

## Бимодальность в массивах гибридных квантово-размерных гетероструктур $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ , выращенных на подложках GaAs

© А.М. Надточий<sup>1,2,3</sup>, С.А. Минтаиров<sup>3</sup>, Н.А. Калужный<sup>3</sup>, С.С. Рувимов<sup>4</sup>,  
В.Н. Неведомский<sup>3</sup>, М.В. Максимов<sup>1,2,3</sup>, А.Е. Жуков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> ООО „Солар Дотс“, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA

E-mail: al.nadtochy@mail.ioffe.ru

(Получена 11 мая 2017 г. Принята к печати 22 мая 2017 г.)

При помощи спектроскопии фотолюминесценции и просвечивающей электронной микроскопии исследованы гибридные квантово-размерные структуры, полученные осаждением слоев  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  различной номинальной толщины на вицинальные подложки GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии. Спектры фотолюминесценции таких структур представляют собой суперпозицию двух линий, что свидетельствует о бимодальном распределении размеров и (или) формы излучающих объектов. Доминирующая линия связана с излучением гибридных наноструктур „квантовая яма–квантовые точки“, представляющих собой плотный массив квантовых точек относительно небольшого размера с малой энергией локализации электронов и дырок. Вторая, менее интенсивная, линия связана с излучением массива квантовых точек малой плотности и большего размера. Проведенный анализ относительной интенсивности спектральных линий при различных температурах показывает, что плотность квантовых точек большего размера возрастает при увеличении толщины осажденного слоя InGaAs.

DOI: 10.21883/FTP.2018.01.45319.8636

### 1. Введение

В течение последних десятилетий значительный интерес исследователей во всем мире был направлен на разработку оптоэлектронных приборов на основе квантово-размерных гетероструктур. Возможность прецизионного управления длиной волны излучения и поглощения в гетероструктурах за счет квантово-размерного эффекта, а также возможность варьирования функции плотности электронных состояний позволили создать приборы с рекордными характеристиками. Были созданы торцевые лазеры с активной областью на основе нуль-мерных гетероструктур — массивов самоорганизованных квантовых точек (КТ) [1–4], обладающие рекордно низкими значениями порогового тока и высокой температурной стабильностью характеристик, лазеры со сверхшироким спектром генерации [4], микродисковые лазеры [3], а также фотоэлектрические преобразователи на основе КТ [5,6].

Двумерные квантово-размерные структуры — квантовые ямы (КЯ) — также широко востребованы в полупроводниковых приборах, таких как мощные полупроводниковые лазеры, светодиоды, транзисторы с высокой подвижностью носителей заряда, детекторы оптического излучения [7,8].

При этом как квантовые ямы, так и квантовые точки обладают некоторыми существенными недостатками, ограничивающими возможности их применения. Так,

например, самоорганизованные квантовые точки позволяют значительно расширить спектральный диапазон излучения (поглощения) приборов в данной системе материалов. Относительно низкая поверхностная плотность КТ позволяет достигать сверхмалых пороговых токов в лазерах, однако ограничивает их применение в приборах, где требуются высокие значения оптического поглощения или усиления, — например, в фотоэлектрических преобразователях и фотоприемниках. Поглощение (усиление) может быть увеличено путем формирования в активной области большого количества последовательных слоев КТ („вертикальное складирование“) и тем самым достижения их высокой объемной плотности. В силу эффективной релаксации упругих напряжений вертикальное складирование большого числа рядов КТ может быть реализовано без возникновения дислокаций. Квантовые ямы обладают значительно большим оптическим усилением/поглощением по сравнению с КТ, однако вследствие накопления упругих напряжений возможности их складирования ограничены [9].

Недавно нами был развит метод создания квантово-размерной среды промежуточного типа — гибридных гетероструктур „квантовая яма–квантовые точки“ (КЯТ). Эти структуры можно рассматривать как сверхплотные массивы квантовых точек с относительно малой энергией локализации электронов и дырок, в которых реализуются более высокие значения коэффициента оптического усиления (поглощения) по сравнению с

обычными КТ и в то же время более широкие возможности по вертикальному складированию по сравнению с КЯ [10,11]. КЯТ уже доказали свою приборную перспективность как для светоизлучающих приборов, так и для фотоэлектрических преобразователей [10,11]. В частности, были реализованы рекордно высокие значения прироста фототока однопериодных фотоэлектрических преобразователей на основе GaAs [11]. Однако для еще большего увеличения фототока и достижения прироста КПД каскадных фотоэлектрических преобразователей требуются дальнейшая оптимизация параметров КЯТ и детальные исследования их физических свойств.

В данной работе мы представим результаты исследований структур с массивами КЯТ, сформированными осаждением InGaAs с содержанием In 40%, и рассмотрим проявление эффектов бимодальности распределения формы и (или) размеров в квантово-размерных объектах в оптических свойствах.

## 2. Эксперимент

Структуры были выращены на подложках GaAs (100), разориентированных в направлении (111) на  $6^\circ$ , методом МОС-гидридной эпитаксии (газовой эпитаксии из металлоорганических соединений) на установке с реактором горизонтального типа при пониженном давлении 100 мбар. В качестве источников элементов III группы использовались металлоорганические соединения триметилгаллий, триметилалюминий и триметилиндий, в качестве источника мышьяка использовался арсин. Слои КЯТ были помещены в центр области GaAs толщиной 600 нм, окруженной барьерными слоями  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  для предотвращения утечки носителей заряда в подложку и на поверхность.

Структуры S-8, S-9, S-10 содержали один слой InGaAs с концентрацией In 40%. Эффективная толщина составила 8,2, 9,1 и 10,1 монослоя (МС/МЛ), для образцов S-8, S-9 и S-10 соответственно. Для исследования влияния складирования слоев КЯТ была также выращена структура STCKD-8, содержащая 10 слоев КЯТ, аналогичных слоям S-8 и разделенных прослойками GaAs толщиной 30 нм.

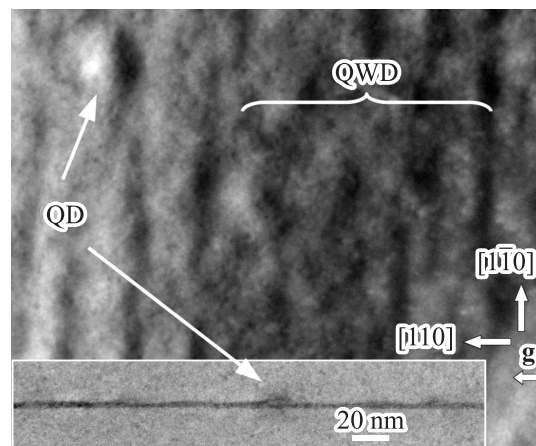
Выращенные структуры были исследованы методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) в широком диапазоне плотностей накачки и температур. Возбуждение спектров ФЛ осуществлялось с использованием непрерывного лазера YAG:Nd, работающего на длине волны второй гармоники (532 нм). Излучение ФЛ собиралось конденсором на щелях монохроматора МДР-23, после чего попадало на приемник оптического излучения — охлаждаемый Ge-диод. Исследование структурных свойств поперечного сечения образцов было проведено методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопах Titan-80-300 с разрешением 0,136 нм и JEOL JEM 2100F с разрешением 0,1 нм. Образцы для исследования поперечного

сечения структур были приготовлены с помощью ионного травления на установке FEI Dual-Beam<sup>TM</sup> SEM/FIB Helios Nano-Lab 600, а также путем предварительной механической шлифовки с последующей окончательной обработкой ионным пучком  $Ag^+$  с энергией  $\sim 3.5$  кэВ.

## 3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлено изображение планарного сечения образца, полученное методом ПЭМ в режиме дифракционного контраста в двулучевых условиях с действующим вектором дифракции  $\mathbf{g} = (022)$ . На изображении видны неоднородности поля деформаций (которое, несомненно, связано с неоднородностью состава), сильно вытянутые вдоль направления  $[01\bar{1}]$ , а в направлении  $[011]$  имеющие характерный период 35–40 нм (обозначены QWD на изображении). Подобная анизотропия не зависит от дифракционных условий получения изображения и направления действующего вектора дифракции. По условиям подготовки проб для ПЭМ-исследований получается, что ориентация таких объектов соответствует ориентации атомных ступеней на разориентированной поверхности роста.

На вставке к рис. 1 показано поперечное сечение  $(01\bar{1})$  аналогичного образца. Видно, что слой InGaAs имеет небольшие флуктуации по высоте от 2 до 4 нм. Период флуктуаций (35–40 нм) совпадает с периодом неоднородностей на планарном сечении. В работах [10–12] ранее было показано, что КЯТ представляет собой плотный массив КТ относительно небольшого размера с малой энергией локализации электронов и дырок, образующийся в результате трехмерного роста на подложках GaAs, что соответствует объектам на рис. 1, обозначенным QWD.

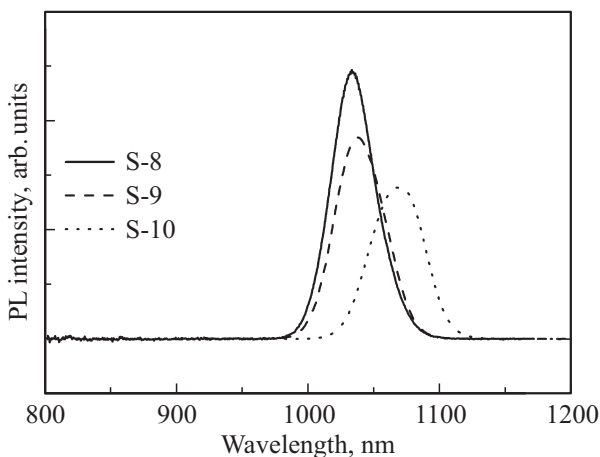


**Рис. 1.** Изображение планарного сечения (100) образца S-8, полученное методом ПЭМ в режиме дифракционного контраста в двулучевых условиях при действующем векторе дифракции  $\mathbf{g} = (022)$ . На вставке — поперечное сечение  $(01\bar{1})$  аналогичного образца, полученное в двулучевых условиях с действующим вектором дифракции  $\mathbf{g} = (200)$ .

Кроме того, в работах [10,12] упоминалось об образовании при синтезе КЯТ относительно редкого массива КТ, которые по своим характеристикам напоминают традиционные квантовые точки, формируемые по механизму Странского–Крастанова при осаждении  $In(Ga)As$  на  $GaAs$ . На рис. 1 также показано островковое образование, по всей видимости, являющееся классической КТ, образованной по механизму Странского–Крастанова (СК-КТ), с характерным размером основания 20 нм (на рисунках такие образования обозначены QD — quantum dots). Поле деформаций от такого образования имеет аксиальную симметрию и его изображение поворачивается вместе с поворотом дифракционного вектора. На поперечном сечении оно имеет чуть большую по сравнению с КЯТ высоту — 7 нм.

Спектры ФЛ структур S-8, S-9 и S-10, записанные при температуре 77 К и умеренной плотности возбуждения ( $10 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ ), приведены на рис. 2. Увеличение количества осаждаемого  $In_{0.4}Ga_{0.6}As$  с 8.2 до 10.1 МС приводит к длинноволновому сдвигу линии ФЛ от 1030 до 1065 нм (от 1060 до 1090 нм при комнатной температуре, здесь спектры не показаны) и небольшому спаду интенсивности. Также интересно отметить форму спектра при низких температурах: для всех структур наблюдается достаточно широкий пик (ширина на полувысоте 35–45 нм), что свидетельствует о неоднородном распределении центров локализации носителей по размерам. Для сравнения: типичная ширина спектра квантовой ямы  $InGaAs$  при азотной температуре составляет не более 10–15 нм. Также важно отметить, что спектры ФЛ всех структур имеют несимметричную форму с длинноволновым плечом.

Исследования спектров ФЛ при низких плотностях возбуждения и низких температурах позволяют сделать выводы о характере плотностей состояний квантово-размерной активной области. Так как при низких температурах выброс из локализованных состояний и транспорт носителей заряда между КТ подавлен,



**Рис. 2.** Спектры фотолюминесценции (PL) структур при температуре жидкого азота (77 К) и плотности оптического возбуждения  $10 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

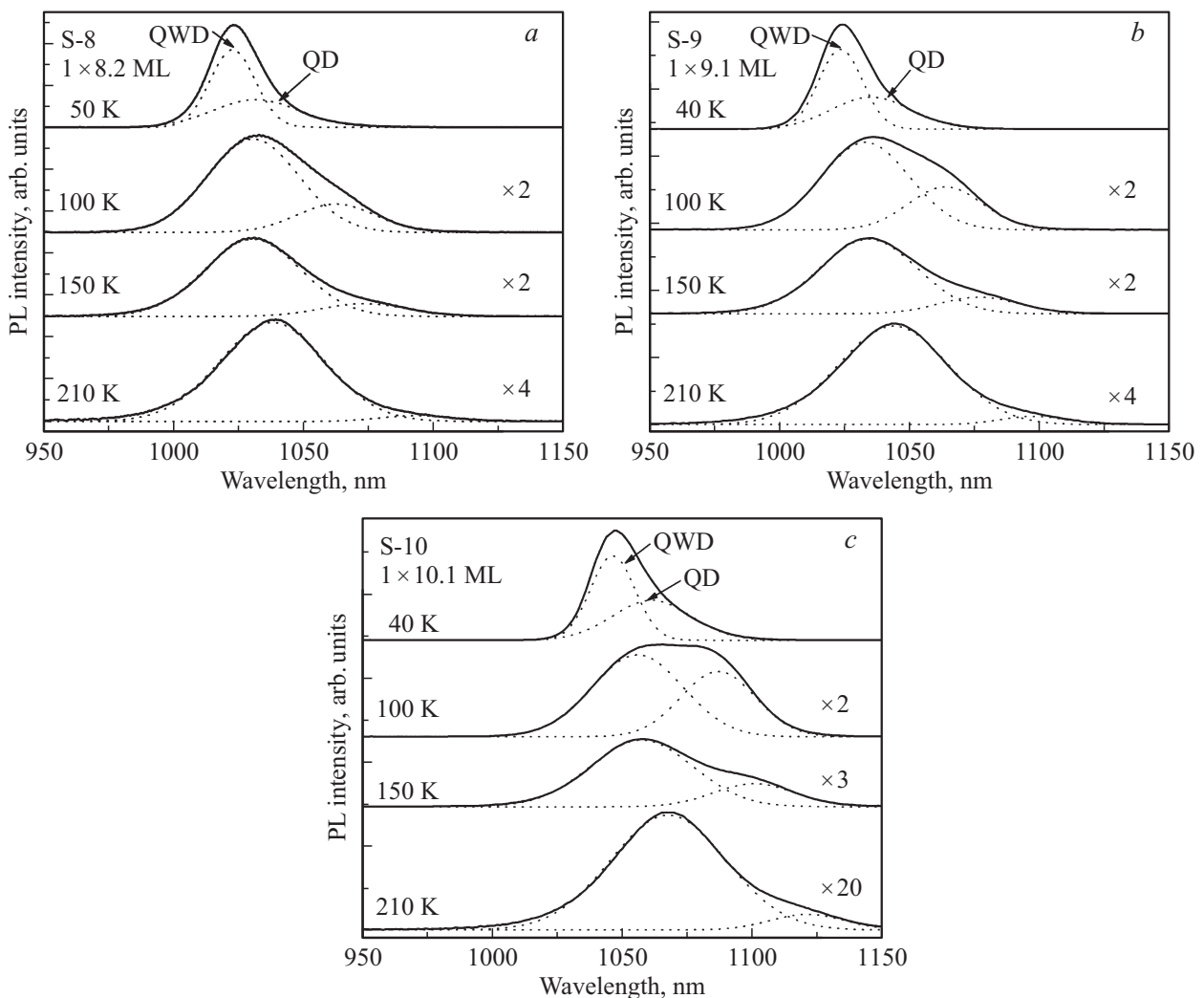
то спектр излучения представляет собой суперпозицию излучения из основных состояний всех КТ исследуемого массива, а низкая плотность возбуждения гарантирует отсутствие в спектре излучения возбужденных состояний. Таким образом, несимметричность пика в спектре низкотемпературной ФЛ свидетельствует о бимодальности излучающих объектов — образовании нескольких ансамблей (мод), каждый из которых имеет свои специфические признаки (размер, форму и т.д.) и излучает на характерных длинах волн [12–16].

Для более детального исследования бимодальности в гибридных гетероструктурах была проанализирована эволюция спектров ФЛ с температурой (рис. 3). Во всех спектрах отчетливо прослеживаются особенности, соответствующие двум пикам излучения — КЯТ (QWD) и СК-КТ (QD), при этом спектры хорошо аппроксимируются комбинацией двух функций Гаусса (показаны пунктиром). Коротковолновый пик соотносится с излучением массива КЯТ, так как имеет большую интенсивность при низких температурах, что соответствует большей плотности массива.

Качественно все структуры проявляют схожее поведение, наблюдавшееся ранее (см. например, [12]). В диапазоне температур 20–100 К доминирует коротковолновый пик КЯТ, а относительная интенсивность длинноволнового пика СК-КТ растет с температурой и достигает своего максимума при  $\sim (100–120) \text{ К}$ . При дальнейшем росте температуры наблюдается обратное поведение: относительная интенсивность длинноволнового пика СК-КТ спадает. Описанное поведение усиливается с увеличением толщины осаждаемого слоя  $In_{0.4}Ga_{0.6}As$ : возрастание интенсивности длинноволнового пика наименее выражено для структуры S-8 и наиболее ярко проявляется в структуре S-10. Кроме того, для структуры с большей толщиной осаждаемого  $In_{0.4}Ga_{0.6}As$  характерно более быстрое убывание интенсивности ФЛ с температурой, что свидетельствует о более низком оптическом качестве.

Причины такого температурного поведения и природа пиков КЯТ, СК-КТ были рассмотрены в работах [10,12]. Как уже упоминалось ранее, при низких температурах ( $< 100 \text{ К}$ ) спектр ФЛ отражает плотность состояний, которая является суперпозицией плотностей состояний КЯТ и СК-КТ. В температурном диапазоне 100–150 К вследствие различной энергии активации КЯТ и СК-КТ и термического выброса электронов и дырок из КЯТ возникает однонаправленный транспорт носителей заряда от КЯТ к СК-КТ, что обуславливает перераспределение интенсивностей пиков [15,16]. При более высоких температурах устанавливается равновесное распределение носителей заряда между КЯТ и СК-КТ.

Для наглядного сравнения проявления бимодальности в различных структурах можно рассмотреть температурную зависимость соотношения интенсивностей пиков КЯТ и СК-КТ, полученных при аппроксимации спектров комбинацией двух функций Гаусса (рис. 4). Приведенные зависимости имеют немонотонный вид с максимумом в



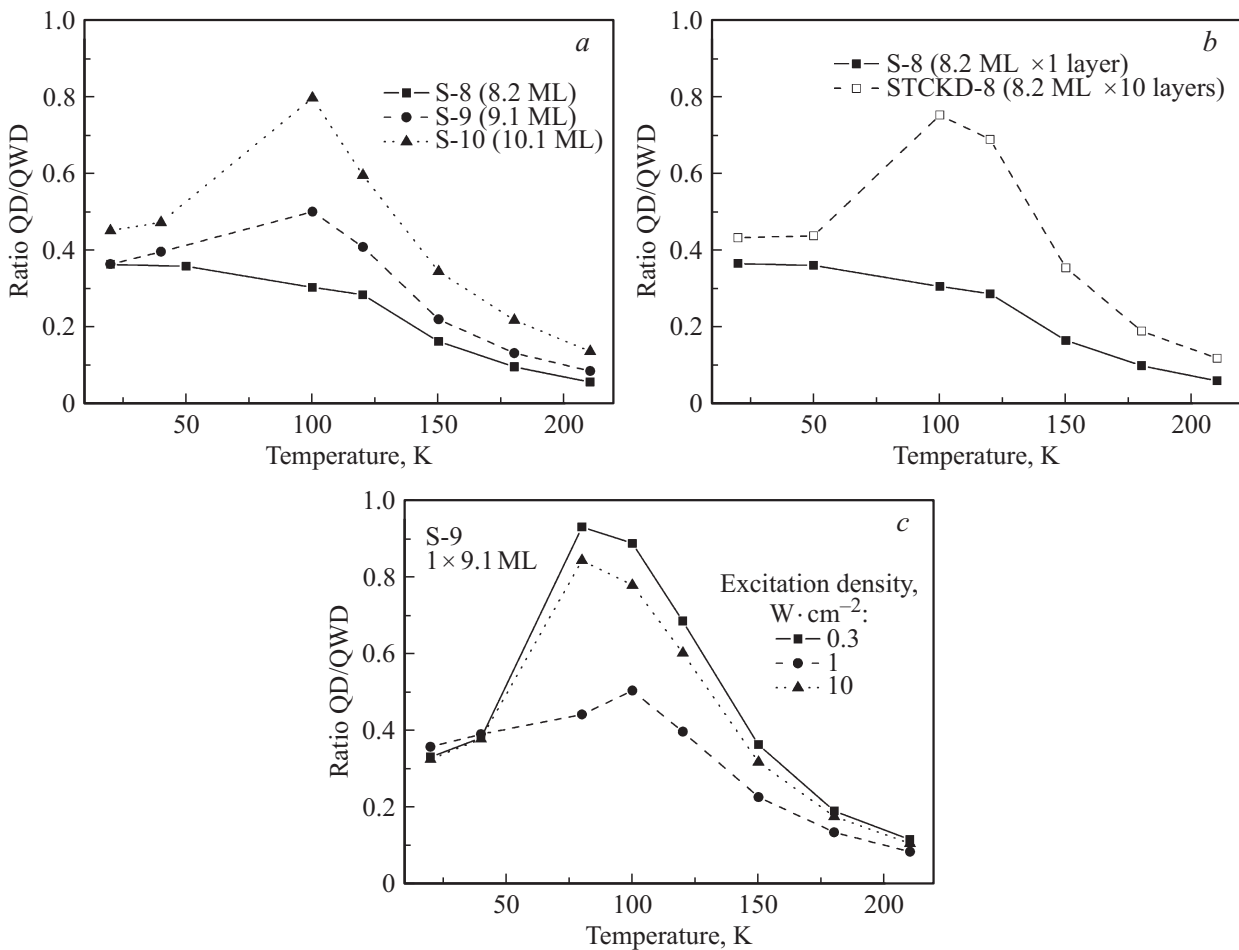
**Рис. 3.** Эволюция спектров фотолуминесценции (PL) с температурой для структур S-8 (a), S-9 (b), S-10 (c) при плотности оптического возбуждения  $10 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Пунктиром показано разложение спектров на две функции Гаусса.

районе 100 K, связанным с возрастанием интенсивности излучения СК-КТ вследствие описанных выше причин. При этом амплитуда пика в этих зависимостях характеризует, насколько заметно происходит перераспределение интенсивности излучения ФЛ между КЯТ и СК-КТ при активации термического выброса носителей заряда, т. е. о том, насколько существенно влияние второй моды массива КЯТ (квантовых точек СК-КТ) на оптические свойства гетероструктур. Чем сильнее перераспределение интенсивности, тем существеннее вклад СК-КТ в контролирование оптических свойств КЯТ, который, например, как показано в [12], может существенным образом влиять на пороговые характеристики лазеров на основе КЯТ. Монотонный спад зависимости отношения интенсивностей пиков СК-КТ/КЯТ при повышении температуры более 150 K пока не очень понятен и, возможно, объясняется большей дефектностью СК-КТ [16].

Рассмотрим влияние эффективной толщины  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  в КЯТ на температурные зависимости отношения интенсивностей излучения СК-КТ/КЯТ (рис. 4, a).

Для всех трех структур S-8, S-9, S-10 измерения ФЛ проводились при одинаковой плотности накачки ( $10 \text{ Вт}/\text{см}^2$ ). Наглядно видно, что увеличение толщины слоя  $\text{InGaAs}$  приводит к заметному росту отношения СК-КТ/КЯТ при  $\sim 100 \text{ K}$ , что указывает на постепенный рост доли КТ типа Странского–Крастанова. Важно отметить, что температурный диапазон перераспределения носителей заряда между КЯТ и СК-КТ практически одинаков для всех структур (80–150 K), что говорит о близкой энергии активации для выброса носителей заряда из КЯТ независимо от толщины осажденного слоя  $\text{In}$ .

Интересным является сравнение температурных зависимостей отношения интенсивностей СК-КТ/КЯТ для структуры STCKD-8, содержащей 10 слоев КЯТ, и S-8, содержащий один слой такой же номинальной толщины (рис. 4, b). Видно, что для STCKD-8 изменение соотношения интенсивностей КЯТ и СК-КТ проявляется значительно сильнее, чем для структуры S-8. Вероятно, это связано с уменьшением плотности оптического возбуждения, приходящейся на один слой гибридных



**Рис. 4.** Температурные зависимости отношения интенсивностей пиков СК-КТ к КЯТ для структур, различающихся толщиной осажденного слоя  $\text{InGaAs}$  (a), числом слоев (b) и при разной плотности возбуждения (c).

гетероструктур из-за увеличения числа их слоев. Для проверки данного предположения была исследована зависимость отношения интенсивностей пиков СК-КТ/КЯТ для структуры S-9 при пониженной плотности возбуждения (рис. 4, c). Наглядно видно, что чем ниже плотность возбуждения, тем сильнее перераспределение интенсивности между КЯТ и СК-КТ. Данное поведение, вероятно, связано с проявлением эффектов насыщения состояний СК-КТ [10,12]. Так как СК-КТ имеют меньшую плотность и большую длину волны излучения по сравнению с КЯТ, то при повышении плотности возбуждения они становятся практически целиком заполненными носителями заряда при любых температурах, и эффекты перераспределения проявляются не так ярко.

Таким образом, можно заключить, что гибридные квантово-размерные структуры на основе  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  состоят из двух мод: плотного массива КЯТ и более разреженного СК-КТ, причем с увеличением толщины слоя  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  доля СК-КТ растет. Кроме того, проявление бимодальности массива в оптических свойствах существенно зависит от уровня накачки, так как при больших уровнях возбуждения проявляются эффекты насыщения СК-КТ и их вклад становится менее заметен.

## 4. Заключение

Были исследованы гибридные квантово-размерные гетероструктуры, сформированные осаждением слоев  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  различной толщины на разориентированные подложки GaAs. На изображениях, полученных методом просвечивающей электронной микроскопии, наблюдается плотный массив квантовых точек (КТ) относительно небольшого размера с малой энергией локализации электронов и дырок, представляющий собой гибридную структуру „квантовая яма–квантовые точки“ (КЯТ), а также отдельные КТ увеличенного размера, схожие по форме и размеру с точками, полученными в режиме роста Странского–Крастанова (СК-КТ). Данная бимодальность распределения размеров КТ приводит к появлению в спектрах ФЛ двух пиков: интенсивного коротковолнового, связанного с излучением КЯТ, и более слабого длинноволнового, связанного с излучением ансамбля СК-КТ. Вследствие температурного выброса носителей из КЯТ и перзахвата в СК-КТ интенсивность длинноволнового пика становится максимальной при температуре  $\sim 100$  К. Обнаружено, что спектральные особенности, связанные с бимодальностью, проявляются

слабее при увеличении эффективной плотности оптического возбуждения вследствие насыщения линии фотолюминесценции СК-КТ. Также обнаружено увеличение плотности СК-КТ с ростом толщины осажденного слоя  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 16-12-10269. Исследования методом ПЭМ были выполнены с использованием оборудования ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия).

## Список литературы

- [1] А.Е. Жуков, М.В. Максимов, А.Р. Ковш. ФТП, **46**(10), 1249 (2012).
- [2] S.S. Mikhlin, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, N.A. Maleev, A.P. Vasil'ev, E.S. Semenova, V.M. Ustinov, M.M. Kulagina, E.V. Nikitina, I.P. Soshnikov, Y.M. Shernyakov, D.A. Livshits, N.V. Kryzhanovskaya, D.S. Sizov, M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Z.I. Alferov. *Semiconductors*, **36** (11), 1315 (2002).
- [3] N.V. Kryzhanovskaya, I.S. Mukhin, E.I. Moiseev, I.I. Shostak, A.A. Bogdanov, A.M. Nadtochiy, M.V. Maximov, A.E. Zhukov, M.M. Kulagina, K.A. Vashanova, Yu.M. Zadiranov, S.I. Troshkov, A.A. Lipovskii, A. Mintairov. *Opt. Express*, **22** (21), 25782 (2014).
- [4] A. Kovsh, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, J. Weimer, A. Zhukov. *Opt. Lett.*, **32**, 793 (2007).
- [5] S.A. Blokhin, A.V. Sakharov, A.M. Nadtochiy, A.S. Payusov, M.V. Maximov, N.N. Ledentsov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, V.M. Lantratov, S.A. Mintairov, N.A. Kaluzhniy. *Semiconductors*, **43** (4), 514 (2009).
- [6] N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, R.A. Salii, A.M. Nadtochiy, A.S. Payusov, P.N. Brunkov, V.N. Nevedomskiy, M.Z. Shvarts, A. Martí, V.M. Andreev, A. Luque. *Prog. Photovolt.: Res. Appl.*, **24** (9), 1261 (2016).
- [7] B. Browne, J. Lacey, T. Tibbits, G. Bacchin, T.-C. Wu, J.Q. Liu, X. Chen, V. Rees, J. Tsai, J.-G. Werthen. *AIP Conf. Proc.*, **1556**, 3 (2013).
- [8] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mashanovitch. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, ISBN: 978-0-470-48412-8.
- [9] P.R. Griffin, J. Barnes, K.W.J. Barnham, G. Haarpainter, M. Mazzler, C. Zanotti-Fregonara, E. Grunbaum, C. Olson, C. Rohr, J.P.R. David, J.S. Roberts, R. Grey, M.A. Pate. *J. Appl. Phys.*, **80** (10), 5815 (1996).
- [10] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S. Rouvimov, A.E. Zhukov. *Nanotechnology*, **26**, 385202 (2015).
- [11] S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S. Rouvimov, A.E. Zhukov. *IEEE Electron. Lett.*, **51** (20), 1602 (2015).
- [12] A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, S.S. Rouvimov, Yu.M. Shernyakov, A.S. Payusov, M.V. Maximov, A.E. Zhukov. *Semiconductors*, **49** (8), 1090 (2015).
- [13] S. Liang, H.L. Zhu, W. Wang. *J. Appl. Phys.*, **100**, 103503 (2006).
- [14] C.M. Lee, S.H. Choi, J.C. Seo, J.I. Lee, J.Y. Leem, I.K. Han. *J. Korean Phys. Soc.*, **46** (6), 1615 (2004).
- [15] Y.C. Zhang, C.J. Huang, F.Q. Liu, B. Xu, J. Wu, Y.H. Chen, D. Ding, W.H. Jang, X.L. Ye, Z.G. Wang. *J. Appl. Phys.*, **90** (4), 1973 (2001).
- [16] G. Saint-Girons, I. Sagnes. *J. Appl. Phys.*, **91** (12), 10115 (2002).

Редактор Л.В. Шаронова

## The bimodality in arrays of $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ hybrid quantum-sized heterostructures grown on GaAs substrates

A.M. Nadtochiy<sup>1,2,3</sup>, S.A. Mintairov<sup>3</sup>, N.A. Kalyuzhnyy<sup>3</sup>, S.S. Rouvimov<sup>4</sup>, V.N. Nevedomskii<sup>3</sup>, M.V. Maximov<sup>1,2,3</sup>, A.E. Zhukov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> St. Petersburg Academic University — Nanotechnology Research and Education Centre, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia  
<sup>2</sup> „Solar Dots“, Ltd. 194021 St. Petersburg, Russia  
<sup>3</sup> Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia  
<sup>4</sup> University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA

**Abstract** Hybrid quantum-sized heterostructures grown using MOVPE by deposition of different nominal thickness of  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  on vicinal GaAs substrates were investigated by photoluminescence spectroscopy and by transmission electron microscopy. Photoluminescence spectra show a superposition of two spectral lines indicating bimodal size (shape) distribution of light emitting objects in array. The dominant spectral line is attributed to the luminescence of hybrid „quantum well–dots“ nanostructures which represent a dense array of relatively small quantum dots with weak electron and hole localization. The second, less intensive, line is attributed to the luminescence of diluted array of quantum dots having relatively large size. The analysis of the behavior of spectral line intensities with temperature variation showed that the density of large-sized quantum dots increases when depositing thicker InGaAs layer.