УДК 535.14

ФОТОННАЯ ЛАВИНА В ЛЕГИРОВАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ: АП-КОНВЕРСИЯ И ЭФФЕКТ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ

© 2006 г. **Е. Ю. Перлин**, доктор физ.-мат. наук; **Р. С. Левицкий**

ВНЦ "Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова", Санкт-Петербург

E-mail: smperlin@online.ru

Исследован процесс запуска фотонной лавины в глубоких легированных квантовых ямах. Пороговые интенсивности ИК света, вызывающего лавину, составляют сотни киловатт на квадратный сантиметр. Энергии переключения системы между состояниями с сильным и слабым поглощением света накачки составляют десятки фемтоджоулей на квадратный микрометр.

Коды OCIS: 160.6000.

Поступила в редакцию 10.06.2005.

1. Введение

Эффект, получивший название фотонной лавины, был впервые обнаружен в 1979 году в работе [1]. Наиболее простым образом механизм фотонной лавины может быть проиллюстрирован на примере системы трехуровневых примесных атомов (ионов) в кристаллах или стеклах. Обозначим в порядке возрастания энергии основное и два возбужденных состояния примесного атома как 1, 2 и 3 (рис. 1). Предполагается, что состояние 1 является долгоживущим, а энергетические зазоры $\hbar\omega_{ij}$ ($j \neq i$; $i, j = 1, 2, 3$) между состояниями велики по сравнению с температурой среды (T). При этом $\omega_{21} < \omega_{32}$. В отсутствие оптической накачки заселено только основное электронное состояние. Пусть частота накачки ω близка к частоте перехода ω_{32} между возбужденными состояниями 2 и 3, но далека от резонанса с частотой ω_{21} перехода между основным состоянием 1 и нижним возбужденным состоянием 2. При малых интенсивностях излучения накачки j состояние системы трехуровневых атомов практически никак не изменяется, поскольку условие резонанса выполняется лишь для фотопереходов $2 \rightarrow 3$ между незаполненными возбужденными состояниями. Совершенно иная ситуация возникает при больших значениях j. Если один из огромного числа примесных атомов (A) по какой-либо причине окажется в состоянии 2, то, быстро поглощая квант света $\hbar\omega$, он переходит в состояние 3. Из состояния 3 он может вернуться в состояние 2 за счет внутрицентровой излучательной или безызлучательной релаксации. В то же время при высокой концентрации примесей и соответственно малых расстояниях между ними высока вероятность процессов кросс-релаксации, за счет которых атом A возвращается из состояния 3 в состояние 2, тогда как один из соседних атомов (B) возбуждается из основного состояния 1 в состояние 2. Таким образом, в нижнем возбужденном состоянии 2 оказываются уже два атома, каждый из которых, в свою очередь, может участвовать в таких же процессах. Процесс приобретает лавинный характер, что и позволяет говорить об эффекте фотонной лавины (ЭФЛ). В результате в состоянии 2 накапливается много электронов на различных примесях, возникает сильное поглощение на переходах $2 \rightarrow 3$ и, соответственно, высокая заселенность на уровне 3. При этом возможна люминесценция на переходе $3 \rightarrow 1$ на частоте, значительно превышающей частоту накачки ω. Ясно, что для ЭФЛ необходимо, чтобы накопление электронов в состоянии 2 благодаря поглощению света и кросс-релаксационному переносу энергии возбуждения превосходило релаксационные потери электронов в этом состоянии.

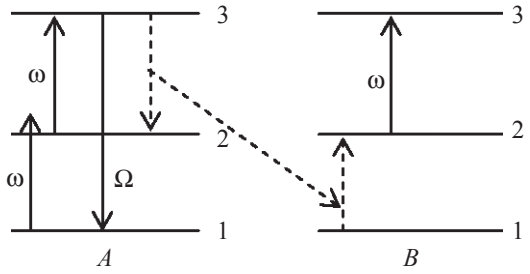


Рис. 1. Схема фотонной лавины в системе трех-

Как следует из сказанного выше, ЭФЛ возникает в ситуациях, когда поглощение света происходит на переходах из возбужденных электронных состояний. На первый взгляд, заведомо более эффективны схемы возбуждения, где оптические переходы идут из основного состояния, в котором до начала действия импульса накачки находятся почти все примеси. Однако парадоксальным образом, как показало исследование ЭФЛ в течение двух десятилетий, в основном в системах примесных редкоземельных ионов (РЗИ) (см., например, [1–10]), при $j > j_{th}$ каскадно-лавинные схемы с поглощением из нижних возбужденных состояний позволяют получить значительно

бóльшую заселенность верхних возбужденных состояний, чем чисто каскадные схемы с поглощением из основного состояния. В данной работе будет показано, что аналогичная ситуация имеет место и в случае лавинной ап-конверсии в системах с глубокими легированными квантовыми ямами (КЯ). Каскадно-лавинное возбуждение систем с глубокими квантовыми ямами типа II рассмотрено в статье [11], которая опубликована в этом же выпуске журнала.

ЭФЛ характеризуется рядом отличительных свойств, к которым в первую очередь относятся следующие: а) наличие четко выраженного порога – при интенсивности излучения накачки, равной пороговому значению (j_{th}), скачкообразным образом возрастает поглощение света накачки на переходах между возбужденными электронными состояниями, а также скачком возрастают заселенности этих состояний; б) время τ_{eq} установления квазиравновесного распределения электронов резко возрастает в области пороговых интенсивностей света j_{th}. Значения j_{th} убывают с ростом концентрации примесей.

ЭФЛ можно рассматривать в терминах фазового перехода в электрон-фотонной системе, причем имеется и формальное сходство уравнений, описывающих ЭФЛ, с соотношениями теории фазовых переходов II рода Ландау [6, 7].

Трехуровневая модель фотонной лавины удобна для объяснения природы этого явления, но практический интерес в большей мере представляют более сложные системы, где присутствует совокупность каскада внутрицентровых оптических переходов, внутрицентровой излучательной и безызлучательной релаксаций и межцентровых процессов ап-конверсии и кросс-релаксации. Именно в таких системах возможно получение люминесценции, а при определенных условиях и лазерной генерации на длине волны в 3–5 раз меньшей длины волны возбуждающего света. В последнее десятилетие был предложен и практически реализован целый ряд многоуровневых моделей лавинной ап-конверсии в примесных системах (подробную библиографию см. в [7]). В частности, в [10] рассмотрена высокоэффективная лавинно-каскадная схема ап-конверсии в восьмиуровневой модели трехзарядных ионов тулия в кристаллах YLF. Эта схема позволяет получать излучение с длиной волны $\lambda \approx 0{,}29$ мкм при накачке с $\lambda = 1{,}11$ или 0,649 мкм. Можно констатировать, что использование ЭФЛ позволяет весьма эффективным способом возбуждать коротковолновую люминесценцию с помощью длинноволновой накачки.

Фактически, когда при увеличении интенсивности накачки j эта величина переходит из области $j < j_{th}$ в область $j > j_{th}$, происходит переключение системы между состоянием (I) с незаселенными возбужденными состояниями и очень слабым поглощением излучения накачки и состоянием (II) с большими заселенностями возбужденных состояний и сильным поглощением накачки. Ясно, что после выключения накачки система возвращается из состояния II в состояние I за время порядка наиболее длинного из времен релаксации в электронной системе. Введем времена τ_{eq} установления квазиравновесного распределения в электронной системе при ЭФЛ. Тогда энергию переключения системы можно определить следующим образом: $E_{sw} \approx \tau_{eq} j_{th}$.

Типичные времена установления квазиравновесного распределения в электронной системе РЗИ при ЭФЛ составляют 1–100 мс при пороговых плотностях энергии накачки, необходимых для включения лавинного механизма, $E_{sw} \approx 0{,}1$–10 мкДж/мкм^2. Столь медленное протекание ЭФЛ в системах РЗИ, связанное с малыми значениями сил осцилляторов для актуальных оптических переходов и большими временами жизни возбужденных электронных состояний, естественно, ограничивает круг возможностей практического использования этого явления в оптоэлектронике. Поэтому представляет интерес поиск твердотельных систем, где переключение системы осуществлялось бы за значительно более короткие времена с затратой меньшей энергии. Можно предположить, что подходящей системой окажется КЯ, где, с одной стороны, силы осцилляторов для переходов между подзонами размерного квантования являются величинами порядка единицы, а с другой стороны, достаточно коротки времена релаксации в электронной системе.

2. Схема ЭФЛ в легированной КЯ

Рассмотрим глубокую прямоугольную КЯ для электронов с шириной $2a$ и глубиной ΔE_c (рис. 2). Пусть в яме существует не менее трех подзон размерного квантования, которые мы пронумеруем в порядке возрастания энергии как 1, 2 и 3. Предполагается, что КЯ равномерно легирована. При этом в отсутствие оптической накачки электроны с концентрацией n_0 заполняют состояния вблизи дна нижней подзоны 1 до квазиуровня Ферми E_F, тогда как подзоны 2 и 3 практически не заселены. Предполагается, что энергетические зазоры между подзонами $\hbar\omega_{ij}$ велики по сравнению с E_F и T. Считаем также, что $\omega_{32} > \omega_{21}$, причем $\hbar(\omega_{32} - \omega_{21}) > E_F, T$, а частота падающего света ω попадает в резонанс с переходом между второй и третьей подзонами: $\omega \approx \omega_{32}$. При малых интенсивностях света j идут лишь очень слабые фотопереходы в области далекого коротковолнового крыла полосы поглощения между подзонами 1 и 2. Эти переходы являются не-

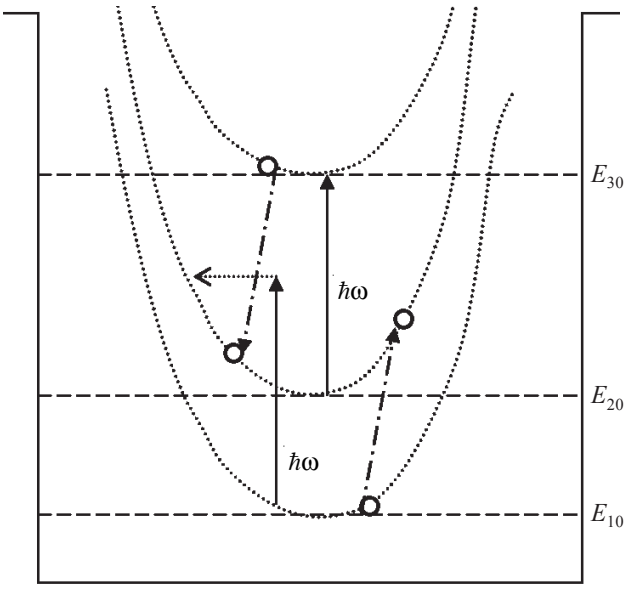


Рис. 2. Схема оптических и оже-переходов при фотонной лавине в легированных квантовых ямах.

прямыми в двумерном **k**-пространстве. Они проходят в состояния, далекие от дна подзоны 2, с передачей большого поперечного импульса, например, за счет участвующих в элементарном акте фононов. При увеличении j те немногие электроны, которые оказались в подзоне 2, быстро (за времена $\sim 10^{-13}$ с) попадают на дно этой подзоны, после чего могут либо опуститься еще ниже и вернуться в подзону 1, либо поглотить фотон $\hbar\omega$ и оказаться в подзоне 3. Сила осциллятора для резонансных разрешенных переходов $2 \to 3$ очень велика, так как определяется геометрическими размерами КЯ. Из подзоны 3 электроны могут "свалиться" в подзоны 2 и 1 (скорости этих процессов рассматриваются ниже в разд. 4). В то же время, как будет показано ниже (см. разд. 3), большой эффективностью обладает и процесс оже-типа $31 \to 22$: столкновение электрона в подзоне 3 с электроном в подзоне 1 приводит к тому, что они оба попадают в подзону 2. Каждый из этих электронов может таким же образом привести к появлению двух электронов в подзоне 2 и т. д. При больших интенсивностях света скорость прихода в подзону 2 электронов, попадающих в нее благодаря этому механизму, превышает скорость их ухода в подзону 1 за счет межподзонной релаксации. В этом случае и происходит лавинообразное увеличение заселенности. Поскольку ключевую роль для ЭФЛ в КЯ играют межподзонные переходы оже-типа $31 \to 22$, рассмотрим их подробнее.

3. Вероятности переходов оже-типа $31 \to 22$

Вероятность перехода между состоянием, в котором имеется по одному электрону в подзонах 3 и 1 с двумерными волновыми векторами $\mathbf{k}_3$ и $\mathbf{k}_1$, и состоянием, где оба электрона оказываются в подзоне 2 с волновыми векторами $\mathbf{k}_{21}$ и $\mathbf{k}_{22}$,

$$W\left(\mathbf{k}_3,\mathbf{k}_1;\mathbf{k}_{21},\mathbf{k}_{22}\right)=\frac{2\pi}{\hbar}\left(M^{(d)}_{\mathbf{k}_3,\mathbf{k}_1;\mathbf{k}_{21},\mathbf{k}_{22}}+M^{(\mathrm{exc})}_{\mathbf{k}_3,\mathbf{k}_1;\mathbf{k}_{21},\mathbf{k}_{22}}\right)^2\delta\left(E_{3\mathbf{k}_3}+E_{1\mathbf{k}_1}-E_{2\mathbf{k}_{21}}-E_{2\mathbf{k}_{22}}\right), \tag{1}$$

где $E_{i\mathbf{k}}=E_{i0}+\hbar^2k^2/2m_c$ – энергия электронов с эффективной массой m_c и двумерным волновым вектором $\mathbf{k}$ в i-й подзоне, E_{i0} обозначает энергию дна i-й подзоны размерного квантования, $M^{(d)}_{\mathbf{k}_i,\mathbf{k}_j;\mathbf{k}_k,\mathbf{k}_l}$ и $M^{(\mathrm{exc})}_{\mathbf{k}_i,\mathbf{k}_j;\mathbf{k}_k,\mathbf{k}_l}$ – прямой и обменный матричные элементы оператора межэлектронного кулоновского взаимодействия. Эти матричные элементы строятся на волновых функциях

$$\psi_{i,\mathbf{k}_i}(\mathbf{r})=\frac{1}{\sqrt{S}}e^{i\mathbf{k}_i\mathbf{r}_\perp}\varphi_i(z)u_{c0}(\mathbf{r}), \tag{2}$$

где S – площадь КЯ, z и $\mathbf{r}_\perp$ – проекции вектора координаты электрона на направление оси роста наноструктуры (ось Z) и на плоскость КЯ, $\varphi_j(z)$ – огибающая волновая функция для i-го уровня в квантовой яме, $u_{c\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ – блоховская амплитуда для зоны проводимости. Согласно закону сохранения квазиимпульса для рассматриваемого процесса

$$\mathbf{k}_3-\mathbf{k}_{21}=\mathbf{k}_{22}-\mathbf{k}_1\equiv\mathbf{q}. \tag{3}$$

Для вычисления матричного элемента кулоновского взаимодействия его следует представить в виде трехмерного ряда Фурье

$$\frac{1}{r}=\frac{4\pi}{SL}\sum_q\frac{\exp(i\mathbf{qr})}{q^2}, \tag{4}$$

где L – линейный размер материала в направлении оси Z. Используя (4), получим после ряда стандартных преобразований следующее выражение для прямого матричного элемента:

$$M^{(\mathrm{d})}_{\mathbf{k}_3,\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_3-\mathbf{q},\mathbf{k}_1+\mathbf{q}}=\frac{2\pi e^2}{S\varepsilon_L(\Omega,\mathbf{q})}\times$$
$$\times\int_0^{2a}dz_1\int_0^{2a}dz_2\,\frac{e^{-q|z_1-z_2|}}{q}\varphi_3^*(z_1)\varphi_2(z_1)\varphi_1^*(z_2)\varphi_2(z_2), \tag{5}$$

где $\varepsilon_L(\Omega,\mathbf{q})$ – продольная диэлектрическая проницаемость, зависящая от переданных при взаимодействии двух частиц энергии $\hbar\Omega$ и импульса $\hbar\mathbf{q}$.

Рассматриваемые нами процессы характеризуются большими значениями **q**. Дело в том, что величина **q** определяется расстройкой резонанса

$$\eta = \left(E_{30} + E_{10} - 2E_{20}\right) \cong \hbar\left(\omega - \omega_{21}\right) \tag{6}$$

на переходе между первой и второй подзонами. По смыслу рассматриваемой задачи расстройка η не может быть малой, иначе (в случае эквидистантных подзон размерного квантования) будет идти обычное каскадное поглощение света. Существенно, что диэлектрическая проницаемость не имеет особенностей в актуальной области значений **q**.

Выражение для обменного матричного элемента $M^{(\mathrm{exc})}_{\mathbf{k}_3,\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_3-\mathbf{q},\mathbf{k}_1+\mathbf{q}}$ отличается от приведенного выше (формула (5)) заменой в правой части **q** на $\mathbf{q}' \equiv \mathbf{q} + (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3)$. В модели прямоугольной КЯ с бесконечно высокими стенками волновые функции $\varphi_n(z)$ имеют вид

$$\varphi_n(z) = \sqrt{1/a}\,\sin(n\pi z/2a). \tag{7}$$

Вводя обозначение $\xi \equiv 2qa$, получим из (5), (7)

$$M^{(d)}_{\mathbf{k}_3,\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_3-\mathbf{q},\mathbf{k}_1+\mathbf{q}} = \frac{16\pi e^2 a}{S\varepsilon_L \xi} \times \tag{8}$$

$$\times \int_0^{2a} dx_1 \int_0^{2a} dx_2 e^{-\xi|x_1 - x_2|} \sin 3\pi x_1 \sin \pi x_2 \sin 2\pi x_1 \sin 2\pi x_2.$$

Вычисляя двойной интеграл в правой части (8), получим

$$M^{(d)}_{\mathbf{k}_3,\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_3-\mathbf{q},\mathbf{k}_1+\mathbf{q}} = \frac{16\pi e^2 a}{S\varepsilon_L \xi} \tilde{M}^{(d)}(\xi), \tag{9}$$

$$\tilde{M}^{(d)}(\xi) = \frac{\left[\xi^6 + 35\pi^2\xi^4 + \pi^4\xi\left(259\xi - 384\right) + 225\pi^6\right] - 384\pi^4\xi e^{-\xi}}{4\left(\xi^2 + \pi^2\right)^2\left(\xi^4 + 34\pi^2\xi^2 + 225\pi^4\right)}. \tag{10}$$

Считаем для простоты, что электроны в подзонах 1 и 3 заполняют состояния на дне подзоны до соответствующего квазиуровня Ферми. Состояния в подзоне 2, где электроны оказываются в результате процесса оже-типа 31 → 22, расположены далеко от дна подзоны, так как в силу законов сохранения энергии и импульса они характеризуются при не очень малых значениях расстройки резонанса η достаточно большими значениями волновых векторов $\mathbf{k}_{21}$ и $\mathbf{k}_{22}$. Поэтому заполнение этих состояний можно не учитывать. Тогда для полной вероятности переходов 31 → 22 имеем

$$W_{31,22} = \frac{S^3}{(2\pi)^6} \times \tag{11}$$

$$\times \int\limits_{k_1 \le k_{1\mathrm{F}}} d\mathbf{k}_1 \int\limits_{k_3 \le k_{3\mathrm{F}}} d\mathbf{k}_3 \int d\mathbf{q} W\left(\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_1; \mathbf{k}_3 - \mathbf{q}, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q}\right),$$

где $k_{i\mathrm{F}}$ – граничные волновые числа Ферми для i-й подзоны. Представим δ-функцию в правой части (1) в виде

$$\Delta = \delta\left(E_{3\mathbf{k}_3} + E_{1\mathbf{k}_1} - E_{2(\mathbf{k}_3 - \mathbf{q})} - E_{2(\mathbf{k}_1 + \mathbf{q})}\right) = \tag{12}$$

$$= \frac{m_c}{\hbar^2}\delta\left(\lambda - q^2 - \mathbf{q}\left(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3\right)\right),$$

где

$$\lambda = \frac{m_c}{\hbar^2}\left(E_{30} + E_{10} - 2E_{20}\right) \equiv \frac{m_c}{\hbar^2}\eta \cong \frac{m_c}{\hbar}\left(\omega - \omega_{21}\right). \tag{13}$$

Выполняя с помощью δ-функции интегрирование по углу между двумерными векторами **q** и $(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3)$, получим вместо (12) выражение

$$\Delta \to \frac{m_c}{\hbar^2\sqrt{\left(q\left|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3\right| - \lambda + q^2\right)\left(q\left|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3\right| + \lambda - q^2\right)}}. \tag{14}$$

Пределы интегрирования по $q = |\mathbf{q}|$ в (11) таковы, что подкоренное выражение в знаменателе (14) всегда положительно. Вводя безразмерные величины

$$\tilde{n}_i \equiv 4a^2 n_i,\ \tilde{\mathbf{k}}_i \equiv 2a\mathbf{k}_i,$$

$$\tilde{k}_{i\mathrm{F}} \equiv 2ak_{i\mathrm{F}} = 2\sqrt{\pi\tilde{n}_i},\ \tilde{\lambda} = 4\lambda a^2,$$

$$s^2(\theta) = (1/2)\left|\tilde{\mathbf{k}}_1 - \tilde{\mathbf{k}}_3\right| = (1/2)\sqrt{\tilde{k}_1^2 + \tilde{k}_3^2 - 2\tilde{k}_1\tilde{k}_3\cos\theta},$$

$$p^2(\theta) = (1/2)\sqrt{\tilde{k}_1^2 + \tilde{k}_3^2 - 2\tilde{k}_1\tilde{k}_3\cos\theta + 4\tilde{\lambda}}, \tag{15}$$

где n_i – концентрации носителей в i-й зоне, θ – угол между $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_3$, получим

$$W_{31,22} = S\frac{16m_c e^4}{\hbar^3 l^2 \varepsilon_L^2} I\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_2, \tilde{\lambda}\right), \tag{16}$$

$$I\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}\right) \approx 2\beta I^{(\mathrm{d})}\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}\right) =$$

$$= 2\beta \int_0^{\sqrt{2\pi\tilde{n}_1}} \tilde{k}_1 d\tilde{k}_1 \int_0^{\sqrt{2\pi\tilde{n}_3}} \tilde{k}_3 d\tilde{k}_3 \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_{|s^2(\theta) - p^2(\theta)|}^{s^2(\theta) + p^2(\theta)} d\xi\xi \times \tag{17}$$

$$\times \frac{\left(\tilde{M}^{(\mathrm{d})}(\xi)\right)^2}{\sqrt{\left\{\xi^2 - \left[s^2(\theta) - p^2(\theta)\right]^2\right\}\left\{\left[s^2(\theta) + p^2(\theta)\right]^2 - \xi^2\right\}}}.$$

Коэффициент β описывает слабую интерференцию прямого и обменного вкладов в вероятность пере-

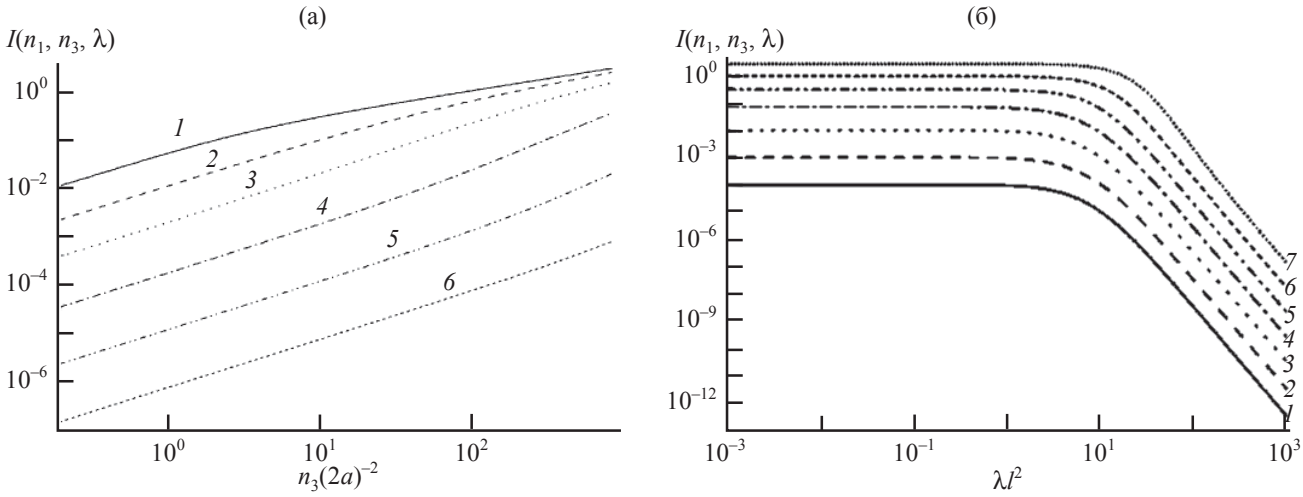


Рис. 3. Интеграл $I^{(d)}(\tilde{n}_1, \tilde{n}_2, \tilde{\lambda})$ в формулах (15), (16) как функция от $\tilde{n}_3$ при различных значениях $\tilde{\lambda}$ (а) и как функция $\tilde{\lambda}$ при различных значениях $\tilde{n}_3$ (б); $\tilde{n}_1 = 0{,}5$. а – $\lambda = 0{,}001$ (*1*), 8 (*2*), 16 (*3*), 32 (*4*), 64 (*5*), 128 (*6*). б – $n_3 = 0{,}002l^{-2}$ (*1*), $0{,}02l^{-2}$ (*2*), $0{,}2l^{-2}$ (*3*), $1{,}6l^{-2}$ (*4*), $12{,}8l^{-2}$ (*5*), $102{,}4l^{-2}$ (*6*), $819{,}2l^{-2}$ (*7*).

хода $31 \to 22$. Как показывают более детальные вычисления, этот коэффициент слабо отличается от единицы. Очевидно, что $I^{(d)}\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}\right) = I^{(d)}\left(\tilde{n}_3, \tilde{n}_1, \tilde{\lambda}\right)$. Детальный анализ соотношений (16), (17) показывает, что при $\lambda \lesssim 1$ имеет место следующее приближенное соотношение:

$$I^{(d)}\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}\right) \approx \frac{r\tilde{n}_1\tilde{n}_3}{\sqrt{\tilde{n}_1 + \tilde{n}_3 + b}}, \qquad (18)$$

где $r \cong 0{,}04437$, $b \cong 4{,}88$. При $\lambda \gtrsim 30$

$$I^{(d)}\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}\right) \approx \frac{r\tilde{n}_1\tilde{n}_3}{\sqrt{\tilde{n}_1 + \tilde{n}_3 + b\left(\tilde{\lambda}/c\right)^8}}, \qquad (19)$$

где $c \cong 7{,}37$. При очень больших $\tilde{\lambda}I^{(d)}\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}\right) \propto \tilde{\lambda}^{-4}$. Зависимости $I^{(d)}$ от $\tilde{n}_3$ и $\tilde{\lambda}$ при $\tilde{n}_1 = 0{,}5$ приведены на рис. 3.

4. Скорости межподзонной релаксации электронов в КЯ

Межподзонная релаксация в КЯ обусловлена в первую очередь взаимодействием электронов с оптическими фононами. Проблемы электрон-фононного взаимодействия в системах с КЯ рассматривались во многих публикациях (см., например, [12–22]). Сложность задачи обусловлена тем, что наличие конфайнмента существенным образом модифицирует не только электронный спектр системы, но также и колебательный спектр и электрон-колебательное взаимодействие. Необходим, в частности, корректный учет взаимодействия электронов как с конфайнментными, так и с интерфейсными модами. Межподзонное рассеяние рассматривалось в работах [15, 22]. В актуальном для нас случае, когда энергия продольного оптического фонона $\hbar\omega_L$ мала по сравнению с энергией E_{01} нижней подзоны в яме, выражение для скорости переходов между первой и второй подзонами, полученное в работе [15], принимает вид

$$W_{21}^{(R)} \approx \frac{e^2 m_c \omega_L a}{2\pi^2\hbar^2}\left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0}\right), \qquad (20)$$

где ε_∞ и ε_0 – высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости. В работе [22] вместо (20) получено выражение

$$W_{21}^{(G)} \approx 4\pi W_{21}^{(R)} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty}}\Lambda, \qquad (21)$$

где Λ – функция кинетической энергии электрона, принимающая в актуальной для нас области энергий значения $\sim (1\text{–}2)\times 10^{-1}$. Обе формулы дают оценку $W_{21} \sim 10^{11}$ с$^{-1}$.

5. Уравнения баланса для заселенностей электронов в подзонах размерного квантования

Кинетику фотопереходов в КЯ будем описывать с помощью уравнений баланса для населенностей электронов в подзонах. Ясно, что такой подход к решению задачи является весьма грубым, так как явным образом не учитывается кинетика электронов внутри каждой из подзон. Вместе с тем, имеется ряд факторов, которые все же позволяют считать данное приближение удовлетворительным. Прежде всего, это малость вероятностей запрещенных непрямых внутризонных фотопереходов по сравнению с вероятностями разрешенных прямых межподзонных переходов. Внутриподзонные и непрямые межподзонные фотопереходы приводят к появле-

нию высокоэнергетических хвостов функций распределения электронов в подзонах. Однако число электронов в этих хвостах незначительно как из-за слабого внутриподзонного поглощения, так и благодаря коротким временам внутриподзонной релаксации. Роль этих хвостов в принятой модели фотонной лавины мала, и можно считать, что при низких температурах практически все электроны, находящиеся в какой-либо подзоне заполняют состояния на ее дне вплоть до уровня Ферми. При составлении уравнений баланса следует иметь в виду то обстоятельство, что при больших интенсивностях накачки j концентрации электронов во всех трех подзонах размерного квантования в КЯ становятся сопоставимыми. При этом следует учитывать межподзонные переходы как с поглощением, так и с испусканием фотона. Сказанное не относится к переходам $2 \to 1$, так как электроны, попавшие в подзону 2 из подзоны 1 за счет слабого поглощения света и из подзоны 3 благодаря межподзонной релаксации и оже-процессам $31 \to 22$, сначала оказываются в состояниях, далеких от дна подзоны 2. Затем за времена $\sim 10^{-13}$ с они релаксируют в область вблизи дна подзоны, откуда вынужденные переходы в подзону 1 с испусканием фотона невозможны из-за отсутствия резонанса.

Система уравнений для концентраций электронов в трех подзонах зоны проводимости имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{n}_3 &= -\left(W_{31}+W_{32}\right)n_3 + \sigma_{23} j\left(n_2 - n_3\right) - W_{31,22}\left(n_1, n_3\right), \\ \dot{n}_2 &= -W_{21}n_2 - \sigma_{23} j\left(n_2 - n_3\right) + W_{32}n_3 + \\ &\quad + 2W_{31,22}\left(n_1, n_3\right) + \sigma_{12} j n_1, \\ \dot{n}_1 &= -\sigma_{12} j n_1 + W_{21}n_2 + W_{31}n_3 - W_{31,22}\left(n_1, n_3\right) \end{aligned} \tag{22}$$

с начальными условиями $n_i(0) = n_0\delta_{1i}$. В формулах (22) $W_{ij}(i > j)$ – скорости релаксационных переходов из i-й подзоны в j-ю, σ_{ji} – сечения оптических переходов между j и i-й подзонами. При численных расчетах удобно пользоваться уравнениями баланса именно в форме (22), хотя благодаря соотношению $n_1 + n_2 + n_3 = n_0$ можно свести (22) к системе из двух нелинейных уравнений. Оценка сечений σ_{ji} проводится с учетом того, что матричные элементы переходов в случае поля, направленного вдоль оси роста наноструктуры Z, для КЯ с бесконечными стенками можно представить как

$$\begin{aligned} &\left\langle c_i, \mathbf{k}_i \middle| Z \middle| c_j, \mathbf{k}_j \right\rangle = \\ &= \frac{8a}{\pi^2} \frac{ij\left(1-\delta_{ij}\right)}{\left(i^2 - j^2\right)} \left[1 - (-1)^{i+j}\right] \delta\left(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j\right), \end{aligned} \tag{23}$$

а типичные ширины полос межподзонного поглощения составляют 10–30 мэВ (см., например, обзор [23]). Тогда для резонансных переходов между соседними подзонами получим $\sigma_{i,i+1} \sim 4$ см^2/МВт пс $(a/10\text{ нм})^2$. Значение σ_{12} для нерезонансного непрямого перехода уменьшается с увеличением расстройки резонанса η. При $\eta \sim 100$ мэВ величина σ_{12} оказывается на 4–5 порядков меньше, чем σ_{23}.

Вообще говоря, положение пиков и интенсивности межподзонных переходов зависят от уровня легирования КЯ, в том числе благодаря многочастичным эффектам. Теоретическое рассмотрение соответствующего круга вопросов дано в обзоре [24]. Как показывает сравнение теории с экспериментом (см., например, [25]), вклад в коротковолновый сдвиг пиков межподзонного поглощения ИК света вносят эффекты деполяризации (плазмонный сдвиг), эффекты экситонного типа (взаимодействие возбужденного электрона с дыркой в основном состоянии), а также эффекты прямого и обменного кулоновских взаимодействий. В рассматриваемой нами ситуации уровень легирования, т. е. величина n_0, не меняется. В принципе, перераспределение электронов между подзонами 1, 2, 3 может оказывать некоторое влияние на величины $\sigma_{i,i+1}$. По-видимому, этим эффектом можно пренебречь в случае, когда плазменная частота электронов в квантовой яме ω_0 мала по сравнению с зазорами ω_{ij} между подзонами размерного квантования. В случае глубоких и узких КЯ (см. ниже обсуждение в разд. 5) это условие выполняется при всех актуальных значениях концентраций n_0. Впрочем, сколько-нибудь корректный учет этого эффекта весьма сложен и выходит за рамки настоящей работы.

Вернемся к формулам (16)–(19). Если безразмерный параметр расстройки резонанса $\tilde{\lambda} \lesssim 1$, то скорость $W_{31,22}$ переходов оже-типа $31 \to 22$ слабо зависит от $\tilde{\lambda}$ и может быть представлена в виде

$$W_{31,22} \approx 4m_c \left(\frac{e^2 a}{\hbar \varepsilon_L}\right)^2 n_1 n_3 \equiv \gamma n_1 n_3. \tag{24}$$

В этом случае система уравнений баланса (22) приводится к более простой форме:

$$\begin{aligned} \dot{n}_3 &= -\left(W_{31}+W_{32}\right)n_3 + \sigma_{23} j\left(n_2 - n_3\right) - \\ &\quad - \gamma n_3\left(n_0 - n_2 - n_3\right), \\ \dot{n}_2 &= -W_{21}n_2 - \sigma_{23} j\left(n_2 - n_3\right) + W_{32}n_3 + \\ &\quad + 2\gamma n_3\left(n_0 - n_2 - n_3\right) + \sigma_{12} j\left(n_0 - n_2 - n_3\right). \end{aligned} \tag{25}$$

Относительная простота системы нелинейных уравнений (25) позволяет провести ее качественное исследование. Как нетрудно убедиться, для системы (25) имеются две стационарные точки, а именно стабильный узел и нестабильный узел. При $\sigma_{12} = 0$ (отсутствует поглощение света на нерезонан-

сных переходах между первой и второй подзонами размерного квантования) и $n_0\gamma > W_{pq}$ эти две стационарных точки вырождаются в одну при бифуркационном значении интенсивности $j = j_{\text{th}}$, где

$$j_{\text{th}} = \frac{W_{21}\left(n_0\gamma + W_{31} + W_{32}\right)}{\sigma_{23}\left(n_0\gamma - W_{21} - W_{32}\right)}. \qquad (26)$$

При $\sigma_{12} \neq 0$ бифуркационная интенсивность j_{th} оказывается комплексной величиной: $\tilde{j}_{\text{th}} = ij'_{\text{th}} + j''_{\text{th}}$. Однако для актуальных значений σ_{pq}, W_{qp} и n_0 имеет место неравенство $j''_{\text{th}} \ll j'_{\text{th}}$. Поэтому при j, близких к j'_{th}, особенности решений нелинейной системы (25) сохраняются, становясь с увеличением σ_{12} все более сглаженными. Эти особенности проявляются в виде резкого возрастания квазиравновесных значений n_2 и n_3 и убывания n_1 при увеличении j вблизи j_{th}. При интенсивностях света, близких к j_{th} происходит также резкое возрастание времени τ_{eq} установления квазиравновесных населенностей. Для населенностей n_p, близких к квазиравновесным значениям $n_{p\infty}$, выполняется соотношение $|n_{p\infty} - n_p| \approx \approx n_{p\infty}\exp(-t/\tau_c)$, где τ_c можно назвать временем эквилибрации. Для систем, подобных рассматриваемым нами, обычно $\tau_{\text{eq}} \sim (3\text{–}5)\tau_c$. При $j = j_{\text{th}}$ и выполнении неравенства $n_0\gamma > W_{pq}$ получим

$$\tau_c \sim \frac{1}{2W_{21}}\sqrt{\frac{n_0\gamma\sigma_{23}}{\sigma_{12}\left(W_{21} + 2W_{31} + W_{32}\right)}}. \qquad (27)$$

В отличие от пороговой интенсивности j_{th} время эквилибрации τ_c зависит от сечения σ_{12} оптического поглощения на переходах между подзонами 1 и 2, уменьшаясь при увеличении σ_{12}.

6. Результаты численного решения уравнений баланса и их обсуждение

Результаты численного решения системы нелинейных уравнений (22) даны на рис. 4–6. На рис. 4 представлены типичные зависимости концентраций n_i от времени t, прошедшего с начала импульса накачки с интенсивностью $j = 0{,}7$ МВт/см^2.

В расчете использовались следующие значения параметров, фигурирующих в правых частях уравнений (22): $n_0 = 0{,}25a^{-2}$, $a = 0{,}5\times10^{-6}$см, $\eta = 0{,}01$ эВ, $W_{31} = 2\times10^{11}$ с$^{-1}$, $W_{32} = 0{,}8\times10^{12}$ с$^{-1}$, $W_{21} = 0{,}9\times10^{12}$ с$^{-1}$, $\beta = 1{,}1$, $\sigma_{12} = 0{,}003$ см^2/МВт пс, $\sigma_{23} = 2$ см^2/МВт пс. Видно, что при $t > \tau_{\text{eq}}$ (в данном случае $\tau_{\text{eq}} \approx 12{,}5$ пс) устанавливается квазиравновесное распределение электронов в подзонах 1, 2, 3, причем концентрация электронов в подзонах 2 и 3 оказывается при выбранных значениях параметров выше, чем в нижней подзоне 1.

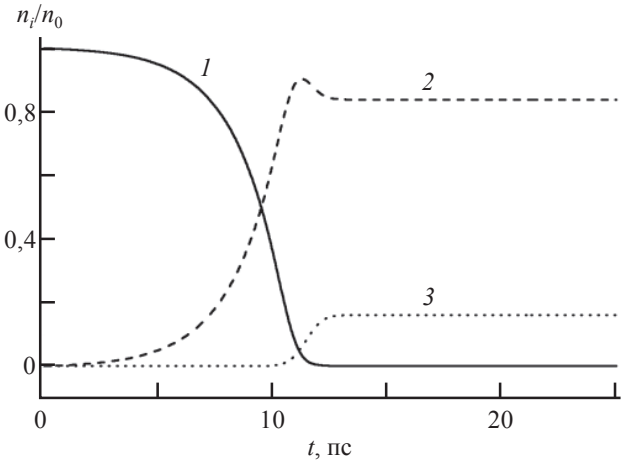


Рис. 4. Зависимости концентраций носителей в подзонах от времени с момента включения импульса накачки. *1* – n_1, *2* – n_2, *3* – n_3. Пояснения в тексте.

На рис. 5 приведены зависимости квазиравновесных заселенностей подзон 1, 2 и 3 от интенсивности накачки. Использованы те же значения параметров, что и для кривых на рис. 4. Видно, что имеется пороговое значение интенсивности $j = j_{\text{th}}$, вблизи которого происходит резкое возрастание n_2 и n_3 и, соответственно, резкое уменьшение n_1. В данном случае $j_{\text{th}} \approx 0{,}45$ МВт/см^2. Величина j_{th} не зависит от сечения поглощения на переходах между подзонами 1 и 2 так же, как и значения $n_i(j)$ при $j > j_{\text{th}}$. Это иллюстрируется рис. 6, где приведены зависимости $n_2(j)$ при 6 различных значениях σ_{12} от 3×10^{-7} до 3×10^{-1} см^2/МВт пс. При этом крутизна изменения $n_i(j)$ вблизи j_{th} резко увеличивается, а значения этих величин в области ниже порога $j < j_{\text{th}}$ быстро падают с уменьшением σ_{12}.

На рис. 7 изображены зависимости времени установления квазиравновесного распределения электронов от интенсивности накачки j при различных значениях σ_{12}. Видно, что вблизи $j = j_{\text{th}}$ величины τ_{eq} резко возрастают, причем и этот эффект сильнее вы-

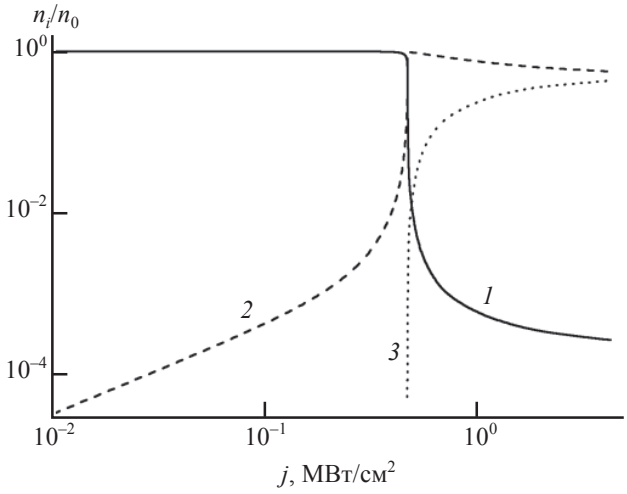


Рис. 5. Зависимости квазиравновесных концентраций носителей в подзонах от интенсивности накач-

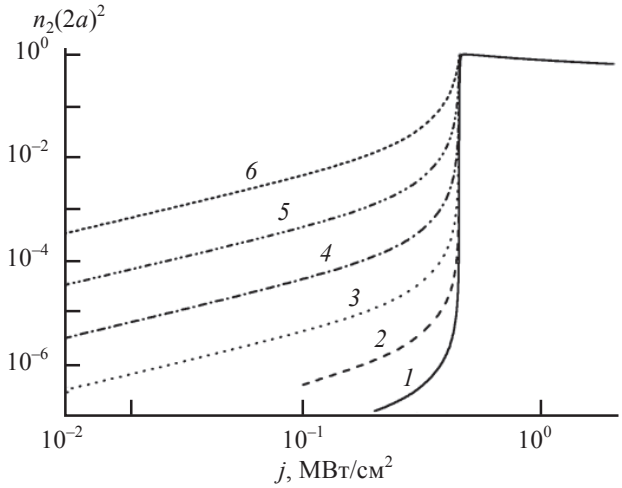


Рис. 6. Зависимости концентрации носителей в подзоне 2 от интенсивности накачки при различных значениях сечения поглощения света σ_{12} на переходах между 1 и 2-й подзонами. $\sigma_{12} = 3\times10^{-7}$ (*1*), 3×10^{-6} (*2*), 3×10^{-5} (*3*), 3×10^{-4} (*4*), 3×10^{-3} (*5*), 3×10^{-1} см^2/МВт пс (*6*). Пояснения в тексте.

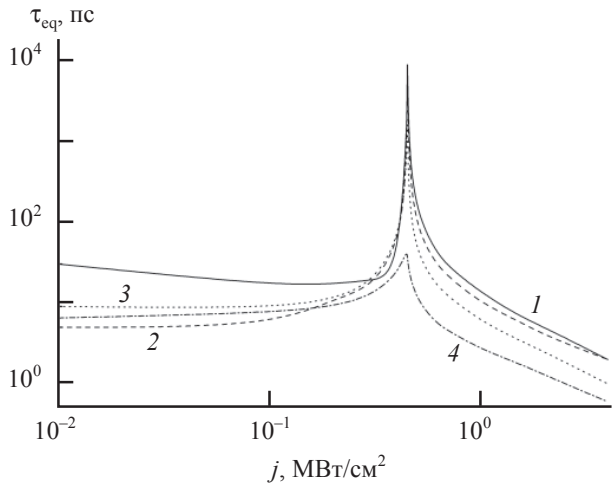


Рис. 7. Зависимости времен τ_{eq} установления квазиравновесного распределения электронов по подзонам от интенсивности накачки j при различных значениях σ_{12}. $\sigma_{12} = 3\times10^{-7}$ (*1*), 3×10^{-5} (*2*), 3×10^{-3} (*3*), 3×10^{-1} см^2/МВт пс (*4*).

ражен при малых σ_{12}, когда τ_{eq} вблизи пороговой интенсивности увеличиваются почти на три порядка.

Из представленных выше результатов следует, что благодаря ЭФЛ в легированных КЯ можно за времена ~ 1–100 пс переключить материал из состояния I в состояние II. В состоянии I практически все электроны находятся в нижней подзоне, длинноволновый свет поглощается слабо. В состоянии II электроны заселяют вторую и третью подзоны, а в нижней подзоне их концентрация мала, так что возникает инверсия заселенностей между подзонами 2 и 1, а также 3 и 1. Поглощение света в состоянии II резко возрастает. Если симметрия КЯ такова, что переходы между подзонами 3 и 1 разрешены, то на этих переходах возможна фотолюминесценция с длиной волны, меньшей, чем у возбуждающего света.

Плотность энергии E_{sw}, которую нужно затратить для переключения, оказывается очень малой, E_{sw} ~ 10–100 фДж/мкм^2, что на 6–7 порядков ниже значения аналогичной величины для примесных систем с РЗИ (см. разд. 1).

Особый интерес представляет ЭФЛ в системах с глубокими КЯ, где переходы идут в ближнем ИК диапазоне. В качестве примера можно привести систему SrS/CdSe с зонной структурой типа I, где глубина ямы для электронов составляет $\Delta E_c = 1{,}56$ эВ [26]. При ширине ямы $2a = 3$ нм $E_{30} - E_{20} \approx 0{,}67$ эВ, а $E_{20} - E_{10} \approx 0{,}41$ эВ. Другим примером является система InGaAs/AlAsSb с зонной структурой типа II [27, 28], где глубина ямы для электронов $\Delta E_c = 1{,}74$ эВ. В работе [27] наблюдались межподзонные переходы с энергией кванта 0,52 эВ. В [29] сообщается о наблюдении межподзонных переходов с длиной волны 1,26 мкм (0,98 эВ) в системе $In_{0,3}Ga_{0,7}As/AlAs$. Ширины ям, легированных кремнием до $1{,}4\times10^{19}$ см$^{-3}$, составляли 5 монослоев. По-видимому, в таких ямах за счет увеличения времен межподзонной релаксации электронов можно получить значения пороговых интенсивностей j_{th}, по крайней мере, на порядок меньшие, чем получаются в приведенных выше расчетах.

Рассмотренная в работе схема ЭФЛ в КЯ может быть расширена за счет включения фотопереходов между подзоной 3 и надбарьерными состояниями непрерывного спектра, а также одно- или многофотонных переходов между валентной зоной и нижней подзоной размерного квантования в яме для электронов. В этом случае требуется также учесть захват квантовыми ямами электронов из состояний непрерывного спектра. Кроме того, в такой схеме не обязательно легирование КЯ, так как "затравочные" электроны для формирования фотонной лавины поступают в КЯ из валентной зоны. Анализ такой расширенной схемы ЭФЛ, в рамках которой возможно возникновение фотопроводимости в направлении оси роста наноструктуры, будет дан в статье [11].

Отдельные результаты, изложенные в данной статье и в [11], были приведены в работах [30–32].

Заключение

Из представленных выше результатов следует, что благодаря ЭФЛ в легированных квантовых ямах можно за времена ~ 1–100 пс переключить материал из состояния I в состояние II. В состоянии I практически все электроны находятся в нижней подзоне размерного квантования, длинноволновый свет поглощается слабо. В состоянии II электроны заселяют

вторую и третью подзоны, а в нижней подзоне их концентрация мала, так что возникает инверсия заселенностей между подзонами 2 и 1, а также 3 и 1. Поглощение света в состоянии II резко возрастает. Если симметрия квантовой ямы такова, что переходы 3 → 1 разрешены, то на этих переходах возможна фотолюминесценция с длиной волны, меньшей, чем у возбуждающего света. Плотность энергии E_{sw}, которую нужно затратить для переключения, оказывается очень малой, $E_{sw} \sim 10$–100 фДж/мкм^2, что на 6–7 порядков ниже значения аналогичной величины для примесных систем с редкоземельными ионами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 04-02-1675-а, 05-05-02-16212-а, 03-02-17196-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Chivian J.S., Case W.E., Eden D.D.* The photon avalanche: a new phenomenon in Pr^{3+}-based infrared quantum counters // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. № 2. P. 124.
2. *Kueny A.W., Case W.E., Koch M.E.* Nonlinear-optical absorption through photon avalanche // JOSA. B. 1989. V. 6. № 5. P. 639.
3. *Case W.E., Koch M.E., Kueny A.W.* Photon avalanche in rare-earth crystals // J. Luminesc. 1990. V. 45. P. 351.
4. *Ni H., Rand S.C.* Avalanche upconversion in Tm:$YAlO_3$ // Opt. Lett. 1991. V. 16. № 10. P. 1424.
5. *Kueny A.W., Case W.E., Koch M.E.* Infrared-to-ultraviolet photon-avalanche pumped upconversion in Tm:$LiYF_4$ // JOSA. B. 1993. V. 10. № 10. P. 1834.
6. *Guy S., Joubert M.-F., Jacquier B.* Photon avalanche in the mean field approximation // Phys. Rev. B. 1997. V. 55. № 13. P. 8240.
7. *Joubert M.-F*. Photon avalanche upconversion in rare earth laser materials // Opt. materials. 1999. V. 11. P. 181.
8. *Gatch D.B., Dennis W.M., Yen W.M.* Photon avalanche effect in $LaCl_3$:Pr^{3+} // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. № 16. P. 10790.
9. *Hehlen M.P., Kudicher A. et al.* Nonradiative dynamics of avalanche upconversion in Tm:$LiYF_4$ // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. № 2. P. 1116.
10. *Перлин Е.Ю., Ткачук А.М., Joubert M.-F. et al.* Каскадно-лавинная up-конверсия в кристаллах YLF:Tm^{3+} // Опт. и спектр. 2001. Т. 90. № 5. С. 772.
11. *Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С.* Каскадно-лавинная ап-конверсия и генерация неравновесных электрон-дырочных пар в гетероструктурах типа ii с глубокими квантовыми ямами // Оптический журнал. 2006. Т. 73. № 1. С. 3–12.
12. *Huang K., Zhu B.* Long-wavelength optic vibrations in a superlattice // Phys. Rev. B. 1989. V. 38. № 3. P. 2183.
13. *Degani M.H., Hipolito O.* Electron-phonon interaction effects in a quasi-two-dimensional electron gas in the GaAs–$Ga_{1-x}Al_xAs$ heterostructure // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. № 14. P. 7717.
14. *Lassnig R.* Polar optical interface phonons and Frцhlich interaction in double heterostructures // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. № 12. P. 7132.
15. *Ridley B.K.* Electron scattering by confined LO polar phonons in a quantum well // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. № 8. P. 5282.
16. *Ridley B.K.* Electron-hybrydon interaction in a quantum well // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. № 8. P. 4592.
17. *Rücker H., Molinari E., Lugli P.* Electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional systems // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. № 7. P. 3463.
18. *Nash K.J.* Electron-phonon interactions and lattice dynamics of optic phonons in semiconductor heterostructures // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. № 12. P. 7723.
19. *Tsuchia T., Ando T.* Electron-phonon interaction in GaAs/AlAs superlattices // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. № 12. P. 7240.
20. *Trallero-Giner C., Comas F.* Electron-LO-phonon interaction in semiconductor double heterostructures // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. № 9. P. 4583.
21. *Trallero-Giner C., Comas F., Garsia-Moliner F.* Polar optical modes and electron-phonon interaction in semiconductor nanostructures // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. № 3. P. 1755.
22. *Gondar J.L., Comas F., Castro F.* Scattering rates in a semiconductor heterostructure: the effects of intersubband transitions // Physica B. 2000. V. 292. P. 354.
23. *Levine B.-F.* Quantum-well infrared photodetectors // J. Appl. Phys. 1993. V. 74. № 8. P. R1.
24. *Ando T., Fowler A.B., Stern F.* Electronic properties of two-dimensional systems // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. № 2. P. 437.
25. *Manafresh M.O., Szmulowicz F., Vaughan T. et al.* Origin of the blueshift in the intersubband infrared absorption in GaAs/$Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ multiple quantum wells // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. № 12. P. 9996.
26. *Engelmann R., Ferguson J., Solanki R.* Quantum-well activated phosphors: A new concept for electroluminescent displays // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. № 4. P. 411.
27. *Neogi A., Mozume T., Yoshida H., Wada O.* Intersubband transitions at 1,3 and 1,55 μm in a novel coupled InGaAs–AlAsSb double-quantum-well structure // IEEE Photon. Technol. Lett. 1999. V. 11. № 6. P. 634.
28. *Neogi A., Yoshida H., Mozume T., Georgiev N., Akiyama T., Wada O.* Absorption saturation of near-infrared intersubband transition in lattice-matched InGaAs/AlAsSb quantum wells // Physica E. 2000. V. 7. P. 183.
29. *Garcia C.P., De Nardis A., Pellegrini V. et al.* 1,26 μm intersubband transitions in $In_{0,3}Ga_{0,7}As$/AlAs quantum wells // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. № 23. P. 3767.
30. *Перлин Е.Ю.* Фотонная лавина в легированной квантовой яме // Опт. и спектр. 2001. Т. 5. № 5. С. 777
31. *Perlin E.Yu.* Photon Avalanche Effect in Doped Quantum Wells // J. Luminesc. 2001. V. 94–95. P. 249.
32. *Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С.* Каскадно-лавинная генерация электрон-дырочных пар в квантовых ямах типа II // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. № 3. С. 612.