

Емкостная спектроскопия глубоких состояний в InAs/GaAs-гетероструктурах с квантовыми точками

© М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, Ю.Г. Мусихин

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

(Получена 23 июля 1998 г. Принята к печати 28 июля 1998 г.)

Сообщается о результатах исследования структуры, содержащей один массив квантовых точек InAs в матрице GaAs, методами вольт-фарадной спектроскопии и нестационарной спектроскопии глубоких уровней, фотолюминесценции, а также просвечивающей электронной микроскопии. Было обнаружено присутствие в слоях GaAs, выращенных при низкой температуре, кластера взаимодействующих бистабильных дефектов. Обнаружен эффект контролируемой и обратимой метастабильной заселенности энергетических состояний квантовой точки и моноэнергетического поверхностного состояния, зависящей от температуры и условий изохронного отжига. Он связывается с присутствием бистабильных ловушек с самозахватом (self-trapped) дырок. С помощью измерений методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней обнаружено изменение термоионизационной энергии эмиссии дырок с поверхностных состояний гетерограницы InAs/GaAs и смачивающего слоя при увеличении напряжения обратного смещения. Было сделано предположение, что эти изменения обусловлены встроенным электростатическим полем диполя, который может образоваться как дырками смачивающего слоя, с одной стороны, так и ионизованными уровнями, расположенными вблизи с гетерограницей.

Введение

Полупроводниковые гетероструктуры с пространственным ограничением носителей в трех измерениях благодаря широким возможностям по их применению в оптоэлектронике и в качестве элементов памяти являются в настоящее время одними из самых перспективных объектов исследования [1–2]. Наибольшие успехи при формировании квантовых точек (КТ) были достигнуты при использовании эффектов самоорганизации наноструктур в гетероэпитаксиальных полупроводниковых системах. Электронный спектр таких КТ оказывается подобен спектру одиночного атома [2]. К настоящему времени в инжекционных гетеролазерах с активной областью на основе вертикально связанных (In, Ga)As/GaAs КТ реализована генерация через основное состояние КТ при комнатной температуре и пороговой плотности тока 65 A/cm^2 [2]. Вместе с тем специфические условия выращивания КТ: низкие температуры осаждения и заравливания стимулируют генерацию точечных дефектов вблизи КТ и на гетерогранице смачивающий слой (СС)–матрица, которые действуют как центры захвата и безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей, уменьшая квантовую эффективность излучательной рекомбинации. В работе [3] было показано, что в этих лазерах только 40% носителей принимают участие в излучательной рекомбинации и 65% из них в стимулированной эмиссии. Оставшиеся 35% носителей рекомбинируют спонтанно через возбужденные состояния КТ и состояния смачивающего слоя. Нестационарная спектроскопия глубоких уровней (DLTS) является наиболее эффективным методом для спектроскопии дефектов и примесей с глубокими состояниями [4]. Этот метод с успехом был применен для спектроскопии состояний, связанных с гетерограницей [5], и квантовых ям [6–7],

а также как изолированных [8], так и массива вертикально связанных КТ InAs/GaAs [9–10]. Другим методом, который успешно применяется для определения эффективного профиля распределения носителей в структурах, содержащих КТ, является вольт-фарадная спектроскопия ($C-V$) [10–11]. При рассмотрении результатов $C-V$ и DLTS-исследований реальных структур, когда в них, помимо КТ, имеется смачивающий слой, присутствуют дефекты и поверхностные состояния на гетерогранице, возникают большие проблемы. В частности, известно [12], что характеристики изменения высокочастотной емкости от напряжения для гетероструктур с моноэнергетическим поверхностным уровнем, с квантовым состоянием ямы или точки будут подобны. При DLTS-измерениях таких структур также возникают вопросы о происхождении DLTS-сигналов, которые могут быть связаны с эмиссией из смачивающего слоя, КТ или поверхностных состояний, так и с глубокими уровнями дефекта. В работах [5–10] было показано, что DLTS-измерения, сделанные в зависимости от величин напряжения обратного смещения и импульса заполнения, позволяют установить природу DLTS-сигнала. Во-первых, было обнаружено сильное влияние электрического поля в области пространственного заряда на эмиссию носителей. Потенциальный барьер в квантовой яме [7] и точке [9–10] понижался в сильном электрическом поле, что приводило к смещению максимума DLTS-сигнала в область низких температур с ростом напряжения обратного смещения. Но в то же время для моноэнергетического поверхностного состояния было обнаружено смещение максимума DLTS-сигнала в высокотемпературную область при увеличении напряжения обратного смещения и этот эффект соотносился с пространственными изменениями напряжений рассогласования вблизи с гетерограницей [5]. Было установлено, что при увеличении величины

импульса заполнения положения пиков *DLTS*-сигналов, обусловленные эмиссиями из квантовой точки [8–10], смещаются в область низких температур. Наблюдаемое уменьшение активационной энергии эмиссии носителей из квантовой точки в работе [8] связывали с ростом энергии кулоновского заряда в точках при увеличении концентрации носителей в них. В работе [9–10] было установлено, что в структурах с вертикально связанными КТ InAs/GaAs в случае, если плотность дефектов вблизи с КТ оказывается сравнимой с плотностью самих точек, то кулоновское взаимодействие заряженных дефектов с локализованными КТ носителями может привести к образованию электрического домена, а также к туннелированию носителей между глубокими и квантовыми состояниями. Однако в настоящее время, несмотря на наличие ряда работ, отсутствует детальная информация об особенностях *C–V*- и *DLTS*-измерений реальных структур, когда в них, помимо КТ, имеется смачивающий слой, присутствуют дефекты и поверхностные глубокие состояния на гетерогранице. Возникающие при этом проблемы связи *DLTS*-сигналов с эмиссией из того или иного состояния могут быть решены комплексным подходом, путем сопоставления результатов фотolumинесценции, просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), *C–V*- и *DLTS*-измерений.

В данной работе сообщается о результатах исследования структуры, содержащей один массив КТ InAs в матрице GaAs, методами *C–V* и *DLTS*, фотolumинесценции (ФЛ), а также ПЭМ. Было обнаружено, что в *DLTS*-спектрах присутствуют как пики, связанные с глубокими состояниями известных дефектов и моноэнергетического поверхностного состояния на гетерогранице смачивающего слоя InAs и матрицы GaAs, так и энергетического состояния КТ. Обнаружен эффект контролируемой и обратимой метастабильной заселенности энергетических состояний квантовой точки и моноэнергетического поверхностного состояния, зависящий от температуры и условий изохронного отжига.

Образцы и методы исследования

Исследуемая в работе структура была получена методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Она содержала одну плоскость КТ, встроенную в результате осаждения 3 монослоев InAs в середину эпитаксиального слоя *p*-GaAs ($p = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) толщиной 0.9 мкм, выращенного на подложке *p*⁺-GaAs < 100 >. Сверху эпитаксиальный *p*-GaAs был покрыт для создания *p–n*-перехода слоем *n*⁺-GaAs. При азотной температуре в спектрах фотolumинесценции такой структуры наблюдается линия $h\nu = 1.19 \text{ эВ}$ [13–14], обусловленная основным состоянием электронов и дырок плоскости точек. Исследования квантовых состояний точек, глубоких уровней дефектов и примесей, а также профиля распределения носителей в гетероструктурах производились методами *C–V* и *DLTS* с помощью спектрометра DL4600 фирмы BIO-RAD, работающего в режиме двухстробного интегрирования.

Для измерения емкости использовался мост Boonton-72B, работающий на частоте 1 МГц. Чувствительность этой установки равна $\Delta C/C_0 \approx 10^{-4}$. Для проведения *DLTS*- и *C–V*-измерений на *p*⁺-GaAs-подложку и *n*⁺-GaAs-слой были термически осаждены омические контакты. Перед каждым *DLTS*- и *C–V*-измерением образец изохронно отжигался в течение 1 мин при фиксированной температуре. Предварительно образец нагревался до 450 К и выдерживался 1 мин с напряжением обратного смещения $U_r = 0$, если отжиг проводился при $U_r < 0$, а затем охлаждался до температуры отжига. При отжиге с $U_r = 0$ образец выдерживался предварительно с $U_r < 0$. Температура отжига варьировалась в пределах (80–450) К. После этого образец охлаждался до $T = 80 \text{ К}$ либо с приложенным напряжением обратного смещения $U_r < 0$ или с $U_r = 0$. Далее начинался процесс *DLTS*- или *C–V*-измерения. Кроме того, если это не оговаривается специально, все измерения проводились в темноте и образец перед *DLTS*-измерениями охлаждался при условии $U_r < 0$. Энергия термической активации E_a и сечения захвата на них носителей σ_p определяли из зависимости Аррениуса.

Исследования структуры InAs/GaAs с КТ с помощью просвечивающего электронного микроскопа Phillips EM420, работающего при ускоряющем напряжении 100 кВт, проводились в планарной геометрии и в поперечном сечении. Образцы в геометрии поперечного сечения подготавливались по стандартной процедуре с использованием финишного распыления ионами аргона с энергией 4 кВт при скользящем угле падения, на установке Gatan Duo-Mill 600. Для исследований в планарной геометрии образцы были подготовлены химическим травлением в растворе H₂SO₄:H₂O₂:H₂O (5:1:1) с предварительным удалением верхнего слоя материала.

Результаты

На рис. 1, *a, b* показаны изображения КТ InAs в матрице GaAs в исследуемой нами структуре в режиме светлого поля и геометрий поперечного сечения, полученные с помощью просвечивающего электронного микроскопа. Концентрация точек была оценена на основе изображения, полученного в режиме светлого поля в рефлексе (220) от образца планарной геометрии, как $(2 \div 3) \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Доминирующим фактором при формировании изображения в этом режиме является деформационная составляющая. Она включает в себя как деформацию самой точки, так и матрицы GaAs, расположенной в ближайшей окрестности этой точки. Поэтому размер точки, определяемый на основе такого изображения и равный $17 \pm 3 \text{ нм}$, является оценкой сверху. Реальный размер КТ при этом завышен на (25–30)%. В структурах были также обнаружены линейные дефекты с плотностью $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$. Исследования показали, что существует два типа линейных дефектов: дислокации в напряженных островках, образующиеся в результате

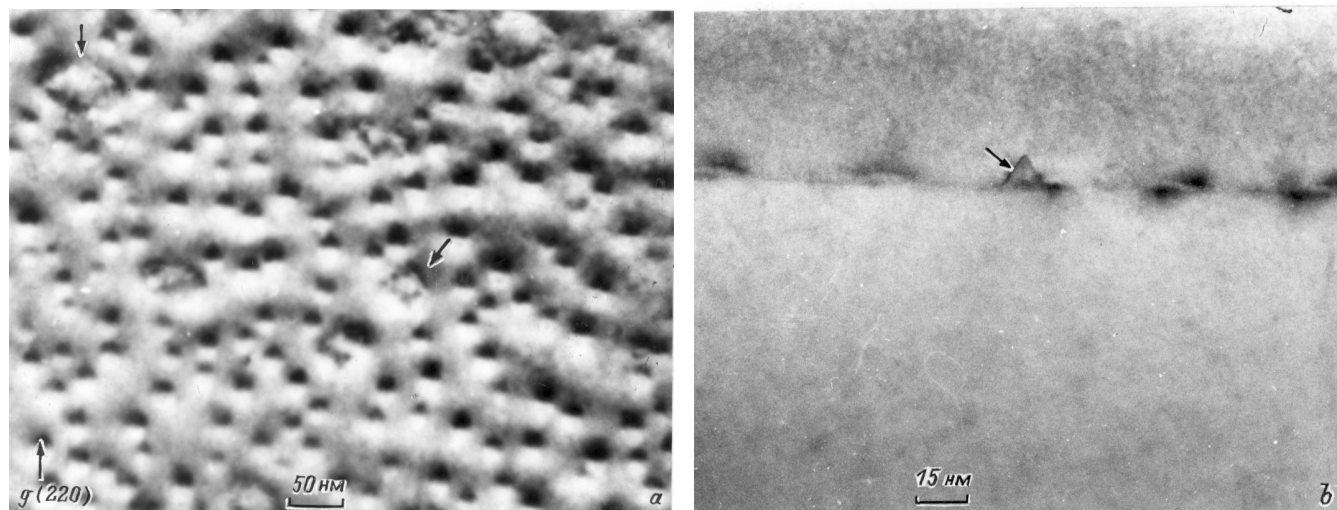


Рис. 1. Электронно-микроскопические изображения квантовых точек InAs в матрице GaAs: *a* — в режиме светлого поля (220) (стрелками отмечены протяженные дефекты); *b* — поперечного сечения слоя квантовых точек (стрелкой отмечен дефект упаковки).

процесса релаксации, а также дефекты упаковки в верхнем слое, ограниченные частичными дислокациями и возникающие из-за наличия напряженного слоя точек. Из изображения слоя КТ в планарной геометрии (рис. 1, *b*) также видно, что эти частичные дислокации замыкаются друг на друга.

На рис. 2, *b* показаны профили распределения эффективной концентрации дырок ($p^*(U_r)$), определенные из C - V -характеристик p - n -структуры InAs/GaAs КТ (рис. 2, *a*). C - V -характеристики были измерены при температуре 82 К и различных условиях изохронного отжига. Из рис. 2, *b* видно, что профиль $p^*(U_r)$ имеет два пика области аккумуляции дырок. Первый из них узкий, амплитуда другого — в 5 раз меньше. Кроме того имеется область обеднения, расположенная между двумя пиками. $C^{-2}(U_r)$ -характеристика (рис. 2, *a*) при этом имела одно протяженное плато с небольшим градиентом и другое — менее выраженное. Наличие такого рода зависимостей напряжения от емкости характерно для структур с квантовыми точками, ямами и моноэнергетическими поверхностными состояниями на гетерогранице. Первый пик $p^*(U_r)$ находился на глубине 0.38 мкм, второй — 0.46 мкм. Положение пиков $p^*(U_r)$ совпадало с расчетными положениями квантовой точки и смачивающего слоя. Уменьшение температуры измерения приводило к сужению и росту амплитуды пиков распределения эффективной концентрации дырок. Заметные изменения профиля $p^*(U_r)$ наблюдались в зависимости от условий изохронного отжига ($U_r = 0$ и $U_r < 0$) (рис. 2). Амплитуды пиков в максимумах эффективной концентрации дырок $p^*(U_r)$ вырастали при отжиге с $U_r < 0$. При этом ширина первого пика увеличивалась, смещаясь в сторону второй области обеднения, а второго пика — сужалась. Ширина области обеднения оставалась неизменной. Еще большей рост в эффективной концентрации дырок наблюдался, если C - V -измерения проводили при освещении образца белым светом (рис. 2, *b*).

C - V -измерения позволили определить область пространственной локализации КТ и условия, при которых в спектрах $DLTS$ должны наблюдаться сигналы, связанные с эмиссией носителей из КТ, смачивающего слоя и дефектов, расположенных в их окрестностях. Спектры, показанные на рис. 3, *a*, были измерены при постоянном значении импульса заполнения U_f и для различных напряжений импульса обратного смещения U_r . Для определения пространственной локализации $DLTS$ -сигналов измерения были проведены при одновременном изменении U_f и U_r , но с фиксированным интервалом между U_r и U_f ($\Delta U = (U_r - U_f) = 0.8$ В) (рис. 3, *b*). При $U_r < 1.5$ В никакого $DLTS$ -сигнала не наблюдалось. При варьировании величины U_r в диапазоне (1.5–3.0) В, что соответствовало первому пику аккумуляции дырок в профиле $p^*(U_r)$, в спектрах $DLTS$ появлялось два широких пика. Низкотемпературный пик $H2$ рос при увеличении U_r и максимум его слегка смещался в область низких температур с одновременным его уширением в ту же сторону (рис. 2, *a*). Энергия термической активации уровня, соответствующая этому пику и определенная из зависимости Аррениуса, изменялась с ростом U_r в пределах $E_a = (225–240)$ мэВ, а сечение захвата

Наименование уровней	Энергия E_a , мэВ	Сечение захвата, σ см ²	Идентификация уровней
<i>H1</i>	95	$7.2 \cdot 10^{-20}$	<i>HL5</i> , <i>HL11</i> [21]
<i>H2</i>	225	$2.7 \cdot 10^{-19}$	
<i>H3</i>	360	$3.0 \cdot 10^{-15}$	
<i>H4</i>	293	$2.6 \cdot 10^{-18}$	
<i>H5</i>	314	$7.9 \cdot 10^{-18}$	
<i>H5*</i>	397	$2.6 \cdot 10^{-16}$	<i>HL4</i> (Cu), <i>H2</i> [21, 23]
<i>H6</i>	454	$5.2 \cdot 10^{-16}$	<i>HL8</i> (Fe) [21] <i>H5</i> [23]
<i>H7</i>	562	$1.9 \cdot 10^{-15}$	
<i>H8</i>	776	$1.9 \cdot 10^{-15}$	

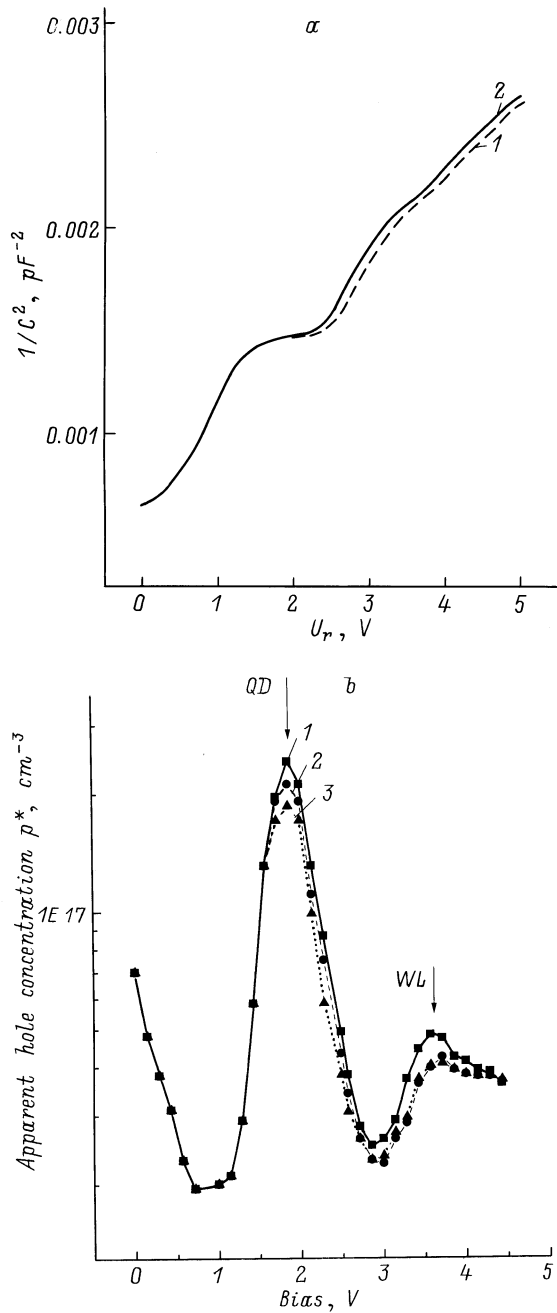


Рис. 2. *a* — $C^{-2}(V_r)$ - и *b* — $p^*(U_r)$ -характеристики *p-n*-гетероструктуры с одним массивом квантовых точек InAs в матрице GaAs, измеренные после изохронного отжига с $T_a = 450$ К и при условии предварительного охлаждения с *1* — $U_r < 0$ и при освещении белым светом, *2* — $U_r < 0$, *3* — $U_r = 0$ без света.

$\sigma_p = (3.3-8.3) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ (см. таблицу). Положение максимума *DLTS*-сигнала не менялось при одновременном изменении U_f и U_r (рис. 3, *b*). При дальнейшем увеличении величины U_r в диапазоне (3.0–3.6) В наблюдался рост величины сигнала первого пика *DLTS* и дальнейшее смещение его в низкотемпературную область. Энергия термической активации и сечение захвата, опре-

деленные для этого пика *DLTS*, изменялись в пределах $E_a = (314-360) \text{ мэВ}$ и $\sigma_p = (0.10-3.0) \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Определенные значения E_a и σ_p показывают, что в этом диапазоне изменения U_r наблюдается другой уровень *H3* с параметрами, отличающимися от предыдущего. В этом диапазоне изменения U_r -эффективная концентрация дырок в профиле распределения $p^*(U_r)$ увеличивалась от своего минимума в области обеднения до второго максимума области их аккумуляции (рис. 2, *b*). В третьем диапазоне вариаций $U_r = (3.6-4.4) \text{ В}$ наблюдалось смещение положения максимума первого пика *DLTS* в высокотемпературную область при небольшом изменении его высоты. Энергия термической активации и сечение захвата изменялись при этом до $E_a = 293 \text{ мэВ}$ и $\sigma_p = 2.6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ (уровень *H4*). Кроме того появился еще один низкотемпературный пик *DLTS*, который по мере роста величины U_r смещался в высокотемпературную область спектра. Энергия термической активации уровня, связанного с этим *H1* пиком, была 95 мэВ. В четвертом диапазоне вариации $U_r = (4.4-6.0) \text{ В}$ наблюдались рост величины первого пика *DLTS*-сигнала и смещение положения его максимума в высокотемпературную область (рис. 3). При измерении *DLTS*-спектров с различными U_f и U_r и постоянном значении ΔU , на ряде образцов, выколотых из различных частей пластины, мы наблюдали такие же изменения *DLTS*-сигнала с ростом U_r (рис. 3, *b*), что и при фиксированном U_f . На других образцах было обнаружено резкое уменьшение величины *DLTS*-сигнала. Параметры уровней приведены в таблице. Концентрация этих уровней, определенная для $U_r = 5 \text{ В}$, была $N_t = 4.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Были проведены исследования зависимости спектров *DLTS* от температуры и условий предварительного изохронного отжига ($U_r < 0$ или с $U_r = 0$), а также при четырех различных значениях U_r . Величины U_r соответствовали тем значениям, при которых наблюдались характерные изменения в поведении спектров *DLTS*, отмеченные ранее. На рис. 4, *a* представлены спектры *DLTS*, измеренные после предварительного изохронного отжига образца при температуре $T_a = 450 \text{ К}$ с приложенным напряжением обратного смещения $U_r < 0$ или отключенным $U_r = 0$ и с различными U_r . Эти измерения показали, что при изохронном отжиге с $U_r = 0$ и $T_a = 450 \text{ К}$ амплитуды низкотемпературных *DLTS* пиков *H2**, *H3**, *H4**, измеренных с $U_r = 3.0, 3.5$ и 4.0 В , становятся меньше, чем при отжиге с $U_r < 0$. Трансформация из состояния с *H2**, *H3**, *H4** в состояние с *H2*, *H3*, *H4* и обратно происходили при температуре отжига около 250 К. Аналогичные изменения отмечаются и для первого пика аккумуляции дырок в профиле $p^*(U_r)$. Для *DLTS*-спектра, измеренного с $U_r = 5 \text{ В}$, пик *H5* исчезал и образовывался новый — *H5**, амплитуда которого увеличивалась и смещалась в высокотемпературную область, демонстрируя свойства, которые обычно наблюдаются у бистабильного дефекта [15–17]. Оптическая подсветка при измерении спектра *DLTS* приводила к росту *DLTS*-сигнала в области низкотемпературного максимума (рис. 4, *b*).

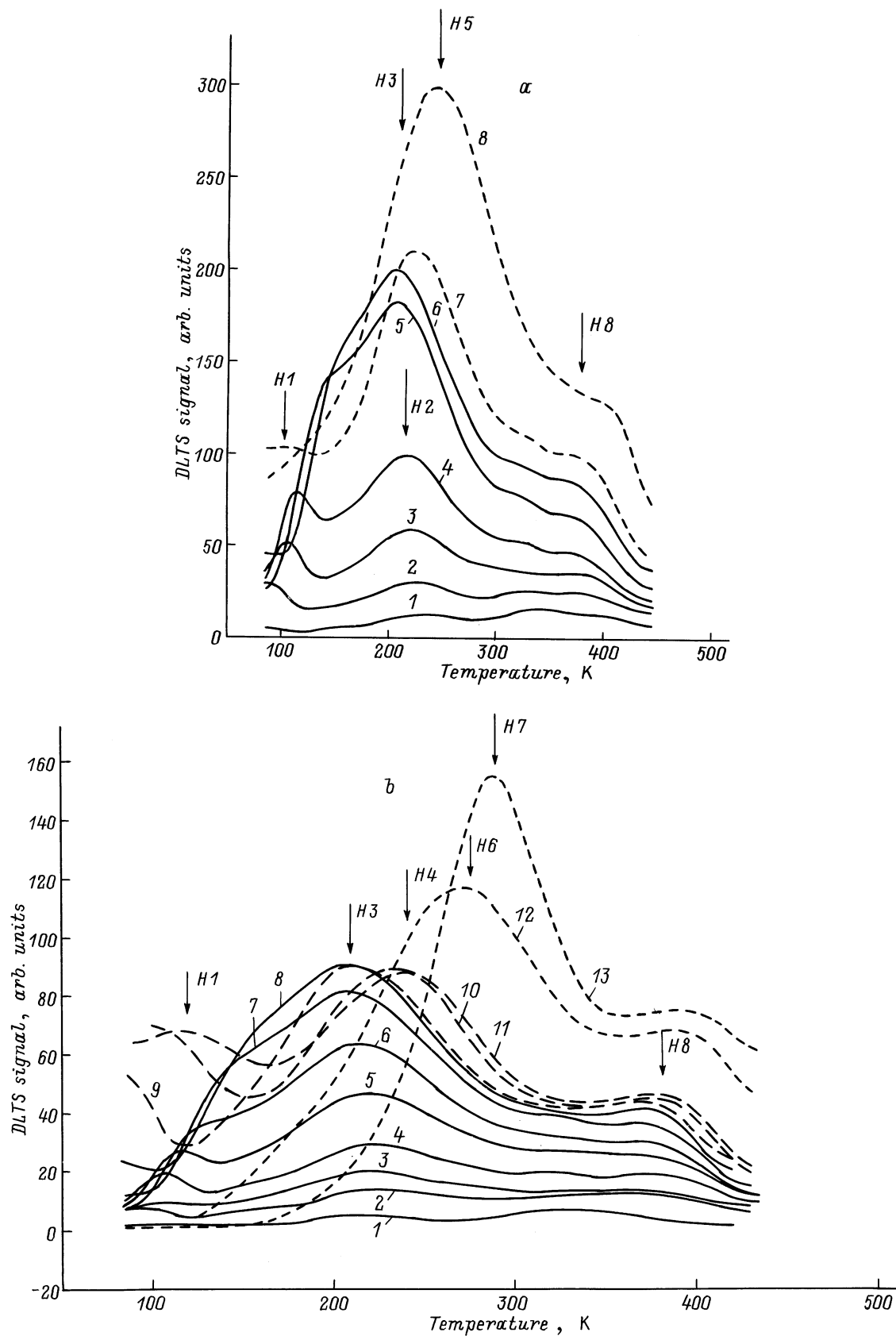


Рис. 3. Спектры DLTS p - n -гетероструктуры с одним массивом квантовых точек InAs в матрице GaAs, измеренные: *a* — при импульсе заполнения $U_f = 1$ В и для импульса обратного смещения U_r , В: 1 — 2, 2 — 2.5, 3 — 2.8, 4 — 3.0, 5 — 3.3, 6 — 3.5, 7 — 4.0, 8 — 5.0; *b* — при различных U_f и U_r , но с фиксированным значением $\Delta U = (U_r - U_f) = 0.8$ В (U_r , В: 1 — 1.8, 2 — 2.4, 3 — 2.6, 4 — 2.8, 5 — 3.0, 6 — 3.2, 7 — 3.4, 8 — 3.6, 9 — 3.8, 10 — 4.2, 11 — 4.4, 12 — 5.4, 13 — 6.0).

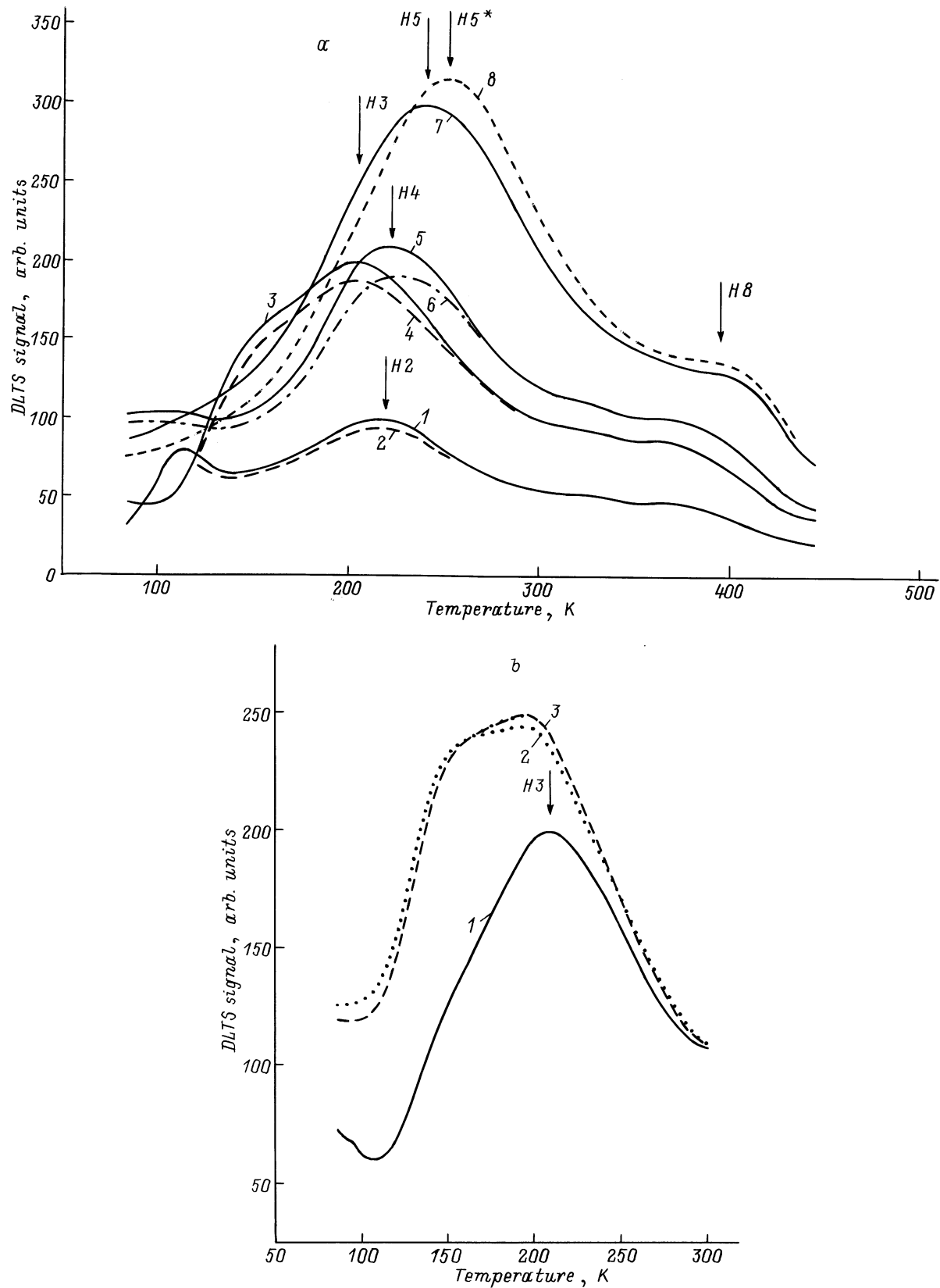


Рис. 4. Спектры DLTS $p-n$ -гетероструктуры с одним массивом квантовых точек InAs в матрице GaAs, измеренные при импульсе заполнения $U_f = 1$ В после изохронного отжига с $T_a = 450$ К и при условии предварительного охлаждения с $a - U_r < 0$ (U_r , В: 1 — 3.0, 3 — 3.5, 5 — 4.0, 7 — 5.9) и $U_r = 0$ (U_r , В: 2 — 3.0, 4 — 3.5, 6 — 4.0, 8 — 5.9); $b - U_r = 3.6$: 1 — без света, 3 — при освещении белым светом; $U_r = 0$: 2 — при освещении белым светом в процессе измерения спектра DLTS.

Обсуждение результатов

Исследования спектров *DLTS* (рис. 3–4) в зависимости от U_r и U_f показали, что можно выделить четыре диапазона U_r , при которых происходят существенные изменения спектров *DLTS*. Эти же диапазоны U_r определяют четыре характерных области в профиле распределения дырок $p^*(U_r)$. В свою очередь исследования спектров *DLTS* при двух условиях предварительного изохронного отжига ($U_r < 0$ или с $U_r = 0$) продемонстрировали, что первых три диапазона U_r , при которых происходило уменьшение амплитуды пика *DLTS* при отжиге с $U_r = 0$, можно объединить в один. При этих U_r в профиле распределения $p^*(U_r)$ наблюдались области аккумуляции и обеднения, связанные с квантовой точкой и смачивающим слоем (рис. 2, *b*). Четвертый диапазон, где при увеличении U_r происходило увеличение ширины пика *DLTS*-сигнала с одновременным ростом амплитуды и смещением положения его максимума в высокотемпературную область, характеризуется проявлением эффекта бистабильности спектра *DLTS* (рис. 4). В этом диапазоне U_r концентрация дырок в профиле распределения $p^*(U_r)$ практически не меняется и эта область GaAs непосредственно примыкает к смачивающему слою InAs (рис. 2, *b*). Изменения в спектрах *DLTS* структур с КТ в зависимости от приложенного напряжения смещения и условий изохронного отжига (рис. 4) были подобны тем, что ранее обнаружили в радиационно-облученном GaAs [18–19]. В спектрах *DLTS* GaAs наблюдали широкую зону, которую связывали с кластерами близко расположенных дефектов, образуемых при его облучении. Эмиссия носителей с глубокого состояния одного из дефектов такого кластера могла происходить через более мелкие уровни другого дефекта посредством многофонов туннельного прыжкового перехода. Кроме того, было установлено [15,20], что кластеры, образуемые в GaAs, как в результате радиационного облучения, так и в процессе эпитаксиального роста из раствора-расплава в Ga при высоких температурах начала кристаллизации могут обладать свойствами конфигурационной бистабильности. С помощью *DLTS*-измерений было также обнаружено образование кластеров дефектов в GaAs, выращенном при низких температурах начала кристаллизации из раствора-расплава в Ga. Результаты наших исследований, таким образом, показывают, что в низкотемпературных слоях GaAs, примыкающих непосредственно к КТ и смачивающему слою InAs, происходит образование кластера, в состав которого входят дефекты, характерные для GaAs, выращенного из раствора-расплава в Ga (см. рис. 3–4 и таблицу), и который проявляет свойства бистабильности. Это согласуется с результатами ПЭМ исследований (рис. 1), которые показали, что процесс роста КТ не является абсолютно когерентным, имеются области, где отчетливо видны дислокации в напряженных островках и дефекты упаковки в верхнем слое.

Другим проявлением бистабильности исследуемых структур являются зависимости профиля распределения

$p^*(U_r)$ от условий предварительного изохронного отжига и оптической подсветки в процессе $C-V$ -измерений (рис. 2). Эти эффекты подобны тем, что наблюдаются для $DХ$ -центра в AlGaAs, концентрация которого сравнима с концентрацией донорной примеси [22]. $DХ$ -центр характеризуется наличием двух конфигураций. В одной конфигурации он является ловушкой с глубоким уровнем, на который носитель может быть захвачен при температурах, достаточных для преодоления потенциального барьера. Для обратной эмиссии с этого уровня самозахвата (self-trapped) также необходима достаточно высокая температура. В другой конфигурации он является мелким донором. При переводе $DХ$ -центра в конфигурацию с мелким донором растет проводимость образца. Трансформацию $DХ$ -центра из конфигурации с глубоким уровнем в конфигурацию с мелким уровнем можно произвести с помощью оптического возбуждения или нагревом образца. Применяя предварительный изохронный отжиг при соответствующих условиях ($U_r < 0$ или с $U_r = 0$), можно также трансформировать дефект из одной конфигурации в другую. В нашем случае увеличение концентрации дырок при отжиге с $U_r < 0$, когда дефект, подобный $DХ$ -центру, трансформируется в конфигурацию с мелким уровнем, должно происходить смещение положения уровня Ферми ближе к валентной зоне. В результате чего степень заполнения дырками квантовых или поверхностных пространственно локализованных состояний должна увеличиться. Эффект увеличения концентрации дырок на таких состояниях в зависимости от условий изохронного отжига мы и наблюдали при определении профиля распределения $p^*(U_r)$ (рис. 2, *b*). В случае пространственно локализованных состояний это также должно приводить к росту высоты пика *DLTS*-сигнала. Известно, что, например, в случае квантовой ямы *DLTS*-сигнал определяется соотношением [7]

$$\Delta C/C = p_w L / (2N_a W^2), \quad (1)$$

где C — емкость слоя объемного заряда для напряжения обратного смещения, при котором производится измерение *DLTS*-сигнала; p_w — поверхностная концентрация дырок, захваченная в яму; L — глубина слоя квантовой ямы; W — ширина области объемного заряда; ϵ — диэлектрическая постоянная; q — заряд электрона; N_a — концентрация акцепторов в слое GaAs. Принимая во внимание, что $W^2 = (2\epsilon/qN_a)$, соотношение (1) можно привести к виду $\Delta C/C \approx p_w L$. Откуда следует, что с увеличением заселенности локализованных состояний (p_w) должен наблюдаться рост *DLTS*-сигнала. В то же время для дефектов, распределенных по всей толщине полупроводникового слоя, *DLTS*-сигнал определяется соотношением [4]

$$\Delta C/C \approx N_i / 2N_a \quad (2)$$

и его величина будет уменьшаться при уменьшении концентрации глубоких уровней бистабильного дефекта N_i

и росте концентрации мелких акцепторов N_a . Проявлением эффекта, связанного с присутствием в структуре ловушек с уровнем самозахвата, был и рост амплитуды сигнала в спектрах *DLTS*, измеренный при оптической подсветке (рис. 4, *b*).

В спектрах *DLTS*, измеренных при различных U_r из первых трех диапазонов, наблюдались пики *H2*, *H3* и *H4*, амплитуды которых увеличивались при изохронных отжигах с $U_r < 0$ и падали при отжигах с $U_r = 0$ (рис. 3–4). На основании изложенного выше следует, что все три уровня, связанные с этими пиками, являются пространственно локализованными состояниями. Рассмотрим каждый из них в отдельности. *H2* пик наблюдался в спектрах *DLTS* при U_r из первого диапазона. Энергия термической активации, соответствующая этому пику, изменялась в пределах $E_a = (225–240)$ мэВ. Пространственная локализация пика *H2* (рис. 3–4) совпадала с первым пиком аккумуляции дырок профиля $p^*(U_r)$ (рис. 2, *b*) и КТ, которые были определены из ПЭМ исследований. ФЛ исследования показали наличие в спектрах излучения полосы основного состояния экситона КТ с энергией 1.19 эВ и шириной 110 мэВ. Кроме того, учитывая результаты работы [13–14], была оценена энергия основного состояния электрона, которая оказалась равной ≈ 100 мэВ. Суммируя величины энергии дырок и основного состояния электронов с энергией основного состояния экситона КТ, получаем в итоге величину 1.515 мэВ, которая приблизительно совпадает с шириной запрещенной зоны GaAs. Все это дает основание предположить, что обнаруженный в спектрах *DLTS* уровень *H2* является основным дырочным состоянием квантовой точки. С помощью соотношения (1) была оценена максимальная поверхностная концентрация дырок p_d в квантовой точке, которая оказалась равной $9.4 \cdot 10^9$ см $^{-2}$. Эта величина находится в хорошем согласии с определенным с помощью ПЭМ значением концентрации точек, если считать, что каждое основное квантовое состояние содержит две дырки с противоположными спинами. Нами была также оценена концентрация дырок в квантовой точке из результатов *C–V*-измерений (рис. 2, *a*), используя соотношение $p_d = C^*(U_{r2} - U_{r1}/Aq)$, где C^* — емкость плато *C–V*-характеристики, U_{r1} и U_{r2} — напряжение смещения в начале и конце плато, A — площадь диода. Она была равна $1.4 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, что значительно больше концентрации, оцененной из высоты пика *DLTS*. Расхождения возможно связаны с тем, что *C–V*-измерения дают суммарное значение концентрации дырок в квантовой точке из основных и возбужденных состояний, так как у нашего емкостного моста может оказаться недостаточно пространственного разрешения для их обнаружения, и мы наблюдаем одно длинное плато со слегка увеличивающейся емкостью, вместо двух или трех более коротких плато. Для различных U_r из второго диапазона в спектрах *DLTS* наблюдался пик *H3*, область пространственной локализации которого совпадала с областью обеднения и положением максимума второго пика в профиле распре-

деления дырок $p^*(U_r)$. Энергия термической активации уровня, связанного с этим пиком, изменялась в пределах (314–360) мэВ с ростом U_r . Эти величины существенно превосходят те значения, которые были оценены в работе [13–14] для квантовых состояний точки и для смачивающего слоя. Отсюда следует, что пространственно локализованный уровень *H3* может быть поверхностным состоянием границы раздела GaAs–смачивающий слой InAs. Это в свою очередь позволяет связать второй пик в профиле распределения дырок $p^*(U_r)$ (рис. 2, *b*) с поверхностным состоянием границы раздела GaAs/InAs и квантовой ямой смачивающего слоя. Сопоставление параметров уровня *H3* с известными для GaAs показало, что он при больших U_r приближается по параметрам к уровням *H2* [23] и *HL11*, *HL5* [21]. Последний из них, как было установлено в работе [24], образуется при росте GaAs из раствора–расплава в Ga и связывается с комплексом, в состав которого входит V_{As} . Поверхностная концентрация уровня *H3*, так же как и уровня *H2*, была оценена с помощью соотношения (1) и оказалась равной $2.0 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$, что в 2 раза больше, чем концентрация дырок в квантовой точке. Наконец, рассмотрим последний пространственно локализованный пик *H4*, который появлялся в спектрах *DLTS*, измеренных для различных U_r из четвертого диапазона. Область пространственной локализации этого пика *DLTS* и второго максимума в профиле распределения дырок $p^*(U_r)$ совпадали. Положение пика *DLTS H4* смещалось в высокотемпературную область при увеличении U_r и уменьшении величины импульса заполнения U_f . Возможно, что это тот же поверхностный уровень, что и *H3*, локализованный на границе GaAs/InAs. Одной из причин наблюдаемых изменений в положении пика *H4* может быть кулоновское взаимодействие между локализованными в квантовой яме смачивающего слоя дырками и ионизованными акцепторными поверхностными состояниями границы раздела GaAs/InAs, приводящее к образованию диполя и изменению энергии термической ионизации дырок с этого уровня. При относительно небольших U_r из второго диапазона проникновение поля слоя объемного заряда экранируется носителями поверхностных локализованных состояний, эмиссия происходит из узкой области в окрестности точки пересечения уровня Ферми и глубокого состояния. При увеличении U_r эмиссия дырок из узкой области будет расти, становиться все больше и больше и начнет значительно превосходить эмиссию дырок с квантового уровня *H3*. Этот процесс и определяет наблюдаемый рост и смещение пика *H3* в низкотемпературную область спектра *DLTS* во втором диапазоне U_r (рис. 3). При $U_r = 3.6$ В напряжение смещения U_r станет таким, что в поле слоя объемного заряда все поверхностные состояния будут полностью опустошены и в спектре *DLTS* наблюдается насыщение пика *H3*. Дальнейшее увеличение величины U_r приводит к тому, что поле объемного заряда начинает проникать в квантовую яму. При приложении импульса заполнения U_r квантовая яма и поверхностные состояния заселяются.

После приложения импульса обратного смещения при низких температурах начинается эмиссия дырок квантового состояния. При повышении температуры для дырок, заселяющих поверхностные состояния границы раздела GaAs/InAs, становится вероятным двухступенчатый переход, состоящий из эмиссии дырок на освободившиеся состояния квантовой ямы InAs и последующей их эмиссии в валентную зону GaAs [18]. Темп эмиссии двухступенчатого перехода e_i будет уже зависеть от темпа эмиссии из поверхностного уровня e_s , квантовой ямы e_w и темпов скачка между ними R_{sw} , R_{ws} . Как было получено в работе [18], при условии, что $R_{ws} > e_w$, он будет определяться соотношением

$$e_i = e_s + (\exp(E_s - E_w)/kT)/e_w, \quad (3)$$

где E_s — энергия поверхностного уровня, E_w — положение уровня Ферми в квантовой яме, k — постоянная Больцмана. Из соотношения (3) следует, что положение пика DLTS, связанного с такими переходами, будет другим, нежели при прямой эмиссии дырок с поверхностного уровня. Эти переходы, в частности, обуславливают появление широкой низкотемпературной полосы в спектрах DLTS (рис. 3). В тонком слое по обе стороны от границы раздела становится возможным одновременное существование ионизованных акцепторных поверхностных состояний и дырок в квантовой яме, приводящее к образованию диполя [25–26]. Возможно также образование диполей [9–10] между дырками квантовой ямы и ионизованными уровнями дефекта GaAs, являющегося двойным акцептором с уровнями 77 и 230 мэВ [27]. Электростатический потенциал таких диполей может привести к изменению высоты потенциального барьера разрыва зон на гетерогранице и ионизационной энергии уровней, а также сечений захвата на них носителей, величины которых будут зависеть от значений приложенного напряжения смещения U_r и импульса заполнения U_f . Эти изменения, происходящие при увеличении величины U_r , и обуславливают смещение пика $H4$ в высокотемпературную область спектра DLTS и появление пика $H1$, выползающего из области ниже 80 К (рис. 3, *b*). Пик $H1$, по-видимому, как раз и связан с эмиссией дырок из квантовой ямы смачивающего слоя.

Заключение

Мы провели детальные $C-V$ - и DLTS-исследования $p-n$ -структур InAs/GaAs, содержащих один массив КТ InAs в матрице GaAs, с привлечением таких методов как просвечивающая электронная микроскопия и фотолюминесценция. Было обнаружено присутствие в слоях GaAs, выращенных при низкой температуре, кластера взаимодействующих бистабильных дефектов. Мы обнаружили также эффект контролируемой и обратимой метастабильной заселенности энергетических состояний КТ и моноэнергетических поверхностных состояний, зависящей от температуры и условий изохронного отжига,

который обусловлен присутствием бистабильных ловушек с самозахватом (self-trapped) дырок. С помощью DLTS-измерений обнаружено изменение термоионизационной энергии эмиссии дырок с поверхностных состояний гетерограницы InAs/GaAs и смачивающего слоя при увеличении напряжения обратного смещения. Было сделано предположение, что эти изменения обусловлены встроенным электростатическим полем диполя, который может образоваться как дырками смачивающего слоя с одной стороны, так и ионизованными уровнями, расположенными вблизи с гетерограницей.

Список литературы

- [1] Y. Arakawa, A. Yariv. IEEE J. Quant. Electron., **QE-22**, 1887 (1986)
- [2] V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov, M.V. Maksimov, A.F. Tsatsulnikov, N.Yu. Gordeev, S.V. Zaitsev, Yu.M. Shernyakov, N.A. Bert, P.S. Kopev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, J. Bohrer, D. Bimberg, A.O. Kosogov, P. Werner, U. Gosele. Cryst. Growth, **175/176**, 689 (1997).
- [3] S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, V.I. Koptchov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, P.S. Kopev, A.O. Kosogov, Zh.I. Alferov. Jpn. J. Appl. Phys., **36**, 4219 (1997).
- [4] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [5] T. Matsumoto, Y. Ito, T. Ishida. Jpn. J. Appl. Phys., L541 (1989).
- [6] K.L. Jiao, W.A. Anderson. J. Appl. Phys., **73**, 271 (1993).
- [7] K. Schmalz, I.N. Yassievich, H. Rücker, H.G. Grimmeiss, H. Frankenfeld, H.J. Osten, P. Schley, H.P. Zeindl. Phys. Rev. B, **50**, 14 287 (1994).
- [8] S. Anand, N. Carlsson, M-E Pistol, L. Samuelson, W. Seifert. Appl. Phys. Lett., **67**, 3016 (1995).
- [9] M.M. Sobolev, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, N.N. Ledentsov. Proc. 19th Int. Conf. on Defects in Semicond. (July 21–25, 1997, Aveiro, Portugal), [Mater. Sci. Forum, **258–263**, pt. 3, 1619 (1997)].
- [10] М.М. Соболев, Ф.В. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. ФТП, **31**, 1249 (1997).
- [11] P.N. Brunkov, S.G. Konnikov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, M.V. Maksimov, N.N. Ledentsov, P.S. Kopev. Semiconductors, **30**, 492 (1996).
- [12] Р.А. Сурис. В сб.: Материалы седьмой зимней школы по физике полупроводников (Л., 1975) с. 245.
- [13] M. Grundmann, N.N. Ledentsov, O. Stier, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kopev, Zh.I. Alferov. Appl. Phys. Lett., **68**, 979 (1996).
- [14] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алферов, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998).
- [15] П.Н. Брунков, С.Г. Конников, М.И. Папенцев, М.М. Соболев, М.Н. Степанова. ФТП, **23**, 1689 (1989).
- [16] М.М. Соболев, М.И. Папенцев, И.В. Кочнев. ФТП, **28**, 663 (1994).
- [17] M.M. Sobolev, I.V. Kochnev, M.I. Papentsev, V.S. Kalinovskiy. Semicond. Sci. Technol., **11**, 1692 (1996).
- [18] Sh. Makram-Ebeid, P. Boher. Rev. Phys. Appl., **23**, 847 (1988).
- [19] P.N. Brunkov, V.S. Kalinovskiy, V.G. Nikitin, M.M. Sobolev. Semicond. Sci. Technol., **7**, 1237 (1992).

- [20] П.Н. Брунков, В.С. Калиновский, С.Г. Конников, М.М. Соболев, О.В. Сулима. ФТП, **24**, 1320 (1990).
- [21] A.Mitonneau, G.M. Martin, A. Mircea. Electron. Lett., **13**, 666 (1977).
- [22] P.J. Mooney. Appl. Phys., **67**, R1 (1990).
- [23] D. Steivenard, J.C. Bourgoin, D. Pons. Phys. Rev. B, **34**, 4048 (1986).
- [24] П.Н. Брунков, С. Гайбуллаев, С.Г. Конников, В.Г. Никитин, М.И. Папенцев, М.М. Соболев. ФТП, **25**, 338 (1991).
- [25] F. Capasso, F. Beltram. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **104**, 47 (1988).
- [26] G. Müller, A. Zrenner, F. Koch, K. Ploog. Appl. Phys. Lett., **55**, 1564 (1989).
- [27] Ph. Won Yu, W.C. Mitchel, M.G. Mier, S.S. Li, W.L. Wang. Appl. Phys. Lett., **41**, 532 (1982).

Редактор В.В. Чалдышев

Capacitance spectroscopy of deep states in the InAs/GaAs heterostructures with quantum dots

M.M. Sobolev, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, Yu.G. Musikhin

A.F. Ioffe Physicotechnical institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract In this work we report on studies of the structure with a single array of InAs quantum dots in a GaAs matrix by means of capacitance–voltage measurements ($C-V$), deep level transient spectroscopy (*DLTS*), photoluminescence (*PL*) and transmission electron microscopy (*TEM*). Clusters of interacting bistable defects have been observed in GaAs layers grown at low temperature. The effect of controllable and reversible metastable population of quantum dot energy states and interface state that depends both on temperature and conditions of isochronic annealing is revealed. The effect is supposed to take place due to the presence of bistable self-traps. *DLTS* measurements showed the changes in thermoionized energy of hole emission from interface state of InAs/GaAs heterojunction and the wetting layer when reverse bias is applied. We suppose that these changes are caused by internal electrostatic field of a dipole that can be formed both by holes of the wetting layer and ionized levels placed at the interface.