

# Нестационарная спектроскопия глубоких уровней в лазерных структурах InAs/GaAs с вертикально связанными квантовыми точками

© М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов

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

(Получена 6 марта 1997 г. Принята к печати 19 марта 1997 г.)

Сообщается о проведенных исследованиях структур InAs/GaAs с вертикально связанными квантовыми точками, встроенными в активную область лазерного диода, методами нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) и исследованиях вольт-фарадных характеристик. Обнаружено, что в зависимости от температуры предварительного изохронного отжига образца  $T_a < T_{ac} = 245$  К или  $T_a > T_{ac}$  и условий охлаждения — с напряжением смещения  $V_b = 0$  или приложенным импульсом заполнения  $V_f > 0$  — спектр DLTS претерпевает существенные изменения. Они связываются с проявлением эффекта кулоновского взаимодействия носителей, захваченных в квантовую точку, с точечными дефектами, локализованными в ближайших окрестностях квантовых точек, а также с образованием диполя, возникающего при  $T_a < T_{ac}$  и охлаждении при  $V_f > 0$ , или с его отсутствием при  $T_a > T_{ac}$  и  $V_b = 0$ . Обнаружено, что в диполе происходит туннелирование носителей с более глубоких состояний дефектов на более мелкие состояния квантовых точек с последующей их эмиссией в зоны.

## 1. Введение

В последнее время наблюдается повышенный интерес к исследованию гетероструктур с пространственным ограничением носителей в трех измерениях [1]. Такие структуры представляют значительный интерес с точки зрения их фундаментальных свойств, а также являются весьма перспективными для применения их в оптоэлектронике. В работе [1] было теоретически предсказано понижение пороговой плотности тока лазера и значительное увеличение ее температурной стабильности. К настоящему времени нам удалось реализовать генерацию излучения через основное состояние квантовых точек вплоть до комнатной температуры в инжекционных гетеролазерах с активной областью на основе вертикально связанных квантовых точек (In, Ga)As/GaAs. Рекордная пороговая плотность тока подобного лазера при комнатной температуре составила  $100 \text{ А/см}^2$  [2]. Вместе с тем специфические условия выращивания квантовых точек (КТ) и прежде всего низкая температура роста слоя GaAs, прикрывающего точки, стимулируют генерацию точечных дефектов вблизи КТ, которые действуют как центры захвата и безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей. При температурах, близких к комнатной, тепловая эмиссия носителей из точек и их перезахват дефектами должны приводить к уменьшению квантовой эффективности излучательной рекомбинации. Дальнейшая оптимизация активной области лазеров на квантовых точках связана с исследованием параметров квантовых состояний таких структур, наличием дефектов и примесей с глубокими уровнями, эффекта взаимодействия заряженных дефектов с локализованными в квантовых точках носителями, а также эффекта туннелирования носителей между глубокими и квантовыми состояниями.

Нестационарная спектроскопия глубоких уровней (DLTS) является наиболее эффективным методом для спектроскопии дефектов и примесей с глубокими со-

стояниями [3]. Этот метод с успехом был применен для изучения квантовых ям [4,5]. Впервые возможности этого метода для исследования КТ были продемонстрированы в работе [6]. Другим методом, который успешно применяется для выявления КТ и определения ряда электрофизических параметров, является вольт-фарадная спектроскопия ( $C-V$ ) [7].

В данной работе методами  $C-V$  и DLTS проведены исследования гетеролазерных структур с активной областью на основе массива вертикально-связанных квантовых точек InAs/GaAs. Было обнаружено, что в спектрах DLTS присутствуют как пики, связанные с глубокими состояниями известных дефектов и примесей, так и с состояниями квантовых точек. Впервые обнаружен эффект кулоновского взаимодействия носителей, локализованных в КТ и на глубоких состояниях примесей и дефектов. Выявлены эффекты туннелирования носителей между состояниями в вертикально связанном массиве КТ и глубокими состояниями примесей и дефектов.

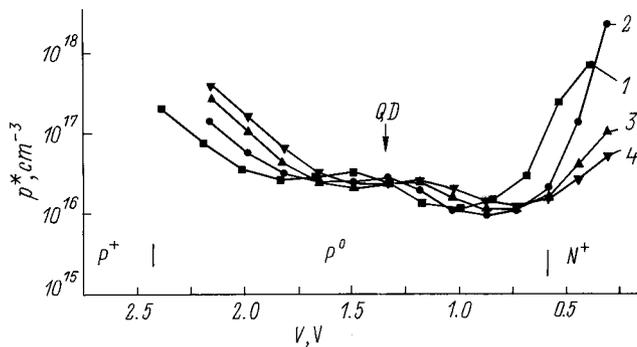
## 2. Образцы и методы исследования

Лазерные гетероструктуры выращивались на подложках  $n^+$ -GaAs(100). Активная область, представляющая собой массив вертикально связанных квантовых точек (ВСКТ), была помещена в середину слоя  $p^0$ -GaAs толщиной  $0.12 \text{ мкм}$ , ограниченного с обеих сторон короткопериодными сверхрешетками AlAs ( $20 \text{ \AA}$ )/GaAs ( $20 \text{ \AA}$ )  $\times 15$ . Массив ВСКТ был сформирован в результате шестикратного осаждения слоев InAs толщиной  $5 \text{ \AA}$ , разделенных прослойкой GaAs толщиной в  $50 \text{ \AA}$ . Точки имеют квадратное основание со сторонами, расположенными вдоль направлений [001] и [010], и образуют примитивную квадратную решетку в горизонтальной плоскости. Лазерные структуры выращивались в стандартной геометрии (с отдельным

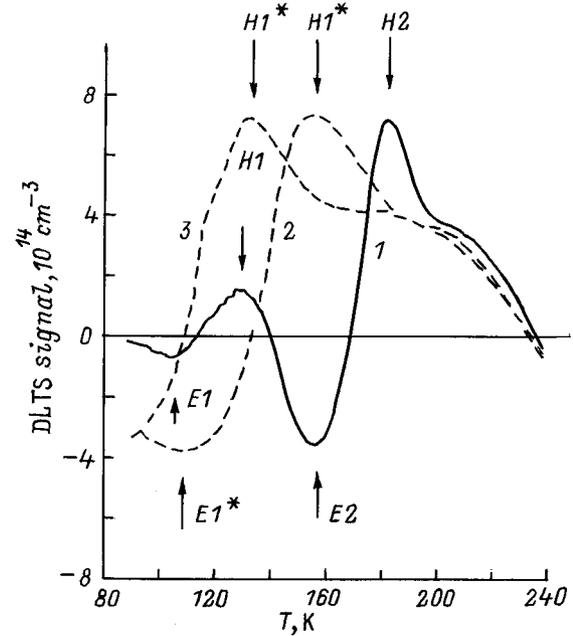
ограничением электронной и световой волны). Геометрия лазерной структуры аналогична описанной в [2]. При комнатной температуре в спектрах фотолюминесценции такой структуры наблюдается интенсивная линия  $h\nu = 1.1$  эВ [2], обусловленная основным состоянием электронов и дырок в туннельно-связанных точках. Исследования квантовых состояний точек, глубоких уровней дефектов и примесей, а также профиля распределения носителей в лазерных гетероструктурах производились методами DLTS и  $C-V$  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 составляет  $\Delta C/C_0 \approx 10^{-4}$ .

### 3. Результаты

Профили концентрации носителей определяли из  $C-V$ -характеристик, измеренных при различных температурах в интервале  $80 \div 300$  К. На рис. 1 показаны профили распределения эффективной концентрации дырок  $p^*(x)$ , определенные из  $C-V$ -характеристик. При  $V = 0$  слой объемного заряда (СОЗ) занимает практически весь волновод, включая активную область, состоящую из 6 рядов массивов квантовых точек и смачивающего слоя (СС). При увеличении напряжения обратного смещения СОЗ расширяется в сторону  $p^+$ -эмиттера. Для определения профиля эффективной концентрации носителей в активной области и волноводе измерения  $C-V$ -характеристик проводили, прикладывая к структуре напряжение прямого смещения  $V_f$ . Были специально отобраны образцы с большим напряжением отсечки на зависимости  $1/C^2 = f(V)$ , что позволяло определить профили  $p^*(x)$  в этих областях. Из рис. 1 следует, что в центре волновода GaAs, где должны находиться активные области с КТ и СС, наблюдается пик (на



**Рис. 1.** Профиль распределения эффективной концентрации носителей заряда  $p^*$  для лазерной структуры с 6 рядами квантовых точек InAs/GaAs в зависимости от толщины слоя объемного заряда  $x \sim y$  при  $T, K$ : 1 — 86, 2 — 122, 3 — 170, 4 — 200. Вертикальными штрихами внизу показаны границы волновода и эмиттеров; буквами QD отмечено положение квантовых точек.



**Рис. 2.** DLTS-спектры лазерной структуры с 6 рядами квантовых точек InAs/GaAs при температурах изохронного отжига  $T_a, K$ : 1 — 250, 2 — 245, 3 — 240.  $V_b = 1.06$  В,  $V_f = 1.71$  В.

рис. 1 обозначен буквами QD), связанный с аккумуляцией носителей. Положение максимума этого пика зависит от температуры, при которой проводились измерения  $C-V$ -характеристик. Так как интересующие нас области проявлялись лишь при приложении напряжения прямого смещения, это потребовало определенной модификации метода DLTS для определения спектров, связанных с эмиссией носителей КТ и глубоких ловушек. В соответствии с результатами  $C-V$ -измерений импульс заполнения подавался в прямом направлении и изменялся в пределах  $V_f = (1.7-0.95)$  В. Длительность этого импульса была 5 мкс. В прямом направлении подавался и импульс напряжения, при котором регистрировался DLTS-сигнал. Это напряжение варьировалось в пределах  $V_b = (0.9 \div 1.6)$  В и было всегда меньше, чем  $V_f$ . Прямой ток специально не измерялся. При проведении DLTS-измерений в диапазоне температур ( $80 \div 260$ ) К полная емкость образца легко компенсировалась. Спектр DLTS не зависел также от переключения диапазона измерений емкостного моста и подключения сопротивления последовательно с образцом. Это косвенным образом свидетельствует о том, что величина прямого тока была незначительной и не вызывала сильного изменения емкости образца, а также выполнялось условие  $RC\omega > 1$ . Кроме того, если это не оговаривается специально, все измерения проводились в темноте. Перед каждым измерением образец изохронно отжигался в течение 1 мин при фиксированной температуре. Температура отжига варьировалась в пределах ( $240 \div 300$ ) К. Затем образец охлаждался до  $T = 80$  К либо с приложенным прямым

Таблица 1.

Наименование уровней	Энергия $E_a$ , мэВ	Сечение захвата $\sigma$ , см <sup>2</sup>	Идентификация уровней
$T_a > T_{ac}$			
$E1$	111	$1.7 \cdot 10^{-17}$	$EL14$ [10,11] $Ni_{Ga}$ [12]
$E2$	235	$1.3 \cdot 10^{-14}$	
$E3$	426	$4.2 \cdot 10^{-16}$	
$H1$	194	$2.5 \cdot 10^{-16}$	$HL5$ [8] $HL4$ [8]
$H2$	390	$1.8 \cdot 10^{-13}$	
$H3$	420	$1.6 \cdot 10^{-14}$	
$T_a < T_{ac}$			
$E1^*$	110	$5.2 \cdot 10^{-16}$	$HL4$ [8]
$H1^*$	194	$2.5 \cdot 10^{-18}$	
$H2^*$	420	$1.6 \cdot 10^{-14}$	

Примечание. Параметры состояний  $H1$  и  $H1^*$  определены при  $V_b = 1.07$  В,  $V_f = 1.60$  В.

Таблица 2. Зависимости энергии термической активации  $E_a$  уровней  $H1$  и  $H1^*$  от величин  $V_b$  и  $V_f$ 

$T_a < 245$ К, $V_b = 0.9$ В		$T_a > 245$ К, $V_f = 1.64$ В	
$V_f$ , В	$E_a$ , мэВ	$V_b$ , В	$E_a$ , мэВ
1.2	89	1.07	194
1.4	103	1.15	132
1.5	132	1.20	156
1.6	194	1.25	163
		1.30	184

напряжением смещения  $V_f$ , либо с  $V_b = 0$ . Далее начинался процесс DLTS-измерения при нагреве образца до 300 К. Было установлено, что спектр DLTS зависит от температуры изохронного отжига  $T_a$  (рис. 2). Критическая температура перехода от одного вида спектра к другому была равна  $T_{ac} = 245$  К (рис. 2, кривая 2). При  $T_a > 245$  К наблюдался спектр DLTS, показанный на рис. 2 линией 1, при  $T_a < 245$  К — линией 3 на рис. 2. Кроме того спектры DLTS, измеренные при  $T_a < 245$  К, зависели от того, охлаждается образец при  $V_b = 0$  или при  $V_f > 0$  и от величины  $T_a$ . Из зависимостей Аррениуса для наблюдаемых в спектрах уровней были определены энергии термической активации  $E_a$  и сечения захвата на них носителей  $\sigma_{n,p}$  (табл. 1). Темп эмиссии носителей при этом определялся соотношением

$$e_{n,p} = A\sigma_{n,p}T^{3/2} \exp(-E_a/kT), \quad (1)$$

где  $A$  — постоянная, не зависящая от  $T$ ,  $k$  — постоянная Больцмана.

Для определения пространственной локализации уровней, наблюдаемых в спектрах DLTS в случаях изохронного отжига с  $T_a > 245$  К и  $T_a < 245$  К, были проведены измерения спектров с варьированием  $V_b$  и  $V_f$  (рис. 3,  $a, b$  и 4,  $a, b$ ). Оказалось, что необычные свойства демон-

стрируют уровень  $H1$  ( $T_a > 240$  К) при варьировании  $V_b$  (рис. 3,  $a$ ) и  $H1^*$  при варьировании  $V_f$  (рис. 4,  $b$ ). Пик  $H1$  в спектрах с ростом  $V_b$  смещался в низкотемпературную область, при этом амплитуда и форма пика практически не менялись. Он появлялся при  $V_b = 1.0$  В и исчезал при  $V_b = 1.3$  В. Из результатов, представленных в табл. 2, видно, что при  $V_b = 1.07$  В энергия термической активации была равна 194 мэВ, с ростом  $V_b$  происходит резкое падение величины  $E_a$  до 132 мэВ, а затем медленное увеличение. Рост  $V_b$  в нашем случае соответствует уменьшению электрического поля. При варьировании  $V_f$  пик появлялся при  $V_f > 1.4$  В и насыщался при  $V_f = 1.7$  В. Эти изменения соответствовали локализации пика и профиля распределения носителей тока  $p^*(x)$  (рис. 1). Пики спектра DLTS  $H2$  и  $H3$  при увеличении  $V_b$  исчезали и появлялся широкий пик  $E3$ , что также свидетельствует об их пространственной локализации. Амплитуда пиков  $H2, H3$  не зависела от величины им-

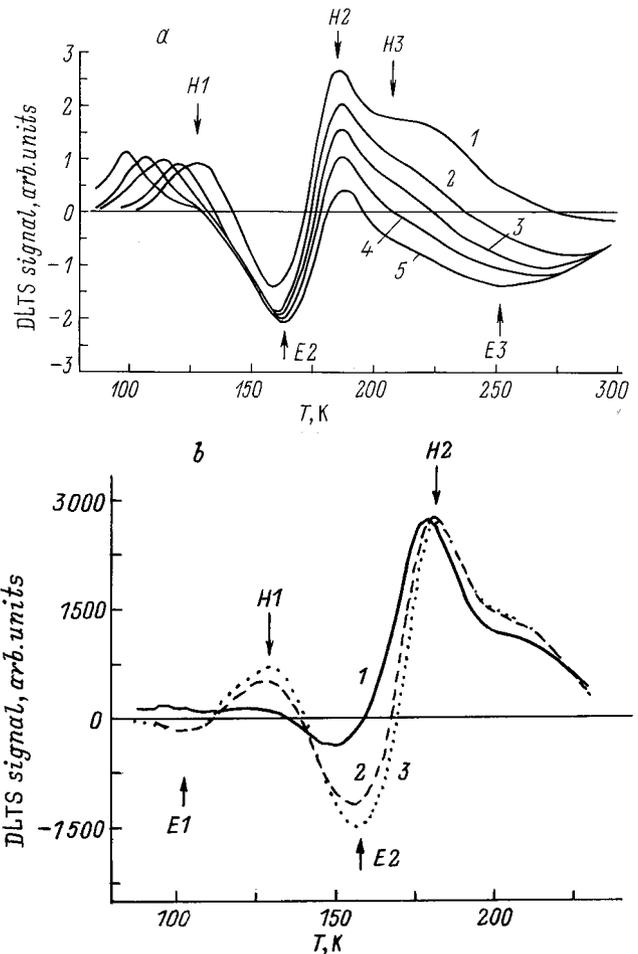
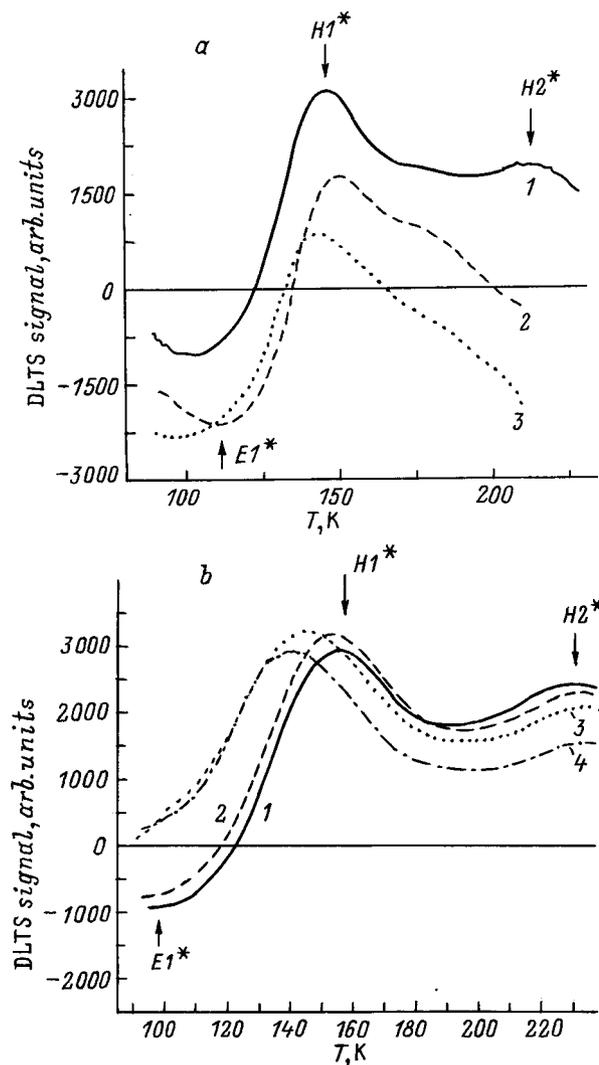


Рис. 3. DLTS-спектры лазерной структуры с 6 рядами квантовых точек InAs/GaAs после изохронного отжига при  $T_a > 245$  К и предварительном охлаждении в отсутствие смещения ( $V_b = 0$ ), измеренные:  $a$  — при  $V_f = 1.64$  В и напряжении смещения  $V_b$ , В: 1 — 1.07, 2 — 1.15, 3 — 1.20, 4 — 1.25, 5 — 1.30;  $b$  — при  $V_b = 1.07$  В и амплитуде импульса заполнения  $V_f$ , В: 1 — 1.40, 2 — 1.59, 3 — 1.69.



**Рис. 4.** DLTS — спектры лазерной структуры с 6 рядами квантовых точек InAs/GaAs после изохронного отжига при  $T_a < 245$  K и при предварительном охлаждении при  $V_f > 0$ , измеренные: *a* — при  $V_f = 1.64$  В и напряжении смещения  $V_b, В$ : 1 — 1.0, 2 — 1.15, 3 — 1.30; *b* — при  $V_b = 0.9$  В и амплитуде импульса заполнения  $V_f, В$ : 1 — 1.6, 2 — 1.5, 3 — 1.4, 4 — 1.2.

пульса заполнения. При изохронном отжиге с  $T_a < 245$  K (рис. 4) уровни  $E1, E2, H1$  и  $H2$  исчезали и появлялись уровни  $E1^*$  и  $H1^*$ . Положение пика  $H1^*$  в DLTS-спектрах зависело от величины импульса заполнения и смещалось в высокотемпературную область с ростом  $V_f$ . Энергия термической активации уровня  $H1^*$  изменялась от 194 до 89 мэВ при увеличении величины  $V_f$  от 1.2 до 1.6 В (табл. 2). Амплитуда соответствующих пиков практически не менялась (рис. 4, *b*). Другой особенностью пика  $H1^*$  было то, что он имел большую ширину и с высокотемпературной стороны плавно переходил в пик  $H1^*$  (рис. 4). Пики  $H1^*$  и  $H3^*$  уменьшались при росте величины  $V_b$  и исчезали при  $V_b = 1.3$  В. Это

также подтверждает их пространственную локализацию. Изменение величины  $V_b$  сопровождалось изменением амплитуды пиков уровней  $H1^*$  и  $H3^*$ . При  $V_b > 1.3$  В концентрация этих центров значительно уменьшалась. Энергии активации уровней  $E1$  и  $E1^*$  были близки друг к другу и составляли  $E_a = 110$  мэВ. DLTS-пик уровня  $E1^*$  в отличие от  $E1$ , так же как и пик  $H1^*$ , был широким.

#### 4. Обсуждение результатов

Определенные из зависимости Аррениуса параметры глубоких уровней (табл. 1) и наблюдаемые закономерности в изменении спектров DLTS (рис. 2–4) дают основание идентифицировать пики  $H2, H3, H3^*, E2$  и  $E3$  с хорошо известными уровнями из более ранних работ [8–12]. Уровень  $H2$  близок по параметрам к уровню  $HL5$ , который был впервые обнаружен в GaAs, выращенном методом жидкофазной эпитаксии [8]. Соответствующий центр представляет собой комплекс собственных дефектов, в состав которого входит вакансия мышьяка  $V_{As}$  [9], и образуется он при избытке Ga в растворе–расплаве. В нашем случае появление дефекта, в состав которого входит  $V_{As}$ , может быть обусловлено локальной вариацией стехиометрии в процессе роста гетероэпитаксиального слоя GaAs и образования квантовых точек. Максимальная концентрация центров типа  $H2$  в наших образцах составляла величину, равную  $N_t = 8.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Как пик  $H3$ , так и  $H3^*$  были идентифицированы как уровень  $HL4$ , который связывается с примесью Cu [8]. Это состояние, как и центр с уровнем  $H2$ , было локализовано в окрестностях квантовой точки со стороны  $p^+$ -эмиттера. Уровни  $E2$  и  $E3$  также идентифицировались с известными уровнями. Центр с энергией  $E2$  — с уровнем  $EL14$ , который впервые наблюдался в работе [10], а в [11] его появление связывали с присутствием Ni. Этот дефект был достаточно равномерно распределен в окрестностях квантовой точки. Уровень  $E3$  оказался близок по параметрам к уровню, наблюдавшемуся в работе [12], и приписывался примеси Ni, замещающей в решетке Ga. Этот дефект был локализован в окрестности квантовой точки со стороны  $n^+$ -эмиттера. Образование дефектов, связанных с примесями Cu и Ni, обусловлено, по-видимому, наличием остаточного загрязнения в источниках эпитаксиального роста.

Что касается уровней  $H1$  и  $H1^*$ , то их поведение в зависимости от условий изохронного отжига, температуры и вариации  $V_b$  и  $V_f$  (рис. 3, 4) не может быть понято, если их связывать с каким-либо дефектом, в том числе и бистабильным [13]. Положение пика  $H1^*$  в спектрах DLTS зависело от температуры отжига (рис. 2), условий охлаждения ( $V_f > 0$  или  $V_b = 0$ ) и менялось при оптической подсветке. Это обычно наблюдается у конфигурационно-бистабильных дефектов, но изменение положения максимума DLTS-пика при варьировании величины  $V_f$  для метастабильного дефекта не характерно [13]. В работах [14,15] при исследова-

нии гетероструктур с помощью метода полных проводимостей наблюдали уменьшение эффективной энергии разрыва зон при уменьшении температуры и частоты  $f$ , при которой проводили измерения проводимости и емкости [14,15]. Аналогичные изменения в энергии термической активации носителей при их эмиссии с уровня в зону наблюдались и для квантовой ямы [4,5,16]. В работе [16] изменение разрыва зон связывали с наличием "интерфейсного диполя", образованного донорами, ионизованными в тонком слое ( $\leq 50 \text{ \AA}$ ), и акцепторами, расположенными в плоскости на расстоянии нескольких десятков  $\text{ \AA}$  от гетерограницы. Авторы полагали, что электростатический потенциал этого диполя вычитается или складывается с дипольным потенциалом разрыва зон на гетерогранице. Так как расстояние между заряженными плоскостями порядка или меньше, чем длина волны де Бройля для носителей, они, пересекая гетерограницу, "видят" новый разрыв зон. Энергия  $E_a = 194 \text{ мэВ}$ , определенная нами для  $H1^*$  уровня при  $V_b = 1.07 \text{ В}$  и  $V_f = 1.64 \text{ В}$ , оказывается значительно больше, чем для смачивающего слоя (СС), если его рассматривать как квантовую яму. В работах [17] наблюдали пик фотолюминесценции из СС при энергии  $1.43 \text{ эВ}$  ( $T = 8 \text{ К}$ ), ширина запрещенной зоны GaAs при этой температуре  $E_g = 1.51 \text{ эВ}$ . Таким образом, энергия основного состояния квантовой ямы не может превышать  $80 \text{ мэВ}$ . Поэтому можно сделать предположение, что уровень  $H1^*$  не связан с квантовой ямой смачивающего слоя, а является дырочным состоянием квантовой точки. Изменения в спектрах DLTS, которые мы наблюдали в зависимости от температуры изохронного отжига и условий охлаждения ( $V_f > 0$  или  $V_b = 0$ ), по-видимому, связаны с тем, что при охлаждении с  $V_f > 0$  в разрешенных зонах имеются носители, которые захватываются на квантовые состояния в точках и КТ становится заряженной. В то же время, как было определено выше, спектр DLTS дефектов с глубокими уровнями в ближайшей окрестности КТ подобен спектру, который обычно наблюдается для GaAs, полученного методом жидкофазной эпитаксии при избытке в растворе-расплаве Ga. Для GaAs, полученного таким методом, характерно также наличие дефекта  $\text{Ga}_{\text{As}}$ , являющегося двойным акцептором с уровнями энергии  $77$  и  $230 \text{ мэВ}$  [18]. Эти уровни в исследуемом нами температурном диапазоне обычно не обнаруживаются. Мы видели при  $V_b > 1.30 \text{ В}$  только "хвост" уровня с энергией термической активации  $230 \text{ мэВ}$ . Таким образом, поскольку энергия термической активации уровней дефекта  $\text{Ga}_{\text{As}}$  в ближайшей окрестности КТ меньше, чем у квантового состояния  $H1^*$ , возможна область температур, при которой глубокие акцепторы еще не захватили дырки, ионизованы и имеют отрицательный заряд. Поверхностные концентрации дефектов  $\text{Ga}_{\text{As}}$  и  $H2$ , а также дырок  $p_d$ , захваченных в КТ (рис. 2), определенные из соотношения [6]

$$\Delta C/C = p_d L (2N_A W^2)$$

( $L$  — глубина слоя КТ,  $W$  — ширина области объемного заряда,  $N_A$  — концентрация акцепторов в слое GaAs), совпадали и были равны  $\approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . При оценке  $p_d$  были использованы параметры, определенные из  $C-V$ -характеристик (рис. 1) и DLTS-измерений (рис. 2), в том числе величины  $\Delta C/C \approx 2.5 \cdot 10^{-2}$ ,  $N_A \approx 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Кулоновское взаимодействие локализованных в КТ дырок с противоположно заряженными по знаку примесями и дефектами в его окрестностях должно приводить к образованию заряженного диполя. При этом происходит изменение энергии термической активации носителей из КТ в зону, которое может быть связано, в том числе, и с изменением прозрачности барьера для туннелирования носителей. Для их обратного захвата в КТ необходимо также преодолеть барьер. Варьируя величины  $T_a$  и  $V_f$ , мы тем самым изменяем заселенность КТ и высоту термического барьера для эмиссии носителей в зону. При охлаждении с  $V_b = 0$  носители в зонах отсутствуют и образования диполя не происходит. Наблюдаемый при этих же условиях электронный уровень  $E1^*$ , по-видимому, является электронным квантовым состоянием той же точки. Если из ширины запрещенной зоны GaAs вычесть суммарную величину энергий уровней  $E1^*$  и  $H1^*$ , то получится величина порядка  $110 \text{ мэВ}$ , что вполне согласуется с данными по фотолюминесценции [2,17].

Для уровня  $H1$ , появляющегося в спектрах DLTS при  $T_a > 245 \text{ К}$ , мы также наблюдали характерные изменения в энергии термической активации (табл. 2). Они также могут быть объяснены с точки зрения эмиссии носителей из квантовых точек при условии, что при  $T_a > 245 \text{ К}$  не происходит образования диполя между квантовой точкой и дефектом. При этих температурах изохронного отжига не происходит образования диполя и спектр DLTS уже не зависит от предварительных условий охлаждения ( $V_b = 0$  или  $V_f > 0$ ). В исследуемых нами структурах размер квантовых точек в каждом последующем ряде массива вертикально связанных точек увеличивался по сравнению с предыдущим, что связывалось с условиями формирования этих точек. Поэтому при  $V_b = 1.07 \text{ В}$  мы наблюдаем эмиссию из самой большой по размеру КТ, у которой глубже расположены уровни. Дырки из меньших по размеру КТ, а следовательно, с менее глубокими по энергии уровнями, будут туннелировать в самую большую КТ, имеющую самый глубокий квантовый уровень, откуда и будет происходить термическая эмиссия дырок. Увеличение  $V_b$  до  $1.15 \text{ В}$  приводит к уменьшению толщины слоя объемного заряда на величину примерно  $90 \text{ \AA}$ , что соответствует размеру двух квантовых точек. Следовательно, увеличивая  $V_b$ , мы оставляем за пределами слоя объемного заряда самые большие по размерам квантовые точки с самыми большими энергиями активации. При дальнейшем увеличении  $V_b$  происходит достаточно медленный рост энергии активации, что связывается с проявлением туннельного эффекта дырок из КТ, зависящего от величины электрического поля  $p-n$ -перехода. Форма DLTS-пика для этого уровня не изменялась при

всех значениях  $V_b$ . Это, по-видимому, указывает на тот факт, что эмиссия происходит только из одной квантовой точки с самым глубоким состоянием, куда туннелируют носители с более мелких состояний из КТ меньшего размера. Заселенность состояний КТ для данного  $V_f$  не изменяется.

Таким образом, в зависимости от температуры изохронного отжига  $T_a < T_{ac} = 245$  К или  $T_a > 245$  К можно наблюдать два различных спектра DLTS, в которых присутствуют пики, связанные с КТ. Кроме того, в спектрах DLTS при  $T_a < 245$  К отсутствуют пики, которые были в спектрах при  $T_a > 245$  К. Происходит уширение пика уровня  $E1^*$ , а пик  $H1^*$  со стороны высокотемпературной области плавно переходит в широкую зону. В ряде исследуемых образцов, изготовленных из той же пластины, мы наблюдали, что спектр DLTS, измеренный при  $V_b = 0$  и  $T_a < T_{ac}$ , преобразовывался к такому виду, когда исчезали уровни  $E1^*$ ,  $H1^*$ , а появлялись уровни  $E1$ ,  $E2$ ,  $H1$  и  $H2$ . Поэтому нам представляется, что уровни  $E1$  и  $E1^*$ ,  $H1$  и  $H1^*$  принадлежат тем же самым КТ. В первом случае, при отжиге с  $T_a > T_{ac}$  и охлаждении с  $V_b = 0$ , квантовая точка не заселена и нет кулоновского взаимодействия с заряженными примесями и дефектами в окрестностях КТ, не происходит образования диполя. Примеси и дефекты не притягиваются к КТ, они находятся на достаточном расстоянии от нее. В случае отжига при  $T_a < T_{ac}$  и охлаждении при  $V_f > 0$  квантовая точка заселяется носителями, возникает кулоновское взаимодействие носителей, локализованных в квантовых точках, с заряженными примесями и дефектами, окружающими КТ, образуется диполь, который замораживается при температурах  $T_a < T_{ac}$ . В этом диполе происходит перекрытие волновых функций примесей и дефектов с квантовыми состояниями точек. Становится возможным туннелирование носителей с более глубоких состояний этих примесей и дефектов на более мелкие состояния КТ с последующей их термической эмиссией в зоны. Это, по-видимому, является причиной уширения уровней  $E1^*$  и  $H1^*$ , исчезновения в спектрах DLTS уровней  $E2$  и  $H2$  и появления широкой зоны.

## 5. Заключение

Перечислим результаты наших исследований методами DLTS лазерных структур с активной областью в виде 6 рядов массивов квантовых точек InGa/GaAs.

1. Установлено, что при низкотемпературном осаждении и заравнивании квантовых точек в эпитаксиальных слоях GaAs происходит генерация точечных дефектов в ближайших окрестностях квантовых точек (КТ), возникающая при локальной нестехиометрии состава. Поверхностные концентрации этих дефектов и квантовых точек близки и равны примерно  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>.

2. Обнаружено, что в зависимости от температуры предварительного изохронного отжига образца при  $T_a < T_{ac} = 245$  К или  $T_a > T_{ac}$  и условий охлаждения при

$V_f > 0$  или  $V_b = 0$  спектр DLTS претерпевает существенные изменения. Они связываются с проявлением эффекта кулоновского взаимодействия носителей, захваченных и локализованных в КТ, с ионизованными дефектами и примесями и образованием диполя, возникающего при  $T_a < T_{ac}$  и охлаждении при  $V_f > 0$ , или с его отсутствием при  $T_a > T_{ac}$  и охлаждении при  $V_b = 0$ .

3. Обнаружено, что в диполе осуществляется перекрытие волновых функций примесей и дефектов с квантовыми состояниями точек. Происходит туннелирование носителей с более глубоких состояний дефектов на более мелкие состояния квантовых точек.

4. Установлено, что определенное из DLTS-измерений при предварительном изохронном отжиге образца при  $T_a < T_{ac}$  и последующем его охлаждении при  $V_f > 0$  уменьшение энергии термической активации носителей из КТ в разрешенную зону от 194 до 89 мэВ при росте амплитуды импульса заполнения  $V_f$  связано с изменением прозрачности барьера для туннелирования носителей при увеличении заселенности квантовых состояний в точках. При изохронном отжиге исследуемого образца с  $T_a > T_{ac}$  и охлаждении при  $V_b = 0$  энергия термической активации дырок из квантовой точки изменялась в пределах (132 ÷ 194) мэВ, что связывается с проявлением эффекта туннелирования дырок из КТ, зависящего от величины электрического поля  $p$ - $n$ -перехода.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность П.С. Копьеву и С.Г. Конникову за помощь в проведении этой работы и полезные дискуссии.

## 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. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, N.Yu. Gordeev, S.V. Zaitsev, Yu.M. Shernyakov, N.A. Bert, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, J. Böhrer, D. Bimberg, A.O. Kosogov, P. Werner, U. Gösele (Принято к печати в J. Cryst. Growth, **175** (1997)).
- [3] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [4] T. Matsumoto, Y. Ito, T. Ishida. Jpn. J. Appl. Phys., **28**, 1541 (1989).
- [5] K.L. Jiao, W.A. Anderson. J. Appl. Phys., **73**, 271 (1993).
- [6] S. Anand, N. Carlsson, M.-E. Pistol, L. Samuelson, W. Seifert. Appl. Phys. Lett., **67**, 3016 (1995).
- [7] П.Н. Брунков, С.Г. Конников, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев. ФТП, **30**, 924 (1996). [Semiconductors, **30**, 492 (1996)].
- [8] A. Mitonneau, G.M. Martin, A. Mircea. Electron. Lett., **13**, 666 (1977).
- [9] П.Н. Брунков, С. Гайбуллаев, С.Г. Конников, В.Г. Никитин, М.И. Папенцев, М.М. Соболев. ФТП, **25**, 338 (1991).
- [10] G.M. Martin, A. Mitonneau, A. Mircea. Electron. Lett., **13**, 191 (1977).
- [11] L. Samuelson, P. Omling, H.G. Grimmeis. J. Cryst. Growth., **55**, 164 (1981).

- [12] D.L. Partin, J.W. Chen, A.G. Milnes, L.F. Vassamillet. J. Appl. Phys., **50**, 6845 (1979).
- [13] M.M. Sobolev, I.V. Kochnev, M.I. Papentsev, V.S. Kalinovsky. Semicond. Sci. Technol., **11**, 1692 (1996).
- [14] S.R. Forrest, O.K. Kim. J. Appl. Phys., **53**, 5738 (1982).
- [15] K. Kazmierski, P. Philippe, P. Poulain, B. de Cremoux. J. Appl. Phys., **61**, 1941 (1987).
- [16] F. Capasso, F. Beltram. Mater. Soc. Symp. Proc., **104**, 47 (1988).
- [17] M. Grundmann, N.N. Ledentsov, O. Stier, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Appl. Phys. Lett., **68**, 979 (1996).
- [18] Ph. Won Yu, W.C. Mitchel, M.G. Mier, S.S. Li, W.L. Wang. Appl. Phys. Lett., **41**, 532 (1982).

Редактор Т.А. Полянская

### **Deep level transient spectroscopy of InAs/GaAs vertically coupled quantum dot lasers structures.**

M.M. Sobolev, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, and N.N. Ledentsov

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

**Abstract** In this work we report on the level transient spectroscopy (DLTS) and capacitance-voltage studies of InAs/GaAs vertically coupled quantum dot structures embedded in an active region of laser diode. We found that DLTS spectra are changed dramatically for isochronous annealing temperatures below and above 245 K and for cooling conditions: bias voltage  $V_b = 0$  or of filling pulse voltages  $V_f > 0$ . They are bound up with manifestation of the effect of Coulomb interaction between carriers captured in quantum dots and on point defects located in regions close to the dots; also dipoles are being formed after annealing below 245 K at  $V_f > 0$  and they are absent after annealing above 245 K at  $V_b = 0$ . It has been observed that in the dipoles the carriers can tunnel from deep levels into quantum dots from which they were previously thermally evaporated.