

## Емкостные исследования многослойных ансамблей InAs-квантовых точек в GaAs-матрице

© А.А. Гуткин<sup>¶</sup>, П.Н. Брунков, С.Г. Конников

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

(Получена 14 марта 2007 г. Принята к печати 28 марта 2007 г.)

Проведен анализ квазистатических емкостных характеристик многослойных массивов вертикально связанных InAs-квантовых точек в матрице *n*-GaAs в предположении о гауссовом распределении энергии основного состояния квантовых точек. Массив InAs квантовых точек с характерным размером основания около 20 нм и высотой  $\sim 3$  нм был упорядочен в направлении роста и состоял из 3, 6 или 10 слоев, находящихся друг от друга на расстоянии  $\sim 5$  нм. Установлено, что с увеличением числа слоев от 3 до 10 средняя энергия связи основного состояния электронов увеличивается от  $\sim 80$  до  $\sim 120$  мэВ, а среднее квадратичное отклонение, характеризующее распределение уровней этого состояния по энергиям, уменьшается от  $\sim 30$  до  $\sim 15$  мэВ.

PACS: 68.65.Hb, 73.21.La, 73.63.Kv

Возможность создания новых электронных и опто-электронных приборов на основе самоорганизованных квантовых точек (КТ), встроенных в полупроводниковую матрицу, требует детального исследования электрофизических свойств таких ансамблей и методов управления их свойствами. В частности, значительный интерес представляет изменение электронной структуры вертикально связанных КТ по мере увеличения числа слоев таких точек в матрице полупроводника. Согласно теоретическим и экспериментальным работам [1–3], взаимодействие между электронными состояниями КТ, находящихся в разных слоях, приводит к расщеплению и понижению уровней этих состояний. Связанное с этими изменениями смещение спектров низкотемпературной фотолюминесценции, обусловленной рекомбинацией электронно-дырочных пар в InAs КТ, находящихся в GaAs-матрице, наблюдалось в работах [1–3]. Другой важной характеристикой массива КТ, определяющей возможности его использования, является глубина залегания электронного уровня КТ относительно края соответствующей разрешенной зоны матрицы (энергия связи носителя заряда в КТ). Изменение этой величины в многослойных массивах зависит от многих факторов и в принципе отличается от смещения спектров излучательной рекомбинации в КТ, поскольку в процессе рекомбинации участвуют носители заряда обоих знаков. Ранее было показано, что для изучения энергетического спектра состояний в КТ можно использовать анализ емкостных характеристик барьеров Шоттки, в область объемного заряда которых встроен слой с КТ [4,5].

В настоящей работе представлены результаты емкостных исследований многослойных массивов вертикально связанных InAs КТ в матрице из *n*-GaAs. Исследуемые структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на плоскости (001) подложки *n*-GaAs. Массив InAs КТ был упорядочен в направлении роста и состоял из 3, 6 или 10 слоев, находящихся друг от друга на расстоянии  $\sim 5$  нм. Каждый слой форми-

ровался в результате трансформации упругонапряженного слоя InAs с эффективной толщиной  $\sim 5 \text{ \AA}$  в массив островков [6]. Первый слой InAs выращивался после нанесения на подложку буферного слоя GaAs с концентрацией электронов  $n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  толщиной около 1 мкм и был отделен от него слоем нелегированного GaAs толщиной 10 нм. Такой же слой нелегированного GaAs наносился и на последний ряд КТ, после чего структура покрывалась слоем GaAs с концентрацией электронов  $n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  толщиной  $d_{\text{cap}}$  около 0.5 мкм (см. таблицу). Для формирования барьера Шоттки на поверхность структуры наносился металлический контакт на основе Au, который для различных образцов имел площадь  $S$ , лежащую в пределах  $(1.1–1.5) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$  (см. таблицу).

Как показали исследования на просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ), средний латеральный размер КТ во всех структурах был равен 19–20 нм со стандартным отклонением  $\sim 3$  нм. Высота КТ была равна  $\sim 3$  нм, а их двумерная плотность ( $N_{\text{qd}}$ ) в одном слое, определенная с помощью ПЭМ, приведена в таблице. На рис. 1 приведено поперечное ПЭМ изображение структуры, содержащей 6 слоев КТ. Видно, что происходит выстраивание КТ в направлении роста. Рассто-

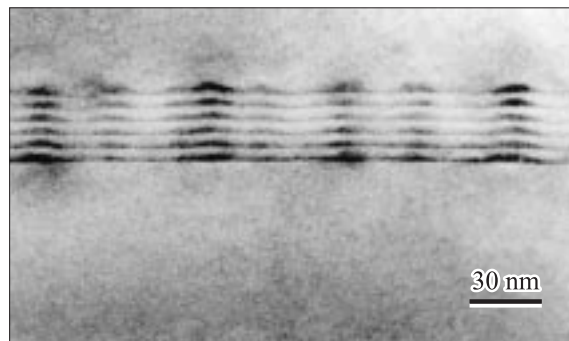


Рис. 1. Светлопольное ПЭМ изображение поперечного сечения структуры, содержащей 6 слоев квантовых точек.

<sup>¶</sup> E-mail: agut@defect.ioffe.ru

Параметры, используемые для расчета  $C(V)$ -характеристик исследуемых структур с квантовыми точками InAs/GaAs

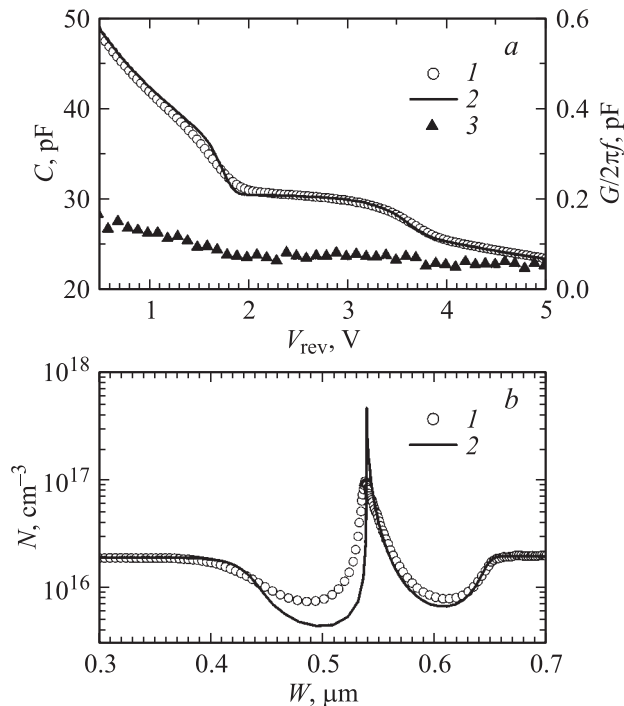
№ образца	Число слоев КТ	$E_0$ , мэВ	$\sigma$ , мэВ	$Q_{qd}$ , $10^{11} \text{ см}^{-2}$	$N_{qd}$ , $10^{10} \text{ см}^{-2}$	$S$ , $10^{-3} \text{ см}^2$	$d_{cap}$ , мкм
1	3	80	30	1.8	5.0	1.5	0.52
2	6	100	25	2.1	4.0	1.1	0.47
3	10	120	15	2.6	3.5	1.3	0.41

яние между слоями КТ составляет примерно 4.8 нм. С учетом высоты КТ получаем, что ширина барьерного слоя GaAs между КТ в направлении роста составляет примерно 1.8 нм, т.е. эти барьеры являются туннельно-прозрачными для носителей заряда [1–3]. Таким образом, формируется массив вертикально связанных КТ.

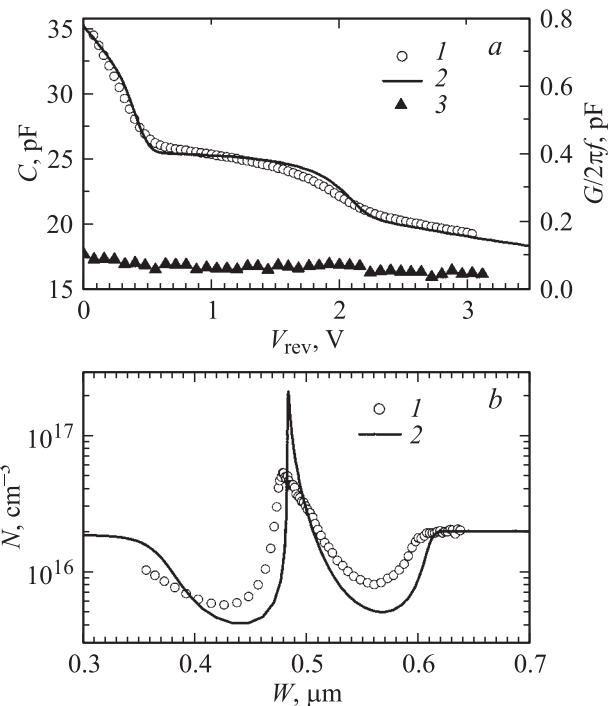
На рис. 2, *a*, 3, *a* и 4, *a* представлены зависимости дифференциальной емкости ( $C$ ) исследуемых структур от напряжения смещения ( $V$ ). Амплитуда измерительного переменного сигнала составляла 10 мВ. Измерения были проведены при температурах ниже 100 К с использованием частоты  $f$  измерительного сигнала не более 10 кГц. При этих условиях приведенная дифференциальная проводимость ( $G/2\pi f$ ) образцов была значительно меньше измеряемой емкости и зависимость  $G/2\pi f$  от напряжения смещения не содержала никаких особенностей

(рис. 2, *a*, 3, *a* и 4, *a*). Это означает, что степень заполнения состояний КТ успевает следить за вызванными переменным напряжением изменениями положения квазиуровня Ферми, т.е. вольт-фарадные характеристики могут анализироваться на основании квазистатического приближения [6–8]. Как и в случае одного слоя КТ, включенного в область объемного заряда [4,5], эти  $C(V)$ -характеристики содержат область слабого падения емкости с увеличением напряжения обратного смещения, соответствующего уменьшению стационарной концентрации электронов, захваченных КТ.

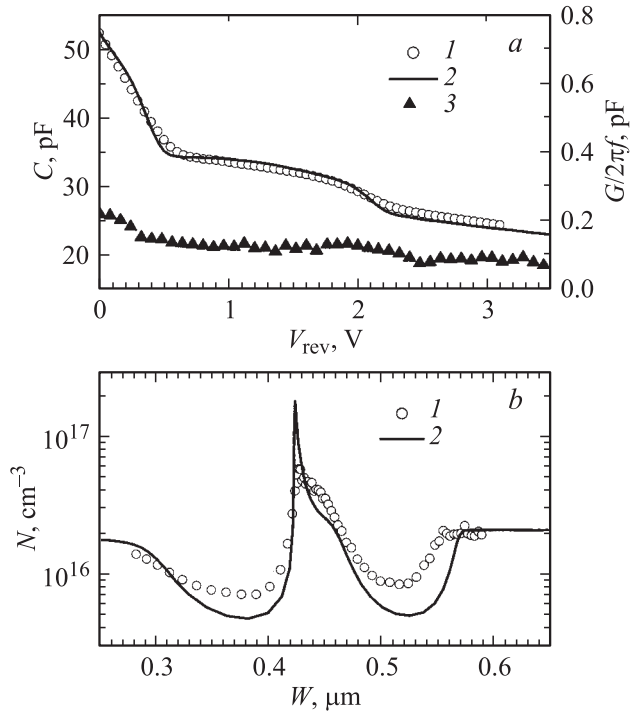
Расчеты дифференциальной емкости  $C = dQ/dV$  и ширины слоя объемного заряда  $W$  при различных напряжениях смещения проводились путем послочисленного численного интегрирования уравнения Пуассона, учитывающего положительный заряд ионизованных мелких



**Рис. 2.** *a* — зависимости емкости  $C$  (кривая 1) и приведенной проводимости  $G/2\pi f$  (кривая 3) структуры с 3 слоями КТ от напряжения смещения. Измерения были проведены при  $T = 60$  К и частоте измерительного сигнала  $f = 1$  кГц. *b* — профиль распределения эффективной концентрации носителей  $N(W)$  (кривая 1) для этой структуры. Сплошными линиями показаны результаты расчетов  $C(V)$ - (кривая 2 на рис. 2, *a*) и  $N(W)$ - (кривая 2 на рис. 2, *b*) характеристик.



**Рис. 3.** *a* — зависимости емкости  $C$  (кривая 1) и приведенной проводимости  $G/2\pi f$  (кривая 3) структуры с 6 слоями КТ от напряжения смещения. Измерения были проведены при  $T = 77$  К и частоте измерительного сигнала  $f = 10$  кГц. *b* — профиль распределения эффективной концентрации носителей  $N(W)$  (кривая 1) для этой структуры. Сплошными линиями показаны результаты расчетов  $C(V)$  (кривая 2 на рис. 3, *a*) и  $N(W)$  (кривая 2 на рис. 3, *b*).



**Рис. 4.** *a* — зависимости емкости  $C$  (кривая 1) и приведенной проводимости  $G/2\pi f$  (кривая 3) структуры с 10 слоями КТ от напряжения смещения. Измерения были проведены при  $T = 77$  К и частоте измерительного сигнала  $f = 10$  кГц. *b* — профиль распределения эффективной концентрации носителей  $N(W)$  (кривая 1) для этой структуры. Сплошными линиями показаны результаты расчета  $C(V)$  (кривая 2 на рис. 4, *a*) и  $N(W)$  (кривая 2 на рис. 4, *b*).

доноров, равномерно распределенных в слое объемного заряда, и заряд электронов ( $Q_{qd}$ ), находящихся на состояниях КТ [5,6]. Этот заряд, локализованный в массиве КТ, определяется потенциалом слоя КТ относительно уровня Ферми в квазинейтральной области GaAs-матрицы, расположенной за слоем объемного заряда структуры, концентрацией КТ и системой энергетических уровней электронных состояний КТ. Поскольку полное число КТ в массиве было велико, а температура измерений низка, предполагалось, что при нулевом и обратном смещениях структуры электроны находятся только на состояниях нижней мини-зоны КТ, возникшей из-за их взаимодействия. Иными словами, число электронов, находящихся на уровнях нижней мини-зоны, достаточно для того, чтобы повысить потенциал слоя КТ до такой величины, чтобы возбужденные состояния КТ оказались незаполненными. При этом предполагалось, что энергетические расстояния этих уровней до дна зоны проводимости матрицы имеют гауссово распределение с математическим ожиданием  $E_0$  и средним квадратическим отклонением  $\sigma$ . Значения  $E_0$  и  $\sigma$ , отвечающие наилучшему согласию расчетных вольт-фарядных характеристик эксперименту, приведены в таблице. Остальные параметры структуры, необходимые для расчета,

принимались равными величинам, приведенным выше в описании образцов для исследования.

Как видно из таблицы, увеличение числа слоев в ансамбле КТ приводит к заметному увеличению энергии связи электронов  $E_0$ , захваченных на InAs-КТ. Одновременно происходит уменьшение параметра  $\sigma$ , характеризующего распределение по энергиям электронных состояний слоя КТ. Эти закономерности качественно согласуются с результатами исследования спектров фотолюминесценции вертикально связанных InAs-КТ в матрице GaAs [1], согласно которым при увеличении числа слоев точек от 1 до 10 полоса фотолюминесценции, вызванной излучательной рекомбинацией электронно-дырочных пар в КТ, сужается и сдвигается в длинноволновую часть спектра. Расчеты, проведенные в [1], показали, что оба этих эффекта связаны с увеличением взаимодействия между электронными состояниями вертикально связанных КТ и понижением вследствие этого энергии основных состояний электронов и дырок в КТ. При этом предполагалось, что доминирующий вклад в эффекты дает уменьшение энергии состояний, возникших из зоны проводимости InAs. Такое понижение энергии связанных электронов и обнаруживают измерения квазистатических  $C(V)$ -характеристик, проведенные в настоящей работе.

На основании экспериментальной  $C(V)$ -зависимости может быть определено распределение по глубине эффективной концентрации носителей заряда  $N(W)$ :

$$N(W) = \frac{C^3}{q\epsilon\epsilon_0 S^2 \left(\frac{dC}{dV}\right)}, \quad W = S \frac{\epsilon\epsilon_0}{C}, \quad (1)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $W$  — ширина области пространственного заряда,  $S$  — площадь барьера Шоттки.

Это распределение для каждого из исследованных образцов представлено на рис. 2, *b*, 3, *b* и 4, *b*. В квазинейтральных областях GaAs, как и следовало ожидать, эффективная концентрация  $N$  распределена однородно и совпадает с концентрацией электронов, поставляемых мелкими донорами. В слое, содержащем массив КТ, распределение эффективной концентрации  $N$  имеет пик, соответствующий носителям, захваченным на состояниях КТ, но успевающим следить за изменениями квазиуровня Ферми при изменении напряжения смещения. Этот слой в свою очередь окружен двумя областями обеднения, в которых положительный заряд ионизованных мелких доноров экранирует заряд электронов, находящихся на КТ.

Расчеты эффективной концентрации носителей  $N(W)$ , выполненные с использованием экспериментальных и модельных  $C(V)$ -характеристик, достаточно хорошо согласуются между собой. При этом характерной особенностью для образца с 10 слоями КТ, воспроизводящейся как для экспериментальной, так и для модельной кривых, является появление в профиле эффективной концентрации плеча у пика, связанного с

КТ (рис. 4, *b*). Как показывают расчеты, такое плечо является следствием достаточно большой ширины области, содержащей КТ ( $\sim 0.05$  мкм для исследуемого образца), благодаря которой падение внешнего напряжения на этой области становится значительным, и в разных слоях КТ квазиуровень Ферми находится в сильно различающихся частях спектра энергетических уровней КТ. С другой стороны, такое плечо даже при большой ширине массива КТ возникает, только если среднее квадратическое отклонение электронных состояний КТ по энергии  $\sigma$  не слишком велико. В частности, расчеты для исследуемого образца при  $\sigma = 25$  мэВ показали, что в этом случае пик, связанный с КТ, просто уширяется и не имеет ярко выраженного плеча. Поэтому возникновение плеча является дополнительным подтверждением отмеченного ранее [1] сужения энергетического распределения состояний при увеличении числа слоев КТ.

Из расчетов  $C(V)$ -характеристик образцов с различным количеством слоев КТ следует, что поверхностная плотность заряда  $Q_{qd}$ , аккумулированного всей совокупностью КТ при нулевом напряжении смещения на структуре, с увеличением числа слоев КТ от 3 до 10 растет лишь в 1.5 раза (см. таблицу). Подобное поведение аккумулированного заряда  $Q_{qd}$  следует ожидать, если его величина во всех исследованных массивах определяется не столько числом состояний, которые могут быть заполненными электронами, сколько изменением электростатического потенциала области, содержащей КТ. Последнее приводит к тому, что энергетический уровень большинства электронных состояний оказывается выше уровня Ферми в нейтральной области полупроводника и в равновесии не заполняется электронами. Это подтверждает сделанное ранее предположение о заполнении электронами только состояний нижней мини-зоны массива КТ. Незначительное увеличение аккумулированного заряда  $Q_{qd}$  с увеличением количества слоев может быть связано с заглуплением энергетического уровня электронных состояний КТ.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что измерения и анализ квазистатистических  $C(V)$ -характеристик барьерных структур на основе легированного полупроводника, содержащего в области объемного заряда многослойные массивы КТ, позволяют оценить величину и распределение энергии основного состояния электронов в этих массивах. Массив InAs-КТ с характерным размером основания около 20 нм и высотой  $\sim 3$  нм был упорядочен в направлении роста и состоял из 3, 6 или 10 слоев, находящихся друг от друга на расстоянии  $\sim 5$  нм. В предположении о гауссовом распределении энергии основного состояния КТ обнаружено, что с увеличением числа слоев от 3 до 10 средняя энергия связи основного состояния электронов  $E_0$  увеличивается от 80 до  $\sim 120$  мэВ, а среднее квадратическое отклонение  $\sigma$ , характеризующее распределение уровней этого состояния по энергиям, уменьшается от  $\sim 30$  до  $\sim 15$  мэВ.

Работа выполнена с использованием оборудования регионального ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“ при поддержке Программы фундаментальных исследований президиума РАН „Квантовые наноструктуры“.

## Список литературы

- [1] G.S. Solomon, J.A. Trezza, A.F. Marshall, J.S. Harris, jr. Phys. Rev. Lett., **76**, 952 (1996).
- [2] C. Pryor. Phys. Rev. Lett., **80**, 3579 (1998).
- [3] А.Ф. Цацульников, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, Б.В. Воловик, А.А. Суворова, Н.А. Берг, П.С. Копьев. ФТП, **31**, 851 (1997).
- [4] P.N. Brunkov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, Yu.G. Musikhin, N.N. Ledentsov, S.G. Konnikov, A. Polimeni, A. Patane, P.C. Main, L. Eaves, C.M.A. Kapteyn. J. Electron. Mater., **28**, 486 (1999).
- [5] P.N. Brunkov, A. Patane, A. Levin, L. Eaves, P.C. Main, Yu.G. Musikhin, P.V. Volovik, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, S.G. Konnikov. Phys. Rev. B, **65**, 085 326 (2002).
- [6] П.Н. Брунков, А.А. Суворова, Н.А. Берг, А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, С.Г. Конников, Л. Ивс, П.С. Майн. ФТП, **32**, 1229 (1998).
- [7] G. Medeiros-Ribeiro, G.H. Garcia, P.M. Petroff. Phys. Rev. B, **56**, 3609 (1997).
- [8] E.H. Nicollian, A. Goetzberger. Bell Syst. Techn. J., **46**, 1055 (1967).

Редактор Л.В. Беляков

## Capacitance study of multilayer ensemble of InAs quantum dots in GaAs matrix

A.A. Gutkin, P.N. Brunkov, S.G. Konnikov

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

**Abstract** The analysis of quasi-static capacitance characteristics of multilayered arrays of vertically coupled InAs quantum dots (QD) in a *n*-GaAs matrix under the assumption about the Gauss distribution of energy of the ground state in the QD was carried out. Array of InAs QDs with the characteristic basis size about 20 nm and height of 3 nm has been ordered in the growth direction and has consisted of 3, 6 or 10 layers separated from each other on distance  $\sim 5$  nm. It was found, that with increase in number of QD layers from 3 up to 10 the average energy of the electron ground state increases from  $\sim 80$  up to  $\sim 120$  meV, and the average quadratic deviation, describing energy distribution of levels of this state, decreases from  $\sim 30$  down to  $\sim 15$  meV.