствующие скорости рекомбинации различаются в несколько раз и имеют разную зависимость от температуры. Последнее важно, так как особый интерес представляет сравнение скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинации для оценки эффективности полупроводниковых светодиодов и лазеров при разных рабочих температурах.

#### 4. Излучательная рекомбинация

Вывод выражения для излучательной рекомбинации в рамках модели Кейна в случае, когда  $E_g \ll \Delta_{so}$ , а также сравнение с выражениями, предложенными другими авторами, даны в работе [2]. Для случая, когда  $E_g \approx \Delta_{so}$ , следуя работе [2], можно получить следующее выражение для мнимой части диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned} \chi''(\omega, 0) &= \frac{e^2}{\hbar^2 \omega} \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{E_g}} \frac{(E_g + \Delta_{so})}{3E_g + 2\Delta_{so}} \\ &\times \left\{ 2\sqrt{2} \sqrt{\hbar\omega(\hbar\omega - E_g)} \left[ 1 - f_n^{(h)} \right] \right. \\ &\left. + \frac{1}{3\sqrt{2}} \sqrt{(\hbar^2 \omega^2 - E_g^2)} \left( \frac{2E_g^2}{\hbar^2 \omega^2} + 1 \right) \left[ 1 - f_n^{(l)} \right] \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

где

$$f_n^{(h)} = \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{\hbar\omega - E_g}{kT} \left( 1 - \frac{m_e \hbar\omega}{m_h E_g} \right) - \frac{\xi_e}{kT} \right] \right\}^{-1},$$

$$f_n^{(l)} = \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{\hbar\omega - E_g}{2kT} - \frac{\xi_e}{kT} \right] \right\}^{-1}. \quad (6)$$

Коэффициент поглощения  $\alpha(\omega)$  связан с  $\chi''(\omega)$  соотношением

$$\chi''(\omega) = \frac{c\sqrt{\chi_\infty}}{\omega} \alpha(\omega), \quad (7)$$

где  $c$  — скорость света. Первое слагаемое в фигурной скобке выражения (5) соответствует переходам с участием тяжелой дырки, второе — легкой. Несимметричный вид этих слагаемых отражает тот факт, что для тяжелых дырок зависимость энергии от волнового вектора параболическая, тогда как для легких дырок — непараболическая.

Далее, как в работе [21], представим вероятность излучательной рекомбинации в виде

$$B = \frac{R_0}{n_i^2} np, \quad (8)$$

где

$$R_0 = \frac{\chi_\infty}{\pi^2 c^2} \int \frac{\alpha(\omega)\omega^2 d\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}, \quad (9)$$

$$n_i^2 = 4 \left( \frac{kT}{2\pi\hbar^2} \right)^3 m_e^{3/2} \left( m_h^{3/2} + m_l^{3/2} \right) \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (10)$$

$\chi_\infty$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Коэффициент поглощения  $\alpha(\omega)$  связан с  $\chi''(\omega)$  соотношением (7).

Время жизни определяется как

$$\tau = [B(n+p)]^{-1}. \quad (11)$$

Следуя рассуждениям, изложенным в работе [2], получаем

$$R_0 = \left( 2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \times \frac{\sqrt{\chi_\infty} e^2 (kT)^{3/2} \sqrt{m_e} E_g^2}{\sqrt{2} \pi^{3/2} c^3 \hbar^5} \frac{(E_g + \Delta_{so})}{(3E_g + 2\Delta_{so})} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \times \left[ 1 + 3.13 \left( \frac{kT}{E_g} \right) + 5.65 \left( \frac{kT}{E_g} \right)^2 + 9.33 \left( \frac{kT}{E_g} \right)^3 \right]. \quad (12)$$

Отсюда для вероятности излучательной рекомбинации с учетом непараболичности энергетических зон имеем

$$B = B_0 \left[ 1 + 3.13 \left( \frac{kT}{E_g} \right) + 5.65 \left( \frac{kT}{E_g} \right)^2 + 9.33 \left( \frac{kT}{E_g} \right)^3 \right], \quad (13)$$

где

$$B_0 = \left( 1 + 2\sqrt{2} \right) \frac{e^2 \chi^{1/2} E_g^2 \hbar \pi^{3/2}}{m_e m_h^{3/2} (kT)^{3/2} c^3} \frac{(E_g + \Delta_{so})}{(3E_g + 2\Delta_{so})}. \quad (14)$$

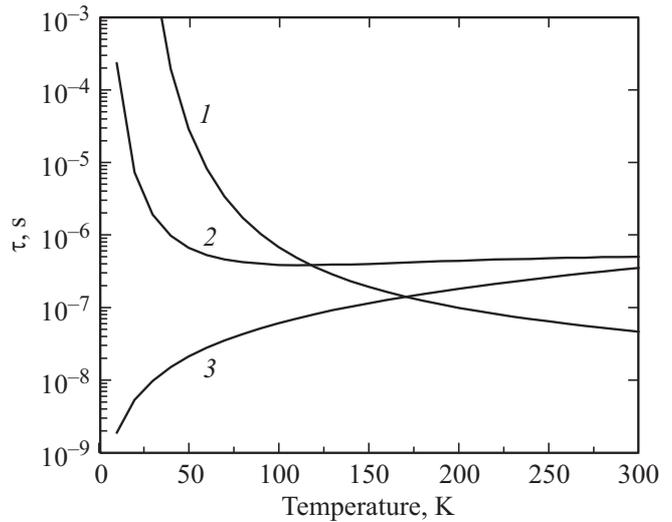
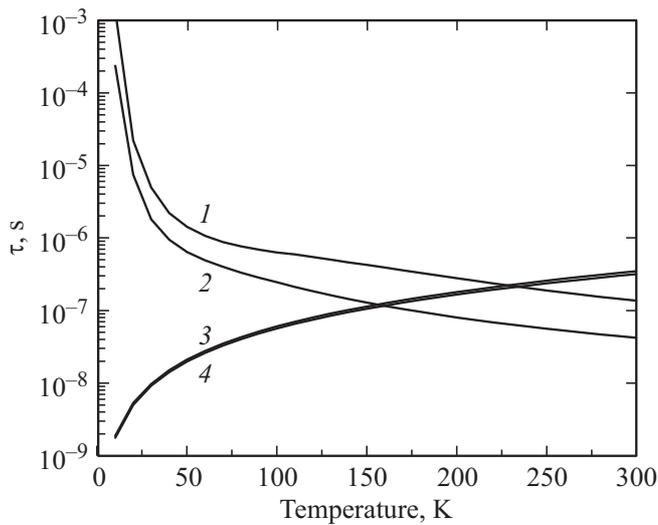


Рис. 2. Температурные зависимости времени жизни, определяющегося оже-рекомбинацией CHCC (1), CHNS (2) и излучательной рекомбинацией (3) в InAs<sub>0.91</sub>Sb<sub>0.09</sub> при концентрации носителей заряда  $n = p = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 2 представлены результаты расчета величины  $\tau$ , ограниченной излучательной рекомбинацией и оже-процессами CHCC и CHNS для светодиодной структуры с активной областью InAs<sub>0.91</sub>Sb<sub>0.09</sub>. Расчет проводился для концентрации носителей  $n, p = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Данное значение превышало экспериментально определенную для данной структуры равновесную концентрацию электронов ( $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), и, следовательно, при расчете необходимо учитывать оба описанных выше оже-механизма. Процесс CHCC является пороговым, и его скорость непрерывно падает с понижением температуры, что соответствует росту времени жизни. Скорость процесса CHNS при  $T < 50 \text{ K}$ , когда  $E_g > \Delta_{so}$ , также непрерывно падает с понижением температуры, что приводит к схожей температурной зависимости. Однако при повышении температуры выше 100 K  $E_g$  сравнивается с  $\Delta_{so}$  и даже становится меньше. Вероятность CHNS-рекомбинации уменьшается, что выражается в росте времени жизни. Как видно из рис. 2, при температурах  $T < 110 \text{ K}$  более интенсивным является процесс CHNS, однако при более высоких температурах доминирует процесс CHCC, его скорость продолжает увеличиваться с ростом температуры, в то время как скорость CHNS-процесса мало изменяется при  $T > 50 \text{ K}$ . Время жизни, ограниченное излучательной рекомбинацией, возрастает по степенному закону.

Для наглядности на рис. 3 показан вклад в  $\tau$  оже- и излучательного процессов для структур на основе InAs и InAs<sub>0.91</sub>Sb<sub>0.09</sub>. Видно, что для структуры на основе InAs<sub>0.91</sub>Sb<sub>0.09</sub> температура, при которой величины  $\tau$ , определяемые излучательной рекомбинацией и суммой безызлучательных процессов,



**Рис. 3.** Температурные зависимости времени жизни, ограниченного оже-рекомбинацией (1, 2) и излучательной рекомбинацией (3, 4) в InAs (1, 3) и InAs<sub>0.91</sub>Sb<sub>0.09</sub> (2, 4) при концентрации носителей  $n = p = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . 3, 4 практически совпадают.

сравниваются, для рассматриваемых условий составила  $T_{\text{eq}} \approx 155 \text{ К}$ . Для сравнения: для структуры на основе InAs  $T_{\text{eq}} \approx 230 \text{ К}$ .

Следует отметить, что, строго говоря, на процессы оже-рекомбинации, как СНСС, так и СННС, сильное влияние оказывают процессы релаксации носителей заряда. Учет этих процессов приводит к тому, что оже-рекомбинация перестает быть пороговым процессом, а коэффициенты оже-рекомбинации уже не будут зависеть от температуры экспоненциально [22]. Этот вопрос планируется подробно рассмотреть в последующих работах.

## 5. Заключение

Рассмотрены выражения для скорости оже- и излучательной рекомбинации, полученные в рамках модели Кейна для материалов, в которых ширина запрещенной зоны близка к энергии спин-орбитального расщепления. Сравнение с упрощенными выражениями для скорости оже-рекомбинации СННС показывает, что учет непараболичности энергетического спектра носителей заряда приводит к количественно и качественно другой температурной зависимости скорости рекомбинации. Для иллюстрации выполнен расчет температурного хода времени жизни, обусловленного излучательными и безызлучательными процессами, в твердых растворах InAsSb. Показано, что при температурах  $T < 110 \text{ К}$  более интенсивным является процесс СННС, однако при более высоких температурах доминирует процесс СНСС, его скорость продолжает увеличиваться с ростом температуры, в то время как скорость процесса СННС мало изменяется при  $T > 50 \text{ К}$ .

## Приложение

### Зависимость энергии от волнового вектора для легких и тяжелых дырок в четырехзонной модели Кейна

В работе [23] получены выражения для зависимости энергии от волнового вектора для легких и тяжелых дырок в четырехзонной модели Кейна. Для тяжелых дырок имеем

$$E = \delta - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h}. \quad (\text{П. 1})$$

Следует учесть, что в [23] за нулевую энергию выбрана энергия на  $\delta = \Delta_{so}/3$  ниже валентной зоны, т.е. энергия валентной зоны в точке максимума равна  $\delta$ .

Энергия легких дырок и дырок в спин-орбитально отщепленной зоне находится из уравнения

$$(a + ck^2)^2 + (a + ck^2)(bk^2 - \delta) - b\delta k^2 - 2\delta^2 = 0, \quad (\text{П. 2})$$

где

$$a = -E, \quad b = -\frac{\hbar^2 \gamma^2}{E_g + \delta - E} - \frac{\hbar^2}{2m_l} + \frac{\hbar^2}{2m_h}, \quad c = -\frac{\hbar^2}{2m_h}.$$

В работе [23] получено выражение  $E(k)$  в следующем виде:

$$E_{l,so} = -\frac{\delta}{2} - \frac{\hbar^2 k^2}{4} (m_L^{-1} + m_h^{-1}) \pm \sqrt{2\delta^2 + \left[ \frac{\delta}{2} - \frac{\hbar^2 k^2}{4} (m_L^{-1} + m_h^{-1}) \right]^2}, \quad (\text{П. 3})$$

где введена эффективная масса легких дырок, зависящая от энергии:

$$m_L^{-1} = \frac{2\gamma^2}{E_c - E} - \frac{1}{m_l}. \quad (\text{П. 4})$$

Для расчетов удобнее, однако, выразить волновой вектор через энергию. Тогда для  $k^2$  получаем

$$k^2 = \frac{-d \pm \{d^2 - 4c(c+b)[a^2 - a\delta - 2\delta^2]\}^{1/2}}{2c(c+b)}, \quad d = 2ac + ab - c\delta - b\delta, \quad (\text{П. 5})$$

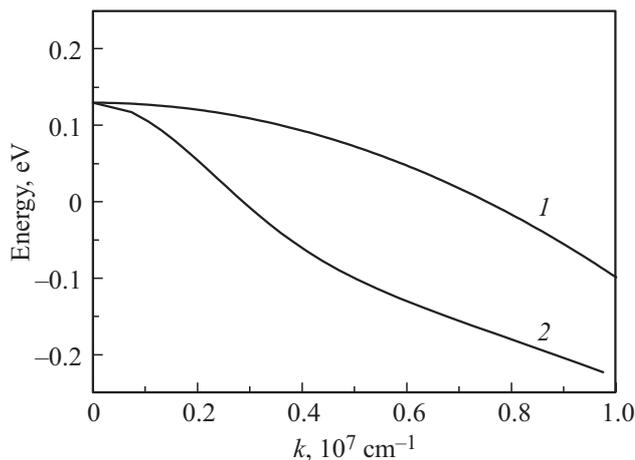
где знак „плюс“ соответствует зоне легких дырок, а „минус“ — спин-орбитально отщепленной зоне.

Как ведет себя зона легких дырок при больших  $k$ ? Легко видеть, что, устремляя  $k \rightarrow \infty$  в (П.3), имеем

$$E_l = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h}, \quad (\text{П. 6})$$

т.е. энергия начинает изменяться параболически с кривизной, определяемой массой тяжелой дырки. С учетом (П.1) это означает, что при больших  $k$  при стремлении  $k$  к границе зоны Бриллюэна зоны легкой и тяжелой дырок идут параллельно, но отстоят друг от друга на

$$\lim_{k \rightarrow \pi/a} (E_h - E_l) = \delta. \quad (\text{П. 7})$$



**Рис. 4.** Зависимости от волнового вектора энергии потолка валентной зоны для тяжелых (1) и легких (2) дырок в InAs. Максимум энергии в выбранной системе отсчета соответствует  $\delta = 0.13$  эВ.

Это иллюстрируется рис. 4, где построены зависимости от волнового вектора потолка валентной зоны для тяжелых (кривая 1) и легких (кривая 2) дырок в InAs, рассчитанные по выражению (П.5). Параметры для расчета взяты из работы [3]. Видно, что расстояние по вертикали между зонами тяжелых и легких дырок везде более чем в 2 раза меньше ширины запрещенной зоны (0.41 эВ), а значит, оже-процесс СННЛ в таком материале невозможен. Это связано с близостью значений  $E_g$  и  $\Delta_{so}$ . Например, в  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  составов с  $x = 0.2-0.3$ , где  $E_g \ll \Delta_{so}$ , СННЛ-процесс эффективен.

## Список литературы

- [1] Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, Г.Г. Зегря. ФТП, **49** (4), 444 (2015).
- [2] Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, Г.Г. Зегря. ФТП, **49** (9), 1206 (2015).
- [3] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. J. Appl. Phys., **89** (11), 5815 (2001).
- [4] Дж. Блекмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., Мир, 1964).
- [5] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова. ФТП, **16** (9), 1670 (1982).
- [6] F. Bertazzi, M. Goano, E. Bellotti. J. Electron. Mater., **40** (8), 1663 (2011).
- [7] B.V. Olson, E.A. Shaner, J.K. Kim, J.F. Klem, S.D. Hawkins, M.E. Flatte, T.F. Boggess. Appl. Phys. Lett., **103**, 052106 (2013).
- [8] В.С. Евстигнеев, В.С. Варавин, А.В. Чилисов, В.Г. Ремесник, А.Н. Моисеев, Б.С. Степанов. ФТП, **52** (6), 554 (2018).
- [9] H. Wen, B. Pinkie, E. Bellotti. J. Appl. Phys., **118** (1), 015702 (2015).
- [10] A. Haug. J. Phys. C: Solid State Phys., **17**, 6191 (1984).
- [11] Д.М. Кабанов, Е.В. Лебедев, Ю.П. Яковлев. ЖПС, **84** (5), 786 (2017).
- [12] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках*. (СПб., ПИЯФ им. Б.Н. Константинова, 1997).
- [13] Б.Л. Гельмонт. ЖЭТФ, **75** (2(8)), 536 (1978).
- [14] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Г.Г. Зегря, Д.А. Фирсов, В.А. Шальгин, И.Н. Ясиевич, Е.В. Берегулин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках и размерно-квантованных структурах*. (СПб., Наука, 2001).
- [15] М.Ш. Айдаралиев, Г.Г. Зегря, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, **26** (2), 246 (1992).
- [16] N.K. Dutta, R.J. Nelson. J. Appl. Phys., **53** (1), 74 (1982).
- [17] A. Haug, D. Kerkhoff, W. Lochmann. Phys. Status Solidi B, **89** (2), 357 (1978).
- [18] A. Sugimura. J. Appl. Phys., **51** (8), 4405 (1980).
- [19] Б.Л. Гельмонт, З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. ФТП, **18** (10), 1803 (1984).
- [20] Н.Л. Баженов, В.И. Иванов-Омский, А.И. Ижнин, В.А. Смирнов. ФТП, **25** (6), 1103 (1991).
- [21] Б.Л. Гельмонт, Г.Г. Зегря. ФТП, **25** (11), 2019 (1991).
- [22] A. Polkovnikov, G. Zegrya. Phys. Rev. B, **64** (7), 073205 (2001).
- [23] Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. ЖЭТФ, **113** (4), 1491 (1998).

Редактор Л.В. Шаронов

## Carrier lifetime in semiconductors with close values of energy gap and spin-orbit splitting energy

N.L. Bazhenov<sup>1</sup>, K.D. Mynbaev<sup>1,2</sup>,  
A.A. Semakova<sup>2</sup>, G.G. Zegrya<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ioffe Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia  
<sup>2</sup> ITMO University,  
197101 St. Petersburg, Russia

Expressions for recombination rates for Auger and radiative processes were obtained within the framework of Kane's model for materials, where the energy gap is close to the spin-orbit splitting energy, which is the case in InAs, InAsSb etc. Comparison is made of our results with simplified expressions often used in literature and it is shown that strict account for non-parabolicity of the electronic structure is a necessity for correct calculation of recombination rates. For illustration, temperature dependences of the carrier lifetimes for InAsSb solid solutions governed by radiative and non-radiative processes were calculated.