

# Термостимулированное резонансное туннелирование в асимметричных системах двойных квантовых ям CdSe/ZnSe с самоорганизованными квантовыми точками

© А.Н. Резницкий\*<sup>¶</sup>, А.А. Клочихин\*<sup>+</sup>, М.В. Еременко\*

\* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>+</sup> Институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, 350000 Гатчина, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 19 июня 2013 г. Принята к печати 20 июня 2013 г.)

Исследование фотолюминесценции двойных квантовых ям, образованных осаждением двух слоев CdSe различной номинальной толщины в матрице ZnSe, обнаружило сильную зависимость спектра фотолюминесценции от ширины барьера ZnSe, разделяющего квантовые ямы, от энергии возбуждающего фотона и от температуры. Мы исследовали спектры фотолюминесценции при ширинах барьера 34, 50 и 63 монослоев при возбуждении фотонами с энергиями 3.06, 2.71 и 2.54 эВ в интервале температур 5–200 К. В спектре фотолюминесценции при надбарьерном (3.06 эВ) и подбарьерном возбуждениях (2.71 эВ) наблюдаются две полосы  $I_1(T)$  и  $I_2(T)$ , соответствующие рекомбинации экситонов, локализованных в квантовых точках мелкой и глубокой квантовых ям. Увеличение температуры до  $\sim 50$  К приводит лишь к слабому уменьшению как суммарной интегральной интенсивности излучения обеих полос  $I_{PL}(T)$ , так и каждой из полос  $I_1(T)$  и  $I_2(T)$  в отдельности. Дальнейшее повышение температуры приводит к существенному перераспределению интенсивности фотолюминесценции между ямами, которое мы связываем с туннелированием экситонов из состояний квантовых точек мелкой ямы в глубокую. Этот процесс имеет активационный характер и проявляется в быстром уменьшении интегральной интенсивности излучения из мелкой квантовой ямы  $I_1(T)$  с одновременным возрастанием интенсивности излучения из квантовых точек глубокой квантовой ямы  $I_2(T)$ . Обнаруженный эффект достигает максимума в области температур  $T = 110–130$  К и максимален в образце с толщиной барьера 50 монослоев. Туннелирование, скорее всего, имеет резонансный характер, так как ширина барьера значительно больше ширин обеих ям, что предопределяет слабое проникновение волновых функций в соседнюю яму, а сам эффект слабо затухает с увеличением толщины барьера. Энергия активации при этом превосходит энергию оптического фонона по крайней мере в 3 раза, что не объясняется существующей теорией.

## 1. Введение

Туннелирование в низкоразмерных полупроводниковых системах — явление, представляющее интерес как с прикладной точки зрения, так и с точки зрения исследования фундаментальных свойств таких систем. Исследования процессов и механизмов туннелирования ведутся во многих лабораториях более двадцати лет.

Наибольшее внимание до настоящего времени было сосредоточено на исследовании класса объектов, образованных двумя квантовыми ямами (КЯ) различной ширины [1–5], образованных соединениями с небольшим рассогласованием постоянных решетки. Типичными примерами таких систем являются ямы GaAs/AlGaAs [2], InGaAs/AlAsSb [6] или гетероструктуры, образованные твердыми растворами с небольшим содержанием решеточно-несогласованных компонент, примером которых могут быть асимметричные системы двойных квантовых ям ZnCdSe/ZnSe [3,5] в области концентраций Cd менее 30% или CdTe/ZnCdTe [4,7] в области концентраций Zn менее 30%.

Теоретическое описание туннелирования в подобных объектах развивалось в работах [1,2] (см. также ссылки в этих работах).

Другой класс объектов образуют квантовые ямы, образованные решеточно-несогласованными компонентами при относительно больших концентрациях, когда распределение узкозонной компоненты по плоскости квантовой ямы оказывается неоднородным. В результате возникают наноразмерные области с большим, по сравнению со средним составом, содержанием узкозонной компоненты, обладающие свойствами квантовых точек (КТ) [8–11]. Подобная ситуация имеет место также при осаждении чистых компонент CdSe в матрицу ZnSe [12,13] (CdTe в ZnTe [8] или InAs в GaAs [9]). Расположение квантовых точек в соседних квантовых ямах может быть либо коррелированным, либо антикоррелированным, или, в пределе больших ширин барьера, независимым [10,14,15].

В зависимости от ширины барьера вероятность туннелирования экситонов из квантовых точек мелкой ямы в глубокую яму может оказаться больше или меньше вероятности их излучательной рекомбинации. В первом случае в спектре излучения наблюдается одна полоса, соответствующая рекомбинации экситонов в квантовых точках глубокой ямы, во втором — две полосы при энергиях, определяемых нижайшими уровнями квантовых точек этих ям [16].

Цель данной работы заключается в исследовании особенностей туннелирования в двойных квантовых ямах

<sup>¶</sup> E-mail: Alexander.Reznitsky@mail.ioffe.ru

Таблица 1. Структурные характеристики исследованных образцов с двойными квантовыми ямами

| Образец | ZnSe<br>буфер (нм) | CdSe<br>1-я КЯ (МС) | ZnSe<br>барьер (нм/МС) | CdSe<br>2-я КЯ (МС) | ZnSe<br>кэп-слой, нм |
|---------|--------------------|---------------------|------------------------|---------------------|----------------------|
| A50     | 50                 | 1.5                 | 14.2/50                | 2.3                 | 15                   |
| B34     | 40                 | 2.4                 | 9.7/34                 | 1.5                 | 11                   |
| C63     | 50                 | 2.5                 | 18/63                  | 1.9                 | 20                   |

ZnCdSe/ZnSe с самоорганизованными квантовыми точками при больших ширинах барьера, когда расположение квантовых точек в соседних квантовых ямах может считаться независимым. Как будет показано далее в области низких температур признаков туннелирования экситонов из мелкой квантовой ямы не наблюдается. При повышении температуры активируется туннелирование, причем в отличие от результатов [1,2,5] энергия активации не связана с энергией оптического фона и может быть интерпретирована как результат заселения возбужденных локализованных состояний квантовых точек мелкой ямы.

## 2. Описание образцов и спектра электронных состояний исследованных образцов

### 2.1. Структурные характеристики образцов

Мы исследовали спектры люминесценции набора образцов, содержащих двойные асимметричные квантовые ямы, образованные осаждением CdSe различной номинальной толщины от 1.5 до 2.9 монослоев (МС) в матрицу ZnSe, разделенные барьером ZnSe толщиной от 10 до 63 МС. При гелиевых температурах в спектре ФЛ образцов с толщиной барьера меньше 30 МС наблюдается одна полоса излучения, обусловленная рекомбинацией экситонов из самоорганизованных квантовых точек глубокой ямы. В тех же условиях спектр ФЛ образцов с большими толщинами барьера состоит из двух полос, связанных с рекомбинацией экситонов из квантовых точек мелкой и глубокой квантовых ям [16]. Данная работа посвящена исследованию температурной зависимости спектров ФЛ систем таких двойных квантовых ям с толщинами спейсера 34, 50 и 63 МС. Образцы были выращены молекулярно-пучковой эпитаксией на подложке GaAs (001). Детали процесса роста приведены в работе [16]. Всего были выращено три серии образцов А, В и С, различающиеся между собой толщиной барьера между слоями точек CdSe и последовательностью осаждения слоев. В серии А сначала на буферный слой осаждалась более мелкая яма, а затем на барьерный слой осаждалась более глубокая яма; в сериях В и С — сначала осаждалась более глубокая яма, а затем — мелкая. Точное определение параметров изученных образцов (толщина первого слоя, барьера и покрывающего слоев) было определено методом просвечивающей электронной

микроскопии и приведено в работе [16]. Сводка полученных характеристик исследованных образцов приведена в табл. 1 (использованное имя образца включает указание на серию и толщину спейсера, выраженную в числе монослоев ZnSe).

Образцы помещались в оптический температурный криостат и находились в потоке газообразного гелия, температура которого менялась и поддерживалась контролируемым образом в интервале от 5 до 270 К. Для надбарьерного возбуждения фотолюминесценции использовалось излучение полупроводникового лазера с энергией фотонов 3.06 эВ, возбуждение различных состояний в спектре поглощения квантовых ям осуществлялось с использованием линий  $\text{Ar}^+$ -лазера. Для исключения эффектов нагрева образцов возбуждающим светом, а также с целью использования уровней возбуждения меньше одной электронно-дырочной пары в расчете на одну квантовую точку интенсивность возбуждения не превышала  $20 \text{ Вт/см}^2$ .

### 2.2. Оптические характеристики образцов

Как было показано ранее [17–19], количественные характеристики спектра электронных состояний, локализованных в квантовых ямах с самоорганизованными квантовыми точками, могут быть получены из спектров возбуждения люминесценции (ВФЛ) изучаемых образцов. С этой целью мы изучили спектры возбуждения люминесценции, полученные при сканировании излучения ксеноновой лампой. Установка для исследования спектров ВФЛ включала в себя два монохроматора — возбуждающий (на базе монохроматора МДР-41) и приемный (на базе монохроматора МДР-23). Источником возбуждения служила ксеноновая лампа электрической мощности 150 Вт.

Энергии  $E_{\text{PL}}$  и  $E_{\text{abs}}$  представляют собой положение максимума полосы ФЛ в спектре излучения и максимума в спектре ВФЛ, соответствующего нижайшему энергетическому состоянию, охватывающему всю квантовую точку (QD) соответственно. Разность, приведенных в табл. 2 величин ( $E_{\text{abs}} - E_{\text{PL}}$ ), определяет „стоксов“ сдвиг в спектре состояний квантовых точек, т.е. дает оценку энергии, необходимой для выброса экситонов из излучающих состояний QDs на состояния, определяющие максимум поглощения квантовой точки, а разница энергий  $D = (E_{\text{ZnSe}} - E_{\text{PL}})$ , где  $E_{\text{ZnSe}} = 2.82 \text{ эВ}$ , дает оценку

**Таблица 2.** Характеристики спектра электронных состояний исследованных образцов

| Образец | Номер КЯ        | $E_{PL}$ (эВ) | $E_{abs}$ (эВ) | $E_{abs} - E_{PL}$ (мэВ) | $D$ (мэВ) |
|---------|-----------------|---------------|----------------|--------------------------|-----------|
| С63     | КЯ <sub>1</sub> | 2.410         | 2.460          | 50                       | 410       |
|         | КЯ <sub>2</sub> | 2.500         | 2.540          | 40                       | 320       |
| А50     | КЯ <sub>1</sub> | 2.600         | 2.640          | 40                       | 220       |
|         | КЯ <sub>2</sub> | 2.460         | 2.520          | 60                       | 360       |
| В34     | КЯ <sub>1</sub> | 2.400         | 2.480          | 80                       | 420       |
|         | КЯ <sub>2</sub> | 2.590         | 2.620          | 30                       | 230       |

энергии, необходимой для выброса экситона из основного состояния квантовых точек в материал барьера. Мы полагаем, что выброс экситонов из заселенных излучающих состояний, формирующих спектр люминесценции, на все перечисленные состояния приводит в конечном итоге к безызлучательной рекомбинации.

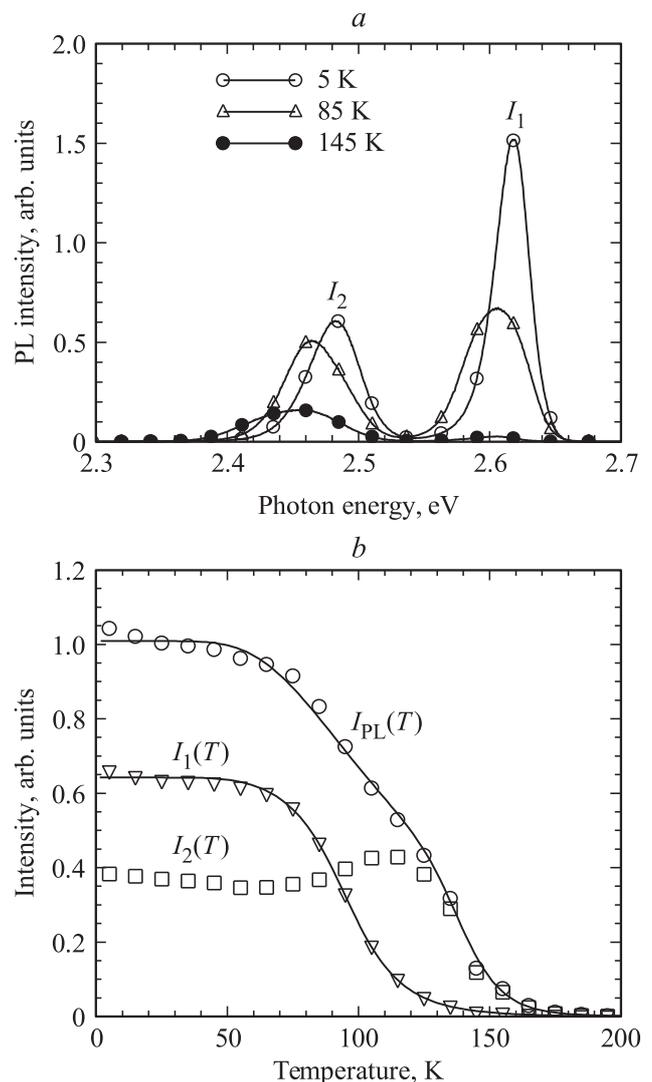
### 3. Экспериментальные результаты

#### 3.1. Температурная зависимость интегральной интенсивности полос люминесценции

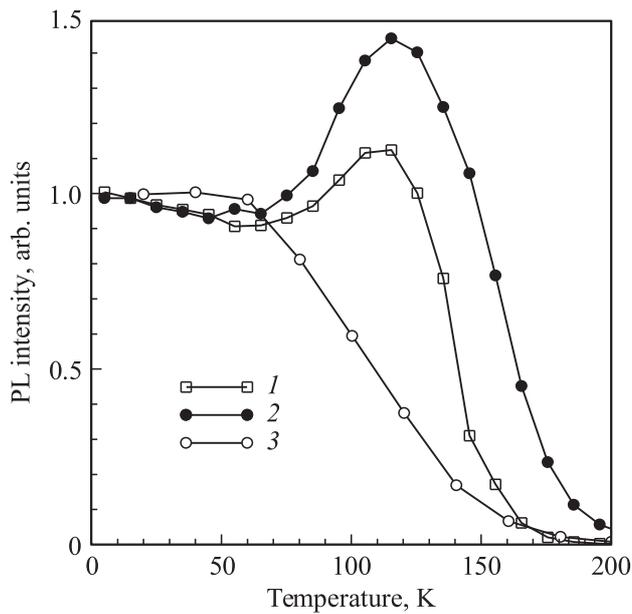
Мы исследовали температурные зависимости интенсивности фотолюминесценции образцов с толщинами барьера 34, 50 и 63 мс. С ростом температуры в спектрах ФЛ всех трех образцов была обнаружена перекачка возбуждения из полосы излучения мелкой ямы в полосу ФЛ глубокой ямы. Наиболее ярко этот эффект проявляется в образце А50, однако качественно все полученные результаты и сделанные выводы справедливы также и для двух других исследованных структур В34 и С63.

На рис. 1, *a* приведены спектры люминесценции образца А50 при трех температурах и возбуждении в область собственного поглощения материала барьера. На рис. 1, *b* приведены соответствующие температурные зависимости интегральной интенсивности люминесценции мелкой и глубокой квантовых ям (зависимости  $I_1(T)$  и  $I_2(T)$  соответственно), а также суммарного излучения из обеих ям (зависимость  $I_{PL}(T)$ ). Сходное поведение интегральной интенсивности спектра люминесценции обнаруживается и при подбарьерном возбуждении люминесценции фотонами с энергией 2.71 эВ, при котором свет поглощается только состояниями обеих квантовых ям. При этом так же, как при надбарьерном возбуждении, в области температур выше 100 К в спектре доминирует излучение из глубокой квантовой ямы. В то же время при возбуждении люминесценции фотонами с энергией меньше перехода в состояния мелкой квантовой ямы температурный эффект возгорания интенсивности ФЛ глубокой квантовой ямы отсутствует —  $I_2(T)$  монотонно уменьшается с ростом температуры (рис. 2).

Эти результаты исключают возможный вклад в наблюдаемое возгорание интенсивности излучения из состояний глубокой квантовой ямы термического опустоше-



**Рис. 1.** *a*) — спектры PL образца А50 при возбуждении фотонами с энергией 3.06 эВ при разных температурах. Плотность мощности возбуждения 0.15 Вт/см<sup>2</sup>. *b*) — символами приведены экспериментальные зависимости интегральных интенсивностей люминесценции из мелкой  $I_1(T)$  и глубокой  $I_2(T)$  квантовых ям, а также суммарной интегральной интенсивности излучения из обеих ям  $I_{PL}(T) = I_1(T) + I_2(T)$ . Сплошными кривыми показаны результаты подгонки зависимостей  $I_1(T)$  и  $I_{PL}(T)$  по формулам (9) и (10) с параметрами, приведенными в табл. 3 (см. текст).



**Рис. 2.** Температурная зависимость интегральной интенсивности длинноволновой полосы излучения образца А50 при надбарьерном возбуждении фотонами с энергией 3.06 эВ (кривая 1), возбуждении в область 2.71 эВ, соответствующем подбарьерному возбуждению обеих полос люминесценции (кривая 2), и возбуждении в область 2.540 эВ (кривая 3), при котором возбуждаются только состояния глубокой квантовой ямы. Интенсивности излучения при всех способах возбуждения нормированы на соответствующие значения при  $T = 5$  К. Сплошные линии приведены для удобства восприятия экспериментальных данных.

ния каких-либо ловушек из материала барьера и(или) квантовых ям и являются прямым указанием на наличие переноса энергии между излучающими состояниями квантовых точек мелкой ямы и состояниями глубокой ямы.

### 3.2. Модельное описание туннелирования и обсуждение результатов

Как видно из рис 1, *b*, температурная зависимость интегральной интенсивности  $I_{PL}(T)$  всего спектра ФЛ имеет сложный характер и не может быть описана простой экспоненциальной функцией с одной активационной энергией. В то же время полученные результаты хорошо аппроксимируются функцией, содержащей две экспоненты:

$$I_{PL}(T) = I_0 / \{1 + a \exp(-E_1/kT) + b \exp(-E_2/kT)\} \quad (1)$$

с энергиями активации  $E_1$  и  $E_2$ , заметно отличающимися по величине. Вполне удовлетворительная аппроксимация экспериментальной зависимости  $I_{PL}(T)$  может быть достигнута с использованием параметров  $E_1$  и  $E_2$  в интервалах  $E_1 = (35 \pm 3)$  мэВ и  $E_2 = (240 \pm 20)$  мэВ.

Температурную зависимость интенсивности излучения из двух квантовых ям можно описать в рамках простой модели, предполагающей генерацию экситонов на уровнях  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , соответствующие излучающим состояниям мелкой и глубокой ям, туннельный переход между ними и последующую рекомбинацию на основном уровне  $|0\rangle$ , соответствующий основному (невозбужденному) состоянию образца. Если вероятности процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации в обеих ямах обозначить  $w_{rad}$  и  $w_{nr}^{1,2}$ , а вероятность туннельного перехода с уровня  $|1\rangle$  мелкой ямы на уровень  $|2\rangle$  глубокой ямы как  $w_t$ , то уравнения баланса для концентрации экситонов  $n_1$  и  $n_2$  на этих уровнях при стационарной накачке с темпом  $G_i$  можно записать как

$$G_1 - w_{rad}n_1 - w_{nr}^1n_1 - w_t n_1 = 0, \quad (2)$$

$$G_2 - w_{rad}n_2 - w_{nr}^2n_2 + w_t n_1 = 0. \quad (3)$$

При этом интенсивность люминесценции с уровней  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  будет даваться выражением

$$I_i = w_{rad}n_i, \quad (4)$$

где  $i = 1, 2$ .

В рамках этой модели предполагается, что все процессы релаксации энергии, приводящие к заселению состояний  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , протекают существенно быстрее процессов рекомбинации (излучательной и безызлучательной) с этих уровней и способствуют переносу энергии между ними, а зависящими от температуры являются параметры  $w_{nr}^{1,2}$  и  $w_t$ .

Вместо уравнения (3) удобнее использовать уравнение, полученное суммированием уравнений (2) и (3):

$$G_1 + G_2 - w_{rad}(n_1 + n_2) - w_{nr}(n_1 + n_2) = 0, \quad (5)$$

где с учетом того факта, что экспериментальные результаты хорошо описываются выражением (1), положено, что

$$w_{nr}^1 = w_{nr}^2 = w_{nr}. \quad (6)$$

Решение уравнений (2) и (5) с учетом (4) дает выражение для температурной зависимости суммарной интегральной интенсивности излучения из обеих ям  $I_{PL}(T)$  и интегральной интенсивности излучения из мелкой ямы  $I_1(T)$ :

$$I_{PL}(T)/I_{PL}(0) = 1/(1 + w_{nr}/w_{rad}), \quad (7)$$

$$I_1(T)/I_{PL}(0) = G_1 / \{(G_1 + G_2)(1 + w_{nr}/w_{rad} + w_t/w_{rad})\}. \quad (8)$$

Предполагая, что зависимость от температуры процессов, описывающих безызлучательную рекомбинацию и туннелирование из мелкой ямы в глубокую, носит активационный характер, а безызлучательная рекомбинация в обеих ямах включает два процесса с существенно различными энергиями активации, можно для

описания экспериментальных результатов использовать выражения:

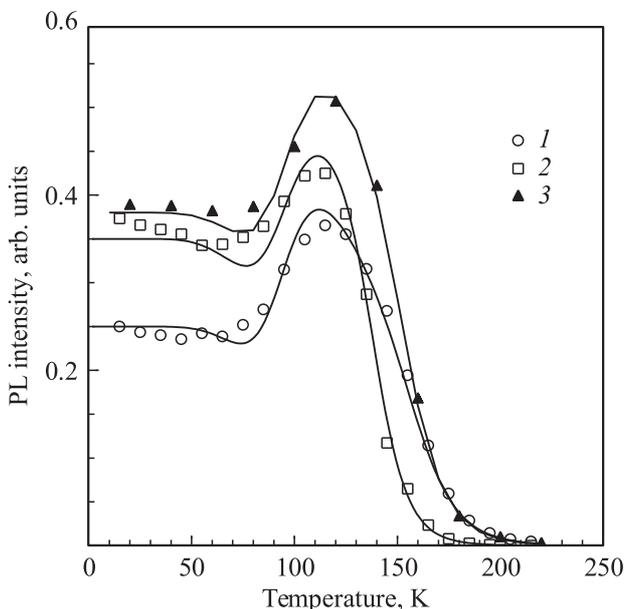
$$\frac{I_{PL}(T)}{I_{PL}(0)} = \frac{1}{\{1 + a \exp(-E_1/kT) + b \exp(-E_2/kT)\}}, \quad (9)$$

$$\frac{I_1(T)}{I_{PL}(0)} = \frac{G_1}{(G_1 + G_2)} \times \frac{1}{\{1 + a \exp(-E_1/kT) + b \exp(-E_2/kT) + c \exp(-E_t/kT)\}}. \quad (10)$$

Интенсивность излучения из глубокой ямы в рамках этой модели дается разностью выражений (9) и (10):

$$\frac{I_2(T)}{I_{PL}(0)} = \frac{I_{PL}(T)}{I_{PL}(0)} - \frac{I_1(T)}{I_{PL}(0)}. \quad (11)$$

Ключевым моментом, определяющим насколько хорошо предложенная модель со всеми сделанными упрощениями может описать экспериментальные результаты, является то обстоятельство, что в рамках этой модели после подгонки температурной зависимости интегральной интенсивности  $I_{PL}(T)$  всего спектра ФЛ параметры  $a$ ,  $b$ ,  $E_1$  и  $E_2$  фиксированы и для описания парциальной температурной зависимости излучения из мелкой и соответственно глубокой квантовых ям свободными остаются только два параметра:  $c$  и  $E_t$ .



**Рис. 3.** Температурная зависимость относительной интегральной интенсивности длинноволновой полосы излучения  $I_2(T)/I_{PL}(0)$  образца A50. Символами приведены экспериментальные результаты, полученные при надбарьерном возбуждении в область 3.06 эВ с плотностью мощности 0.2 Вт/см<sup>2</sup> (символы 1), в область 3.06 эВ с плотностью мощности 15 Вт/см<sup>2</sup> (символы 2), и при подбарьерном возбуждении фотонами с энергией 2.707 эВ (символы 3). Линиями показан результат описания по формулам (9)–(11) с параметрами, приведенными в табл. 3.

**Таблица 3.** Параметры в уравнениях (9) и (10), использованные при описании зависимостей  $I_{PL}(T)$  и  $I_1(T)$  для трех условий возбуждения (см. текст)

| Энергия фотонов (эВ)                                 | 3.06  | 3.06 | 2.707 |
|--|-------|------|-------|
| Плотность мощности возбуждения (Вт/см <sup>2</sup> ) | 0.15  | 11   | 8     |
| $a$  | 27    | 12   | 34    |
| $E_1$ (мэВ)  | 34    | 34   | 34    |
| $b$  | 6.8e8 | 1e8  | 1e8   |
| $E_2$ (мэВ)  | 237   | 237  | 237   |
| $c$  | 9.7e4 | 1e5  | 1.4e5 |
| $E_t$ (мэВ)  | 100   | 100  | 100   |

Для проверки предложенной модели мы использовали три набора температурных зависимостей интегральной интенсивности люминесценции образца A50, полученные (i) при возбуждении глубоко в зону свободных состояний материала барьера (фотонами с энергией 3.06 эВ) и (ii) при подбарьерном возбуждении состояний обеих квантовых ям (фотонами с энергией 2.707 эВ). В первом способе возбуждения были использованы два уровня интенсивности накачки, различающиеся на 2 порядка по величине – 0.15 и 11.5 мВт, что при пятне возбуждения в 0.3 мм дает оценку плотности мощности возбуждения 0.2 и 15 Вт/см<sup>2</sup>. Оценки показывают, что при плотности квантовых точек  $(3-5) \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> уровень возбуждения 15 Вт/см<sup>2</sup> соответствует условию генерации менее одной электронно-дырочной пары в расчете на одну квантовую точку. При этом условии скорость излучательной рекомбинации не должна зависеть от интенсивности возбуждения. В то же время роль каналов безызлучательной рекомбинации может оказаться различной.

На рис. 3 символами приведены для сравнения три температурные зависимости длинноволновой полосы люминесценции  $I_2(T)$ , полученные при этих условиях накачки, а линиями приведены кривые, полученные по формуле (11) с использованием зависимостей  $I_{PL}(T)$  и  $I_1(T)$ , полученных подгонкой соответствующих экспериментальных результатов с использованием формул (9) и (10). В табл. 3 приведены значения всех параметров, использованных при подгонке экспериментальных зависимостей. Как видно из приведенных данных, экспериментальные результаты хорошо описываются использованной моделью, оправдывая тем самым приближения, сделанные при выводе этих формул.

Следует отметить, что экспериментальные зависимости всего спектра ФЛ  $I_{PL}(T)$  и парциальные зависимости для отдельных полос  $I_i(T)$  могут быть удовлетворительно описаны не только с использованием величин параметров  $E_1$ ,  $E_2$  и  $E_t$ , приведенных в табл. 3, но и при согласованном их изменении на 20–30%. С учетом этого допустимого интервала изменений параметров  $E_1$ ,  $E_2$  величина активационной энергии  $E_1 = 35$  мэВ может

быть сопоставлена с разницей между энергией максимума полос ФЛ и ВФЛ (40 и 60 мэВ для мелкой и глубокой ям соответственно, см. табл. 2), а  $E_2 = 237$  мэВ оказывается порядка энергии  $D$ , необходимой для выброса экситонов в материал барьера (согласно данным, приведенным в табл. 2,  $D = 220$  и  $360$  мэВ для выброса экситонов из мелкой и глубокой ям соответственно).

Наконец, активационный характер процесса переноса энергии из мелкой ямы в глубокую, хорошо описывающий экспериментальные зависимости  $I_{PL}(T)$  и  $I_1(T)$ , означает, по всей видимости, что этот процесс идет через возбужденные состояния самоорганизованных квантовых точек. Как показывают оценки, величина  $E_i = 100$  мэВ близка к разнице энергий основного и второго-третьего возбужденных состояний квантовой точки мелкой ямы.

#### 4. Заключение

В работе изучена температурная зависимость спектра фотолюминесценции асимметричных систем двойных квантовых ям CdSe/ZnSe различной номинальной толщины с самоорганизованными квантовыми точками, разделенных барьером ZnSe различной ширины. Исследовались структуры с достаточно большими ширинами барьера, у которых наличие в спектре ФЛ при низких температурах двух полос, связанных с рекомбинацией экситонов в обеих ямах, свидетельствует об отсутствии передачи энергии между ними.

Обнаружено, что передача энергии между состояниями мелкой и глубокой квантовых ям растет с температурой и имеет ярко выраженный активационный характер. Эффективность передачи энергии из состояний квантовых точек мелкой ямы в состояния квантовых точек глубокой ямы слабо затухает с увеличением расстояния между квантовыми ямами, что свидетельствует о резонансной связи между состояниями соседних ям.

Полученные результаты могут оказаться полезными при оптимизации структуры оптоэлектронных приборов, использующих слои таких квантовых ям в качестве материала активной области.

Авторы глубоко признательны И.В. Седовой, С.В. Сорокину и С.В. Иванову за предоставленные образцы и А. Ситниковой за ТЕМ характеристику.

Работа частично поддержана программой ОФН РАН „Спиновые явления в твердотельных наноструктурах и спинтроника“.

#### Список литературы

- [1] R. Ferreira, G. Bastard. Phys. Rev. B, **40**, 1074 (1989).
- [2] B. Deveaud, A. Chomette, F. Clerot, P. Auvray, A. Regreny, R. Ferreira, G. Bastard. Phys. Rev. B, **42**, 7021 (1990).
- [3] S. Ten, F. Henneberger, M. Rabe, N. Peyghambarian. Phys. Rev. B, **53**, 12 637-12 640 (1996).
- [4] S. Haacke, N.T. Pelekanos, H. Mariette, M. Zigone, A.P. Heberle, W.W. Rühle. Phys. Rev. B, **47**, 16 643 (1993).
- [5] Guangyou Yu, X.W. Fan, J.Y. Zhang, Z.H. Zheng, B.J. Yang, Xiaowei Zhao, Dezhen Shen, Xianggui Kong. J. Phys. D: Appl. Phys., **32**, 1506 (1999).
- [6] N. Georgiev, T. Mozume, J. Vac. Sci. Technol. B, **19**, 1747 (2001).
- [7] S. Haacke, N.T. Pelekanos, H. Mariette, A.P. Heberle, W.W. Rühle, M. Zigone. J. Cryst. Growth., **138**, 831 (1994).
- [8] L. Marsal, L. Besombes, F. Tinjod, K. Kheng, A. Wasiela, B. Gilles, J.-L. Rouviere, H. Mariette, J. Appl. Phys., **91**, 4936 (2002).
- [9] M.S. Skolnick, D.J. Mowbray. Annu. Rev. Mater. Res., **34**, 181 (2004).
- [10] M. Strassburg, V. Kutzer, U.W. Pohl, A. Hoffmann, I. Broser, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, A. Rosenauer, U. Fischer, D. Gerthsen, I.L. Krestnikov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Appl. Phys. Lett., **72**, 942 (1998).
- [11] N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg, Semiconductors, **32**, 343 (1998).
- [12] D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen, N.N. Ledentsov. Phys. Rev. B, **61**, 16 819 (2000).
- [13] N. Peranio, A. Rosenauer, D. Gerthsen, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. Phys. Rev. B, **61**, 16 015 (2000).
- [14] V.A. Shchukin, D. Bimberg, V.G. Malyshev, N.N. Ledentsov. Phys. Rev. B, **57**, 12 262 (1998).
- [15] S. Mackowski, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, S. Kret, A. Szczepanska, P. Dluzewski, G. Prechtel, W. Heiss. Appl. Phys. Lett., **78**, 3884 (2001).
- [16] A. Reznitsky, A. Klochikhin, S. Permogorov, V.V. Korenev, I. Sedova, S. Sorokin, A. Sitnikova, S. Ivanov. Phys. Status. Solidi. C, **6**, 2695 (2009).
- [17] A. Reznitsky, A. Klochikhin, S. Permogorov, L. Tennishev, I. Sedova, S. Sorokin, S. Ivanov, M. Schmidt, H. Zhao, E. Kurtz, H. Kalt, C. Klingshirn. Phys. Status. Solidi B, **229**, 509 (2002).
- [18] A. Klochikhin, A. Reznitsky, B. Dal Don, H. Priller, H. Kalt, C. Klingshirn, S. Permogorov, S. Ivanov. Phys. Rev. B, **69**, 085 308 (2004).
- [19] A. Reznitsky, S. Permogorov, A. Klochikhin, H. Kalt, C. Klingshirn. Int. J. Nanosci., **6**, 305 (2007).

Редактор Т.А. Полянская

## Thermo-activated resonance tunnelling in asymmetrical set of double quantum wells CdSe/ZnSe with self-organized quantum dots

A.N. Reznitsky\*, A.A. Klochikhin\*<sup>+</sup>, M.V. Eremenko\*

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

\* Konstantinov Institut of Nuclear Physics,  
350000 Gatchina, St. Petersburg, Russia

**Abstract** Investigation of the photoluminescence of asymmetrical double quantum wells with quantum dots formed by two CdSe layers inserted in ZnSe matrix and separated by the ZnSe barrier has shown a strong dependence of the spectrum on the barrier thickness, on the exciting photon energy, and on the temperature. We have investigated the spectra of these systems at the barrier thickness of 34, 50, and 63 monolayers, at the exciting photon energies of 3.06, 2.71, and 2.54 eV in the temperature interval from 5 to 200 K. The photoluminescence spectra at excitation above barrier (3.06 eV) and below barrier (2.71 eV) are presented by two bands  $I_1(T)$  and  $I_2(T)$  corresponding to recombination of excitons localized in quantum dots of the shallow and deep quantum wells. The temperature increase up to  $\sim 50$  K leads only to weak decrease as of the sum integral intensity of two bands  $I_{PL}(T)$  as well as the each of the bands  $I_1(T)$  and  $I_2(T)$ . Further temperature increase results in an essential redistribution of the luminescence intensity between two quantum wells which we relate to the exciton tunnelling from the states of quantum dots of the shallow well into the deep well. This process has an activation character and is followed by the fast decrease of the emission from the shallow quantum well  $I_1(T)$  and by the simultaneous increase of the emission from the quantum dots of the deep quantum well  $I_2(T)$ . The observed process saturates at temperatures of 110–130 K and reaches the maximum value for the sample of barrier thickness of 50 monolayers. The tunnelling has a rather resonant character because, on the one hand, the barrier thickness exceeds considerably the thicknesses of both wells what assumes a weak penetration of the wave functions into the neighboring quantum well and, on the other hand, the effect decreases weakly with the barrier increasing. The activation energy of this process is at least three times more than the optical phonon energy in contrast to the existing theory forecasts.