

Исследование захвата электронов квантовыми точками с помощью нестационарной спектроскопии глубоких уровней

© М.М. Соболев, И.В. Кочнев, В.М. Лантратов, Н.Н. Леденцов

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

(Получена 23 января 2001 г. Принята к печати 24 января 2001 г.)

Сообщается о результатах исследований с помощью нестационарной спектроскопии глубоких уровней процессов эмиссии и захвата электронов квантовыми точками в p - n -гетероструктурах InGaAs/GaAs в зависимости от условий изохронного отжига при включенном/выключенном напряжении смещения ($U_{га} < 0$, $U_{га} = 0$). Эти исследования позволили установить, что при отжиге с $U_{га} < 0$ происходит формирование диполя, образованного носителями, локализованными в квантовых точках, и ионизованными дефектами решетки. Электростатический потенциал этого диполя уменьшает барьер эмиссии и захвата электрона квантовой точкой. При отжиге с $U_{га} = 0$ образования диполя не происходит, величина разрыва зон определяется условиями формирования гетерограницы при росте структуры. Обнаружена также зависимость высоты барьера захвата от длительности импульса заполнения, которая связывается с проявлением эффекта кулоновской блокады для захвата электронов на основное и возбужденное состояния квантовой точки. Исследуемые структуры с квантовыми точками выращивались методом газовой эпитаксии из металлорганических соединений за счет эффектов самоорганизации.

1. Введение

Квантовые точки (КТ), получаемые методом самоорганизованного роста гетероэпитаксиальных напряженных слоев, находят все большее применение в качестве лазеров [1]. Однако существенного улучшения характеристик лазеров с КТ не всегда удается достигнуть, что может быть обусловлено, в частности, наличием энергетического потенциального барьера для захвата носителей КТ. Наличие такого барьера может существенно сказаться и на работе одноэлектронных транзисторов и элементов памяти [2,3]. На возможность существования потенциального барьера на границе InAs и GaAs, ограничивающего захват носителей КТ, было обращено внимание в работах [4,5] при расчете распределения напряжения вокруг пирамидальной InAs-квантовой точки. При проведении исследований слоев с квантовыми точками InAs/GaAs с помощью сканирующего просвечивающего микроскопа было обнаружено [6], что граница между КТ и GaAs-матрицей нерезкая и существует ограничивающий слой $In_xGa_{1-x}As$, где потенциал слегка изменяется. Недавно появилась работа [7], в которой с помощью метода нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) были проведены измерения, позволившие определить сечения теплового захвата носителей и энергии активации сечения захвата самоорганизованными квантовыми точками InGaAs/GaAs. Было продемонстрировано, что носителям для их захвата КТ необходимо преодолеть энергетический барьер, который, по мнению авторов работы, обусловлен встроенным напряжением самоорганизованной системы, приводящим к образованию пика на границе InAs и GaAs в плоскости ограничивающего потенциала для носителей вдоль направления роста. В наших прежних работах [8–13]

с помощью DLTS-метода был обнаружен эффект кулоновского взаимодействия локализованных в КТ носителей с ионизованными дефектами решетки, расположенными в ближайшей окрестности с КТ. Дефекты образуются в процессе формирования квантовых точек In(GaAs) и роста эпитаксиальных слоев GaAs. Было показано, что при этом происходит образование электростатического диполя, встроенный потенциал которого изменяет высоту потенциального барьера для эмиссии носителей из КТ. Образование диполя зависело от условий изохронного термического отжига при включенном/выключенном напряжении обратного смещения и освещения белым светом. После проведения отжига в DLTS-спектрах наблюдались изменения положения пиков, связанных с эмиссией носителей из квантовых состояний точек. Представляется интересным исследовать с помощью DLTS-метода также энергию барьера для захвата электрона в зависимости от условий изохронных отжигов.

В данной работе представлены результаты DLTS-исследований процессов эмиссии и захвата электронов квантовыми состояниями точек InGaAs/GaAs в зависимости от условий изохронного отжига при включенном/выключенном напряжении смещения ($U_{га} < 0$, $U_{га} = 0$). Исследовано влияние на величину высоты барьера захвата электронов квантовой точкой встроенного электростатического потенциала диполя, образованного носителями, локализованными в квантовых точках, и ионизованными дефектами решетки в зависимости от условий изохронного отжига. Определено влияние кулоновской блокады на захват электронов на основное и возбужденное состояния. Исследуемые структуры с квантовыми точками выращивались методом газовой эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС) за счет эффектов самоорганизации.

2. Образцы и методы исследования

Исследуемая в работе гетероструктура InGaAs/GaAs была получена методом ГФЭ МОС с использованием горизонтального реактора низкого давления (76 Торр). Триметилгаллия, триметилалюминия, этилдиметилиндия и арсин использовались в качестве источников основных компонентов и Sr_2Mg для p -типа легирования GaAs. Температура роста структуры была 480°C . На подложке n^+ -GaAs выращивался нелегированный слой GaAs ($n = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) толщиной 0.5 мкм. После этого осаждался слой InGaAs с прерыванием после роста слоя квантовых точек InGaAs. Далее производилось осаждение на КТ тонкого слоя GaAs толщиной 50 \AA с последующим увеличением температуры до 600°C и отжигом *in situ* в течение 10 мин. Затем при температуре 480°C происходило осаждение слоя n -GaAs ($n = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) толщиной 0.5 мкм. Для создания p - n -перехода слой n -GaAs был покрыт при той же температуре слоем легированного p^+ -GaAs толщиной 0.1 мкм. Проведенный нами отжиг *in situ* слоя InGaAs в гетероструктурах InGaAs/GaAs, как было впервые показано в наших прежних работах [12–14], способствует получению бездислокационных квантовых точек, кроме того, приводит к исчезновению $EL2$ и $EL3$ дефектов, связанных с образованием дислокаций, и более чем на порядок уменьшает концентрации остальных точечных дефектов, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации. Исследование глубоких ловушек в гетероструктурах методом DLTS производилось 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 измерений на подложку n^+ -GaAs и слой p^+ -GaAs были термически осаждены омические контакты. Перед каждым DLTS-измерением образец изохронно отжигался в течение 1 мин при фиксированной температуре при приложенном ($U_{\text{га}} < 0$) или нулевом ($U_{\text{га}} = 0$) напряжении обратного смещения. Предварительно образец нагревался до 450 К и выдерживался в течение 1 мин с напряжением обратного смещения $U_{\text{га}} = 0$, если отжиг проводился при $U_{\text{га}} < 0$, а затем охлаждался до температуры отжига. При отжиге с $U_{\text{га}} = 0$ образец выдерживался предварительно с $U_{\text{га}} < 0$. Температура отжига варьировалась в пределах (80–450) К. После этого образец охлаждался до $T = 80 \text{ К}$ при $U_{\text{га}} < 0$ или $U_{\text{га}} = 0$. Далее начинался процесс DLTS-измерений в темноте, если это не оговаривалось предварительно, или при освещении белым светом. Для определения профиля распределения носителей в гетероструктуре были проведены вольт-фарадные ($C-V$) измерения. Результаты этих измерений, а также фотолюминесцентных и структурных исследований для этой структуры, которые позволили определить область пространственной локализации КТ и условия наблюдения их в спектрах DLTS, были ранее

опубликованы в работах [12,13] и поэтому в этой статье не приводятся. Энергии термической активации E_a и сечения захвата ловушек σ_n , если не оговаривается специально, определяли с применением метода окна темпов в стандартных DLTS-измерениях.

3. Результаты

На рис. 1 приведены спектры DLTS, измеренные при различных условиях предварительного изохронного отжига ($U_{\text{га}} = 0$ и $U_{\text{га}} < 0$) в темноте (кривые 1, 2). Во всех измеренных спектрах DLTS наблюдаются три хорошо различимых пика. Параметры уровней, соответствующих DLTS-пикам, приведены в таблице. Пик $ED3$, энергия термической активации которого $E_a = 667 \text{ мэВ}$, а сечение захвата электронов $\sigma_n = 7.4 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2}$, как было показано в [12,13], близок по параметрам к дефекту $E4$ [15]. Он 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} , и располагается в ближайшей окрестности КТ. Пики $ED2$ ($ED2\#$), как было установлено в [12,13], связываются с основным состоянием квантовой точки. Что касается DLTS-пиков $ED1$ ($ED1\#$), то они могут иметь отношение как к возбужденному состоянию квантовой точки, так и к состоянию квантовой ямы смачивающего слоя. Положение пиков $ED1$ ($ED1\#$), и $ED2$ ($ED2\#$) в спектрах DLTS зависит от условий предварительного изохронного отжига. При отжиге с $U_{\text{га}} < 0$ энергия термической активации и сечения захвата уровней, связанные с пиками $ED1$ и $ED2$, были соответственно: $E_a = 122 \text{ мэВ}$, $\sigma_n = 2.3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ и $E_a = 347 \text{ мэВ}$, $\sigma_n = 4.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. Отжиг с $U_{\text{га}} = 0$ приводил к смещению DLTS-пиков в область более высоких температур. Этим положениям DLTS-пиков соответствовали уровни $ED1\#$ и $ED2\#$ с параметрами: $E_a = 156 \text{ мэВ}$, $\sigma_n = 1.8 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$ и $E_a = 369 \text{ мэВ}$ и $\sigma_n = 7.2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$. При измерении спектров DLTS с разными темпами окон помимо смещения положения максимумов $ED1$ ($ED1\#$) и $ED2$ ($ED2\#$)-пиков по температуре мы наблюдали изменение их амплитуд. Как было показано в работах [7,16], эти вариации в амплитудах DLTS-пиков происходят при большой температурной зависимости сечения захвата носителей и связываются с фактором заполнения ловушек. В этих же работах были предложены способы

Параметры глубоких уровней дефектов, квантовых состояний точек и квантовых состояний ямы

Наименование уровней	Энергия E_a , мэВ	Сечение захвата σ_n , см^2	Идентификация уровней
$ED1$	122	$2.3 \cdot 10^{-15}$	$E4$ [15]
$ED1\#$	156	$1.8 \cdot 10^{-13}$	
$ED2$	347	$4.5 \cdot 10^{-16}$	
$ED2\#$	369	$7.2 \cdot 10^{-16}$	
$ED3$	667	$7.4 \cdot 10^{-14}$	

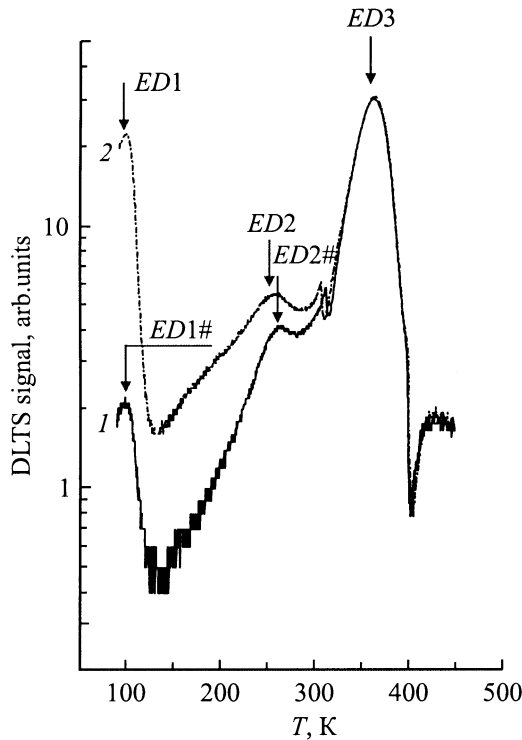


Рис. 1. Спектры DLTS p - n -гетероструктуры InGaAs/GaAs с квантовыми точками при напряжении импульса обратного смещения $U_r = 0.5$ В и амплитуды импульса заполнения $U_p = 0$ после изохронного отжига при $T_a = 450$ К при условии охлаждения: 1 — $U_{ra} = 0$, 2 — $U_{ra} < 0$. Все спектры получены для окна темпов эмиссии 200 c^{-1} и длительности импульсов заполнения 25 мкс.

DLTS-измерений и обработки их сигналов, позволяющие определять параметры теплового захвата ловушки (тепловое сечение захвата σ и энергию активации E_σ , вычисленную из сечения захвата), которые применимы и для сильно неэкспоненциального процесса релаксации. При определении σ измерялась зависимость высоты DLTS-пиков от ширины импульса заполнения t_p . Кинетика захвата в этом случае определяется соотношением [7,16]

$$S(t_p) = S_{\text{sat}} [1 - \exp(-c_n t_p)], \quad (1)$$

где $S(t_p)$ — высота DLTS-пика; S_{sat} — высота DLTS-пика, когда ловушки полностью заполняются носителями; c_n — темп захвата, связанный с тепловым сечением захвата σ , тепловой скоростью ν_{th} и концентрацией свободных носителей n соотношением $c_n = \sigma \nu_{\text{th}} n$. Мы полагали, что n приблизительно равна концентрации легирования. Кривые зависимостей $(1 - S(t_p)/S_{\text{sat}}) \propto t_p$, определенные из высот DLTS-пиков ED2 и ED2#, измеренных при различных условиях предварительного изохронного отжига ($U_{ra} = 0$ и $U_{ra} < 0$), приведены соответственно на рис. 2 и 3. Экспериментальные кривые демонстрируют наличие двух экспоненциальных участков: быстрого (в диапазоне изменения $t_p = (1-5)$ мкс) и медленного (в диапазоне изменения $t_p = (1-100)$ мкс).

Температурные зависимости сечением захвата σ были измерены, варьируя темп окон. Диапазоны температур, при которых были определены значения сечений захвата

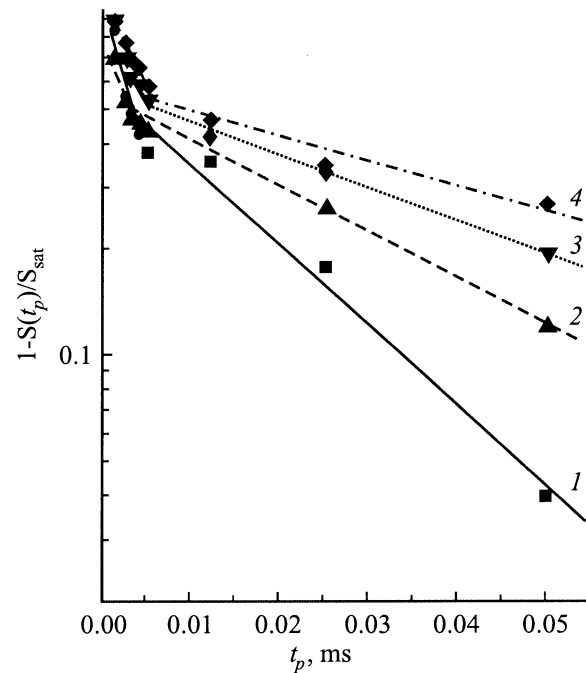


Рис. 2. Зависимость амплитуды нормализованного DLTS-сигнала от длительности импульса заполнения при различных температурах, К: 1 — 252.7, 2 — 241.6, 3 — 238.7, 4 — 222.7 при изохронном отжиге с $U_{ra} = 0$.

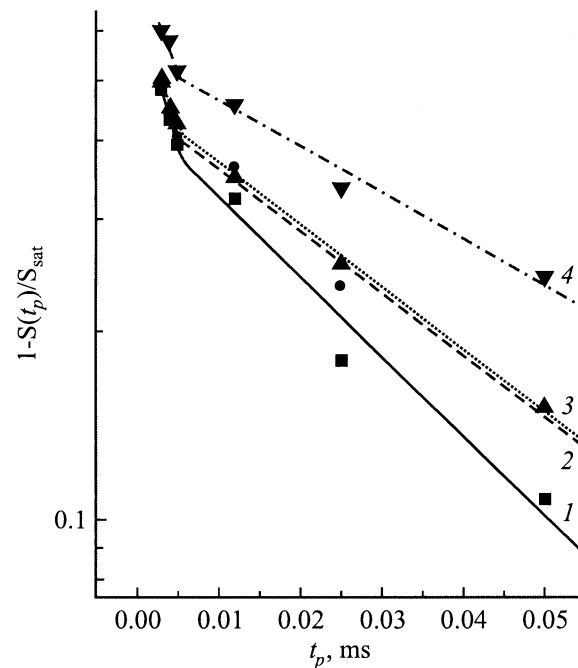


Рис. 3. Зависимость амплитуды нормализованного DLTS-сигнала от длительности импульса заполнения при различных температурах, К: 1 — 256.6, 2 — 245.7, 3 — 242.0, 4 — 227.0 при изохронном отжиге с $U_{ra} < 0$.

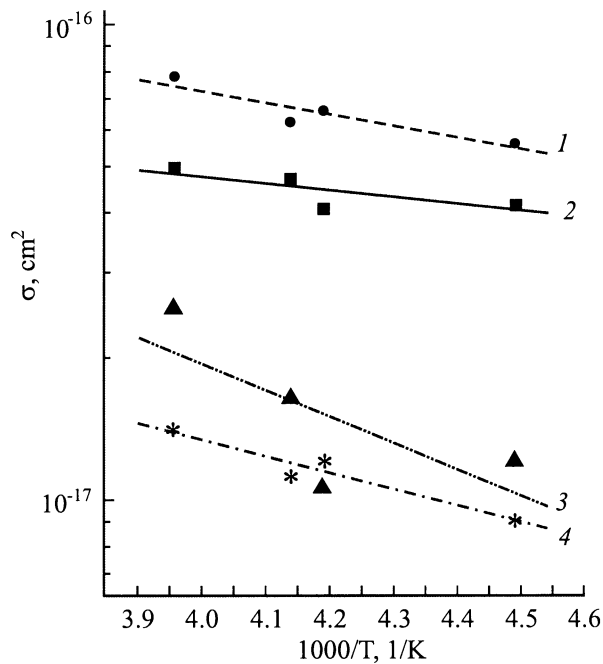


Рис. 4. Температурная зависимость сечения захвата электронов квантовой точкой, определенная при изохронном отжиге с $U_{\text{га}} = 0$ (1,3) и $U_{\text{га}} < 0$ (2,4). 1,2 — для длительности импульса заполнения $t_p = (1-5)$ мкс, 3,4 — для $t_p > 5$ мкс.

для уровней $ED2$ и $ED2\#$, были равны соответственно 224.7–256.3 и 229.5–260.5 К. Предполагая, что для небольших диапазонов изменения температур, при которых определялись сечения захвата σ , значения n и S_{sat} не зависят от температуры, а тепловая скорость ν_{th} зависит от температуры, как $T^{1/2}$, для термоактивационного процесса захвата становится справедливым соотношение

$$\sigma = \sigma_{\infty} \exp(-E_{\sigma}/k_B T), \quad (2)$$

где σ_{∞} — сечение захвата носителя ловушкой при высокой температуре, k_B — постоянная Больцмана. Из зависимостей Аррениуса (рис. 4) были определены сечение σ_{∞} и величина барьера для захвата электрона E_{σ} . Для быстрого участка, измеренного при условии предварительного изохронного отжига с $U_{\text{га}} < 0$, они были равны $E_{\sigma f} = 27$ мэВ и $\sigma_{\infty f} = 1.7 \cdot 10^{-16}$ см², а для медленного $E_{\sigma l} = 77$ мэВ и $\sigma_{\infty l} = 4.4 \cdot 10^{-16}$ см². Эти же величины для условий предварительного изохронного отжига с $U_{\text{га}} = 0$ были для быстрого участка $E_{\sigma f}^* = 48$ мэВ и $\sigma_{\infty f}^* = 6.7 \cdot 10^{-16}$ см², а для медленного $E_{\sigma l}^* = 104$ мэВ и $\sigma_{\infty l}^* = 2.5 \cdot 10^{-15}$ см². Следует отметить, что точность определения σ_{∞} (рис. 4) из-за узкого диапазона изменения температур, при которых определялись изменения высоты DLTS-пику, небольшая. На эту особенность, связанную с точностью определения σ_{∞} , было указано ранее еще в работах [7,16]. Для пиков $ED1$ ($ED1\#$) диапазон изменения температур был еще уже и разброс в значениях σ_{∞} при разных темпах окна был значительным, что не позволило определить

параметры их теплового захвата. Однако это не помешало установить, что экспериментальные кривые зависимостей $(1 - S(t_p)/S_{\text{sat}}) \propto t_p$ демонстрируют наличие только одного экспоненциального участка — в диапазоне изменения $t_p = (1-5)$ мкс; при $t_p > 5$ мкс наблюдалось насыщение.

4. Обсуждение результатов

Наблюдаемые изменения пика $ED2$ в спектрах DLTS (рис. 1) после изохронных отжигов, как было установлено в [12,13], определяются электростатическим диполем с кулоновским взаимодействием, образуемым локализованными в КТ электронами и ионизованными в КТ электронами глубокими донорными уровнями дефектов. При изохронном отжиге с температурой 450 К и последующем охлаждении с $U_{\text{га}} < 0$ до 80 К глубокие донорные уровни и квантовые состояния точек остаются ионизованными. После подачи импульса заполнения при низких температурах в процессе измерения спектра DLTS электроны захватываются на квантовые состояния точек. В то же время глубокие донорные уровни дефектов с самозахватывающей (*self-trapped*) конфигурацией [17] остаются ионизованными, так как энергия электрона при низких температурах недостаточна для преодоления потенциального конфигурационного барьера и захвата его на этот уровень. Между близко расположенными положительно заряженными глубокими донорными дефектами и локализованными в квантовой точке электронами образуется диполь, электрическое поле которого направлено в ту же сторону, что и поле p - n -перехода. Энергия термической активации электронов с квантового состояния уменьшается в результате действия полевого эффекта. При отжиге с температурой 450 К и последующем охлаждении с $U_{\text{га}} = 0$ свободные электроны, находящиеся в зоне проводимости, будут иметь достаточно энергии для того, чтобы преодолеть барьер и быть захваченными глубокими донорными ловушками. Однако этой энергии может быть недостаточно для их обратной ионизации. В результате чего происходит частичное заполнение донорных ловушек, и они становятся нейтральными, электростатическое поле диполя уменьшается и, как следствие, происходит рост энергии термической активации для эмиссии электронов с квантового состояния точки. В спектрах DLTS (рис. 1) наблюдается смещение пика $ED2\#$ в область высоких температур. Аналогичные изменения после изохронных отжигов с последующим охлаждением при $U_{\text{га}} < 0$ и $U_{\text{га}} = 0$ наблюдаются и для $ED1$ ($ED1\#$) DLTS-пику (рис. 1). Для получения некоторых интересных выводов, следующих из наших экспериментальных результатов, займемся небольшой арифметикой. Разность в энергиях тепловой эмиссии электрона, определяемая при двух условиях отжига ($U_{\text{га}} = 0$ и $U_{\text{га}} < 0$), была равна $\Delta E_a = ED2\# - ED2 = 369 - 347 = 22$ мэВ. Разности между энергиями теплового захвата электронов,

определенных для отжига с $U_{га} = 0$ и $U_{га} < 0$, были соответственно равны для быстрого процесса $\Delta E_{\sigma f} = E_{\sigma f}^* - E_{\sigma f} = 48 - 27 = 21$ мэВ и для медленного $\Delta E_{\sigma 1} = E_{\sigma 1}^* - E_{\sigma 1} = 104 - 77 = 27$ мэВ. Видно, что изменения условий отжига с $U_{га} < 0$ на $U_{га} = 0$ приводили как к увеличению энергии термической эмиссии, так и к росту высоты барьера для теплового захвата электрона КТ примерно на одну и ту же величину, равную (21–27) мэВ при всех длительностях импульса заполнения. В то же время разности между энергиями барьеров при быстром и медленном захвате электронов для отжига с $U_{га} < 0$ и $U_{га} = 0$ были также близки и равнялись соответственно $\Delta E_{\sigma 1 f} = E_{\sigma 1} - E_{\sigma f} = 56$ мэВ и $\Delta E_{\sigma 1 f}^* = E_{\sigma 1}^* - E_{\sigma f}^* = 61$ мэВ. Эти результаты показывают, что механизм, ответственный за наблюдаемое уменьшение энергии захвата электрона КТ для быстрого и медленного процессов при изменении условий отжига с $U_{га} = 0$ на $U_{га} < 0$, один и тот же. Он связан с образованием электростатического диполя между электронами квантовой точки и заряженными дефектами. При отжиге с $U_{га} < 0$ происходит формирование диполя, встроенный электростатический потенциал которого уменьшает разрыв зон на гетерогранице, понижая барьер для эмиссии и захвата электрона КТ. При отжиге $U_{га} = 0$ образования диполя не происходит, и величина разрыва зон определяется условиями формирования гетерограницы при росте структуры. Однако образование диполя в случае отжига с $U_{га} < 0$ не приводит к полному исчезновению барьера для захвата электрона, его величина при импульсах захвата $t_p < 5$ мкс остается равной $E_{\sigma f} = 27$ мэВ. Наличие барьера для захвата в этом случае может быть связано либо с тем, что величина встроенного поля электростатического диполя недостаточна для полного сглаживания барьера захвата, либо с проявлением эффекта кулоновской блокады [18,19] при захвате второго электрона на основное состояние КТ. При импульсах захвата с $t_p < 1$ мкс основное состояние квантовой точки, по-видимому, успевает захватить только один электрон. При увеличении t_p от 1 до 5 мкс, по-видимому, становится вероятным захват второго электрона на основное s -состояние КТ. Для преодоления кулоновской блокады, образуемой первым электроном основного s -состояния КТ [18,19], второй электрон должен обладать дополнительной энергией. Энергия кулоновского заряда (E_c), необходимая для размещения дополнительного электрона с зарядом q в квантовой точке InGaAs, встроенной в GaAs и имеющей форму диска диаметром d , может быть оценена с помощью соотношения $q^2/2C$, где $C = 4\pi\epsilon_0 d$ — собственная емкость квантовой точки. Для исследуемой нами структуры типичный латеральный размер КТ, измеренный с помощью просвечивающей электронной микроскопии, был равен $d \approx 13$ нм. Энергия кулоновского заряда, оцененная с помощью приведенного выше соотношения, оказалась равной $E_c \approx 27$ мэВ и находилась в соответствии с экспериментально измеренным значением $E_{\sigma f} = 27$ мэВ. При длительностях импульсов захвата $t_p > 5$ мкс мы наблю-

дали, что независимо от условий изохронного отжига высота барьера захвата увеличивается примерно в 2 раза, что может быть связано с захватом третьего электрона на p -состояние КТ. Третьему электрону для преодоления кулоновской блокады двух электронов необходимо иметь энергию, равную $2E_c \approx 54$ эВ. При этом в исследуемых DLTS-спектрах мы не наблюдали ни заметного смещения положения максимумов DLTS-пиков $ED2$ и $ED2\#$ по температуре, ни изменения их структуры при изменениях t_p , которые определялись бы эффектом кулоновского заряда. Отсутствие этих изменений может быть связано со значительным разбросом в размерах квантовых точек исследуемой структуры. Измеренная спектральная ширина фотолюминесценции была почти в 2 раза больше, чем влияние энергии кулоновского заряда, и составляла величину порядка 100 мэВ [12,13]. Кроме того, при DLTS-измерениях сигналы от КТ и от дефекта перемешивались, что приводило к сглаживанию DLTS-спектра КТ. Однако эффект кулоновской блокады в спектрах DLTS для пиков $ED2$ и $ED2\#$ проявился в особенностях зависимостей величины амплитуды этих пиков от длительности импульса заполнения ($S(t_p)$) (рис. 2 и 3). DLTS-сигнал при $t_p \leq 1.2$ мкс, как было сказано выше, определялся эмиссией первого электрона с основного состояния КТ и при $t_p = 1.2$ мкс был равен для пика $ED2$ 160 фФ. При $t_p > 1.2$ мкс в процессе захвата на основное состояние КТ принимало участие два электрона. Амплитуда пика $ED2$ при $t_p = 5.0$ мкс увеличивалась в 2 раза и становилась равной 320 фФ. При дальнейшем увеличении $t_p > 5.0$ мкс в процессе захвата принимало участие уже три электрона. Зависимость $S(t_p)$ достигала насыщения при $t_p > 50.0$ мкс. Амплитуда пика $ED2$ при этом достигала величины 510 фФ, что в ~ 3 раза больше, чем при $t_p = 1.2$ мкс.

Обсудим теперь результаты, полученные для DLTS-пиков $ED1$ ($ED1\#$). Их поведение в зависимости от условий изохронного отжига было подобно тому, что мы наблюдали для DLTS-пиков $ED2$ ($ED2\#$) (рис. 1). Это дает некоторые основания делать предположение о близости их природы и связывать закономерности, проявляемые в поведении DLTS-пиков $ED1$ ($ED1\#$), с образованием электростатического диполя на гетерогранице InGaAs/GaAs. Однако для них, в отличие от пиков $ED2$ ($ED2\#$), кривые зависимостей $(1 - S(t_p)/S_{sat}) \times t_p$ показывали наличие только одного экспоненциального участка — в диапазоне изменения $t_p = (1-5)$ мкс. Кроме того, было определено, что энергии термической активации при эмиссии электронов с состояний $ED1$ ($ED1\#$) меньше, чем с $ED2$ ($ED2\#$) (см. таблицу). Эти результаты свидетельствуют о том, что пики $ED1$ ($ED1\#$) не могут быть связаны с возбужденными состояниями квантовой точки, а, скорее всего, образуются в результате эмиссии электронов из квантовой ямы смачивающего слоя.

Обнаруженный нами эффект кулоновского взаимодействия электронов, локализованных в квантовых точках, и ионизованных дефектов с глубокими уровнями, приводящий к образованию бистабильного электрического

диполя, встроенный потенциал которого изменяет высоту потенциального барьера для эмиссии и захвата электрона КТ, как нам представляется, помимо научного интереса имеет и практическое значение. В последнее время широко обсуждается возможность применения гетероструктур с квантовыми точками для создания элементов памяти с высокой плотностью. При этом реализацию такого элемента предлагается осуществлять с помощью полевого транзистора с оптическим затвором [3]. Наши исследования показывают, что элементами памяти могут служить комплексы «точечный дефект»–(квантовая точка), где вместо двумерного электронного газа в качестве ловушки для «стирания» данных возможно использование точечного дефекта. Их применение в качестве сред с обратимой записью оптических и электрических данных может способствовать созданию элементов памяти с высоким пространственным разрешением (10^{10} – 10^{11} бит/см²).

5. Заключение

Мы провели детальные DLTS-исследования эмиссии и захвата электронов квантовыми состояниями точек, а также влияния на эти процессы электростатического взаимодействия между носителями, локализованными в квантовых точках, и ионизованными дефектами решетки в полупроводниковых гетероструктурах (In,Ga)As/GaAs. Исследуемые структуры с квантовыми точками выращивались методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений за счет эффектов самоорганизации. DLTS-исследования показали, что носителям для их захвата квантовыми состояниями точки необходимо преодолеть барьер энергии, высота которого зависит от условий изохронного отжига при включенном/выключенном напряжении смещения ($U_{га} < 0$, $U_{га} = 0$), а также длительности импульса заполнения. При отжиге с $U_{га} < 0$ происходит формирование диполя, встроенный электростатический потенциал которого уменьшает разрыв зон на гетерогранице, понижая барьер для эмиссии и захвата электрона квантовой точкой. При отжиге с $U_{га} = 0$ образования диполя не происходит. Величина разрыва зон определяется условиями формирования гетерограницы при росте структуры и изменяется в зависимости от длительности импульса захвата t_p от 48 до 105 мэВ. В случае отжига с $U_{га} < 0$ не происходит полного исчезновения барьера для захвата электрона. Его величина при длительности импульса захвата $t_p < 5$ мкс остается равной $E_{\sigma f} = 27$ мэВ и связывается с проявлением эффекта кулоновской блокады для захвата второго электрона на основное состояние квантовой точки. При импульсах захвата $t_p > 5$ мкс высота барьера увеличивается на ~ 56 мэВ, что связывается с проявлением эффекта кулоновской блокады для захвата электронов на возбужденное состояние квантовой точки.

Работа выполнена при поддержке научной программы «Физика твердотельных наноструктур» (проект 99-1115), РФФИ (проект 00-02-16848) и SNSF (проект 7SUPJ 062392, Швейцария).

Список литературы

- [1] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (Wiley, Chichester, 1998) p. 328.
- [2] M. Koltonyuk, D. Berman, N.B. Zhitenev, R.C. Ashoori, L.N. Pfeiffer, K.W. West. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 555 (1999).
- [3] G. Yusa, H. Sakaki. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 345 (1997).
- [4] 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).
- [5] M.A. Cusak, P.R. Briddon, M. Jaros. *Phys. Rev. B*, **54**, 3284 (1997).
- [6] P.D. Siverns, S. Malik, G. McPherson, D. Childs, C. Roberts, R. Murray, B.A. Joyce, H. Davock. *Phys. Rev. B*, **58**, R10127 (1998).
- [7] H.L. Wang, F.H. Yang, S.L. Feng, H.J. Zhu, D. Ning, H. Wang, X.D. Wang. *Phys. Rev. B*, **61**, 5530 (2000).
- [8] М.М. Соболев, Ф.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. *ФТП*, **31**, 1249 (1997).
- [9] М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. *Proc. 19th Int. Conf. on Defects in Semicond.* (Aveiro, Portugal, 1997). [*Mater. Sci. Forum*, **258–263**, pt 3, 1619 (1997)].
- [10] М.М. Соболев, Ф.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. *ФТП*, **33**, 184 (1999).
- [11] М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков. *J. Electron. Mater.*, **28** (5), 491 (1999).
- [12] М.М. Соболев, I.V. Kochnev, V.M. Lantratov, N.A. Cherkashin, V.V. Emtsev. *Physica B, Condens. Mater.*, **273–274**, 959 (1999).
- [13] М.М. Соболев, И.В. Кочнев, В.М. Лантратов, Н.А. Берг, Н.А. Черкашин, Н.Н. Леденцов, Д.А. Бедарев. *ФТП*, **34**, 200 (2000).
- [14] N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, D. Bimberg, T. Maka, S.M. Sotomayor Torres, I.V. Kochnev, I.L. Krestnikov, V.M. Lantratov, N.A. Cherkashin, Yu.M. Musikhin, Zh.I. Alferov. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 604 (2000).
- [15] D. Pons, P.M. Monney, J.C. Bourgoin. *J. Appl. Phys.*, **51**, 2038 (1980).
- [16] J.H. Zhao, T.E. Schlesinger, A.G. Milnes. *J. Appl. Phys.*, **62**, 2865 (1987).
- [17] Y. Toyozawa. *Physica*, **116B**, 7 (1983).
- [18] H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J.P. Kotthaus, P.M. Petroff. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2252 (1994).
- [19] W.-H. Chang, T.M. Hsu, N.T. Yeh, J.-I. Chyi. *Phys. Rev. B*, **62**, 13 040 (2000).

Редактор Н.М. Колчанова

Investigation of electron captures into quantum dots by a deep level non-stationary spectroscopy

М.М. Соболев, **И.В. Кочнев**, В.М. Лантратов,
Н.Н. Леденцов

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

Abstract Results are presented on the investigation of processes of the electron emission and capture by the quantum dots in $p-n$ InGaAs/GaAs heterostructures after an isochronous annealing under bias-on-bias-off cooling conditions ($U_{ra} < 0$, $U_{ra} = 0$). These investigations have shown that throughout the annealing at $U_{ar} < 0$ occurs the formation of a dipole made by carriers localized in quantum dots and ionized by the lattice defects. The electrostatic potential of the dipole decreases the barrier energies for the emission and capture of electrons by a quantum dot. But annealing at $U_{ra} = 0$ does not result in formation of a dipole. The amount of the band disconnection is determined by the formation conditions of the heterointerface during the crystal growth. It has been also found the dependence of the height of the capture barrier on the duration of the filling pulse, which is explained in terms of manifestation of the Coulomb blockade effect in the sense of the capture of electrons into both the ground and excited states of the dot. The structures with the quantum dots under study were grown by the technique of metalloorganic chemical vapor deposition (MOCVD) at the expense of the self-consistency effects.