

## Квантовые точки AlInAs

А. В. Гайслер<sup>+1)</sup>, И. А. ДЕРЕБЕЗОВ<sup>+</sup>, В. А. Гайслер<sup>+\*×</sup>, Д. В. Дмитриев<sup>+</sup>, А. И. Торопов<sup>+</sup>, А. С. Кожухов<sup>+</sup>,  
Д. В. Щеглов<sup>+</sup>, А. В. Латышев<sup>+×</sup>, А. Л. Асеев<sup>+</sup>

<sup>+</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup>Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия

<sup>×</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 16 ноября 2016 г.

После переработки 5 декабря 2016 г.

Исследована система квантовых точек на основе твердых растворов  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ . Использование широкозонных твердых растворов  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  в качестве основы квантовых точек позволяет существенно расширить спектральный диапазон излучения в коротковолновую область, включая участок длин волн вблизи 770 нм, представляющий интерес для разработки аэрокосмических систем квантовой криптографии. Методом криогенной микрофотолуминесценции изучены оптические характеристики одиночных  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  квантовых точек, выращенных по механизму Странского–Крастанова. На участке длин волн вблизи 770 нм исследована тонкая структура экситонных состояний квантовых точек. Показано, что величина расщепления экситонных состояний сравнима с естественной шириной экситонных линий, что представляет большой интерес для разработки излучателей пар запутанных фотонов на основе  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  квантовых точек.

DOI: 10.7868/S0370274X17020072

Самоорганизованные полупроводниковые квантовые точки (КТ) [1–5] являются одним из важнейших ресурсов в исследовании физики низкоразмерных твердотельных объектов, а также в разработке сверхминиатюрных излучателей для квантовых информационных систем [6–8]. На основе одиночных полупроводниковых КТ разрабатываются эффективные и быстродействующие полностью твердотельные излучатели одиночных фотонов (ИОФ) [5, 9–11]. Они представляют большой интерес и для создания излучателей фотонных пар (ИФП), запутанных по поляризации [5, 10, 12–15].

Одиночные фотоны излучаются при рекомбинации одного из экситонных состояний изолированной квантовой точки при ее оптическом или токовом возбуждении [2, 5, 9–11]. Пары запутанных фотонов могут излучаться полупроводниковыми КТ в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона в случае, если экситонные состояния вырождены по энергии или же их расщепление  $\Delta E_{FS}$  не превышает естественную ширину экситонных уровней  $\Gamma_X = \hbar/\tau_X$ , где  $\tau_X$  – время жизни экситона. В этом случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации [5]. В реальных КТ расщепление экситонных состояний  $\Delta E_{FS}$ , как правило, мно-

гократно превышает естественную ширину экситонных уровней  $\Gamma_X$ , что обусловлено отклонением формы КТ от идеальной, наличием пьезопотенциала, индуцированного встроенными механическими напряжениями [5, 16, 17]. Исследование факторов, задающих величину  $\Delta E_{FS}$ , а также условий, при которых расщепление экситонных состояний подавляется до уровня  $\Gamma_X$  актуально для разработки ИФП на базе полупроводниковых КТ.

К настоящему моменту времени наиболее изученной является система InAs/GaAs квантовых точек, уникальной особенностью которой является широкий спектральный диапазон, достигающий  $\sim 400$  нм, включающий в себя первый и второй телекоммуникационные стандарты ( $\sim 0.9$  мкм и  $1.3$  мкм). С использованием одиночных InAs КТ продемонстрировано однофотонное излучение и излучение пар запутанных фотонов на длинах волн вблизи первого телекоммуникационного стандарта [2, 5, 9–17].

Расширение спектрального диапазона излучения квантовых точек в коротковолновую область представляет интерес как для исследований физики новых низкоразмерных полупроводниковых систем, так и для создания источников излучения систем атмосферной или аэрокосмической квантовой криптографии. Оптимальным для данных систем признан участок длин волн вблизи 770 нм [7], где чув-

<sup>1)</sup>e-mail: alex729@isp.nsc.ru

ствительность кремниевых фотоприемников максимальна, а поглощение атмосферного слоя и флуктуации локального показателя преломления минимальны, что необходимо для сохранения поляризации фотонов.

Добавление Al в систему InAs/GaAs существенно модифицирует характеристики самоорганизованных КТ [18–26]. Так, в системах КТ, где используются бинарные материалы InAs/AlAs, происходит заметное смещение излучения в коротковолновую область. Это обусловлено увеличением энергии потенциального барьера, задаваемого широкозонным и непрямозонным AlAs, а также связано с диффузией Al в InAs [20, 22–25]. В системе InAs/AlAs возможно образование непрямозонных КТ, что приводит к значительному увеличению времени жизни экситонных состояний, вплоть до миллисекундных значений [24, 25]. С помощью метода микрофотолюминесценции спектральные характеристики одиночных КТ на основе InAs в матрице AlAs изучались в [22–24], а квантовых точек InAs в матрице также непрямозонного  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$  – в [20]. При использовании прямозонных материалов системы (In,Ga,Al)As образуются прямозонные КТ, что представляет большой интерес для разработки ИОФ и ИФП. Так в работе [21] изучены ширина линий и кинетика люминесценции одиночных InAs КТ в прямозонной матрице  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  в зависимости от состава по Al  $y = 0.13$ ,  $y = 0.23$ ,  $y = 0.33$ . В [26] приведены результаты исследования одиночных КТ на основе четверного твердого раствора  $\text{In}_{0.47}\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.19}\text{As}$  с прямозонными барьерами  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Также исследована тонкая структура экситонных состояний (измеренное расщепление экситонных уровней составило  $\Delta E_{FS} \approx 125$  мкэВ) и продемонстрирован однофотонный характер излучения экситонных линий.

В данной работе рассмотрены механизмы формирования и оптические характеристики квантовых точек на основе тройных твердых растворов  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ . Использование широкозонных твердых растворов  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  в качестве основы КТ позволяет существенно расширить спектральный диапазон излучения в коротковолновую область, включая участок длин волн вблизи 770 нм, представляющий интерес для разработки аэрокосмических систем квантовой криптографии. Методом криогенной микрофотолюминесценции впервые изучены оптические характеристики одиночных  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  КТ, выращенных по механизму Странского–Крастанова. На указанном участке длин волн исследована тонкая структура экситонных состояний квантовых точек. Показано,

что для субансамбля  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  КТ выполняется условие  $\Delta E_{FS} \approx \Gamma_X$ , необходимое для генерации пар запутанных фотонов.

Исследованные образцы выращивали на установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) “Riber C21” на двухдюймовых подложках GaAs с ориентацией (001). На поверхности подложки выращивался буферный GaAs-слой толщиной 0.3 мкм. Структура содержала два 40 нм слоя  $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ , препятствующих диффузии фотовозбужденных носителей заряда, и 200 нм слой  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ , находящийся между ними. В середине 200 нм  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ -слоя, поглощающего большую часть мощности возбуждающего лазера, находился слой  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  КТ. На верхнем  $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ -слое выращивался 10 нм слой  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ , на поверхности которого выращивался еще один слой  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  КТ, предназначенный для проведения исследования методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Были изучены  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  КТ с составом в интервале  $x = 0 \div 0.3$  с шагом 0.05. При этом состав слоев  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  задавался согласно  $y \approx 1.7x$ . При увеличении состава по алюминию  $x$ -рассогласование параметров решетки пары  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  несколько снижается – с 7% ( $x = 0$ ) до 5.1% ( $x = 0.3$ ) [27], что вполне достаточно для образования массивов КТ по механизму Странского–Крастанова [1–5] (слои  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  КТ выращивались по механизму Странского–Крастанова при температуре  $T = 505$  °С). На поверхности  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  выращивался слой  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  критической толщины ( $\sim 2$  монослоев (МС)), по достижении которой начинал формироваться массив самоорганизованных  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  КТ. Скорость роста  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ -слоев составляла 0.045 МС/с. Момент перехода от двумерного механизма роста к трехмерному контролировали методом дифракции быстрых электронов. По достижении критической толщины процесс роста  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  прекращался, и в течение времени  $\tau_{GI}$  формировался массив  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  КТ по механизму Оствальда [28–31], после чего слой  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  КТ зарастивался  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ . Время ростовой паузы  $\tau_{GI} = 10$  с.

Структуры  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  КТ исследовали методами макро- и микрофотолюминесценции, площадь пятна возбуждающего лазера на поверхности структуры составляла 3000 и 3 мкм<sup>2</sup> соответственно. Для возбуждения люминесценции использовали излучение Nd:YAG-лазера с длиной волны 532 нм, работающего в непрерывном режиме. Люминесценцию регистрировали с помощью однократного монохроматора, оснащенного охлаждаемым Ge-pin фотодиодом (макролюминесценция), или с исполь-

зованием тройного монохроматора “TriVista-555” с охлаждаемой матрицей Si-фотоприемников (микрорлюминесценция).

На рис. 1а приведены спектры макролюминесценции трех структур, содержащих  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  КТ. На рис. 1b горизон-

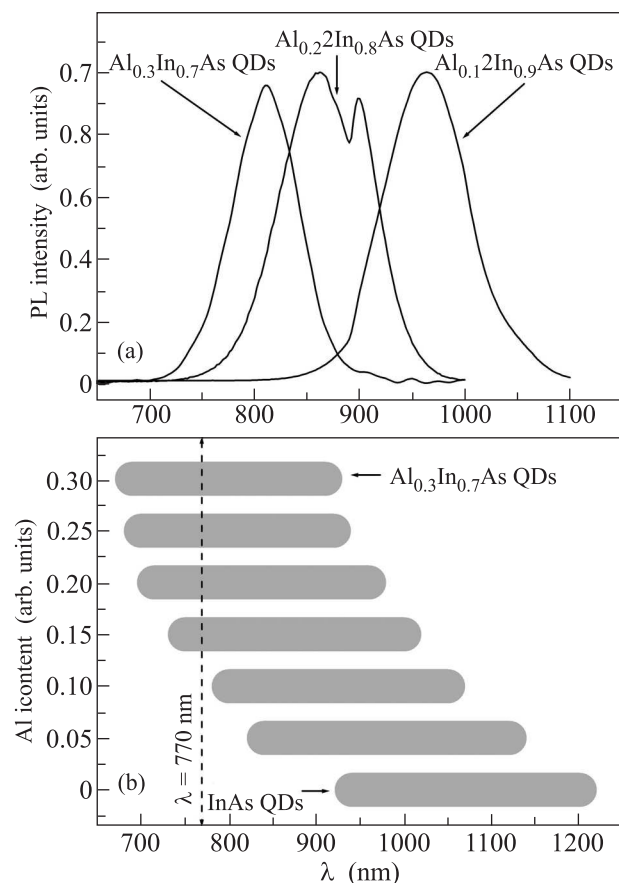


Рис. 1. (а) – Спектры фотолуминесценции трех структур, содержащих  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  КТ при  $T = 295$  К. (б) – Спектральный диапазон излучения  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  КТ различного состава при  $T = 295$  К

тальными отрезками обозначен спектральный диапазон излучения  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  КТ различного состава при  $T = 295$  К. Представленные данные демонстрируют существенное расширение спектрального диапазона излучения КТ в коротковолновую область (до 200 нм), включая участок длин волн вблизи  $\lambda = 770$  нм, представляющий интерес для разработки атмосферных систем квантовой криптографии. Данные, приведенные на рис. 1, были получены на участках исследуемых структур, содержащих массивы  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  КТ высокой плотности ( $d \geq 10^{10}$  см $^{-2}$ ).

Для исследования характеристик одиночных квантовых точек требуются области с низкой плотностью  $d \leq 10^8$  см $^{-2}$ . В работе для решения этой задачи использовали следующий подход. Рост слоя  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  осуществлялся без вращения подложки. Это задавало существенный градиент скорости роста данного слоя по поверхности структуры. В итоге структура содержала участки КТ различной плотности в диапазоне от нулевой до предельно высокой  $d \approx 10^{11}$  см $^{-2}$ . На рис. 2а, б приведены примеры АСМ-топограмм и гистограммы распределения КТ по размерам (рис. 2с, d) для двух участков структуры  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  с плотностью КТ  $d = 8 \cdot 10^9$  см $^{-2}$  и  $d = 1 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . Как видно из рисунка, с ростом плотности КТ заметно возрастают их средние размеры.

Высокий градиент плотности КТ по поверхности структуры проиллюстрирован на рис. 3, который содержит набор спектров макролюминесценции структуры  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$ , полученных при  $T = 10$  К. Нижний спектр (центральная часть структуры) свидетельствует о высокой плотности КТ (на рис. 3 обозначены как QDs). По мере удаления от центра структуры в направлении  $[1\bar{1}0]$  интенсивность ФЛ КТ так же, как и плотность КТ, снижается. Верхний спектр, записанный в точке, удаленной от центра на  $\delta l = 12$  мм, свидетельствует об отсутствии  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  КТ и содержит лишь пик, отвечающий люминесценции  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}$  смачивающего слоя (на рис. 3 обозначен как WL).

Наличие областей с низкой плотностью КТ на подготовленных структурах позволяет уверенно адресовать к одиночным квантовым точкам и исследовать их оптические характеристики с использованием методики микрофотолуминесценции. На рис. 4 приведены спектры микролюминесценции структуры  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  КТ, полученные на участках с плотностью  $d \approx 10^{11}$  см $^{-2}$  и  $d \approx 10^8$  см $^{-2}$  при  $T = 10$  К. В спектрах отчетливо видны узкие пики, соответствующие люминесценции одиночных КТ. Верхний спектр люминесценции содержит десятки пиков от различных КТ, образующих континуум, что затрудняет интерпретацию этих пиков и анализ их характеристик. У нижнего спектра только один пик, отвечающий люминесценции одиночной  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  квантовой точки.

В данной работе при исследовании люминесценции одиночных КТ наибольшее внимание уделялось участку длин волн вблизи  $\lambda = 770$  нм. Особенно подробно были исследованы области с низкой плотностью КТ структуры  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$ . Интерпретация пиков люминесценции одиночных КТ

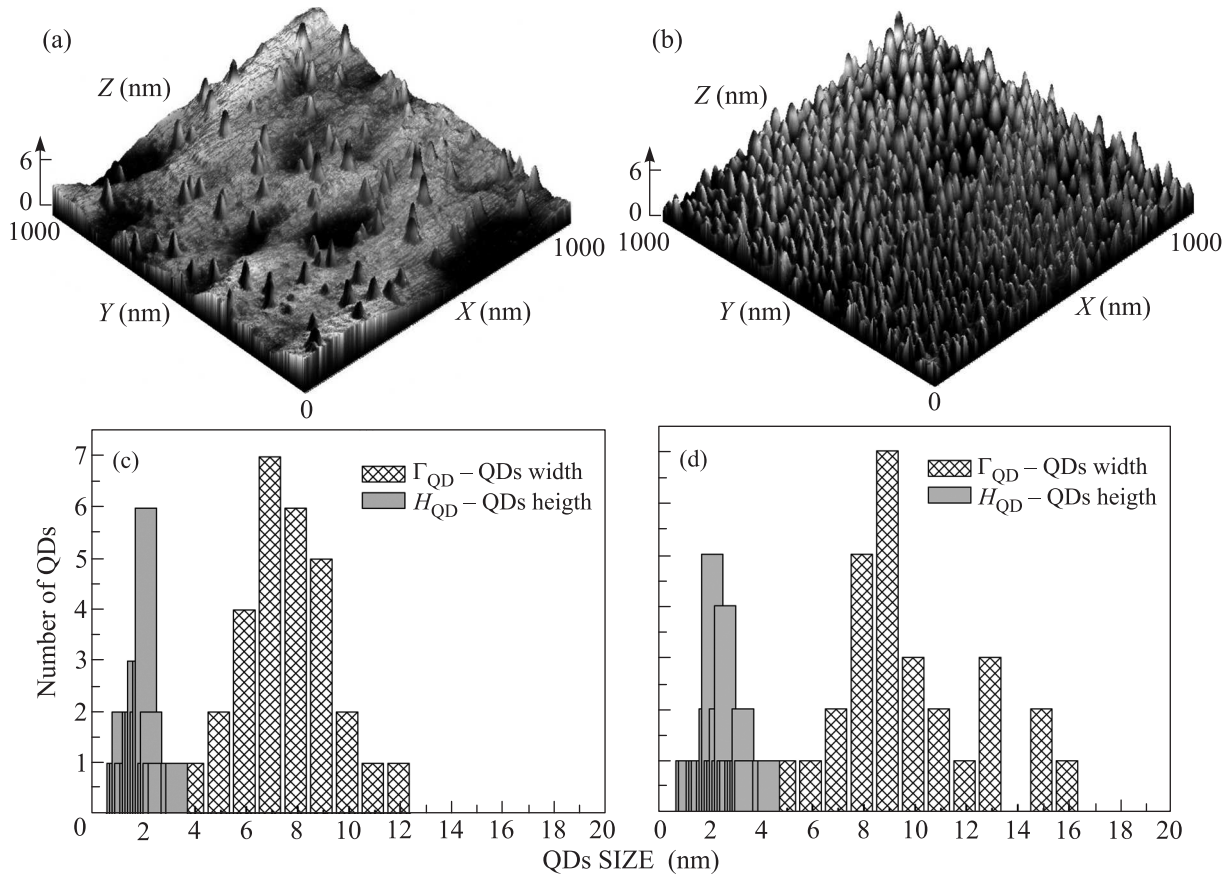


Рис. 2. АСМ-топограммы двух участков структуры  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  с плотностью КТ  $d = 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  (а) и  $d = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (б). Гистограммы распределения КТ по размерам для двух участков с плотностью КТ  $d = 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  (с) и  $d = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (д)

проводилась с использованием зависимостей интенсивностей пиков от мощности излучения возбуждающего лазера. При наименьших мощностях возбуждения в спектрах люминесценции в первую очередь проявляются пики экситонов X и зависимость их интенсивности от мощности линейна. При больших мощностях в спектрах появляются пики биэкситонов XX, интенсивность которых возрастает по квадратичному закону от плотности мощности лазера [32]. На рис. 5а представлены спектры микролюминесценции одиночной  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}$  КТ, полученные при различных мощностях возбуждающего лазера. Наряду с пиками экситонов (X) и биэкситонов (XX) в спектрах также проявляются пики трионов ( $X^*$ ) [2, 5]. На рис. 5б приведены зависимости интенсивности пиков от мощности лазера: линейная для экситонного пика X и квадратичная для биэкситонного пика XX.

В идеальных КТ оптически активные экситоны, образованные основными электронными и дырочными состояниями с моментами  $(+1/2; -3/2)$  и  $(-1/2; +3/2)$  вырождены по энергии. В реальных КТ это вырождение снимается за счет отклоне-

ния КТ от идеальной формы, а также влияния пьезопотенциала, индуцированного встроенными механическими напряжениями [2, 5]. Величина расщепления экситонных уровней  $\Delta E_{FS}$  определяется набором факторов, таких как степень отклонения формы КТ от идеальной и влияние пьезопотенциала, значение которого возрастает с увеличением размера КТ [5, 16, 17]. При  $\Delta E_{FS}$ , значительно превосходящих  $\Gamma_X$ , излучение экситона и биэкситона линейно поляризовано вдоль кристаллографических направлений  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Соответственно, спектры люминесценции, записанные для поляризаций вдоль направлений  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$ , будут содержать пики экситонов  $X[110]$  и  $X[\bar{1}\bar{1}0]$ , и биэкситонов  $XX[110]$  и  $XX[\bar{1}\bar{1}0]$ , смещенных друг относительно друга на величину  $\Delta E_{FS}$ , что позволяет непосредственно из спектров излучения определять параметр расщепления экситонных состояний  $\Delta E_{FS}$ . В данной работе величину  $\Delta E_{FS}$  определяли как разницу энергий фотонов  $X[110]$  и  $X[\bar{1}\bar{1}0]$ , отвечающих экситонной рекомбинации в КТ.

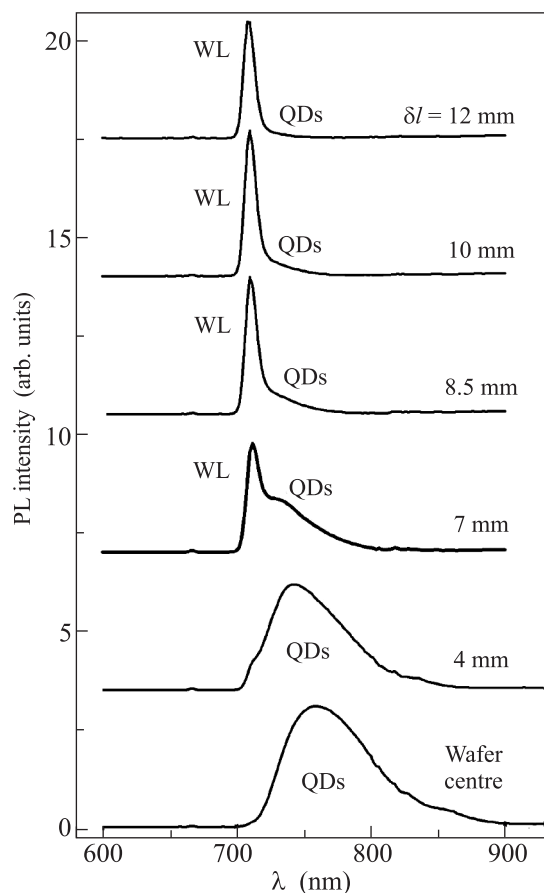


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции различных участков структуры  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  КТ при  $T = 10\text{ K}$

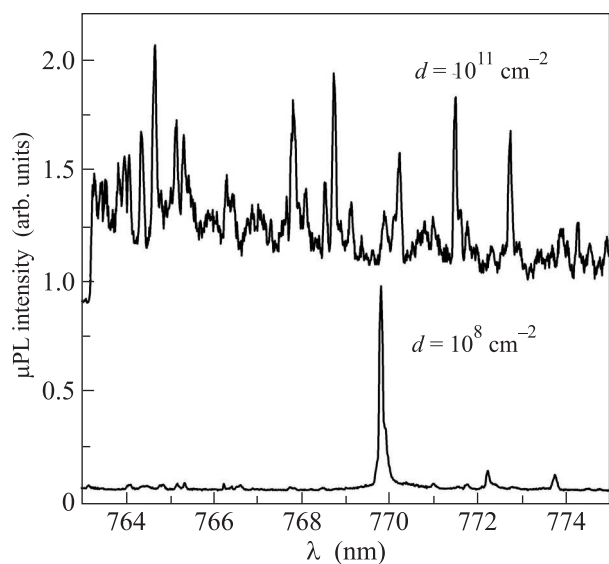


Рис. 4. Спектры микролюминесценции для двух участков структуры  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  с плотностью КТ  $d \approx 10^{11}\text{ cm}^{-2}$  и  $d \approx 10^8\text{ cm}^{-2}$  при  $T = 10\text{ K}$

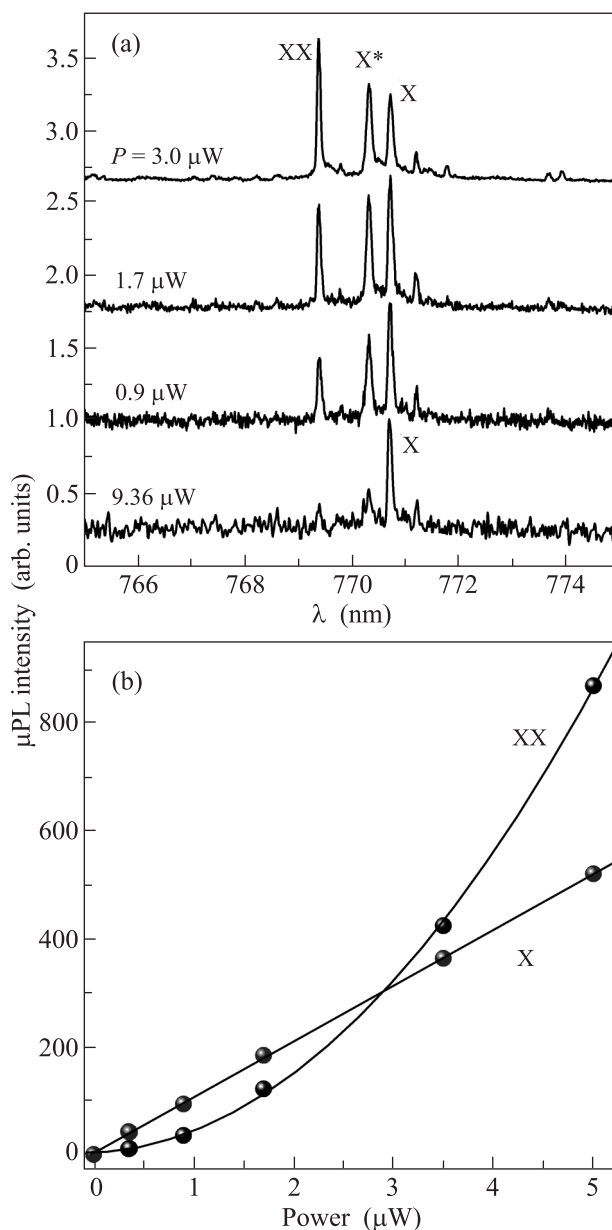


Рис. 5. (а) – Спектры микролюминесценции одиночной  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}$  КТ, полученные при различных мощностях возбуждающего лазера. (б) – Зависимости интенсивности экситонного X и биэкситонного XX пиков от мощности лазера: точки – экспериментальные данные, сплошные линии – линейная и квадратичная аппроксимации

Как отмечалось ранее, идеальные КТ с вырожденными по энергии экситонными состояниями ( $\Delta E_{FS} = 0$ ) и КТ с малым расщеплением экситонных состояний ( $\Delta E_{FS} \approx \Gamma_X = \hbar/\tau_X$ ) могут быть источниками пар запутанных фотонов [5]. При выполнении этих условий в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона излучаются пары фото-

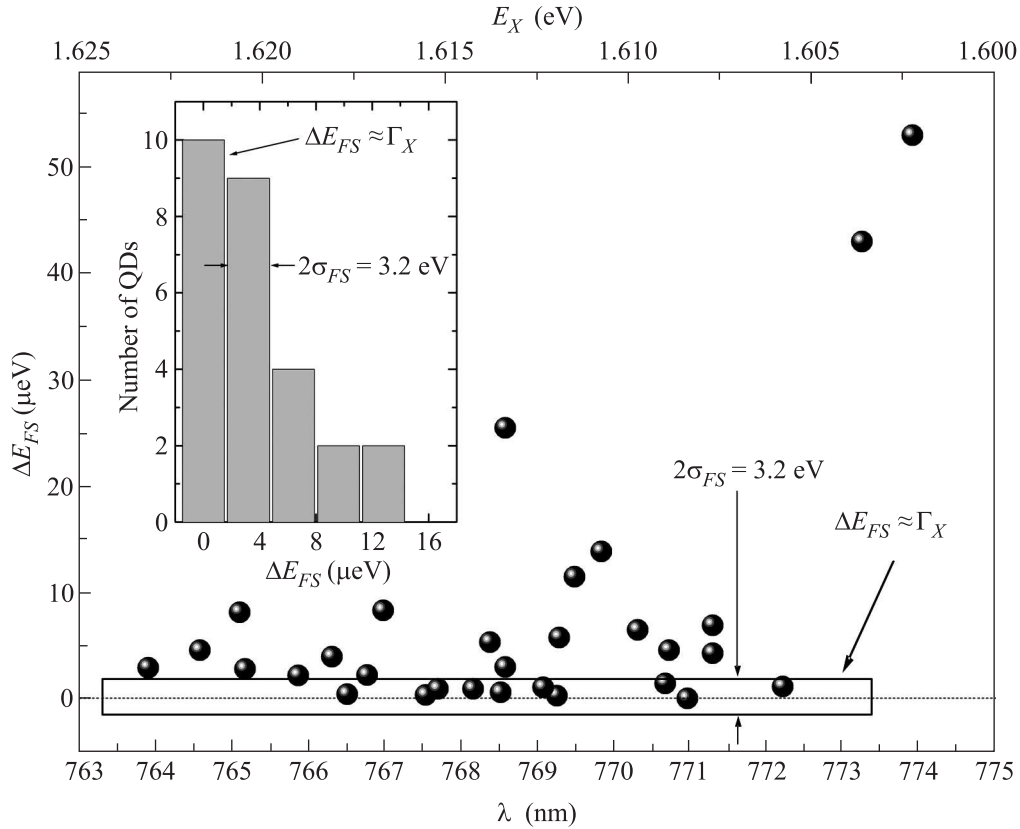


Рис. 6. Расщепление экситонных состояний  $\Delta E_{FS}$  для 30  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  КТ. В прямоугольной рамке выделены экспериментальные точки, для которых  $\Delta E_{FS}$  сравнимо с естественной шириной экситонных состояний. На вставке – гистограмма распределения числа КТ от  $\Delta E_{FS}$  для интервала  $\Delta E_{FS}$  от  $-1.6$  до  $16$  мкэВ, ширина столбца равна удвоенной погрешности измерений  $3.2$  мкэВ, сравнимой с естественной шириной экситонных уровней  $\Gamma_X$

нов, запутанных по поляризации. Согласно литературным данным время жизни экситона  $\tau_X$  при криогенных температурах составляет  $\sim 10^{-9}$  с [4, 5, 33], что задает ширину экситонного пика  $\Gamma_X$  на уровне  $10^{-6}$  эВ. Таким образом, для разработки ИФП представляют интерес КТ, в которых величина  $\Delta E_{FS}$  не превышает нескольких мкэВ. Для поиска КТ, отвечающих данному требованию, погрешность определения  $\Delta E_{FS}$  должна быть также на уровне единиц мкэВ.

В данной работе для увеличения точности определения параметра  $\Delta E_{FS}$  экспериментальные контуры пиков люминесценции аппроксимировали контурами Лоренца. Максимум контура Лоренца принимался за максимум пика. С использованием данной процедуры погрешность в определении параметра  $\Delta E_{FS}$  составляла  $\sigma_{FS} = \pm 1.6$  мкэВ, что сравнимо с естественной шириной экситонных пиков  $\Gamma_X$ .

В диапазоне длин волн  $\lambda = 770 \pm 5$  нм были исследованы характеристики 30 одиночных КТ системы  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$ . Полученные экспериментальные данные по параметру  $\Delta E_{FS}$  для этих

квантовых точек представлены на рис. 6. Из рисунка видно, что в ряде КТ расщепление экситонных состояний значительно, и максимальная зарегистрированная величина составляет  $\Delta E_{FS} \approx 50$  мкэВ. При этом большая часть КТ характеризуется  $\Delta E_{FS} \leq 10$  мкэВ. И, наконец, примерно для 30% исследованных  $\text{Al}_{0.1}\text{In}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  КТ выполняется условие  $\Delta E_{FS} \approx \Gamma_X$ . На рис. 6 эта группа КТ отмечена прямоугольной рамкой. На вставке рис. 6 приведена гистограмма распределения числа КТ от  $\Delta E_{FS}$  для интервала  $\Delta E_{FS}$  от  $-1.6$  до  $16$  мкэВ, ширина столбца равна удвоенной погрешности измерений  $3.2$  мкэВ, сравнимой с естественной шириной экситонных уровней  $\Gamma_X$ . Как следует из гистограммы максимум распределения приходится на КТ с  $\Delta E_{FS} = 0 \pm 1.6$  мкэВ. Очевидно, что данная выборка КТ представляет большой интерес для создания ИФП на основе  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  квантовых точек.

Таким образом, в данной работе исследована система квантовых точек на основе твердых растворов  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ . Использование широкозонных твердых растворов  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  в качестве ос-



новы КТ позволило существенно расширить спектральный диапазон излучения в коротковолновую область, включая участок длин волн вблизи 770 нм, представляющий интерес для разработки аэрокосмических систем квантовой криптографии. Методом криогенной микрофотолюминесценции изучены оптические характеристики одиночных  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  КТ. На участке длин волн вблизи 770 нм исследована тонкая структура экситонных состояний квантовых точек и показано, что величина расщепления экситонных состояний сравнима с естественной шириной экситонных линий, что представляет большой интерес для разработки излучателей пар запутанных фотонов на основе  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  квантовых точек.

1. D. Bimberg, M. Grundmann, and N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, John Wiley & Sons, Chichester (1999).
2. *Single Quantum Dots, Fundamentals, Applications and New Concepts*, ed. by P. Michler, Springer-Verlag, Berlin (2003).
3. *Semiconductor Nanostructures*, ed. by D. Bimberg, Springer-Verlag, Berlin (2008).
4. *Self-Assembled Quantum Dots*, ed. by Z.M. Wang, Springer Science+Business Media, LLC, N.Y. (2008).
5. *Single Semiconductor Quantum Dots*, ed. by P. Michler, Springer-Verlag, Berlin (2009).
6. D. Bouwmeester, A.K. Ekert, and A. Zeilinger, *The Physics of Quantum Information*, Springer, Berlin (2000).
7. N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145 (2002).
8. D.F. Walls and G.J. Milburn, *Quantum Optics*, Springer-Verlag, Berlin (2008).
9. Lochmann, E. Stock, J.A. Tofflinger, W. Unrau, A. Toropov, A. Bakarov, V. Haisler, and D. Bimberg, *Electr. Lett.* **45**, 566 (2009).
10. D. Bimberg, E. Stock, A. Lochmann, A. Schliwa, J.A. Tofflinger, W. Unrau, M. Munnix, S. Rodt, V.A. Haisler, A.I. Toropov, A. Bakarov, and A.K. Kalagin, *IEEE Phot. Journ.* **1**, 58 (2009).
11. T. Heindel, C. A. Kessler, M. Rau et al. (Collaboration), *New Journ. Phys.* **14**, 083001 (2012).
12. O. Benson, C. Santori, M. Pelton, and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2513 (2000).
13. R. M. Stevenson, R. J. Young, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, *Nature* **439**, 179 (2006).
14. A. Mohan, M. Felici, P. Gallo, B. Dwir, A. Rudra, J. Faist, and E. Kapon, *Nature Phot.* **4**, 302 (2010).
15. R. M. Stevenson, C. L. Salter, J. Nilsson, A. J. Bennet, M. B. Ward, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. Shields, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 040503 (2012).
16. R. Seguin, A. Schliwa, S. Rodt, K. Potschke, U. W. Pohl, and D. Bimberg, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 257402 (2005).
17. R. Seguin, A. Schliwa, S. Rodt, K. Potschke, U. W. Pohl, and D. Bimberg, *Physica E* **32**, 101 (2006).
18. H. Y. Liu, I. R. Sellers, R. J. Airey, M. J. Steer, P. A. Houston, D. J. Mowbray, J. Cockburn, M. S. Skolnik, B. Xu, and Z. G. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3769 (2002).
19. X. M. Lu, Y. Izumi, M. Koyama, Y. Nakata, S. Adachi, and S. Muto, *J. Crystal Growth* **322**, 6 (2011).
20. J. J. Finley, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, A. D. Ashmore, C. Baker, A. F. G. Monte, and M. Hopkinson, *Phys. Rev. B* **66**, 153316 (2002).
21. S. C. M. Grijseels, J. van Bree, P. M. Koenraad, A. A. Toropov, G. V. Klimko, S. V. Ivanov, C. E. Pryor, and A. Yu. Silov, *J. Luminescence* **176**, 95 (2016).
22. D. Sarkar, H. P. Van der Meulen, J. M. Calleja, J. M. Meyer, R. J. Haug, and K. Pierz, *J. Phys.: C* **210**, 012011 (2010).
23. D. Sarkar, H. P. Van der Meulen, J. M. Calleja, J. M. Meyer, R. J. Haug, and K. Pierz, *Phys. Rev. B* **78**, 241305(R) (2008).
24. T. S. Shamirzaev, A. V. Nenashev, A. K. Gutakovskii, A. K. Kalagin, K. S. Zhuravlev, M. Larsson, and P. O. Holtz, *Phys. Rev. B* **78**, 085323 (2008).
25. T. S. Shamirzaev, A. M. Gilinsky, A. I. Toropov, A. K. Bakarov, D. A. Tenne, K. S. Zhuravlev, C. von Borczyskowski, and D. R. T. Zahn, *Physica E* **20**, 282 (2004).
26. L. Dusanowski, A. Golnik, M. Syperek, M. Nawrocki, G. Sk, J. Misiewicz, T. W. Schlereth, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 103108 (2012).
27. M. Grundmann, *The Physics of Semiconductors*, Springer, Heidelberg (2010).
28. L. H. Li, N. Chauvin, G. Patriarche, B. Alloing, and A. Fiore, *J. Appl. Phys.* **104**, 083508 (2008).
29. T. J. Krzyzewski and T. S. Jones, *J. Appl. Phys.* **96**, 668 (2004).
30. L. Muller-Kirsch, R. Heitz, U. W. Pohl, and D. Bimberg, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1027 (2001).
31. U. W. Pohl, K. Potschke, A. Schliwa, F. Guffarth, D. Bimberg, N. D. Zakharov, P. Werner, M. B. Lifshits, V. A. Shchukin, and D. E. Jesson, *Phys. Rev. B* **72**, 245332 (2005).
32. R. M. Thompson, R. M. Stevenson, A. J. Shields, I. Farrer, C. J. Lobo, D. A. Ritchie, M. L. Leadbeater, and M. Pepper, *Phys. Rev. B* **64**, 201302(R) (2001).
33. T. Mano, M. Abbarchi, T. Kuroda, B. McSkimming, A. Ohtake, and K. Mitsuishi, *Appl. Phys. Express* **3**, 065203 (2010).