

Структурные и оптические свойства квантовых точек InAs в матрице AlGaAs

© Д.С. Сизов, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин, Н.К. Поляков, В.А. Егоров, А.А. Тонких, А.Е. Жуков, С.С. Михрин, А.П. Васильев, Ю.Г. Мусихин, А.Ф. Цацульников, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов

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

(Получена 25 июня 2002 г. Принята к печати 28 июня 2002 г.)

Исследовались структурные и оптические свойства квантовых точек InAs в широкозонной матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Показано, что глубокая локализация носителей, достигаемая благодаря использованию более широкозонной по сравнению с GaAs матрицы, позволяет получать структуры с высокой температурной стабильностью оптических свойств. Исследованы особенности формирования квантовых точек при различных количествах осажденного InAs. Показано, что при увеличении эффективной толщины InAs, осажденного в $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, наблюдается монотонный сдвиг максимума излучения вплоть до длины волн ~ 1.18 мкм при комнатной температуре, что позволяет достичь энергии локализации экситона, существенно превышающей аналогичное значение для квантовых точек в матрице GaAs. С целью получения максимальной энергии локализации исследовалось влияние зарощивания слоя квантовых точек слоем InGaAs. Показана возможность достижения длины волны излучения ~ 1.3 мкм.

1. Введение

Исследования самоорганизующихся квантовых точек (КТ) на подложках GaAs обусловлены, в частности, перспективой получения высокоэффективных светоизлучающих приборов [1]. Интерес к исследованиям гетероструктур с самоорганизующимися КТ в системе InAs/GaAs вызван возможностью расширения диапазона излучения структур на GaAs до длин волн $\lambda = 1.3\text{--}1.5$ мкм, что открывает возможность создания лазеров более длинноволнового излучения по сравнению с лазерами на основе квантовых ям (КЯ) InGaAs/GaAs [2]. В частности, созданы поверхностно-излучающие лазеры [3], а также изготовлены полосковые лазеры с длиной волны генерации 1.3 мкм, имеющие рекордно низкие значения пороговой плотности тока и рекордно высокие значения внутренней дифференциальной эффективности [4,5]. При этом важным параметром, влияющим на характеристики лазерной генерации, является энергетическая глубина локализации носителей в КТ: чем больше высота локализирующего барьера, тем ниже пороговая плотность тока и выше температурная стабильность параметров [6].

Рассмотрим величину

$$\Delta E = \Delta E_e + \Delta E_h = E_{pl}^{\text{GaAs}} - E_{pl}^{\text{QD}},$$

где ΔE_e — разность энергий между дном зоны проводимости и положением уровня основного состояния электрона в КТ, ΔE_h — разность энергий между положением уровня основного состояния дырки и потолком валентной зоны, E_{pl}^{GaAs} и E_{pl}^{QD} — энергии электронно-дырочных переходов при рекомбинации в матрице и КТ соответственно. Данная величина характеризует энергию локализации экситона в КТ относительно нелокализованного экситона в матрице. В структурах с КТ In(Ga)As/GaAs удастся получить излучение на длине

волны до 1.4 мкм [7]. При этом ΔE_e не превышает 0.55 эВ. Однако использование широкозонной матрицы AlGaAs для КТ позволяет существенно увеличить значение ΔE .

Как было показано в работе [8], осаждение КТ InAs в $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ происходит в соответствии с механизмом роста Странского–Крастанова с переходом к островковому росту при осаждении 2.1 монослоев (ML) InAs. Это количество осажденного InAs больше, чем для случая выращивания на поверхности GaAs, что связано с различной кинетикой процессов при осаждении атомов In на поверхности GaAs и AlGaAs [8]. Значение ΔE в таких структурах составляло более 0.6 эВ. Температурные зависимости фотолюминесценции (ФЛ) свидетельствовали о более высокой температурной стабильности оптических свойств КТ в матрице AlGaAs, по сравнению с КТ в матрице GaAs, обладающими меньшей энергией локализации экситона. Исследования влияния состава матрицы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на оптические свойства КТ показали меньшее падение интенсивности ФЛ с ростом температуры при увеличении ширины запрещенной зоны матрицы, что также свидетельствует о значительном влиянии глубины локализации экситона на температурную стабильность оптических свойств КТ [9].

В данной работе подробно исследовалось формирование КТ InAs в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Изучено также влияние количества осажденного InAs на оптические свойства КТ в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Показано, что зарощивание слоя КТ слоем InGaAs позволяет получить излучение в диапазоне до ~ 1.3 мкм.

2. Эксперимент

Структуры с КТ были выращены методом молекулярно-лучковой эпитаксии. После осаждения буферного слоя GaAs выращивался слой $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, тол-

шиной 0.1 мкм, в середине которого осаждался слой КТ InAs. Для предотвращения утечки носителей на поверхность и в подложку, сопровождающейся безызлучательной рекомбинацией, слой $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ с КТ со стороны подложки и поверхности был ограничен короткопериодными сверхрешетками (5 периодов $AlGaAs/GaAs$, $20 \text{ \AA}/20 \text{ \AA}$). Все слои, кроме слоя КТ InAs и последующих 5 нм $AlGaAs$, выращивались при температуре $600^\circ C$. КТ формировались путем осаждения тонкого слоя InAs при температуре $485^\circ C$. Эффективная толщина слоя InAs варьировалась от 1.7 до 4.5 ML, при помощи регистрации картины дифракции быстрых электронов *in situ* наблюдалось формирование наноструктур после осаждения более 2 ML InAs. Скорость роста InAs составляла 0.1 ML в секунду. Далее слой островков InAs зарастивался тонким (5 нм) слоем $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ при той же температуре, при которой осаждались КТ, чтобы предотвратить испарение InAs при последующем подъеме температуры [10]. В одном образце слой наноструктур InAs зарастивался слоем $In_{0.12}Ga_{0.88}As$ для увеличения длины волны излучения и только после этого осаждалось 5 нм $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Для сравнения оптических свойств были выращены образцы с КТ InAs в матрице GaAs.

Фотолюминесценция возбуждалась Ar^+ -лазером ($\lambda = 514.5 \text{ нм}$) с плотностью мощности возбуждения $P_{ex} = 500 \text{ Вт/см}^2$ и детектировалась охлаждаемым Ge-фотодиодом.

Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) осуществлялись на микроскопе PHILIPS EM 420 при ускоряющем напряжении 100 кВ.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены полученные методом ПЭМ изображения структуры с КТ в матрице $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ в геометрии поперечного сечения и в планарной гео-

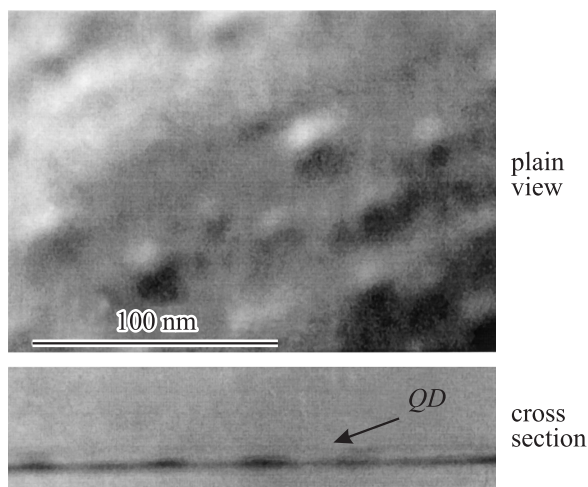


Рис. 1. Изображения КТ (QD) в матрице $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии.

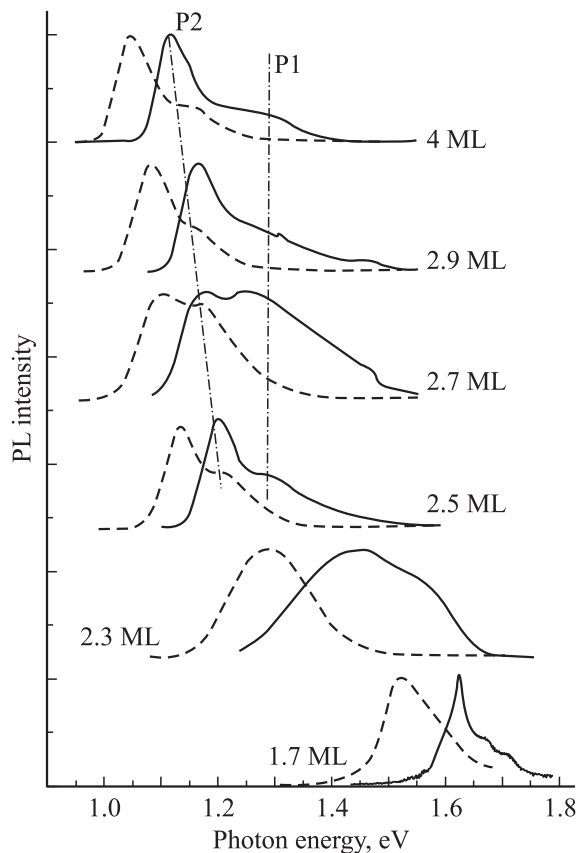


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции (PL) структур, содержащих КТ с различным количеством осажденного InAs в матрице $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, при 77 (сплошные линии) и 300 К (штриховые).

метрии. Эффективная толщина осажденного слоя InAs в данной структуре составляла 2.5 ML. На снимках видны трехмерные наноструктуры InAs, а также тонкий двумерный смачивающий слой InAs [11]. По данным ПЭМ латеральные размеры наноструктур составляют $\sim 18 \text{ нм}$, а высота $\sim 5 \text{ нм}$, что близко к типичным размерам КТ в матрице GaAs [12]. Таким образом, применение в качестве матрицы твердого раствора $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ вместо чистого GaAs принципиально не меняет механизм формирования КТ.

На рис. 2 приведены спектры ФЛ КТ в матрице $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ с различным количеством осажденного InAs при температурах $T = 77$ и 300 К . Спектр образца с эффективной толщиной InAs 1.7 ML содержит сравнительно узкий пик, уширенный в коротковолновую область. Такая форма спектра свидетельствует о сохранении двумерного слоя InAs, толщина которого ниже критической для формирования КТ. При увеличении толщины InAs до 2.3 ML пик ФЛ существенно уширяется (до 240 мэВ) и сдвигается в длинноволновую сторону. Значительное увеличение ширины линии свидетельствует о начале образования трехмерных островков [13]. Этот результат согласуется с данными дифракции быстрых электронов, показавшими, что формирование КТ

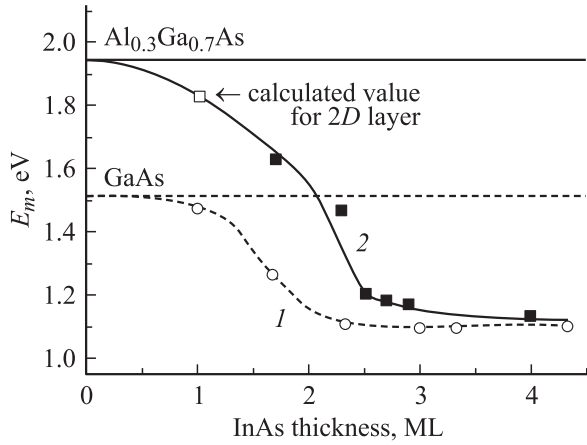


Рис. 3. Зависимости положения максимума фотолюминесценции E_m от количества осажденного InAs. 1 — КТ в матрице GaAs, 2 — КТ в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ начинается при эффективной толщине InAs ~ 2 ML. Дальнейшее увеличение эффективной толщины слоя InAs приводит к длинноволновому смещению максимума излучения вплоть до 1.18 мкм при температуре 300 К. Помимо пика P2, связанного с основным состоянием, наблюдается коротковолновое плечо P1, которое может быть обусловлено рекомбинацией через КТ меньшего размера или через возбужденные состояния.

На рис. 3 приведены зависимости положения максимумов ФЛ КТ в матрицах $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и GaAs от толщины осажденного слоя InAs. На рисунке также показано расчетное значение энергии перехода электрон–(тяжелая дырка) в квантовой яме InAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 1 ML [14]. С увеличением количества осажденного InAs максимум ФЛ КТ в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ строго монотонно смещается в длинноволновую сторону. Величина сдвига оказывается более значительной при эффективной толщине слоя InAs 1.7–2.5 ML. Эти толщины соответствуют началу формирования КТ. Когда матрицей является GaAs, положение линии ФЛ КТ зависит от толщины слоя InAs несколько иначе: при толщинах InAs более 2.3 ML положение максимума почти не зависит от количества осажденного InAs. Различие поведения положения максимумов ФЛ КТ в матрицах $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и GaAs может объясняться различием условий формирования КТ в процессе роста. Мы предполагаем, что в данном случае сказываются различия в кинетике поверхностных процессов при осаждении InAs на поверхностях $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ и GaAs [8], в том числе связанные с морфологией поверхности $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

Из-за насыщения смещения линии ФЛ для КТ в матрице GaAs ΔE не превышает ~ 0.42 эВ. В то же время значение ΔE для КТ, выращенных в аналогичном режиме, но в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, составляет ~ 0.76 эВ. Данные результаты свидетельствуют о большей глубине локализации экситона в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. На наш

взгляд, помимо структурных свойств самих КТ, причина столь большого значения ΔE заключается в большой высоте локализирующего барьера $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

Температурная зависимость ФЛ образца с КТ, сформированными при осаждении 4 ML InAs в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, показана на рис. 4. При низких температурах хорошо разрешаются два пика (P_1 , P_2), энергетическое расстояние между которыми составляет 150 мэВ. С увеличением температуры относительная интенсивность коротковолнового пика уменьшается. Такая зависимость интенсивности пиков от температуры свидетельствует о том, что они связаны с рекомбинацией в КТ, имеющих различные размеры. Уменьшение интенсивности коротковолнового пика в этом случае обусловлено выбросом носителей в матрицу и перезахватом в более глубокие КТ. Формирование двух типов КТ может быть обусловлено как морфологическими особенностями поверхности $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ [7], так и кинетикой процессов при осаждении в системе InAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

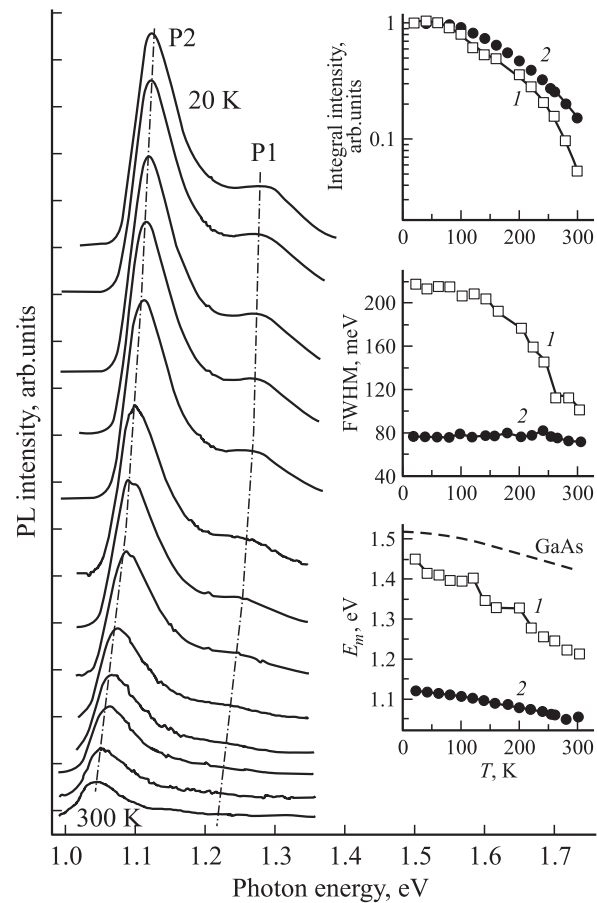


Рис. 4. Температурная зависимость спектров фотолюминесценции (PL) структуры с КТ в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Эффективная толщина слоя InAs — 4 ML. Спектры (сверху вниз) соответствуют изменению температуры от 20 до 300 К. На вставке — температурные зависимости интегральной интенсивности, ширины пика на половине высоты (FWHM), энергии максимума для структур с эффективной толщиной InAs 2.3 ML (1) и 4 ML (2).

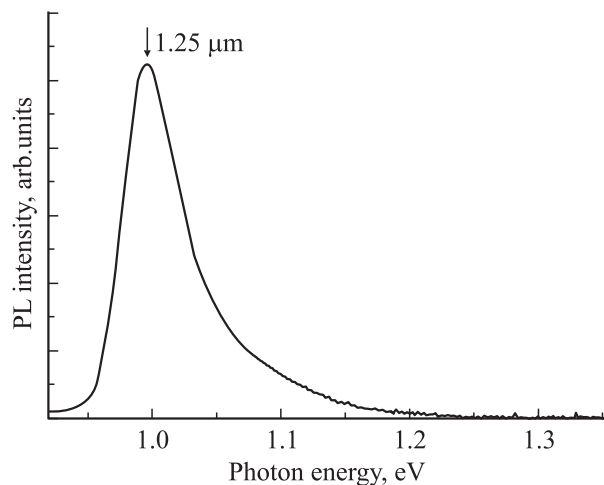


Рис. 5. Спектр фотолюминесценции (PL) КТ InAs, выращенных $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}$, в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ при комнатной температуре.

На вставке рис. 4 представлены температурные зависимости интегральной интенсивности, энергии пиков E_m , а также ширины пика на половине высоты максимума для структур с 2.3 и 4 ML InAs. Зависимости нормированы на значения интегральной интенсивности при минимальных температурах. Спад интегральной интенсивности ФЛ структуры с 2.3 ML InAs в 3 раза больше по сравнению со структурой с 4 ML InAs. Температурный спад интегральной интенсивности ФЛ обусловлен безызлучательной рекомбинацией носителей, термических выброшенных в матрицу. Поскольку среднее значение энергии локализации экситона в КТ, полученных осаждением 2.3 ML InAs, при низких температурах меньше, чем в КТ, формирующихся при осаждении 4 ML InAs, выброс носителей более вероятен в первом случае. Это приводит к более существенному спаду интенсивности излучения структуры с 2.3 ML InAs. Кроме того, температурный выброс носителей более вероятен из наименее локализованных состояний КТ, обуславливающих коротковолновую часть спектра. Это объясняет существенное уменьшение ширины линии излучения КТ, полученных при осаждении 2.3 ML InAs. Температурное смещение максимума ФЛ этой структуры более сильное, чем структуры, сформированной при осаждении 4 ML InAs, поскольку вызвано не только температурным уменьшением запрещенной зоны, но и перераспределением носителей между отдельными КТ, имеющими разную энергию локализации экситона. Незначительный температурный спад интенсивности ФЛ КТ в структуре с 4 ML InAs свидетельствует не только о глубокой локализации экситона, но и о низкой плотности дефектов в таких образцах.

На рис. 5 приведен спектр ФЛ структуры с КТ, закрытыми слоем InGaAs, в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. После осаждения слоя InAs эффективной толщины 2.5 ML осаждался слой $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}$. Аналогичный способ выращивания КТ в матрице GaAs позволяет существенно

увеличить длину волны излучения КТ [15], до 1.3 мкм, и получить высокоэффективные лазеры этого диапазона. Увеличение длины волны происходит по ряду причин: увеличение эффективного размера КТ за счет стимулированного фазового расслоения InGaAs; уменьшение полей упругих напряжений КТ; квантово-механический эффект, связанный с помещением КТ в квантовую яму InGaAs [15]. В случае выращивания таких КТ в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ нами получено излучение КТ на длине волны $\lambda = 1.25$ мкм при комнатной температуре (рис. 5). При этом благодаря большой высоте потенциального барьера величина ΔE в таких структурах составляет 0.86 эВ. Таким образом, энергия локализации экситона для КТ в матрице AlGaAs существенно больше, чем аналогичное значение для КТ в матрице GaAs.

4. Заключение

В работе исследованы особенности структурных и оптических свойств КТ в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Формирование КТ в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ происходит по механизму Странского–Крастанова, как и в матрице GaAs. Однако критическая толщина перехода к островковому росту при осаждении КТ в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ оказывается несколько больше (~ 2 ML) аналогичного значения в матрице GaAs.

При увеличении средней толщины InAs вплоть до 4 ML наблюдается длинноволновый сдвиг линии ФЛ КТ в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. В то же время при выращивании КТ в матрице GaAs длинноволновый сдвиг насыщается при ~ 2.3 ML. Заращивание КТ в матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ слоем InGaAs позволило увеличить длину волны излучения вплоть до 1.25 мкм и получить энергию локализации экситона в КТ, значительно превышающую эту величину для КТ в матрице GaAs при одинаковой длине волны излучения.

Высокая температурная стабильность оптических свойств КТ в широкозонной матрице $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ создает перспективы для получения светоизлучающих приборов с улучшенными температурными характеристиками.

Работа выполнялась при поддержке INTAS, РФФИ и программы Министерства науки „Физика твердотельных наноструктур“.

Список литературы

- [1] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **40**, 1982 (1982).
- [2] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov. Semicond. Sci. Technol., **15**, R41 (2000).
- [3] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, M.V. Maximov, B.V. Volovik, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. Electron. Lett., **36**, 1384 (2000).
- [4] С.С. Михрин, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, Н.А. Малеев, В.М. Устинов, М.М. Кулагина, Е.В. Никитина, И.П. Сошников, Ю.М. Шерняков, Д.А. Лившиц, Н.В. Крыжановская, Д.С. Сизов, М.В. Максимова, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, D. Bimberg, Ж.И. Алфёров. ФТП, **26**, 1400 (2002).

- [5] M.V. Maximov, L.V. Asryan, Yu.M. Shernyakov, A.F. Tsatsul'nikov, I.N. Kaiander, V.V. Nikolaev, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *IEEE J. Quant. Electron.*, **37**, 676 (2001).
- [6] Б.В. Воловик, Д.С. Сизов, А.Ф. Цацульников, Ю.Г. Мусихин, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Егоров, В.Н. Петров, Н.К. Поляков, Г.Э. Цырлин. *ФТП*, **34**, 1368 (2000).
- [7] K. Kokie, H. Ohkawa, M. Yano. *J. Appl. Phys.*, **38**, L417 (1999).
- [8] Y.S. Kim, U.H. Lee, D. Lee, S.J. Rhee, Y.A. Leem, H.S. Ko, D.H. Kim, J.C. Woo. *J. Appl. Phys.*, **87**, 241 (2000).
- [9] M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, B.V. Volovik, D.S. Sizov, Yu.M. Shernyakov, I.N. Kaiander, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, R. Heitz, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Yu.G. Musikhin, W. Neumann. *Phys. Rev. B*, **62**, 16 671 (2000).
- [10] Д.С. Сизов, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Н.А. Черкашин, Н.В. Крыжановская, А.Б. Жуков, Н.А. Малеев, С.С. Михрин, А.П. Васильев, Р. Селин, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, Д. Бимберг, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **36**, 1097 (2002).
- [11] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, D. Bimberg. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 2968 (1995).
- [12] A.F. Tsatsul'nikov, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, Yu.M. Shernyakov, Yu.G. Musikhin, V.M. Ustinov, N.A. Bert, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, A.M. Mintairov, J.L. Merz, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *J. Appl. Phys.*, **88**, 6272 (2000).
- [13] J.M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. Andre, O. Vatel. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 196 (1994).
- [14] R. Heitz, T.R. Ramachandran, A. Kalburge, Q. Xie, I. Mukhametzhanov, P. Chen, A. Madhuar. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4071 (1997).
- [15] M. Krjin. *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 27 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

Structural and optical properties of InAs quantum dots grown in AlGaAs matrix

*D.S. Sizov, Yu.B. Samsonenko, G.E. Tsyrlin,
N.K. Polyakov, V.A. Yegorov, A.A. Tonkikh, A.E. Zhukov,
S.S. Mykhrin, A.P. Vasiliev, Yu.G. Musikhin,
A.F. Tsatsulnikov, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov*

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Structural and optical properties of InAs quantum dots (QDs) grown in a wide band-gap $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ were investigated. Possibility of high temperature stability of the optical properties was demonstrated. Formation of QDs was investigated in detail using different InAs layer effective thickness. Monotonous red shift of QD emission up to $1.18\ \mu\text{m}$ at room temperature was revealed with increasing the InAs layer thickness. It allowed us to achieve a high exciton localization, significantly larger than in the case of the GaAs matrix. Overgrowth of the QD by the InGaAs layer permitted to achieve emission about $1.3\ \mu\text{m}$.