

Состояния Ваннье—Штарка в сверхрешетке квантовых точек InAs/GaAs

© М.М. Соболев[¶], 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 ~ 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.

[¶] 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 $T = 80 \text{ K}$ 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 $\sim 30 \text{ \AA}$.

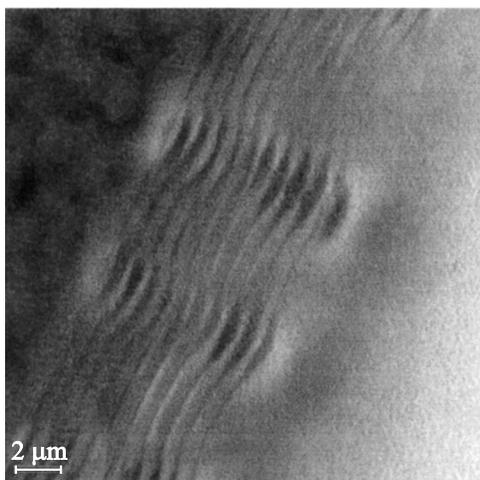


Рис. 1. Микрофотография поперечного сечения образца с 10 слоями КТ InAs и толщиной прослойки GaAs между ними 30 Å. Изображение получено методом просвечивающей электронной микроскопии.

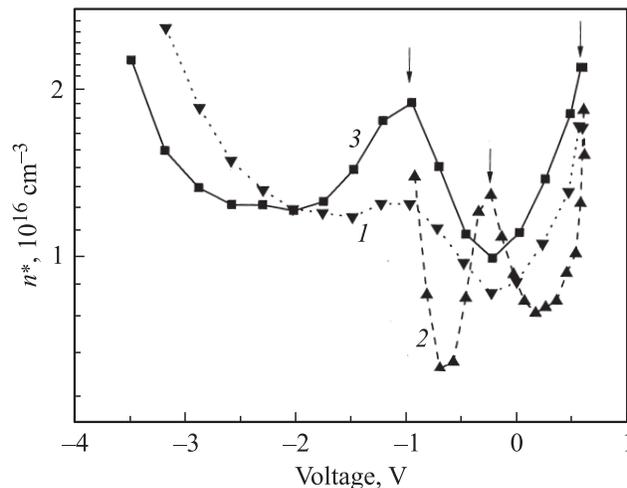


Рис. 2. Профили распределения эффективной концентрации электронов в p - n -гетероструктуре с 10 слоями КТ InAs в матрице GaAs после предварительного изохронного отжига при $U_{ra} < 0$ (1, 3), $U_{ra} > 0$ (2); 3 — измерения при оптической подсветке.

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

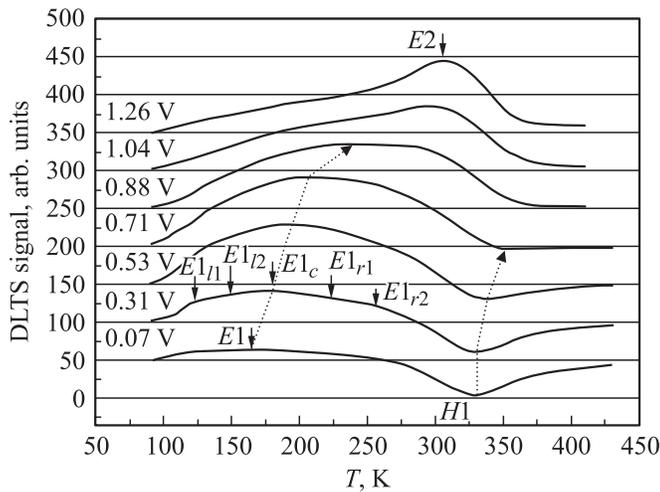


Рис. 3. Спектры DLTS многослойной p - n -структуры с 10 рядами КТ InAs/GaAs при $U_f = 0.72$ В и различных напряжениях обратного смещения (указаны). Пунктиром со стрелкой показано направление движения DLTS-пигов $E1$ и $H1$ с ростом величины U_r . Окно темпов эмиссии 200 с^{-1} .

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-

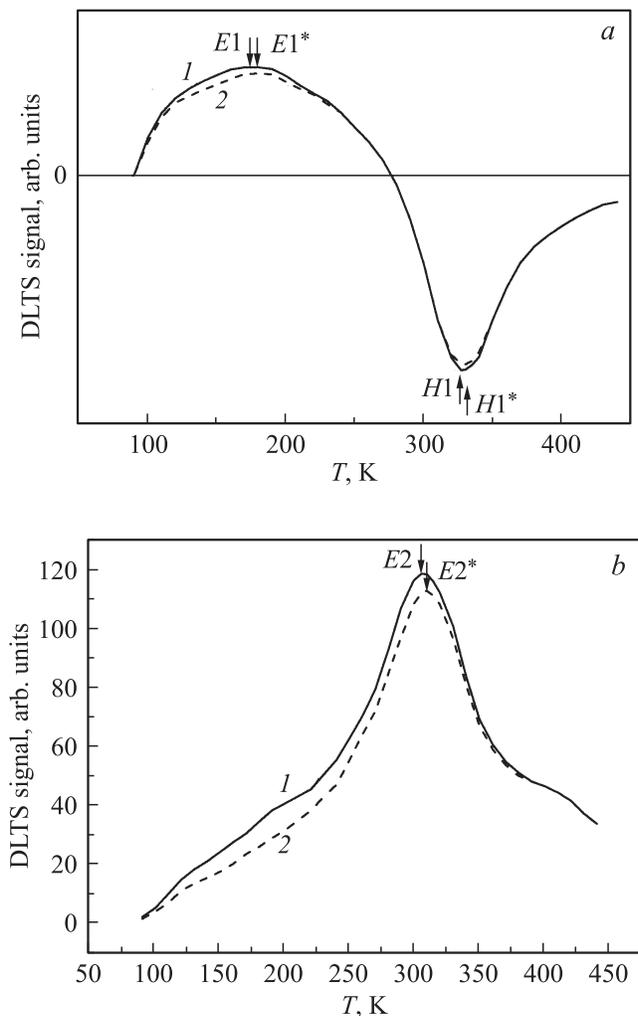


Рис. 4. Спектры DLTS многослойной p - n -структуры с 10 рядами КТ InAs/GaAs при $U_f = 0.72$ В, $U_r = 0.19$ (а) и 2.18 В (б) после предварительного изохронного отжига при $U_{ra} > 0$ (1), $U_{ra} = 0$ (2).

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 ~ 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

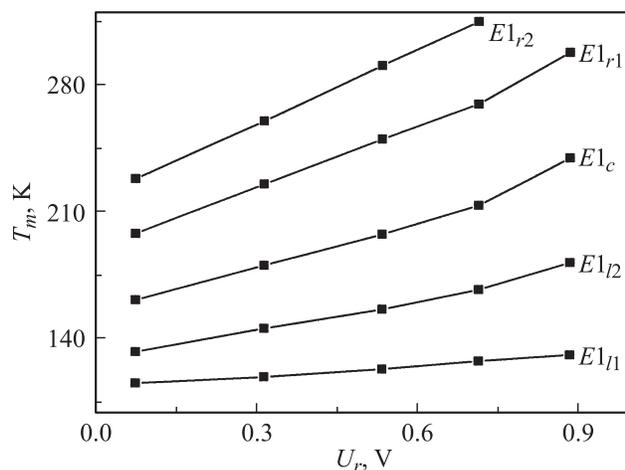


Рис. 5. Зависимости температурного положения DLTS-пиков T_m от величины импульса напряжения U_r .

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 ~ 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 ~ 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.