

## ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТИ И УСИЛЕНИЕ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ МЕЖПОДЗОННЫХ ПЕРЕХОДАХ ЭЛЕКТРОНОВ И РЕЗОНАНСНЫХ ОЖЕ-ПРОЦЕССАХ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Л.Е.Воробьев<sup>1)</sup>

Санкт-Петербургский государственный технический университет  
195251 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 11 апреля 2000 г.

После переработки 24 мая 2000 г.

Предложен механизм получения инверсной населенности электронов и усиления излучения среднего ИК диапазона при токовой или оптической инжекции электронно-дырочных пар в нелегированную область гетероструктуры с квантовыми ямами. Важными особенностями механизма являются существование в квантовой яме верхнего долгоживущего уровня размерного квантования и наличие резонансной оже-рекомбинации. Большое время жизни электронов на верхнем уровне или относительно малая вероятность их рассеяния в другие подзоны достигается выбором формы и параметров ямы, позволяющих обеспечить слабое перекрытие волновых функций электрона на верхнем уровне с волновыми функциями двух нижних уровней. Резонансная оже-рекомбинация играет важную положительную роль. Она как стабилизирует концентрацию электронов и дырок на нижних уровнях, так и дает существенный вклад в накачку верхнего уровня электронов и создание инверсии населенности. Проведены оценки степени инверсии населенности и коэффициента усиления.

PACS: 73.61.Ey, 78.66.-w

**1. Введение.** В течение последних примерно десяти лет ведется поиск способов создания внутризонной (в пределах зоны проводимости или валентной зоны) инверсии населенности носителей заряда в квантовых ямах (КЯ). Это связано с необходимостью создания лазеров среднего ИК диапазона ( $\lambda = 5...20$  мкм) на внутризонных (межподзонных) оптических переходах электронов (и дырок). Продвижение в эту область с помощью обычных инжекционных лазеров (включая лазеры с КЯ) на межзонных излучательных переходах электронов и дырок затруднено, главным образом, из-за возрастания вероятности безызлучательной оже-рекомбинации электронно-дырочных пар с уменьшением ширины запрещенной зоны полупроводника  $E_g$ . Негативная роль оже-рекомбинации может быть устранена при переходе к униполярным системам с КЯ. В этом случае инверсия населенности электронов (или дырок) достигается при протекании тока только электронов (дырок) или благодаря внутризонной оптической накачке и является внутризонной (межподзонной). Из многочисленных идей по созданию инверсии населенности и получению стимулированного излучения пока экспериментально реализованы только две. Это идея Казаринова и Суриса о возникновении внутризонной межуровневой инверсии населенности в системе КЯ при поперечном транспорте электронов в электрическом поле [1] и идея получения межподзонной инверсии населенности в асимметричной КЯ с тремя уровнями при внутризонной (межподзонной) оптической накачке [2]. Первая в модифицированном виде была реализована в так называемом квантовом каскадном лазере (ККЛ) [3, 4], а вторая – в униполярном фонтанном лазере [5, 6]. Конструкция

<sup>1)</sup> e-mail: lvor@twonet.stu.neva.ru

квантового каскадного лазера довольно сложна, а плотность порогового тока велика – в районе  $J_{th} = 10 \text{ кА/см}^2$  и более при температуре жидкого азота. В теоретических работах [7–9] предложены пути снижения порогового тока (они основаны на способах уменьшения вероятности межподзонного рассеяния электронов с участием оптических фононов в КЯ). Однако конструкция такого лазера по-прежнему остается сложной с точки зрения технологии роста структур с большим числом одинаковых систем КЯ.

Необходимость мощной внутризонной оптической накачки излучением среднего ИК диапазона (в районе 10 мкм), близкого к длине волны генерации фонтанного лазера (примерно 15 мкм), уменьшает область использования фонтанных лазеров.

В [10] была предложена, а вскоре и реализована [11] идея создания нового типа перспективного безинжекционного лазера ИК диапазона – межзонного каскадного лазера на Sb-содержащих гетероструктурах второго типа. В отличие от квантового каскадного лазера, в этом типе прибора при протекании поперечного (вдоль оси роста структуры) тока оптические переходы происходят между уровнями размерного квантования электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Время жизни электронов на верхнем уровне в этом случае на 2–3 порядка больше, чем в случае квантового каскадного лазера, когда оно определялось временем эмиссии оптического фотона электроном при внутризонных (межподзонных) переходах. Соответственно пороговый ток оказывается значительно ниже ( $J_{th} = 0.3 \text{ кА/см}^2$  при  $T = 80 \text{ К}$ ), чем в ККЛ. Дизайн структуры и технология ее роста также остаются сложными, а длина волны генерации излучения пока не превосходит 4 мкм.

В настоящей работе предлагается новый механизм создания внутризонной (межподзонной) инверсии населенности электронов и усиления излучения среднего ИК диапазона при токовой или оптической инжекции электронов в нелегированную область гетероструктуры с КЯ. Предлагаемый механизм содержит элементы физических процессов, протекающих в вышеупомянутых типах лазеров, и особенности КЯ в перечисленных ранее видах лазеров, а именно: инжекцию электронов и дырок, оже-рекомбинацию, каскадные межподзонные переходы носителей заряда, асимметричные КЯ с долгоживущим верхним уровнем, КЯ на гетероструктурах второго типа. Отметим важную особенность механизма: обычно играющие негативную роль оже-процессы в данном случае выполняют важную положительную работу: они стабилизируют концентрацию электронов и дырок при высоких уровнях инжекции и обеспечивают дополнительную накачку верхнего уровня электронов в КЯ. Конструкция возможного лазера, основанного на предложенном механизме, проще, чем для квантового каскадного или межзонного каскадного лазеров.

Заметим, что хотя рассмотренная ниже система основана на гетероструктурах второго типа (например, Sb-содержащих гетероструктурах типа InAsSb/GaSbAs/AlGaAsSb), аналогичная по принципу действия система может быть построена и на гетероструктурах первого типа, включающих узкозонные полупроводники (например, InAsSb/InAsP/AlAsSb, GaInAsSb/GaSb/AlGaAsSb).

**2. Механизм внутризонной (межподзонной) инверсии населенности.** Рассмотрим гетероструктуру, в нелегированной области которой находится КЯ для электронов в форме асимметричной воронки (см. рис.1). Показанные на рисунке КЯ для электронов и дырок с нужными параметрами (см. ниже), как показывают предварительные расчеты, могут быть сформированы с помощью гетеропар второ-

го типа, например,  $\text{In}_{1-x}\text{As}_x\text{Sb}/\text{In}_{1-y}\text{Ga}_y\text{Sb}_{1-z}\text{As}_z$ . Параметры ямы ( $L_{NW} \approx 80 \text{ \AA}$ ,  $L_{WW} \approx 300 \text{ \AA}$ ), составы твердых растворов  $x, y, z$  выбраны таким образом, чтобы энергетические расстояния  $E_{e_3} - E_{e_2}$ ,  $E_{e_2} - E_{e_1}$  были больше энергии оптического фотона  $\hbar\omega_0$ . Кроме того,  $E_{e_3} - E_{e_2} < E_{e_2} - E_{e_1}$  и приближенно должно выполняться условие резонанса при оже-процессах:  $E_{e_3} - E_{e_1} \approx E_{e_1} - E_{hh_1}$ .

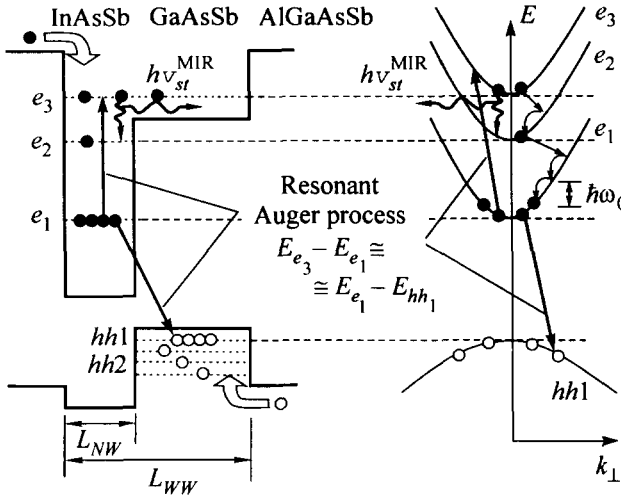


Рис.1. Схема переходов носителей заряда в КЯ при токовой или оптической инжекции электронов и дырок. Сплошными линиями показаны межподзонные и внутризонные безызлучательные переходы: с эмиссией оптических фононов и резонансные оже-процессы. Волнистая линия – излучательный переход между уровнями  $e_3$  и  $e_2$  при генерации излучения среднего ИК диапазона (MIR). Энергетические расстояния между уровнями  $e_3$  и  $e_2$  и между  $e_2$  и  $e_1$ , больше энергии оптического фотона  $\hbar\omega_0$ . Уровень  $e_3$  является долгоживущим. Инверсия населенности электронов возникает между уровнями (подзонами)  $e_3$  и  $e_2$ ;  $k_{\perp}$  – волновой вектор в плоскости слоев

Механизм появления инверсии населенности между уровнями  $e_3$  и  $e_2$  можно пояснить следующим образом. При инжекции электронов и дырок током (для случая  $p-i-n$ -структуры) или при возбуждении электронно-дырочных пар коротковолновым светом с  $h\nu > E_{e_3} - E_{hh_3}$ , электроны и дырки из континуума захватываются, главным образом, на верхние уровни размерного квантования электронов и дырок. Далее захват электрона на уровне и межподзонные переходы можно рассматривать как процесс рассеяния с эмиссией оптического фотона. Взаимодействие с оптическими колебаниями в наших условиях является превалирующим. Электроны на уровне  $e_3$  живут достаточно долго из-за специфической формы ямы (см. ниже). Время жизни на уровне  $e_2$  значительно меньше. Уже по этой причине между уровнями  $e_3$  и  $e_2$  может возникнуть инверсия населенности. С уровня  $e_1$  электроны сбрасываются благодаря процессу резонансной оже-рекомбинации. При этом в каждом акте оже-рекомбинации электрона на уровне  $e_1$  и дырки на уровне  $hh_1$  происходит заброс третьего электрона с уровня  $e_1$  на  $e_3$ . Таким образом, осуществляется дополнительная накачка уровня  $e_3$  благодаря резонансной оже-рекомбинации.

Если концентрация электронов  $n_1$  на уровне  $e_1$  и дырок  $p_1$  на уровне  $hh_1$  окажутся высокими, то  $e-e$ - и  $e-h$ -взаимодействие может разрушить инверсную населенность [12]. Чтобы при высоких уровнях инжекции концентрация  $n_1$  оставалась не очень большой, необходима интенсивная оже-рекомбинация, при которой время жизни электронов и дырок на нижних уровнях  $\tau_A^{-1} = \omega_A = Bn_1p_1$ . В узкозонных материалах (где разность энергий  $E_{e_1} - E_{hh_1}$  мала) при выполнении условий резонанса ( $E_{e_3} - E_{e_1} \approx E_{e_1} - E_{hh_1}$ )  $\tau_A$  при пороговых уровнях инжекции может оказаться довольно малой величиной. Как показывают оценки, при  $E_{e_3} - E_{e_1} \approx 0.3 \text{ эВ}$   $\tau_A$  может быть примерно  $10^{-10} \dots 10^{-11} \text{ с}$ , а квадратичная зависимость  $\omega_A$  от кон-

центрации обеспечивает слабое изменение  $n_1$  с ростом уровня инжекции, то есть в сущности – стабилизацию концентрации с ростом тока или мощности оптической накачки.

Время жизни электронов на уровне  $e_2$  при  $k_B T < \hbar\omega_o$  равно времени рассеяния электрона из подзоны  $e_2$  в подзону  $e_1$  с эмиссией оптического фонона  $\tau_{21} \approx 0.5$  пс. Время жизни на уровне  $e_3$  примерно на порядок больше. Это связано, главным образом, с тем, что уровень  $e_3$  генетически связан с широкой ямой, а уровни  $e_2$  и  $e_1$  – с узкой (рис.2). Поэтому перекрытие волновых функций электрона на уровнях  $e_3$  и  $e_2$ , а также  $e_3$  и  $e_1$  – слабое, в то время как перекрытие волновых функций уровней  $e_2$  и  $e_1$  – сильное, как это видно из рис.2. Как следствие, вероятность перехода (рассеяния) электрона из подзоны  $e_3$  в подзону  $e_2$  ( $w_{32}$ ) или  $e_1$  ( $w_{31}$ ) с эмиссией оптического фонона меньше, чем вероятность рассеяния  $w_{21}$  между подзонами  $e_2$  и  $e_1$ . Разумеется, выбирая яму в форме воронки и уменьшая вероятность рассеяния  $w_{32}$  (и  $w_{31}$ ), мы уменьшаем и оптический матричный элемент для переходов  $e_3 \rightarrow e_2$ . Тем не менее, как показано ниже, коэффициент усиления может достигать величины, достаточной для начала генерации.

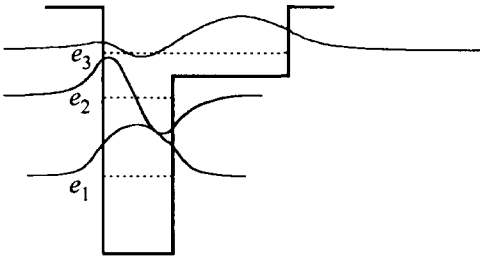


Рис.2. Волновые функции электронов в квантовой яме (расчет). Слабое перекрытие волновой функции на уровне  $e_3$  с волновыми функциями на уровнях  $e_2$  и  $e_1$  (по сравнению с перекрытием волновых функций уровней  $e_2$  и  $e_1$ ) обеспечивает большое время жизни электрона  $\tau_3$  на уровне  $e_3$  по сравнению с  $\tau_2$

В вышеописанной картине необходимо, чтобы захват электронов из континуума в КЯ с эмиссией фононов происходил, главным образом, на уровень  $e_3$ . Это условие также выполняется благодаря более сильному перекрытию волновых функций электронов в континууме и на уровне  $e_3$  по сравнению с перекрытием с волновыми функциями на уровне  $e_2$  или  $e_1$ . Кроме того, квадрат матричного элемента энергии взаимодействия электрона с полярными оптическими колебаниями имеет специфическую зависимость от волнового вектора фонона  $q_{\perp}$  в плоскости слоя:  $|C_q|^2 \sim (q_x^2 + q_{\perp}^2)^{-1}$ . Поэтому переход электрона из континуума на более глубоко лежащие уровни  $e_2$  и  $e_1$  менее вероятен, чем на верхний  $e_3$ .

Далее рассмотрим случай, когда процессами с поглощением оптических фононов можно пренебречь. Вероятность процессов рассеяния с эмиссией и абсорбцией фононов пропорциональна  $(N_q + 1)$  и  $N_q$ , соответственно, где  $N_q = (\exp(\hbar\omega_o/k_B T) - 1)^{-1}$ . Поэтому при низких температурах, когда  $\hbar\omega_o/k_B T > 1$  и  $N_q \ll N_q + 1$ , процессами с абсорбцией фононов можно пренебречь. В частности, для рассматриваемой КЯ при  $T = 120$  К  $N_q \approx 0.1$  и процессы с поглощением фонона несущественны. Что же касается процессов с абсорбцией неравновесных оптических фононов, рассмотренных в [7] для ККЛ, то в нашем случае при пороговой плотности тока  $J_{th}$  неравновесная добавка к  $N_q$ , связанная с накоплением неравновесных фононов,  $\Delta N_q$ , как показывают оценки, не превышает значения 0.1. Поэтому процессами поглощения неравновесных фононов также можно пренебречь. Тогда концентрация электронов на уровнях  $e_3$ ,

$e_2$  и  $e_1$  может быть получена из системы кинетических уравнений:

$$\frac{dn_3}{dt} = A_3 \eta \frac{J}{e} - n_3 w_{32} - n_3 w_{31} + n_1 w_A, \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = A_2 \eta \frac{J}{e} + n_3 w_{32} - n_2 w_{21}, \quad (2)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = A_1 \eta \frac{J}{e} + n_2 w_{21} + n_3 w_{31} - 2n_1 w_A; \quad (3)$$

здесь  $J$  – плотность тока,  $\eta$  – фактор, определяющий потери электронов (дырок) при их движении в  $i$ -слое к квантовым ямам;  $A_i$  – коэффициент, определяемый вероятностью захвата электронов на уровень  $e_i$  в КЯ из континуума; очевидно, что  $A_1 + A_2 + A_3 = 1$ ;  $w_{ij} = \tau_{ij}^{-1}$  – вероятность перехода электрона из подзоны  $i$  в подзону  $j$  с эмиссией оптических фононов;  $w_A$  – вероятность резонансной оже-рекомбинации  $w_A = \tau_A^{-1} = B n_1 p_1$ ; поскольку примерно  $n_1 \approx p_1$ , то  $w_A = B n_1^2$ . Для стационарных условий решение системы уравнений (1)–(3) дает

$$n_3 - n_2 = \eta \frac{\eta}{e} \left[ (A_1 + A_2 + 2A_3) \frac{w_{21} - w_{32}}{(w_{32} + w_{31})w_{21}} - \frac{A_2}{w_{21}} \right], \quad (4)$$

$$n_1 = \eta \frac{J}{e} w_A^{-1}. \quad (5)$$

В случае оптической накачки в (1)–(5) следует заменить  $J/e \rightarrow N_\nu$ , где  $N_\nu$  – плотность потока фотонов от источника накачки.

Для получения численных значений степени инверсии населенности  $n_3 - n_2$  необходимо вычислить вероятности рассеяния  $w_{ij}$  и захвата  $A_i$ . Рассмотрим случай, когда  $k_B T < \hbar \omega_0$ .

Вероятность перехода из состояния  $E_i(k_{\perp i})$  в состояние  $E_j(k_{\perp j})$  (где  $k_{\perp i}$  – волновой вектор в плоскости слоя,  $E_i$  – энергия электрона в зоне  $i$ ) с испусканием полярного оптического фонона частоты  $\hbar \omega_0$  равна

$$w_{ij}(k_{\perp i}, k_{\perp j}) = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{ij}^{PO}|^2 \delta[E_i(k_{\perp i}) - E_j(k_{\perp j}) - \hbar \omega_0], \quad (6)$$

где  $M_{ij}^{PO}$  – матричный элемент энергии взаимодействия электрона с полярными оптическими колебаниями решетки, а энергия электрона в зоне  $i$  или  $j$  равна

$$E_{i,j}(k_{\perp i,j}) = E_{i,j} + \hbar^2 k_{\perp i,j}^2 / 2m_e.$$

Полная вероятность перехода электрона из состояния с волновым вектором  $k_{\perp i j}$  в зоне  $i$  во все возможные состояния в зоне  $j$  равна

$$W_{ij}(k_{\perp i}) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k_{\perp j}} \sum_{q_z} |C_q|^2 |J_{ji}(q_z)|^2 \delta_{q_{\perp}, k_{\perp i} - k_{\perp j}} \delta \left[ E_i + \frac{\hbar^2 k_{\perp i}^2}{2m_e} - E_j + \frac{\hbar^2 k_{\perp j}^2}{2m_e} - \hbar \omega_0 \right]. \quad (7)$$

Здесь  $C_q$  определяет энергию взаимодействия электрона с поляризационными колебаниями решетки:

$$|C_q|^2 = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_0}{V(q_z^2 + q_{\perp}^2) \epsilon^*}, \quad \frac{1}{\epsilon^*} = \frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0}, \quad (8)$$

где  $V$  – объем,  $q_x, q_z$  – составляющие волнового вектора фонона в плоскости слоя и вдоль оси роста,  $\epsilon_\infty$  и  $\epsilon_0$  – высокочастотная и низкочастотная диэлектрическая проницаемость,  $J_{ji}$  равно

$$J_{ji}(q_z) = \int \psi_j^*(z) e^{-iq_z z} \psi_i(z) dz. \quad (9)$$

Как следует из (9),  $J_{ji}$  зависит от перекрытия волновых функций электрона на уровнях размерного квантования в яме  $j$  и  $i$ .

Используя (6) – (9), получим оценки для вероятностей переходов. Прежде всего,  $A_1 \gg A_2, A_3$ . Для  $w_{ij}$  получим:  $w_{32} = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ,  $w_{31} = 4.5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $w_{21} = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Отметим, что, согласно расчетам, вероятность внутризонных переходов значительно больше, чем межподзонных:  $w_{ii}, w_{jj} \gg w_{ij}$ . Таким образом, расчеты показывают, что время жизни электрона на уровне  $e_3$  больше, чем на уровне  $e_2$  примерно в 12 раз. Результаты наших расчетов согласуются с данными экспериментов по исследованию пропускания света с энергией кванта  $h\nu > E_g$  структурами с КЯ в форме воронки при их межзонной накачке импульсами света пикосекундного диапазона [13]. В работе [13] действительно установлено, что для КЯ такой формы время жизни электронов на уровне  $e_3$  больше, чем на уровне  $e_2$ , более чем на порядок.

**3. Усиление и генерация излучения среднего ИК диапазона.** Коэффициент усиления излучения при межподзонных переходах в КЯ может быть легко найден. Он равен (без учета непараболичности энергетического спектра электронов)

$$\alpha_{32} = \frac{4\pi e^2 (n_3 - n_2) \omega_{32}^2 z_{32}^2}{c\sqrt{\epsilon_\infty} L \omega} \frac{\gamma}{\gamma^2 + (\hbar\omega - \hbar\omega_{ij})^2}, \quad (10)$$

где  $\omega_{32} = (E_{e_3} - E_{e_2})/\hbar$ ,  $z_{32}$  – матричный элемент, описывающий вероятность оптических переходов,  $L$  – ширина КЯ,  $2\gamma$  – ширина линии поглощения для переходов  $E_{e_2} \rightarrow E_{e_3}$ , а  $n_3 - n_2$  – степень инверсии населенности (4).

Оценим пороговый ток генерации излучения среднего ИК диапазона ( $\lambda \approx 12 \text{ мкм}$ ) или пороговую мощность оптической накачки для системы с волноводом из твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y$  с плавно увеличивающимся процентным содержанием алюминия  $x$  от края КЯ к периферии структуры. Условие генерации хорошо известно:

$$\Gamma \alpha_{32} = \frac{1}{l_R} \ln \frac{1}{R} + \alpha_{loss}, \quad (11)$$

где  $\Gamma$  – фактор оптического ограничения,  $l_R$  – длина резонатора,  $R$  – коэффициент отражения каждой из граней,  $\alpha_{loss}$  – потери, которые могут быть вызваны поглощением излучения среднего ИК диапазона свободными носителями заряда в КЯ и в резонаторе, а также двухфононным поглощением решетки соединения  $\text{GaAlAsSb}$  в резонаторе.

Оценим пороговую плотность тока или пороговую плотность мощности оптической накачки для одной КЯ. При  $\sqrt{\epsilon_\infty} = 3.5$ ,  $R = 0.3$ ,  $l_R = 1.5 \text{ мм}$ ,  $\Gamma = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $\alpha_{loss} = 0$ ,  $\omega = \omega_{32}$ ,  $\gamma = 10 \text{ мэВ}$ ,  $\eta = 1$  найдем, что  $J_{th} = 2 \text{ кА/см}^2$ , что меньше, чем для квантовых каскадных лазеров. При длине волны излучения источника оптической накачки  $\lambda = 0.5 \text{ мкм}$  пороговая плотность мощности межзонной ( $h\nu > E_g$ ) оптической накачки равна  $4 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$ . Для кристалла лазера с размером  $1.5 \text{ мм} \times 200 \text{ мкм}$

пороговая мощность межзонной оптической накачки составляет 12 Вт. Такая мощность может быть получена от полупроводниковых лазеров.

В работе [5]  $\alpha_{loss}$  в волноводе GaAlAs оценены как  $10 \text{ см}^{-1}$  при  $\lambda = 12.5 \text{ мкм}$ . Авторы предполагают, что они связаны с двухфононным поглощением излучения. Если предположить, что в нашем случае также  $\alpha_{loss} \approx 10 \text{ см}^{-1}$ , то плотность порогового тока и мощность накачки возрастают примерно в 2.3 раза.

Оценим теперь концентрацию электронов на уровне  $e_1$ , используя (5). Согласно расчетам Г.Г.Зегри (ФТИ им. Иоффе РАН), при  $|(E_{e_3} - E_{e_1}) - (E_{e_1} - E_{hh_1})| < k_B T$  (то есть при относительно небольшой расстройке резонанса)  $w_A = 10^{-12} n_1^2 \text{ с}^{-1}$ , где  $n_1$  – поверхностная плотность носителей заряда на  $1 \text{ см}^2$ . Тогда при  $\alpha_{loss} = 0$ ,  $J_{th} = 2 \text{ кА/см}^2$  получим  $n_1 = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а при  $\alpha_{loss} = 10 \text{ см}^{-1}$ ,  $J_{th} = 4.6 \text{ кА/см}^2$  –  $n_1 = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . При такой концентрации электрон-электронное взаимодействие еще не разрушает инверсию населенности. Отметим, что в случае большего числа КЯ в структуре концентрация  $n_1$  в каждой КЯ может быть значительно снижена, а условия генерации будут более благоприятными по сравнению со случаем с одной КЯ. Имеется также возможность уменьшения порогового тока или мощности межзонной оптической накачки при увеличении длины резонатора  $l_R$  или коэффициента отражения зеркал резонатора  $R$ .

Автор признателен Р.А.Сурису и Г.Г.Зегре за обсуждение работы.

Работа поддержана частично Российским фондом фундаментальных исследований, программой ФТНС Миннауки и технологии РФ, INTAS Open Call 1999, проект # 1242.

- 
1. Р.Ф.Казаринов, Р.А.Сурис, ФТП **5**, 797, (1971); **6**, 148 (1972). R.F.Kazarinov and R.A.Suris, Sov. Phys. Semicond. **5**, 707 (1971); **6**, 120 (1972).
  2. F.H.Julien, A.Sa'ar, J.Wang et al., Electronics Letters **31**, 838 (1995).
  3. J.Faist, F.Capasso, D.L.Sivco et al., Science **264**, 553 (1994).
  4. A.Tredicucci, C.Gmachi, F.Capasso et al., Appl. Phys. Lett. **74**(3), 638 (1999).
  5. O.Gauthier-Lafaye, S.Sauvage, P.Boucaud et al., Appl. Phys. Lett. **70**(24), 3197 (1997).
  6. O.Gauthier-Lafaye, F.H.Julien, S.Cabaret et al., Appl. Phys. Lett. **74**(11), 1537 (1999).
  7. В.Ф.Елесин, Ю.В.Кобаев, ЖЭТФ **108**, 2186 (1995).
  8. В.Ф.Елесин, В.В.Кобаев, Ю.В.Кобаев и др., Письма в ЖЭТФ **66**(11), 709 (1997).
  9. Ю.В.Кобаев, Известия Академии Наук, серия физ. **64**(2), (2000).
  10. R.Q.Yang, Superlattice and Microstructures **17**, 77 (1995).
  11. R.Q.Yang, B.H.Yang, D.Zhang et al., Appl. Phys. Lett. **71**(17), 2409 (1997).
  12. P.Kinsler, P.Harrison, and R.W.Kelsall, Phys. Rev. **58B**, 4771 (1998).
  13. C.Y.Sung, T.B.Norris, A.Afrali-Kushaa et al., Appl. Phys. Lett. **68**(4), 435 (1996).