

# Влияние неоднородного уширения и преднамеренно внесенной неупорядоченности на ширину спектра генерации лазеров на квантовых точках

© В.В. Корнев\*, А.В. Савельев\*<sup>†</sup>, А.Е. Жуков\*<sup>•</sup>, А.В. Омельченко\*<sup>+</sup>, М.В. Максимов\*<sup>•</sup>

\* Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>†</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

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

(Получена 31 октября 2011 г. Принята к печати 7 ноября 2011 г.)

Получены аналитические выражения для формы и ширины спектров генерации лазера на квантовых точках при малом, по сравнению с шириной спектра, однородном уширении уровней энергии квантовых точек. Показано, что при комнатной температуре зависимость ширины спектра лазерной генерации от выходной мощности определяется двумя безразмерными параметрами: нормированной на температуру шириной распределения квантовых точек по энергии оптического перехода, а также отношением оптических потерь к максимальному усилению. Найдены оптимальные размеры активной области лазера для достижения заданной ширины спектра излучения при минимальном токе накачки. Проанализирована возможность использования многослойных структур с квантовыми точками для увеличения ширины спектра лазерной генерации. Показано, что использование нескольких рядов квантовых точек с преднамеренно варьируемым положением энергии оптического перехода приводит к уширению спектров генерации и приведены численные оценки.

## 1. Введение

Для различных задач оптоэлектроники, например для оптической передачи информации, требуется эффективный полупроводниковый лазер, обладающий широким спектром излучения в диапазоне длин волн 1.20–1.35 мкм, отвечающем окну прозрачности стандартного оптического волокна, а также кремния и кремний-германиевых волноводов. Ранее было показано, что лазеры на основе самоорганизующихся квантовых точек (КТ) InAs/InGaAs позволяют перекрыть интересный диапазон длин волн [1] и получить спектр лазерной генерации шириной до 75 нм при комнатной температуре [2]. Кроме того, такой лазер позволяет достичь высоких ( $\sim 10$  МВт/нм) значений спектральной плотности мощности [3].

В связи с этим в настоящее время большой интерес вызывают как экспериментальные, так и теоретические исследования поведения ширины спектра лазерной генерации (СЛГ) при изменении тока накачки и температуры [4–7], а также задача оптимизации параметров активной области лазеров. Данная задача рассматривалась ранее численными методами в рамках скоростных уравнений [8–11]. Рассматривался как независимый захват электронов и дырок в квантовую точку [8–10], так и модель экситонного захвата [11]. Однако в силу сложности предложенных методов были получены лишь отдельные количественные результаты расчетов спектра генерации лазера на КТ, которые не позволяют увидеть основные закономерности и выделить ключевые параметры.

В данной работе получены явные аналитические выражения для расчета ширины и формы спектра генерации с учетом неоднородного уширения квантовых точек. Заметим, что основные результаты, полученные в рамках подробных рассмотрений [8–11], качественно совпадают с нашими результатами. Исходя из полученных аналитических зависимостей были исследованы зависимости ширины спектра лазерной генерации от мощности излучения лазера, потерь лазерного резонатора и количества слоев КТ в активной области структуры, а также исследовано положение максимума СЛГ. В работе рассмотрен пример оптимизации размеров лазерной структуры для достижения требуемой ширины СЛГ при минимальном токе накачки лазера. Кроме того, рассмотрена возможность увеличения ширины СЛГ с помощью осаждения нескольких рядов КТ, в том числе отличающихся длиной волны основного оптического перехода.

## 2. Ширина спектра лазерной генерации

В общем случае однородное уширение оптического перехода в квантовых точках может оказывать влияние на спектр излучения лазера [7]. Данный вопрос был также рассмотрен в [4] в рамках целого ряда приближений. Точное рассмотрение влияния однородного уширения приводит к системе интегральных уравнений Фредгольма I-го рода, решение которых возможно лишь численными методами [12]. Однако в целом ряде структур, например в лазерах с InAs/InGaAs/GaAs КТ, излучающими вблизи 1.3 мкм, однородное уширение имеет величину

<sup>†</sup> E-mail: savelev@mail.ioffe.ru

$\sim 1-3$  мэВ [6,7], что существенно меньше достижимой ширины спектра лазерной генерации [5], заметно превышающей 10 мэВ. Таким образом, при исследовании широких спектров генерации однородным уширением можно пренебречь. Это означает, что квантовая точка с энергией  $E$  взаимодействует только с фотонами такой же энергии. Данное упрощение позволяет перейти от интегральных уравнений к алгебраическим и получить аналитические результаты.

В лазере полосковой геометрии в генерации участвуют моды Фабри–Перо с различными энергиями, их фактор оптического ограничения ( $\Gamma$ -фактор) можно считать одинаковым. Пусть  $\rho_A(E)$  — плотность распределения квантовых точек по энергии оптического перехода  $E$ , нормированная как

$$\int \rho_A(E) dE = 1. \quad (1)$$

Полное число квантовых точек в лазере равно  $N_{\text{QD}} = ZN_S Lb$ , где  $Z$  — число слоев квантовых точек,  $N_S$  — поверхностная плотность КТ в одном слое,  $L$ ,  $b$  — длина и ширина лазерного полоска. Обозначим максимальным модальное усиление активной области лазера как  $G_{\text{max}}$  ( $\text{см}^{-1}$ ), а максимальное значение  $\rho_A(E)$  как  $\rho_{\text{max}}$  ( $\text{эВ}^{-1}$ ). Тогда модельное усиление для ансамбля квантовых точек, согласно [4], с учетом малости однородного уширения можно записать в следующем виде:

$$G(E, s(E)) = G_{\text{max}} \frac{\rho_A(E)}{\rho_{\text{max}}} \gamma(E, s(E)),$$

$$\gamma(E, s(E)) = \frac{g_c - g_e(E) - g_r}{g_c + g_e(E) + g_r + 2Rs(E)}, \quad (2)$$

где величина  $\gamma$  — это инверсия населенностей в квантовых точках с энергией  $E$ ,  $g_r$  — темп излучательной рекомбинации экситона в квантовой точке,  $g_c$  — темп захвата экситона из матрицы в пустую квантовую точку,  $g_e(E)$  — темп выброса экситона в матрицу из КТ,  $R$  — скорость испускания фотона стимулированного излучения одной заполненной квантовой точкой при наличии в лазерном резонаторе одного фотона с резонансной энергией  $E$ ,  $s(E)$  — число таких фотонов. Скорость стимулированного излучения одной квантовой точкой равна  $w(E) = Rs(E)\gamma(E)$ . Отметим, что в простой модели захвата [13] величина  $g_c$  прямо пропорциональна концентрации носителей заряда в матрице  $n$ :  $g_c = n\sigma_c v$ , где  $\sigma_c$  — сечение захвата, а  $v$  — средняя скорость носителей. Выражение (2) получено в модели экситонного захвата носителей заряда в квантовые точки, которая позволяет достаточно точно описывать экспериментальные данные [5], причем в КТ рассматривается только один уровень размерного квантования.

В режиме лазерной генерации усиление  $G(E, s(E))$  будет равно потерям, а диапазон энергий, в котором это равенство выполняется, соответствует спектральной

области лазерной генерации  $\hbar\omega \in [E_l \dots E_r]$ . Границы спектра лазерной генерации определяются из условия:

$$G(E_{l,r}, 0) = \alpha = \alpha_{\text{in}} + \alpha_{\text{out}}, \quad \alpha_{\text{out}} = -\frac{1}{2L} \ln R_1 R_2, \quad (3)$$

где  $\alpha_{\text{in}}, \alpha_{\text{out}}$  — внутренние потери и потери на вывод излучения в лазере соответственно,  $R_1, R_2$  — коэффициенты отражения торцов полоска. За пределами диапазона  $[E_l \dots E_r]$  модальное усиление меньше потерь и лазерная генерация отсутствует. Равенство усиления и потерь внутри указанного диапазона ( $G(E, s(E)) = \alpha$ ) позволяет определить скорость стимулированного излучения света одной квантовой точкой, исходя из выражения (2):

$$w(E) = \frac{1}{2} \left[ g_c (1 - \gamma_0(E)) - (g_e(E) + g_r) (1 + \gamma_0(E)) \right],$$

$$\gamma_0(E) = \frac{\rho_{\text{max}}}{\rho_A(E)} \frac{\alpha}{G_{\text{max}}}, \quad (4)$$

где  $\gamma_0(E)$  — инверсия населенности в КТ с энергией  $E$ , в режиме лазерной генерации. Отметим, что выражение для  $w(E)$  можно получить непосредственно из скоростных уравнений [4] и оно не зависит от деталей взаимодействия КТ со светом. Учет однородного уширения приводит только к изменению выражения для  $\gamma_0$ . Интегрируя по массиву квантовых точек, полную мощность излучения лазера можно представить в виде

$$W = \frac{\alpha_{\text{out}}}{\alpha_{\text{in}} + \alpha_{\text{out}}} N_{\text{QD}} \hbar\omega_0 \int_{E_l}^{E_r} w(E) \rho_A(E) dE, \quad (5)$$

где дробь учитывает частичное поглощение стимулированного излучения внутри лазера,  $\hbar\omega_0$  — центральная энергия генерации. В итоге выражение (3) определяет ширину спектра лазерной генерации  $\Omega = E_r - E_l$ , а (5) неявную зависимость ширины СЛГ  $\Omega$  от выходной мощности  $W$  через параметр  $g_c$ .

Удобно ввести безразмерную плотность распределения КТ по энергии  $\rho(E) = \rho_A(E)/\rho_{\text{max}}$  и представить выражения (3)–(5) для спектра генерации лазера и его ширины в безразмерном виде:

$$w(E) = (g_{e0} + g_r) \frac{h(E)}{2\rho(E)}, \quad (6)$$

$$h(E_{l,r}) = 0; \quad \Omega = E_r - E_l, \quad \frac{W(\Omega)}{K} = \rho_{\text{max}} \int_{E_l}^{E_r} h(E) dE, \quad (7)$$

где введены следующие параметры:

$$K = \frac{N_{\text{QD}} \hbar\omega_0 (g_{e0} + g_r)}{2(1 + \alpha_{\text{in}}/\alpha_{\text{out}})},$$

$$h(E) = f_-(E)\rho(E) - qf_+(E), \quad q = \frac{\alpha}{G_{\text{max}}}, \quad (8)$$

$$f_{\pm}(E) = P \pm P_e(E) \pm (1 - P_e(E_c)),$$

$$P = \frac{g_c}{g_{e0} + g_r}, \quad P_e(E) = \frac{g_e(E)}{g_{e0} + g_r}, \quad (9)$$

где  $q$  — отношение потерь к максимальному усилению,  $g_{e0} = g_e(E_c)$  — скорость выброса экситонов в матрицу из наиболее вероятных КТ с энергией  $E_c$ ,  $P$  и  $P_e(E)$  — нормированные скорости захвата и выброса экситонов из КТ. Заметим, что  $q$  определяется свойствами резонатора,  $P_e(E)$  — свойствами активной области лазера, а  $P$  — накачкой.

Таким образом, соотношения (6), (7) определяют спектр генерации и его ширину, а также ее зависимость от мощности излучения лазера (7) для произвольной функции распределения КТ по энергии  $\rho_A(E)$  и произвольного вида зависимости скорости выброса экситонов из КТ в матрицу —  $g_e(E)$ .

### 3. Одинаковые слои квантовых точек

Рассмотрим лазер, содержащий несколько одинаковых слоев квантовых точек, распределение которых по энергии описывается распределением Гаусса:

$$\rho(z) = \exp(-z^2), \quad z = \frac{E - E_c}{\sqrt{2}\sigma}, \quad (10)$$

где  $\sigma$  — среднеквадратичный разброс КТ по энергии. В общепринятой модели темп выброса экспоненциально зависит от энергии квантовой точки  $g_e(z)/g_{e0} = \exp(z\sqrt{2}\sigma/T)$  [14]. При комнатной температуре обычно  $g_{e0} \gg g_r$  и, следовательно, зависимость безразмерной ширины СЛГ  $\Omega/\sigma$  от безразмерной мощности  $W/K$  будет определяться двумя параметрами:  $q$  и  $\eta = \sqrt{2}\sigma/T$ . Эти зависимости при различных значениях  $q, \eta$  показаны на рис. 1. Видно, что при неизменном значении нормированных оптических потерь  $q$  форма зависимости нормированной ширины СЛГ  $\Omega/\sigma$  слабо зависит от приведенной ширины распределения  $\eta$ . Таким образом, увеличение неоднородного уширения при сохранении максимального усиления  $G_{\max}$  способствует формированию пропорционально более широких СЛГ при той же выходной мощности. В то же время увеличение потерь  $q$  при неизменном значении  $G_{\max}$  существенно сужает ширину СЛГ (см. вставку на рис. 1), так как усиление, превышающее потери, может быть достигнуто во все более узком спектральном диапазоне. Точки на рис. 1 показаны экспериментальные данные из работы [5]. Для перевода их в безразмерный вид были использованы параметры, указанные в [5] (см. далее, рис. 2). Видно, что приведенные нами безразмерные зависимости достаточно точно описывают экспериментальные данные.

Отметим, что увеличение темпа выброса из наиболее вероятных КТ  $g_{e0}$  пропорционально приводит к увеличению  $K$ . Это означает, что при той же мощности излучения более быстрым выбросам носителей заряда из КТ

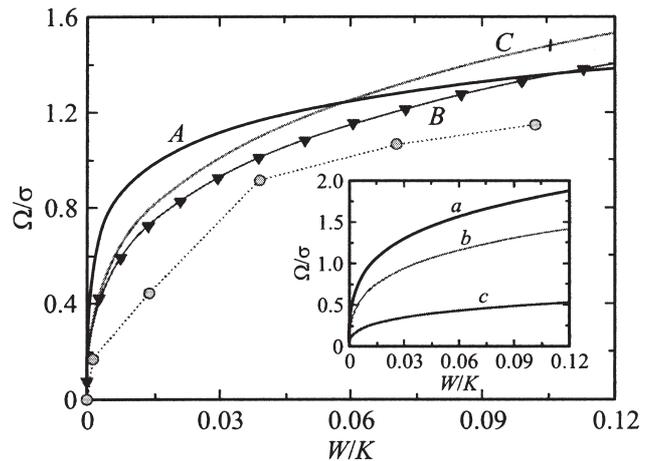


Рис. 1. Зависимость ширины спектра лазерной генерации  $\Omega$  от выходной мощности излучения  $W$  при различных значениях  $\eta$  и  $q = 0.28$ :  $A$  —  $\eta = 5$ ,  $B$  —  $\eta = 1$ ,  $C$  —  $\eta = 0$ . Треугольниками показаны значения для случая  $B$  при параболическом распределении КТ по энергии  $\rho_A(E)$ . Кружки — экспериментальные данные из работы [5]. На вставке — зависимость  $\Omega(W)$  при  $\eta = 1$  и различных значениях  $q$ :  $a$  — 0.1,  $b$  — 0.28,  $c$  — 0.9.

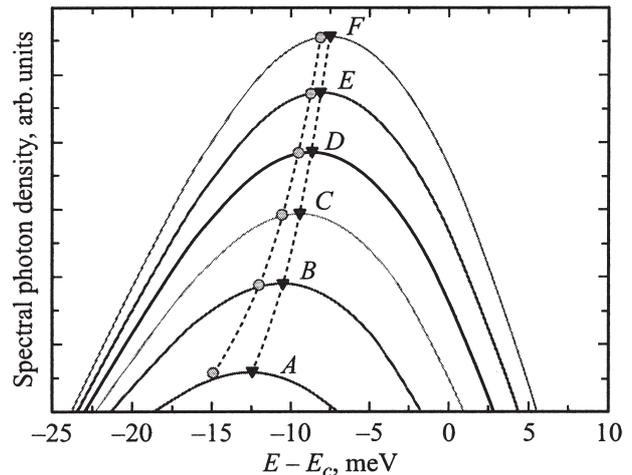


Рис. 2. Спектры лазерной генерации  $s(E)$  при различной выходной мощности  $W$ , МВт:  $A$  — 100,  $B$  — 550,  $C$  — 1000,  $D$  — 1450,  $E$  — 1900,  $F$  — 2350. Треугольниками показаны положения максимума спектров, кружками — результаты расчетов по приближенной формуле (12).

соответствуют более узкие СЛГ. Как обсуждалось ранее [4], это связано с уменьшением компрессии усиления при более активном обмене носителями заряда между матрицей и квантовыми точками. Предельным случаем такого поведения ( $g_{e0} \rightarrow \infty$ ) является активная область с очень малым ( $\ll 1$  пс [15]) временем релаксации. Примером могут служить полупроводниковые лазеры на квантовых ямах, которые обладают существенно более узкими спектрами генерации по сравнению с лазерами на КТ. В ансамбле КТ уменьшение темпа выброса  $g_{e0}$  связано с большей энергией локализации носителей или

с уменьшением температуры [14]. Оба этих фактора приводят к формированию более широких СЛГ при фиксированном токе накачки.

Приведенные результаты слабо зависят от особенностей функции распределения  $\rho_A(E)$ . На рис. 1 треугольниками показана зависимость  $W(\Omega)$  для случая параболической плотности состояний:  $\rho(z) = 1 - (z/z_0)^2$ ,  $|z| < z_0$ ,  $z_0 = 3\sqrt{\pi}/4$ , остальные параметры не менялись ( $\eta = 1, q = 0.28$ ). Видно, что переход от гауссова распределения (кривая B) к параболическому слабо влияет на результат.

На рис. 2 показаны спектры лазерной генерации, рассчитанные в соответствии с (6). Используются численные данные из работы [5], а именно:  $g_r = 1 \text{ нс}^{-1}$ ,  $\sigma = 17.5 \text{ мэВ}$ ,  $L = 1.9 \text{ мм}$ ,  $b = 100 \text{ мкм}$ ,  $Z = 5$ ,  $N_S = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ,  $\alpha_{in} = 2.5 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha_{out} = 6.6 \text{ см}^{-1}$ ,  $G_{max} = 32 \text{ см}^{-1}$ , а также выбрано значение  $g_{e0} = 350 \text{ нс}^{-1}$ . Как видно, максимумы СЛГ сдвинуты в область меньших энергий по отношению к максимуму распределения КТ по энергии  $E_c$ . Это объясняется тем, что тепловой выброс экситонов из сильно локализованных КТ мал по сравнению с выбросом из КТ с меньшей энергией локализации (большей энергией оптического перехода). При фиксированном темпе захвата  $g_c$  это приводит к увеличению темпа стимулированного излучения (см. (4)). В тех случаях, когда скорость выброса экситонов из КТ не зависит от энергии КТ, а также при больших накачках ( $P \gg 1$ ), максимум спектра генерации совпадает с максимумом распределения КТ по энергии. В общем случае положение максимума СЛГ определяется уравнением

$$\rho'(\Delta_E)f_-(\Delta_E) = P'_e(\Delta_E)[g + \rho(\Delta_E)], \quad (11)$$

где  $\Delta_E > 0$  — длинноволновый сдвиг пика лазерной генерации относительно пика плотности состояний. В рассматриваемом здесь случае, с точностью до квадратичных членов по  $\Delta_E/\sigma$ , можно записать

$$\Delta = \sigma \left[ \frac{\sigma}{T} + \frac{T}{\sigma(g+1)} \frac{P-1}{P_{e0}} \right]^{-1}. \quad (12)$$

Начиная с  $P > 1.5$ , сдвиг между максимумами функции распределения и СЛГ(11), при условии гауссового разброса КТ по энергии, достаточно точно описывается приближенным выражением (12). Это оправдывает параболическое приближение спектральной зависимости усиления, неоднократно используемое в предыдущих работах [4,5,16].

Рассмотрим далее вопрос оптимизации дизайна лазерной структуры для достижения заданной ширины СЛГ при минимальной мощности. На рис. 3 показан ток накачки лазера  $I$ , необходимый для достижения ширины лазерной генерации 12 мэВ для лазеров с различным количеством слоев КТ ( $Z$ ) и длиной лазерного полоска ( $L$ ), в предположении дифференциальной эффективности инжекции, близкой к единице. Остальные численные параметры соответствуют рис. 2, в том числе

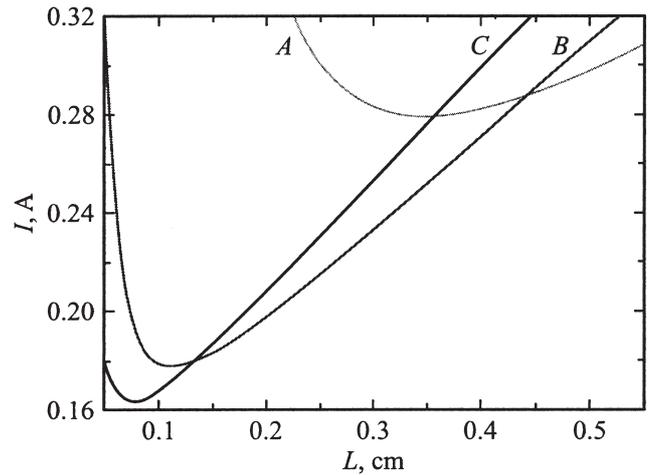


Рис. 3. Зависимость тока накачки лазера  $I$ , необходимого для достижения ширины спектра лазерной генерации  $\Omega = 12 \text{ мэВ}$ , от длины резонатора  $L$  при различных значениях  $Z$ : A — 2, B — 6, C — 9.

ширина полоска равна  $b = 100 \text{ мкм}$ . В этом случае  $I$  определяется суммой токов стимулированного и спонтанного излучения:

$$I = \frac{e\alpha}{\hbar\omega_0\alpha_{out}} W + \frac{eg_r N_{QD}}{\sqrt{\pi}} \int f(z)\rho(z)dz, \quad (13)$$

$$f(z) = \frac{1+\gamma}{2} = \frac{1+q/\rho(z)}{2} \quad \text{при } z \in [z_l \dots z_r], \quad (14)$$

$$f(z) = \frac{g_c}{g_c + g_{e0} \exp(\eta z) + g_r};$$

$$g_c = P(g_{e0} + g_r) \quad \text{при } z \notin [z_l \dots z_r], \quad (15)$$

где  $f(s)$  — вероятность обнаружить экситон в квантовой точке, а  $z_{l,r} = E_{l,r}/\sqrt{2}\sigma$ . За пределами полосы лазерной генерации  $f(z)$  определяется согласно скоростным уравнениям, при условии  $s = 0$  (см. (2)). Согласно (3), при малых значениях  $L$  потери в резонаторе лазера достаточно велики за счет потерь на вывод излучения и приближаются к насыщенному усилению в лазере ( $q \rightarrow 1$ ). Как показано выше (см. вставку к рис. 1), это приводит к увеличению требуемого тока накачки. С другой стороны, при больших  $L$  пропорционально  $L$  растет количество КТ, участвующих в лазерной генерации, что также приводит к увеличению требуемого тока накачки. В результате существует оптимальная длина лазерного резонатора для достижения широкого спектра генерации при минимальной мощности. Увеличение числа слоев  $Z$  приводит к уменьшению минимальной мощности, необходимой для достижения требуемой ширины СЛГ, так как снижается инверсия населенности, требуемая для лазерной генерации. Для достижения ширины спектра генерации  $\approx 12 \text{ мэВ}$  в типичном лазере с шестью слоями квантовых точек оптимальная длина резонатора равна  $L_{opt} = 1130 \text{ мкм}$  при токе накачки  $I = 178 \text{ мА}$ , при этом выходная мощность имеет величину  $W = 117 \text{ мВт}$ .

В случае, когда величина  $g_e(E) + g_r$  слабо зависит от энергии локализации (обычно это справедливо при малых температурах), справедливо соотношение  $g_e(E) = g_{e0}$ . В этом случае из уравнения (7), с учетом обозначений (8), (9), можно получить явное выражение, связывающее ширину спектра лазерной генерации  $\Omega$  и выходную мощность  $W(\Omega)$ :

$$\frac{W}{K} = 2q \frac{\exp(z_\Omega^2/4)\text{erf}(z_\Omega/2) - z_\Omega/\sqrt{\pi}}{1 - q \exp(z_\Omega^2/4)}; \quad z_\Omega = \Omega/\sqrt{2}\sigma. \quad (16)$$

Данное решение, очевидно, совпадает с кривой (C) ( $\eta = 0$ ) на рис. 1.

#### 4. Активная область с несколькими слоями различных квантовых точек

Как показано выше, возрастания ширины спектра генерации можно добиться путем увеличения разброса КТ по энергии, что не всегда достижимо с точки зрения технологии. Другим возможным способом увеличения ширины СЛГ является использование многослойной структуры с различными слоями КТ в качестве активной области лазера. Простейшим примером является многослойная структура, в которой в одной половине ( $Z/2$ ) слоев наиболее вероятная энергия квантовых точек равна  $E_c$ , а в другой —  $E_c + \Delta_E$ . Данное распределение показано на вставке к рис. 4 — кривая *b*. Вводя параметр  $d_0 = \Delta_E/(\sigma\sqrt{2})$ , плотность распределения КТ по энергии можно записать в виде

$$\rho_A(z) = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi\sigma} \left[ e^{-z^2} + e^{-(z-d_0)^2} \right]. \quad (17)$$

На рис. 4 показана зависимость  $\Omega(W)$  для такой структуры (кривая *B*), рассчитанная на основе выражений (7)–(9) для случая  $Z = 6$ ,  $d_0 = \sqrt{2}$  и остальных численных значений, отвечающих рис. 2. Сравнивая со стандартной структурой (10) (распределение  $\rho_A(z)$  показано на рис. 4 кривой *a*), с тем же  $Z$ , можно заметить, что при той же мощности излучения лазера ширина СЛГ существенно увеличивается.

Альтернативой варианту (*b*) является структура из  $Z$  слоев КТ, в которой центральные энергии соседних слоев сдвинуты друг относительно друга на величину  $\Delta_E/(Z-1)$ , что также позволяет ожидать увеличения дисперсии результирующего распределения по сравнению с вариантом (*a*):

$$\rho_A(z) = \frac{1}{Z\sqrt{2}\pi\sigma} \sum_{i=0}^{Z-1} e^{-(z - \frac{id_0}{Z-1})^2}. \quad (18)$$

Зависимость  $W(\Omega)$  для такой структуры с  $Z = 6$  слоями приведена на рис. 4 (кривая *C*). Распределения *b* и *c* отличаются от стандартного *a* двумя характеристиками: сдвигом центральной энергии в коротковолновую сторону и увеличенной дисперсией распределения. Сдвиг

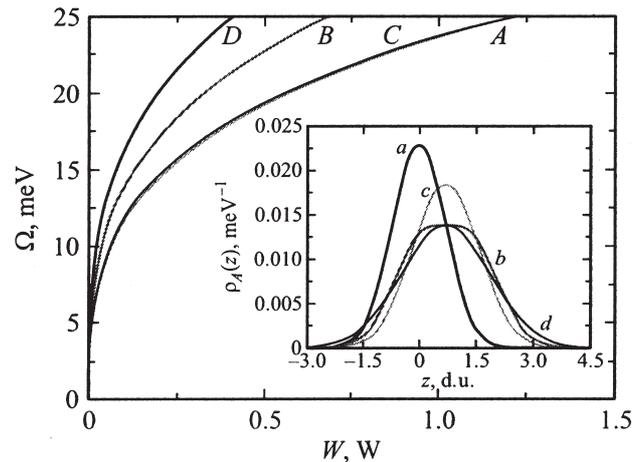


Рис. 4. Зависимость ширины спектра лазерной генерации  $\Omega$  от мощности выходного излучения  $W$  при различных значениях КТ по энергии в лазере с  $Z = 6$  слоями квантовых точек: *A* — все слои одинаковые (10), *B* — слои разбиты на две группы по 3 слоя (17), *C* — все слои разные, со сдвинутой центральной энергией распределения (18), *D* — все слои одинаковые, однако разброс по энергиям увеличен (19). На вставке изображены функции распределения КТ по энергии (*a*–*d*), соответствующие приведенным вариантам. Выбраны значения  $Z = 6$ ,  $d_0 = \sqrt{2}$ .

приводит к ускорению выброса носителей и уменьшению ширины СЛГ, в то время как увеличение дисперсии действует противоположным образом. В структуре с распределением *c* эти факторы компенсируют друг друга. Дисперсия распределения *b*, очевидно, больше, так как среднее „спектральное расстояние“ между слоями КТ больше, и, следовательно, оно приводит к более широкому СЛГ (ср. *B* и *C* на рис. 4).

Интересно сравнить распределение (17) со случаем, когда все слои одинаковые, их центральная энергия равна  $E_c + \Delta_E/2$ , а дисперсия  $\sigma'$  выбрана таким образом, что максимумы обоих распределений совпадают:

$$\rho_A(z) = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma'} \exp\left(-\frac{(z - d_0/2)^2}{(\sigma'/\sigma)^2}\right); \quad \frac{\sigma'}{\sigma} = \exp(d_0^2/4). \quad (19)$$

Данное распределение показано на рис. 4 кривой *d*. Равенство максимальных значений  $\rho_A(E)$  у распределений *b* и *d* означает, что максимальные усиления в обеих структурах также будут равны. Зависимость  $\Omega(W)$  для распределения (19) показана на рис. 4 кривой *D*. Видно, что рассматриваемая структура обеспечивает максимальную ширину спектра лазерной генерации при фиксированной мощности излучения. Данный факт объясняется более пологой зависимостью  $\rho_A(E)$  в спектральной области лазерной генерации. Отметим, что преимущество распределения *d* над *b* исчезает с ростом потерь, так как вблизи максимума распределение *b* имеет более плоскую форму. Заметим, что во всех рассмотренных случаях ширины спектра генерации будет

увеличиваться с увеличением  $\Delta_E$ , так как при этом полная дисперсия распределения КТ по размерам растет.

Таким образом, для получения СЛГ наибольшей ширины выгодно использовать одинаковые слои КТ с максимальным разбросом по энергии. В случае, когда максимальное значение дисперсии с одним слоем ограничено технологическими причинами, наибольший выигрыш дает использование слоев КТ, разбитых на две группы с наибольшим спектральным расстоянием между ними (распределение (17)). Приведенные здесь выводы справедливы для значений  $\Delta_E < 2\sigma$ , т.е. для спектрального расстояния между крайними слоями КТ менее 35 мэВ. При дальнейшем увеличении  $\Delta_E$  распределение  $b$  будет иметь два максимума, что не выгодно на практике, так как может вызвать появление двух отдельных зон в спектре генерации. Распределение  $c$ , наоборот, может стать самым выгодным среди всех, благодаря возможности получения плоского спектра усиления. Кроме того, в случае больших значений  $\Delta_E$  (40 мэВ и выше) возможно существенное влияние оптических переходов между возбужденными состояниями в квантовых точках, которое не может быть описано в рамках предложенной здесь модели и требует отдельного рассмотрения.

## 5. Заключение

Получены аналитические выражения для ширины и формы спектра лазерной генерации с учетом неоднородного уширения энергетических уровней в квантовых точках. Также получено простое выражение для величины сдвига между максимумами спектра лазерной генерации и плотности состояний квантовых точек. При комнатной температуре зависимость ширины спектра генерации от выходной мощности лазера в безразмерной форме описывается двумя параметрами: отношением потерь к максимальному усилению активной области и отношением величины неоднородного уширения к температуре. При низких температурах остается зависимость только от первого параметра. Основным механизмом, приводящим к уширению спектра лазерной генерации в лазерах с квантовыми точками, является компрессия усиления. Замедление темпа выброса носителей из квантовых точек приводит к получению более широких спектров лазерной генерации. В широком диапазоне параметров ток накачки, требуемый для достижения СЛГ заданной ширины, прямо пропорционален темпу выброса носителей. Приведенные результаты слабо зависят от выбранной модели распределения квантовых точек по размерам.

Рассмотрены способы оптимизации конструкции лазеров на КТ. Показано, что существует оптимальная длина резонатора, отвечающая минимальному току накачки лазера при фиксированной ширине СЛГ и приведен пример ее расчета. Также показано, что для достижения спектров лазерной генерации наибольшей ширины необходимо увеличение разброса квантовых точек по

энергии. В случае, когда дисперсия квантовых точек в одном слое ограничена, выгодно использование многослойных структур с различными слоями квантовых точек. Наиболее оптимальной в этом случае будет структура, в которой слои квантовых точек разбиты на две группы слоев, средние энергии оптических переходов КТ в которых максимально различаются.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“, программ фундаментальных исследований президиума РАН, ОНИТ РАН и ОФН РАН, и АВЦП „Развитие научного потенциала высшей школы“.

## Список литературы

- [1] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov. *Semicond. Sci. Technol.*, **15** (8), R41 (2000).
- [2] А.Е. Жуков, А.Р. Ковш. *Квант. электрон.*, **38** (5), 409 (2008).
- [3] A. Kovsh, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, J. Weimert, A. Zhukov. *Optics Lett.*, **32** (7), 793 (2007).
- [4] А.В. Савельев, М.В. Максимов, А.Е. Жуков. *ФТП*, **45** (2), 245 (2011).
- [5] А.В. Савельев, И.И. Новиков, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, А.Е. Жуков. *ФТП*, **43** (12), 1041 (2009).
- [6] I. Favero, G. Cassabois, R. Ferreira, D. Darson, C. Voisin, J. Tignon, C. Delalande, G. Bastard, Ph. Roussignol, J.M. Gerard. *Phys. Rev. B*, **68**, 233 301 (2003).
- [7] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakara, H. Ishikawa, A. Sakamoto. *Phys. Rev. B*, **61** (11), 7595 (2000).
- [8] L.W. Shi, Y.H. Chen, B. Xu, Z.C. Wang, Z.G. Wang. *Physica E*, **39**, 203 (2007).
- [9] H. Jiang, J. Singh. *J. App. Phys.*, **85**, 10 (1999).
- [10] Y.J. Kim, Y.K. Joshi, A.G. Fedorov. *J. App. Phys.*, **107**, 073 104 (2010).
- [11] M. Sugawara, N. Hatori, H. Ebe, M. Ishida, Y. Arakawa, T. Akiyama, K. Otsubo, Y. Nakata. *J. App. Phys.*, **97**, 043 523 (2005).
- [12] А.Б. Васильева, Н.А. Тихонов. *Интегральные уравнения* (М., ФизМатЛит, 2004) с. 160.
- [13] L.V. Asryan, R.A. Suris. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 554 (1996).
- [14] С.М.А. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, P.N. Brunkov, B.V. Volovik, S.G. Konnikov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1573 (2000).
- [15] B. Spivak, S. Luryi. *Future Trends in Microelectronics: up the Nano Creek* (Wiley-IEEE Press, 2007) p. 68; см. также <http://arxiv.org/ftp/physics/papers/0608/0608260/pdf>
- [16] А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Ю. Гордеев, А.В. Савельев, Д.А. Livshits, A.R. Kovsh. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 014 004 (2011).

Редактор Л.В. Беляков

## **Influence of homogeneous broadening and intentionally introduced disorder on the width of lasing spectra of a quantum dot laser**

*V.V. Korenev\**, *A.V. Savelyev\*+*, *A.E. Zhukov\*+•*,  
*A.V. Omelchenko\*+*, *M.V. Maximov\*•*

\* St. Petersburg Academic University —  
Nanotechnology Research  
and Education Center,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

+ St. Petersburg State Polytechnical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

• Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** We have found the exact expression for lasing spectrum form and width in the QD lasers in the approximation of low, with respect to spectrum width, homogeneous broadening of quantum dot energy levels. It was shown that dependence of the lasing spectrum width on output power at the room temperature can be described by two dimensionless parameters: ratio of inhomogeneous broadening to temperature and ratio of losses to maximum gain. The optimal size of an active region has been found to achieve minimal injection current at the fixed width of the lasing spectrum. The possible usage of multilayered quantum dot structure with different layers has been analyzed. It is shown that the usage of several QDs layers with intentionally varied energies of optical transitions leads to enhancement of the laser spectrum full width.