

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

УДК 535.14

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

I. ВЕРОЯТНОСТИ ДВУХФОТОННЫХ ПЕРЕХОДОВ “ЗОНА–ПРИМЕСЬ”

© 2010 г. Р. С. Левицкий, канд. физ.-мат. наук; Е. Ю. Перлин, доктор физ.-мат. наук; А. А. Попов

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

Центр “Информационные оптические технологии”, Санкт-Петербург

E-mail: euperlin@mail.ru

Выполнен расчет вероятностей двухфотонных переходов между электронными состояниями непрерывного спектра (в валентной зоне или зоне проводимости) и дискретными состояниями глубокой примеси в области запрещенной зоны. В расчетах использована двухзонная модель потенциала нулевого радиуса для описания состояний глубокой примеси.

Ключевые слова: многофотонные переходы, кристаллы с глубокими примесями, модель потенциала нулевого радиуса.

Коды OCIS: 190.4180, 270.4180, 260.5210

Поступила в редакцию 13.04.2010

Введение

В процессах генерации электрон-дырочных пар (ЭДП), вызванной мощным оптическим излучением в объемных диэлектриках, широкозонных полупроводниках, а также в гетероструктурах, важную роль играют многофотонные межзонные переходы (МФМП). Первые работы по МФМП в кристаллах были выполнены в начале 60-х годов вскоре после появления лазеров. В первую очередь были исследованы двухфотонные переходы (ДФП) [1–5]. Роль МФМП в установлении предельной мощности лазеров была отмечена в работе [6]. Использование нелинейного поглощения в полупроводниках для управления длительностью лазерного импульса и ограничения его интенсивности рассмотрено в работе [7].

Существует несколько подходов к вычислению вероятности n -фотонных переходов в твердых телах. Первый из них основан на использовании n -го порядка теории возмущений (ТВ) по полю электромагнитной волны и применялся для расчета скоростей ДФП, начиная с работ [2, 4], где использовалась трехзонная модель полупроводника. Затем с помощью ТВ рассчитывались вероятности трех- и четырехфотонных

переходов [8, 9]. Для модели двух изотропных параболических зон вероятность прямых трехфотонных переходов была получена в работе [10]. В работе [11] трехфотонные переходы рассчитывались с учетом вырождения потолка валентной зоны при $\mathbf{k} = 0$ (\mathbf{k} – волновой вектор электрона или дырки) либо в модели невырожденных, но близко расположенных валентных зон и анизотропных эффективных масс электронов и дырок. Расчеты вероятностей непрямых ДФП для полупроводников, у которых экстремумы валентной зоны и зоны проводимости находятся в различных точках \mathbf{k} -пространства, были выполнены в работах [12–14]. Многофотонные процессы при взаимодействии длинноволнового оптического излучения с наноструктурами исследованы в работах [15–17].

Важную роль при вычислении вероятности МФМП играет выбор используемого в расчете вида взаимодействия электронной системы с полем световой волны. В зависимости от сделанного выбора может либо увеличиваться, либо уменьшаться относительный вклад различных каналов рассматриваемого процесса высокого порядка. Обозначим через \mathbf{E} и \mathbf{A} напряженность электрического поля и вектор-потенциал электромагнитной волны, а через \mathbf{x} , \mathbf{v} , \mathbf{p} – операторы

координаты, скорости и импульса, действующие в электронной подсистеме; e , m обозначают заряд и массу свободного электрона, c – скорость света. Приближения, которые являются, к примеру, оправданными для случая взаимодействия в форме “ $e\mathbf{E}\cdot\mathbf{x}$ ”, могут оказаться плохими для взаимодействия в форме “ $(e/mc)\mathbf{A}\cdot\mathbf{p}$ ”. Игнорирование этого обстоятельства приводит к ошибочным результатам. Так в работе [18] межзонная часть взаимодействия, выбранная в форме “ $(e/mc)\mathbf{A}\cdot\mathbf{p}$ ”, учитывалась в первом порядке, а внутризонная часть – в $n - 1$ порядке. На самом же деле, отношение внутризонного матричного элемента электрон-фотонного взаимодействия к межзонному матричному элементу определяется параметром $\beta \propto [(n\hbar\omega - E_g)/E_g]^{1/2}$, где E_g – ширина запрещенной зоны, ω – частота оптического излучения. Малость параметра β означает, что внутризонное взаимодействие в данном случае нужно учитывать в нижайшем порядке (нулевом или первом в зависимости от четности n). В задачах, где требуется вычислять внутризонные матричные элементы взаимодействия, форма “ $e\mathbf{E}\cdot\mathbf{x}$ ” неудобна из-за возникающих сингулярностей. В то же время при наличии в модельном гамильтониане задачи нелокальных потенциалов форма взаимодействия “ $(e/mc)\mathbf{A}\cdot\mathbf{p}$ ” становится не вполне адекватной в силу того, что оператор скорости \mathbf{v} перестает быть пропорциональным оператору импульса \mathbf{p} . Детальный анализ спектров ДФП для ряда объемных полупроводников с учетом поправок к оператору импульса, связанных с нелокальностью псевдопотенциала, был выполнен в работе [19]. В работе [20], где рассматривались “калибровочно-инвариантные” ДФП в квантовых ямах, в этой связи использовалось взаимодействие в так называемой скоростной калибровке. Сравнение вероятностей ДФП в квантовых ямах структур на основе GaAs, вычисленных в работе [20] с использованием скоростной калибровки и “ $(e/mc)\mathbf{A}\cdot\mathbf{p}$ ”-взаимодействия, показывает, что имеющиеся различия носят скорее количественный, чем качественный характер. Использование же взаимодействия в скоростной калибровке для расчетов вероятностей n -фотонных переходов при $n > 3$ приведет даже в случае простых моделей электронного энергетического спектра квантовой ямы к исключительно сложным выражениям.

Критерием применимости стандартной ТВ является малость отношения энергии взаимодействия электронной системы со светом к энергии кванта света $\hbar\omega$. Практически это условие почти всегда выполняется при интенсивностях света

$j \lesssim 1$ ГВт/см², если в системе не возникает однофотонного резонанса и энергия кванта света не слишком мала $\hbar\omega \geq 10^{-1}$ эВ. Специфика МФМП в субмиллиметровом диапазоне, когда критерий применимости ТВ нарушается, исследована в работе [21].

При непосредственном применении стандартной ТВ к расчету вероятностей n -фотонных переходов возникает проблема учета быстро возрастающего с увеличением n числа промежуточных виртуальных состояний. Получающиеся формулы становятся неудобными для численных оценок. В то же время, в некоторых случаях использование особенностей зонной структуры материала позволяет, не выходя за рамки ТВ, получить приемлемые выражения для вероятностей n -фотонных переходов при произвольных n . Примером может служить расчет вероятностей МФМП в полупроводниках со сложной структурой потолка валентной зоны при циркулярной поляризации света [22], а также работа [23], в которой для произвольных n в рамках ТВ получены простые формулы для вероятностей n -фотонной генерации ЭДП в полупроводниковых материалах с квантовыми ямами.

Проблемы, связанные с необходимостью учета большого числа каналов процесса высокого порядка по полю, в значительной мере устраняются в рамках подхода [24], где взаимодействие электронной системы со светом включено в волновые функции начального и конечного состояний, и вероятность n -фотонного перехода получается в первом порядке по межзонной части взаимодействия. Из-за неточности в расчетах в этой работе было получено, что частотная зависимость вероятностей n -фотонных переходов как при четных, так и при нечетных n , такая же, как у разрешенных однофотонных переходов, что противоречит результатам расчетов по стандартной ТВ. На эту неточность было указано в работе [25], где описанный выше подход [24] сформулирован в духе адиабатической ТВ. Однако в формулах работы [25] перепутаны четные и нечетные числа фотонов. Эта ошибка была исправлена в работе [26]. Подход [24–26] не сводится к двухзонному приближению: зоны, не совпадающие с теми, между которыми идет переход, неявно учитываются в предположении, что расстояние до них велико по сравнению с $\hbar\omega$. Попытки в явном виде учесть в рамках такого подхода многозонный спектр системы (см. например, [27]) приводили к формулам, громоздкость которых затрудняет их использование.

В работе [28] с помощью метода типа [24, 25] была рассчитана многофотонная генерация ЭДП и экситонов в сверхрешетке, потенциал которой моделировался периодической цепочкой δ -образных слабопроницаемых барьеров. В расчете не учитывалось смешивание светом различных минизон, принадлежащих валентной зоне и зоне проводимости. В результате были получены достаточно простые формулы для коэффициентов n -фотонного межзонного поглощения, которые оказались пропорциональными $(n - 1)$ -й степени малого отношения ширины минизоны к $\hbar\omega$.

В работе [29] с помощью метода типа [24, 25] исследовался нелинейный эффект Франца–Келдыша. Было получено аналитическое выражение для n -фотонного межзонного коэффициента поглощения в прямозонном полупроводнике в присутствии постоянного электрического поля. Полученное выражение для случая $n = 2$ применялось для описания процесса туннелирования с участием ДФП.

Промежуточный между ТВ и подходом [24, 25] способ расчета вероятностей МФМП предложен в работе [30] и развит в [21]. Этот способ, основанный на диагонализации гамильтониана электронной системы в поле электромагнитной волны, позволяет включить взаимодействие электронной системы с полем в нулевое приближение и вычислять вероятности n -фотонных переходов в первом порядке по недиагональной части преобразованного гамильтониана. При $n = 2, 3$ формулы для вероятностей переходов получаются такими же, как в ТВ. При больших n асимптотика близка к получаемой в методе [24, 25].

В настоящее время остается недостаточно исследованным вопрос о влиянии примесей с дискретными уровнями в глубине запрещенной зоны на многофотонную генерацию ЭДП. Очевидно, что примесные состояния могут играть роль как промежуточных виртуальных состояний в процессе высокого порядка по полю, так и реальных промежуточных состояний в каскадной схеме генерации ЭДП. Именно такая схема и рассматривается в этой и последующих статьях. В данной статье в рамках ТВ рассматриваются ДФП типа “примесь–зона” и “зона–примесь”, причем примесные состояния описываются в рамках модели потенциала нулевого радиуса.

Модель кристалла и волновые функции

Рассмотрим диэлектрик или полупроводник с большой шириной E_g запрещенной зоны, облучаемый интенсивным светом с частотой ω .

Пусть в кристалле имеется некоторое количество одноуровневых центров (ОЦ) (рис. 1) либо двухуровневых (ДЦ) (рис. 2) глубоких примесных центров. Для определенности предположим, что энергетические зазоры как между уровнем примеси (нижним в случае ДЦ) и потолком валентной зоны v , так и между уровнем примеси (верхним в случае ДЦ) и дном зоны проводимости c больше энергии $\hbar\omega$ одного фотона, но меньше энергии $2\hbar\omega$ двух фотонов (см. рис. 1, 2).

Для оценки вероятностей оптических переходов между электронными состояниями непрерывного спектра (в валентной зоне или зоне проводимости) и дискретными состояниями глубокой примеси в области энергий запрещенной зоны воспользуемся известной моделью

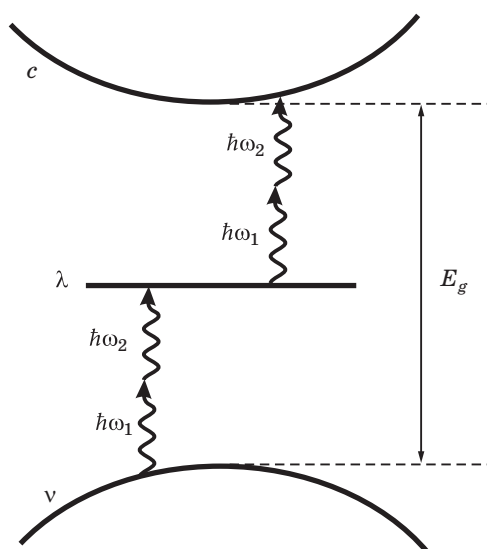


Рис. 1. Модель кристалла с одноуровневыми примесными центрами.

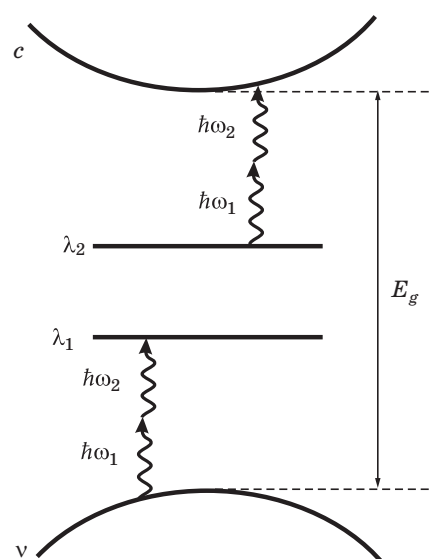


Рис. 2. Модель кристалла с двухуровневыми примесными центрами.

потенциала нулевого радиуса [31, 32]. Волновая функция примесного электрона определяется из уравнения Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi_\lambda+U(\mathbf{r})\psi_\lambda+V(\mathbf{r})\psi_\lambda=E_\lambda\psi_\lambda, \quad (1)$$

где $U(\mathbf{r})$ – эффективный периодический потенциал решетки, λ – совокупность квантовых чисел, характеризующих состояние электрона, $V(\mathbf{r})$ – потенциальная энергия электрона в поле примесного центра. Считая, что характерная длина волны свободного носителя заряда велика по сравнению с постоянной решетки, а также по сравнению с радиусом примеси, можем положить

$$V(\mathbf{r})=-V_0\delta(\mathbf{r}). \quad (2)$$

При этом собственные значения энергии примесного электрона E_λ находятся из соотношения

$$V_0\sum_{\mathbf{k},l}\frac{|\psi_{\mathbf{k}l}(0)|^2}{E_{\mathbf{k}l}-E_\lambda}=1, \quad (3)$$

где $\psi_{\mathbf{k}l}(\mathbf{r})$ – блоховская волновая функция l -й зоны, $E_{\mathbf{k}l}$ – соответствующая блоховская энергия. Как показано в работе [32], волновую функцию примесного электрона ψ_λ можно представить в следующем виде:

$$\psi_\lambda(\mathbf{r})=N_\lambda\sum_{\mathbf{k},l}\frac{\psi_{\mathbf{k}l}^*(0)\psi_{\mathbf{k}l}(\mathbf{r})}{E_{\mathbf{k}l}-E_\lambda}, \quad (4)$$

где N_λ – нормировочная константа. Индекс λ принимает значения λ_1, λ_2 в случае ДЦ и λ_1 в случае ОЦ. Функции $\psi_{\mathbf{k}l}$ будем нормировать на единицу в объеме Ω . Энергию будем отсчитывать от дна зоны проводимости c . У краев зон воспользуемся простейшей аппроксимацией, полагая для блоховских энергий зоны проводимости и валентной зоны, что

$$E_{\mathbf{k}c}=(\hbar k)^2/(2m_c), E_{\mathbf{k}v}=-E_g-(\hbar k)^2/(2m_v), \quad (5)$$

где m_c и m_v – эффективные массы электронов и дырок. При нашем выборе отсчета энергии $E_\lambda < 0$. Заменяем $\psi_{\mathbf{k}l}^*(0)$ константой $\Omega^{-1/2}$. Из всей суммы по l сохраним два члена, отвечающие зоне проводимости $l = c$ и валентной зоне $l = v$. Тогда для волновой функции получим

$$\psi_\lambda(\mathbf{r})=N_\lambda\Omega^{-1/2}\left(\sum_{\mathbf{k}}\frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}u_{\mathbf{k}c}}{\hbar^2k^2/2m_c+|E_\lambda|}+\sum_{\mathbf{k}}\frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}u_{\mathbf{k}v}}{-E_g-\hbar^2k^2/2m_v+|E_\lambda|}\right). \quad (6)$$

Из условия нормировки имеем

$$N_\lambda^2=\frac{2^{3/2}\pi\hbar^3}{m_c^{3/2}/|E_\lambda|^{1/2}+m_v^{3/2}/(|E_g|+|E_\lambda|)^{1/2}}. \quad (7)$$

Вероятности двухфотонных переходов “зона–примесь” и “примесь–зона”

Вероятность ДФП между валентной зоной v и примесным уровнем с энергией E_{λ_1} имеет вид

$$W_{v\mathbf{k}_v,\lambda_1}^{(1,2)}=\frac{2\pi}{\hbar}\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{k}_v\left|M_{v\mathbf{k}_v,\lambda_1}^{(1,2)}\right|^2\times \\ \times\delta\left(|E_{\lambda_1}|+|E_g|+\frac{\hbar^2\mathbf{k}_v^2}{2m_v}-2\hbar\omega\right), \quad (8)$$

где $M_{v\mathbf{k}_v,\lambda_1}^{(1,2)}$ – составной матричный элемент процесса второго порядка. Верхние индексы (1) или (2) относятся к случаям ДФП для ОЦ и ДЦ соответственно.

Фейнмановские диаграммы, соответствующие различным каналам процесса второго порядка, приведены на рис. 3. В случае ОЦ вклад дает только левая диаграмма, а в случае ДЦ – обе диаграммы. Для составных матричных элементов перехода имеем

$$M^{(1)}=\frac{V_{vv}V_{v\lambda_1}}{\hbar\omega}, \quad (9) \\ M^{(2)}=M^{(1)}-\frac{V_{v\lambda_2}V_{\lambda_2\lambda_1}}{2\hbar\omega},$$

где V_{ij} – матричные элементы оператора взаимодействия электронной системы с полем электромагнитной волны $H_{e-ph}=\frac{e}{mc}\mathbf{A}\cdot\mathbf{p}$. Имеем

$$V_{vv}=-\frac{e\hbar}{m_v c}(\mathbf{A}\cdot\mathbf{k}_v), V_{cc}=\frac{e\hbar}{m_c c}(\mathbf{A}\cdot\mathbf{k}_c), \quad (10)$$

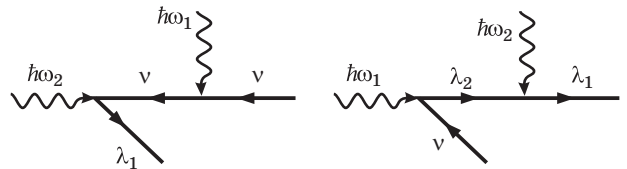


Рис. 3. Фейнмановские диаграммы для матричного элемента двухфотонного перехода $v \rightarrow \lambda_1$. Прямые линии со стрелками, направленными слева направо – электроны, прямые линии со стрелками, направленными справа налево – дырки, волнистые линии – фотоны.

$$V_{\nu\lambda_{1,2}} = \frac{eN_{\lambda_{1,2}}}{mc\Omega^{1/2}} \left(\frac{\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}_{cv}}{\frac{\hbar^2 k_\nu^2}{2m_c} + |E_{\lambda_{1,2}}|} - \frac{\frac{m}{m_\nu} \hbar (\mathbf{A} \cdot \mathbf{k}_\nu)}{-|E_g| - \frac{\hbar^2 k_\nu^2}{2m_\nu} + |E_{\lambda_{1,2}}|} \right), \quad (11)$$

$$V_{\lambda_2\lambda_1} = -\frac{(\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}_{cv}) em_c m_\nu N_{\lambda_1} N_{\lambda_2}}{\sqrt{2cm\pi\hbar^3}} \left(\frac{1}{\sqrt{m_\nu (|E_g| - |E_{\lambda_1}|) - \sqrt{|E_{\lambda_2}| m_c}}} + \frac{1}{\sqrt{m_\nu (|E_g| - |E_{\lambda_2}|) - \sqrt{|E_{\lambda_1}| m_c}}} \right). \quad (12)$$

Полученные выражения подставим в формулу (8) и, выполнив интегрирование по углу между векторами \mathbf{A} и \mathbf{k}_ν , снимем с помощью δ -функции

интегрирование по k_ν . В итоге для вероятности двухфотонного перехода “валентная зона – примесь” имеем

$$W_{\nu\lambda}^{(1)} = \frac{4(Ae)^4 k_\nu^2 N_\lambda^2}{15\pi c^4 m_\nu \omega^2 \hbar^3} \left\{ \frac{5(m_c p_{cv})^2}{m^2 [(k_\nu \hbar)^2 + 2|E_\lambda| m_c]^2} + \frac{3(k_\nu \hbar)^2}{[-2|E_{\lambda_1}| m_\nu + 2|E_g| m_\nu + (\hbar k_\nu)^2]^2} \right\}, \quad (13)$$

$$W_{\nu\lambda_1}^{(2)} = W_{\nu\lambda_1}^{(1)} + \frac{(Ae)^4 k_\nu m_c^2 m_\nu N_{\lambda_1}^2 N_{\lambda_2}^2 p_{cv}^2 \beta}{24c^4 m^4 \pi^3 \omega^2 \hbar^{11}} \left\{ \frac{12m_c^2 m_\nu^2 N_{\lambda_2}^2 p_{cv}^2 \beta}{(2|E_{\lambda_2}| m_c + \hbar^2 k_\nu^2)^2} + \right. \\ \left. + \frac{4k_\nu^2 m^2 \hbar^2}{(2|E_g| m_\nu - 2|E_{\lambda_2}| m_\nu + \hbar^2 k_\nu^2)^2} \left[m_\nu^2 N_{\lambda_2}^2 \beta - \frac{2^{5/2} \pi \hbar^3 (2|E_g| m_\nu - 2|E_{\lambda_2}| m_\nu + \hbar^2 k_\nu^2)}{(2|E_{\lambda_1}| m_c + \hbar^2 k_\nu^2)} \right] + \right. \\ \left. + \frac{2^{5/2} \pi \hbar^3 (2|E_g| m_\nu - 2|E_{\lambda_2}| m_\nu + \hbar^2 k_\nu^2)^2}{(2|E_{\lambda_2}| m_c + \hbar^2 k_\nu^2)(2|E_g| m_\nu - 2|E_{\lambda_1}| m_\nu + \hbar^2 k_\nu^2)} \right\}, \quad (14)$$

где

$$A = \sqrt{\frac{8\pi c j}{\varepsilon_\infty \omega^2}}, \quad k_\nu = \sqrt{\frac{2m_\nu}{\hbar^2} (|E_{\lambda_1}| - |E_g| + 2\hbar\omega)}, \quad (15) \\ \beta = \frac{1}{\sqrt{m_\nu (|E_g| - |E_{\lambda_1}|) - \sqrt{|E_{\lambda_2}| m_c}}} + \frac{1}{\sqrt{m_\nu (|E_g| - |E_{\lambda_1}|) - \sqrt{|E_{\lambda_1}| m_c}}}.$$

j – интенсивность света, ε_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость.

Аналогичным образом вычисляется вероятность двухфотонного перехода “примесь–зона проводимости”

$$W_{\lambda c}^{(1)} = \frac{4(Ae)^4 k_c^2 N_\lambda^2}{15\pi c^4 m_c \omega^2 \hbar^3} \left\{ \frac{5(m_\nu p_{cv})^2}{m^2 [2|E_g| m_\nu - 2|E_{\lambda_1}| m_\nu + (k_c \hbar)^2]^2} + \frac{3(k_c \hbar)^2}{[(k_\nu \hbar)^2 + 2|E_{\lambda_1}| m_c]^2} \right\}, \quad (16)$$

$$W_{\lambda_2 c}^{(2)} = W_{\lambda_2 c}^{(1)} + \frac{(Ae)^4 k_c m_c m_v^2 N_{\lambda_1}^2 N_{\lambda_2}^2 P_{cv}^2 \beta}{24c^4 m^4 \pi^3 \omega^2 \hbar^{11}} \left\{ \frac{12m_c^2 m_v^2 N_{\lambda_1}^2 P_{cv}^2 \beta}{(2|E_g| m_v - 2|E_{\lambda_1}| m_v + \hbar^2 k_c^2)^2} + \right. \\ \left. + \frac{4k_c^2 m^2 \hbar^2}{(2|E_{\lambda_1}| m_c + \hbar^2 k_c^2)^2} \left[m_c^2 N_{\lambda_1}^2 \beta - \frac{2^{5/2} \pi \hbar^3 (2|E_{\lambda_1}| m_c + \hbar^2 k_c^2)}{(2|E_g| m_v - 2|E_{\lambda_2}| m_v + \hbar^2 k_c^2)} + \frac{2^{5/2} \pi \hbar^3 (2|E_{\lambda_1}| m_c + \hbar^2 k_c^2)^2}{(2|E_{\lambda_2}| m_c + \hbar^2 k_c^2)(2|E_{\lambda_1}| m_v - 2|E_g| m_v - \hbar^2 k_c^2)} \right] \right\}. \quad (17)$$

Обсуждение результатов

Формулы (13, 14) и (16, 17) могут быть представлены в виде

$$\left. \begin{array}{l} W_{\nu\lambda}^{(1)} \\ W_{\nu\lambda_1}^{(2)} \\ W_{\lambda c}^{(1)} \\ W_{\lambda_2 c}^{(2)} \end{array} \right\} = \left. \begin{array}{l} \eta_{\nu\lambda}^{(1)} \\ \eta_{\nu\lambda_1}^{(2)} \\ \eta_{\lambda c}^{(1)} \\ \eta_{\lambda_2 c}^{(2)} \end{array} \right\} j^2. \quad (18)$$

Для частот излучения, лежащих в длинноволновой области видимого спектра или в ближнем ИК диапазоне, и при типичных значениях параметров зонной структуры значения коэффициентов в правой части (18) составляют

$$\eta_{\nu\lambda}^{(1)}, \eta_{\lambda c}^{(1)} \approx 10^3 - 10^4 \text{ см}^4 \text{ МВт}^{-2} \text{ с}^{-1}, \\ \eta_{\nu\lambda_1}^{(2)}, \eta_{\lambda_2 c}^{(2)} \approx 10^6 - 10^7 \text{ см}^4 \text{ МВт}^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Видно, что в случае двухуровневых примесных центров вероятности ДФП “зона–примесь” и “примесь–зона” оказываются существенно (на 2–3 порядка) выше, чем в случае одноуровневых центров. Это происходит благодаря наличию в случае ДЦ дополнительного “внутрицентрового” канала процесса второго порядка. Столь высокие значения вероятностей рассмотренных переходов указывают на высокую “конкурентоспособность” каскадных механизмов генерации неравновесных ЭДП с участием примесных уровней в запрещенной зоне.

Полученные результаты для вероятностей ДФП “примесь–зона” и “зона–примесь” будут использованы в следующих частях работы для анализа кинетики генерации неравновесных ЭДП излучением с энергией кванта, в 4–5 раз меньшей ширины запрещенной зоны кристалла. В рамках предложенной модели глубокой примеси с использованием метода потенциала нулевого радиуса будут также исследованы более сложные (и, при определенных условиях, более эффективные) двухэлектронные механизмы генерации ЭДП (в т.ч. механизм “оптического трамплина” [33]) и будут определены условия, при которых примесные механизмы многофотонной генерации ЭДП играют преобладающую роль.

Работа выполнена при поддержке Рособразования, гранты 2.1.1/2166, 2.1.1.2532, и РФФИ, грант 09-02-00223а.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kaiser W., Garrett C.G. Two-Photon Excitation in $\text{CaF}_2: \text{Eu}^{2+}$ // Phys. Rev. Letters. 1961. V. 7. № 6. P. 229–232.
2. Loudon R. Theory of nonlinear optical processes in semiconductors and insulators // Proc. Phys. Soc. 1962. V. 80. № 4. P. 952–961.
3. Braunstein R. Nonlinear Optical Effects // Phys. Rev. 1962. V. 125. № 2. P. 475–482.
4. Braunstein R., Ockman N. Optical double-photon absorption in CdS // Phys. Rev. 1964. V. 134. P. 499–507.
5. Hopfield J.J., Worlock J.M. Two-Quantum Absorption Spectrum of KI and CsI // Phys. Rev. 1965. V. 137. № 5A. P. 1455–1464.
6. Бункин Ф.В., Прохоров А.И. Роль многофотонных процессов в установлении предельной мощности квантовых генераторов // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. № 4. С. 1084–1086.
7. Физика соединений АИВVI // Под ред. А.Н. Георгобани, М.К. Шейнкмана. М.: Наука. 1986. С. 184–245.
8. Арифжанов С.Б., Данишевский А.М., Ивченко Е.Л., Кочегаров С.Ф., Субашиев В.К. Роль различных типов переходов при трехфотонном поглощении в InAs // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. № 1. С. 172–177.
9. Yee J. Four-photon transitions in semiconductors // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. № 2. P. 355–360.
10. Бобрышева А.И., Москаленко С.А. Трехфотонные зонно-зонные переходы в полупроводниках // ФТП. 1969. Т. 3. № 11. С. 1601–1606.
11. Yee J. Three-photon transitions in semiconductors // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. P. 449–458.
12. Ашкинадзе Б.М., Бобрышева А.И., Витиц Е.В., Коварский В.А., Леляков А.В., Москаленко С.А., Пышкин С.Л., Радауцан С.И. Некоторые нелинейные оптические эффекты в фосфиде галлия // Труды IV Междунар. конф. по физике полупроводников. Л.: Наука. 1969. Т. 1. С. 200–204.
13. Bassani F., Hassan A.R. Analysis of indirect two-photon transitions and of direct three-photon transitions in semiconductors // Nuovo Cimento. 1972. V. 7B. P. 313–319.

14. *Yee J.* Two-photon transitions in semiconductors with the shifted band extrema // *J. Phys. Chem. Solids.* 1972. V. 33. P. 643–649.
15. *Diener J., Ben-Chorin M., Kovalev D.I., Ganichev S.D., Koch F.* // Тез. докл. 2-й Российской конф. по физ. полупроводников. Зеленогорск. 1996. Т. 2. С. 204.
16. *Вугальтер Г.А., Демиховский В.Я.* // Тез. докл. 2-й Российской конф. по физ. полупроводников. Зеленогорск. 1996. Т. 2. С. 160.
17. *Дмитриев А.П., Емельянов С.А., Иванов С.В., Терентьев Я.В.* // Письма ЖЭТФ. 1995. Т. 62. № 8. С. 611–615.
18. *Brandi H.S., de Araujo C.B.* Multiphoton absorption coefficients in solids // *J. Phys. C.* 1983. V. 16. № 30. P. 5929–5936.
19. *Murayama M., Nakayama T.* Ab initio calculations of two-photon absorption spectra in semiconductors // *Phys. Rev. B.* 1995. V. 52. № 7. P. 4986–4997.
20. *Pasquarello A., Quattropani A.* Gauge-invariant two-photon transitions in quantum wells // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 38. № 9. P. 6206–6210.
21. *Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Изченко Е.Л., Перлин Е.Ю., Терентьев Я.В., Федоров А.В., Ярошецкий И.Д.* Многофотонное поглощение в полупроводниках в субмиллиметровом диапазоне // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 1233–1248.
22. *Перлин Е.Ю., Коварский В.А., Чеботарь В.Н.* Многофотонное поглощение циркулярно поляризованного света в кубических кристаллах // ФТТ. 1976. Т. 18. № 1. С. 239–241.
23. *Перлин Е.Ю.* Многофотонная генерация электрон-дырочных пар в квантовой яме // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. № 2. С. 259–265.
24. *Келдыш Л.В.* Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 5. С. 1945–1957.
25. *Бычков Ю.А., Дыхне А.М.* Пробой полупроводников в переменном электрическом поле // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 5. С. 1734–1743.
26. *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.
27. *Yacoby Y.* High frequency Franz–Keldysh effect // *Phys. Rev. B.* 1968. V. 169. № 3. P. 610–619.
28. *Монозон Б.С., Жилич А.Г.* Межзонное многофотонное поглощение в сверхрешетках // ФТТ. 1995. Т. 37. № 3. С. 936–949.
29. *Garcia H.* Tunneling assisted two-photon absorption: The nonlinear Franz-Keldysh effect // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 74. P. 035212.
30. *Kovarskii V.A., Perlin E.Yu.* Multi-photon interband optical transitions in crystals // *Phys. Stat. Sol. (b).* 1971. V. 45. № 1. P. 47–56.
31. *Lucovsky G.* On the photoionization of deep impurity centers in semiconductors. *Solid State Commun.* 1965. V. 3. № 9. P. 299–302.
32. *Бонч-Бруевич В.Л.* К теории захвата носителей заряда глубокими носителями в гомеопольярных полупроводниках // Вестник Московского университета. Сер. физика и астрономия. 1971. Т. 12. № 5. С. 586–593.
33. *Перлин Е.Ю., Левицкий Р.С.* Ионизация глубоких квантовых ям: эффект оптического трамплина // Опт. и спектр. 2007. Т. 102. № 2. С. 303–308.