

# Исследования эффекта Штарка вертикально сопряженных квантовых точек в гетероструктурах InAs/GaAs

© М.М. Соболев, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, Ю.Г. Мусихин, Н.Н. Леденцов

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

(Получена 12 февраля 2002 г. Принята к печати 13 февраля 2002 г.)

Сообщается о результатах исследований с помощью нестационарной спектроскопии глубоких уровней квантовых состояний дырок в вертикально сопряженных квантовых точках (ВСКТ) в  $p-n$ -гетероструктурах InAs/GaAs в зависимости от величины напряжения обратного смещения. Были обнаружены уровни связанных и антисвязанных  $s$ - и  $p$ -состояний ВСКТ, энергии которых находятся в сильной зависимости от величины приложенного внешнего электрического поля. Наблюдаемые изменения приписываются квантово-размерному эффекту Штарка для дырочных состояний вертикально сопряженных квантовых точек. Кроме того, обнаружена зависимость величины энергии термической активации носителей из ВСКТ от условий изохронного отжига как при включенном, так и выключенном напряжении смещения, а также при наличии или отсутствии оптической подсветки. Эти изменения, как и в случае одиночных квантовых точек, являются отличительной чертой бистабильного электростатического диполя, образованного носителями, локализованными в квантовой точке и ионизованными точечными дефектами решетки. Встроенное электрическое поле этого диполя уменьшает барьер носителей ВСКТ. Исследуемые структуры с вертикально сопряженными квантовыми точками выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии за счет эффектов самоорганизации.

## 1. Введение

В последнее время наблюдается возрастающий интерес — имеющий как фундаментальное, так и прикладное значение — к исследованию влияния эффектов электрического поля на электронные свойства полупроводниковых систем с нулевой размерностью [1–10]. Такие системы с квантовыми точками (КТ), образованными методом самоорганизованного роста гетероэпитаксиальных напряженных слоев, как показали результаты исследований, проведенных в целом ряде лабораторий [1–10], имеют высокую степень свободы в управлении зонной структурой и электрооптическими свойствами с помощью как внешнего, так и внутреннего встроенного электрических полей. Впервые на возможность управления зонной структурой систем с КТ было обращено внимание в работах авторов данной статьи, где наблюдалось влияние встроенного электрического поля бистабильного диполя, образованного локализованными в КТ носителями и ионизованными точечными дефектами, расположенными в ближайшей окрестности КТ [1–4]. Генерация дефектов происходила в процессах формирования КТ In(GaAs) и роста эпитаксиальных слоев GaAs. Образование диполя зависело от условий изохронного термического отжига при включенном или выключенном напряжении обратного смещения и от условий освещения белым светом.

Исследования проводились на структурах InAs/GaAs как с вертикально сопряженными (coupled) квантовыми точками (ВСКТ), так и с одиночными КТ методами нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS). После проведения отжига при одном из упомянутых условий в спектрах DLTS наблюдались изменения положения пиков, связанных с эмиссией

носителей из квантовых состояний точек. Кроме того, при исследовании структур InAs/GaAs с ВСКТ мы наблюдали смещение положения пика в спектре DLTS, определяемого процессом эмиссии носителей из квантового состояния ВСКТ, в высокотемпературную область спектра с возрастанием величины электрического поля [1,2].

Недавно появились работы по исследованию вида спектров фотолюминесценции и фототока самоорганизованных КТ InGaAs/GaAs, выращенных на подложках с высоким индексом Мюллера, в зависимости от величины электрического поля [5–7]. В этих работах наблюдали индуцированное встроенным электрическим полем красное смещение энергии оптических переходов. Явление, ответственное за это смещение, получило наименование квантово-размерного эффекта Штарка (КЭШ) и связывалось с присутствием пьезоэлектрического поля и постоянного дипольного момента внутри КТ [5,6]. В работе [7] при исследовании связи экситона с продольным оптическим фоном в КТ InAs/GaAs было показано, что спектр фотолюминесценции КТ демонстрирует серию новых линий эмиссии. Появление этих линий связывали с возмущением, которое возникает из-за наличия дефектов, локализованных вблизи КТ. В теоретической работе [8] исследовалось проявление КЭШ в электронных свойствах ВСКТ InAs/GaAs в присутствии электрического поля, направленного вдоль оси роста. Было продемонстрировано, что эффект Штарка, так же как и внутризонные переходы в таких системах, гораздо сильнее, чем для одиночных КТ. Кроме того, было показано, что для системы, состоящей из двух сопряженных КТ, должны образовываться связанные и антисвязанные состояния, аналогичные тем, что образуются в молекулах.

Первое описание технологии получения массивов электронно-сопряженных КТ и исследование их электрических и оптических свойств было дано в работе [11]. Было показано, что для этих объектов характерно проявление эффективного туннелирования носителей между точками в соседних рядах, которое отсутствует в случае изолированных КТ. Учитывая, что эффект Штарка в ВСКТ представляет собой новое физическое явление, а также имеет потенциальные возможности применения в устройствах, для которых возможна реализация перестраиваемого с помощью внешнего электрического поля межзонного перехода, представляется интересным экспериментально исследовать этот эффект для ВСКТ InAs/GaAs с помощью метода DLTS.

В данной работе представлены результаты исследований методами DLTS и вольт-фарадных ( $C-V$ ) характеристик эмиссии дырок из квантовых состояний вертикально сопряженных квантовых точек полупроводниковых гетероструктур InAs/GaAs в зависимости от величины напряжения обратного смещения  $U_r$ . Определено наличие четырех пиков в спектре DLTS, положение которых смещается в высокотемпературную область спектра при приложении внешнего электрического поля. Кроме того, обнаружена зависимость величины энергии термической активации носителей из ВСКТ от условий изохронного отжига при включенном или выключенном напряжении смещения и наличия оптической подсветки. Такая зависимость является отличительной чертой бистабильного электростатического диполя, образованного носителями, локализованными в квантовой точке, и ионизованными точечными дефектами решетки. Эти наблюдения дали основание идентифицировать обнаруженные в спектрах DLTS четыре пика со связанными и антисвязанными  $s$ - и  $p$ -состояниями ВСКТ, а наличие сильной зависимости энергии этих состояний от величины приложенного внешнего электрического поля связать с проявлением эффекта Штарка для состояний вертикально связанных квантовых точек. Исследуемые гетероструктуры InAs/GaAs с вертикально сопряженными квантовыми точками выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) за счет эффектов самоорганизации.

## 2. Образцы и методы исследования

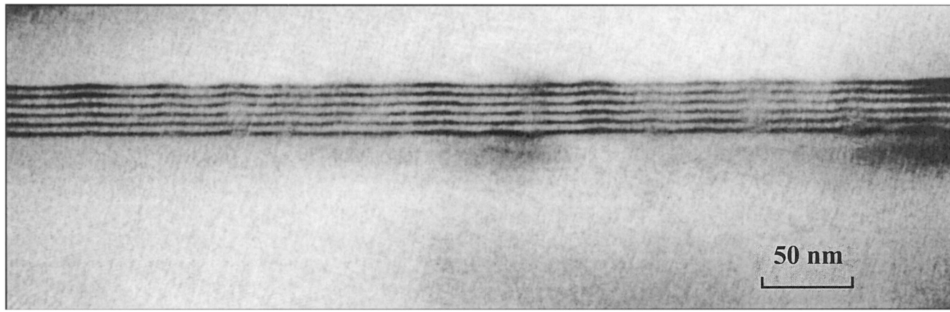
Исследованная в работе гетероструктура InAs/GaAs с вертикально сопряженными квантовыми точками была получена методом МПЭ на подложках  $n^+$ -GaAs с ориентацией (100). Массив КТ был сформирован в результате шестикратного осаждения 2 монослоев InAs, разделенных прослойкой GaAs толщиной в 40 Å. В работе [12] было продемонстрировано, что такой массив КТ представляет собой систему вертикально сопряженных КТ. ВСКТ были помещены в середину слоя  $p^0$ -GaAs толщиной 0.90 мкм, легированного Be до концентрации  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Сверху слой  $p^0$ -GaAs был покрыт  $p^+$ -GaAs, легированным Be до концентрации  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и тол-

щиной 0.2 мкм. Исследования методом DLTS глубоких ловушек в гетероструктурах производились с помощью спектрометра DL4600 фирмы BIO-RAD, работающего в режиме двухстробного интегрирования. Для измерения емкости  $C$  использовался мост Boonton-72B, работающий на частоте 1 МГц. Чувствительность этой установки равна  $\Delta C/C_0 \approx 10^{-4}$ . Для проведения DLTS-измерений на подложку  $n^+$ -GaAs и слой  $p^+$ -GaAs были термически осаждены омические контакты. Перед каждым DLTS-измерением образец изохронно отжигался в течение 1 мин при фиксированной температуре и при одном из условий: включенном ( $U_{ra} < 0$ ) или выключенном ( $U_{ra} = 0$ ) напряжении обратного смещения. Предварительно образец нагревался до 450 К и выдерживался при этой температуре в течение 1 мин с напряжением обратного смещения  $U_{ra} = 0$ , если дальнейший отжиг проводился при  $U_{ra} < 0$ . Затем образец охлаждался до температуры отжига. При отжиге с  $U_{ra} = 0$  образец предварительно выдерживался в течение 1 мин при 450 К и напряжении  $U_{ra} < 0$ . Температура отжига варьировалась в пределах 80–450 К. После этого образец охлаждался до  $T = 80 \text{ К}$  при одном из условий:  $U_{ra} < 0$  или  $U_{ra} = 0$ . Далее начинался процесс DLTS-измерений в темноте, если это не оговаривалось предварительно, или при освещении белым светом. Для определения профиля распределения носителей в гетероструктуре были проведены вольт-фарадные измерения. Энергия термической активации  $E_a$  и сечения захвата на них носителей  $\sigma_p$  определялись из зависимости Аррениуса с применением метода „окна темпов“ в стандартных DLTS-измерениях.

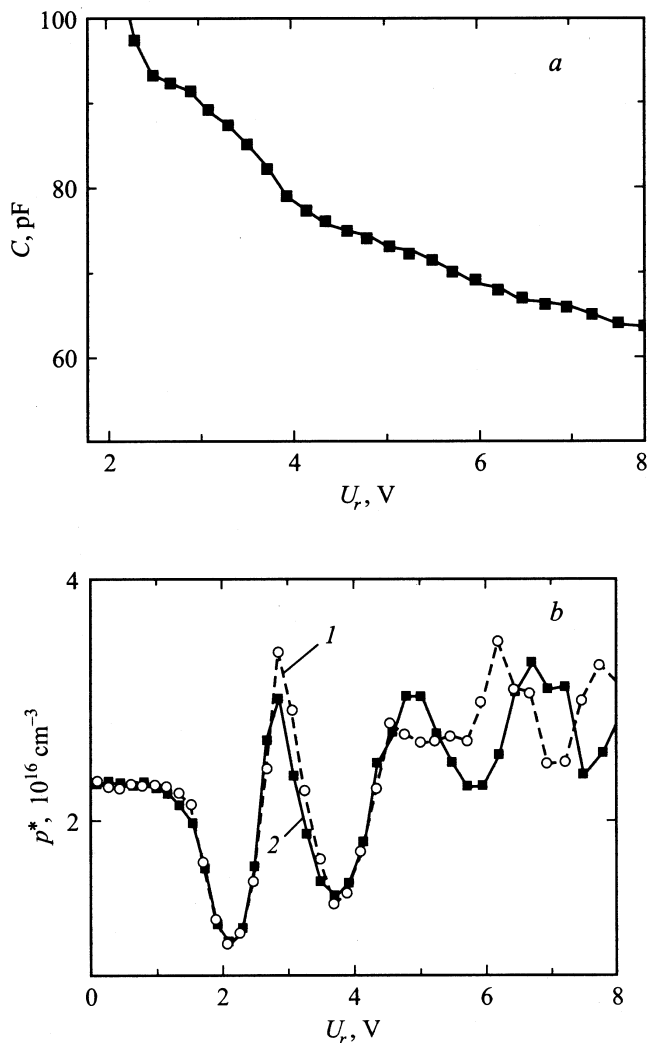
## 3. Результаты исследований

На рис. 1 представлена микрофотография образца с 6 слоями КТ InAs, полученная методом просвечивающей электронной микроскопии. Механизм образования ВСКТ InAs/GaAs был подробно исследован в работе [11]. Было показано, что ВСКТ формируются благодаря эффекту самоорганизации, включающему в себя перенос In (Ga, As) от нижних точек к верхним и заменой его на GaAs [11]. Как видно из рис. 1, латеральный размер нижнего островка ВСКТ InAs не превышает 160 Å. Латеральные размеры островков каждого последующего ряда постепенно увеличиваются, достигая 260 Å для верхнего островка. Каждая вертикально сопряженная квантовая точка состоит из 6 островков InAs, разделенных узкими прослойками GaAs около 40 Å (рис. 1).

На рис. 2, *a* приведена вольт-фарадная характеристика ( $C-V$ ) исследуемого образца, измеренная при температуре 82 К. Изменение емкости при напряжениях  $-7.5 < U_r < -1.8 \text{ В}$  демонстрирует типичное для пространственно локализованных состояний поведение [13]. На  $C-V$ -характеристике имеется 3 плато, которые можно связать с опустошением квантовых состояний точек [4]. Распределение концентрации свободных дырок  $p^*(U_r)$  (рис. 2, *b*) рассчитано с использованием



**Рис. 1.** Микрофотография поперечного сечения образца с 6 слоями квантовых точек InAs, полученная методом просвечивающей электронной микроскопии.



**Рис. 2.** *a* — вольт-фарадная характеристика *p-n*-гетероструктуры с 6 слоями квантовых точек InAs в матрице GaAs, измеренная при  $T = 82$  К после предварительного изохронного отжига при  $T_a = 400$  К и с  $U_{ra} < 0$ ; *b* — распределения концентрации дырок  $p^*(U_r)$ , определенные из  $C-V$ -характеристик при  $T = 82$  К после предварительного изохронного отжига с условиями: 1 —  $U_{ra} = 0$ , 2 —  $U_{ra} < 0$ .

этих данных. При низких температурах наблюдаются один острый и высокий пик при  $U_r \approx 3.0$  В и два менее высоких и более широких пика при  $U_r \approx 5.0$  В и  $U_r \approx 6.8$  В, проявление которых связано с опустошением носителей, аккумулированных на квантовых состояниях точек. С обеих сторон первого пика наблюдаются также области обеднения. Распределения концентрации дырок  $p^*(U_r)$  были получены для двух условий предварительного изохронного отжига:  $U_{ra} < 0$  и  $U_{ra} = 0$  (рис. 2, *b*).

Из  $C-V$ -измерений нами были определены диапазоны напряжений обратного смещения, при которых в спектрах DLTS должны наблюдаться сигналы, связанные с эмиссией носителей из квантовых состояний ВСКТ и глубоких уровней дефектов. Для определения пространственной локализации DLTS-сигналов измерения были проведены при одновременном изменении импульса заполнения  $U_f$  и напряжения импульса обратного смещения  $U_r$ , но с фиксированным интервалом между ними  $\Delta U = U_r - U_f = 0.5$  В (рис. 3). При варьировании величины  $U_r$  в диапазоне 2.8–3.7 В (который соответствует первому пику опустошения дырок, аккумулированных на одном из состояний КТ, см. зависимость  $p^*(U_r)$ ) в спектрах DLTS наблюдаются один ярко выраженный пик *HD1* и его плечо со стороны высоких температур, которые смещаются в высокотемпературную область по мере роста величины  $U_r$ . При этом с увеличением  $U_r$  наблюдается также и рост амплитуды DLTS-сигналов. Энергия термической активации носителей для этого уровня, соответствующая пику *HD1* и определенная из зависимости Аррениуса, изменялась с ростом  $U_r$  в пределах  $E_a = 110$ –154 мэВ, а сечение захвата  $\sigma_p = 9.4 \cdot 10^{-19}$ – $3.8 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> (см. таблицу).

При дальнейшем увеличении величины  $U_r$  в диапазоне 4.2–5.1 В положение первого пика в спектре DLTS (кривая 4 на рис. 3), обозначенного нами как *HD2*, так и второго пика *HD3*, который проявился со стороны высоких температур, смещалось в сторону высоких температур. Амплитуда пика *HD2* при этом практически не изменялась до значений  $U_r = 4.7$  В.

Параметры глубоких уровней дефектов, примесей и квантовых состояний точек

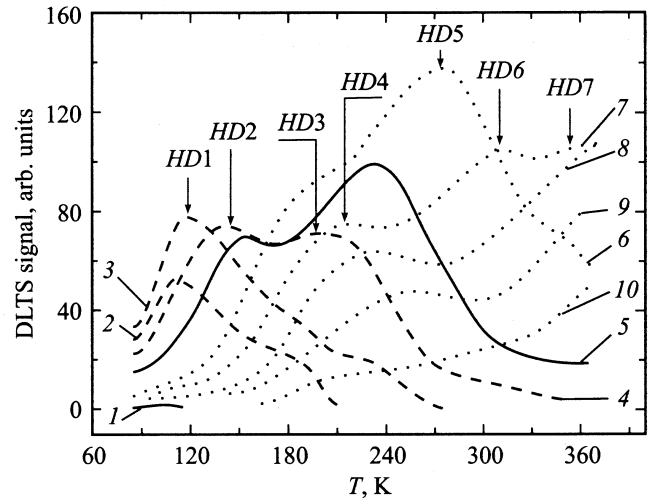
Наименование уровней	Энергия $E_a$ , мэВ	Сечение захвата $\sigma_p$ , см <sup>2</sup>	Идентификация уровней
HD1	110	$9.4 \cdot 10^{-19}$	
HD2	222	$4.2 \cdot 10^{-16}$	
HD3	368	$1.5 \cdot 10^{-16}$	
HD4	287	$1.2 \cdot 10^{-15}$	
HD5	726	$8.2 \cdot 10^{-13}$	HL9 [15]
HD6	526	$2.0 \cdot 10^{-16}$	HL8 [15]
HD7	590	$1.1 \cdot 10^{-16}$	HS2 [16]

При  $U_r = 5.1$  В высота его значительно уменьшилась, а амплитуда второго пика в спектре DLTS HD3 увеличилась. Этому диапазону  $U_r$  в зависимости  $p^*(U_r)$  соответствует спад первого пика опустошения дырок, аккумулированных на одном из состояний КТ, и рост второго пика, которому, по-видимому, соответствует опустошение другого состояния КТ. Параметры уровня, соответствующего пику HD2, изменялись в этом диапазоне с ростом  $U_r$  соответственно:  $E_a = 222-241$  мэВ,  $\sigma_p = 4.2 \cdot 10^{-16}-2.5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. Для пика HD3 наблюдалось значительное уширение и размытие, вследствие чего параметры уровня, соответствующие пику HD3, надежно удалось определить только для значения  $U_r = 4.7$  В, которые были равны:  $E_a = 368$  мэВ,  $\sigma_p = 1.5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>.

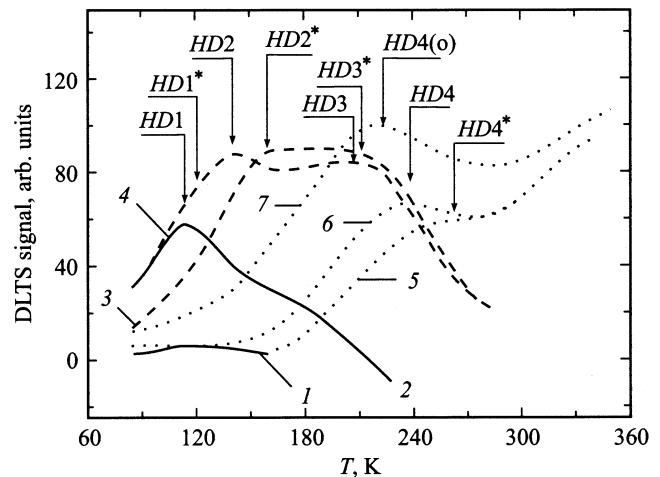
В диапазоне изменения  $U_r = 5.3-7.2$  В наблюдалось появление еще одного пика в спектре DLTS, обозначенного как HD4, положение которого с ростом  $U_r$  смещалось в сторону высоких температур, а амплитуда уменьшалась. В этом диапазоне изменения  $U_r$  в зависимости  $p^*(U_r)$  обнаруживается третий пик опустошения дырок, аккумулированных, по-видимому, на третьем состоянии КТ. Параметры уровня, соответствующего пику HD4, были надежно определены только для двух значений  $U_r = 5.3$  и  $5.8$  В. Эти параметры были равны соответственно:  $E_a = 287$  мэВ,  $\sigma_p = 1.2 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup> и  $E_a = 300$  мэВ,  $\sigma_p = 1.3 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>. В этом диапазоне изменения  $U_r$  было обнаружено еще три пика DLTS: HD5, HD6 и HD7, которые надежно идентифицировались с известными дефектами и примесями, характерными для GaAs (см. таблицу).

Были проведены исследования зависимости спектров DLTS от условий предварительного изохронного отжига ( $U_{ra} < 0$  или  $U_{ra} = 0$ ), а также при трех различных значениях  $U_r$ . Величины  $U$  соответствовали тем значениям, при которых наблюдались характерные изменения в поведении спектров DLTS, отмеченные ранее. На рис. 4 представлены спектры, измеренные после предварительного изохронного отжига при температуре  $T_a = 400$  К с приложенным напряжением обратного смещения  $U_{ra} < 0$  или выключенным ( $U_{ra} = 0$ ) и с различными значениями напряжения импульса обратного смещения  $U_r$ . Эти измерения показали, что отжиг

с  $U_{ra} = 0$  приводит к смещению пиков DLTS HD1–HD4 в высокотемпературную область спектра, которые были обозначены нами на рис. 4 соответственно как HD1\*, HD2\*, HD3\* и HD4\*. В случае пика DLTS HD1\* наблюдалось также уменьшение его амплитуды. Трансформация пиков из состояния HD1\*, HD2\*, HD3\* и HD4\* в состояния HD1, HD2, HD3 и HD4 носила обратимый характер. Оптическая подсветка также приводила к изменению положения этих пиков DLTS, но в низкотем-



**Рис. 3.** Спектры DLTS  $p$ - $n$ -гетероструктуры с 6 слоями квантовых точек InAs в матрице GaAs при различных напряжениях импульса обратного смещения  $U_r$  и импульса заполнения  $U_f$ , но при фиксированном значении  $\Delta U = U_r - U_f = 0.5$  В. Значения  $U_r$ , В: 1 — 2.7, 2 — 3.2, 3 — 3.7, 4 — 4.2, 5 — 4.7, 6 — 5.3, 7 — 5.8, 8 — 6.3, 9 — 6.8, 10 — 7.2. Все спектры получены для окна темпов эмиссии  $200 \text{ с}^{-1}$  и длительности импульса заполнения 25 мкс.



**Рис. 4.** То же, что и на рис. 3, но после предварительного изохронного отжига образца при  $T_a = 400$  К и при условиях предварительного охлаждения с  $U_{ra} = 0$  (кривые 1, 3, 5) и  $U_{ra} < 0$  (2, 4, 6, 7). Значения  $U_r$ , В: 1, 2 — 3.3; 3, 4 — 4.2; 5–7 — 6.3. Спектр 7 в отличие от 6 получен при освещении белым светом в процессе измерения.

пературную часть спектра. Изменения сопровождались существенным ростом амплитуд пиков  $HD1$ ,  $HD2$ ,  $HD3$  и  $HD4$ . Для примера на рис. 4 показана оптическая трансформация только пика  $HD4$  в  $HD4(o)$ . Аналогичные изменения при изохронных отжигах отмечаются и для всех трех пиков опустошения дырок, аккумулированных на состояниях КТ в зависимости  $p^*(U_r)$  (рис. 2).

#### 4. Обсуждение результатов

Результаты, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии и представленные на рис. 1, демонстрируют наличие 6 островков InAs, разделенных узкими прослойками GaAs около  $d_{\text{GaAs}} \approx 40 \text{ \AA}$ . В работах [11,12] было показано, что „складированные“ таким образом квантовые точки являются многослойными системами — электронно-сопряженными в вертикальном направлении КТ. Волновые функции верхних и нижних островков перекрываются, и электронные свойства ВСКТ представляют собой единый объект. Для таких систем, как было определено в теоретической работе [8], должны образовываться связанные и антисвязанные, основные и возбужденные квантовые состояния, которые в отсутствие электрического поля идентифицируются как  $1s^+$ ,  $1s^-$ ,  $2p^+$ ,  $2p^-$ ,  $3d^+$  и т.д., где верхние индексы  $+(-)$  определяют связанное (антисвязанное) состояния. Основному состоянию такой ВСКТ системы, как было показано в [8], являющемуся расщепленным связанным  $1s$ -состоянием, должно быть присуще красное смещение по энергии под воздействием электрического поля. Подобного рода зависимости получили наименование квантово-размерного эффекта Штарка. Аналогичные зависимости от величины электрического поля должны проявлять и другие состояния ВСКТ. Кроме того, было установлено [8], что для такой системы максимум спектра энергии основного состояния будет смещен в сторону положения при нулевом поле, в том случае, когда латеральные размеры островков каждого последующего ряда постепенно увеличиваются. Все возбужденные состояния будут пересекаться (crossings) или антипересекающимися (anticrossing) с другими состояниями, что должно привести к перепорядочению состояний в сильном электрическом поле.

Исследования  $C-V$ -характеристик образца (рис. 2, *a*), измеренных при температуре 82 К, показали наличие трех плато, которые связываются с уходом носителей, аккумулированных на квантовых состояниях ВСКТ. В распределениях концентрации свободных дырок  $p^*(U_r)$  наблюдается соответственно один острый и высокий пик при  $U_r \approx 3.0 \text{ В}$  и два менее высоких и более широких пика при  $U_r \approx 5.0 \text{ В}$  и  $U_r \approx 6.8 \text{ В}$  (рис. 2, *b*). Каждому из трех пиков в профиле  $p^*(U_r)$ , как показали результаты наших исследований, соответствует один из четырех глубоких уровней: первому пику уровни —

$HD1$  и  $HD2$ , второму —  $HD3$  и третьему —  $HD4$ . Попытаемся определить природу этих уровней.

Ранее мы уже неоднократно писали [1–4,9,10] о том, что одним из отличительных и характерных признаков, служащих для идентификации пиков DLTS с квантовыми состояниями точек, является изменение их положения по температуре после изохронных отжигов и последующего охлаждения образца при одном из условий:  $U_{\text{га}} < 0$  или  $U_{\text{га}} = 0$ . Изменения спектров DLTS в этих случаях определяются электростатическим диполем, образуемым локализованными в КТ носителями и ионизованными глубокими дефектами. При изохронном отжиге при температуре 400 К и последующем охлаждении с  $U_{\text{га}} < 0$  до 80 К, после подачи импульса заполнения происходит образование диполя, электрическое поле которого направлено в ту же сторону, что и поле  $p-n$ -перехода. Энергия термической активации дырок с квантовых состояний уменьшается в результате действия полевого эффекта и пик DLTS смещается в низкотемпературную область спектра. При изохронном отжиге с  $U_{\text{га}} = 0$  образования диполя не происходит и пик DLTS остается на своем месте. Аналогичные изменения в спектрах DLTS при изохронных отжигах с  $U_{\text{га}} < 0$  или  $U_{\text{га}} = 0$  могут происходить и для структур, содержащих вертикально сопряженные квантовые точки, в ближайших окрестностях которых расположены дефекты с глубокими уровнями [1,2]. Подобные изменения при отжигах наблюдались для всех четырех пиков DLTS. С учетом их соответствия трем пикам в зависимости  $p^*(U_r)$  мы отождествляем пики  $HD1$ ,  $HD2$ ,  $HD3$  и  $HD4$  с квантовыми состояниями ВСКТ. Как уже отмечалось выше, для всех четырех пиков наблюдалось значительное уширение формы и размытие их максимумов, что может быть связано с рядом причин, среди которых: 1) туннельный эффект убегания дырок через возбужденные состояния ВСКТ в валентную зону и 2) флуктуация размеров квантовых точек. Вклад туннельного эффекта будет значительным при более низких температурах DLTS-измерений. В этом случае спектры DLTS должны демонстрировать вместо пика, связанного с термоэмиссией носителей, плато, которое образуется при условии, что темп эмиссии постоянен и независим от температуры [17]. При более высоких температурах DLTS-измерений эмиссия определяется процессами термоионизации носителей из состояний КТ [17,18]. Эти условия измерения реализуются в наших исследованиях, причем термоэмиссия носителей может происходить из основного состояния сразу в соответствующую зону или через возбужденные состояния с участием состояний смачивающего слоя. С возбужденных состояний в валентную зону они могут попасть путем термоэмиссии либо посредством туннелирования через треугольный барьер [19]. Участие состояний смачивающих слоев в нашем случае исключается, так как в качестве подложки мы использовали  $n^+$ -GaAs. Эти слои расположены ближе к  $n$ -слою GaAs, а убегание дырок направлено в сторону  $p$ -слоя GaAs.

Кроме того, в работе [20] было показано, что двухступенчатый процесс с участием состояний смачивающего слоя является маловероятным и может быть исключен из рассмотрения. К аналогичному заключению пришли и авторы работы [21] при исследовании процессов эмиссии дырок с квантовых состояний точек. Можно также предположить, что в нашей структуре ВСКТ с прослойками GaAs около  $d_{\text{GaAs}} \approx 40 \text{ \AA}$  реализуется неполное сопряжение квантовых точек в одну систему и для носителей возможен процесс туннелирования между состояниями точек при приложении электрического поля. Возможно, что имеется еще одна причина уширения спектров DLTS — чередующиеся тонкие слои GaAs и квантовые точки InAs образуют сверхрешетку, где происходит гибридизация квантовых состояний в минизоны. В любом случае уширение наших пиков DLTS дает основание предполагать, что определенный вклад в процесс убегания носителей из ВСКТ вносит туннельный процесс, но он не является основным и определяющим. Для пиков DLTS *HD1*, *HD2*, *HD3* и *HD4* были построены зависимости температурного положения их максимумов от величины напряжения импульса обратного смещения  $U_r$ , при котором измерялся данный пик DLTS. Эти зависимости представлены на рис. 5. Оказалось, что такая зависимость для пика *HD2* (рис. 5, кривая 1) является продолжением зависимости для пика *HD1*. Отсюда мы предположили, что эти два пика DLTS являются отображением одного и того же квантового состояния ВСКТ, проявляющего сильную полевую зависимость. Энергия термической активации дырок из этого квантового состояния в исследуемом диапазоне  $U_r$  изменялась от 110 до 240 мэВ. При этом произведенные оценки величины электрического поля  $p$ - $n$ -перехода во всем диапазоне варьирования  $U_r$  показывают, что ее величина изменялась от 54 до 98 кВ/см. Для пиков DLTS *HD3* (кривая 2) и *HD4* (кривая 3) также наблюдались зависимости от величины электрического поля. Кривые 2 (пик *HD3*) и 1 (пики *HD1* и *HD2*), показанные на рис. 5, эквидистантны друг другу. При исследовании зависимости эмиссии носителей из квантовых состояний ВСКТ от величины электрического поля возможно наблюдение следующих эффектов, связанных с изменением темпов эмиссии носителей: 1) понижение высоты барьера для термоэмиссии [22], 2) увеличение вероятности туннелирования носителей через треугольный барьер [23] и 3) проявление квантово-размерного эффекта Штарка [8,18]. В работах [22,23] приведены результаты, связанные с исследованием влияния первых двух эффектов на величину энергии термоэмиссии носителей из квантовой точки и квантовой ямы соответственно. Для обоих этих эффектов характерно смещение положения пиков DLTS, определяемых эмиссией носителей с квантовых состояний, в низкотемпературную область спектра, соответствующее увеличению темпов эмиссии и уменьшению энергии термоактивации. Более вероятным представляется, что мы наблюдаем проявление КЭШ, приводящего к смещению уровней квантовых

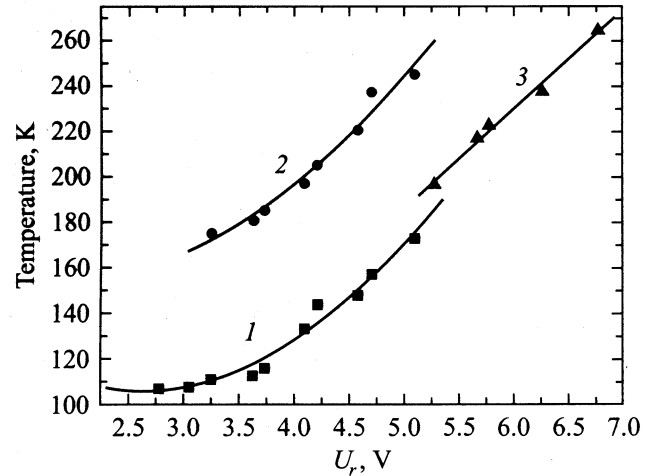


Рис. 5. Зависимости температурного положения максимумов пиков DLTS *HD1* и *HD2* (1), *HD3* (2) и *HD4* (3) от величины напряжения импульса обратного смещения  $U_r$ .

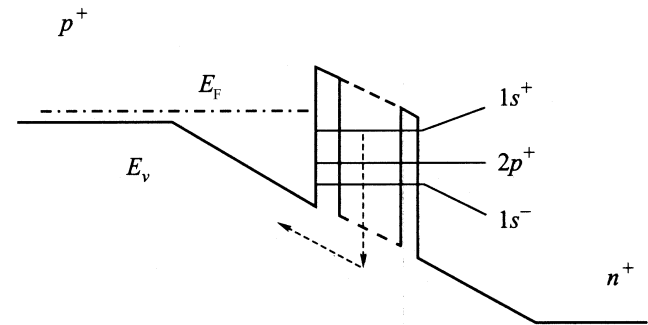


Рис. 6. Диаграмма валентной зоны  $p$ - $n$ -структуры при приложении напряжения обратного смещения для случая эмиссии дырок с  $1s^+$ -состояния ВСКТ.

состояний в сторону больших значений энергий [8]. Кривые 1 и 2, показанные на рис. 5 (согласно теоретическим результатам, полученным в работе [8]), по-видимому, отображают зависимости величин, являющихся функциями энергии связанных  $2p^+$ - и  $1s^+$ -состояний ВСКТ соответственно, от величины электрического поля. Кривая 3 (пик *HD3*) пересекается при  $U_r \approx 5.25 \text{ В}$  с кривой 1, и она, по-видимому (также в согласии с теоретическими результатами работы [8]), отображает зависимость величины, являющейся функцией антисвязанного  $1s^-$ -состояния ВСКТ, от электрического поля.

На рис. 6 приведена схема валентной зоны  $p$ - $n$ -структуры при напряжении обратного смещения, когда дырки начинают эмиттировать из  $1s^+$ -состояния ВСКТ, но уже произошло опустошение  $2p^+$ - и  $1s^-$ -состояний. Полученные экспериментальные зависимости (рис. 5) являются подтверждением того факта, что для ВСКТ должно происходить расщепление основного  $1s$ - и возбужденного  $2p$ -состояния и для них должно наблюдаться красное смещение по энергии под воздействи-

ем электрического поля. Эти зависимости отображают также факт экспериментального наблюдения нами квантово-размерного эффекта Штарка для ВСКТ, для проявления которого не требуется выращивания структур на подложках с высоким индексом Мюллера [5–7]. Следует отметить, что впервые полевую зависимость энергии термической активации носителей из основного квантового состояния ВСКТ мы наблюдали ранее при проведении DLTS-исследований лазерных структур InAs/GaAs с ВСКТ [1,2]. Наблюдаемый нами эффект не был обозначен тогда как КЭШ. Этот эффект, так же как и эффект кулоновского взаимодействия электронных состояний в квантовых точках и дефектах, открывает новые возможности по управлению зонной структурой и электрооптическими свойствами полупроводниковых гетероструктур с вертикально сопряженными квантовыми точками с помощью внешнего электрического поля и изохронных отжига.

## 5. Заключение

Мы провели детальные DLTS-исследования эмиссии дырок из квантовых состояний вертикально сопряженных квантовых точек в зависимости от величины напряжения обратного смещения  $U_r$ , а также влияния на эти процессы электростатического взаимодействия между носителями, локализованными в ВСКТ, и ионизованными дефектами решетки в полупроводниковых гетероструктурах InAs/GaAs. Исследованная структура с ВСКТ была получена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках  $n^+$ -GaAs с ориентацией (100) в результате шестикратного осаждения 2 монослоев InAs, разделенных прослойкой GaAs толщиной в 40 Å. DLTS-исследования показали, что в спектрах наблюдаются четыре пика, положение которых зависит от условий предварительного изохронного отжига и оптической подсветки. Полученные данные мы связали с эффектом кулоновского взаимодействия носителей, локализованных на состояниях ВСКТ, и ионизованных точечных дефектов, расположенных в ближайшей окрестности ВСКТ, что позволило идентифицировать пики с состояниями ВСКТ. Смещение пиков DLTS в высокотемпературную область спектра с ростом величины напряжения обратного смещения мы считаем проявлением квантово-размерного эффекта Штарка для состояний ВСКТ. Вид этих зависимостей дал нам основание идентифицировать пики в спектрах DLTS со связанными и антисвязанными, основными и возбужденными состояниями ВСКТ, которые были обозначены соответственно как  $1s^+$ ,  $1s^-$  и  $2p^+$ .

Работа выполнена при поддержке научной программы „Физика твердотельных наноструктур“, РФФИ (проект 00-02-16848) и SCOPES 2000–2003 (проект 7SUPJ 062392).

## Список литературы

- [1] М.М. Соболев, Ф.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. ФТП, **31**, 1249 (1997).
- [2] M.M. Sobolev, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Shukov, M.V. Maximov, N.N. Ledentsov. *Proc. 19th Int. Conf. on Defects in Semiconductors*, July 21–25, 1997 (Aveiro, Portugal). [Material Sci. Forum, **258–263**, pt. 3, 1619 (1997)].
- [3] M.M. Sobolev, I.V. Kochnev, V.M. Lantratov, N.A. Cherkashin, V.V. Emtsev. *Physica B: Condens. Matter.*, **273–274**, 959 (1999).
- [4] М.М. Соболев, И.В. Кочнев, В.М. Лантратов, Н.А. Берг, Н.А. Черкашин, Н.Н. Леденцов, Д.А. Бедарев. ФТП, **34**, 200 (2000).
- [5] A. Patané, A. Levin, A. Polimeny, F. Schindler, P.C. Main, L. Eaves, M. Henini. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 2979 (2000).
- [6] M. Gurioli, S. Sanguinetti, M. Henini. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 931 (2001).
- [7] A. Lemaitre, A.D. Ashmore, J.J. Finley, D.J. Mowbray, M.S. Skolnic, M. Hopkinson, T.F. Lrauss. *Phys. Rev. B*, **63**, 161 309 (R) (2001).
- [8] W. Sheng, J.-P. Leburton. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1258 (2001).
- [9] М.М. Соболев, И.В. Кочнев, В.М. Лантратов, Н.Н. Леденцов. ФТП, **35**, 1228 (2001).
- [10] M.M. Sobolev, V.M. Lantratov. *Physica B: Condens. Matter.*, **308–310**, 1113 (2002).
- [11] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Böhrer, O. Schmidt, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, Zh.I. Alferov, A.I. Borovkov, A.O. Kosogov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenrech. *Phys. Rev. B*, **54**, 8743 (1996).
- [12] М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, А.О. Косогов, А.В. Сахаров, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Ж.И. Алфёров. ФТП, **31**, 670 (1997).
- [13] P.A. Сурис. В сб.: *Материалы седьмой зимней школы по физике полупроводников* (Л., 1975) с. 245.
- [14] R. Wetzler, C.M.A. Kapteyn, R. Heitz, A. Wacker, E. Schöll, D. Bimberg. *Phys. St. Sol. (b)*, **224**, 79 (2001).
- [15] A. Mtonneau, G.M. Martin, A. Mircea. *Electron. Lett.*, **13**, 666 (1977).
- [16] H. Hasagawa, A. Majerfeld. *Electron. Lett.*, **11**, 286 (1975).
- [17] X. Letartre, D. Stiévenard, M. Lanno. *J. Appl. Phys.*, **69**, 7336 (1991).
- [18] P.W. Fry, I.E. Itskevich, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, J.J. Finley, J.A. Barker, E.P. O'Reilly, L.R. Wilson, I.A. Larkin, P.A. Maksym, M. Hopkinson, M. Al-Khafaji, J.P.R. David, A.G. Gillis, G. Hill, J.C. Clark. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 733 (2000).
- [19] H. Pettersson, C. Pryor, L. Landin, M.-E. Pistol, N. Carlsson, W. Seifert, L. Samuelson. *Phys. Rev. B*, **61**, 4795 (2000).
- [20] S. Ghosh, B. Kochman, J. Singh, P. Bhattacharaya. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2571 (2000).
- [21] C.M.A. Kapteyn, M. Lion, R. Heitz, D. Bimberg, P. Brunkov, B.V. Volovik, S.G. Konnikov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov. *Phys. St. Sol. (b)*, **224**, 57 (2001).
- [22] S. Anand, N. Carlsson, M.-E. Pistol, L. Samuelson, W. Seifert. *J. Appl. Phys.*, **84**, 3747 (1998).

- [23] K. Schmalz, I.N. Yassievich, F. Collart, D.J. Gravesteijn. Phys. Rev. B, **54**, 16 799 (1996).

*Редактор Т.А. Полянская*

**Study of the Stark effect vertically  
coupled quantum dots in InAs/GaAs  
heterostructures**

*M.M. Sobolev, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov ,  
Yu.G. Musikhin, N.N. Ledentsov*

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