

# Неравновесный характер распределения носителей при комнатной температуре в квантовых точках InAs, покрытых тонкими слоями AlAs/InAlAs

© Н.В. Крыжановская<sup>†</sup>, А.Г. Гладышев<sup>+</sup>, С.А. Блохин<sup>+</sup>, М.В. Максимов<sup>+</sup>, Е.С. Семенова<sup>+</sup>,  
А.П. Васильев<sup>+</sup>, А.Е. Жуков<sup>+</sup>, Н.Н. Леденцов<sup>+,\*</sup>, В.М. Устинов<sup>+</sup>, Д. Бимберг<sup>\*</sup>

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

<sup>\*</sup> Institut für Festkörperphysik, Technische Universität,  
D-10623 Berlin, Germany

(Получена 16 февраля 2005 г. Принята к печати 7 марта 2005 г.)

Исследовались оптические свойства квантовых точек в матрицах GaAs или  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ , полученных путем последовательного наращивания начальных островков InAs, сформированных в режиме роста Странского–Крастонова, тонкими слоями AlAs и InAlAs. Показано, что в массивах таких квантовых точек отсутствует транспорт носителей между квантовыми точками в диапазоне температур от 10 до 300 К и реализуется неравновесное распределение носителей. Подавление температурных выбросов носителей из квантовых точек обусловлено увеличением энергетического зазора между уровнями основного и возбужденного состояний, отсутствием уровня смачивающего слоя, а также увеличением энергии локализации носителей в квантовых точках относительно состояний континуума в случае использования матрицы  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ .

## 1. Введение

Исследование методов и способов управления процессами формирования массивов самоорганизующихся квантовых точек (КТ), позволяющих контролировать такие параметры КТ, как их плотность, размеры, форма и соответственно энергетический спектр, является чрезвычайно важным и с точки зрения детального изучения процессов самоорганизации в процессе роста, и для применения квантовых точек в современных полупроводниковых приборах, например, лазерах. Известно, что одним из факторов, определяющих низкую температурную стабильность характеристик лазеров на КТ, является сильная температурная зависимость оптического усиления. Это обусловлено температурным выбросом носителей из основного в возбужденные состояния КТ, смачивающий слой или матрицу. В то же время при низких температурах выбросы носителей из состояний КТ подавлены, при этом формируется неравновесное распределение носителей по состояниям массива КТ [1], значение порогового тока не зависит от температуры (характеристическая температура  $T_0 \rightarrow \infty$ ), кроме того, существенно увеличивается быстродействие лазеров на КТ [2]. Например, при 80 К в лазере с КТ было получено значение ширины полосы модуляции  $f(-3\text{ дБ}) = 30\text{ ГГц}$  [3], в то время как при комнатной температуре значение не превышало 8 ГГц. Для повышения температурной стабильности характеристик лазеров существенным является сохранение условий неравновесного распределения носителей по состояниям массива КТ, в частности, с помощью увеличения энергетического интервала между основным и первым возбужденным состояниями. Поэтому разработка методов, позволяющих контролировать энергетический спектр КТ, является весьма перспективной для улучшения характеристик

приборов на их основе. В настоящее время наибольшее количество публикаций посвящено исследованию массивов КТ в системе InAs/GaAs (001), полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Среди существующих методов управления формой и энергетическим спектром КТ можно перечислить следующие: непосредственное изменение основных технологических параметров при осаждении КТ (изменение температуры подложки, скорости роста, давления мышьяка в ростовой камере, использование остановок роста) [4]; использование различных подслоев и методик наращивания КТ. Например, в работе [5] показана возможность независимого управления плотностью и размерами КТ верхнего слоя при использовании синфазной корреляции с КТ нижнего слоя. В работе [6] описана методика увеличения объема КТ с сохранением их плотности, основанная на эффекте активированного распада твердого раствора в процессе наращивания квантовых точек InGaAlAs. Эффективным технологическим приемом, позволяющим контролировать объем и форму КТ InAs, является наращивание КТ тонким слоем AlAs. Осаждение AlAs на КТ приводит к вытеснению атомов In из смачивающего слоя InAs, миграции этих атомов к квантовым точкам и вследствие этого к увеличению их высоты [7].

В данной работе представлены результаты исследования оптических свойств КТ, полученных комбинацией описанных выше технологических подходов [7–10]: островки InAs, сформированные в режиме роста Странского–Крастонова, последовательно наращивались тонкими слоями AlAs и InAlAs. Квантовые точки формировались как в матрице GaAs, так и в  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ . В работе проведено также сравнение их оптических свойств со свойствами традиционных КТ InAs, покрытых слоем  $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ . Методами спектроскопии возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) и фотолюминесценции при резонансном возбуждении исследованы меха-

<sup>†</sup> E-mail: kryj@mail.ioffe.ru

низмы релаксации носителей в основное состояние КТ и зависимости оптических свойств от температуры в диапазоне от 10 до 300 К.

## 2. Эксперимент

Все структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в установке Riber 32P с твердотельным источником мышьяка на подложках GaAs *n*-типа проводимости. Структуры состоят из 3 слоев с КТ, которые помещены в середину слоя GaAs (структуры *A*, *B*, *C*) или  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  (структура *D*), ограниченного со стороны подложки и поверхности барьерами. Между слоями с КТ осаждали 25 нм материала матрицы. Температура подложки при осаждении КТ и покрывающих слоев составляла 485°C, при росте всех остальных частей структуры — 600°C. В исследованных структурах слои с квантовыми точками формировались с помощью осаждения 2.3 монослоев (МС) InAs и различных покрывающих слоев. В структуре *A* КТ покрывались слоем GaAs. В структуре *B* после формирования точек InAs проводилось осаждение слоя  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  толщиной 4 нм, в структуре *C* осаждались 2 МС AlAs и 4 нм  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  с мольной долей арсенида индия 25%. В структуре *D* слои с КТ и покрывающие слои формировались так же, как в структуре *C*, но в матрице  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ .

Фотолюминесценция структур возбуждалась  $\text{Ag}^+$ -лазером, работающим в непрерывном режиме (мощность излучения  $W = 1\text{--}1500\text{ Вт/см}^2$ , длина волны  $\lambda = 514\text{ нм}$ ), или YAG:Nd-лазером, работающим на второй гармонике в импульсном режиме ( $W = 10\text{ МВт/см}^2$ ,  $\lambda = 532\text{ нм}$ ). Для исследований ФЛ в температурном диапазоне  $T = 10\text{--}300\text{ К}$  образцы помещались в гелиевый криостат замкнутого цикла, для исследований при температурах 300–500 К образцы монтировались на медный держатель термостата. Исследования спектров возбуждения люминесценции (СВЛ) и резонансной ФЛ проводились при возбуждении светом галогеновой лампы накаливания, пропущенным через монохроматор. Образцы монтировались в гелиевый криостат проточного типа. Детектирование сигнала производилось с помощью монохроматора и охлаждаемого германиевого диода.

## 3. Основная часть

Спектры ФЛ структур, полученные при возбуждении второй гармоникой YAG:Nd-лазера, работающего в импульсном режиме (плотность мощности в импульсе 10 МВт/см<sup>2</sup>), приведены на рис. 1. Использование высокой плотности оптической накачки позволяет оценить кристаллическое качество структуры [11] и энергетический спектр состояний. В спектрах всех структур помимо линии, связанной с рекомбинацией через основное состояние КТ, наблюдаются максимумы, соответствующие излучению из возбужденных состояний КТ и матрицы GaAs. В спектрах структур *A* и *B* также наблюдается максимум, соответствующий в случае структуры *A*

смачивающему слою (WL), а в случае структуры *B* — квантовой яме (QW), образованной смачивающим слоем и слоем  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ . Линия основного состояния структуры *B* сдвинута в длинноволновую сторону на 70 мэВ по сравнению со структурой *A*. Сдвиг линии ФЛ КТ в сторону больших длин волн при осаждении на КТ слоя  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  (структура *B*) достаточно хорошо исследован [6,12,13] и объясняется рядом причин. Основной причиной считается активированный распад твердого раствора  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  над точками, приводящий к увеличению объема КТ и уменьшению напряжений вокруг них. В процессе зарастивания атомам индия энергетически более выгодно диффундировать по направлению к квантовым точкам, параметр решетки которых ближе к параметру решетки InAs, тогда как атомам Ga энергетически более выгодно диффундировать к областям между квантовыми точками, где параметр решетки ближе к параметру решетки GaAs. Этот процесс ведет к эффективному увеличению размеров начальных КТ и соответственно к длинноволновому сдвигу линии ФЛ.

При последовательном осаждении на островки InAs тонких слоев AlAs и InAlAs (структура *C*) также наблюдается сдвиг спектра ФЛ в длинноволновую сторону по сравнению с исходной структурой (*A*) [7–10]. Как отмечалось ранее, при осаждении на КТ тонкого слоя AlAs происходит увеличение объема КТ. При дальнейшем зарастивании точек  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  происходит активированный распад твердого раствора  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  аналогично случаю зарастивания  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , приводящий к тому,

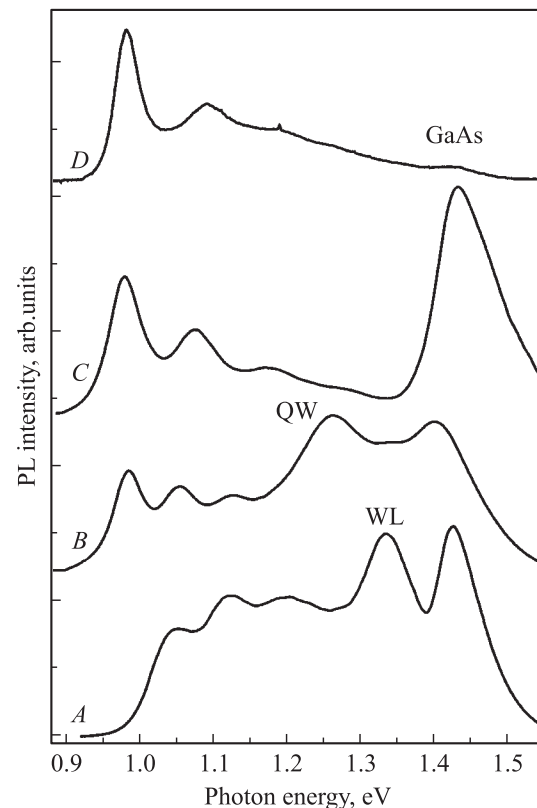
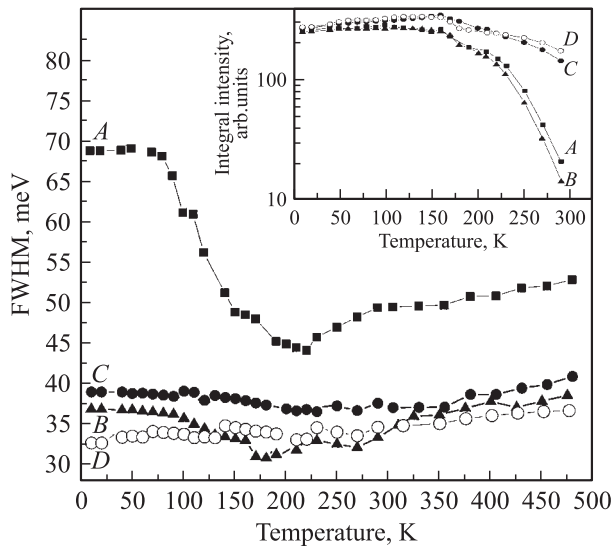


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (PL) структур при 300 К и возбуждении YAG:Nd-лазером с  $W = 10\text{ МВт/см}^2$ .



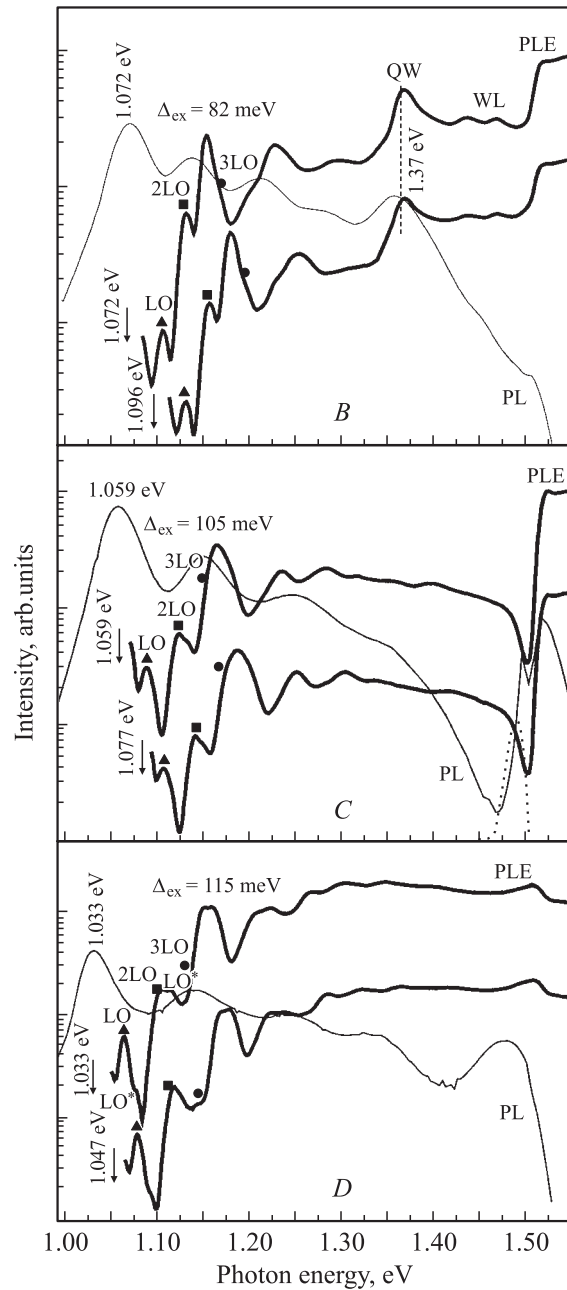
**Рис. 2.** Зависимости ширины линий основного состояния КТ от температуры для структур *A*, *B*, *C*, *D*. На вставке — зависимости интегральной интенсивности от температуры для этих структур. Возбуждение ФЛ излучением  $\text{Ar}^+$ -лазера,  $W = 1 \text{ Вт/см}^2$ .

что область вблизи и над КТ оказывается обогащенной In и обедненной Al [8]. В результате этого происходит еще большее увеличение объема КТ и соответствующее увеличение энергетического зазора между уровнями основного и первого возбужденного состояний ( $\Delta_{\text{ex}}$ ). Интересно отметить, что увеличение ширины запрещенной зоны матрицы в случае использования матрицы  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  (структура *D*) не приводит к коротковолновому сдвигу линии ФЛ КТ. По всей видимости, это обусловлено сильной локализацией волновых функций электронов и дырок основного состояния в КТ и их слабым проникновением в материал матрицы и отсюда слабой „чувствительностью“ к ширине ее запрещенной зоны.

Исследования оптических свойств структур проводились в диапазоне температур  $T = 10\text{--}500 \text{ К}$  при возбуждении  $\text{Ar}^+$ -лазером ( $W = 1 \text{ Вт/см}^2$ ). На рис. 2 приведены зависимости ширины на полувысоте (FWHM) линий основного состояния КТ от температуры. Для структур *A* и *B* ход полученных зависимостей является типичным и объясняется процессами перераспределения носителей между квантовыми точками [14]. При низких температурах носители распределены случайным образом по состояниям массива КТ и при достаточно низких плотностях возбуждения спектр ФЛ отражает спектр энергий основных состояний массива КТ [15]. При температурах  $< 50 \text{ К}$  величина FWHM практически не изменяется. С увеличением температуры становится возможным выброс носителей из КТ малого размера со сравнительно слабой локализацией носителей и дальнейший захват через уровень смачивающего слоя (или матрицы) в КТ большего размера. Этот процесс приводит к подавлению люминесценции небольших КТ и соответствующему уменьшению ширины спектра ФЛ.

Данный спад наблюдается до температуры  $200 \text{ К}$ . Дальнейшее увеличение температуры приводит к полностью равновесному распределению носителей между точками и постепенному термическому заселению точек малого размера.

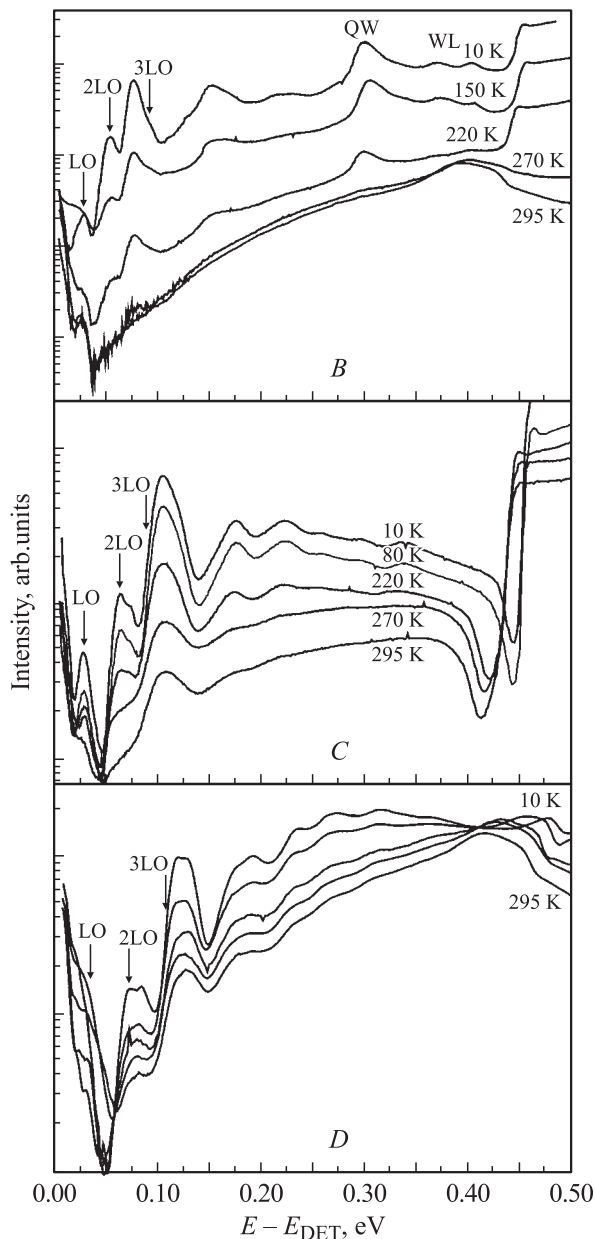
Для структур *C* и *D* значение ширины линии ФЛ практически не изменяется во всем диапазоне температур. Падение интегральной интенсивности с увеличением температуры до  $300 \text{ К}$  для этих структур на порядок меньше, чем для структур *A* и *B* (рис. 2, вставка). Очевидно, это связано с подавлением механизмов термиче-



**Рис. 3.** Спектры фотолюминесценции (PL, тонкая линия) и спектры возбуждения люминесценции (PLE, толстая линия) структур *B*, *C*, *D* при  $7 \text{ К}$ . Возбуждение ФЛ излучением  $\text{Ar}^+$ -лазера.

ского перераспределения носителей между квантовыми точками и выброса носителей в матрицу. Необходимо отметить, что энергия локализации, определяемая как разность ширины запрещенной зоны матрицы и энергии основного перехода в КТ, для структур *B* и *C* одинакова. Таким образом, температурная стабильность значения ширины линии в структурах *C* и *D* возникает вследствие существования барьеров AlAs/InAlAs, отсутствия уровня смачивающего слоя и большего энергетического зазора между уровнями основного и возбужденного состояний.

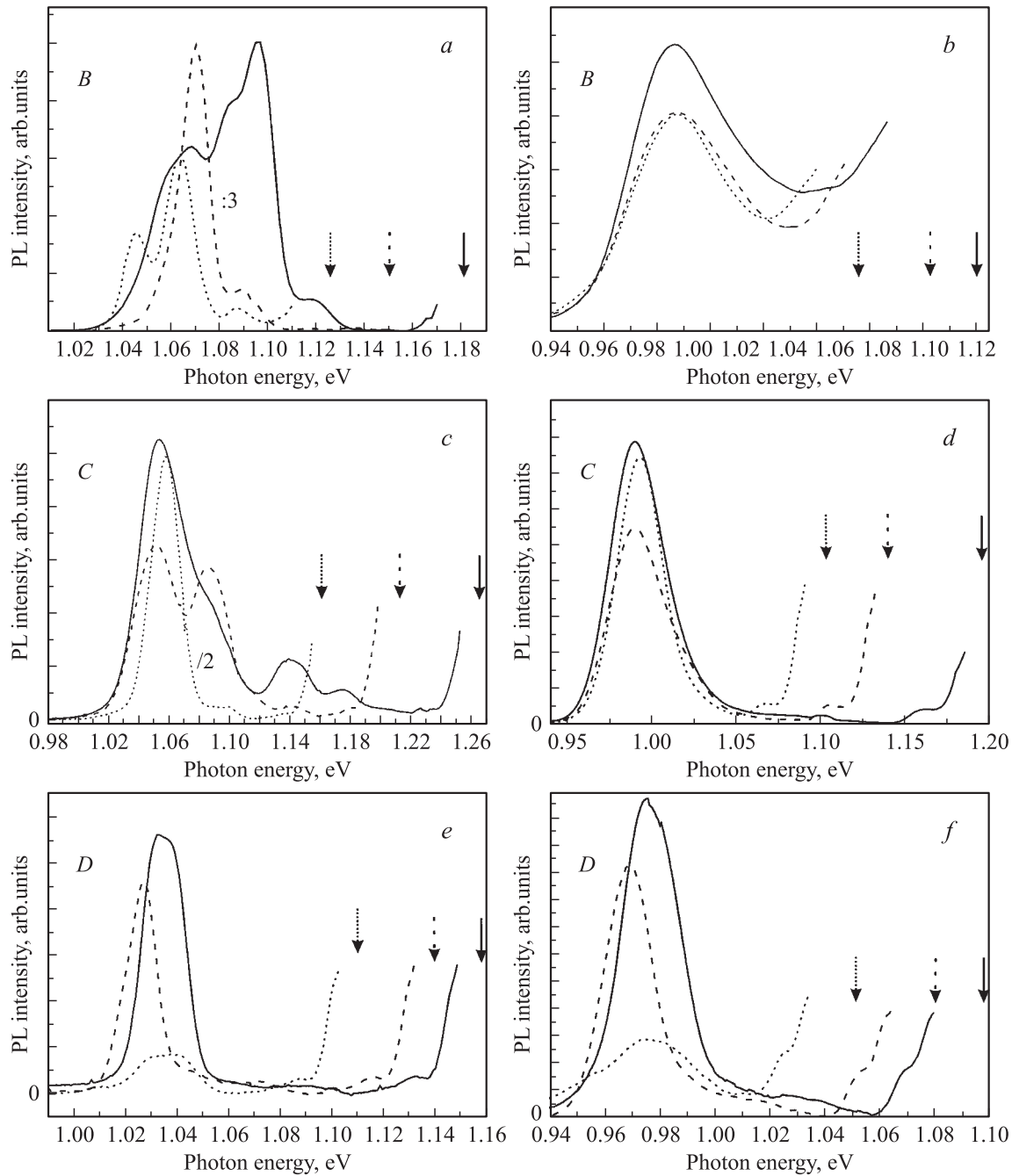
На рис. 3 представлены спектры ФЛ (Ar<sup>+</sup>-лазер,  $W = 1.5 \text{ кВт/см}^2$ ) и СВЛ структур *B*, *C*, *D* при  $T = 7 \text{ К}$ . Энергии регистрации сигнала ( $E_{\text{DET}}$ ) при детектировании СВЛ указаны стрелками. Линии, связанные с



**Рис. 4.** Спектры возбуждения люминесценции структур *B*, *C*, *D* при различных температурах. Спектры сдвинуты по шкале энергии  $E$  на энергию детектирования  $E_{\text{DET}}$ .

поглощением в смачивающем слое (WL) и квантовой яме (QW), наблюдаются лишь в структуре *B*. При энергиях возбуждения менее 1.35 эВ в СВЛ всех структур наблюдаются серии резонансов, связанных с поглощением на возбужденных состояниях КТ и с LO-фононной релаксацией носителей в основное состояние [16]. Линии, эквидистантно отстоящие от энергии регистрации СВЛ, относительно положение которых не изменялось при изменении  $E_{\text{DET}}$  вдоль контура линии ФЛ, соответствуют фононным резонансам 1LO, 2LO и 3LO. Во всех структурах наблюдаются фононные линии, которые отстоят друг от друга на энергию  $\sim 32 \text{ мэВ}$ , что соответствует энергии фонона КТ InAs. Энергия фонона в КТ может незначительно отличаться от 32 мэВ, так как на нее влияет распределение напряжений внутри КТ [17]. Видно, что при зарастивании КТ тонким слоем  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  (структура *B*) величина  $\Delta_{\text{ex}}$  составляет 82 мэВ, а при покрытии КТ слоями AlAs/ $\text{In}_{0.25}\text{Al}_{0.75}\text{As}$   $\Delta_{\text{ex}}$  увеличивается до 105 и 115 мэВ (структуры *C* и *D*). Помимо LO-линий КТ InAs, в структурах *C* и *D* наблюдаются фононные резонансы с энергией между ними  $\sim 40 \text{ мэВ}$ , что соответствует LO-фононной моде слоя  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  (LO\*).

Спектры возбуждения люминесценции структур *B*, *C*, *D*, полученные при различных температурах, приведены на рис. 4. При регистрации спектров энергия детектирования соответствовала энергии максимума спектра ФЛ при данной температуре. Для удобства восприятия все спектры сдвинуты по шкале энергии  $E$  на энергию детектирования  $E_{\text{DET}}$ . В спектрах возбуждения фотолюминесценции структуры *B* с увеличением температуры наблюдается постепенное падение интенсивности резонансных линий и практически полное их гашение при  $T = 270 \text{ К}$ . При комнатной температуре в спектре возбуждения отсутствуют какие-либо особенности. Это означает, что термический выброс электронов и дырок и их латеральный транспорт становятся настолько эффективными, что носители, фотовозбужденные в КТ с определенной энергией, перераспределяются по всему ансамблю и возбуждение больше не является селективным для квантовых точек с энергией основного перехода, соответствующей  $E_{\text{DET}}$ . К такому же заключению можно прийти, если обратиться к спектрам ФЛ при резонансном возбуждении, полученном для этой структуры (рис. 5, *a*, *b*). В спектрах ФЛ, полученных при возбуждении монохроматическим светом с энергией, достаточно близкой к энергии основного состояния КТ, при низких температурах (рис. 5, *a*) наблюдаются фононные линии, соответствующие фононным репликам в спектре возбуждения (рис. 4). Существование LO-фононных резонансов, определяющих форму спектра резонансной ФЛ КТ, означает селективное возбуждение КТ с энергией основного состояния, отстоящей от линии возбуждения на энергию, кратную энергии LO-фононов [16]. В спектрах, полученных при комнатной температуре (рис. 5, *b*), с увеличением энергии возбуждения происходит лишь уширение линий ФЛ, положение максимума при этом не



**Рис. 5.** Спектры резонансного возбуждения, полученные при температурах 10 (a,c,e) и 295 К (b,d,f) для структур B (a,b), C (c,d) и D (e,f). Энергии возбуждения ФЛ показаны стрелками.

изменяется, LO-фонных реплик не наблюдается. Интересно отметить, что в СВЛ данной структуры при комнатной температуре поглощение в матрице подавлено, что означает наличие безызлучательной рекомбинации носителей в матрице GaAs.

В СВЛ структуры C (рис. 4, b) резонансная линия, соответствующая поглощению в возбужденном состоянии, сохраняется вплоть до комнатной температуры. Изменение формы спектров резонансной ФЛ при  $T = 300$  К (рис. 5, d) с изменением энергии возбуждения и наличие LO-фонных линий свидетельствуют о подавлении

термического выброса носителей из КТ с последующим латеральным транспортом и захватом в другую квантовую точку и сохранении условий селективного возбуждения КТ.

Увеличение энергии локализации при использовании матрицы  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в структуре D приводит к усилению эффектов, характерных для структуры C. Резонансные линии в спектре возбуждения ФЛ сохраняются до комнатной температуры во всем диапазоне энергий. Также сохраняется сильная модуляция спектров резонансной ФЛ при 300 К (рис. 5, f). Таким образом, при

комнатной температуре в структуре  $D$  носители, захваченные в КТ, полностью изолированы и распределение носителей по состояниям имеет неравновесный характер вследствие отсутствия термических выбросов носителей из КТ и их дальнейшего латерального транспорта.

#### 4. Заключение

Методами спектроскопии фотолюминесценции и возбуждения люминесценции исследовались свойства квантовых точек InAs, осажденных в матрицу GaAs или  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  и покрытых тонкими слоями AlAs/InAlAs. Длина волны излучения КТ при  $T = 300$  К составила 1.27 мкм. Обнаружено, что значение ширины линии ФЛ основного состояния таких квантовых точек практически не изменяется в диапазоне температур 10–400 К. Падение интегральной интенсивности ФЛ с увеличением температуры существенно меньше по сравнению с КТ InAs, покрытыми тонким слоем  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ . В спектрах резонансной ФЛ наблюдаются пики, соответствующие фоновой релаксации, вплоть до комнатной температуры, что означает отсутствие термализованного распределения носителей между состояниями в квантовых точках. Подавление температурного перераспределения носителей между различными КТ при 300 К связано с наличием барьеров AlAs/InAlAs, увеличением энергетического зазора между уровнями основного и возбужденного состояний в КТ, отсутствием уровня смачивающего слоя, а также с увеличением энергии локализации носителей в точках в случае использования матрицы  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ .

Работа выполнена в рамках совместного проекта ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН и NL-Nanosemiconductor-GmbH (Германия), при поддержке проекта INTAS Young Scientist Fellowships 03-55-882, Российского фонда фундаментальных исследований и проекта SANDiE.

#### Список литературы

- [1] M.V. Maximov, I.L. Krestnikov, Yu.M. Shernyakov, A.E. Zhukov, N.A. Maleev, Yu.G. Musikhin, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, A.Yu. Chernyshov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, T. Maka, C.M. Sotomayor Torres. *J. Electron Mater.*, **29**, 487 (2000).
- [2] S. Ghosh, S. Pradhan, P. Bhattacharya. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3055 (2002).
- [3] D. Klotzkin, K. Kamath, K. Vineberg, P. Bhattacharya, R. Murty, J. Laskar. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **10**, 932 (1998).
- [4] N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, O. Schmidt, R. Heitz, J. Böhrer, D. Bimberg, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, A.O. Kosogov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich. *Sol. St. Electron.*, **40**, 785 (1996).
- [5] I. Mukhametzhanov, R. Heitz, J. Zeng, P. Chen, A. Madhukar. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1841 (1998).
- [6] 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. Shchukon, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Yu.G. Musikhin, W. Neumann. *Phys. Rev. B*, **62**, 16 671 (2000).

- [7] 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. *J. Appl. Phys.*, **88**, 6272 (2000).
- [8] Б.В. Воловик, А.Ф. Цацульников, Д.А. Бедарев, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, Н.А. Малеев, Ю.Г. Мусихин, А.А. Суворова, В.М. Устинов. *ФТП*, **33**, 990 (1999).
- [9] Z.Y. Zhang, B. Xu, P. Jin, X.Q. Meng, Ch.M. Li, X.L. Ye, D.B. Li, Z.G. Wang. *J. Cryst. Growth*, **241**, 304 (2002).
- [10] I.R. Sellers, H.Y. Liu, M. Hopkinson, D.J. Mowbray, M.S. Skolnik. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 4710 (2003).
- [11] М.В. Максимов, Д.С. Сизов, А.Г. Макаров, И.Н. Каяндер, Л.В. Асрян, А.Е. Жуков, В.М. Устинов, Н.А. Черкашин, Н.А. Берг, Н.Н. Леденцов, D. Bimberg. *ФТП*, **38**, 1245 (2004).
- [12] Kenichi Nishi, Hideaki Saito, Shigeo Sugou, Jeong-Sik Lee. *Appl. Phys. Lett.*, **74** (8), 1111 (1999).
- [13] Б.В. Воловик, А.Ф. Цацульников, Д.А. Бедарев, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, Н.А. Малеев, Ю.Г. Мусихин, А.А. Суворова, В.М. Устинов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг, П. Вернер. *ФТП*, **33** (8), 990 (1999).
- [14] D.P. Popescu, P.G. Eliseev, A. Stintz, K.J. Malloy. *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, 33 (2004).
- [15] R. Heitz, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, L. Eeckey, M. Veit, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 361 (1996).
- [16] R. Heitz, M. Veit, N.N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Phys. Rev. B*, **56**, 10435 (1997).
- [17] B. Jusserand, M. Cardona. *Topics Appl. Phys.*, **66**, 49 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

#### Non-equilibrium room temperature carrier distribution in InAs quantum dots, covered by thin AlAs/InAlAs layers

N.V. Kryzhanovskaya<sup>+</sup>, A.G. Gladyshev<sup>+</sup>,  
S.A. Blokhin<sup>+</sup>, A.P. Vasil'ev<sup>+</sup>, E.S. Semenova<sup>+</sup>,  
A.E. Zhukov<sup>+</sup>, M.V. Maximov<sup>+</sup>, N.N. Ledentsov<sup>+,\*</sup>,  
V.M. Ustinov<sup>+</sup>, D. Bimberg<sup>\*</sup>

<sup>+</sup> Ioffe Physical-Technical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>\*</sup> Institut für Festkörperphysik,  
Technische Universität,  
D-10623 Berlin, Germany

**Abstract** The work is focused on the optical properties of quantum dots formed in GaAs or AlGaAs matrixes by overgrowth of initial Stransky–Krastanov InAs islands with thin AlAs/InAlAs layers. The quantum dots emit at 1.27 μm at room temperature. It is shown that transport of carriers between neighbouring quantum dots is absent in the temperature range 10–300 K, and, correspondingly, the carrier distribution remains non-thermal. Suppression of the thermal escaping of the carriers is conditioned by high energy separation between ground- and first excited-state, absence of wetting layer level, and increase of carrier localization energy in quantum dots in case of  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  matrix.