

# Термоотжиг дефектов в гетероструктурах InGaAs/GaAs с трехмерными островками

© М.М. Соболев, И.В. Кочнев, В.М. Лантратов, Н.А. Берт, Н.А. Черкашин, Н.Н. Леденцов, Д.А. Бедарев

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

(Получена 14 июля 1999 г. Принята к печати 15 июля 1999 г.)

Сообщается о результатах исследования влияния отжига *in situ* слоя InGaAs в *p-n*-структурах InGaAs/GaAs, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений, на процесс формирования трехмерных когерентно напряженных островков. Исследования структур проводились методами вольт-фарадной спектроскопии и нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней, просвечивающей электронной микроскопии и фотолюминесценции. Установлено, что в неотожженной структуре *A* происходит образование трехмерных островков с дислокациями несоответствия, а в отожженной структуре *B* — квантовых точек. Проведены исследования дефектов с глубокими уровнями. В структуре *A* обнаружено, что область аккумуляции электронов характеризуется наличием ряда дефектов: *EL2*, *EL3(I3)*, *I2*, *HL3*, *HS2*, *H5*. Концентрации ловушек сравнимы с концентрацией мелких доноров, причем концентрация дырочных ловушек больше, чем электронных. После отжига *in situ* исчезли дефекты *EL2* и *EL3*, связанные с образованием дислокаций; концентрации остальных дефектов упали на порядок и более. Установлено, что в структуре *A* заселенность квантовых состояний точек контролируется дефектами с глубокими уровнями. В структуре *B* обнаружено проявление эффекта кулоновского взаимодействия носителей, локализованных в квантовой точке, с ионизованными дефектами.

## 1. Введение

В последние годы во многих лабораториях интенсивно проводятся исследования оптических, структурных и электрических свойств нуль-мерных полупроводниковых гетероструктур [1]. Столь большой интерес к такого рода структурам обусловлен возможностями их применения в качестве лазеров, одноэлектронных транзисторов и элементов памяти. Наибольшие успехи в формировании квантовых точек (КТ) были достигнуты при применении метода самоорганизованного роста наноструктур, впервые описанного Странским и Крастановым в работе [2]. Как известно, [1,2] режим роста Странского–Крастанова возникает в гетероэпитаксиальной системе при наличии рассогласования по постоянной решетки между толстым осаждаемым слоем, имеющим большую упругую энергию, и подложкой. Уменьшение упругой энергии реализуется путем образования изолированных островков. При этом возможно образование как когерентно напряженных трехмерных островков (квантовых точек), так и островков с дислокациями несоответствия, а также их совместное сосуществование в структуре. Электронный спектр таких изолированных островков оказывается подобным спектру одиночного атома [1]. В большинстве случаев формирование КТ происходит без необходимости привлекать дополнительные технологические процессы, как это имеет место, например, при прямом трехмерном росте гетероструктур InAs/GaAs в методе молекулярно-пучковой эпитаксии. При стандартных условиях роста трехмерных гетероструктур InGaAs/GaAs методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС) возможно образование трехмерных дислокационных кластеров, обогащенных In, сосуществующих с КТ [3]. В работе [4]

было отмечено, что формирования дислокаций можно избежать, отключая поток арсина во время прерывания роста. На другую возможность получения свободных от дислокаций КТ было указано в работе [5] — это послеростовой отжиг приповерхностной области, приводящий к образованию квазиупорядоченных трехмерных островков. Применение такого отжига для гетероструктур InSb/InP показало [6], что в отожженном образце, в отличие от неотожженного, КТ имеют лучшее качество кристалла и отсутствуют трехмерные дефекты. Влияние послеростового отжига на качество и свойства структур с КТ обычно проводится с применением структурных и оптических методов исследования [6,7]. Практически отсутствуют работы по исследованию дефектов и примесей с глубокими уровнями, имеющихся как в неотожженных, так и в отожженных структурах, и их влиянию на заселенность квантовых состояний точек. В то же время метод нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) является наиболее эффективным для спектроскопии дефектов и примесей с глубокими состояниями [8]. В последнее время этот метод с успехом применяется для спектроскопии квантовых состояний точек InAs/GaAs [9–12]. Другим методом, который успешно применяется для определения эффективного профиля распределения носителей в структурах, содержащих КТ, является вольт-фарадная (*C–V*) спектроскопия [9–12]. При исследовании с помощью метода DLTS структур, в которых помимо глубоких уровней дефектов имеются и квантовые состояния точек, возникают большие проблемы по идентификации пиков в DLTS-спектрах. В наших предыдущих работах [11,12] было обращено внимание на различие в зависимостях амплитуды DLTS-сигнала от положения уровня Ферми для пространственно локализованных состояний и распределенных по толщине

эпитаксиального слоя. Положением уровня Ферми и заселенностью квантовых состояний точек при определенных соотношениях мелких и глубоких центров в матрице GaAs было предложено управлять с помощью предварительного изохронного термического отжига при включенном (выключенном) напряжении обратного смещения и освещении белым светом.

В данной работе представлены результаты наших исследований по влиянию отжига после зарациивания слоя InGaAs слоем GaAs на процесс формирования трехмерных когерентно напряженных бездислокационных островков, а также точечных дефектов на гетерограницах с КТ и вблизи нее. Исследован эффект управляемой дефектами с глубокими уровнями заселенности квантовых состояний точек в неотожженных образцах и кулоновского взаимодействия локализованных в квантовой точке носителей с ионизованными дефектами, характеризующимися глубокими уровнями. Исследуемые структуры были получены с помощью метода ГФЭ МОС. Структурные и оптические исследования трехмерных островков InGaAs/GaAs осуществляли методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Оптические и электрические свойства гетероструктур с InGaAs-островками, встроенными в GaAs-матрицу, проводили с помощью фотолюминесценции (ФЛ),  $C-V$ - и DLTS-методов.

## 2. Образцы и методы исследования

Исследуемые в работе гетероструктуры InGaAs/GaAs были получены методом ГФЭ МОС с использованием горизонтального реактора низкого давления (76 Торр). Триметилгаллий, триметилалюминий, этилдиметилиндий и арсин использовались в качестве источников основных компонент и  $\text{Sr}_2\text{Mg}$  — для  $p$ -типа легирования GaAs. Было выращено две структуры ( $A$  и  $B$ ) при различных условиях роста и последующей обработки. Температура роста была  $480^\circ\text{C}$ . В обоих случаях на подложке  $n^+$ -GaAs выращивался нелегированный слой GaAs с концентрацией электронов  $n = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  толщиной 0.5 мкм. После этого осаждался слой InGaAs. В структуре  $A$  весь процесс осуществлялся без прерывания роста, в структуре  $B$  — с прерыванием после осаждения слоя квантовых точек InGaAs. В структуре  $B$  производилось осаждение поверх КТ тонкого слоя GaAs толщиной 50 Å с последующим увеличением температуры до  $600^\circ\text{C}$  и отжигом *in situ* в течение 10 мин. Затем при температуре  $480^\circ\text{C}$  производилось осаждение слоя  $n$ -GaAs ( $n = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) толщиной 1.0 мкм для структуры  $A$  и 0.5 мкм для структуры  $B$ . Для создания  $p-n$ -перехода слой  $n$ -GaAs был покрыт при той же температуре слоем легированного  $p^+$ -GaAs толщиной 0.3 и 0.1 мкм соответственно. Исследования пространственно локализованных состояний островков, глубоких уровней дефектов и примесей, а также профиля распределения носителей в гетероструктурах производились DLTS- и  $C-V$ -методами

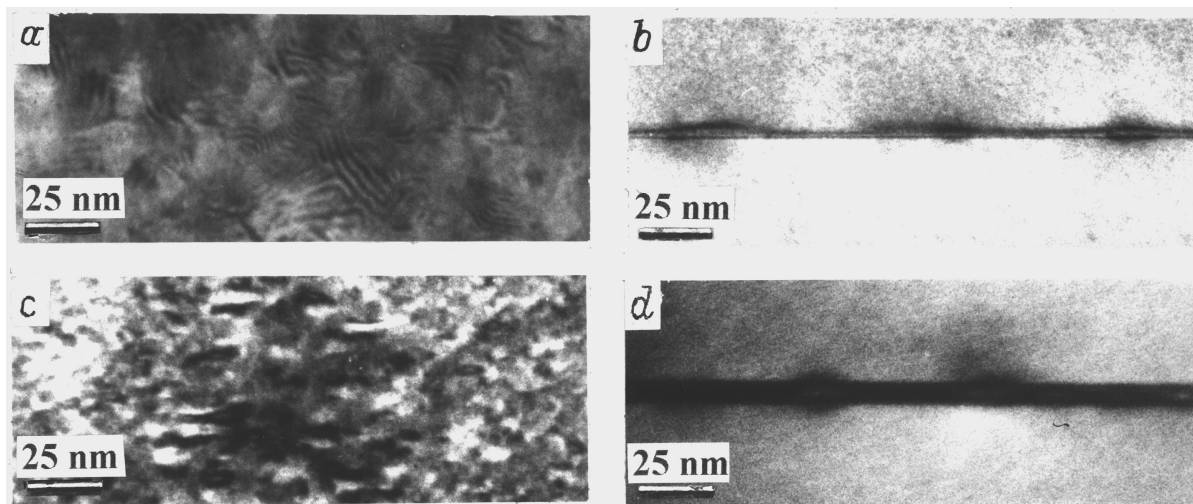
с помощью спектрометра DL4600 фирмы BIO-RAD, работающего в режиме двухстробного интегрирования. Для измерения емкости использовался мост Boonton-72B, работающий на частоте 1 МГц. Чувствительность этой установки —  $\Delta C/C_0 \approx 10^{-4}$ . Для проведения DLTS- и  $C-V$ -измерений на подложку  $n^+$ -GaAs и слой  $p^+$ -GaAs были термически осаждены омические контакты. Перед каждым DLTS- и  $C-V$ -измерением образец отжигался в течение 1 мин при фиксированной температуре при одном из трех условий: приложено напряжение обратного смещения ( $U_{ra} < 0$ ), нулевое напряжение ( $U_{ra} = 0$ ), приложено напряжение прямого смещения ( $U_{fa} > 0$ ). Предварительно образец нагревался до 450 К и выдерживался в течение 1 мин при  $U_{ra} = 0$ , если отжиг проводился при  $U_{ra} < 0$ , а затем охлаждался до температуры отжига. При отжиге с  $U_{ra} = 0$  или  $U_{fa} > 0$  образец выдерживался предварительно при  $U_{ra} < 0$ . Температура отжига варьировалась в пределах  $T_a = 80 \div 450 \text{ К}$ . После этого образец охлаждался до температуры  $T = 80 \text{ К}$  при одном из трех условий:  $U_{ra} < 0$ ,  $U_{ra} = 0$  или  $U_{fa} > 0$ . Далее начинался процесс DLTS- и  $C-V$ -измерений в темноте или при воздействии белым светом. Энергию термической активации  $E_a$  и сечения захвата на них носителей  $\sigma_{n,p}$  определяли из зависимости Аррениуса.

Фотолюминесцентные исследования проводились с помощью лазера на ионах Ag с использованием зеленой линии (514.5 нм). Исследуемые образцы размещались в азотном криостате. Спектр люминесценции детектировался с помощью монохроматора и охлаждаемого азотом германиевого диода.

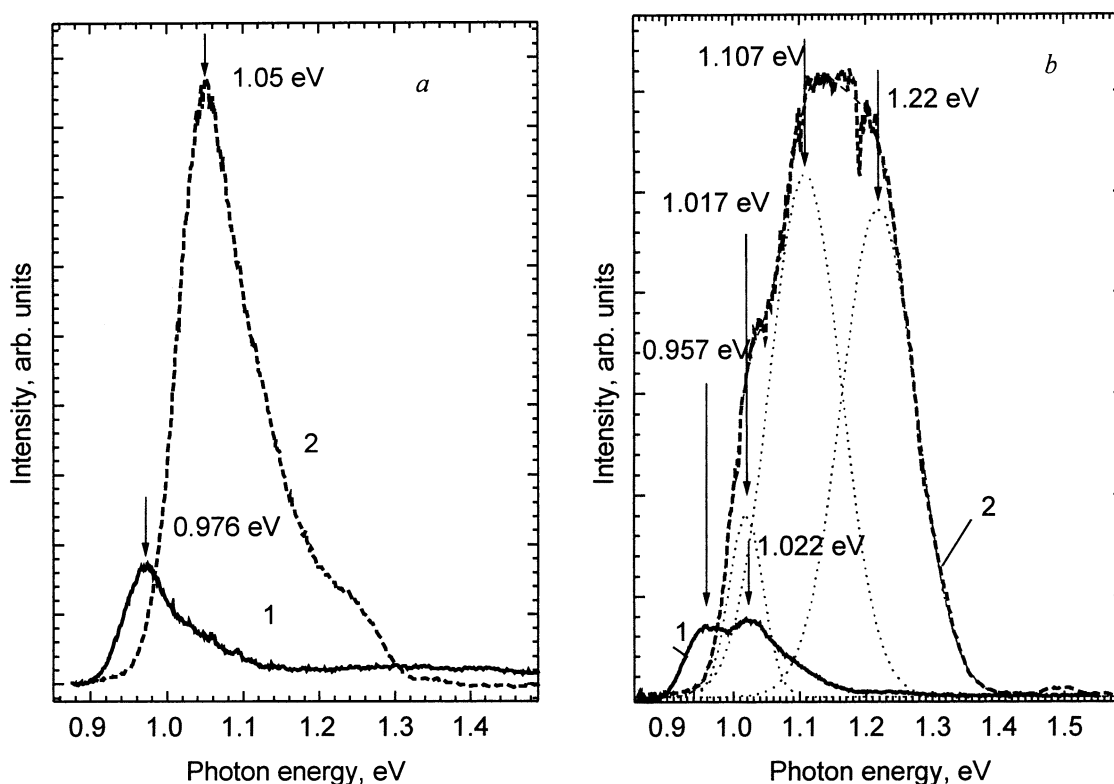
Структурные исследования трехмерных островков InGaAs/GaAs проводили с помощью просвечивающего электронного микроскопа Phillips EM420, работающего при ускоряющем напряжении 100 кВт, в планарной геометрии и в геометрии поперечного сечения. Образцы в геометрии поперечного сечения подготавливались по стандартной 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  $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  (5:1:1) с предварительным удалением верхнего слоя материала.

## 3. Результаты

На рис. 1 представлены изображения островков InGaAs в матрице GaAs неотожженного образца  $A$  ( $a, b$ ) и отоженного *in situ* образца  $B$  ( $c, d$ ), наблюдаемые в планарной геометрии и в геометрии поперечного сечения. Изображения образцов в планарной геометрии были получены в режиме светлого поля при соблюдении двухлучевых условий. Направление падающего электронного пучка было [001], а отраженного [220]. Изображения образцов в геометрии поперечного сечения



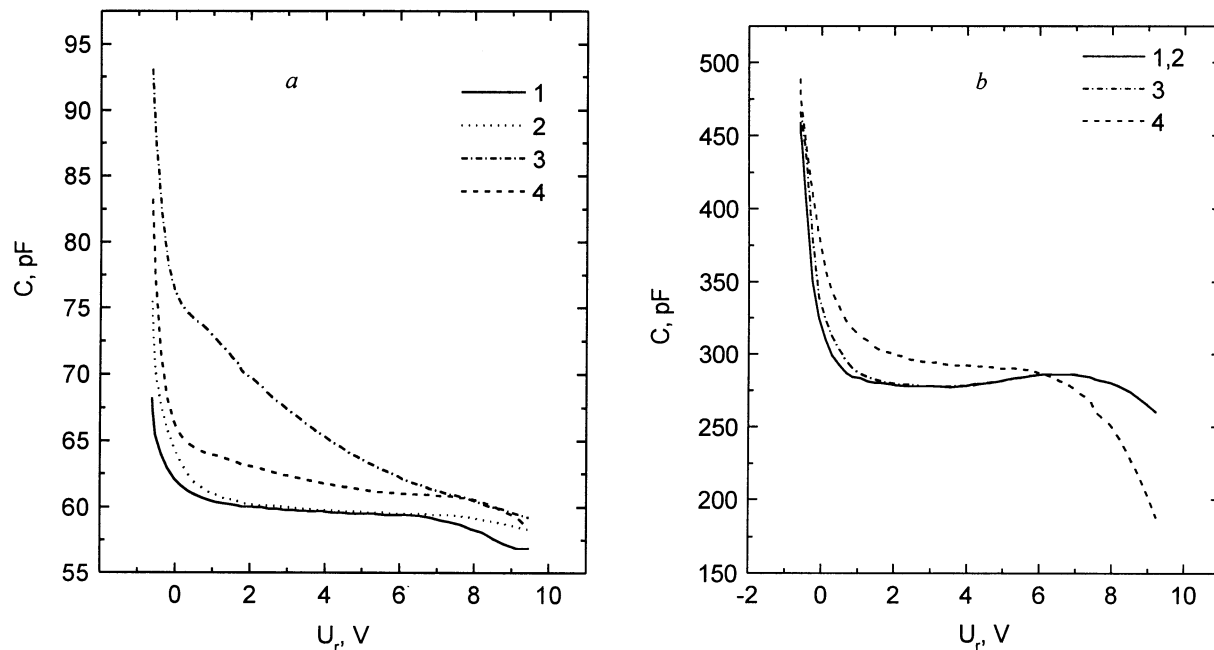
**Рис. 1.** Электронно-микроскопические изображения островков InGaAs в матрице GaAs неотожженного образца А (*a, b*) и отожженного *in situ* образца В (*c, d*): *a, c* — планарная геометрия и режим светлого поля (220); *b, d* — геометрия поперечного сечения слоя островков в режиме темного поля (200).



**Рис. 2.** Спектры фотолюминесценции образцов InGaAs/GaAs с трехмерными островками. *a* — неотожженный образец А; *b* — отожженный *in situ* образец В при температурах измерения  $T = 300$  (1) и 77 К (2).

были получены при соблюдении двухлучевых условий в режиме темного поля с использованием отражения [200] при направлении падающего электронного пучка [011]. Выбор типа рефлекса и поля обусловлен наибольшей информативностью по распределению напряжений в слое InGaAs при оценке как латеральных размеров, так и высоты наблюдавшихся трехмерных напряженных

островков. Как видно из рис. 1, *a*, для образца А на месте слоя InGaAs образовались островки с отрелаксировавшей через образование дислокаций несоответствия решеткой, что подтверждается наличием муарового узора на изображениях островков. Исследования изображения муарового узора показали, что средний размер параметра решетки островков составляет  $\sim 5.98 \text{ \AA}$ . С



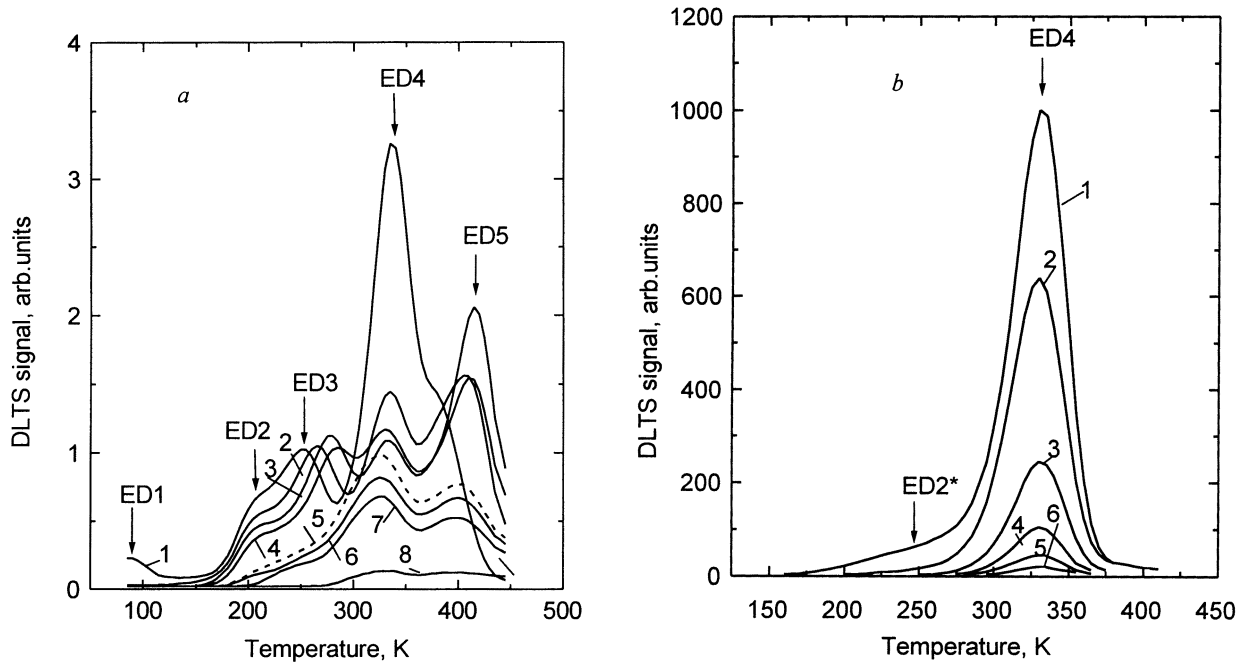
**Рис. 3.**  $C$ – $V$ -характеристики  $p$ – $n$ -гетероструктуры InGaAs/GaAs с трехмерными островками:  $a$  — неотожженный образец  $A$ ;  $b$  — отоженный *in situ* образец  $B$ . Измерения после изохронного отжига с  $T_a = 450$  К и при охлаждении до  $T = 80$  К с  $U_{ra} < 0$  без света (1),  $U_{ra} = 0$  без света (2),  $U_{ra} < 0$  при освещении белым светом (3) и при охлаждении до 240 К с  $U_{ra} < 0$  (4).

учетом погрешности на наличие напряжений это соответствует параметру решетки InAs. Наличие в образце  $A$  дислокаций несоответствия на границе ⟨смачивающий слой⟩–островки подтверждается несимметричным и неоднородным контрастом в области трехмерных островков (рис. 1,  $b$ ). Проведенная оценка плотности таких островков показала, что ее величина порядка  $8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , а латеральный размер равен в среднем  $20 \div 30$  нм. Высота этих островков, оцененная с помощью изображения, показанного на рис. 1,  $b$ , составляет  $\sim 5 \div 6$  нм. Для отоженного *in situ* образца  $B$  приведенные на рис. 1,  $c, d$  изображения свидетельствуют о наличии сложного рельефа на месте слоя InGaAs и характерного для квантовых точек контраста. Оценка плотности этих точек дает значение порядка  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , их средний латеральный размер приблизительно  $\sim 14$  нм, а высота  $\sim 7$  нм.

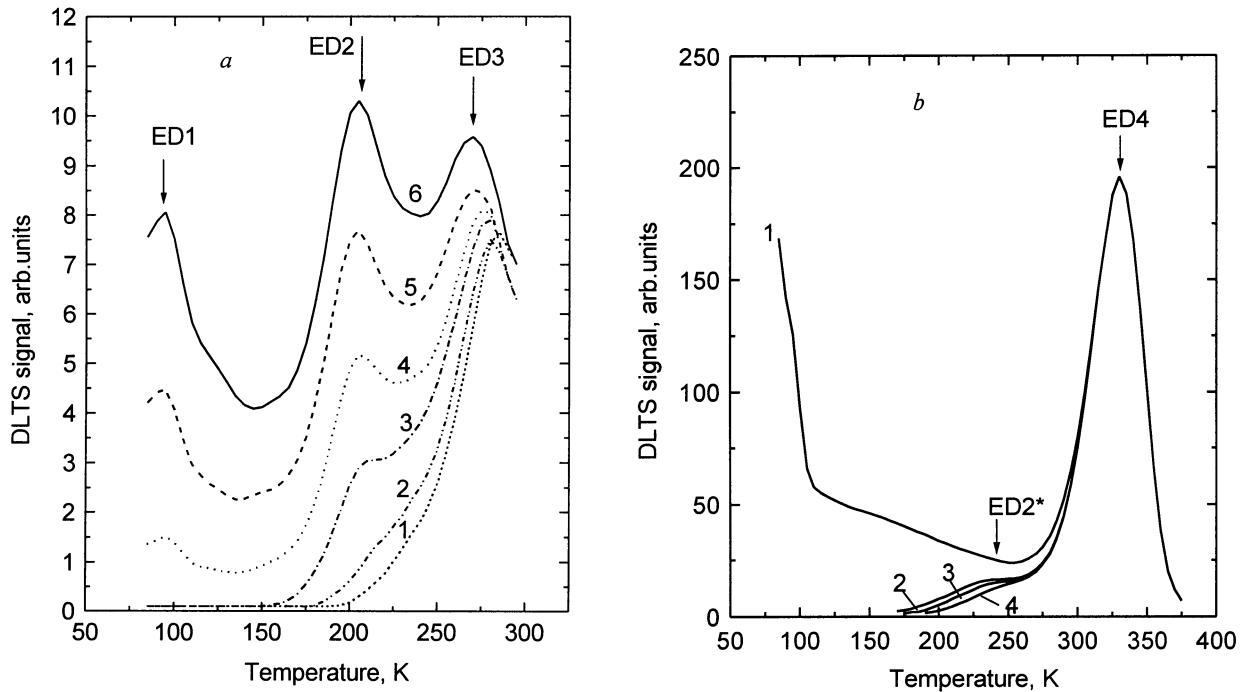
На рис. 2,  $a$  и 2,  $b$  показаны спектры ФЛ при высокой энергии возбуждения для образцов  $A$  и  $B$  соответственно. При азотной температуре в спектрах фотолуминесценции первой структуры наблюдается линия при энергии фотонов  $h\nu = 1.05$  эВ [1], которая связывается с основным состоянием электронов и дырок плоскости точек. Кроме того, со стороны высоких энергий в спектре ФЛ присутствует плечо. Подгонка с помощью гауссиана позволяет оценить энергию второго пика, она равна 1.23 эВ. Для второго образца в спектре ФЛ (рис. 2,  $b$ ) наблюдается группа пиков с энергиями 1.017, 1.107 и 1.22 эВ. Измерения спектров ФЛ показали, что соотношение высоты этих пиков не зависит от уровня

возбуждения в отличие от второго пика первого образца, который исчезает при низких уровнях возбуждения.

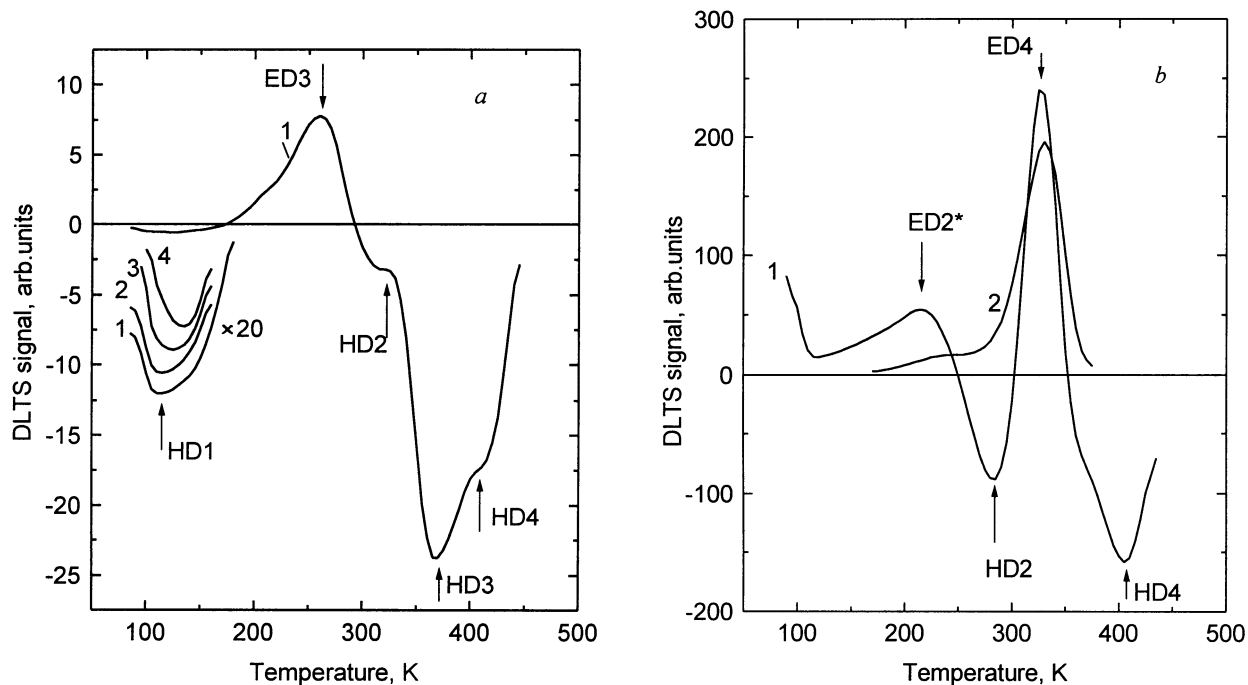
На рис. 3,  $a$  и 3,  $b$  приведены  $C$ – $V$ -характеристики образцов  $A$  и  $B$  для различных условий изохронного отжига и температур измерения. На  $C$ – $V$ -профилях этих образцов при низких температурах измерения имеются достаточно протяженные плато, что характерно для структур с квантовыми точками. Ширина плато  $C$ – $V$ -профиля зависит от заселенности носителями уровней квантовых точек. При повышении температуры измерения до  $240 \div 300$  К происходит рост емкости. Вместо протяженного резко обозначенного плато, с увеличением напряжения обратного смещения ( $U_r$ ) наблюдается падение емкости. Для образца  $A$  (рис. 3,  $a$ ) градиент изменения емкости существенно больше, чем для  $B$  (рис. 3,  $b$ ). В профилях распределения концентрации свободных электронов  $n^*(x)$ , которые рассчитываются из  $C$ – $V$ -характеристик, при низких температурах для обоих образцов наблюдаются достаточно острые пики, положения которых совпадают с расчетными для слоя InGaAs. Для образца  $A$  при увеличении температуры измерения наблюдалось расширение области аккумуляции электронов в сторону  $p$ – $n$ -перехода. Концентрация свободных электронов  $n^*(x)$  в этой области увеличивалась от значений  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при 77 К до  $3.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при 300 К. Для образца  $B$  таких изменений не наблюдалось, при 300 К происходило просто уменьшение и размытие пика аккумуляции электронов, что характерно для квантовых точек, и небольшое изменение концентрации свободных носителей в слое  $n$ -GaAs от  $5 \cdot 10^{15}$  до  $8.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 4.** DLTS-спектры  $p$ - $n$ -гетероструктуры InGaAs/GaAs с трехмерными островками при различных напряжениях импульса обратного смещения  $U_r$  и импульса заполнения  $U_p$ , но при фиксированном значении  $\Delta U = U_r - U_p = 0.5$  В. *a* — неотожженный образец А;  $U_r$ , В: 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 1.5, 4 — 2.0, 5 — 3.5, 6 — 4.0, 7 — 4.5, 8 — 8.0. *b* — отоженный *in situ* образец В;  $U_r$ , В: 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 1.5, 4 — 2.0, 5 — 2.5, 6 — 3.0. Все спектры получены для окна темпов эмиссии  $200 \text{ с}^{-1}$  и длительности импульса заполнения 5 мс.



**Рис. 5.** DLTS-спектры  $p$ - $n$ -гетероструктуры InGaAs/GaAs с трехмерными островками. *a* — неотожженный образец А после изохронного отжига при  $T_a = 450$  К при условии охлаждения: 1 —  $U_{ra} = 0$ , 2 —  $U_{ra} < 0$ , 3 —  $U_{fa} = 1.9$  В, (4–6) —  $U_{ra} < 0$ ; (4–6) — освещение белым светом в процессе измерения спектра DLTS соответственно интенсивностью  $I_4 < I_5 < I_6$ ;  $U_p = 1$  В (обратное смещение),  $U_r = 1.5$  В. *b* — отоженный *in situ* образец В после изохронного отжига при  $T_a = 450$  К и при условии охлаждения: 1, 2 —  $U_{ra} < 0$ , 3 —  $U_{ra} = 0$ , 4 —  $U_{fa} = 1.9$  В; 1 — освещение белым светом в процессе измерения спектра DLTS;  $U_p = 0$  В,  $U_r = 0.25$  В.



**Рис. 6.** DLTS-спектры  $p$ - $n$ -гетероструктуры InGaAs/GaAs с трехмерными островками. *a* — неотожженный образец A;  $U_r$ , В: 1 — 2.5, (2–4) — 2.0;  $U_p$  (прямое смещение), В: (1, 3) — 1.84, 2 — 1.4, 4 — 4.65. *b* — отожженный *in situ* образец B;  $U_r = 0.2$  В;  $U_p$  (прямое смещение), В: 1 — 4.7, 2 — 0. Все спектры были получены для окна темпов эмиссии  $200 \text{ с}^{-1}$  и длительности импульса заполнения 5 мс.

Заметные и обратимые изменения  $C$ - $V$ -характеристик наблюдались в зависимости от условий изохронного отжига ( $U_{ra} = 0$  и  $U_{ra} < 0$ ) и при освещении белым светом для образца A (рис. 3, *a*). Изохронный отжиг с  $U_{ra} < 0$  приводил к росту емкости в области плато  $C$ - $V$ -характеристики по сравнению с отжигом с  $U_{ra} = 0$ . Еще больший рост емкости наблюдался при освещении белым светом. Для образца B изохронные отжижки с  $U_{ra} = 0$  и  $U_{ra} < 0$  не приводили к изменениям  $C$ - $V$ -характеристик (рис. 3, *b*). При оптической подсветке емкость незначительно увеличивалась при варьировании напряжения от 0.5 В прямого смещения до  $U_r = 2.0$  В.

$C$ - $V$ -измерения позволили определить область пространственной локализации трехмерных островков и условия, при которых в спектрах DLTS должны наблюдаться сигналы, связанные с эмиссией носителей из квантовых состояний островков и дефектов, локализованных в их окрестностях. Для определения пространственной локализации DLTS-сигналов обоих образцов измерения были проведены при одновременном изменении значения импульсов заполнения  $U_p$  и обратного смещения  $U_r$ , но с фиксированным интервалом между ними  $\Delta U = U_r - U_p = 0.5$  В (рис. 4, *a, b*). Из рис. 4, *a* видно, что в спектрах DLTS для образца A, который не подвергался термоотжигу в процессе роста, наблюдается пять хорошо различимых пиков, связанных с эмиссией электронов из ловушек. Амплитуды этих пиков, проходя через максимум, уменьшались с ростом величин  $U_r$  и

$U_p$ . Для пиков  $ED1$ ,  $ED2$  и  $ED4$  максимум проявлялся при  $U_r = 0.5$  В. Положение максимума пика  $ED3$  при варьировании  $U_r$  в диапазоне  $0.5 \div 2.0$  В смещалось в область высоких температур, амплитуда пика  $ED3$  при этом изменялась незначительно. Энергия термической активации  $E_a$  этого уровня изменялась от 347 до 530 мэВ, сечение захвата  $\sigma_n$  от  $1.9 \cdot 10^{-16}$  до  $3.4 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ . При дальнейшем увеличении  $U_r$  амплитуда пика быстро уменьшалась. Для этого образца были проведены исследования зависимости спектров DLTS от температуры и условий предварительного изохронного отжига ( $U_{fa} > 0$ ,  $U_{ra} < 0$  и  $U_r = 0$ ), а также при оптической подсветке (рис. 5, *a*). Если в поведении пиков  $ED4$  и  $ED5$  ничего необычного не наблюдалось и они явно соответствуют хорошо известным дефектам GaAs (см. таблицу), то пики  $ED1$ ,  $ED2$  и  $ED3$  оказались весьма чувствительны к условиям изохронного отжига и оптической подсветке. Пики  $ED1$  и  $ED2$  практически исчезали при отжиге с  $U_{ra} = 0$ . Пик  $ED2$  обозначался при отжиге с  $U_{ra} < 0$ . При отжиге с прямым смещением  $U_{fa} > 0$  амплитуда пика  $ED2$  увеличивалась и появлялся пик  $ED1$ . Еще значительно они становились, если измерения DLTS-спектров проводились при освещении белым светом. Амплитуды обоих пиков росли с увеличением интенсивности света. Происходило также небольшое смещение положения пика  $ED2$  в область низких температур. Энергия термической активации уровня, соответствующая пику  $ED2$ , изменялась от 287 до 252 мэВ, а сечение захвата от  $1.1 \cdot 10^{-16}$  до  $2.4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ . Положение пика  $ED3$  при этих услови-

Параметры дефектов

Уровни	$E_a$ , мэВ	Сечение захвата $\sigma_{n,p}$ , см <sup>2</sup>	Концентрации дефектов $N_i$ , см <sup>-3</sup>		Идентификация уровней
			образец А	образец В	
ED1	165	$6.5 \cdot 10^{-14}$			
ED2	252	$2.4 \cdot 10^{-17}$			
ED2*	293	$1.9 \cdot 10^{-17}$			
ED3	530	$3.4 \cdot 10^{-14}$	$1.2 \cdot 10^{15}$	–	EL3 [15], I3 [13]
ED4	667	$7.4 \cdot 10^{-14}$	$3.6 \cdot 10^{15}$	$2.0 \cdot 10^{14}$	E4 [14], I2 [13]
ED5	825	$1.1 \cdot 10^{-13}$	$2.2 \cdot 10^{15}$	–	EL2 [15]
HD1	199	$4.7 \cdot 10^{-16}$			
HD2	525	$2.5 \cdot 10^{-16}$	$1.3 \cdot 10^{16}$	$7.0 \cdot 10^{13}$	HL3 [16,17]
HD3	553	$3.0 \cdot 10^{-17}$	$2.5 \cdot 10^{16}$	–	HS2 [16]
HD4	821	$1.0 \cdot 10^{-16}$	$2.4 \cdot 10^{16}$	$1.1 \cdot 10^{14}$	H5 [18]

ях измерения также смещалось в низкотемпературную область DLTS-спектра при одновременном небольшом росте амплитуды. Максимальные концентрации центров ED4, ED5 и ED3, определенные из высоты максимумов соответствующих DLTS-пигов, приведены в таблице. Были проведены измерения DLTS-спектра (рис. 6, а) при различных амплитудах импульсов напряжения заполнения  $U_p$ , приложенного в прямом направлении, при которых происходит инжекция дырок и заполнение дырочных ловушек. Мы наблюдали четыре дырочных ловушки, три из которых HD2, HD3 и HD4 идентифицируются с хорошо известными дефектами (таблица). Концентрации акцепторных центров были приблизительно в 3 раза выше, чем донорных (см. таблицу). DLTS-пик HD1 имел форму колокола со смещенным от центра максимумом, положение которого зависело от напряжений обратного смещения и импульса заполнения (рис. 6, а). Этот уровень не идентифицировался ни с одним из известных. Энергия термической активации  $E_a$  уровня HD1 изменялась от 126 до 199 мэВ, сечение захвата дырок  $\sigma_p$  от  $1.6 \cdot 10^{-17}$  до  $4.7 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>.

В DLTS-спектрах образца В, который подвергался термоотжигу в процессе роста, по сравнению с образцом А произошли существенные изменения (рис. 4, б, 5, б, 6, б). Наблюдалось исчезновение ряда дефектов, которым в DLTS-спектрах соответствовали пики ED3, ED5 и HD3 (рис. 4, б, 6, б). Уменьшились более, чем на порядок, концентрации остальных дефектов (см. таблицу). В спектрах DLTS после проведения предварительных изохронных отжигов и оптической подсветки произошли значительные изменения в поведении пика ED2, который для образца В мы обозначили как ED2\* (рис. 5, б). Пик ED2\* при отжиге с  $U_{ra} = 0$  не исчезает, он лишь смещается в область низких температур. Еще больше и в ту же сторону пик ED2\* смещается при отжиге с  $U_{fa} > 0$ . Оптическая подсветка приводила к незначительному росту его амплитуды и появлению низкотемпературного (при  $\sim 80$  К) DLTS-сигнала большой амплитуды.

## Обсуждение результатов

Результаты, полученные с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии (рис. 1, а, б), свидетельствуют о том, что в исследуемых нами  $p$ - $n$ -гетероструктурах InGaAs/GaAs, выращенных методом ГФЭ МОС, происходит следующее: в неотожженном образце А — формирование трехмерных островков с дислокациями несоответствия, а в отожженном *in situ* образце В — формирование когерентно напряженных трехмерных островков, т.е. квантовых точек. Наблюдаемое поведение  $C$ - $V$ -характеристик (рис. 3, а, б), измеренных при различных температурах и в зависимости от условий изохронного отжига, показывает, что в исследуемых гетероструктурах имеются пространственно локализованные состояния, на которых происходит аккумуляция электронов. В образце А при низких температурах электроны аккумулируются как на квантовых состояниях островков InGaAs, так и на глубоких состояниях доноров и акцепторов, присутствующих в GaAs. При этом концентрация глубоких доноров ( $N_d$ ) в этом образце сравнима с концентрацией мелких доноров ( $N_d$ ), концентрация компенсирующих глубоких акцепторов ( $N_{ta}$ ) превышает концентрацию глубоких доноров. При понижении температуры измерения темп эмиссии электронов с глубоких уровней, расположенных вблизи середины запрещенной зоны, предельно понижается, и наблюдаемое плато  $C$ - $V$ -характеристик определяется квантовыми состояниями островков. Ширина плато зависит от заселенности уровней при данных температурах. Поверхностная плотность электронов ( $n_d$ ) на квантовых состояниях островков может быть оценена, если известно напряжение смещения в начале  $U_{r1}$  и конце плато  $U_{r2}$ , а также емкость плато  $C^*$  и площадь диода  $S$ , с помощью соотношения  $n_d = C^*(U_{r1} - U_{r2})/S$ . Это значение для неотожженной структуры А оказалось равным  $4.9 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, а для отожженной *in situ* структуры В  $5.7 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. С повышением температуры темп эмиссии электронов с глубоких донорных

уровней растет, и он становится сравнимым по величине с темпом, определяемым квантовыми состояниями островков. При условии, что концентрация глубоких донорных уровней сравнима с концентрацией мелких доноров и плотностью квантовых состояний, это приводит к значительному увеличению емкости и отклонению плато  $C-V$ -характеристики от горизонтального (рис. 3, *a*). Для образца *B* концентрация глубоких донорных и акцепторных уровней меньше, чем концентрация мелких донорных примесей, и их перезарядка при изохронных отжигах не влияет на  $C-V$ -характеристику. В плато  $C-V$ -характеристики этого образца начиная с  $U_r > 4$  В наблюдается небольшой рост емкости, который возникает в результате усиления туннельного полевого эффекта перехода электронов с квантовых состояний точек через барьер в слой GaAs. При оптической подсветке с малыми значениями  $U_r$  увеличение емкости, по-видимому, связано с захватом квантовыми точками электронов, возбуждаемых светом в нейтральном  $n$ -слое GaAs. Этот результат в отличие от выводов, сделанных в работе [19], говорит о том, что электроны лучше захватываются квантовыми точками, чем дырки, которые также возбуждаются светом. DLTS-измерения неотожженного образца *A* (рис. 4, *a*, 5, *a*, 6, *a*) также показали наличие большого числа донорных и акцепторных дефектов с глубокими уровнями с концентрацией глубоких акцепторов, превышающей концентрацию глубоких доноров (см. таблицу). Определенные из зависимости Аррениуса параметры глубоких уровней и наблюдаемые закономерности в изменении DLTS-спектров (рис. 4, *a*, 5, *a*, 6, *a*) позволили нам провести идентификацию донорных ( $ED3$ ,  $ED4$ ,  $ED5$ ) и акцепторных ( $HD2$ ,  $HD3$ ,  $HD4$ ) уровней с хорошо известными из более ранних работ. Уровень  $ED4$  оказался весьма близок по параметрам к дефекту  $I2$  [13] ( $E4$  [14]), который образуется в GaAs при радиационном облучении и связывается с кластером, в состав которого входят вакансии мышьяка  $V_{As}$  и дефект перестановки (antisite defect)  $As_{Ga}$ . Этот кластер был обнаружен в обоих исследуемых образцах. В профиле распределения концентрации этого дефекта присутствовало два максимума: один (большой) при  $U_r = 0.5$  В, другой (меньший) при  $U_r = 2.0$  В (рис. 4, *a*). Следующий донорный уровень,  $ED5$ , по параметрам совпал с дефектом  $EL2$  [15]. Он был обнаружен только в неотоженной структуре *A*, в которой содержались трехмерные островки InGaAs с дислокациями несоответствия. Дефект  $EL2$  обычно обнаруживается в слоях, содержащих дислокации, и образует вокруг них атмосферу Коттрелла (Cottrell) [20]. Ловушкой, которую связывают с ядром дислокации несоответствия, является уровень с энергией 0.58 эВ [20]. Возможно, он присутствует в наших DLTS-спектрах в виде низкотемпературного плеча пика  $ED5$ . Максимум в распределении концентрации дефектов  $EL2$  наблюдался при  $U_r = 1.5$  В и он приходился на провал при распределении кластеров  $V_{As}-As_{Ga}$ . Уровень  $HD2$  (рис. 6, *a*) близок по параметрам к уровню  $HL3$ , который был впервые обнаружен в GaAs, вырашен-

ном методом жидкофазной эпитаксии [16]. Этот уровень связан с комплексом собственных дефектов, в состав которого входит вакансия мышьяка  $V_{As}$ , [17] и образуется он при избытке Ga в растворе–расплаве. В нашем случае появление дефекта, в состав которого входит  $V_{As}$ , может быть обусловлено, в частности, локальной вариацией стехиометрии в результате диффузии In в процессе роста эпитаксиального слоя GaAs и образования квантовых точек [21]. Максимальная концентрация центров  $HD2$  в образце *A* составляла величину  $N_t = 1.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при  $U_r = 0.5$  В, а в *B* она уменьшилась на 2 порядка и составляла  $N_t = 1.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Другой пик DLTS, который обнаруживался в образце *A* (рис. 6, *a*) и исчезал в образце *B* (рис. 6, *b*), —  $HD3$ . Он идентифицировался с дефектом  $HS2$  [16] GaAs, и так же, как  $HL3$ , образуется при избытке Ga в растворе–расплаве. Уровень  $HD4$  был близок по параметрам как к уровню  $Cr(3+)$  [16], так и к дефекту  $H5$ , образуемому при радиационном облучении [18]. Теперь для выяснения природы пиков  $ED1$ ,  $ED2$  и  $ED3$  в образце *A* (рис. 5, *a*) и  $ED2^*$  (рис. 5, *b*) в образце *B* остановимся подробнее на характере их поведения в зависимости от условий предварительного изохронного отжига и оптической подсветки. Отжиги и подсветка в образце *A* приводят к изменению амплитуд пиков  $ED1$  и  $ED2$  при небольшом смещении максимума пика  $ED2$  в низкотемпературную область DLTS-спектра (рис. 5, *a*). Они сопровождались соответствующими изменениями  $C-V$ -характеристик (рис. 3, *a*). Ранее нами было установлено [11,12], что для пространственно локализованных состояний амплитуда DLTS-сигнала  $\Delta C$  зависит от изменения положения уровня Ферми и степени заполнения квантовых или поверхностных состояний и определяется с помощью соотношения

$$\Delta C/C = n_d L / 2N_d W^2, \quad (1)$$

где  $C$  — емкость слоя объемного заряда для напряжения обратного смещения, при котором производится регистрация DLTS-сигнала;  $n_d$  — поверхностная плотность электронов, захваченных на локализованное состояние;  $L$  — глубина расположения слоя квантовых точек;  $W$  — ширина области объемного заряда;  $N_d$  — концентрация доноров в слое GaAs. Эта зависимость является характеристикой для пространственно локализованных состояний, позволяющей отличить их от глубоких уровней дефектов, распределенных по толщине полупроводника. При изменении условий изохронного отжига с  $U_{ra} = 0$  на  $U_{ra} < 0$  емкость в образце *A* увеличивается (рис. 3, *a*). Связано это с тем, что в результате отжига при 450 К с  $U_{ra} = 0$  и последующего охлаждения до 80 К глубокие донорные уровни  $ED4$  и  $ED5$ , захватывая электроны, становятся нейтральными. Концентрация нескомпенсированных доноров уменьшается, уровень Ферми опускается вниз, заполнение пространственно локализованных состояний уменьшается и амплитуды DLTS-пиков  $ED1$  и  $ED2$  также уменьшаются (рис. 5, *a*). При отжиге и охлаждении с  $U_{ra} < 0$  донорные уровни при низких



температурах остаются незаполненными, концентрация нескомпенсированных доноров, заполнение локальных состояний и амплитуды низкотемпературных пиков  $ED1$  и  $ED2$  пиков не изменяются. Соответственно при отжиге и последующем охлаждении с  $U_{fa} > 0$  происходит инжекция дырок через  $p-n$ -переход, при этом определенная часть дырок захватывается на акцепторные глубокие уровни в нейтральной области GaAs. С учетом того, что  $N_{ta} > N_{td}$ , концентрация нескомпенсированных доноров увеличивается, емкость возрастает, уровень Ферми смещается ближе к зоне проводимости и заполнение квантовых состояний увеличивается. Это приводит к увеличению DLTS-пиков  $ED1$  и  $ED2$  по сравнению со случаем отжига с  $U_{ra} < 0$ . Как отмечалось ранее, оптическая подсветка при измерении  $C-V$ -характеристик в области низких температур приводила к значительному росту емкости образца  $A$  (рис. 3,  $a$ ) и амплитуд DLTS-пиков  $ED1$  и  $ED2$  (рис. 5,  $a$ ). Рост амплитуд этих пиков зависел от интенсивности света и связан с захватом на глубокие донорные и акцепторные ловушки электронов и дырок, возбуждаемых светом. При условии  $N_{ta} > N_{td}$ , так же как и при отжиге с  $U_{fa} > 0$ , концентрация нескомпенсированных доноров увеличивается тем больше, чем больше интенсивность света; соответственно изменяются и все остальные величины. Из этих исследований следует однозначный вывод о том, что уровни  $ED1$  и  $ED2$  являются пространственно локализованными состояниями. Их локализация совпадает с областью аккумуляции электронов, т.е. пиков  $n^*(U_r)$ , (рис. 3,  $a$ ) и положением трехмерных островков, определенных из ПЭМ исследований. Кроме того, при увеличении заселенности уровня  $ED2$  наблюдается смещение положения DLTS-максимума в низкотемпературную область спектра (рис. 4,  $a$ ), как это характерно для квантовых точек. Объяснение смещению DLTS-пика дано в работах [9,10] и связывается с эффектом кулоновского отталкивания между электронами на квантовых состояниях точек, приводящим к тем большему уменьшению энергии эмиссии, чем больше электронов окажется на основных и возбужденных состояниях. Для уровней  $ED1$  и  $ED2$  наблюдалось уменьшение амплитуд DLTS-сигнала при больших  $U_r$  (рис. 4,  $a$ ), которое также характерно для КТ и объясняется проявлением полевого эффекта [22]. Проведенные нами исследования ФЛ образца  $A$  (рис. 2,  $a$ ) показали наличие в спектрах излучения полосы основного состояния экситона КТ с энергией  $h\nu = 1.05$  эВ и шириной 116 мэВ, а также плеча с энергией  $h\nu = 1.25$  эВ. Уровни  $HD1$  и  $ED3$  также проявляли характерные признаки пространственно локализованных состояний: смещение положения максимума DLTS-сигнала при изменении напряжения обратного смещения  $U_r$  и импульса заполнения  $U_p$  (рис. 6,  $a$ ). Ранее в работах [11,12] мы уже наблюдали подобные зависимости для квантовых и поверхностных состояний от напряжения обратного смещения и импульса заполнения. Что касается уровня  $ED3$ , то он, по-видимому, связан с поверхностными состояниями гетерограницы InGaAs/GaAs

и близок по параметрам к дефектам  $EL3$  [15] и  $I3$  [13], последний из которых образуется при радиационном облучении GaAs и связан с  $V_{As}$  и межузельным As. Изменения энергии термической ионизации электронов с поверхностных состояний могут быть обусловлены электростатическим диполем, возникающим вследствие кулоновского взаимодействия электронов смачивающего слоя, расположенного ближе к  $n^+$ -подложке, и ионизированных состояний гетерограницы. Встроенное поле этого диполя будет направлено в противоположную по отношению к полю  $p-n$ -перехода сторону, уменьшая эффективное электростатическое поле. При увеличении напряжения обратного смещения  $U_r$  число локализованных электронов в смачивающем слое за счет туннельной эмиссии, стимулированной полем, будет уменьшаться, а следовательно, и эффективное поле также будет уменьшаться. Активационная энергия электронной эмиссии будет увеличиваться, что соответствует смещению максимума  $ED3$  пика DLTS в высокотемпературную область спектра (рис. 4,  $a$ ). При увеличении амплитуды импульса заполнения  $U_p$  заселенность квантовой ямы смачивающего слоя электронами растет, эффективное поле увеличивается и энергия активации электронов уменьшается за счет проявления полевого эффекта. Для дырочного уровня  $HD1$ , который, по-видимому, связан с основным дырочным состоянием квантовой точки, электростатический диполь образуется дырками, локализованными на состоянии  $HD1$  и захватившими электрон глубокими акцепторными уровнями. Электрическое поле диполя на этот раз будет направлено в ту же сторону, что и поле  $p-n$ -перехода. Все изменения активационной энергии для дырочной эмиссии с состояния  $HD1$  будут противоположны тому, что мы наблюдали для уровня  $ED3$ . Суммируя величины энергий электронного ( $ED2$ ) и дырочного ( $HD1$ ) состояний с энергией основного состояния экситона КТ, получаем в итоге величину, приблизительно совпадающую с шириной запрещенной зоны. Эта же величина получается при суммировании энергий состояний  $ED1$  и  $HD1$  с энергией  $h\nu = 1.25$  эВ, и, таким образом, подтверждается наше предположение о том, что уровни  $ED2$  и  $HD1$  являются основными электронным и дырочным состояниями, а уровень  $ED1$  — возбужденным состоянием КТ. DLTS-измерения отожженного образца K1383 (рис. 4,  $b$ , 5,  $b$ , 6,  $b$ ) показали исчезновение целого ряда дефектов донорного и акцепторного типов:  $EL2$ , связанного с дислокацией несоответствия,  $EL3(I3)$  и  $HS2$ , имеющего отношение к  $V_{As}$ . Примерно, на 2 порядка уменьшились концентрации акцепторных дефектов  $HL3$  и  $H5$ . Это привело к тому, что уровень Ферми и соответственно заполнение квантовых состояний точек в слоях GaAs более не определяются перезарядкой донорных и акцепторных дефектов с глубокими уровнями. Наблюдаемые изменения пика  $ED2^*$  в DLTS-спектрах (рис. 5,  $b$ ) после изохронных отжигов определяются уже электростатическим диполем за счет кулоновского взаимодействия локализованных в точке электронов и ионизированных глубоких донорных уровней.

При изохронном отжиге и последующем охлаждении с  $U_{ra} < 0$  до 80 К глубокие донорные уровни остаются ионизованными. После подачи импульса заполнения при низких температурах измерения DLTS-спектра электроны захватываются на квантовые состояния точек. В то же время глубокие донорные уровни остаются ионизованными, так как энергии электронов еще недостаточно для преодоления потенциального барьера и захвата на уровень. Происходит образование диполя, электрическое поле которого направлено в ту же сторону, что и поля  $p$ - $n$ -перехода. Энергия термической активации электронов с квантового состояния уменьшается из-за полевого эффекта. При отжиге и охлаждении с  $U_{ra} = 0$  происходит частичное заполнение донорных уровней и электростатическое поле диполя уменьшается. Происходит смещение DLTS-пика  $ED2^*$  в область высоких температур. Отжиг и охлаждение при  $U_{fa} > 0$  приводят к еще большему смещению пика  $ED2^*$  в ту же сторону, что и при отжиге с  $U_{ra} = 0$ . Это определяется тем, что в исследуемой нами структуре  $B$  реализуется режим двойной инжекции электронов и дырок при прямом смещении. Степень заполнения электронных ловушек увеличивается в большей степени, чем при отжиге с  $U_{ra} = 0$ . В качестве доказательства этого служит рост пика  $ED2^*$  при измерении DLTS-спектра с импульсами заполнения  $U_{fa} > 0$  (рис. 5, *b*).

## Заключение

Мы провели детальные  $C$ - $V$ - и DLTS-исследования  $p$ - $n$ -структур InGaAs/GaAs, выращенных методом ГФЭ МОС, по установлению влияния послеростового отжига слоя InGaAs на процесс формирования трехмерных когерентно напряженных бездислокационных островков с привлечением таких методов, как просвечивающая электронная микроскопия и фотолюминесценция. Кроме того, на неотожженных и отоженных *in situ* структурах были проведены исследования дефектов с глубокими уровнями и их влияния на заполнение квантовых состояний трехмерных островков (квантовых точек). Исследовался также эффект кулоновского взаимодействия локализованных в квантовой точке носителей с ионизованными глубокими донорами и акцепторами. Установлено, что в неотоженной структуре происходит образование трехмерных островков с дислокациями несоответствия, а в отоженном — бездислокационных квантовых точек. Из  $C$ - $V$ -измерений в неотоженной структуре обнаружено существование области аккумуляции электронов, связанной как с квантовыми состояниями точек, так и с дефектами с глубокими уровнями. DLTS-измерения позволили определить, что вблизи КТ присутствуют такие известные дефекты, как  $EL2$ ,  $EL3(I2)$ ,  $I3$ ,  $HL3$ ,  $HS2$ ,  $HS5$ . Концентрации ловушек были сравнимы с концентрацией мелких доноров, а дырочных ловушек больше, чем электронных. После отжига *in situ* исчезли дефекты  $EL2$  и  $EL3$ , связанные с образованием дислокаций, концен-

трации остальных дефектов упали на порядок и более. Обнаружено, что заполнение электронных квантовых состояний  $ED1$ ,  $ED2$  и дефекта  $EL3$ , расположенного на гетерогранице InGaAs/GaAs, в неотоженных структурах управляется перезарядкой донорных и акцепторных дефектов с помощью изохронных отжигов ( $U_{ra} = 0$ ,  $U_{ra} < 0$  и  $U_{fa} > 0$ ) и белого света. Поведение акцепторного квантового состояния в неотоженной структуре, точно так же и электронного квантового состояния  $ED2^*$  в отоженной *in situ* структуре, при изохронных отжигах определяется образованием электростатического диполя и эффектом кулоновского взаимодействия между носителями, локализованными в квантовой точке, и ионизованными дефектами с глубокими уровнями, расположенными вблизи КТ.

Работа была поддержана Министерством науки России по программе "Физика твердотельных наноструктур" (грант 99-1115).

## Список литературы

- [1] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (Wiley Chichester, 1998).
- [2] I.N. Stranski, L. Krastanow. Sitzungsberichte d. Akad. d. Wissenschaften in Wien, Abt. Iib, Band 146, p. 797 (1937).
- [3] F. Heinrichsdorff, A. Krost, D. Bimberg, M. Grundmann, A.O. Kosogov, P. Werner. Appl. Phys. Lett., **68**, 3284 (1996).
- [4] F. Heinrichsdorff, M.-H. Mao, N. Kirstaedter, A. Krost, D. Bimberg, A.O. Kosogov, P. Werner. Appl. Phys. Lett., **71**, 3284 (1997).
- [5] D. Bimberg, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, A. Krost, F. Heinrichsdorff. Appl. Surf. Sci., **130–132**, 713 (1998).
- [6] J.C. Ferrer, F. Peiro, A. Cornet, J.R. Morante, T. Utzmeier, G. Armelles, F. Briones. Proc. 19th Int. Conf. on Defects in Semiconductors (Aveiro, Portugal, 1997) [Mater. Sci., Forum, **258–263**, 1689 (1997)].
- [7] A.O. Kosogov, P. Werner, U. Gosele, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Appl. Phys. Lett., **69**, 3072 (1996).
- [8] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [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 Semiconductors (Aveiro, Portugal, 1997) [Mater. Sci. Forum, **258–263**, pt. 3, 1619 (1997)].
- [10] M.M. Соколев, Ф.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. ФТП, **31**, 1249 (1997).
- [11] M.M. Соколев, Ф.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. ФТП, **33**, 184 (1999).
- [12] M.M. Sobolev, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov. J. Electron. Mater., **28**(5), 491 (1999).
- [13] D. Stievenard, J.C. Bourgoin. J. Appl. Phys., **59**, 743 (1986).
- [14] D. Pons, P.M. Monney, J.C. Bourgoin. J. Appl. Phys., **51**, 2038 (1980).
- [15] G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea. Electron. Lett., **13**, 191 (1977).
- [16] A. Mitonneau, G.M. Martin, A. Mircea. Electron. Lett., **13**, 666 (1977).

- [17] П.Н. Брунков, С. Гайбуллаев, С.Г. Конников, В.Г. Никитин, М.И. Папенцев, М.М. Соболев. ФТП, **25**, 338 (1991).
- [18] D. Stievenard, X. Boddaert, J.C. Bourgoin, H.J. von Bardeleben. Phys. Rev. B, **41**, 5271 (1990).
- [19] G. Yusa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **70**, 345 (1997).
- [20] G.P. Watson, D.G. Ast, T.J. Anderson, B. Pathangey, Y. Hayakawa. J. Appl. Phys., **71**, 3399 (1992).
- [21] P.D. Sivers, S. Malik, G. McPherson, D. Childs, C. Roberts, R. Murray, B.A. Joyce. Phys. Rev. B, **58**, R10 127 (1998).
- [22] S. Anand, N. Carlsson, M.-E. Pistol, L. Samuelson, W. Seifert. Appl. Phys. Lett., **67**, 3016 (1995).

Редактор Л.В. Шаронова

## Thermal annealing of defects in InGaAs/GaAs heterostructures with three-dimensional islands

M.M. Sobolev, I.V. Kochnev, V.M. Lantratov, N.A. Bert, N.A. Cherkashin, N.N. Ledentsov, D.A. Bedarev

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

**Abstract** We report on the investigation of *in situ* annealing the InGaAs layer at a  $p-n$  heterostructure with InGaAs/GaAs (that has been grown by a metal-organic chemical vapor deposition) and its effect on the formation of three-dimensional coherently strained dislocation-free islands. The samples were investigated by the capacitance-voltage and deep level transient spectroscopy, the transmission electron microscopy, and photoluminescence. It has been established that three-dimensional islands with misfit dislocations are formed in an as-grown structure *A*, whereas the *in situ* annealed structure *B* contains quantum dots. The pursued investigation of defects with deep levels has shown that in structure *A* regions of high electron density is characterized by the presence of hole and electron traps, among which there are *EL2*, *EL3(I3)*, *I2*, *HL3*, *HS2*, *H5* ones. The trap density in GaAs layer was of the order of the electron density, with the hole trap density exceeding the electron trap one. Throughout *in situ* annealing *EL2*- and *EL3*-type defects, which are associated with formation of dislocations, have vanished. The other defect density decreased by more than an order of magnitude. In *A* structure there are defects with deep levels that control the population of the energy states of quantum dots. In *B* structure we observed a manifestation of the effect of the Coulomb interaction of carriers localized at quantum dots with ionized defects.