

МНОГОФОТОННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР В КРИСТАЛЛАХ С ГЛУБОКИМИ ПРИМЕСЯМИ. II. КАСКАДНЫЕ ПРОЦЕССЫ¹

© 2011 г. Р. С. Левицкий, канд. физ.-мат. наук; Е. Ю. Перлин, доктор физ.-мат. наук; А. А. Попов

Центр “Информационные оптические технологии” СПбГУ ИТМО, Санкт-Петербург

E-mail: eyperlin@mail.ru

Рассмотрена генерация неравновесных электрон-дырочных пар в широкозонных кристаллах за счет каскада двухфотонных переходов “валентная зона–глубокая примесь” и “глубокая примесь–зона проводимости”. Составлены и решены уравнения баланса для населенностей электронов и дырок в зонных и примесных состояниях. Предложенный механизм даже в случае умеренных концентраций глубоких примесей и частот света, меньших четверти ширины запрещенной зоны кристалла, позволяет получить заметную концентрацию свободных носителей при интенсивностях возбуждающего света $j \approx 100$ МВт/см².

Ключевые слова: двухфотонные переходы, глубокие примесные центры, каскадные переходы.

Коды OCIS: 190.4180, 190.7220, 190.4720.

Поступила в редакцию 13.01.2011.

1. Введение

Процессы генерации сильным низкочастотным светом неравновесных электрон-дырочных пар (ЭДП) в полупроводниках и диэлектриках изучены к настоящему времени весьма подробно. Однако в тех случаях, когда при относительно умеренных интенсивностях света с энергией кванта $\hbar\omega < E_g/3$ (E_g – ширина запрещенной зоны материала) наблюдается заметное число неравновесных носителей заряда, вопрос о механизмах генерации часто оказывается дискуссионным.

В работах [1–3] сообщалось об экспериментах, где наблюдалась фотопроводимость в диэлектриках, обусловленная, по мнению авторов, s -фотонными переходами с $s = 3$ –6. Однако в работе [4], где такая интерпретация экспериментальных данных работ [1–3] была оспорена, указывалось, что высокостепенные зависимости сигнала фотопроводимости от интенсивности лазерного излучения могут объясняться поверхностной фотопроводимостью либо фотоэлектрическим электродным эффектом.

¹ Первая часть статьи “Многофотонная генерация электрон-дырочных пар в кристаллах с глубокими примесями. I. Вероятности двухфотонных переходов “зона–примесь” опубликована в “Оптическом журнале” 2010. № 10. С. 3–9.

Несколько позже в работе [5] был детально исследован механизм предпробойного поглощения света с длиной волны 532 нм ($\hbar\omega = 2,33$ эВ) в NaCl. В этой работе было установлено, что за поглощение отвечают неравновесные носители (поляроны), возбужденные благодаря четырехфотонным междузонным переходам.

В последнее десятилетие был предложен и практически реализован ряд различных схем апконверсии в примесных системах с использованием эффекта фотонной лавины (подробную библиографию см. в [6]). В частности, в [7] рассмотрена высокоэффективная лавинно-каскадная схема апконверсии в восьмиуровневой модели ионов Tm³⁺ в кристаллах YLF. Эта схема позволяет получать излучение с длиной волны $\lambda \approx 0,29$ мкм при накачке с $\lambda = 1,11$ мкм или $\lambda = 0,649$ мкм. Можно констатировать, что использование фотонной лавины позволяет весьма эффективным способом возбуждать коротковолновую люминесценцию с помощью длинноволновой накачки умеренной интенсивности. Однако процесс фотонной лавины в системах примесных редкоземельных ионов развивается медленно из-за малых значений сил осцилляторов для актуальных оптических переходов и длительного времени жизни возбужденных электронных состояний. В то же время в квантовых ямах силы осцилляторов для

переходов между подзонами размерного квантования являются величинами порядка единицы и, кроме того, достаточно коротки времена релаксации в электронной системе. В работах [8–13] эффект фотонной лавины исследовался в гетероструктурах с глубокими квантовыми ямами и было показано, что этот эффект может использоваться как для низкоэнергетического быстрого переключения материала между состояниями с существенно различными оптическими и электрическими параметрами, так и для эффективной генерации неравновесных электрон-дырочных пар светом умеренной интенсивности с энергией кванта, в 4–5 раз меньшей E_g .

Иногда фотовозбуждение неравновесных ЭДП происходит за счет многофотонных процессов оже-типа, которые занимают промежуточное положение между “обычной” многофотонной и лавинной генерацией ЭДП. В этом случае основная часть энергии, необходимой для рождения ЭДП, поступает за счет поглощения нескольких фотонов и лишь остаток – за счет малой по сравнению с E_g кинетической энергии разогретого светом свободного электрона или дырки. Изучение нелинейной фотогенерации ЭДП с участием свободных носителей началось с работ [14, 15], посвященных трехфотонным переходам между верхней валентной зоной и нижней зоной проводимости в полупроводниковых кристаллах InAs под действием излучения CO₂-лазера. В работе [16] были теоретически исследованы многофотонные межзонные переходы с участием свободных носителей для трехзонной модели кристалла. Как показано в работах [17, 18], переходы такого типа могут при определенных условиях запустить процесс многофотонной лавины, который в свою очередь может инициировать оптический пробой кристалла.

Для перечисленных выше процессов, исключая процессы многофотонной лавины в квантовых ямах, генерация сколько-нибудь значительного количества ЭДП с энергией большей $3\hbar\omega$ оказывается возможной лишь при интенсивностях света $j \geq 10^9$ Вт/см². Сказанное относится и к многофотонной генерации ЭДП в системах с квантовыми ямами, хотя в таких системах скорость генерации убывает с ростом числа фотонов, участвующих в элементарном акте перехода, медленнее, чем в объемных материалах [19]. Мы здесь исключаем из рассмотрения излучение дальнего ИК диапазона, для которого в ряде случаев велики вероятности

переходов с участием большого числа фотонов [20–22], и считаем, что частота света ω велика по сравнению с энергиями колебательных возбуждений кристалла.

Представляет интерес вопрос о роли глубоких примесей при многофотонной генерации ЭДП. В первой части работы [23] с помощью модели потенциала нулевого радиуса были вычислены вероятности двухфотонных переходов (ДФП) между валентной зоной и дискретным примесным уровнем, а также между дискретным примесным уровнем и зоной проводимости. В настоящей работе подробно исследована кинетика процесса генерации неравновесных ЭДП в широкозонных полупроводниках и диэлектриках за счет каскада рассмотренных в [23] переходов через локальные уровни в запрещенной зоне.

2. Схема каскадной генерации неравновесных электрон-дырочных пар в кристаллах с глубокими примесями и уравнения баланса

Как и в работе [23], рассмотрим диэлектрик или полупроводник с широкой запрещенной зоной. Пусть в кристалле имеется достаточно высокая концентрация одноуровневых (рис. 1) либо двухуровневых (рис. 2) глубоких примесных центров. Для определенности предположим, что расстояния от состояний примеси до дна зоны проводимости c и потолка валентной зоны v составляют чуть меньше энергии $2\hbar\omega$ двух фотонов (см. рис. 1, 2).

Кинетику фотопереходов будем описывать с помощью уравнений баланса. Система уравнений для концентраций электронов в зоне проводимости n_c , валентной зоне n_v и одноуровневых примесных центров будет иметь вид

$$\begin{aligned} \dot{n}_c &= \sigma_{\lambda c} j^2 n_\lambda n_i - W_{c\lambda} n_c - d_c n_c (p_0 + n_c - \eta n_i + n_\lambda n_i), \\ \dot{n}_\lambda &= -\sigma_{\lambda c} j^2 n_\lambda + W_{c\lambda} \frac{n_c}{n_i} + \sigma_{v\lambda} j^2 (1 - n_\lambda), \\ \dot{n}_v &= \sigma_{v\lambda} n_i j^2 (1 - n_\lambda) - d_c n_c (p_0 + n_c - \eta n_i + n_\lambda n_i) \end{aligned} \quad (1)$$

с начальными условиями при $t = 0$: $n_c = 0$, $n_\lambda = 0$ (или 1), $n_v = p_0$. В формулах (1) использованы следующие обозначения: σ_{lk} – сечения оптических переходов между l -м и k -м уровнями, W_{lk} – вероятность безызлучательного перехода с l -го на k -й уровень, $d_c n_c (p_0 + n_c - \eta n_i + n_\lambda n_i)$ – скорость бимолекулярной рекомбинации электронов в зоне проводимости c с дырками в валентной зоне v , p_0 – равновесная концентрация

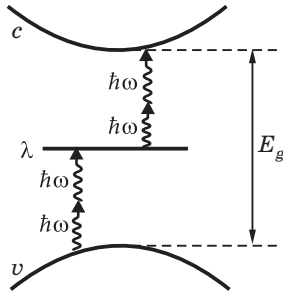


Рис. 1. Схема переходов при каскадной генерации ЭДП.

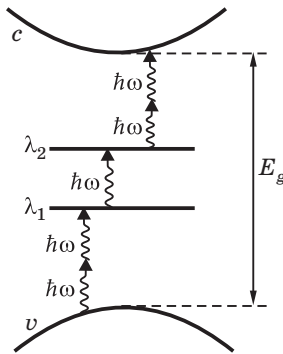


Рис. 2. Схема переходов при каскадной генерации ЭДП.

дырок, n_i – концентрация примесных центров. Параметр η принимает значения 0 или 1 в случаях, когда до включения света основное состояние центра соответственно не заполнено либо заполнено.

Для случая двухуровневых примесных центров система уравнений баланса имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \dot{n}_c &= \sigma_{\lambda_2 c} j^2 n_{\lambda_2} n_i - W_{c\lambda_2} n_c - \\
 &- d_c n_c (p_0 + n_c - \eta n_i + n_{\lambda_1} n_i + n_{\lambda_2} n_i), \\
 \dot{n}_{\lambda_2} &= -\sigma_{\lambda_2 c} j^2 n_{\lambda_2} + W_{c\lambda_2} \frac{n_c}{n_i} + \\
 &+ \sigma_{\lambda_1 \lambda_2} j (n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}) - W_{\lambda_2 \lambda_1} n_{\lambda_2}, \\
 \dot{n}_{\lambda_1} &= -\sigma_{\lambda_1 \lambda_2} j (n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}) + W_{\lambda_2 \lambda_1} n_{\lambda_2} + \sigma_{v\lambda_1} j^2 (1 - n_{\lambda_1}), \\
 \dot{n}_v &= \sigma_{v\lambda_1} n_i j^2 (1 - n_{\lambda_1}) - \\
 &- d_c n_c (p_0 + n_c - \eta n_i + n_{\lambda_1} n_i + n_{\lambda_2} n_i)
 \end{aligned} \quad (2)$$

с начальными условиями при $t = 0$: $n_c = 0$, $n_{\lambda_1} = 0$, $n_{\lambda_2} = 0$ (или $n_{\lambda_1} = 1$, $n_{\lambda_2} = 0$), $n_v = p_0$. В формулах (2) n_{λ_1} – заселенность электронов в основном состоянии двухуровневого примесного центра, n_{λ_2} – концентрация электронов в возбужденном состоянии двухуровневого примесного центра.

3. Результаты численного решения уравнений баланса для случая незаполненных центров

На рис. 3 и 4 приведены квазистационарные значения заселенностей различных состояний в зависимости от интенсивности света j при различных концентрациях незаполненных ($n_{\lambda} = 0$ при $t = 0$) одноуровневых примесных центров n_i и фиксированном значении константы бимолекулярной рекомбинации $d_c = 3 \times 10^{-8}$ см³/с (рис. 3) и от величины d_c при $j = 5 \times 10^{10}$ Вт/см². Представленные зависимости получены в результате численного решения системы уравнений (1) при незаселенных в начальный момент времени примесных центрах для следующих значений параметров: $\sigma_{\lambda c} = 1,09 \times 10^{-22}$ см²/(с Вт), $\sigma_{v\lambda} = 2,93 \times 10^{-22}$ см²/(с Вт), $W_{c\lambda} = 10^{10}$ с⁻¹. При расчете сечений ДФП типов “примесь–зона” и “зона–примесь” в дополнение к каналам процессов второго порядка, рассмотренным в [23], учитывались дополнительные “межзонные” каналы (соответствующие расчеты приведены в Приложении), которые, как показали расчеты, играют существенную роль именно в случае одноуровневых центров.

При обсуждении зависимостей, представленных на рис. 3, следует иметь в виду, что уже при относительно слабых интенсивностях

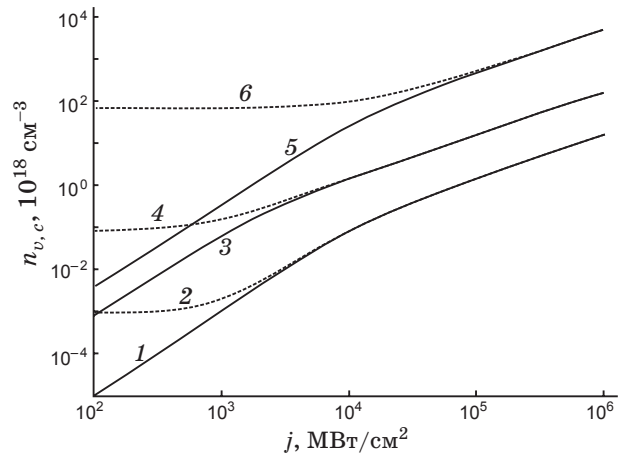


Рис. 3. Зависимости концентраций носителей в зоне проводимости n_c и валентной зоне n_v от интенсивности накачки j при различных концентрациях одноуровневых примесных центров n_i . 1 – n_c при $n_i = 10^{15}$ см⁻³, 2 – n_v при $n_i = 10^{15}$ см⁻³, 3 – n_c при $n_i = 10^{17}$ см⁻³, 4 – n_v при $n_i = 10^{17}$ см⁻³, 5 – n_c при $n_i = 10^{20}$ см⁻³, 6 – n_v при $n_i = 10^{20}$ см⁻³; $d = 3 \times 10^{-8}$ см³/с. В начальный момент времени примесные состояния не заселены.

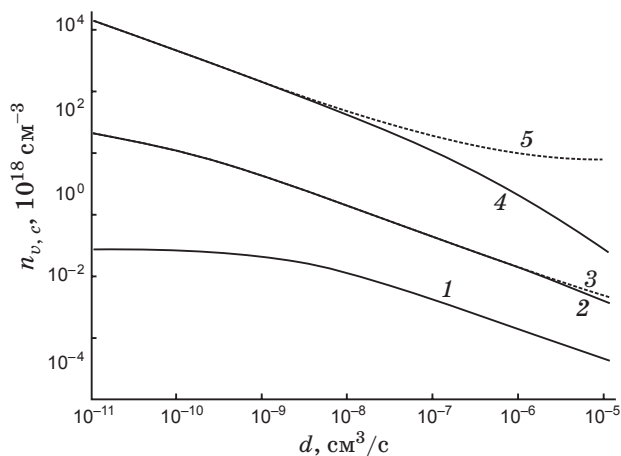


Рис. 4. Зависимости концентраций носителей в зоне проводимости n_c и валентной зоне n_v от скорости бимолекулярной рекомбинации d_c при различных концентрациях одноуровневых примесных центров n_i . 1 – n_c и n_v при $n_i = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 2 – n_c при $n_i = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 3 – n_v при $n_i = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 4 – n_c при $n_i = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, 5 – n_v при $n_i = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. $j = 5 \times 10^{10} \text{ Вт/см}^2$. В начальный момент времени примесные состояния не заселены.

$j \leq 100 \text{ МВт/см}^2$ происходит заполнение примесных состояний электронами за счет ДФП “валентная зона–примесь”. При этом в валентной зоне появляется соответствующее количество дырок. Лишь при дальнейшем увеличении интенсивности начинает действовать вторая ступень каскада, а в зоне проводимости появляются неравновесные электроны, попавшие туда в результате ДФП с примесных состояний. Следует также отметить, что зависимость числа неравновесных носителей от константы d_c бимолекулярной рекомбинации в широком диапазоне ее значений носит плавный характер, так что изменение d_c в пределах разумных значений мало меняет общую картину генерации ЭДП.

На рис. 5 и 6 приведены результаты численного решения системы уравнений (2) для случая незаполненных двухуровневых примесных центров при следующих значениях параметров: $\sigma_{\lambda_2 c} = 7 \times 10^{-21} \text{ см}^2/(\text{с Вт})$, $\sigma_{v\lambda_1} = 1,5 \times 10^{-20} \text{ см}^2/(\text{с Вт})$, $W_{c\lambda_2} = W_{\lambda_2\lambda_1} = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_{\lambda_1\lambda_2} = 3 \times 10^{-2} \text{ см}^2/(\text{с Вт})$, $d_c = 3 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ (рис. 5) $j = 5 \times 10^9 \text{ Вт/см}^2$ (рис. 6), $p_0 = 0$. Видно, что качественная картина процесса не изменяется, хотя концентрации неравновесных носителей оказываются несколько большими, чем в случае одноуровневых центров.

Зависимости квазиравновесных концентраций от интенсивности света для случая заполненных примесных центров приведены на рис. 7 (одноуровневые центры) и рис. 8 (двухуровневые центры). В случае одноуровневых заполненных центров ($n_\lambda = 0$ при $t = 0$) зависимости заселенностей от интенсивностей отличаются от случая одноуровневых центров. При концентрации примесей n_i , меньшей эффективной плотности зонных состояний N_c, N_v (как правило, $N_c, N_v \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$), во всем диапазоне

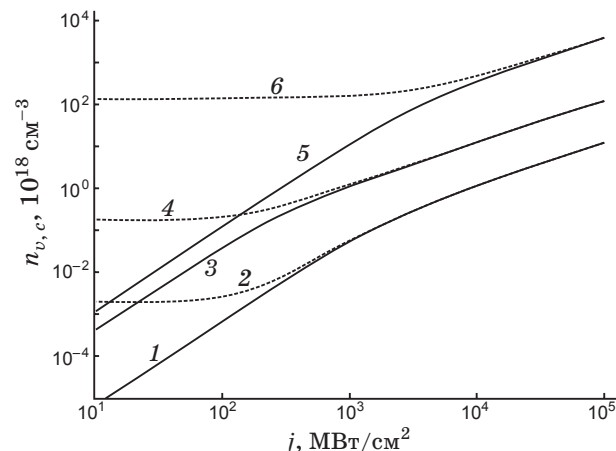


Рис. 5. Зависимости концентраций носителей в зоне проводимости n_c и валентной зоне n_v от интенсивности накачки j при различных концентрациях двухуровневых примесных центров n_i . Обозначения те же, что на рис. 3; $d = 3 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$. В начальный момент времени примесные состояния не заселены.

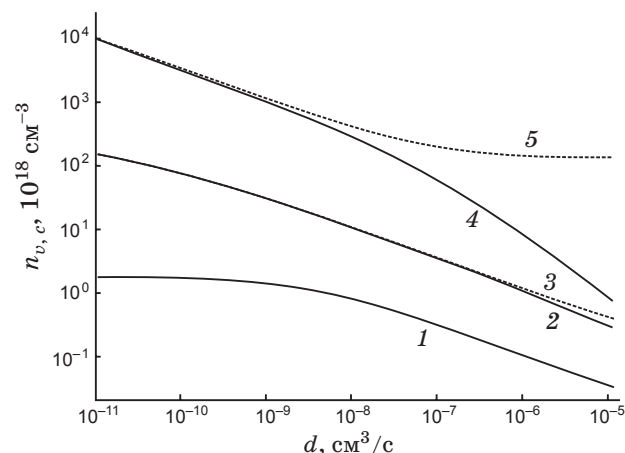


Рис. 6. Зависимости концентраций носителей в зоне проводимости n_c и валентной зоне n_v от скорости бимолекулярной рекомбинации d_c при различных концентрациях двухуровневых примесных центров n_i . Обозначения линий те же, что на рис. 4; $j = 5 \times 10^9 \text{ Вт/см}^2$. В начальный момент времени примесные состояния не заселены.

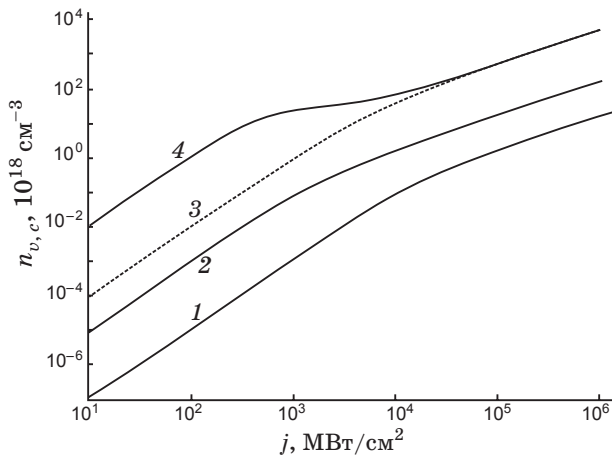


Рис. 7. Зависимости концентраций носителей в зоне проводимости n_c и валентной зоне n_v от интенсивности накачки j при различных концентрациях одноуровневых примесных центров n_i . 1 – n_c и n_v при $n_i = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, 2 – n_c и n_v при $n_i = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 3 – n_v при $n_i = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, 4 – n_c при $n_i = 10^{20} \text{ см}^{-3}$; $d = 3 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$. В начальный момент времени примесные состояния заселены.

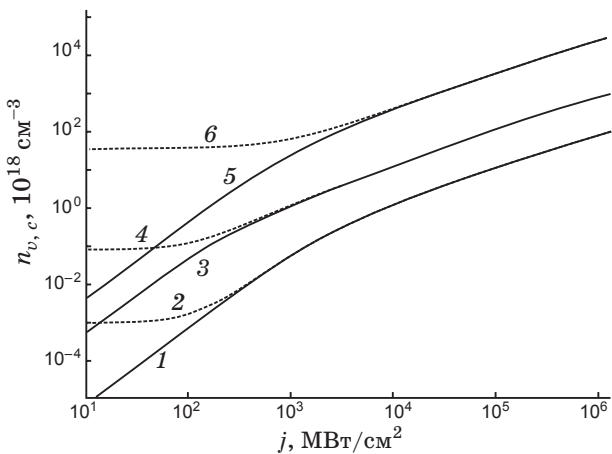


Рис. 8. Зависимости концентраций носителей в зоне проводимости n_c и валентной зоне n_v от интенсивности накачки j при различных концентрациях двухуровневых примесных центров n_i . Обозначения линий такие же, как на рис. 3. $d = 3 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$. В начальный момент времени основное состояние примеси заселено.

интенсивностей света количество неравновесных электронов оказывается равным количеству неравновесных дырок. Если же $n_i \gg N_c, N_v$, то при умеренных интенсивностях света количество неравновесных электронов, образовавшихся за счет ДФП “примесь–зона проводимости”, намного превосходит число неравновесных дырок. Последние могут образоваться за счет ДФП “валентная зона–примесь” лишь

после того, как примесное состояние освободится благодаря переходам на верхней ступени каскада. В области высоких интенсивностей света концентрации неравновесных электронов и дырок практически всегда в рассматриваемой модели совпадают.

В случае заполненных двухуровневых центров уже при малых интенсивностях света нижнее примесное состояние освобождается за счет однофотонных переходов в верхнее состояние. Кроме того, при выбранных значениях параметров сечение ДФП “валентная зона–нижний примесный уровень” несколько превосходит сечение ДФП “верхний примесный уровень–зона проводимости”. Поэтому при умеренных значениях j число неравновесных дырок значительно превосходит число неравновесных электронов.

4. Заключение

Проведенный в работе анализ показал, что рассмотренный многофотонно-каскадный механизм, начиная с концентраций глубоких примесных центров $n_i \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, может при типичных значениях параметров зонной структуры широкозонных диэлектриков или полупроводников приводить к генерации большего количества неравновесных электрон-дырочных пар, чем “обычные” прямые четырех- или пятифотонные межзонные переходы. В отличие от эффекта многофотонной лавины рассмотренный механизм не характеризуется какой-либо пороговой интенсивностью возбуждающего лазерного излучения. При высоких концентрациях примесей $n_i \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ существенный вклад в генерацию ЭДП могут дать процессы передачи энергии возбуждения между различными примесными центрами. Исследованию этих процессов будет посвящена отдельная публикация.

Работа выполнена при поддержке аналитической ведомственной целевой программы “Развитие научного потенциала высшей школы” (проекты 2.1.1/9200, 9653) и РФФИ (грант 09-02-00223).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Межзонные каналы для двухфотонных переходов “зона–примесь” в случае одноуровневых центров

Вероятность ДФП между валентной зоной v и примесным состоянием с энергией E_λ имеет вид

$$W_{v\mathbf{k}_v,\lambda} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{\Omega}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k}_v |M_{v\mathbf{k}_v,\lambda}|^2 \delta\left(E_g - |E_\lambda| + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_v^2}{2m_v} - 2\hbar\omega\right), \quad (\text{П1})$$

где $M_{v\mathbf{k}_v,\lambda}$ – составной матричный элемент процесса второго порядка по полю электромагнитной волны, E_λ – энергия примесного состояния, отсчитанная от дна зоны проводимости, Ω – нормировочный объем.

Фейнмановские диаграммы, соответствующие дополнительным (по сравнению с [23]) каналам процесса второго порядка, приведены на рис. 9.

Для составного матричного элемента перехода имеем

$$M_{v\mathbf{k}_v,\lambda} = \left[V_{vc} V_{c\lambda} / \left(-|E_g| - \hbar^2 k_v^2 / (2m_r) + \hbar\omega \right) + V_{vv} V_{v\lambda} / \hbar\omega \right]. \quad (\text{П2})$$

Здесь V_{ij} – матричные элементы оператора взаимодействия электронной системы с полем электромагнитной волны $H_{e-ph} = e\mathbf{A} \cdot \mathbf{p} / (mc)$, где \mathbf{A} – вектор-потенциал электромагнитной волны, \mathbf{p} – оператор импульса электрона, c – скорость света, e и m – заряд и масса свободного электрона, m_r – приведенная масса электрона и дырки ($m_r = m_c m_v / (m_c + m_v)$). Имеем:

$$V_{vv} = -\frac{e\hbar}{m_v c} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{k}_v), \quad V_{vc} = \frac{e\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}_{cv}}{mc}, \quad (\text{П3})$$

$$V_{v\lambda} = \frac{eN_\lambda}{mc\Omega^{1/2}} \left(\frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}_{cv}}{\frac{\hbar^2 k_v^2}{2m_c} + |E_\lambda|} - \frac{\frac{m}{m_v} \hbar (\mathbf{A} \cdot \mathbf{k}_v)}{-|E_g| - \frac{\hbar^2 k_v^2}{2m_v} + |E_\lambda|} \right), \quad (\text{П4})$$

$$V_{c\lambda} = \frac{eN_\lambda}{m c \Omega^{1/2}} \left(\frac{\frac{m}{m_c} \hbar (\mathbf{A} \cdot \mathbf{k}_v)}{\frac{\hbar^2 k_v^2}{2m_c} + |E_\lambda|} + \frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}_{cv}}{-|E_g| - \frac{\hbar^2 k_v^2}{2m_v} + |E_\lambda|} \right). \quad (\text{П5})$$

Коэффициенты N_λ определяются формулой (7), приведенной в первой части нашей работы [23].

Полученные выражения подставим в (П1) и, после интегрирования по углу между векто-

рами \mathbf{A} и \mathbf{k}_v , выполним с помощью δ -функции интегрирование по k_v . В итоге для вклада дополнительных каналов в вероятности ДФП “валентная зона–примесь” получим

$$W_{v\lambda} = \frac{4A^4 e^4 k_{0v} N_\lambda^2}{15c^4 m^4 m_v \pi \beta_c^2 \omega^2 \hbar^3} \times \left[\frac{5k_c^2 m^2 p_{cv}^2 (m_c \beta_c + m_v \omega \hbar)^2}{(2|E_\lambda| m_c + k_v^2 \hbar^2)^2} + \frac{15m_v^4 p_{cv}^4 \omega^2 + 10k_{0v}^2 m^2 m_v^2 p_{cv}^2 \beta_c \omega \hbar + 3k_{0v}^4 m^4 \beta_c^2 \hbar^2}{(-2|E_\lambda| m_v + 2|E_g| m_v + k_{0v}^2 \hbar^2)^2} \right], \quad (\text{П6})$$

Здесь

$$A = \sqrt{\frac{8\pi c j}{\sqrt{\varepsilon_\infty} \omega^2}}, \quad k_v = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_v \Delta_v}, \quad \beta_c = \gamma \Delta + |E_\lambda| + \hbar\omega, \quad (\text{П7})$$

$$\Delta_v = (|E_\lambda| - |E_g| + 2\hbar\omega), \quad \gamma = m_v / m_c,$$

j – интенсивность света, ε_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Аналогичным образом вычисляется вероятность двухфотонного перехода “примесь–зона проводимости”

$$W_{\lambda c} = \frac{4A^4 e^4 k_c N_\lambda}{15c^4 m^4 m_c \pi \beta_c^2 \omega^2 \hbar^3} \times \left[\frac{5k_c^2 m^2 p_{cv}^2 (m_v \beta_c - m_c \omega \hbar)^2}{(-2|E_\lambda| m_v + 2|E_g| m_v + k_{0c}^2 \hbar^2)^2} + \frac{15m_c^4 p_{cv}^4 \omega^2 - 10k_c^2 m^2 m_c^2 p_{cv}^2 \beta_c \omega \hbar + 3k_{0c}^4 m^4 \beta_c^2 \hbar^2}{(2|E_\lambda| m_c + k_{0c}^2 \hbar^2)^2} \right], \quad (\text{П8})$$

$$k_{0c} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_c \Delta_c}, \quad \beta_c = E_g - \hbar\omega + (1 + \gamma^{-1}) \Delta_c, \quad (\text{П9})$$

$$\Delta_c = (2\hbar\omega - |E_\lambda|).$$

* * * * *



Рис. 9. Фейнмановские диаграммы для матричного элемента двухфотонного перехода $v \rightarrow \lambda$: сплошные линии – электроны, волнистые линии – фотоны.

1. Днепроvский В.С., Клышко Д.Н., Пенин А.Н. Фотопроводимость диэлектриков под действием излучения лазера // Письма в ЖЭТФ. 1964. Т. 3. № 10. С. 385–389.
2. Асеев Г.И., Кац М.Л., Никольский В.К. Многофотонное возбуждение фотопроводимости в щелочно-галогидных кристаллах лазерным излучением // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 8. № 4. С. 174–177.
3. Catalano I.M., Cingolano A., Minafra A. Multiphoton transitions in ionic crystals // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. № 4. P. 1629–1632.
4. Горшков Б.Г., Епифанов А.С., Маненков А.А., Панов А.А. Лазерное возбуждение неравновесных носителей в широкозонных диэлектриках // В сб.: Лазерные исследования дефектов в полупроводниках и диэлектриках (Труды ИОФАН; Т. 4). М.: Наука, 1986. С. 99–184.
5. Jones S.C., Shen X.A., Braunlich R.F., Kelly P., Epifanov A.S. Mechanism of prebreakdown nonlinear energy deposition from intense photon field at 532 nm in NaCl // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. № 2. P. 894–897.
6. Joubert M.-F. Photon avalanche upconversion in rare-earth laser materials // Optical Materials. 1999. V. 11. P. 181–212.
7. Перлин Е.Ю., Ткачук А.М., Joubert M.-F., Moncorge R. Каскадно-лавиная up-конверсия в кристаллах $YLF:Tm^{3+}$. // Опт. и спектр. 2001. Т. 90. № 5. С. 772–781.
8. Перлин Е.Ю. Фотонная лавина в легированной квантовой яме // Опт. и спектр. 2001. Т. 5. № 5. С. 777–783.
9. Perlin E.Yu. Photon Avalanche Effect in Doped Quantum Wells // J. Luminescence. 2001. V. 94–95. P. 249–253.
10. Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С. Каскадно-лавиная генерация электрон-дырочных пар в квантовых ямах типа II // ЖЭТФ. Т. 123. № 3. С. 612–624.
11. Перлин Е.Ю., Левицкий Р.С. Фотонная лавина в легированных квантовых ямах: ап-конверсия и эффект переключения // Оптический журнал. 2006. Т. 73. № 1. С. 3–11.
12. Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С. Каскадно-лавиная ап-конверсия и генерация неравновесных электрон-дырочных пар в гетероструктурах типа II с глубокими квантовыми ямами // Оптический журнал. 2006. Т. 73. № 1. С. 12–21.
13. Левицкий Р.С., Иванов А.В., Перлин Е.Ю. Эффект фотонной лавины в гетероструктурах типа I с глубокими квантовыми ямами // Оптический журнал. 2006. Т. 73. № 2. С. 3–8.
14. Перлин Е.Ю., Федоров А.В., Кашевник М.Б. Многофотонное междузонное поглощение с участием свободных носителей в кристаллах // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 4. С. 1357–1365.
15. Данишевский А.М., Перлин Е.Ю., Федоров А.В. Многофотонное поглощение с участием свободных электронов и фононов в n -InAs // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 4. С. 1319–1328.
16. Иванов А.В., Перлин Е.Ю. Многофотонные межзонные переходы с участием фотовозбужденных свободных носителей // Опт. и спектр. 2006. Т. 100. № 1. С. 69–74.
17. Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С. Предпробойная генерация неравновесных электрон-дырочных пар: эффект многофотонной лавины // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. № 2 (8). С. 411–421.
18. Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С. Новый механизм предпробойной генерации электрон-дырочных пар в кристаллах: эффект многофотонной лавины // Изв. РАН, сер. физ. 2005. Т. 69. № 8. С. 1129–1131.
19. Перлин Е.Ю. Многофотонная генерация электрон-дырочных пар в квантовой яме // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. № 2. С. 259–265.
20. Ганичев С.Д., Ивченко Е.Л., Емельянов С.А., Перлин Е.Ю., Терентьев Я.В., Федоров А.В., Ярошецкий И.Д. Многофотонное поглощение в полупроводниках в субмиллиметровом диапазоне // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 4. С. 1233–1248.
21. Minasian H., Avetisyan S. Multiphoton absorption of intense electromagnetic laser radiation in narrow gap semiconductors // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. № 2. P. 963–966.
22. Перлин Е.Ю., Иванов А.В. Нелинейное поглощение субмиллиметрового излучения в квантовых ямах // Опт. и спектр. 1999. Т. 87. № 1. С. 42–47.
23. Левицкий Р.С., Перлин Е.Ю., Попов А.А. Многофотонная генерация электрон-дырочных пар в кристаллах с глубокими примесями. I. Вероятности двухфотонных переходов “зона–примесь” // Оптический журнал. 2010. Т. 77. № 10. С. 3–9.