

Оптическое детектирование асимметричных квантовых молекул в двухслойных структурах InAs/GaAs

© Г.Г. Тарасов[¶], З.Я. Жученко, М.П. Лисица, Yu.I. Mazur⁺, Zh.M. Wang⁺,
G.J. Salamo⁺, T. Warming^{*}, D. Bimberg^{*}, H. Kissel[•]

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

⁺ Department of Physics, University of Arkansas, Fayetteville,
72701 Arkansas, USA

^{*} Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin,
10623 Berlin, Deutschland

[•] Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik,
12489 Berlin, Deutschland

(Получена 11 апреля 2005 г. Принята к печати 26 апреля 2005 г.)

Методом резонансной фотолюминесценции и спектроскопии возбуждения фотолюминесценции изучены самоорганизованные квантовые точки в двухслойных структурах InAs/GaAs. Слабо коррелированная (50%) двухслойная система с набором вертикально связанных квантовых точек (асимметричных квантовых молекул) создана в структуре, состоящей из первого слоя InAs толщиной $d_{\text{InAs}} = 1.8$ монослоя и второго слоя InAs толщиной $d_{\text{InAs}} = 2.4$ монослоя, разделенных слоем GaAs толщиной $d_{\text{GaAs}} = 50$ монослоев. В такой системе изучена последовательность дискретных квантовых состояний и впервые отчетливо зарегистрированы резонансы, отвечающие вертикально связанным квантовым точкам.

PACS: 68.66.Hb, 78.67.Hc

1. Введение

Две близко расположенные квантовые точки (КТ) с перекрывающимися волновыми функциями носителей заряда, локализованных в КТ, образуют так называемую „искусственную молекулу“, которая может рассматриваться, например, как квантовый бит (*qubit*) в оптических компьютерах [1–3]. В подобных образованиях связь осуществляется благодаря туннелированию электронов и дырок между смежными КТ, разделенными тонким барьером [4,5]. В реальных системах проблемой является создание условий резонансного квантово-механического туннелирования ввиду неизбежной неоднородности КТ по размерам, по составу, по распределению напряжений, возникающей при молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Например, самоорганизованные КТ, полученные в результате выращивания сильнонапряженных эпитаксиальных слоев (In,Ga)As на подложку GaAs(100), типично характеризуются неоднородностью по размерам $\sim 10\%$ [6–9]. Новые возможности для создания связанных квантовых структур открывает эффект вертикального выстраивания nanoостровков, открытый в многослойных системах [10,11]. Вертикальное выстраивание обусловлено полями упругих напряжений, создаваемыми КТ нижележащих слоев. Увеличение размеров КТ в вышележащем слое и уменьшение эффективной критической толщины $2D-3D$ перехода связываются с накоплением в этом слое упругой энергии. Новые достижения в области технологии роста коррелированных КТ позволяют получать квантовые молекулы в структуре InAs/GaAs с энергиями квантово-

механической связи порядка нескольких десятков мэВ, что по порядку величины сравнимо с величиной неоднородного уширения спектров [5].

Понимание особенностей квантово-механического связывания КТ в квантовые молекулы может быть достигнуто путем исследования двухслойных структур InAs/GaAs, состоящих из КТ разных размеров в первом (*seed*) и последующем (втором) слоях, разделенных спейсером GaAs варьируемой толщины [12–14]. Такая структура позволяет независимым образом контролировать плотность и распределение по размерам КТ во втором слое.

В данной работе представлены результаты систематического исследования условий возникновения асимметричных квантовых молекул, т.е. квантовых молекул, состоящих из двух разных по размерам КТ, в слабо коррелированных системах КТ, реализуемых при достаточно толстых спейсерах GaAs. Каналы переноса энергии от малых КТ, расположенных в первом слое, к большим КТ второго слоя в асимметричных квантовых молекулах не достаточно хорошо изучены в настоящее время [12,15]. Для однозначной идентификации этих каналов следует надежно идентифицировать состояния квантовых молекул среди сложного набора дискретных состояний, видимых в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) или в спектрах возбуждения ФЛ слабо коррелированных двухслойных систем КТ InAs/GaAs. С этой целью вводится дополнительное ограничение носителей барьерами AlGaAs, которые предотвращают диффузию носителей из области КТ в подложку GaAs и в накрывающую поверхность структуры (*cap layer*) и способствуют эффективному оптическому заселению состояний КТ. Кроме того, при такой геометрии структуры можно

[¶] E-mail: tarasov@isp.kiev.ua

ожидать, что количество оптически возбужденных носителей будет примерно одинаковым как над областью КТ, так и под ней.

2. Образцы и методика экспериментальных исследований

Образцы были выращены методом МПЭ в камере, сочлененной со сканирующим туннельным микроскопом (СТМ), работающим при ультравысоком вакууме. Они представляли собой слабо коррелированные структуры, состоящие из последовательности слоев от поверхности к подложке:

- 20 нм GaAs (*cap*),
- 28 нм $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$,
- 57 нм GaAs,
- 2.4 монослая (МС) InAs (слой больших КТ),
- спейсер GaAs — 50 МС,
- 1.8 МС InAs (слой малых КТ),
- 57 нм GaAs,
- 28 нм $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ на подложке GaAs(001).

Структурные исследования были выполнены в режиме *plan-view* на СТМ и с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Сигнал ФЛ возбуждался различными источниками: Ar^+ , Ti-сапфир или He–Ne-лазерами в зависимости от исследуемой области спектра. Спектры возбуждения ФЛ измерялись в гелиевом криостате с помощью вольфрамовой лампы, свет которой диспергировался 0.27-метровым двойным решеточным монохроматором, служившим в качестве перестраиваемого маломощного ($< 0.02 \text{ Вт/см}^2$) источника возбуждения ФЛ, сигнал которого затем регистрировался с помощью охлаждаемого германиевого диода на выходе 0.30-метрового монохроматора. ПЭМ-анализ подтверждает слабую (50%) вертикальную корреляцию смежных слоев КТ в исследуемых структурах. Статистическая обработка СТМ-изображений дает следующие средние размеры КТ в первом слое: высота — $(4 \pm 1.5) \text{ нм}$, размер основания — $(20 \pm 3) \text{ нм}$, плотность — $4.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Плотность КТ во втором слое оказывается порядка $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. КТ второго слоя превосходят вдвое по объему КТ первого слоя, что обусловлено как большим количеством нанесенного InAs во втором слое, так и полями упругих напряжений, создаваемых КТ первого слоя [13,14].

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

При исследовании спектра подбарьерных состояний в наших структурах с КТ следует принимать во внимание наличие двух разных барьеров, GaAs и AlGaAs, ограничивающих движение носителей. Схематически энергетическая диаграмма дискретных состояний в двухслойной структуре InAs/GaAs показана на рис. 1. Уровни основных состояний больших КТ (второй слой) и

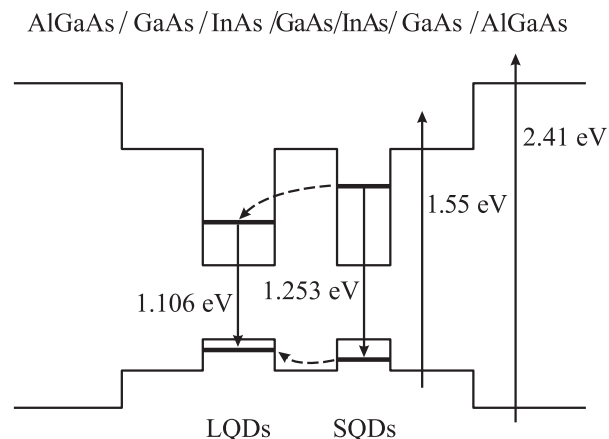


Рис. 1. Энергетическая схема состояний квантовых точек в двухслойных структурах InAs/GaAs.

малых КТ (первый слой) изображены жирными горизонтальными линиями. Штриховыми линиями изображены процессы вертикального переноса заряда между туннельно-связанными КТ. Процессы надбарьерного оптического возбуждения изображены вертикальными стрелками, направленными вверх. Излучательные переходы между основными состояниями КТ изображены стрелками, направленными вниз. На рис. 2, *a* показаны спектры ФЛ для структуры, изображенной на рис. 1, при трех различных энергиях кванта возбуждающего света: 2.41 эВ — выше барьера AlGaAs, 1.55 эВ — выше барьера GaAs и 1.355 эВ — ниже края поглощения смачивающего слоя. Спектры, представленные на рис. 2, *a*, демонстрируют сильную зависимость от энергии кванта возбуждения. В спектре ФЛ, возбуждаемом в области 2.41 эВ (выше барьера AlGaAs), отчетливо видны две полосы, приписываемые, соответственно, излучению малых КТ (SQDs) первого слоя в области $\sim 1.253 \text{ эВ}$ и излучению больших КТ (LQDs) второго слоя в области $\sim 1.106 \text{ эВ}$. При возбуждении в области энергий, меньших энергии барьера AlGaAs (рис. 2, *a*, $E_{\text{exc}} = 1.55 \text{ эВ}$ и $E_{\text{exc}} = 1.355 \text{ эВ}$), форма спектра ФЛ существенно изменяется, что отражает особенности релаксации носителей как в барьере GaAs, так и в смачивающем слое InAs. Такой вывод следует из анализа спектров возбуждения ФЛ. На рис. 2, *b* представлены такие спектры, записанные при спектральных положениях монитора, отвечающих максимумам полос ФЛ, возбуждаемой в области 2.41 эВ (см. рис. 2, *a*). Интенсивное поглощение, наблюдаемое в области энергий, больших энергии излучения малых КТ, доказывает существование протяженных хвостов плотности состояний смачивающего слоя InAs и возбужденных состояний КТ как первого, так и второго слоев. Сигнал ФЛ, записанный в области $E_{\text{det}} = 1.106 \text{ эВ}$, соответствующей максимуму ФЛ больших КТ (второй слой), оказывается достаточно интенсивным при возбуждении в спектральной области излучения малых КТ (первый слой). Это свидетельствует об эффективном

переносе энергии из этой области в область энергий, отвечающих переходам между основными состояниями больших КТ. Такой перенос может быть либо внутриточечным, если носитель в результате поглощения кванта света окажется в возбужденном состоянии большой КТ и впоследствии безызлучательно релаксирует в основное состояние этой же точки, либо межточечным, если носитель возбуждается в основном состоянии малой КТ и затем переносится в основное состояние большой КТ, связанной со смежной малой КТ туннельным образом. Такой процесс возможен и свидетельствует о вертикальном спаривании КТ смежных слоев, в результате которого образуются новые квантово-механические образования, которые мы называем асимметричными квантовыми молекулами. Для того чтобы уточнить детали межслоевого связывания КТ, мы в последующем исследовали зависимость спектра ФЛ от длины волны возбуждающего света при подбарьерном возбуждении.

Широкая низкоэнергетическая полоса, проявляющаяся в спектре ФЛ КТ (рис. 2, *a*) в области ~ 0.96 эВ при возбуждении в области переходов КТ первого слоя ($E_{\text{exc}} = 1.355$ эВ), по-видимому, связана с дефектными центрами, которые неизбежно присутствуют в образцах, выращенных методом МПЭ. Дополнительная полоса в спектре ФЛ КТ, появляющаяся в области энергий ~ 1.36 эВ при подбарьерном (AlGaAs) возбуждении ($E_{\text{exc}} = 1.55$ эВ), оказывается очень интенсивной и может быть приписана локализованному состоянию, возникающим в смачивающем слое InAs из-за флуктуаций его толщины. Широкая неразрешенная полоса, наблюдаемая в спектре ФЛ в области 1.46–1.49 эВ при возбуждении в области энергий $E_{\text{exc}} = 1.55$ эВ, обусловлена рекомбинацией электронов и тяжелых и легких дырок в смачивающем слое InAs.

Сравнивая три спектра ФЛ (рис. 2, *a*), возбуждаемой на различных длинах волн, мы приходим к выводу о наличии сильных зависимостей процессов релаксации и эффективности ФЛ от энергии возбуждающего кванта. Принимая во внимание результаты ПЭМ-анализа, следует ожидать одновременного проявления в спектрах ФЛ как вертикально связанных КТ (асимметричных квантовых молекул), так и КТ, не коррелированных межслоевым взаимодействием. Чтобы определить плотность состояний в энергетической щели GaAs, была просканирована широкая область энергий возбуждения ФЛ и особенно тщательно были изучены спектры резонансной ФЛ, возбуждаемой непосредственно в области оптических переходов КТ. На рис. 3, *a* приведены спектры ФЛ при сканировании области энергий возбуждения от 1.658 до 1.476 эВ с шагом ~ 15 мэВ. Из рисунка видно, что спектральные особенности, обозначенные как A, B, C и D, пропорционально сдвигаются в область меньших энергий при уменьшении E_{exc} . Эти особенности приписываются последовательно оптическим переходам в больших КТ (A), в малых КТ (B), переходам между локализованными состояниями (C) и электронно-дырочной рекомбинации (D) в смачивающем слое InAs.

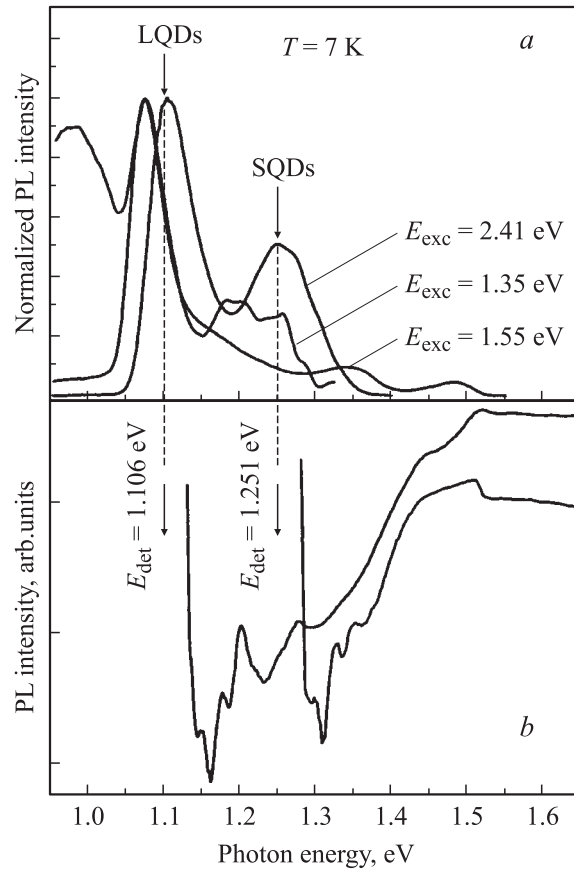


Рис. 2. *a* — нормированные спектры фотолуминесценции, измеренные при $T = 7$ К и различных энергиях кванта возбуждения E_{exc} : 2.41 эВ — выше барьера AlGaAs, 1.55 эВ — выше барьера GaAs и 1.35 эВ — ниже края поглощения смачивающего слоя InAs. Максимумы фотолуминесценции, отвечающие излучению больших и малых КТ, отмечены стрелками в спектре, измеренном при возбуждении $E_{\text{exc}} = 2.41$ эВ. *b* — два спектра возбуждения фотолуминесценции, записанные в положениях монитора, отвечающих максимумам фотолуминесценции больших и малых КТ и отмеченных стрелками.

При приближении E_{exc} к энергии, отвечающей краю поглощения GaAs, полосы ФЛ, связанные с переходами в смачивающем слое и малыми КТ, значительно усиливаются, что свидетельствует об увеличении эффективности захвата оптически возбужденных носителей из барьера GaAs в смачивающий слой и в область КТ. Дальнейшее уменьшение энергии возбуждения от 1.473 эВ (свободные состояния в смачивающем слое) до максимума полосы ФЛ в области 1.355 эВ (локализованные состояния в смачивающем слое) приводит к практически полному исчезновению вклада смачивающего слоя в сигнал ФЛ (рис. 3, *b*) и к значительному уменьшению интегральной интенсивности ФЛ КТ. В этом случае заполнение состояний КТ осуществляется через хвосты плотности состояний смачивающего слоя InAs и через возбужденные состояния КТ посредством фонной релаксации. Отсутствие детектируемой фонной структу-

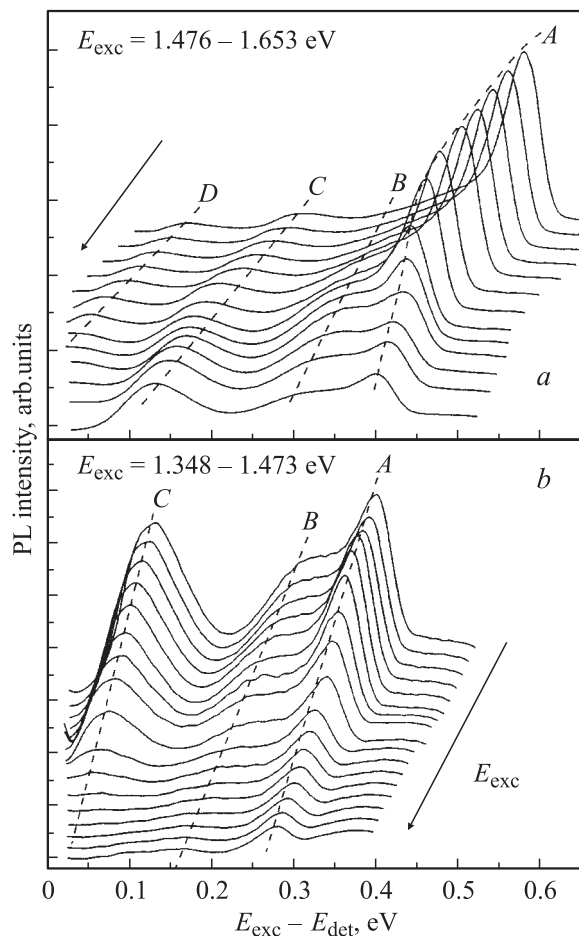


Рис. 3. *a* — низкотемпературные ($T = 7$ K) спектры фотолюминесценции, записанные при энергиях возбуждения ниже барьера AlGaAs в интервале $E_{\text{exc}} = 1.476\text{--}1.653$ эВ с шагом ~ 15 мэВ. *b* — низкотемпературные ($T = 7$ K) спектры фотолюминесценции при энергиях возбуждения ниже барьера GaAs $E_{\text{exc}} = 1.348\text{--}1.473$ эВ с шагом ~ 8 мэВ. Спектральные особенности *A* и *B* отвечают, соответственно, излучению больших и малых квантовых точек; *C* и *D* отвечают, соответственно, переходам между локализованными состояниями и электронно-дырочным переходам в смачивающем слое InAs.

ры спектра ФЛ при приближении энергии возбуждения к области энергий ~ 1.355 эВ свидетельствует о том, что полоса *C* не может быть приписана состояниям КТ, характеризуемым δ -образной плотностью, а относится скорее к квазинепрерывным локализованным состояниям смачивающего слоя. Сравнительно сильный сигнал ФЛ КТ, возникающий при подбарьерном возбуждении вне области состояний КТ, т.е. вне резонанса, подтверждает тем не менее значительную заполненность запрещенной зоны GaAs хвостами плотности состояний смачивающего слоя, локализованными и примесными состояниями.

Наиболее интересное поведение спектров ФЛ зарегистрировано при сканировании области энергий, отвечающей переходам между основными состояни-

ми КТ (рис. 4). Наблюдается типичная фонная модуляция формы полосы ФЛ малых КТ продольными оптическими (LO) фононами. Острые пики соответствуют фонным репликам 3LO и 2LO. Экспериментально установлено, что реплики отвечают энергиям 3×29 мэВ и 2×31 мэВ и, таким образом, обусловлены LO фононами InAs. Амплитуда полосы 3LO больше амплитуды реплики 2LO, а ее огибающая при сканировании спектральной области излучения малых КТ воспроизводит форму полосы ФЛ малых КТ, записанную при возбуждении ФЛ в области энергий 2.41 эВ и показанную на рис. 2, *a*.

С точки зрения разделения вкладов коррелированных и некоррелированных КТ важно исследовать изменение формы полосы ФЛ больших КТ при сканировании энергии возбуждения в области оптических переходов малых КТ. В этом случае, помимо фонной структуры спектра ФЛ малых КТ, происходит значительное изменение формы полосы ФЛ больших КТ, что демонстрирует рис. 4. Тонкие вертикальные линии показывают энергии возбуждения в пределах полосы ФЛ КТ первого слоя. Стрелки указывают положение полос ФЛ в спектрах, записанных при возбуждении с энергиями квантов 2.41 и 1.55 эВ. При сканировании максимума полосы ФЛ малых КТ в спектре ФЛ больших КТ отчетливо проявляют-

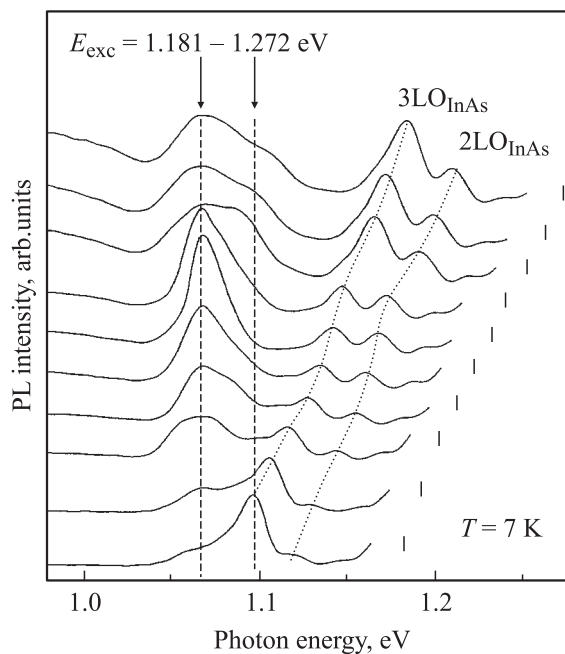


Рис. 4. Спектры низкотемпературной ($T = 7$ K) резонансной фотолюминесценции, измеренные для различных E_{exc} при сканировании области оптических переходов в малых КТ. Отчетливо видна двухкомпонентная структура полосы ФЛ больших КТ. Наблюдается селективное сужение и усиление полосы ФЛ, отвечающей асимметричным квантовым молекулам. Вертикальные штриховые линии отмечают положения максимумов в спектрах фотолюминесценции, записанных при энергиях возбуждения 1.55 и 2.41 эВ (см. рис. 2, *a*). Смещения фонных реплик 3LO_{InAs} и 2LO_{InAs} показаны пунктирными линиями.

ся две разные полосы (см. штриховые вертикальные прямые). Одна из них (высокоэнергетическая) быстро уменьшается и исчезает, в то время как вторая полоса (низкоэнергетическая) сильно сужается, достигая ширины на половине высоты полосы (FWHM) ~ 30 мэВ, и возрастает по амплитуде. Форма полосы ФЛ была проанализирована путем разложения в ряд гауссианов, обеспечивающий наименьшее среднеквадратичное отклонение. Положение высокоэнергетической полосы при изменении энергии возбуждающего кванта слегка движется в пределах области ~ 6 мэВ, но нерегулярным образом, в то время как энергия возбуждения сдвигается в область меньших значений на величину $E_{\text{exc}} \approx 30$ мэВ. Этот факт не позволяет отнести возникающую полосу ФЛ к фоновым репликам, поскольку фоновая реплика должна смещаться на величину, равную сдвигу энергии кванта возбуждающего света. Эту полосу мы относим к ФЛ некоррелированных больших КТ, условия возбуждения которых не выполняются в силу энергетических соотношений и отсутствия подходящих промежуточных состояний. Низкоэнергетическая полоса ФЛ практически не сдвигается при изменении энергии возбуждения. Она тем более не может быть отнесена к фоновым репликам, поскольку не выполняются энергетические соотношения, необходимые для фоновых резонансов низких порядков ($E_{\text{exc}} - E_{\text{det}} \gg 3\hbar\omega_{\text{LO}}$). Можно было бы допустить участие фоновых процессов более высоких порядков, чем 3ЛО. Действительно, в нашем случае, если бы фоновая реплика 5ЛО приблизилась к максимуму ФЛ полосы больших КТ, можно было ожидать резонансного усиления этой полосы за счет выходного резонанса. Однако в наших экспериментах мы не регистрируем никаких следов фоновой реплики 5ЛО в „до-резонансной“ области, и поэтому участие фоновых процессов в наблюдаемой модификации формы полосы больших КТ при сканировании области энергий малых КТ следует исключить. Таким образом, одной из основных причин резкого сужения полосы ФЛ больших КТ и селективного усиления некоторой ее части следует признать эффективный перенос зарядов из КТ первого слоя к КТ второго слоя, несмотря на относительно толстый спейсерный барьер. Носители, оптически возбужденные в малых КТ, переносятся в большие КТ благодаря фоновно-индуцируемому туннелированию с последующей излучательной рекомбинацией в больших КТ. Фактически этот тип фоновно-индуцированного электронного связывания двух неодинаковых по размерам КТ и определяет „асимметричную квантовую молекулу“. При дальнейшем понижении энергии возбуждающего кванта, когда сканируется область энергий больших КТ, доминируют фоновые реплики, связанные с энергетическими состояниями этих точек. Форма полосы ФЛ больших КТ модулируется фоновыми репликами 2ЛО и 3ЛО. Огибающая фоновой реплики 3ЛО при сканировании области оптических переходов в больших КТ второго слоя хорошо воспроизводит форму полосы ФЛ этих КТ, полученную при возбуждении в области энергий 1.55 эВ.

4. Заключение

Таким образом, методом ФЛ, спектров возбуждения ФЛ и резонансной ФЛ исследованы энергетические состояния самоорганизованных КТ в двухслойных структурах InAs/GaAs. Определены энергетические состояния КТ в каждом слое InAs в системе с толщиной $d_{\text{InAs}} = 1.8$ МС первого слоя, $d_{\text{InAs}} = 2.4$ МС второго слоя и спейсером GaAs толщиной $d_{\text{GaAs}} = 50$ МС. Показано, что, несмотря на сложную структуру плотности подбарьерных состояний, дискретные состояния КТ можно надежно определить, используя метод резонансного возбуждения ФЛ. Впервые обнаружены состояния вертикально связанных КТ — асимметричных квантовых молекул в слабо коррелированных системах. Такие состояния ответственны за сильное сужение линии ФЛ (вплоть до FWHM ≈ 30 мэВ) и селективное усиление полосы ФЛ больших КТ при сканировании области энергий оптических переходов малых КТ. Резонансы, отвечающие состояниям асимметричных квантовых молекул, селективно отделяются от переходов некоррелированных КТ в двухслойных структурах InAs/GaAs со слабой вертикальной корреляцией. Это позволяет изучать как генеалогию асимметричных квантовых молекул, так и их свойства.

Работа выполнена при поддержке National Science Foundation of US (гранты PHY-0099496 и DMR-0080054) и Украинского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Pochung Chen, C. Piermarocchi, L.J. Sham. Phys. Rev. Lett., **87**, 067 401 (2001).
- [2] G. Burkard, D. Loss, D.P. DiVincenzo. Phys. Rev. B, **59**, 2070 (1999).
- [3] M. Bayer, P. Hawrylyak, K. Hinzer, S. Fafard, M. Korkusinski, R. Wasilewski, O. Stern, A. Forchel. Science, **291**, 451 (2001).
- [4] P. Borri, W. Langbein, U. Woggon, M. Schwab, M. Bayer, S. Fafard, Z. Wasilewski, P. Hawrylyak. Phys. Rev. Lett., **91**, 267 401 (2003).
- [5] S. Fafard, M. Spanner, J.P. McCaffrey, Z.R. Wasilewski. Appl. Phys. Lett., **76**, 2268 (2000).
- [6] D. Leonard, K. Pond, P.M. Petroff. Phys. Rev. B, **50**, 11 687 (1994).
- [7] Q. Xie, P. Chen, A. Kalburge, T.R. Ramachandran, A. Nayfonov, A. Konkar, A. Madhukar. J. Cryst. Growth, **150**, 357 (1995).
- [8] N.P. Kobayashi, T.R. Ramachandran, P. Chen, A. Madhukar. Appl. Phys. Lett., **68**, 3299 (1996).
- [9] H. Kissel, U. Müller, C. Walther, W.T. Masselink, Yu.I. Mazur, G.G. Tarasov, M.P. Lisitsa. Phys. Rev. B, **62**, 7213 (2000).
- [10] Q. Xie, A. Madhukar, P. Chen, N.P. Kobayashi. Phys. Rev. Lett., **75**, 2542 (1995).
- [11] G.S. Solomon, J.A. Trezza, A.F. Marshall, J.S. Harris. Phys. Rev. Lett., **76**, 952 (1996).
- [12] R. Heitz, A. Kalburge, Q. Xie, M. Grundmann, P. Chen, A. Hoffmann, A. Madhukar, D. Bimberg. Phys. Rev. B, **57**, 9050 (1998).

- [13] I. Mukhametzhanov, R. Heitz, J. Zeng, P. Chen, A. Madhukar. Appl. Phys. Lett., **73**, 1841 (1998).
- [14] Yu.I. Mazur, Z.M. Wang, G.J. Salamo, Min Xiao, G.G. Tarasov, Z.Ya. Zhuchenko, W.T. Masselink, H. Kissel. Appl. Phys. Lett., **83**, 1866 (2003).
- [15] R. Heitz, I. Mukhametzhanov, J. Zeng, P. Chen, A. Madhukar, D. Bimberg. Superlat. Microstruct., **25**, 97 (1999).

Редактор Т.А. Полянская

Optical detection of asymmetric quantum dot molecules in a InAs/GaAs bi-layer system

G.G. Tarasov, Z.Ya. Zhuchenko, M.P. Lisitsa,
Yu.I. Mazur⁺, Zh.M. Wang⁺, G.J. Salamo⁺,
T. Warming*, D. Bimberg*, H. Kissel[•]

Lashkarev Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev, Ukraine

⁺ Department of Physics,
University of Arkansas, Fayetteville,
72701 Arkansas, USA

* Institut für Festkörperphysik,
Technische Universität Berlin,
10623 Berlin, Deutschland

[•] Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik,
12489 Berlin, Deutschland

Abstract Self-assembled quantum dots in bi-layer InAs/GaAs structures have been studied using photoluminescence excitation and resonant photoluminescence techniques. With InAs coverage at $d_{\text{InAs}} = 1.8$ monolayer in the seed layer, $d_{\text{InAs}} = 2.4$ monolayer in the second layer, and a GaAs spacer thickness of $d_{\text{GaAs}} = 50$ monolayer, weakly correlated (50%) bi-layer system with a set of vertically coupled quantum dots (asymmetric „quantum dot molecules“), are created. For this system, an array of quantum dot states is investigated and the resonances of coupled quantum dots are distinctly detected for the first time.