

Исследование структуры рекомбинационного излучения квантовых точек InAs, выращенных на вицинальных поверхностях GaAs

© В.Г. Талалаев[¶], Б.В. Новиков, С.Ю. Вербин, А.Б. Новиков, Динь Шон Тхак, Г. Гобш^{*},
Р. Гольдхан^{*}, Н. Штейн^{*}, А. Голомбек^{*}, Г.Э. Цырлин[†], В.Н. Петров[†], В.М. Устинов⁻,
А.Е. Жуков⁻, А.Ю. Егоров⁻

Научно-исследовательский институт физики, Санкт-Петербургский государственный университет,
198904 Санкт-Петербург, Россия

^{*} Institut für Physik, Technische Universität Ilmenau,
98684 Ilmenau, Germany

[†] Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
198103 Санкт-Петербург, Россия

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

(Получена 19 октября 1999 г. Принята к печати 22 октября 1999 г.)

Исследованы спектры фотолюминесценции гетероэпитаксиальных структур с квантовыми точками InAs/GaAs, выращенных при сочетании режима субмонослойной миграционно-стимулированной эпитаксии, вицинальности подложки и близкого к критическому количества осажденного материала InAs (1.8 монослоев). Исследованы закономерности возникновения и эволюции структуры спектра фотолюминесценции в зависимости от направления и угла разориентации, а также температуры измерений, плотности мощности и спектрального состава возбуждающего излучения. Экспериментально установлена закономерность коротковолнового смещения и сужения полосы фотолюминесценции при увеличении степени вицинальности. Уменьшение размеров квантовых точек и их дисперсии объяснено в рамках представлений о латеральном ограничении квантовых точек на террасах с учетом эффекта складывания моноатомных ступеней.

Обнаружен принципиально различный характер температурной зависимости спектрального положения и полуширины полос фотолюминесценции для изолированных и ассоциированных квантовых точек. Для всех низкотемпературных составляющих спектра установлен вклад основных экситонных состояний. По поведению температурной зависимости интегральной интенсивности полос определено участие возбужденного экситонного состояния в формировании спектра рекомбинационного излучения квантовых точек. Дана количественная оценка энергетической структуры разных групп квантовых точек InAs на подложках GaAs с разориентацией направления [001] 7°.

1. Введение

Интерес к полупроводниковым структурам с пониженной размерностью связан в значительной мере с потребностями современной оптоэлектроники в эффективных твердотельных излучателях. Возможность технологически направленной корректировки спектра излучения гетероэпитаксиальных наноструктур наиболее выражена для самоорганизованных массивов квантовых точек (КТ).

Эффекты самоорганизации при молекулярно-пучковой эпитаксии и ее разновидностях в полупроводниковых системах $A^{III}B^V$ экспериментально подтверждены работами последних лет (см. обзор [1]). Установлено влияние на спектры фотолюминесценции (ФЛ) латеральных размеров, поверхностной плотности и степени пространственной упорядоченности КТ. В свою очередь большинство этих факторов регулируется технологическими условиями и кинетикой роста. Так, использование режима субмонослойной миграционно-стимулированной эпитаксии (СМСЭ) и вицинальных подложек GaAs позволяет получать массивы КТ InAs с наиболее близкими

латеральными размерами, что проявляется в сужении полосы ФЛ [2–8].

При некоторых условиях наблюдается более сложная структура спектра ФЛ КТ: основная полоса, интерпретируемая как экситонная рекомбинация электрона и тяжелой дырки в основном состоянии КТ, оказывается неоднородно уширенной, а в ряде случаев проявляются и дополнительные максимумы излучения. Происхождение этих максимумов в настоящее время интенсивно дискутируется [9–14].

В данной работе исследуется природа различных составляющих спектра ФЛ двумерных массивов КТ InAs на вицинальных подложках GaAs. Показано, что структура спектра ФЛ формируется группами КТ, принадлежащих террасам, имеющим дискретную ширину за счет эффекта складывания моноатомных ступеней. Интенсивная высокоэнергетическая составляющая спектра ФЛ у образцов с относительно высокой степенью разориентации (5° и 7°) интерпретируется рекомбинационным излучением КТ, изолированных от основного массива из-за нарушений сплошности смачивающего слоя (СС) на краях террас. Зависимость структуры ФЛ от температуры и спектрального состава возбуждения соответствует предложенной модели. При исследовании температурной зависимости компонент спек-

[¶] E-mail: tantal@sbor.ru

тра ФЛ установлена их экситонная природа и определено участие возбужденного экситонного состояния в формировании спектра рекомбинационного излучения КТ. Дана количественная оценка энергетической структуры разных групп КТ InAs на подложках GaAs с разориентацией 7° относительно [001] (InAs/GaAs 7° [001]).

2. Образцы и экспериментальная техника

Массивы КТ InAs выращивались методом СМСЭ [15]. Использовались полуизолирующие подложки GaAs (100) без разориентации поверхности (сингулярные) и разориентированные (вицинальные) на углы 3° , 5° , 7° относительно направлений [001], [010], [011] и [0 $\bar{1}$ 1].

Исследованные эпитаксиальные структуры состояли из двумерного массива КТ InAs, ограниченного со стороны подложки буферным слоем GaAs толщиной 300 нм, сверхрешеткой $Al_{0.25}Ga_{0.75}As/GaAs$ (5 периодов 2 нм/2 нм) и слоем GaAs толщиной 6 нм. С другой стороны активный слой КТ зарастивался симметрично: слоем GaAs (6 нм) и такой же сверхрешеткой. Нижняя ограничивающая сверхрешетка выращивалась для подавления диффузии носителей в подложку, верхняя — для исключения влияния поверхностной рекомбинации.

В цикле СМСЭ активного слоя КТ InAs заслонки молекулярных источников InAs открывались попеременно следующим образом: после напыления индия толщиной, необходимой для образования 0.5 монослоя (МС) InAs, поверхность выдерживалась в потоке мышьяка в течение времени $\tau = 10$ с. Суммарная толщина активного слоя InAs составляла от 1 МС (2 цикла) до 3 МС (6 циклов). Условия роста во всех технологических экспериментах поддерживались постоянными: давление паров мышьяка на уровне $4 \cdot 10^{-6}$ Па, скорость роста InAs 0.1 МС/с, температура роста InAs 470°C , соотношение потоков As/In поддерживалось на уровне 10. Состояние поверхности контролировалось *in situ* по дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО).

Исследование спектров ФЛ проводилось с использованием автоматизированного спектрометра ДФС-12. В качестве приемника излучения использовался охлаждаемый фотоумножитель, сигнал с которого подавался на усилитель и далее на компьютер. ФЛ возбуждалась гелий-неоновым и аргоновым лазерами. Мощность возбуждающего излучения регулировалась калиброванными светофильтрами. Имелась также возможность варьировать спектральный состав возбуждающего излучения с помощью галогеновой лампы и светосильного монохроматора МДР-12, согласованного с базовой системой регистрации. Низкотемпературные измерения проводились в специальных криостатах, которые позволяли изменять и стабилизировать температуру с точностью ± 0.1 К в интервале $T = 5\text{--}300$ К.

3. Результаты и обсуждение

Исследование дополнительных максимумов рекомбинационного излучения предполагает, что они сепарированы от основной полосы спектра ФЛ аппаратно (удовлетворяют критерию разрешения) или программно (известен истинный алгоритм разложения спектра на составляющие). В качестве такого алгоритма обычно используют представление спектра ФЛ КТ гауссианами в предположении, что контур полосы излучения описывает статистическое распределение КТ по размерам. При этом спектральное положение максимума этой полосы характеризует средний размер КТ, а ее полуширина — дисперсию размеров КТ.

В стремлении максимально использовать аппаратный фактор нами были проведены предварительные исследования, направленные на получение массивов КТ с возможно узкой полосой излучательной рекомбинации. К методам и условиям, позволяющим достичь этого, относят СМСЭ [2,4], вицинальность подложек [3,8], начальные стадии самоорганизации КТ [4,8,16], высокотемпературный отжиг [17–20].

Известно [21–23], что процесс формирования КТ на сингулярных и вицинальных поверхностях при молекулярно-пучковой эпитаксии в системе InAs/GaAs состоит из двух стадий. На первой стадии происходит рост псевдоморфного напряженного слоя InAs. По достижении им критической величины (1.5–1.7) МС наступает вторая стадия — спонтанный распад псевдоморфного слоя на систему кристаллических островков (КТ) и смачивающий слой InAs толщиной около 1 МС в соответствии с механизмом роста Странски–Крастанова. Вплоть до толщин (3–4) МС квазитрехмерные островки остаются когерентно напряженными, т.е. бездислокационными. Одновременно с этим повышается поверхностная плотность КТ и их средний размер, достигая предельного (равновесного) значения. Дальнейшее наращивание InAs приводит к появлению мезоскопических кластеров, содержащих дислокации.

Формирование КТ при субмонослойном осаждении InAs на вицинальную поверхность GaAs может идти по другому сценарию. Структурные особенности вицинальной поверхности (ступени и террасы) ограничивают непрерывность поверхностного потенциала [24]. Кромки террас создают систему потенциальных барьеров, затрудняющих миграцию адсорбированного вещества по поверхности СС [25]. При соблюдении определенных требований СМСЭ (низкие скорости потоков и соответствующие температуры роста) это может способствовать разрыву субмонослойного покрытия на краях террас и образованию ограниченных этими террасами кластеров InAs [7,24]. Нарушения сплошности псевдоморфного слоя становятся весьма вероятными, если края террас имеют особенности высотой до 2 нм, о которых сообщается в [21]. В результате формирование КТ при СМСЭ на вицинальной поверхности может быть смещено в область меньшего количества осаждаемого материала. В

обычном режиме молекулярно-пучковой эпитаксии (при отсутствии нарушений сплошности СС) вицинальность поверхности приводит к увеличению критической толщины InAs [26].

Совместное использование нами режима СМСЭ и вицинальных подложек с углом разориентации 5° приводило к формированию массива КТ начиная со слоя InAs толщиной 1.8 МС. Для слоя такой толщины всегда наблюдались четкие рефлексы ДБЭО и сформировавшийся спектр ФЛ КТ в области 1.1–1.45 эВ, тогда как для меньших толщин InAs регистрировался только сигнал ФЛ напряженного барьерного слоя GaAs вблизи 1.5 эВ (излучение экситонов и примесного углерода). Увеличение толщины псевдоморфного слоя InAs от 1.8 МС до 3 МС наряду с длинноволновым смещением полосы ФЛ КТ приводило к ее уширению, что свидетельствует об укрупнении КТ при одновременном разупорядочении их по размерам и форме. Поэтому все исследования тонкой структуры ФЛ КТ InAs проводились нами на массивах КТ, выращенных в режиме СМСЭ на вицинальных подложках GaAs из слоя InAs толщиной 1.8 МС. Сочетание всех этих факторов позволило добиться максимального аппаратного разрешения в спектре ФЛ таких КТ и исследовать его дополнительную тонкую структуру.

3.1. Группы квантовых точек на разориентированных подложках

Эксперименты с вицинальными подложками показали, что при равных технологических условиях размеры КТ InAs и дисперсия этих размеров зависят от величины и направления разориентации подложки GaAs. Анализ низкотемпературных спектров ФЛ позволяет говорить о тенденции, общей для всех исследованных направлений и углов разориентации: коротковолновый сдвиг максимума ФЛ КТ, его сужение и появление дополнительной структуры в спектре излучения.

В серии образцов, разориентированных относительно [011], оказалось возможным наблюдать монотонный ко-

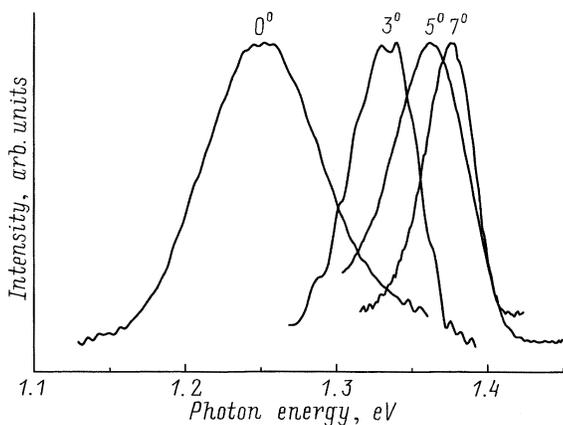


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции КТ InAs, выращенных на вицинальных подложках GaAs (100) с различными углами разориентации относительно направления [011]. $T = 5$ К.

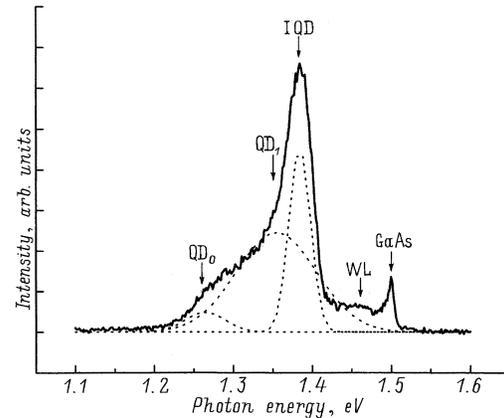


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции КТ InAs/GaAs 5° [011] при $T = 5$ К и его разложение на гауссовы контуры. Возбуждение излучением He–Ne-лазера, мощность 20 мВт, WL — смачивающий слой.

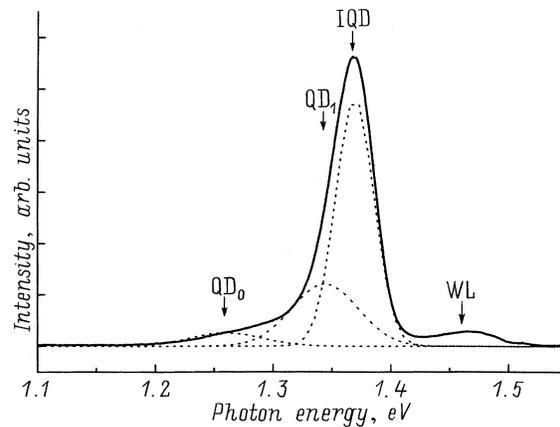


Рис. 3. Спектр фотолюминесценции КТ InAs/GaAs 7° [011] при $T = 5$ К и его разложение на гауссовы контуры. Возбуждение излучением Ar⁺-лазера, мощность 20 мВт. WL — смачивающий слой.

ротковолновый сдвиг максимума излучения КТ (с 1.255 на 1.375 эВ) и его сужение (от 95 до 33 мэВ) при изменении степени вицинальности от 0° до 7° (рис. 1). Другой характерной особенностью спектров ФЛ КТ на подложках с разориентированными направлениями [011] и [011] является наличие широкого бесструктурного крыла на длинноволновом спаде основной полосы (рис. 2).

Несколько иная эволюция низкотемпературного спектра ФЛ отмечалась у образцов с увеличением разориентации подложки относительно [001] и [010]. Спектральные характеристики структуры ФЛ изменялись немонотонно. Полоса ФЛ КТ InAs для вицинального образца, разориентированного на угол 3° , соответствовала полосе излучения КТ InAs на сингулярной поверхности GaAs. Спектры ФЛ образцов с углами разориентации 5° и 7° были идентичными и характеризовались резкой интенсивной полосой на энергии 1.37 эВ и слабой структурой в низкоэнергетической части спектра (рис. 3).

Причины обнаруженных закономерностей кроются, очевидно, в наличии на вицинальных поверхностях ступенчатых террас, которые ограничивают размеры КТ. С учетом использованных нами технологических режимов представляется маловероятным размещение одной КТ на нескольких террасах, хотя мы допускаем участие соседних террас в процессе формирования КТ. Тем не менее, прямое сопоставление размеров основания КТ и ширины террас заставляет сделать вывод о том, что распределение КТ на реальной вицинальной поверхности существенно отличается от идеального. Действительно, из приведенных в [3,8] данных следует, что ширина террас на вицинальной поверхности исследованных образцов с углом разориентации $A = 3^\circ$ должна составлять $W = 5.2$ нм, для угла $A = 5^\circ$ $W = 3.5$ нм и для $A = 7^\circ$ $W = 2.3$ нм. Тогда как оценка латеральных размеров КТ по спектральному положению основного максимума ФЛ, следуя расчетам [27], и по данным сканирующей туннельной микроскопии для наших сингулярных образцов дает величину $B = 8-9$ нм. Совпадение с данными [28] наших технологических режимов и латеральных размеров КТ позволяет рассчитывать также и на соответствие их формы пирамиде с квадратным основанием и высотой $H \approx B/2$. Из соотношения размеров КТ и террас следует, что КТ InAs должны формироваться на вицинальных поверхностях GaAs, имеющих размеры террас, в несколько раз большие, чем рассчитанные W для идеального случая.

Известно [29], что на реальных вицинальных поверхностях имеет место эффект "складывания" моноатомных ступеней (step bunching), который приводит к кратному увеличению ширины террас. Частота и кратность складывания определяются прежде всего длиной поверхностной диффузии адсорбированных атомов буферного слоя GaAs в сравнении с шириной террас, задаваемой углом разориентации. По экспериментальным данным [26], на вицинальной поверхности GaAs с углом разориентации 6° высота ступеней может достигать 10 МС. Это означает, что у исследованных нами структур во всем диапазоне углов от 3° до 7° ширина террас может перекрывать размер, необходимый для формирования пирамидальных КТ InAs.

Такая модель была использована нами для случая квазидвумерной сети квадратных террас (направления разориентации GaAs [001] и [010]), что позволило объяснить спектральные закономерности ФЛ КТ InAs. В разложении на гауссианы низкотемпературных спектров ФЛ КТ InAs/GaAs с разными углами разориентации в данных направлениях обнаруживается крайняя длинноволновая составляющая QD_0 (рис. 3), спектральное положение которой (1.265 эВ) совпадает с положением полосы ФЛ сингулярного образца (рис. 1). Это позволяет идентифицировать данную компоненту как излучение КТ с широких террас, обеспечивающих предельные размеры КТ, характерные для сингулярной поверхности ($B = 8-9$ нм). Можно предположить, что такие КТ начинают расти по механизму Странски-Крастанова на

террасах, уширенных с кратностью $Q = 3$ для образца с разориентацией 5° ($W = 10.5$ нм) и начиная с $Q = 4$ ($W = 9.2$ нм) для образца с разориентацией 7° .

В рамках предложенной модели следующая составляющая QD_1 (1.345 эВ) спектра ФЛ (рис. 3) рассматривается нами как излучение КТ, ограниченных террасами с кратностью уширения Q , на единицу меньшей, чем для QD_0 , т.е. $Q = 2$ ($W = 7$ нм) для угла разориентации $A = 5^\circ$ и $Q = 3$ ($W = 6.9$ нм) для угла $A = 7^\circ$. Наноразмерные островки, сформированные в условиях такого латерального ограничения, должны отличаться от предельного случая сингулярной поверхности не только размерами основания, но также формой и распределением поля напряжений, что неизбежно отражается на их энергетическом спектре. Так, при переходе от КТ QD_0 к QD_1 энергия относительного положения уровней электрона и тяжелой дырки увеличивается на 80 мэВ.

Для вицинальной поверхности GaAs с углом разориентации $A = 3^\circ$ террасы с кратностью $Q = 2$ ($W = 10.4$ нм) обеспечивают условия, необходимые и достаточные для роста КТ InAs с предельными размерами ($B = 8-9$ нм), соответствующими сингулярной поверхности.

Необходимо отметить, что фиксированной кратности уширения Q на реальной вицинальной поверхности соответствует целый набор террас, размеры которых имеют гауссово распределение. Этот разброс вызывает в свою очередь флуктуации длины основания КТ. Кроме того, у КТ имеется собственная дисперсия по высоте, которую можно уменьшить, повышая степень вицинальности [26]. Все это приводит к тому, что в спектрах ФЛ КТ InAs мы наблюдаем сужение полосы излучательной рекомбинации при увеличении угла разориентации вицинальной поверхности GaAs.

Модуляция функции распределения КТ InAs по размерам для направлений разориентации [011] и [0 $\bar{1}$ 1] может быть очень слабой. Понижение симметрии террас способствует уходу не только размеров, но и формы КТ. В этом случае может образоваться рифленая струк-

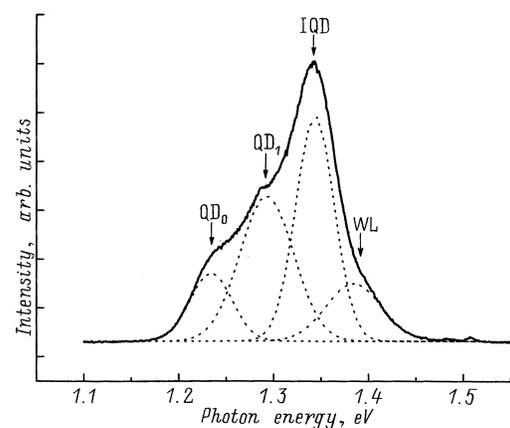


Рис. 4. Спектр фотолюминесценции КТ InAs/GaAs 7° [001] при $T = 80$ К и его разложение на гауссовы контуры. Возбуждение He-Ne-лазером, мощность 20 мВт. WL — смачивающий слой.

тура островков [30], а для направления разориентации $[0\bar{1}1]$ — более вероятная структура квантовых проволок [5]. По этим причинам функция распределения КТ по размерам для террас с данным значением Q должна быть уширена. По-видимому, следствием этого является бесструктурная асимметричная форма полосы ФЛ КТ QD_1 , которая и наблюдалась на образцах InAs/GaAs (100), разориентированных относительно $[011]$ и $[0\bar{1}1]$. Структура спектров ФЛ для направлений разориентации $[001]$ и $[010]$ сохранялась даже при более высоких температурах и имела наилучшее разрешение в интервале 80–90 К (рис. 4).

Таким образом, принятая модель хорошо описывает наблюдаемую в эксперименте зависимость спектра ФЛ КТ от направления и угла разориентации вицинальной подложки. В рамках этой модели QD-полосы (QD_0 и QD_1) принадлежат группам КТ InAs, излучающим с террас, имеющих ширины смежной кратности за счет эффекта складывания моноступеней на разориентированной поверхности GaAs.

3.2. Изолированные квантовые точки

Представляет определенный интерес ситуация на узких террасах с низкой кратностью ($Q = 1$ для углов $A = 3^\circ, 5^\circ$ и $Q = 1, 2$ для угла $A = 7^\circ$). Соответствующие им размеры КТ лежат ниже предела ($B = 6$ нм), необходимого для существования в них локализованных состояний электрона [27,31,32]. Такие КТ, даже при наличии четко выраженной огранки, не должны люминесцировать. Более вероятно (по аналогии с субмонослойным покрытием [5,33]), что формируются наноразмерные островки небольшой высоты без четкой огранки, которые можно рассматривать как островки СС различной толщины. В любом случае на таких объектах мы не должны наблюдать столь резкой полосы рекомбинационного излучения, как полоса IQD с максимумом 1.37 эВ, наблюдаемая в образцах с разориентацией 5° и 7° (рис. 2, 3).

Известно [34], что к интенсивной полосе в высокоэнергетической части спектра ФЛ могут приводить несколько эффектов. При неэффективной фоновой релаксации (эффект "бутылочного горла") это может быть проявлением возбужденных состояний КТ даже при низких плотностях возбуждения ФЛ. По этой причине в ранее опубликованной работе [35] мы относили полосу IQD на счет рекомбинационного излучения с участием возбужденного состояния КТ. Однако последующие исследования эту интерпретацию не подтвердили. В экспериментах с различной плотностью возбуждения в непрерывном режиме мы не наблюдали перераспределения интенсивности между полосами QD и IQD в низкотемпературных спектрах ФЛ КТ InAs/GaAs. Излучение в области 1.37 эВ у структур, подобных нашим, наблюдалось также другими авторами [5,36,37], но его природа не раскрывалась. Происхождение этого излучения явилось предметом специальных исследований данной работы.

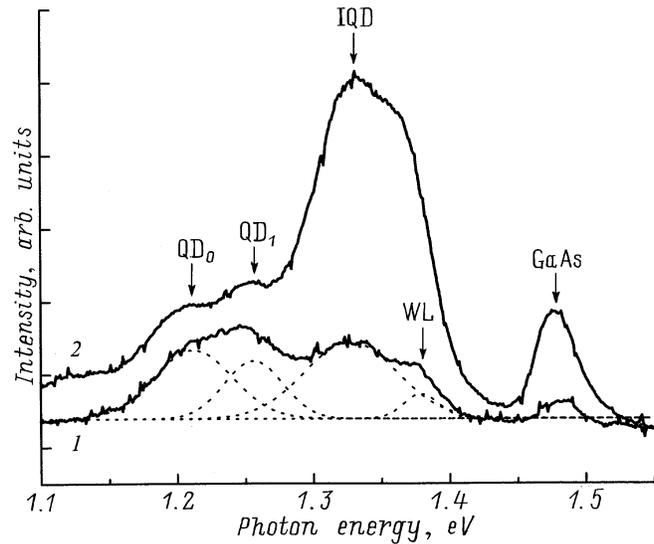


Рис. 5. Спектр фотолюминесценции КТ InAs/GaAs 7° [001] при $T = 155$ К для разных уровней возбуждения Ar^+ -лазером. Мощность возбуждения, мВт: 1 — 200, 2 — 400. WL — смачивающий слой.

Сравнение спектров ФЛ образца InAs/GaAs 7° [001] (рис. 3 и 5) показывает, что низкотемпературное распределение интенсивности в спектрах ФЛ воспроизводится при высоких температурах и высоких плотностях возбуждения. Это означает, что оба случая отражают относительное распределение плотности состояний в группах КТ. Постоянство ширины и спектрального положения полос QD и IQD в таких экспериментах исключает вклад в спектр ФЛ многочастичных механизмов (биэкситон, экситонные комплексы). Наряду с этим использованные нами условия роста (низкие температуры зарывания и отсутствие послеростового отжига) исключают определяющую роль в формировании спектра ФЛ такого механизма неоднородного уширения, как поверхностная сегрегация индия [11,38]. Мультиплетность спектра ФЛ из-за неоднородности толщины осаждаемого слоя, наблюдавшаяся в работах [10,28], исключена нами использованием вращения подложки в процессе роста образцов.

Основными экспериментами в установлении природы полосы IQD явились исследования температурной зависимости спектра ФЛ и его зависимости от спектрального состава возбуждающего света. На рис. 6 и 7 представлены зависимости полуширины (FWHM) и энергетического положения максимума (E_m) составляющих спектра ФЛ от температуры образца InAs/GaAs 7° [001]. Характер этой зависимости для полос QD и IQD принципиально различен. Полоса QD_0 (при $T > 120$) и полоса QD_1 (при $T > 80$ К) сужаются, а полоса IQD (при $T > 80$ К) уширяется (рис. 6). Относительное постоянство FWHM всех компонент спектра ФЛ при температурах ниже указанных свидетельствует в пользу участия в излучении экситонных состояний [39]. Температурная зависимость спектрального положения E_m полосы IQD следует закону

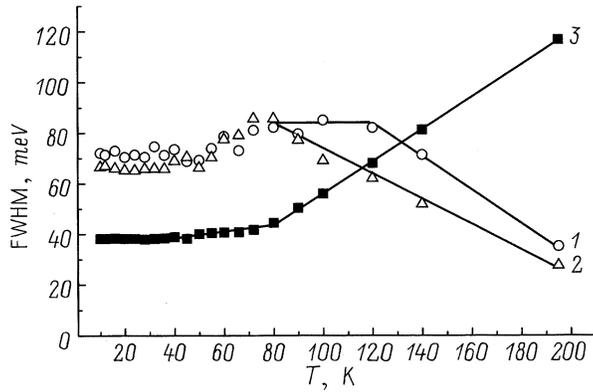


Рис. 6. Температурные зависимости полуширины (FWHM) различных полос фотолюминесценции КТ InAs/GaAs 7° [001]: 1 — QD₀, 2 — QD₁, 3 — IQD.

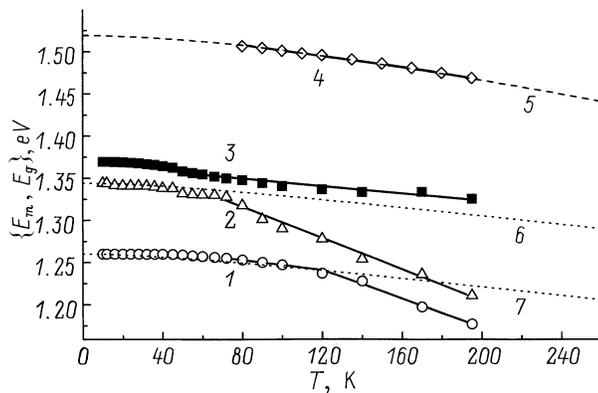


Рис. 7. Температурные зависимости спектрального положения максимума (E_m) различных полос фотолюминесценции КТ InAs/GaAs 7° [001] при возбуждении Ag^+ -лазером (100 мВт). Экспериментальные данные: 1 — QD₀, 2 — QD₁, 3 — IQD, 4 — GaAs. Расчетные зависимости: 5 — $E_g(T)$ для GaAs; 6, 7 — $E_g(T)$ для InAs (смещены по шкале энергии).

изменения ширины запрещенной зоны E_g InAs [40] во всем исследованном интервале температур, тогда как максимум полосы QD₁ при $T = 80$ К начинает отклоняться от закона Варшны (рис. 7). Похожее поведение E_m наблюдается и для полосы QD₀ после 120 К (рис. 7).

Рассмотренная эволюция полос QD с ростом температуры соответствует представлениям о случайном заселении носителями локализованных состояний КТ при низкой температуре, их термическому выбросу (преимущественно из мелких КТ) в СС и последующему захвату на уровне более крупных КТ [9,41]. В результате перераспределения носителей в пользу более крупных КТ ситуация приближается к термодинамически равновесной. Важно отметить, что для групп КТ QD, излучающих на террасах со смежной кратностью Q , существует транспорт, обеспечивающий обмен носителями между соседними КТ. Таким агентом, по нашему мнению, является смачивающий слой InAs.

Совершенно иная ситуация имеет место на террасах с КТ, ответственными за излучение в полосе IQD. Отсутствие обмена носителями между КТ этой группы заставляет предположить отсутствие разрешенных состояний в СС вследствие его утоньшения и (или) отсутствие самого СС из-за его разрывов. Как отмечалось выше, нарушения сплошности СС наиболее вероятны на краях террас. Исследования кинетики роста КТ [20,21,23,42,43] показывают, что их зарождение происходит преимущественно у оснований, в изломах ступеней. При стягивании псевдоморфного слоя в КТ по механизму Странски–Крастанова образуются нарушения сплошности (разрывы) слоя на краях террас и утоньшения (стяжки) в ”воротах”, соединяющих соседние террасы. Исходя из этих рассуждений мы полагаем, что изолированные КТ IQD формируются прежде всего на террасах с пониженной кратностью. Таким образом, КТ, излучающие в полосах QD₁ и IQD, ограничены террасами одной и той же кратности, но КТ QD₁ связаны СС, а IQD изолированы.

Это предположение подтвердилось исследованиями спектров ФЛ при возбуждении светом различного спектрального состава. Излучение в полосах QD возникало при возбуждении смачивающего слоя InAs, а в полосе IQD — только при возбуждении барьера GaAs. На рис. 8 показана эта закономерность.

Надбарьерное возбуждение полосы IQD также может быть объяснено непрямыми переходами: (электрон барьера GaAs)–(дырка КТ InAs). Аналог гетероструктуры второго рода в системе КТ InAs/GaAs может возникать в двух случаях. Значительные напряжения, возникающие вблизи боковых граней пирамидальных КТ, деформированных как латеральным ограничением на террасах, так и в результате зарастивания [37,44–46], могут вести к инверсии Γ -и X -долин зоны проводимости на границе InAs/GaAs [47]. Другая возможность [48] заключается в том, что КТ на узких террасах ($W < 6$ нм) имеют локализованные состояния только для дырок. Электроны барьера, оставаясь пространственно отделенными от них,

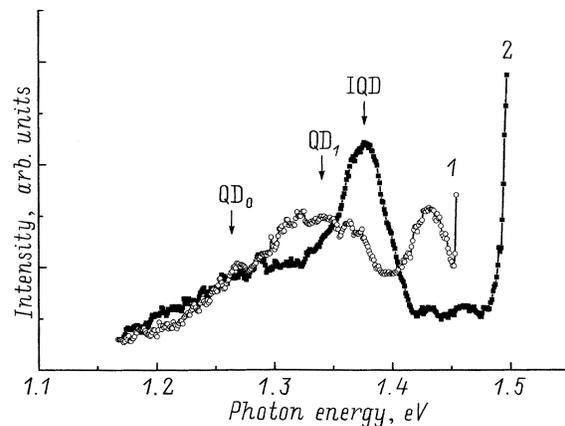


Рис. 8. Спектры фотолюминесценции КТ InAs/GaAs 7° [001] при разной энергии возбуждения, эВ: 1 — 1.46, 2 — 1.52. $T = 5$ К.

удерживаются вблизи КТ кулоновским взаимодействием. Однако рекомбинационное излучение, возникающее в обоих случаях, должно быть спектрально зависимым от плотности возбуждения [49,50]. Такой зависимости для полосы IQD мы не наблюдали.

3.3. Особенности проявления возбужденных состояний квантовых точек

Результаты исследования температурной зависимости интегральной интенсивности составляющих спектра ФЛ КТ InAs/GaAs 7° [001] представлены на рис. 9 и в таблице.

Параметры полос спектра ФЛ и соответствующих им групп КТ определялись с использованием зависимости Аррениуса:

$$I/I_m = [1 + \beta \exp(-E_A/kT)]^{-1} \equiv F, \quad (1)$$

где I — интегральная интенсивность данной полосы ФЛ, I_m — максимальная интенсивность, k — постоянная Больцмана.

По наклону зависимости $-\ln(I_m/I - 1)$ от $1/kT$ оценивались энергии активации E_A . Для каждой группы КТ QD были выявлены два температурных интервала постоянного наклона E_{A0} и E_{A1} (см. таблицу). С использованием полученных значений E_{A0} проводилась подгонка функции F к экспериментальным данным I/I_m по параметру β . Результаты подгонки приведены на рис. 9 и в таблице.

На основании результатов по температурной зависимости (рис. 6, 7, 9) можно предположить, что все компоненты низкотемпературного спектра ФЛ КТ InAs/GaAs 7° [001] связаны с излучательной рекомбинацией экситона в основном состоянии $n = 0$.

Если энергию тепловой диссоциации (энергию связи) экситона G оценивать так же, как в работах [51,52], по началу спада интенсивности полосы ФЛ КТ, то из реконструированной зависимости Аррениуса (рис. 9, кривые 2) мы получим значения $G = 5$ мэВ для групп КТ

Характеристики компонент спектра ФЛ и соответствующих им групп КТ InAs/GaAs 7° [001]

Параметр	QD ₀	QD ₁	IQD
E_m , эВ	1.265	1.345	1.37
$E_{A0} \equiv \Delta E_0$, мэВ	50	43	56
$E_{A1} \equiv \Delta E_1$, мэВ	14	12	16
G , мэВ	6	5	5
ΔE_{1-0} , мэВ	30	26	35
ΔE_h , мэВ	145	72	94
β	350	750	7500

Примечание. E_{A0} и E_{A1} — энергии активации, ΔE — энергия ионизации (глубина залегания) основного |000> (ΔE_0) и первого возбужденного |100> (ΔE_1) состояний электрона, G — энергия тепловой диссоциации (энергия связи) экситона, ΔE_{1-0} — энергетический зазор между основным и первым возбужденным состояниями электрона в КТ, ΔE_h — глубина залегания уровня тяжелой дырки, β — подгоночный параметр зависимости Аррениуса (функции F).

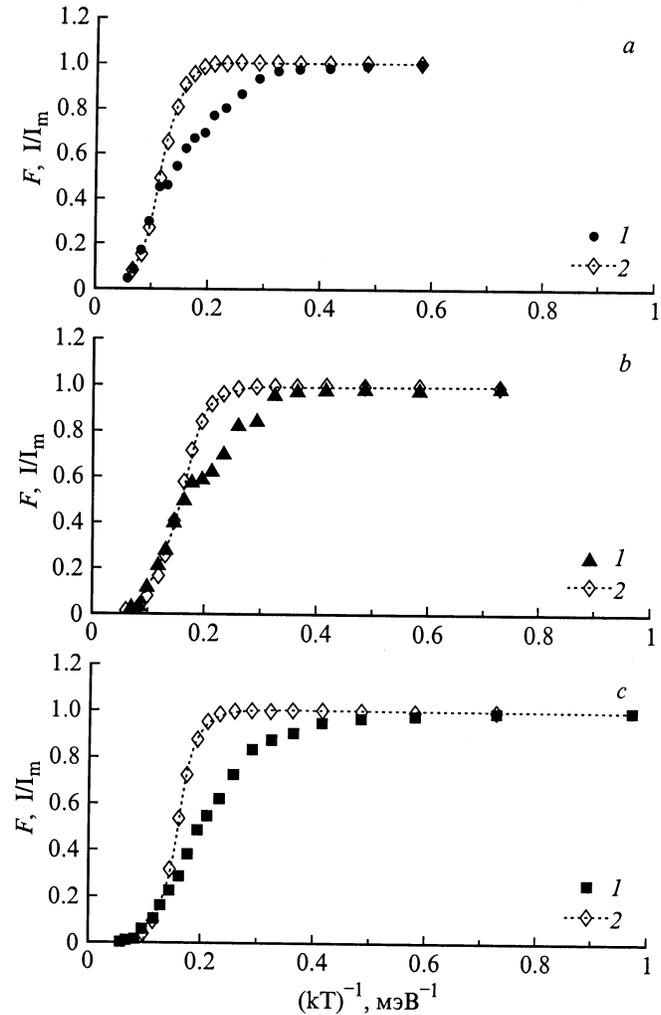


Рис. 9. Результаты подгонки функции F (2) к экспериментальной зависимости I/I_m (1) от обратной температуры для различных полос фотолуминесценции КТ InAs/GaAs 7° [001]: a — QD₀, b — QD₁, c — IQD. Возбуждение Ar⁺-лазером (100 мВт).

QD₁ и IQD и $G = 6$ мэВ для КТ QD₀. Такие значения G соответствуют известным литературным данным [51–53]. Совпадение энергии связи экситона для КТ QD₁ и IQD может быть связано с наличием высокого латерального потенциала для КТ, ограниченных террасами с пониженной кратностью уширения. В этом случае экситоны теряют свою чувствительность к размерам КТ [54].

На рис. 9 обращает на себя внимание отклонение экспериментальной зависимости I/I_m от зависимости Аррениуса, наиболее выраженное для полосы IQD. Похожее явление наблюдалось в работе [19]. Мы объясняем такое поведение влиянием возбужденного ($n = 1$) состояния электрона КТ. Прямое наблюдение этого состояния в спектре ФЛ затруднено, так как переход $e|100\rangle - hh|000\rangle$ не является разрешенным из-за слабого перекрытия волновых функций электрона в возбужденном состоянии и тяжелой дырки в основном состоянии [31,55,56]. С

подъемом температуры из-за теплового опустошения более высокого электронного уровня $n = 1$ исчезает один из каналов пополнения носителями основного состояния $n = 0$. От того, насколько эффективен этот канал, зависит степень отклонения экспериментальной кривой I/I_m (кривая 1) от функции F , рассчитанной для E_{A0} (кривая 2).

Таким образом, энергия термической активации E_{A0} соответствует глубине залегания ΔE_0 основного электронного уровня в КТ (см. таблицу): для групп QD — относительно уровня СС InAs ($E_{WL} = 1.46$ эВ), для изолированных КТ IQD — относительно уровня барьера GaAs ($E_{BR} = 1.52$ эВ). Применяв подход, используемый в [57], мы рассчитали глубину залегания тяжелой дырки (ΔE_h) для различных групп КТ (см. таблицу): $\Delta E_h = E_{IF} - (E_m + \Delta E_0)$, где $E_{IF} = E_{WL}$ для QD и $E_{IF} = E_{BR}$ для IQD, а ΔE_0 учитывает вклад кулоновского взаимодействия (энергию связи экситона G). Результаты, полученные для энергий ионизации электронного и дырочного состояний в КТ InAs/GaAs, хорошо согласуются с известными литературными данными [9,27,31,47,49,51,57–60] и отражают зависимость ΔE_0 от объема КТ, а для ΔE_h — от формы КТ [31,61]. Действительно, простые расчеты показывают, что объем осажденного материала, формирующего изолированную IQD на террасе шириной 7 нм, оказывается больше, чем объем пирамидальной QD₀ с длиной основания 8–9 нм. Очевидно также, что в условиях латерального ограничения кромками террас IQD должны иметь отношение H/V больше, чем QD₀, а следовательно, и более мелкий дырочный уровень [61].

Различие вкладов возбужденных состояний в температурную зависимость I/I_m полос ФЛ, принадлежащих разным группам КТ, становится понятным, если оценить величину энергетического зазора ΔE_{1-0} между первым возбужденным и основным состояниями электрона. Предполагая для ΔE_h , как и ранее, что сближение электронного и дырочного уровней при образовании экситона происходит за счет снижения электронного уровня, мы получили для IQD величину ΔE_{1-0} , совпадающую с энергией LQ-фонона на границе InAs/GaAs — 35 мэВ [62]. Можно ожидать, что этот резонанс приводит к весьма эффективной релаксации электронного возбуждения до основного состояния, т.е. к очень короткому времени жизни электронов в возбужденном состоянии. Низкая заселенность уровня является еще одной причиной отсутствия в спектре ФЛ переходов с участием возбужденного состояния электронов. Понятно, что исчезновение такого механизма релаксации с ростом температуры приводит к серьезной деформации температурной зависимости I/I_m полосы IQD спектра ФЛ (рис. 9, с). Резкое снижение относительной интенсивности полосы IQD изолированных КТ в интервале 5–80 К показано на рис. 3 и 4. Установленные нами значения ΔE_{1-0} для всех групп КТ (см. таблицу) согласуются с данными работы [63], в которой получено расстояние в 30 мэВ между основным и возбужденным

уровнями ”ультрамалых” КТ InGaAs/GaAs в условиях латерального ограничения.

Роль возбужденных состояний и других конкурирующих каналов релаксации возбуждения в КТ InAs на вицинальных поверхностях GaAs (100) в настоящее время нами дополнительно исследуется по измерениям спектров возбуждения и времен спада ФЛ.

В заключение авторы благодарят Н.К. Полякова, Д.Н. Демидова, Н.П. Корнееву и Ю.Б. Самсоненко за участие в ростовых экспериментах и Н.Н. Леденцова, Д. Бимберга, В.Г. Дубровского и В.П. Евтихиева за полезные обсуждения.

Данная работа выполнена при частичной поддержке научной программы ”Физика твердотельных наноструктур” (грант 98-2029), грантов РФФИ № 98-02-18317 и № 99-02-17780 и научной программы ”Интеграция фундаментальной науки и высшей школы, 1997–2000” (грант № 326.75), Г.Э. Цырлин благодарит за финансовую поддержку ИНТАС (грант № YSF 98-54).

Список литературы

- [1] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998).
- [2] Г.Э. Цырлин, В.Н. Петров, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. ФТП, **31**, 912 (1997).
- [3] А.Ф. Цацульников, Б.В. Воловик, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, Чжао Чжень, В.Н. Петров, Г.Э. Цырлин, Д. Бимберг, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов. ФТП, **32**, 95 (1998).
- [4] P.D. Wang, N.N. Ledentsov, C.M. Sotomayor Torres, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov. Appl. Phys. Lett., **64**, 1526 (1994).
- [5] S. Ruvimov, P. Wener, K. Scheerschmidt, U. Gösele, J. Heydenreich, U. Richter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. B, **51**, 14 766 (1995).
- [6] V.P. Evtikhiev, I.V. Kudryashov, E.Y. Kotel'nikov, V.E. Tokranov, A.N. Titkov, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. Semiconductors, **32**, 1323 (1998).
- [7] O. Brandt, L. Tapfer, K. Ploog, R. Bierwolf, M. Hohenstein, F. Philipp, H. Lage, A. Heberle. Phys. Rev. B, **44**, 8043 (1991).
- [8] Y. Nabetani, A. Wakahara, A. Sasaki. J. Appl. Phys., **78**, 6461 (1995).
- [9] L. Brusaferrri, S. Sanguinetti, E. Grilli, M. Guzzi, A. Bignazzi, F. Bogani, L. Carraresi, M. Colocci, A. Bosacchi, P. Frigeri, S. Franchi. Appl. Phys. Lett., **69**, 3354 (1996).
- [10] M. Colocci, F. Bogani, L. Carraresi, R. Mattolini, A. Bosacchi, S. Franchi, P. Frigeri, M. Rosa-Clot, S. Taddei. Appl. Phys. Lett., **70**, 3140 (1997).
- [11] H.-W. Ren, K. Nishi, S. Sugou, Y. Masumoto. Japan. J. Appl. Phys., **37**, 1548 (1998).
- [12] S. Noda, T. Abe, M. Tamura. Phys. Rev. B, **58**, 7181 (1998).
- [13] G.L. Rowland, T.J.C. Hosea, S. Malik, D. Childs, R. Murray. Appl. Phys. Lett., **73**, 3268 (1998).
- [14] W.G. Stallard, A.S. Plaut, S. Thoms, M.C. Holland, S.P. Beaumont, C.R. Stanley, M. Hopkinson. Appl. Phys. Lett., **73**, 1898 (1998).

- [15] Г.Э. Цырлин, В.Н. Петров, В.Г. Дубровский, Н.К. Поляков, С.Я. Типисев, А.О. Голубок, Н.Н. Леденцов. *ФТП*, **31**, 902 (1997).
- [16] Y. Nabetani, N. Yamamoto, T. Tokuda, A. Sasaki. *J. Cryst. Growth*, **146**, 363 (1995).
- [17] S.J. Xu, X.C. Wang, S.J. Chua, C.H. Wang, W.J. Fan, J. Jiang, X.G. Xie. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 3335 (1998).
- [18] Q.W. Mo, T.W. Fan, Q. Gong, J. Wu, Z.G. Wang, Y.Q. Bai. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 3518 (1998).
- [19] H. Lee, R. Lowe-Webb, T.J. Johnson, W. Yang, P.C. Sercel. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 3556 (1998).
- [20] H.-W. Ren, K. Nishi, S. Sugou, M. Sugisaki, Y. Masumoto. *Japan. J. Appl. Phys.*, **36**, 4118 (1997).
- [21] D. Leonard, K. Pond, P.M. Petroff. *Phys. Rev. B*, **50**, 11 687 (1994).
- [22] J.M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. Andre, O. Vatel. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 196 (1994).
- [23] N. Ikoma, S. Ohkouchi. *Japan. J. Appl. Phys.*, **34**, L724 (1995).
- [24] O. Brandt, G.C. La Rocca, A. Heberle, A. Ruiz, K. Ploog. *Phys. Rev. B*, **45**, 3803 (1992).
- [25] Y. Tokura, H. Saito, T. Fukui. *J. Cryst. Growth*, **94**, 46 (1989).
- [26] В.П. Евтихийев, В.Е. Токранов, А.К. Крѣжановский, А.М. Бойко, Р.А. Сурис, А.Н. Титков, Ф. Накамура, М. Ичида. *ФТП*, **32**, 860 (1998).
- [27] M. Grundmann, O. Stier, D. Bimberg. *Phys. Rev. B*, **52**, 11 969 (1995).
- [28] P.M. Petroff, K.H. Schmidt, G.M. Ribeiro, A. Lorke, J. Kotthaus. *Japan. J. Appl. Phys.*, **36**, 1068 (1997).
- [29] T. Ide, A. Yamashita, T. Mizutani. *Phys. Rev. B*, **46**, 1905 (1992).
- [30] G.M. Guryanov, G.E. Cirilin, A.O. Golubok, S.Ya. Tipissev, N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. *Surf. Sci.*, **352–354**, 646 (1996).
- [31] M. Grundmann, R. Heitz, N. Ledentsov, O. Stier, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. *Superlatt. Microstruct.*, **19**, 81 (1996).
- [32] M.A. Cusack, P.R. Briddon, M. Jaros. *Phys. Rev. B*, **54**, R2300 (1996).
- [33] N.N. Ledentsov, P.D. Wang, C.M. Sotomayor Torres, A.Yu. Egorov, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev. *Phys. Rev. B*, **50**, 12 171 (1994).
- [34] S. Raymond, S. Fafard, P.J. Poole, A. Wojs, P. Hawrylak, S. Charbonneau, D. Leonard, R. Leon, P.M. Petroff, J.L. Merz. *Phys. Rev. B*, **54**, 11 548 (1996).
- [35] S.Yu. Verbin, B.V. Novikov, R.B. Juferev, Yu. Stepanov, A.B. Novikov, Dinh Son Thach, I. Shchur, V.G. Talalaev, G. Gobsch, R. Goldhahn, N. Stein, A. Golombek, G.E. Cirilin, V.G. Dubrovskii, V.N. Petrov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, V.M. Ustinov. *Proc. 7th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, 1999) p. 63.
- [36] M.J. Steer, D.J. Mowbray, W.R. Tribe, M.S. Skolnick, M.D. Sturge, M. Hopkinson, A.G. Cullis, R. Whitehouse, R. Murray. *Phys. Rev. B*, **54**, 17 738 (1996).
- [37] T. Saitoh, H. Takeuchi, J. Konda, K. Yoh. *Japan. J. Appl. Phys.*, **35**, 1217 (1996).
- [38] A. Bossacchi, F. Colonna, S. Franchi, P. Pascarella, P. Allegri, V. Avanzini. *J. Cryst. Growth*, **150**, 185 (1995).
- [39] K. Mukai, N. Ohtsuka, M. Sugawara. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2416 (1997).
- [40] Z.M. Fang, K.Y. Ma, D.H. Jaw, R.M. Cohen, G.B. Stringfellow. *J. Appl. Phys.*, **67**, 7034 (1990).
- [41] W. Yang, R.R. Lowe-Webb, H. Lee, P.C. Sercel. *Phys. Rev. B*, **56**, 13 314 (1997).
- [42] P.B. Joyce, T.J. Krzyzewski, G.R. Bell, B.A. Joyce, T.S. Jones. *Phys. Rev. B*, **58**, R15981 (1998).
- [43] P. Chen, Q. Xie, A. Madhukar, L. Chen, A. Konkar. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**, 2568 (1994).
- [44] H. Saito, K. Nishi, S. Sugou. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2742 (1998).
- [45] G.D. Lian, J. Yuan, L.M. Brown, G.H. Kim, D.A. Ritchie. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 49 (1998).
- [46] J.M. Garcia, T. Mankad, P.O. Holtz, P.J. Wellman, P.M. Petroff. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 3172 (1998).
- [47] A.J. Williamson, A. Zunger. *Phys. Rev. B*, **58**, 6724 (1998).
- [48] A.J. Williamson, A. Zunger, A. Canning. *Phys. Rev. B*, **57**, R4253 (1998).
- [49] I.E. Itskevich, S.G. Lyapin, I.A. Troyan, P.C. Klipstein, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini. *Phys. Rev. B*, **58**, R4250 (1998).
- [50] F. Hatami, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorf, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich, U. Richter, S.V. Ivanov, B.Y. Meltser, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 656 (1995).
- [51] D.I. Lubyshev, P.P. Gonzalez-Borrero, E. Marega, Jr., E. Petitprez, N. La Scala, Jr., P. Basmaji. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 205 (1996).
- [52] G. Wang, S. Fafard, D. Leonard, J.E. Bowers, J.L. Merz, P.M. Petroff. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2815 (1994).
- [53] P.D. Wang, N.N. Ledentsov, C.M. Sotomayor Torres, I.N. Yasievich, A. Pakhomov, A.Yu. Egorov, P.S. Kop'ev, V.M. Ustinov. *Phys. Rev. B*, **50**, 1604 (1994).
- [54] M. Bayer, S.N. Walck, T.L. Reinecke, A. Forchel. *Phys. Rev. B*, **57**, 6584 (1998).
- [55] M.A. Cusack, P.R. Briddon, M. Jaros. *Phys. Rev. B*, **56**, 4047 (1997).
- [56] H. Jiang, J. Singh. *Phys. Rev. B*, **56**, 4696 (1997).
- [57] P.N. Brounkov, A. Polimeni, S.T. Stoddart, M. Henini, L. Eaves, P.C. Main, A.R. Kovsh, Y.G. Musikhin, S.G. Konnikov. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1092 (1998).
- [58] H. Lee, W. Yang, P.C. Sercel. *Phys. Rev. B*, **55**, 9757 (1997).
- [59] F. Bogani, L. Carraresi, R. Mattolini, M. Colocci, A. Bosacchi, S. Franchi. *Sol. St. Electron.*, **40**, 363 (1996).
- [60] H. Yu, S. Lycett, C. Roberts, R. Murray. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 4087 (1996).
- [61] J. Kim, L.-W. Wang, A. Zunger. *Phys. Rev. B*, **57**, R9408 (1998).
- [62] R. Heitz, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, L. Ekey, M. Veit, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Y. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 361 (1996).
- [63] S. Fafard, D. Leonard, J.L. Merz, P.M. Petroff. *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 1388 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

Recombination emission structure of InAs quantum dots grown on GaAs vicinal surfaces

V.G. Talalaev, B.V. Novikov, S.Yu. Verbin,
A.B. Novikov, Dinh Son Thach, I.V. Shchur,
G.Gobsch*, R. Goldhahn*, N. Stein*, A. Golombek*,
G.E. Cirlin†, V.N. Petrov†, V.M. Ustinov−,
A.E. Zhukov−, A.Yu. Egorov−

Institute of Physics,
St. Petersburg State University,
198904 St. Petersburg, Russia

* Institute für Physik,
Technische Universität Ilmenau,
98684 Ilmenau, Germany

† Institute for Analytical Instrumentation,
Russian Academy of Sciences,
198103 St. Petersburg, Russia

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

Abstract A study of photoluminescence spectra of heteroepitaxial structures with InAs/GaAs quantum dots (QD) has been done. QD were grown in submonolayer migration enhanced epitaxy mode, on vicinal substrates, and the thickness of deposited InAs (1.8 ML) was close to the critical. Photoluminescence spectrum structure arising and its dynamics were investigated as functions of the misorientation direction and the angle as well as of the test temperature, photoluminescence excitation density and the excited light wave length. Experiments have shown the dependence of photoluminescence band blue shift and narrowing on the increase of the misorientation degree. QD size and dispersion decrease is explained in terms of QD lateral confinement on terraces taking into account the step bunching effect. It has been found that photoluminescence spectrum structure is formed by QD groups belonging to discrete terraces widened due to this effect. Behavior peculiar to the most intense high-energy photoluminescence band of 5° and 7° vicinal samples proves that it belongs to isolated QD located on the terraces with a reduced multiplicity of widening. An assumption was made that such QD are isolated from the array due to inhomogeneities (ruptures) in the wetting layer on terrace edges.

A principally different temperature dependence of photoluminescence band spectral position and full width at half maxima were found for isolated and associated QD. The contribution of ground exciton states was determined for all low temperature photoluminescence components. The role of excited electron state in the formation of QD recombination emission spectrum can be explained proceeding from the temperature dependence of the photoluminescence band integral intensity. A qualitative assessment was made for the energy structure of different InAs/GaAs 7° [001] QD groups.