

# Состояния Ваннье—Штарка в сверхрешетке квантовых точек InAs/GaAs

© М.М. Соболев<sup>¶</sup>, А.П. Васильев, В.Н. Неведомский

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

(Получена 22 октября 2009 г. Принята к печати 2 ноября 2009 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований эмиссии электронов и дырок из состояний 10-слойной системы туннельно-связанных вертикально-коррелированных квантовых точек InAs/GaAs, проведенные с помощью методов вольт-фарадных характеристик и нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS). Толщина прослойки GaAs между слоями квантовых точек InAs, определенная с помощью просвечивающей электронной микроскопии, была  $\sim 3$  нм. Установлено, что изменение мультимодального периодического DLTS-спектра этой структуры находится в сильной линейной зависимости от величины приложенного к структуре напряжения обратного смещения  $U_r$ . Выявлено, что исследуемая структура характеризуется проявлением эффекта Ваннье—Штарка в сверхрешетке InAs/GaAs, в которой наличие внешнего электрического поля приводит к подавлению связывания волновых функций состояний электронов мини-зон и к образованию серии дискретных уровней, называемых состояниями лестницы Ваннье—Штарка.

## 1. Введение

В последние годы интенсивно проводятся исследования эффектов туннельного связывания состояний электронов в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми точками (КТ), которые являются перспективными при создании быстродействующих лазеров и модуляторов [1,2]. Наибольшие успехи при формировании многослойных полупроводниковых структур с КТ были достигнуты с применением метода самоорганизованного роста наноструктур [3], при котором происходит складирование одной точки выше другой в процессе эпитаксиального роста; образовавшаяся при этом структура будет состоять из вертикально-коррелированных КТ (ВККТ) [1]. Туннельное связывание многослойных полупроводниковых КТ InAs, разделенных барьерами GaAs толщиной в несколько нанометров, в зависимости от числа слоев КТ может привести к образованию как искусственных молекул КТ [2,4–6], так и сверхрешеток (СР) КТ [7–9]. В случае молекул должна наблюдаться гибридизация состояний электронов с расщеплением уровней на связанные и антисвязанные состояния [2,4–6], а в СР должна происходить делокализация волновых функций с образованием мини-зон [10]. Состояниям таких систем должно быть присуще смещение по энергии при наличии электрического поля [7–10]. Было установлено, что состояния молекул КТ будут пересекаться или антипересекаться, и это должно привести к перепорядочению состояний в сильном электрическом поле. Подобного рода зависимости для молекул КТ получили наименование эффекта Штарка [4]. В случае сверхрешеток с КТ (СРКТ) вследствие проявления эффекта Ваннье—Штарка наличие слабого однородного электрического поля ( $eFd < \Delta_{\text{МВ}}$ , где  $e$  — заряд электрона,  $F$  — электрическое поле,  $d$  — период сверхрешетки,  $\Delta_{\text{МВ}}$  — ширина мини-зоны сверхрешетки), приложенного к СР,

вырождение энергий в мини-зонах должно сниматься, что приводит к серии дискретных уровней, называемых состояниями лестницы Ваннье—Штарка [7–10]. Эти состояния распространяются на несколько периодов СР с длиной локализации  $L = \Delta_{\text{МВ}}/F$ . С увеличением поля связывание волновых функций электронов будет подавляться, они будут превращаться в волновые функции единичной КТ и локализоваться в одной КТ. Этот эффект называется локализацией Ваннье—Штарка. В настоящее время имеется достаточное число сообщений, в которых предсказывается и наблюдается эффект Ваннье—Штарка в сверхрешетках с квантовыми ямами [11–13]. Авторы данной статьи были первыми, кто исследовал эффект Ваннье—Штарка СРКТ Ge в  $p$ - $n$ -гетероструктуре Ge/Si [8,9].

Обычно проявления эффекта Ваннье—Штарка исследуются с помощью межзонной спектроскопии. Эти методы позволяют выявлять совместное поведение электронов и дырок, но при этом затруднительно делать заключение о туннельном связывании и локализации электронов и дырок в СРКТ. В отличие от межзонной спектроскопии метод нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS) исследует не совместное поведение электронов и дырок, а раздельное [2,5,6,8,9]. Метод DLTS позволяет исследовать зависимость положения и амплитуды максимумов DLTS от условий изохронного отжига (при приложенном,  $U_{ra} \neq 0$ , и нулевом,  $U_{ra} = 0$ , напряжении смещения) и от величины напряжения импульса обратного смещения  $U_r$ , определяя наличие эффекта Ваннье—Штарка. Он позволяет ассоциировать наблюдаемые DLTS-пики с квантовыми состояниями сверхрешетки или дефектами с глубокими уровнями.

В данной статье приведены результаты наших вольт-фарадных и DLTS-исследований эффекта Ваннье—Штарка в диоде на основе структуры со сверхрешеткой квантовых точек InAs/GaAs.

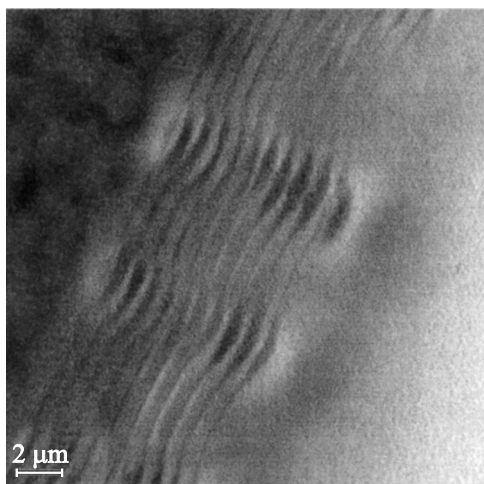
<sup>¶</sup> E-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

## 2. Образцы и методы исследования

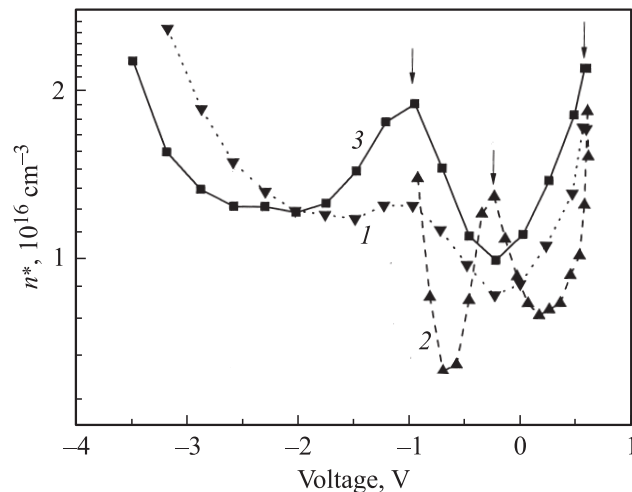
Исследуемые в работе InAs/GaAs-гетероструктуры с ВККТ были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках  $n^+$ -GaAs с ориентацией (100). Массив КТ был сформирован в результате 10-кратного осаждения 2 монослоев InAs с прослойками GaAs толщиной  $d_{\text{GaAs}} = 30 \text{ \AA}$ . ВККТ были помещены в середину слоя  $n^0$ -GaAs толщиной 0.90 мкм, который был легирован Si до концентрации  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Прослойки GaAs структуры были также легированными. Сверху  $n^0$ -GaAs слой был покрыт  $p^+$ -GaAs. Для проведения DLTS-измерений на подложку  $n^+$ -GaAs и слой  $p^+$ -GaAs были термически осаждены омические контакты. DLTS-исследования глубоких ловушек в гетероструктурах производились с помощью спектрометра DL4600 фирмы BIO-RAD, работающего в режиме двухстробного интегрирования. Перед каждым вольт-фарадным и DLTS-измерением образец охлаждался до температуры  $T = 80 \text{ К}$  при приложенном к структуре ( $U_{ra} \neq 0$ ) или нулевом ( $U_{ra} = 0$ ) напряжении смещения. Далее начинался процесс DLTS-измерений в темноте, если это не оговаривалось предварительно, или при освещении белым светом. Для определения профиля распределения носителей в гетероструктуре были проведены вольт-фарадные измерения.

## 3. Результаты и обсуждение

Многослойная структура с КТ InAs/GaAs исследовалась с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) с использованием JEM 2100F. Результаты этих исследований представлены на рис. 1, который показывает, что исследуемая система содержит 10 слоев квантовых точек InAs между слоями GaAs толщиной  $\sim 30 \text{ \AA}$ .

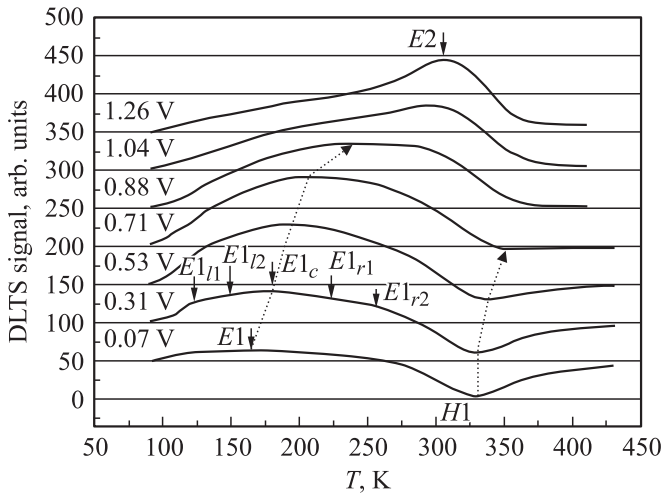


**Рис. 1.** Микрофотография поперечного сечения образца с 10 слоями КТ InAs и толщиной прослойки GaAs между ними 30 Å. Изображение получено методом просвечивающей электронной микроскопии.



**Рис. 2.** Профили распределения эффективной концентрации электронов в  $p$ - $n$ -гетероструктуре с 10 слоями КТ InAs в матрице GaAs после предварительного изохронного отжига при  $U_{ra} < 0$  (1, 3),  $U_{ra} > 0$  (2); 3 — измерения при оптической подсветке.

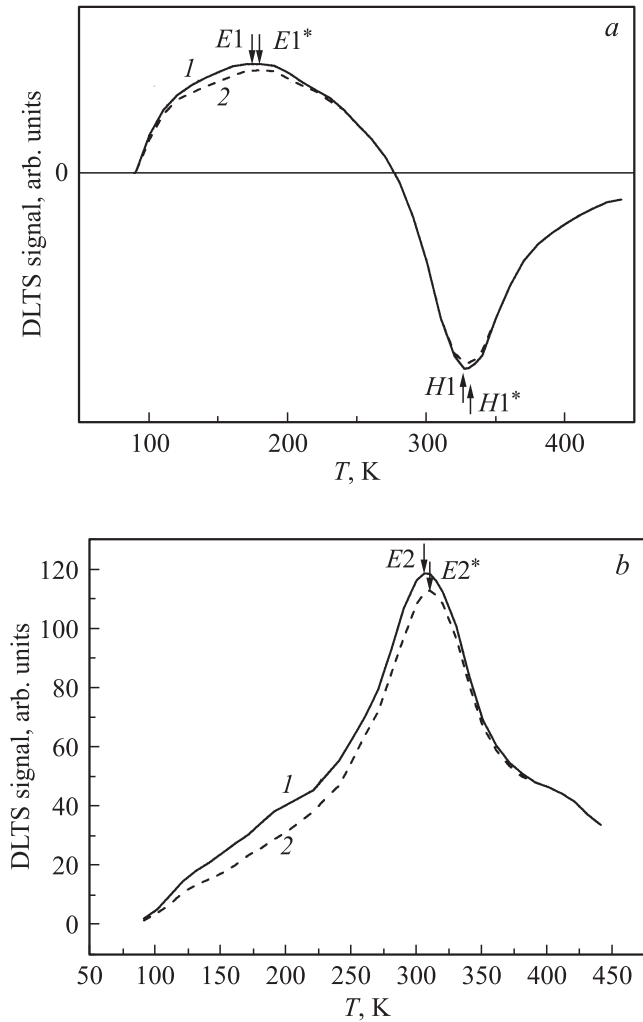
Были проведены вольт-фарадные измерения многослойной  $p^+$ - $n^+$ -гетероструктуры с КТ InAs/GaAs в темноте при двух условиях предварительного изохронного отжига (при приложенном,  $U_{ra} \neq 0$ , и нулевом,  $U_{ra} = 0$ , напряжениях смещения) и при оптической подсветке. Для исследуемой структуры были определены профили распределения концентраций свободных электронов  $n^*(U_r)$  (рис. 2), рассчитанные из вольт-фарадных характеристик  $C(U_r)$  для двух условий предварительного изохронного отжига ( $U_{ra} \neq 0$  и  $U_{ra} = 0$ ) и при оптической подсветке. Они показали наличие двух пиков, проявление которых может быть связано с освобождением носителей, аккумулированных как на состояниях КТ, так и на локализованных состояниях на границе InAs/GaAs. Кроме того, сравнение профилей концентраций (рис. 2), определенных после предварительных изохронных отжигов с  $U_{ra} > 0$  и  $U_{ra} = 0$ , а также при наличии подсветки в процессе проведения вольт-фарадных измерений, показывает небольшие смещения профилей друг относительно друга как по величине концентрации свободных электронов  $n^*(U_r)$ , так и по положению пиков по координате. Подобные смещения, как было показано в [5,6,8,9,14–17], могут быть обусловлены перезарядкой глубоких уровней доноров и акцепторов, находящихся в эпитаксиальных слоях исследуемой структуры в ближайших окрестностях КТ [5,6,8,9,16–19] и в области границы  $p$ - $n$ -перехода [18,19]. Из вольт-фарадных измерений были определены диапазоны напряжений смещения, при которых в спектрах DLTS должны наблюдаться сигналы, связанные с эмиссией носителей из состояний ВККТ. Для определения пространственной локализации DLTS-сигналов и природы уровней, связанных с этими сигналами, были проведены измерения спектров при постоянной величине напряжения импульса заполнения  $U_f$  в



**Рис. 3.** Спектры DLTS многослойной  $p-n$ -структуры с 10 рядами КТ InAs/GaAs при  $U_f = 0.72$  В и различных напряжениях обратного смещения (указаны). Пунктиром со стрелкой показано направление движения DLTS-пигов  $E1$  и  $H1$  с ростом величины  $U_r$ . Окно темпов эмиссии  $200 \text{ с}^{-1}$ .

диапазоне положительных значений и варьировании величины импульса напряжения, при котором регистрировался DLTS-сигнал,  $U_r$  в диапазоне отрицательных значений. Измерения DLTS-спектров проводились, если это не оговаривалось, в темноте. Применение DLTS-метода для исследования эмиссии носителей квантовыми состояниями КТ в  $p-n$ -гетероструктурах InAs/GaAs от величины напряжения смещения  $U_r$  позволило нам установить, что для многослойной гетероструктуры InAs/GaAs с ВККТ в DLTS-измерениях наблюдается широкий спектр с мультимодальной периодической структурой. Он имеет отчетливо выраженный максимум в центре спектральной кривой и по два слабо разрешимых максимума справа и слева от него (рис. 3). Спектр имеет положительный знак и связан с ловушками основных носителей, которыми в данном случае являются электроны. Спектральные максимумы смещаются в высокотемпературную область с увеличением напряжения  $U_r$ . Центральный максимум мы обозначили как  $E1_c$ , максимумы справа и слева от него соответственно как  $E1_{l1}$ ,  $E1_{l2}$  и  $E1_{r1}$ ,  $E1_{r2}$ , а совокупность этих пиков просто  $E1$ . Кроме того, при тех же величинах напряжения  $U_r$  наблюдается пик  $H1$  с отрицательным знаком, связанный с ловушками неосновных носителей, т.е. дырок, который так же, как и пик  $E1$ , смещается в высокотемпературную область DLTS-спектра с увеличением напряжения  $U_r$  (рис. 3). При величинах напряжения обратного смещения  $U_r$  свыше 0.90 В в DLTS-спектре начинает проявляться еще один пик, связанный с эмиссией электронов, —  $E2$ , при этом амплитуды пиков  $E1$  и  $H1$  уменьшаются. Для определения природы соответствующих уровней были проведены исследования зависимости спектров DLTS от условий предварительного изохронного отжига ( $U_{ra} \neq 0$  и  $U_{ra} = 0$ ) при тех же значениях  $U_r$ ,

при которых наблюдались характерные изменения в поведении спектров DLTS [5–6,8,9,14–17]. Для DLTS-пигов, связанных с эмиссией электронов ( $E1$  и  $E2$ ), мы наблюдали смещения их положения по температуре и рост амплитуд DLTS-сигналов при изменении условий изохронного отжига ( $E1 \rightarrow E1^*$ ,  $E2 \rightarrow E2^*$ ) (рис. 4). Для DLTS-пигов  $H1$ , связанного с эмиссией дырок, наблюдались только незначительный рост амплитуды DLTS-сигнала и сдвиг  $H1 \rightarrow H1^*$ . Авторы статьи ранее уже наблюдали подобные изменения амплитуд DLTS-сигналов при различных условиях изохронного отжига и связывали проявление таких DLTS-пигов с эмиссией носителей из пространственно локализованных состояний, для которых амплитуда DLTS-сигнала зависит от изменения положения уровня Ферми и степени заполнения состояний квантовых точек или поверхностных состояний [6,8,9,15]. Кроме того, смещения DLTS-пигов при изменении условий изохронного отжига возможны при существовании электростатических диполей, об-



**Рис. 4.** Спектры DLTS многослойной  $p-n$ -структуры с 10 рядами КТ InAs/GaAs при  $U_f = 0.72$  В,  $U_r = 0.19$  (а) и 2.18 В (б) после предварительного изохронного отжига при  $U_{ra} > 0$  (1),  $U_{ra} = 0$  (2).

разованных носителями, заселяющими состояния КТ, и ионизованными точечными дефектами решетки с глубокими уровнями, расположенными в ближайших окрестностях КТ [5,14,16,17]. Эти диполи в наших DLTS-измерениях могут проявлять бистабильные свойства в зависимости от условий изохронного отжига. При отжиге с  $U_{ra} < 0$  и охлаждении до температуры 80 К носители в слое объемного заряда отсутствуют, дефекты с глубокими уровнями остаются ионизованными, а КТ пустыми. После подачи импульса заполнения носители быстро захватываются на состояния КТ, что приводит к образованию электростатического диполя. Сохранение дефекта в ионизованном состоянии после подачи импульса заполнения при температуре 80 К для большинства известных в GaAs точечных дефектов с глубокими уровнями обусловлено тем обстоятельством, что они имеют, как правило, конфигурацию с барьерами как для эмиссии носителей, так и для их обратного захвата. Это обуславливает во многих случаях то, что захват носителей дефектами происходит при температурах, существенно более высоких, чем 80 К. При отжиге с  $U_{ra} = 0$  толщина слоя объемного заряда уменьшается, увеличивается толщина квазинейтральной области, в которой ионизованные дефекты захватывают носители и становятся нейтральными. Образование диполя не происходит [5,14,16,17].

Из этих исследований следует однозначный вывод о том, что уровни  $E1$  ( $E1_c$ ,  $E1_{l1}$ ,  $E1_{l2}$  и  $E1_{r1}$ ,  $E1_{r2}$ ),  $E2$  и  $H1$  являются, во-первых, пространственно локализованными состояниями, расположенными в пределах слоев с КТ InAs/GaAs, во-вторых, являются либо состояниями КТ, либо состояниями, расположенными на границе раздела InAs/GaAs, и в-третьих, их появление в спектрах DLTS изменяется при измерениях с различными напряжениями смещения  $U_r$  (рис. 3). С использованием зависимости Аррениуса были определены энергии термической активации электронов ( $E_a$ ) с уровней энергии  $E1$ ,  $E2$  и дырок с уровня  $H1$ . Для широкого мультимодального спектра оценку изменения энергии термической активации электронов от величины напряжения обратного смещения  $U_r$  делали для максимума  $E1_c$ . Она изменялась от  $E_a \approx 210$  мэВ при  $U_r = 0.31$  В до  $E_a \approx 330$  мэВ при  $U_r = 0.71$  В. Для пика  $H1$  значения  $E_a$  при изменении величины  $U_r$  варьировались в пределах от 660 до 830 мэВ. Для уровня  $E2$  значение энергии активации составляло  $E_a \approx 680$  мэВ и слабо зависело от напряжения обратного смещения  $U_r$ . Эти оценки позволяют сделать вывод, что локализованные состояния, которыми обусловлено проявление в спектрах DLTS пиков  $H1$  и  $E2$ , не являются состояниями КТ, поскольку значения  $E_a$  для этих состояний превышают величины разрывов зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице InAs/GaAs [20], а связаны с локализованными состояниями на границе InAs/GaAs. Проявление в профилях  $n^*(U_r)$  второго пика (рис. 2), по-видимому, как раз и обусловлено наличием состояний  $E2$  на границе InAs/GaAs. Эти состояния при

напряжениях обратного смещения  $|U_r| < 0.8$  В заселены электронами, а при изменениях величины  $|U_r|$  в диапазоне от 0.8 до 1.5 В происходит их опустошение в результате термической эмиссии электронов в зону проводимости и их последующего выноса из слоя объемного заряда встроенным электрическим полем  $p-n$ -перехода. Локализованные состояния, определяющие мультимодальный спектр, обозначенные нами как  $E1$  ( $E1_c$ ,  $E1_{l1}$ ,  $E1_{l2}$  и  $E1_{r1}$ ,  $E1_{r2}$ ), являются состояниями КТ. Были построены зависимости температурного положения максимумов  $T_m$  DLTS-пиков  $E1$  ( $E1_c$ ,  $E1_{l1}$ ,  $E1_{l2}$  и  $E1_{r1}$ ,  $E1_{r2}$ ) от величины  $U_r$  (рис. 5). Их температурные положения при каждом значении  $U_r$  уточнялись с применением метода моделирования, основанного на подгонке теоретической формы DLTS-сигнала к измеренной. Для всех пяти максимумов  $E1_c$ ,  $E1_{l1}$ ,  $E1_{l2}$  и  $E1_{r1}$ ,  $E1_{r2}$  эти зависимости имели линейный характер. Диапазон, в котором происходило смещение DLTS-пиков  $E1_c$ ,  $E1_{l1}$ ,  $E1_{l2}$  и  $E1_{r1}$ ,  $E1_{r2}$ , — от 116 до 314 К при изменении  $|U_r|$  от 0.07 до 0.88 В.

Обсудим экспериментальные результаты, полученные из ТЕМ, вольт-фарадных и DLTS-измерений. Во-первых, исследуемая нами многослойная  $p-n$ -структура InAs/GaAs содержит 10 слоев квантовых точек InAs между слоями GaAs толщиной  $\sim 30$  Å. Во-вторых, в профилях распределения концентраций свободных электронов  $n^*(U_r)$  этой структуры в  $n$ -слое наблюдался широкий максимум (рис. 2), связанный с освобождением электронов, аккумулированных на локализованных состояниях квантовых точек. В-третьих, для уровней состояний  $E1$  ( $E1_c$ ,  $E1_{l1}$ ,  $E1_{l2}$  и  $E1_{r1}$ ,  $E1_{r2}$ ) наблюдались сильные линейные смещения от величины приложенного обратного напряжения (рис. 5). Объяснение полученных результатов может быть найдено, если предположить, что исследуемая нами структура содержит не просто многослойные КТ InAs/GaAs, а сверхрешетку КТ, в которой происходит образование

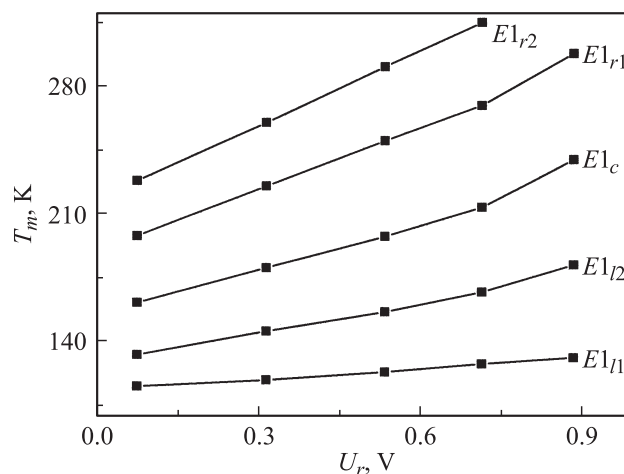


Рис. 5. Зависимости температурного положения DLTS-пиков  $T_m$  от величины импульса напряжения  $U_r$ .

мини-зоны для основных состояний электронов  $E1$ . Наличие встроенного электрического поля  $p$ – $n$ -перехода приводит к тому, что вырождение энергий в мини-зоне снимается и появляются 5 дискретных уровней состояний лестницы Ваннье–Штарка в сверхрешетке КТ InAs/GaAs. Сильные линейные смещения уровней энергии  $E1$  ( $E1_c$ ,  $E1_{l1}$ ,  $E1_{l2}$  и  $E1_{r1}$ ,  $E1_{r2}$ ) от величины приложенного обратного напряжения (рис. 5) в таком случае являются проявлением эффекта Ваннье–Штарка. Увеличение приложенного к  $p$ – $n$ -структуре обратного напряжения  $U_r$  приводит к росту величины встроенного электрического поля слоя объемного заряда и к соответствующей линейной зависимости энергии состояний уровней лестницы Ваннье–Штарка. С помощью соотношения  $\delta_m = eFd$  было оценено среднее расстояние между соседними максимумами  $E1_c$ ,  $E1_{l1}$ ,  $E1_{l2}$  и  $E1_{r1}$ ,  $E1_{r2}$  DLTS-спектра (рис. 3), которое при  $U_r = 1.0$  В оказалось равным  $\sim 18$  мЭВ.

## 4. Заключение

В ходе вольт-фарадных и DLTS-измерений выявлено, что исследуемый нами образец на основе  $p$ – $n$ -гетероструктуры содержит сверхрешетку КТ InAs/GaAs. В сверхрешетке из-за наличия встроенного электрического поля  $p$ – $n$ -перехода вырождение энергий в мини-зоне снимается и образуются 5 дискретных уровней состояний лестницы Ваннье–Штарка. Образование этих состояний лестницы Ваннье–Штарка проявлялось при DLTS-исследованиях, при которых наблюдался мультимодальный спектр, связанный с локализованными состояниями КТ. Принадлежность этих уровней энергии локализованным состояниям была установлена с помощью исследований зависимости спектров DLTS от условий предварительного изохронного отжига ( $U_{ra} \neq 0$  и  $U_{ra} = 0$ ). Другим проявлением эффекта Ваннье–Штарка, который мы наблюдали, было сильное линейное смещение уровней энергии  $E1$  ( $E1_c$ ,  $E1_{l1}$ ,  $E1_{l2}$  и  $E1_{r1}$ ,  $E1_{r2}$ ) от величины приложенного напряжения смещения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 08-02-01317-а, 06-02-08088-офи).

## Список литературы

- [1] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Böhrer, O. Schmidt, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, Zh.I. Alferov, A.I. Borovkov, A.O. Kosogov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. *Phys. Rev. B*, **54**, 8743 (1996).
- [2] М.М. Соболев, Е.Л. Портной, И.М. Гаджиев, И.М. Бакшаев, В.С. Михрин, В.Н. Неведомский, М.С. Буяло, Ю.М. Задиранов. *ФТП*, **43**, 512 (2009).
- [3] I.N. Stranski, L. Krastanow. *Sitzungsberichte d. Acad. d. Wissenschaften in Wien, Abt. lib*, 1937, Band 146, p. 797.
- [4] B. Partoens, F.M. Peeters. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4433 (2000).
- [5] М.М. Соболев, Г.Э. Цырлин, Ю.Б. Самсоненко, Н.К. Поляков, А.А. Тонких, Ю.Г. Мусихин. *ФТП*, **39**, 131 (2005).
- [6] М.М. Соболев, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, В.С. Михрин, Г.Э. Цырлин, Ю.Г. Мусихин. *ФТП*, **40**, 84 (2006).
- [7] V.G. Talalaev, G.E. Cirlin, A.A. Tonkikh, N.D. Zakharov, J.W. Tomm, P. Werner, U. Gösele. *Nanoscale Res. Lett.*, **1** (2), 137 (2006).
- [8] М.М. Соболев, Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких. *Physica B: Condens. Matter*, **401–402**, 576 (2007).
- [9] М.М. Соболев, Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких, Н.Д. Захаров. *ФТП*, **42**, 311 (2008).
- [10] C. Hamaguchi, M. Yamaguchi, M. Morifuji, H. Kubo, K. Taniguchi, C. Gmachl, E. Gornik. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 1994 (1994).
- [11] D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, G.W. Smith, C.R. Whitehouse. *Phys. Rev. B*, **42**, 3591 (1990).
- [12] H.G. Grimmeiss, V. Nagesh, H. Presting, H. Kibbel, E. Kasper. *Phys. Rev. B*, **45**, 1236 (1992).
- [13] M. Helm. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 557 (1995).
- [14] М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. *ФТП*, **31**, 1249 (1997).
- [15] М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, Ю.Г. Мусихин. *ФТП*, **33**, 184 (1999).
- [16] М.М. Соболев, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, В.С. Михрин. *Письма ЖТФ*, **33**, 68 (2007).
- [17] М.М. Соболев, Г.Э. Цырлин, Ю.Б. Самсоненко, Н.К. Поляков, А.А. Тонких, Ю.Г. Мусихин. *ФТП*, **39**, 1088 (2005).
- [18] М.М. Соболев, А.В. Гитцович, М.И. Папенцев, И.В. Кочнев, Б.С. Явич. *ФТП*, **26** (10), 1760 (1992).
- [19] Д.В. Давыдов, А.Л. Закгейм, Ф.М. Снегов, М.М. Соболев, А.Е. Черняков, А.С. Усиков, Н.М. Шмидт. *Письма ЖТФ*, **33**, 11 (2007).
- [20] F. Adler, M. Geiger, A. Bauknecht, F. Scholz, H. Schweizer, M.H. Pilkuhn, B. Ohnesorge, A. Forchel. *J. Appl. Phys.*, **80**, 4019 (1996).

Редактор Л.В. Шаронова

## Wannier–Stark states in an InAs/GaAs quantum-dot superlattice

M.M. Sobolev, A.P. Vasil'ev, V.N. Nevedomskii

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

**Abstract** Capacitance–voltage and deep level transient (DLTS) spectroscopies have been applied to study the carrier emission from states in a 10-layer system of tunnel-coupled vertically correlated InAs/GaAs quantum dots. Multilayer InAs/GaAs quantum dots structure was studied by transmission electron microscopy. The thickness of the GaAs spacers between the layers of InAs quantum dots was  $\sim 3$  nm. It was established that changes in the multimodal periodic DLTS spectra of this structure depend strongly linearly on the reverse bias voltage  $U_r$ . It is revealed that the structure under study is characterized by the Wannier–Stark effect in the InAs/GaAs superlattice, in which the external electric field removes the degeneracy of the miniband states leading to a series of discrete levels called the states of the Wannier–Stark ladder.