

## Влияние процессов энергетической релаксации локализованных экситонов на спектр излучения одиночных квантовых ям ZnS–ZnSe

© Н.В. Бондарь

Институт физики Академии наук Украины,

03039 Киев, Украина

E-mail: vvti@iop.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 24 января 2000 г.)

Исследована зависимость спектров экситонной фотолюминесценции квантовых ям ZnS–ZnSe с различными концентрациями центров локализации от интенсивности возбуждения и температуры. Показано хорошее совпадение формы экспериментальной полосы низкотемпературной фотолюминесценции, и рассчитанной в модели прыжков экситона на ближайший центр локализации, и в модели, учитывающей переходы локализованного экситона на все центры его локального окружения. Определены параметры, характеризующие локализованные экситоны в данных квантовых структурах субмонослойной толщины.

Работа поддержана Государственным фондом фундаментальных исследований Украины (проект 2.4/86).

Как свидетельствуют многочисленные экспериментальные данные, спектры излучения квантовых структур с субмонослойными толщинами обусловлены рекомбинацией экситонов, локализованных в ямах потенциального рельефа, образовавшегося в результате флуктуаций толщины полупроводниковых слоев [1–11]. Флуктуации выступают в виде островков роста с высотой, как правило, не превышающей одного монослоя (МС) и латеральными размерами  $\xi$  порядка боровского радиуса экситонов. Однако формирование полосы низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) в структурах с квантовыми ямами (КЯ) в большинстве случаев обусловлено не только характером разупорядоченных границ раздела, но и кинетическими процессами заселенности состояний хвоста плотности, образовавшегося в результате флуктуаций толщины, из-за чего при низких температурах  $T$  максимум полосы ФЛ, как правило, смещен относительно минимума (максимума) спектра экситонного отражения (СО) (поглощения) [1–4]. Природа данного смещения связана с процессом энергетической релаксации, который предполагает быстрое достижение экситонами глубоких состояний хвоста плотности за время, меньшее, чем время их излучательной рекомбинации  $\tau_0$ . Величина смещения  $\varepsilon_m$  в условиях стационарного возбуждения зависит от его интенсивности (скорости генерации  $e-h$  пар  $G$ ) и  $T$  и довольно легко наблюдается в эксперименте. С ростом  $T$  или  $G$  вследствие активации состояний хвоста плотности или заполнения его экситонами происходит сдвиг максимума полосы ФЛ в коротковолновую сторону до энергии  $E_c$ , соответствующей порогу подвижности локализованных экситонов, а при дальнейшем росте накачки или  $T$  полоса ФЛ начинает уширяться в коротковолновую сторону за счет перехода к излучению из делокализованных и свободных состояний [1,12,13].

Значительный интерес также вызывает второй случай, часто наблюдаемый в КЯ, когда при большом стоковом смещении максимума полосы ФЛ нет явной зависимости

ее спектрального положения и формы от плотности накачки и  $T$  [11,14]. Как показано в [11] на основе разработанной там статистической топографической модели экситонной ФЛ, в таких КЯ существует линейная связь между величиной  $\varepsilon_m$  и шириной (на полувысоте)  $W$  спектра поглощения,  $\varepsilon_m = 0.553W$ . Форма полосы ФЛ при этом в отличие от первого случая является симметричной и может быть аппроксимирована гауссовым распределением. В большинстве теоретических и экспериментальных работ, обсуждающих данные вопросы, в основном рассматриваются или первый [1–5,8,9,12,13], или второй случай [6,7,10,11,14,15] в КЯ или сверхрешетках с различными номинальными толщинами  $L_z$ , полученных с помощью разных технологий. Поэтому представляется интересным показать, что оба случая могут наблюдаться в КЯ, которые имеют одинаковую толщину  $L_z$ . Поскольку при выполнении последнего условия сохраняются неизменными энергия связи, боровский радиус (в обоих направлениях), излучательное время жизни и другие параметры экситонов, которые зависят от  $L_z$  и от которых так или иначе зависит величина стокового смещения  $\varepsilon_m$ , вероятность обнаружить ту или иную ситуацию в КЯ будет определяться структурой разупорядоченных границ раздела.

В настоящей работе проанализированы спектры излучения одиночных КЯ ZnS–ZnSe с целью определить влияние на их форму и спектральное положение процессов энергетической релаксации локализованных экситонов. При исследовании образцов КЯ с равными номинальными толщинами в условиях стационарного возбуждения установлено, что спектр экситонной ФЛ каждой КЯ был смещен относительно минимума СО на величину от 6 до 13 meV в зависимости от образца и в некоторых из них величина смещения зависела от интенсивности возбуждения и температуры. С использованием основных результатов, изложенных в [12,13], были рассчитаны две кривые энергетического распределения экситонов  $n(\varepsilon)$  в предположении, что форма состояний хвоста плотности

является экспоненциальной. Показано, что в определенной области концентраций центров локализации полученные по обеим моделям кривые  $n(\varepsilon)$  хорошо согласуются между собой и с экспериментальной полосой экситонной ФЛ одной из выбранных КЯ. Полученные подгоночные параметры  $N_0\alpha^2$ ,  $\tau_0\nu_0$  и  $\varepsilon_0$  близки в обеих моделях, и их величины находятся в хорошем согласии с полученными другими параметрами.

## 1. Экспериментальные результаты и некоторые оценки

Исследованные одиночные КЯ ZnS–ZnSe, выращенные на подложках GaAs методом фотостимулированной газовой эпитаксии без буферного слоя, являются напряженными из-за рассогласования решеточных параметров ZnS, ZnSe и GaAs. Технология получения данных структур и их оптические спектры обсуждались нами раньше [8,16]. В данной работе спектры КЯ ZnS–ZnSe были получены с помощью двойного монохроматора ДФС-12 и ФЭУ-79, работавшего в режиме счета фотонов, и весь эксперимент осуществлялся с использованием системы КАМАК. Источником возбуждения ФЛ служил He–Cd лазер с  $\lambda = 325$  nm и средней мощностью  $\sim 10$  mW, а для записи СО использовалась галогеновая лампа.

Из одной серии исследованных образцов КЯ с одинаковыми  $L_z = 11$  и  $L_b = 60$  Å для наших целей были отобраны две КЯ 308 и 309 с практически совпадающими контурами СО. На рис. 1 показан только СО КЯ 309 ( $E_{1s} = 2.997$  eV), обусловленный тяжелыми экситонами ( $hh$ ) из первого ( $n = 1$ ) уровня их размерного квантования, и полосы экситонной ФЛ КЯ 309 и 308 (в дальнейшем 1 и 2 соответственно). Полоса 1 кроме основного имеет коротковолновый пик ( $E_{2s} = 3.031$  eV), по положению совпадающий с аналогичной особенностью СО. Как показывают расчеты, он обусловлен  $hh$  экситонами, находящимися в  $2s$ -состоянии [16]. Подчеркнем, что данный пик не является элементарным, а имеет дублетную структуру, расстояние между компонентами которого составляет  $\sim 3$  meV, однако причина этого расщепления нами не установлена.

Смещение полос 1 и 2, записанных при  $G_1 \sim 1 \cdot 10^{21}$  cm $^{-2} \cdot$  s $^{-1}$ , относительно  $E_{1s}$  составляет 6 и 13 meV соответственно, и с ростом плотности накачки величина смещения не менялась. При уменьшении скорости генерации обе полосы вели себя по-разному. Полоса 1 при уменьшении  $G$  до  $10^{18}$  cm $^{-2} \cdot$  s $^{-1}$  сместилась в длинноволновую сторону на  $\sim 11$  meV, а при дальнейшем монотонном уменьшении до  $10^{17}$  cm $^{-2} \cdot$  s $^{-1}$  с коротковолновой стороны от ее основного пика появился дополнительный, по положению совпадающий с минимумом СО; отношение интегральных интенсивностей обеих пиков составляет  $\sim 30$  (теперь она обозначена как 1' на рис. 1). Наблюдаемое изменение формы полосы ФЛ КЯ 309 с уменьшением  $G$  можно объяснить в рамках качественной модели,

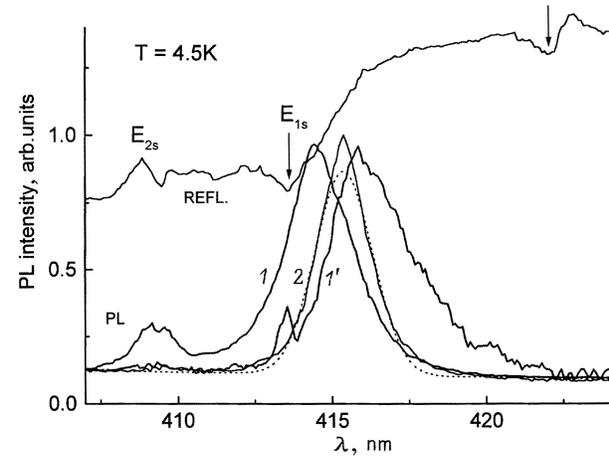


Рис. 1. Спектры отражения (КЯ 309) и фотолуминесценции 1 и 1' — КЯ 309 при  $G_1$  и  $G_{\min}$  соответственно, 2 — КЯ 308 при  $G_1$ , точки — гауссово распределение, которым аппроксимировалась полоса 2.

учитывающей наличие областей КЯ с различным характером разупорядочения. Если скорость генерации не превышает величины, за которой начинаются экситон-экситонные столкновения, то в спектре излучения обычно наблюдается одиночная полоса ФЛ, обусловленная рекомбинацией локализованных экситонов. При уменьшении  $G$  на 2–3 порядка кроме красного смещения основного пика начинает проявляться коротковолновой, соответствующий излучению свободных экситонов, пространственно находящихся в областях КЯ с номинальной толщиной и не успевших за время  $\tau_0$  достичь областей с разупорядоченными границами. Если пренебречь диффузией свободных экситонов при  $T \sim 0$ , то интегральная интенсивность коротковолнового пика, как правило, пропорциональна суммарной площади областей КЯ с  $L_z$ , находящихся в лазерном пятне возбуждения [15]. Что касается полосы 2, то не было зафиксировано какого-либо существенного изменения ее формы и положения в том же интервале величин  $G$ , за исключением уменьшения ее интегральной интенсивности.

Для исследования температурной зависимости полос ФЛ обеих КЯ была выбрана скорость генерации экситонов, при которой большинство мелких состояний хвоста плотности можно считать частично пустыми, что в нашем случае реализуется при  $G < 10^{18}$  cm $^{-2} \cdot$  s $^{-1}$ . Увеличение  $T$  до 40 K не привело к какому-либо существенному изменению формы и положения полосы 2. В то же время у полосы 1' при увеличении  $T$  до 30 K наблюдалось исчезновение коротковолнового пика, уменьшение ширины от 22 до 12 meV и одновременное монотонное ее смещение в коротковолновую сторону на 11 meV, а при  $T > 30$  K полоса только уширялась (рис. 2). Из полученных результатов следует, что характер смещения полосы КЯ 309 в узком диапазоне изменения  $G$  и  $T$  обусловлен процессами заполнения или температурной активации

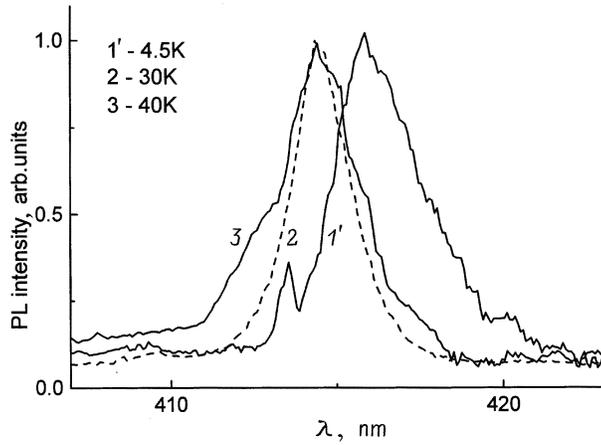


Рис. 2. Зависимость формы и положения полосы  $I'$  (КЯ 309) при разных температурах.

состояний хвоста плотности, а энергия  $E_c = 2.991$  eV, возле которой стабилизируется максимум полосы ФЛ этой КЯ, с ростом  $G$  и  $T$ , очевидно, соответствует порогу подвижности локализованных экситонов, который смещен на 6 meV относительно энергии свободных состояний  $E_{1S}$ . С другой стороны, несмотря на одинаковую номинальную толщину КЯ 309 и 308, полоса ФЛ последней не проявила зависимости от  $G$  и  $T$ , хотя ее максимум также смещен на значительную величину ( $\sim 13$  meV) относительно  $E_{1S}$  (рис. 1). В связи с этим отметим, что аналогичный случай поведения экситонной полосы ФЛ наблюдается в КЯ AlGaAs/GaAs [14]. Качественное объяснение этому факту будет дано в следующем разделе в рамках модели, описывающей заселенность состояний хвоста плотности экситонами в условиях стационарного возбуждения.

## 2. Особенности формы спектра излучения одиночных КЯ ZnS–ZnSe с несовершенными гетерограницами

1) Как показано в [3], форма низкотемпературной экситонной полосы ФЛ КЯ с субмонослойными толщинами пропорциональна энергетическому распределению  $n(\varepsilon)$  локализованных экситонов по состояниям хвоста плотности. С использованием модели [12,13] были рассчитаны две кривые распределения  $n(\varepsilon)$ , которые затем сравнивались с полосой  $I'$  (КЯ 309). Не вдаваясь в подробный анализ обеих моделей, имеющих много общего, отметим лишь несколько характерных особенностей. Обе модели позволяют вычислить среднее время жизни  $\tau(r)$  и заселенность  $f(\varepsilon, r)$  состояния с энергией локализации  $\varepsilon$ , имеющего соседа с  $\varepsilon'$  на расстоянии  $r$ . Величина  $\tau(r)$  в модели [12] получена в приближении прыжков экситона на ближайший центр локализации, в то время как в [13] среднее время жизни экситона учитывает возможность его переходов на все центры локального

окружения, что становится важным при высоких концентрациях центров локализации. Одним из основных приближений обеих моделей является пренебрежение пространственной корреляцией между состояниями, которые последовательно занимает один и тот же экситон в процессе его релаксации. Прежде чем привести конечные выражения, следующие из этих моделей и позволяющие рассчитать  $n(\varepsilon)$ , оценим положение максимума полосы ФЛ относительно  $E_c$  в условиях малых  $G$ , когда состояние, на которое происходит прыжок экситона, можно считать пустым. Пусть плотность локализованных состояний  $g(\varepsilon)$  спадает в глубь зоны по экспоненциальному закону [2,3]

$$g(\varepsilon) = \frac{N_0}{\varepsilon_0} \exp(-\varepsilon/\varepsilon_0), \quad (1)$$

где  $N_0$  — полная концентрация состояний хвоста плотности,  $\varepsilon_0$  — энергия, характеризующая масштаб их энергетической зависимости. Концентрация состояний с энергией, превышающей  $\varepsilon$ , и средняя длина прыжка  $r(\varepsilon)$  экситона связаны соотношениями

$$\rho(\varepsilon) = \int_{\varepsilon}^{\infty} g(\varepsilon) d\varepsilon = N_0 \exp(-\varepsilon/\varepsilon_0), \quad (2)$$

$$r(\varepsilon) = [\pi\rho(\varepsilon)]^{-1/2}. \quad (3)$$

При выборе туннельного механизма релаксации время прыжка экситона между двумя центрами локализации с энергиями  $\varepsilon$  и  $\varepsilon'$  ( $\varepsilon < \varepsilon'$ ), находящимися на расстоянии  $r$ , равно

$$\tau_h(r) = \nu_0^{-1} \exp\left(\frac{2r}{\alpha}\right), \quad (4)$$

где  $\nu_0$  — частота попыток экситона (по величине — порядка фоновой) и  $\alpha$  — длина затухания волновой функции изолированного состояния. Тогда максимум полосы ФЛ будет соответствовать такой  $\varepsilon_m$ , при которой выполняется следующее условие [2,3,12]:

$$\tau_h[r(\varepsilon_m)] \approx \tau_0, \quad (5)$$

откуда, используя (1)–(5), получим

$$\varepsilon_m = \varepsilon_0 \ln \left[ \frac{\pi N_0 \alpha^2}{4} \ln^2(\tau_0 \nu_0) \right]. \quad (6)$$

Таким образом, положение максимума полосы ФЛ относительно энергии порога подвижности в условиях малых  $G$  определяется набором универсальных параметров  $N_0 \alpha^2$ ,  $\tau_0 \nu_0$  и  $\varepsilon_0$ .

При  $T \sim 0$  все состояния хвоста плотности можно условно разделить на прыжковые и излучательные, для расчета плотности которых воспользуемся распределением Пуассона. Оно дает вероятность  $p_k(r, \varepsilon)$  обнаружить состояние с  $k$ -соседями в круге радиуса  $r$  возле выделенного состояния с энергией  $\varepsilon$

$$p_k(r\varepsilon) = \frac{[\pi r^2 \rho(\varepsilon)]^k}{k!} \exp(-\pi r^2 \rho(\varepsilon)). \quad (7)$$

Вероятность выделенному состоянию иметь  $k$ -го соседа на расстоянии от  $r$  до  $r + dr$  равна  $P_k(r, \varepsilon)dr$ , где [12,13]

$$P_k(r, \varepsilon) = 2\pi r \rho(\varepsilon) \frac{[\pi r^2 \rho(\varepsilon)]^{(k-1)}}{(k-1)!} \exp(-\pi r^2 \rho(\varepsilon)), \quad (8)$$

а если учесть только ближайшее ( $k = 1$ ) незаполненное состояние с  $\varepsilon' > \varepsilon$ , то

$$P(r, \varepsilon) = 2\pi r \rho(\varepsilon) \exp(-\pi r^2 \rho(\varepsilon)). \quad (9)$$

Тогда энергетическая плотность прыжковых состояний равна

$$g_h(\varepsilon) = g(\varepsilon) \int_0^{r_m} P(r, \varepsilon) dr, \quad (10)$$

где верхний предел интегрирования выбран с учетом того, что максимальная длина прыжка экситона ограничена его временем излучательной рекомбинации. Величину  $r_m$  можно найти из (4), если положить  $\tau_h(r_m) \approx \tau_0$ ,  $r_m = (\alpha/2) \ln(\tau_0 \nu_0)$ . Из (7) получаем вероятность выделенному состоянию не иметь ни одного ( $k = 0$ ) соседа в круге радиуса  $r_m$

$$P(r_m, \varepsilon) = \exp\left[-\frac{\pi \alpha^2}{4} \rho(\varepsilon) \ln^2(\tau_0 \nu_0)\right], \quad (11)$$

и, следовательно, энергетическая плотность излучательных состояний есть

$$g_r(\varepsilon) = g(\varepsilon) P(r_m, \varepsilon). \quad (12)$$

Обе рассчитанные кривые,  $g_h(\varepsilon)$  и  $g_r(\varepsilon)$ , показаны на рис. 3 (параметры, которые использовались для их расчета, приведены далее).

Функция энергетического распределения локализованных экситонов  $n(\varepsilon)$  в условиях случайного распределения центров локализации связана с  $P(r, \varepsilon)$  следующим соотношением [12]:

$$n(\varepsilon) = g(\varepsilon) \int_0^\infty f(\varepsilon, r) P(\varepsilon, r) dr, \quad (13)$$

где  $f(\varepsilon, r)$  — степень заселенности состояния  $(\varepsilon, r)$ , подчиняющаяся уравнению кинетики

$$\frac{f(\varepsilon, r)}{\tau(r)} = \Gamma(\varepsilon) [1 - f(\varepsilon, r)], \quad (14)$$

$\Gamma(\varepsilon)$  — скорость генерации экситонов в состояние  $\varepsilon$ . Время жизни  $\tau(r)$  выделенного состояния в модели [12] имеет вид

$$\tau(r) = \frac{\tau_0 \tau_h(r)}{\tau_0 + \tau_h(r)}, \quad (15)$$

которое с учетом того, что длина прыжка экситона не превышает  $r_m$ , можно записать в виде следующего приближения:

$$\tau(r) = \begin{cases} \tau_0, & r > r_m, \\ \tau_h(r), & r < r_m. \end{cases} \quad (16)$$

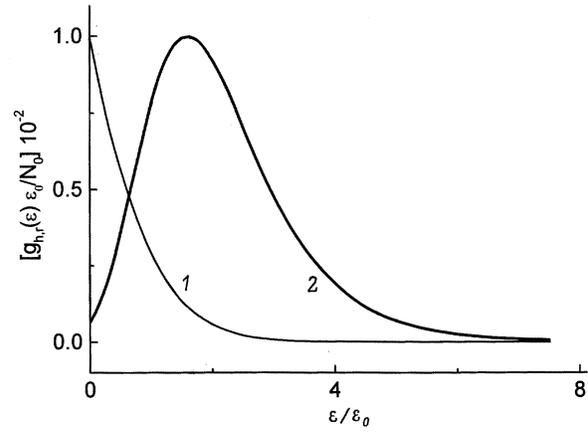


Рис. 3. Энергетическое распределение прыжковых (1) и излучательных (2) состояний.

В результате  $n(\varepsilon)$  распадается на два слагаемых  $n(\varepsilon) = n_1(\varepsilon) + n_2(\varepsilon)$ , где [12]

$$n_1(\varepsilon) = g(\varepsilon) \int_0^{r_m} P(r, \varepsilon) \Gamma(\varepsilon) \frac{\tau_h(r)}{1 + \Gamma(\varepsilon) \tau_h(r)} dr, \quad (17)$$

$$n_2(\varepsilon) = g(\varepsilon) P(r_m, \varepsilon) \Gamma(\varepsilon) \frac{\tau_0}{1 + \Gamma(\varepsilon) \tau_0}. \quad (18)$$

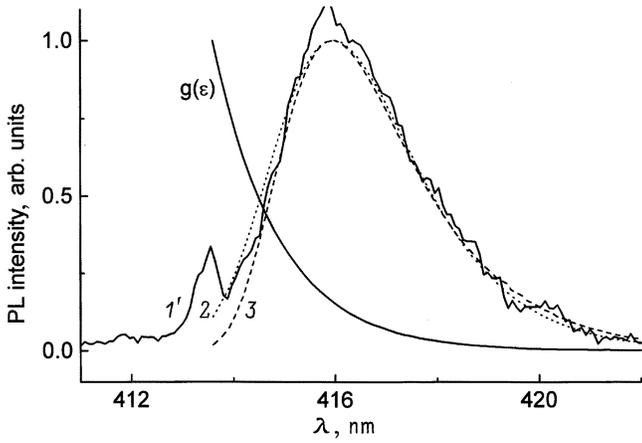
Энергетическое распределение локализованных экситонов во второй модели [13] имеет похожий вид

$$n(\varepsilon) = g(\varepsilon) \Gamma(\varepsilon) \tau(\varepsilon), \quad (19)$$

где среднее время жизни состояния  $\tau(\varepsilon)$  с учетом всевозможных межцентровых переходов есть

$$\tau(\varepsilon) = \int_0^\infty \exp\left[-\frac{t}{\tau_0} - 2\pi \rho(\varepsilon) \times \int_0^\infty r \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_h(r)}\right)\right) dr\right] dt. \quad (20)$$

2) На рис. 4 приведены две рассчитанные кривые  $n(\varepsilon)$ . Первая получена с помощью соотношений (17) и (18) и следующих подгоночных параметров:  $N_0 = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ,  $\alpha = 40 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ ,  $\tau_0 = 150 \text{ ps}$ ,  $\nu_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$  и  $\varepsilon_0 = 8.4 \text{ meV}$ , вторая — с помощью (19) и (20) и  $N_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ,  $\alpha = 40 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ ,  $\tau_0 = 100 \text{ ps}$ ,  $\nu_0 = 7 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$  и  $\varepsilon_0 = 6.5 \text{ meV}$ . Видно, что оба распределения  $n(\varepsilon)$  хорошо согласуются по форме и спектральному положению с экспериментальной полосой  $I'$  экситонной ФЛ КЯ 309, полученной при  $T = 4.5 \text{ K}$  и  $G \sim 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . Используем (6) для оценки величины стока смещения  $\varepsilon_m$  и после подстановки соответствующих параметров из обеих моделей получаем  $\varepsilon_{m1} = 13$  и  $\varepsilon_{m2} = 10.5 \text{ meV}$ . Сравнивая полученные значения с экспериментальной величиной смещения (11 meV), видим, что с помощью параметров второй



**Рис. 4.** Полоса  $I'$  — то же, что на рис. 1; 2, 3 — распределение  $n(\varepsilon)$ , рассчитанное по первой и второй моделям соответственно;  $g(\varepsilon)$  — распределение локализованных состояний.

модели ( $N_0\alpha^2 = 0.08$ ,  $\tau_0\nu_0 = 7 \cdot 10^3$  и  $\varepsilon_0 = 6.5$  meV) можно более точно определить спектральное положение полосы ФЛ относительно энергии порога подвижности локализованных экситонов в КЯ ZnS–ZnSe с толщиной (2–3) МС. Отметим, что величины данных параметров близки по значениям к полученным в [5], где исследовались аналогичные нашим КЯ  $Zn_{0.8}Cd_{0.2}Se/ZnSe$ .

Из (6) или (17)–(20) следует, что с ростом концентрации состояний  $N_0$  увеличивается смещение максимума полосы ФЛ, что является следствием увеличения перекрытия волновых функций соседних состояний в латеральном направлении, поэтому полезно оценить концентрацию ( $N_0^{\max}$ ), при которой наступит делокализация состояний. Для этого найдем минимальный размер  $\xi$  островка, способного локализовать  $hh$  экситон массой  $M_{hh} = m_e + m_{hh}$ , где  $m_e$  и  $m_{hh}$  — эффективные массы электрона и  $hh$  дырки. Расчеты показывают, что в КЯ с  $L_z = 11$  Å островок высотой в 1 МС (2.83 Å для ZnSe) создает потенциальную яму для  $hh$  экситона глубиной  $V_0 \approx 60$  meV. Наличие областей КЯ с толщинами  $L_z + 1$  МС подтверждается СО в виде дополнительного минимума (показанного стрелкой), находящегося на расстоянии  $\sim 60$  meV от  $E_{1S}$  (рис. 1). Для появления связанного состояния с минимальной энергией локализации в таком островке необходимо выполнение соотношения  $\xi \equiv 2R = \pi\hbar/(2M_{hh}V_0)^{1/2}$ , где  $R$  — радиус островка [4], откуда получаем

$$R^2 = \pi^2\hbar^2/8M_{hh}V_0. \quad (21)$$

После подстановки соответствующих величин в (21) получаем  $R = 14.2$  Å. При расчетах энергии и волновых функций экситонов наиболее часто выбирают форму островка в виде цилиндра с радиусом  $R$ . Такой островок высотой  $\delta L = 2.83$  Å и объемом  $v = \pi R^2\delta L$  будет вмещать десять атомов Se или, другими словами, для отщепления локализованного состояния от края зоны КЯ с  $L_z = 11$  Å необходимо образование кластера с

десятью атомами Se на ее поверхности. Отсюда получаем концентрацию кластеров  $N_0^{\max} \sim 1.5 \cdot 10^{13}$  cm $^{-2}$ .

Оценим минимальную концентрацию центров локализации в КЯ как такую, при которой время туннельного прыжка экситона из данного состояния превысит время его излучательной рекомбинации,  $N_0^{\min} \approx [\pi r_m^2]^{-1} = [(\pi\alpha^2/4) \ln^2(\tau_0\nu_0)]^{-1}$ . Используя соответствующие параметры, получаем  $N_0^{\min} < 1 \cdot 10^{11}$  cm $^{-2}$ . Следуя авторам [11], запишем условие классической локализации экситонов в такой системе,  $r_m^2\delta L \gg L_z^3$ . Нетрудно убедиться, что для полученных значений  $\alpha$ ,  $\tau_0\nu_0$  и  $L_z = 11$  Å это неравенство хорошо выполняется. В этом случае, как показали те же авторы, форма низкотемпературного экситонного спектра должна быть гауссовой, как следствие гауссова распределения флуктуаций толщины (центров локализации) КЯ и отсутствия межцентровых переходов. На основе сказанного выше можно качественно понять причину независимости полосы ФЛ КЯ 308 от  $G$  и  $T$  (рис. 1). В результате малой концентрации центров ( $N_0 \leq N_0^{\min}$ ) каждое локализованное состояние этой КЯ будет излучательным и вероятность прыжка экситона из него практически равна нулю, что подтверждает и форма полосы 2, которая легко аппроксимируется гауссовым распределением (рис. 1) [14]. Тогда увеличение или уменьшение плотности накачки приводит только к росту или уменьшению интегральной интенсивности полосы ФЛ КЯ 308, не влияя на ее положение и форму, что и наблюдалось в эксперименте. Устойчивость полосы 2 к повышению  $T$  вплоть до 40 К объясняется аналогичной причиной, т.е. время прыжка экситона вверх по энергии ( $\varepsilon' \rightarrow \varepsilon$ ) с поглощением акустического фона также превышает излучательное время жизни экситона на данном состоянии.

Остановимся на некоторых выводах из полученных результатов. Как отмечалось в [13], выбор туннельного механизма энергетической релаксации экситонов накладывает некоторые ограничения на величину  $N_0$ . Действительно, расчеты показывают, что выражение для  $n(\varepsilon)$  из первой модели расходится при  $N_0 > 1 \cdot 10^{13}$  cm $^{-2}$ . Причина расхождения, очевидно, состоит в том, что при такой концентрации центров наступает делокализация экситонов, так как экситон "видит"  $\pi N_0\alpha^2 \approx 5$  локализованных состояний в круге радиуса  $\alpha$  возле порога подвижности [2]. Данный результат также следует из того факта, что величина  $1 \cdot 10^{13}$  cm $^{-2}$  очень близка к  $N_0^{\max}$ , поэтому если концентрация центров (микроостровков) становится больше  $N_0^{\max}$ , то отдельные микроостровки сливаются в конгломераты (макроостровки), латеральные размеры которых превышают десятки микрон, и движение экситонов в таких макроостровках становится свободным [15]. Таким образом, в области концентраций  $N_0 < N_0^{\max}$  обе модели дают совпадающие результаты, поэтому выбор туннельного механизма релаксации экситонов является наиболее приемлемым для описания формы и положения полосы экситонной ФЛ в КЯ ZnS–ZnSe с толщинами

в несколько монослоев в модели, которая предполагает экспоненциальный спад плотности локализованных состояний.

## Список литературы

- [1] П.С. Копьев, И.Н. Уральцев, Ал.Л. Эфрос, Д.Р. Яковлев, А.В. Винокурова. ФТП **22**, 3, 424 (1988).
- [2] H. Kalt, J. Collet, S.D. Baranovskii, R. Saleh, P. Thomas, L.S. Dang, J. Cibert. Phys. Rev. **B45**, 5, 4253 (1998).
- [3] S.D. Baranovskii, R. Eichmann, P. Thomas. Phys. Rev. **B58**, 19, 13 081 (1998).
- [4] H. Castella, J.W. Wilkins. Phys. Rev. **B58**, 24, 16 186 (1998).
- [5] L.E. Golub, E.L. Ivchenko, S.V. Ivanov, T.V. Shubina, A.A. Toropov, J.P. Bergman, G.R. Pozina, B. Monemar, M. Willander. Phys. Stat. Sol. (b) **205**, 203 (1998).
- [6] U. Jahn, S.W. Kwok, M. Ramsteiner, R. Hey, H.T. Grahn, E. Runge. Phys. Rev. **B54**, 4, 2733 (1996).
- [7] U. Jahn, S.W. Kwok, M. Ramsteiner, R. Hey, H.T. Grahn, E. Runge, R. Zimmermann. Phys. Rev. **B56**, 8, R4387 (1977).
- [8] V.V. Tishchenko, N.V. Bondar, A.B. Kovalenko, M.P. Halsall, P. Lilley. Superlat. Microstruc. **24**, 2, 143 (1998).
- [9] В.В. Тищенко, Н.В. Бондарь, М.С. Бродин, А.В. Коваленко. ФТП **31**, 12, 1440 (1997).
- [10] E. Runge, R. Zimmermann. Phys. Stat. Sol. (a) **164**, 511 (1998); E. Runge, R. Zimmermann, F. Henneberger. Phys. Stat. Sol. (b) **188**, 547 (1995).
- [11] F. Yang, M. Wilkinson, E.J. Austin, K.P. O'Donnell. J. Phys.: Condens. Matter. **4**, 8863 (1992); M. Hetterich, Ch. Markle, A. Dinger, M. Grun, C. Klingshirn. Phys. Rev. **B59**, 15, 10 268 (1999).
- [12] А.Г. Абдукадыров, С.Д. Барановский, Е.Л. Ивченко. ФТП **24**, 1, 136 (1990); А.Г. Абдукадыров, С.Д. Барановский, Е.Л. Ивченко, С.Ю. Вербин, А.Ю. Наумов, А.Н. Резницкий. ЖЭТФ **98**, 12, 2056 (1990).
- [13] А.А. Киселев. ФТП **32**, 5, 546 (1998).
- [14] G. Bastard, C. Delalande, M.H. Meynadier, P.M. Frijlink, M. Voos. Phys. Rev. **29**, 12, 7042 (1984).
- [15] M.A. Herman, D. Bimberg, J. Christen. J. Appl. Phys. **70**, 2, R1 (1991).
- [16] V.V. Tishchenko, N.V. Bondar, Y.E. Raptis, E. Anastassakis. Solid State Commun. **96**, 10, 793 (1995).