

03

## Перенос возбуждения через широкий барьер в системе квантовых ям GaAs/AlGaAs различной ширины

© Н.Г. Философов<sup>1</sup>, В.Ф. Агекян<sup>1</sup> С.Ю. Вербин<sup>1</sup>, А.Н. Резницкий<sup>2</sup> А.Ю. Серов<sup>1</sup>,  
И.В. Штром<sup>1,3,4</sup>, И.В. Илькив<sup>3,4</sup> Р.Р. Резник<sup>1</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>1,3,4</sup>

<sup>1</sup> СПбГУ,

Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,

Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> СНИАУ им. Ж.И. Алфёрова РАН,

Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> ИАП РАН,

Санкт-Петербург, Россия

E-mail: n.filosofov@spbu.ru

Поступила в Редакцию 11 октября 2024 г.

В окончательной редакции 28 ноября 2024 г.

Принята к публикации 3 декабря 2024 г.

Исследована температурная зависимость люминесценции гетероструктуры, которая содержит три квантовые ямы (КЯ) GaAs толщиной 9.6, 4.8, и 2.4 нм, отделенные друг от друга барьерами Ga<sub>0.6</sub>Al<sub>0.4</sub>As толщиной 14 нм. Установлено, что при температурах выше 140 К имеет место перенос возбуждения из КЯ толщиной 2.4 нм в КЯ толщиной 4.8 нм. На основе модели, примененной ранее для описания переноса возбуждения в гетероструктурах типа II–VI, получены параметры, удовлетворительно описывающие наблюдаемый взаимодействие между этими КЯ, высказаны соображения относительно возможных механизмов переноса.

**Ключевые слова:** квантовые ямы III = V, люминесценция, перенос энергии

DOI: 10.61011/FTT.2025.01.59764.5-25

### 1. Введение

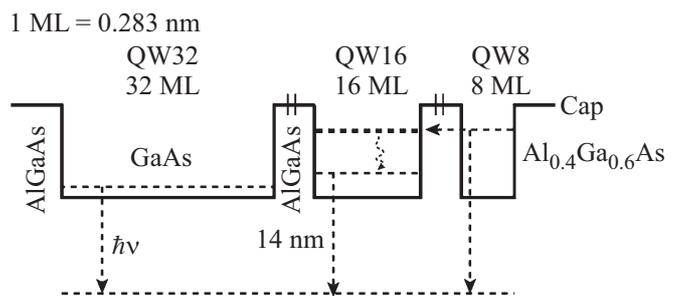
Многие свойства многослойных гетероструктур определяются степенью связанности их отдельных элементов. Перенос возбуждения изучается в структурах, содержащих квантовые ямы (КЯ), квантовые точки, а также в структурах гибридного типа [1–7]. Основными механизмами переноса являются туннелирование носителей заряда и экситонов и диполь-дипольное взаимодействие фёрстеровского типа. Вероятность переноса усиливается в том случае, когда совпадают энергии уровней отдельных элементов гетероструктуры, этому способствуют неоднородное уширение энергетического спектра, актуальное для массивов квантовых точек, а также температурное расширение интервалов энергии, заселенных носителями и экситонами. В настоящей работе использованы возможности оптической спектроскопии для характеристики связанности КЯ, разделенных широким барьером.

### 2. Результаты и их обсуждение

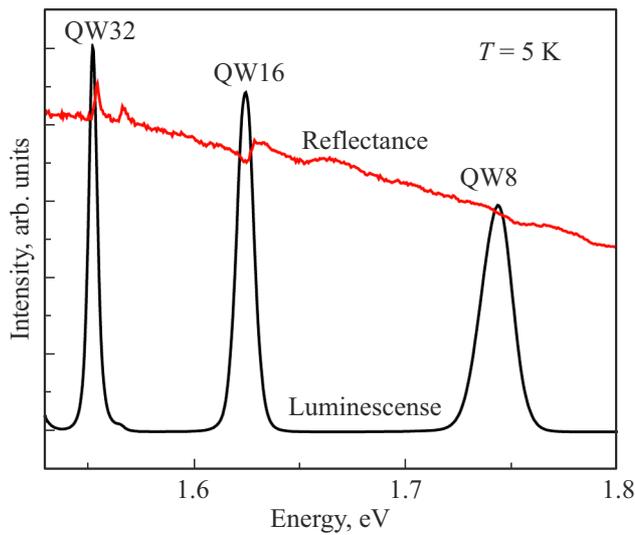
Исследованная структура была синтезирована методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке из нелегированного полуизолирующего GaAs с кристаллографической ориентацией (100). На подложке были выращены буферный слой GaAs толщиной 600 нм

и многослойная гетероструктура, содержащая три КЯ QW32, QW16 и QW8 толщиной 32, 16, и 8 монослоев (1ML = 0.28 нм) GaAs. КЯ отделены друг от друга и от буферного слоя барьерами Ga<sub>0.6</sub>Al<sub>0.4</sub>As толщиной 14 нм (рис. 1), гетероструктура закрыта слоем AlGaAs толщиной 50 нм и тонким пассивирующим слоем GaAs.

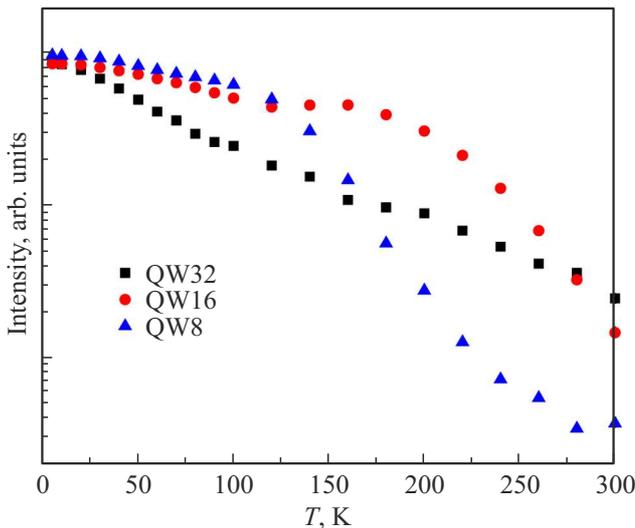
Фотолюминесценция (ФЛ) гетероструктуры возбуждалась с использованием набора полупроводниковых лазеров с длинами волн излучения 405, 455, и 532 нм. Данные, полученные с использованием различных лазеров, оказались идентичными, вследствие этого авторы статьи представили результаты, полученные при использовании лазера с длиной волны излучения 532 нм.



**Рис. 1.** Энергетический профиль образца в экситонном представлении.



**Рис. 2.** Спектры фотолюминесценции и отражения структуры GaAs/Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As.



**Рис. 3.** Температурная зависимость интегральных интенсивностей QW32, QW16 и QW8.

Фотолюминесценция при надбарьерном возбуждении исследована в интервале температур 5–300 К, при  $T = 5$  К в спектре наблюдаются три полосы, соответствующие рекомбинации экситонов в КЯ, которые имеют сопоставимую интенсивность (рис. 2). Отметим, что при подбарьерном возбуждении доминирует излучение подложки GaAs. Установлено, что с ростом температуры интегральная интенсивность люминесценции КЯ изменяется нетривиальным образом (рис. 3).

Данные эксперимента анализируются на основе модели, разработанной в работе [8] и использованной ранее при изучении переноса энергии между КЯ CdTe [9]. Эта модель описывает температурную зависимость эффективности переноса возбуждения между соседними

КЯ, которая влияет на перераспределение интенсивности ФЛ. В нашем случае это наиболее отчетливо наблюдается для пары QW8–QW16, происходит быстрое уменьшение интегральной интенсивности излучения  $I_{QW8}(T)$  и замедление температурного гашения излучения  $I_{QW16}(T)$  (рис. 4). Как показано в работе [8], температурная зависимость интегральной интенсивности излучения  $I(T)$  изолированных КЯ аппроксимируется функцией

$$I(T) = I_0 / \{1 + a \exp(-E_1/k_B T) + b \exp(-E_2/k_B T)\}. \quad (1)$$

Здесь параметры  $a$ ,  $b$ ,  $E_1$  и  $E_2$  описывают перенос возбуждения на два типа центров безызлучательной рекомбинации. В случае связанности двух КЯ различной толщины в некоторой области температур перераспределяются интенсивности ФЛ между этими КЯ. В работе [9] показано, что суммарная интенсивность излучения двух соседних КЯ описывается формулой (1). Для учета переноса возбуждения из тонкой КЯ в толстую КЯ уравнение (1) дополняется членом с  $\exp(-E_t/k_B T)$ :

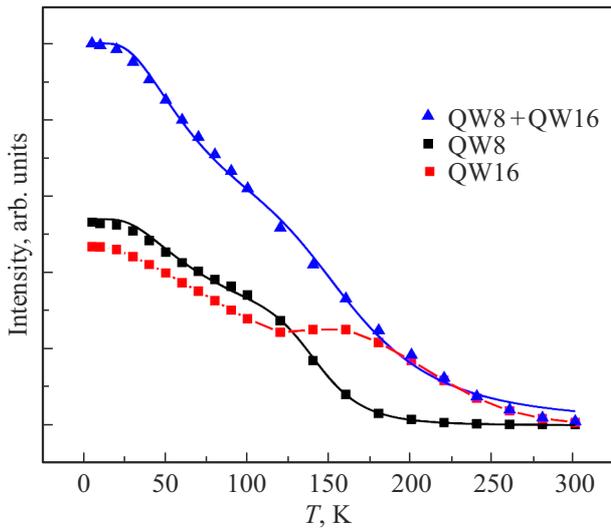
$$I(T) = I_0 / \{1 + a \exp(-E_1/k_B T) + b \exp(-E_2/k_B T) + c \exp(-E_t/k_B T)\}, \quad (2)$$

здесь свободными являются параметры  $c$  и  $E_t$ .

Следует принять во внимание, что энергия связи экситона в КЯ GaAs не превышает 9 meV, так что при  $T > 80$  К становится существенной ионизация экситонов. В работе [10] было показано, что переход от мелких экситонных состояний к электронным мало влияет на процесс переноса возбуждения между КЯ.

В области температур  $T > 140$  К происходит быстрое уменьшение интегральной интенсивности излучения  $I_{QW8}(T)$  с одновременным замедлением температурного гашения излучения  $I_{QW16}(T)$  (рис. 4). Как видно из рисунка, суммарная интенсивность излучения QW8 и QW16 может быть описана уравнением (1), при этом парциальная температурная зависимость  $I_{QW8}(T)$  требует введения дополнительного члена с активационной энергией  $E_t$  [уравнение (2)]. Мы рассмотрели уравнения баланса для двух пар соседних QW8–QW16 и QW16–QW32. Оказалось, что модель, предложенная в [8] и использованная ранее в [9], позволяет выбрать параметры, удовлетворительно описывающие перенос возбуждения из QW8 в QW16, для этой пары  $E_t$  составляет 1.7 eV (таблица).

Оценка интеграла перекрытия волновых функций электронных и экситонных состояний QW8–QW16 показала, что туннелирование при толщине барьера 14 nm не может дать заметный вклад в перенос энергии даже при совпадении энергий возбужденных состояний толстой КЯ и основного состояния тонкой КЯ. Механизмами, объясняющими наблюдаемую экспериментально связь между КЯ, могут быть перенос Фёрстеровского типа (диполь-дипольное взаимодействие) [1] или перенос через состояния реальных или виртуальных фотонов [5].



**Рис. 4.** Температурная зависимость интегральных интенсивностей QW8, QW16 и их суммарной интенсивности. Сплошные линии соответствуют расчетам на основе уравнений (1), (2).

Результаты расчета

	QW8 + QW16	QW8
$I_0$	1	0.55
$a$	2.15	2.15
$b$	905	905
$c$	–	$1.8 \cdot 10^5$
$E_1, \text{meV}$	130	130
$E_2, \text{meV}$	905	905
$E_t, \text{meV}$	–	1730

В этих работах показано, что выбор механизма переноса возбуждения между КЯ, разделенными толстыми барьерами, требует изучения зависимости скорости этого переноса от толщины барьера. Диполь-дипольный механизм взаимодействия КЯ не имеет явной температурной зависимости, но температурное заселение их уровней энергии может придать ему резонансный характер.

Температурные зависимости скорости переноса за счет диполь-дипольного взаимодействия или переноса через состояния реальных или виртуальных фотонов описываются в работах [1,5] на основе модели простых параболических зон электронов и дырок. Сделан вывод, что даже в такой простой модели эти зависимости имеют сложный немоноотонный характер, что обусловлено влиянием температуры на распределения носителей и экситонов по энергиям в тонкой КЯ. Для детального описания экспериментальных результатов по переносу энергии в исследованной нами гетероструктуре GaAs/Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As требуются расчеты скорости переноса в широком диапазоне энергий. Для этого, в свою оче-

редь, необходим учета сложной структуры валентной зоны и плотности состояний для непараболических электронных зон, а также расчета волновых функций электронов и экситонов для КЯ.

### Благодарности

Синтез образцов был выполнен при поддержке РФФ . 23.79.01117.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта СПбГУ № 95440344 (В.Ф. Агемян, А.Ю. Серов, В.И. Штром).

### Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] A. Tomita, J. Shah, R.S. Knox. Phys. Rev. B **53**, 10793 (1996).
- [2] D. Guzun, Yu.I. Mazur, V.G. Dorogan, M.E. Ware, E. Marega, Jr., G.G. Tarasov, C. Lienau, G.J. Salamo. J. Appl. Phys. **113**, 154304 (2013).
- [3] J.A. Lorenzo-Andrade, F. Sutara, I. Hernández-Calderón. Superlattices and Microstructures, **87**, 47 (2015).
- [4] В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, Д.М. Гапонова, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, Д.И. Курицын, С.М. Сергеев, В.Г. Лысенко. Письма в ЖЭТФ **94**, 890 (2011).
- [5] S.K. Lyo. Phys. Rev. B **62**, 13641 (2000).
- [6] A.N. Poddubny, A.V. Rodina. ЖЭТФ **149**, 614 (2016).
- [7] Yu.I. Mazur, V.G. Dorogan, E. Marega, Jr., M. Benamara, Z.Ya. Zhuchenko, G.G. Tarasov, C. Lienau, G.J. Salamo. Appl. Phys. Lett. **98**, 083118 (2011).
- [8] A.N. Reznitsky, A.A. Klochikhin, M.V. Eremenko. Semiconductors **48**, 332 (2014).
- [9] Н.Г. Философов, Г.В. Будкин, В.Ф. Агемян, G. Karczewski, А.Ю. Серов, С.Ю. Вербин, И.В. Штром, А.Н. Резницкий. ФТП, **57**, 555 (2023).
- [10] А.Н. Резницкий, А.А. Клочихин, С.А. Пермогоров. ФТТ **54**, 9 (2012).

Редактор К.В. Емцев