

Локальная туннельная спектроскопия кремниевых наноструктур

© Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф*, Ю.И. Романов⁺, С.А. Рыков⁺

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

* Institut für Festkörperphysik, Technische Universität,
D-10623 Berlin, Deutschland

⁺ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 7 октября 2004 г. Принята к печати 26 октября 2004 г.)

Процессы перезарядки многодырочных и малоэлектронных квантовых точек в условиях баллистического транспорта одиночных носителей тока внутри самоупорядоченных квантовых ям на поверхности кремния (100) изучаются с помощью методики локальной туннельной спектроскопии при высоких температурах вплоть до комнатной. На основании данных измерений туннельных вольт-амперных характеристик при прохождении одиночных носителей тока через заряженные квантовые точки идентифицируются режимы кулоновской блокады, кулоновских осцилляций проводимости и формирования электронных оболочек. Туннельные вольт-амперные характеристики демонстрируют влияние размерного квантования и электрон-электронного взаимодействия на характеристики транспорта одиночных носителей тока через кремниевые квантовые проволоки, содержащие слабо- и сильносвязанные квантовые точки.

1. Введение

Изготовление полупроводниковых структур с самоупорядоченными квантовыми ямами и сверхрешетками является одной из наиболее важных проблем современной физики полупроводников и нанoeлектроники. Особенно актуальной она стала в последние годы в связи с задачами создания принципиально новых приборов нанoeлектроники и оптоэлектроники, таких как транзисторы на одиночных электронах, одноэлектронные ячейки памяти и лазеры на внутризонных переходах [1–4]. Поэтому разработка новых технологий полупроводниковых наноструктур ставит все большее число вопросов, касающихся микроскопической природы самоупорядоченных квантовых ям и разделяющих их двумерных барьеров, которые составляют основу для получения квантовых проволок и точек в рамках электростатического ограничения движения носителей тока.

Квантовые точки представляют собой нуль-мерные системы, которые могут быть получены при полном ограничении движения носителей тока как в квантовых проволоках и ямах, так и в объемных кристаллах. Поскольку движение носителей тока ограничено внутри квантовой точки во всех направлениях, соответствующий энергетический спектр будет полностью дискретным, как в одиночном атоме. Поэтому квантовые точки часто называют искусственными атомами, хотя каждая такая точка состоит из тысяч или даже сотен тысяч настоящих атомов. Естественно, речь в этом случае идет о заряженных квантовых точках, тогда как пустые квантовые точки не являются аналогами реальных атомов, но представляют значительный интерес для изучения процессов резонансного туннелирования носителей тока через нуль-мерные системы [5]. В свою очередь, подобно настоящему атому, заряженная квантовая точка — „искусственный атом“ — может содержать один или

несколько свободных носителей тока, демонстрируя в процессах перезарядки эффекты как размерного квантования, так и электрон-электронного взаимодействия, относительный вклад которых определяется размерами точки и характеристиками ее границ [2,6].

Аналогично квантовым ямам и квантовым проволокам квантовые точки могут быть получены как в рамках технологии молекулярно-лучевой эпитаксии при совместном использовании нанолитографии и селективного травления [1,2,6,7], так и электростатически, с помощью нанесенных металлических микроконтактов [2,8]. В первом случае процесс формирования квантовых точек внутри гетероструктур, например AlGaAs–GaAs, начинается с нанесения на поверхность широкозонного полупроводника (AlGaAs) ряда масок, после этого производится глубокое травление, при котором удаляется весь слой AlGaAs и частично слой GaAs. В результате в образовавшихся нуль-мерных точках GaAs сосредоточиваются электроны, возникающие вследствие ионизации мелких донорных центров в AlGaAs. Поэтому количество носителей тока, локализованных в квантовой точке, определяется концентрацией донорных центров и процессами их самокомпенсации из-за образования DX-центров [9], что создает целый ряд проблем в исследовании транспорта баллистических носителей тока. Этот недостаток устраняется при использовании электростатического метода создания одномерных и нуль-мерных систем путем ограничения движения носителей тока в квантовых ямах (рис. 1, *a, b*), преимуществом которого является возможность увеличивать число электронов или дырок в квантовой точке вплоть до нескольких сотен, что позволяет наблюдать такие интересные явления как кулоновская блокада и кулоновские осцилляции, возникающие вследствие усиления электрон-электронного взаимодействия [2,8].

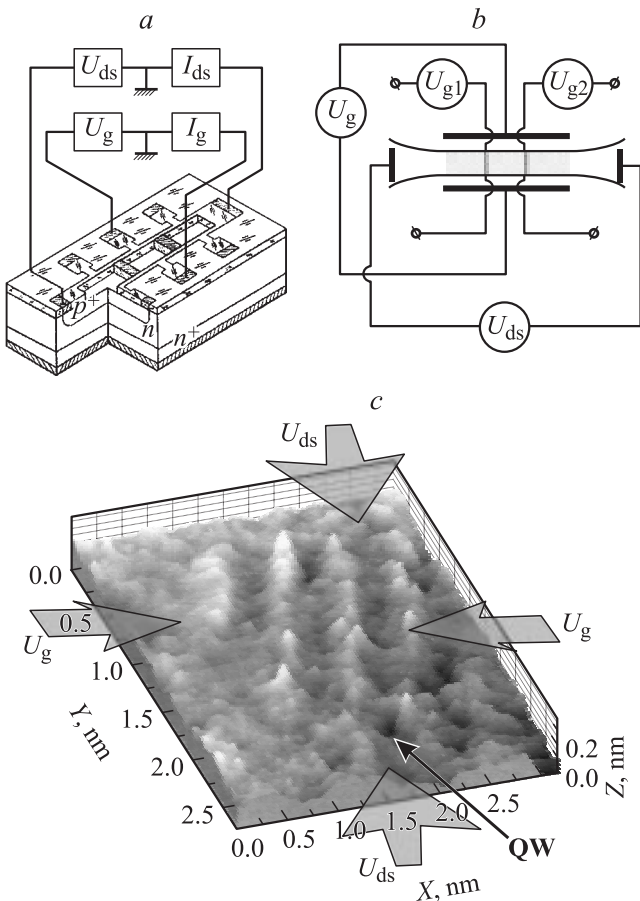


Рис. 1. *a* — схема образца планарной $p^+ - n$ -структуры холловской геометрии. Образец предназначен для изучения кулоновской блокады, кулоновских осцилляций и кулоновской лестницы проводимости квантовых точек в процессе транспорта одиночных носителей тока. *b* — схема расщепленного затвора (U_g), используемая для получения модулированных квантовых проволок внутри квантовых ям. Напряжения U_{g1} и U_{g2} прикладываются к „пальчиковым“ затворам, предназначенным для реализации квантовых точек. *c* — трехмерное изображение расщепленного затвора, полученное методом сканирующей туннельной микроскопии, в окрестности квантовой ямы на поверхности Si(100).

Одной из нерешенных задач практической нанoeлектроники является определение относительного вклада квантовой интерференции и электрон-электронного взаимодействия в баллистический транспорт в электростатически индуцированных квантовых проволоках в условиях упругого обратного рассеяния носителей тока на внутренних δ -образных барьерах. Подобная модуляция когерентного транспорта одиночных носителей тока может возникать из-за влияния остаточных примесных центров, распределенных вдоль границ квантовой проволоки, а также вследствие неоднородного распределения напряжения затвора вдоль квантовой проволоки [10,11]. Варьируя напряжение исток-сток (U_{ds}) и напряжение затвора (U_g), можно не только усилить влияние случайных электростатических δ -барьеров, но и создать в рамках

использования методики расщепленного затвора квантовую точку внутри квантовой проволоки. Транспортные характеристики квантовой точки контролируются с помощью „пальчиковых“ затворов, тогда как напряжение центрального затвора управляет количеством находящихся в ней носителей тока (рис. 1). Таким образом, электростатически сформированная заряженная квантовая точка представляет собой „искусственный атом“, в котором с помощью внешних электрических полей можно изменять число носителей тока.

Кроме того, характеристики квантовых точек внутри квантовых ям могут контролироваться с помощью методики локальной туннельной спектроскопии (рис. 2, *a*). В этом случае напряжение, приложенное между зондом сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) и контактом на границе планарной структуры (U_{tunn}), которое представляет собой разность потенциалов на концах электростатически индуцированной квантовой проволоки, является суперпозицией напряжения исток-сток и напряжения на затворе:

$$U_{tunn} = U_{ds} + U_g.$$

В зависимости от количества носителей тока, находящихся на квантовой точке, следует различать так называемые многоэлектронные и малоэлектронные „искусственные атомы“. Следует отметить, что количество носителей тока определяет круг наблюдаемых явлений в процессах баллистического транспорта. Например, кулоновские осцилляции проводимости, возникающие при

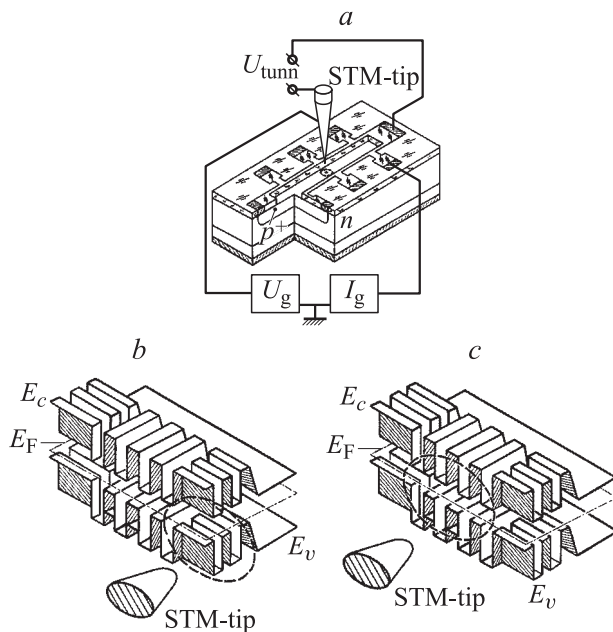


Рис. 2. *a* — планарная структура, содержащая p^+ -диффузионный профиль, в условиях подвода иглы туннельного микроскопа. *b, c* — трехмерные диаграммы зонной схемы продольной квантовой ямы p -типа на поверхности n -Si, которая содержит квантовую точку, представляющую собой мультитуннельный переход в условиях: *b* — $U_{tunn} = U_{ds}$, *c* — $U_{tunn} = U_g$. Пунктирным кружком показана область точечного контакта иглы.

изменении напряжения центрального затвора (рис. 1, *a*), имеют исключительно многоэлектронный характер [6,8]. Малоэлектронные квантовые точки, в свою очередь, проявляют целый ряд свойств, типичных для реальных атомов, таких как орбитальное вырождение и формирование оболочек [12,13]. Кроме того, обнаружение эффекта Кондо и резонансов Фано в низкоразмерных системах, содержащих малоэлектронные квантовые точки, является еще одним доказательством сходства между реальными и искусственными атомами [14,15].

В данной работе с помощью методики локальной туннельной спектроскопии будут изучены различные режимы баллистического транспорта одиночных дырок через многоэлектронные и малоэлектронные квантовые точки внутри самоупорядоченных квантовых ям на поверхности кремния (100). Основное внимание будет уделено регистрации процессов однодырочной перезарядки при высоких температурах вплоть до комнатной, что достигается благодаря использованию последовательного соединения нескольких квантовых точек емкостью $\sim 10^{-19}$ Ф.

В дальнейших разделах кратко анализируются характеристики кремниевых квантовых ям *p*-типа, которые формируются между самоупорядоченными слоями микродефектов, полученных в условиях предварительного окисления и последующей диффузии бора на поверхности Si(100). Далее представлены данные исследований эффектов кулоновских осцилляций и кулоновской блокады, возникающих в процессе однодырочной перезарядки квантовой точки, электростатически индуцированной внутри квантовой проволоки с помощью расщепленного затвора, встроенного в плоскость самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы. В дальнейших разделах показаны локальные туннельные спектры, также демонстрирующие эффекты кулоновской блокады и кулоновских осцилляций при прохождении одиночных дырок через слабосвязанные многоэлектронные квантовые точки внутри самоупорядоченных кремниевых квантовых ям. В заключение приведены соответствующие туннельные вольт-амперные характеристики, полученные при изучении сильносвязанных малоэлектронных квантовых точек, которые показывают различные версии формирования электронных оболочек в зависимости от числа электронов в квантовой точке и от ее формы.

2. Самоупорядоченные кремниевые квантовые ямы (СККЯ)

Известно, что формирование слоев окисла на поверхности монокристаллического Si способствует генерации избыточных потоков собственных межузельных атомов и вакансий, которые имеют выделенное кристаллографическое направление соответственно вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ [16–19]. На начальной стадии окисления образование тонкого слоя окисла сопровождается генерацией избыточных межузельных атомов Si, которые способны формировать небольшие микродефекты, тогда

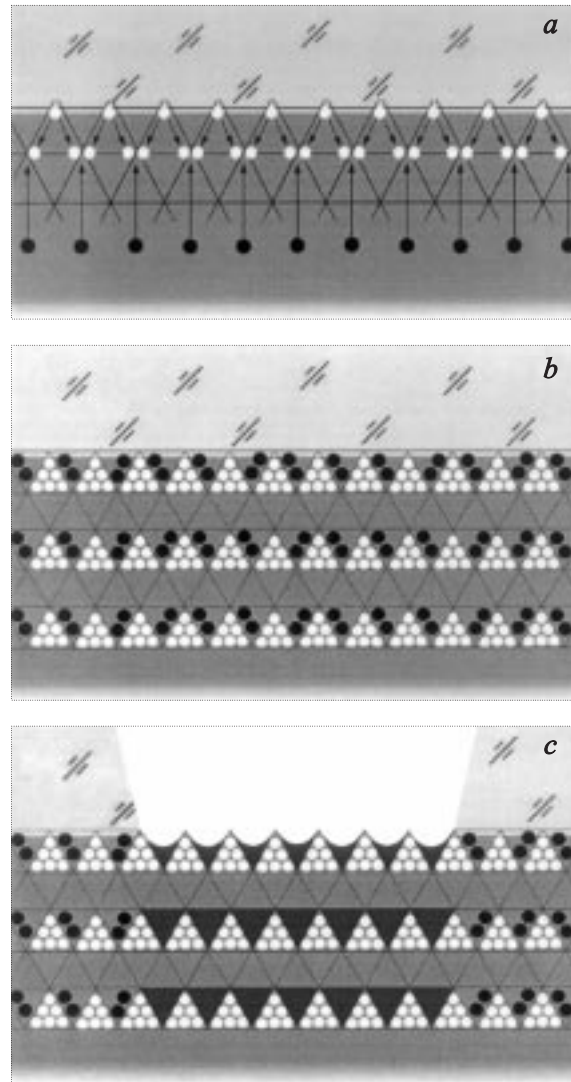


Рис. 3. Схемы получения самоупорядоченных кремниевых квантовых ям (СККЯ) на поверхности Si(100) в условиях инжекции собственных межузельных атомов Si (белые кружки) и вакансий (черные кружки) в процессе предварительного окисления (*a*, *b*) и последующей диффузии бора (*c*): *a* — схема избыточных потоков собственных межузельных атомов Si и вакансий, которые генерируются в процессе предварительного окисления поверхности Si(100) и кристаллографически ориентированы соответственно вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$. *b* — схема продольных СККЯ, которые возникают между слоями микродефектов, формирующихся на стадии предварительного окисления поверхности Si(100) из собственных межузельных атомов Si и вакансий. *c* — схема продольных СККЯ, формирующихся в результате последующей пассивации микродефектов в условиях кратковременной диффузии бора по вакансионному механизму (темные области) в рамках планарной кремниевой технологии.

как противоположно направленные потоки вакансий приводят к их аннигиляции (рис. 3, *a*). Так как истоки и стоки избыточных межузельных атомов и вакансий на окисляющейся поверхности Si(100) располагаются

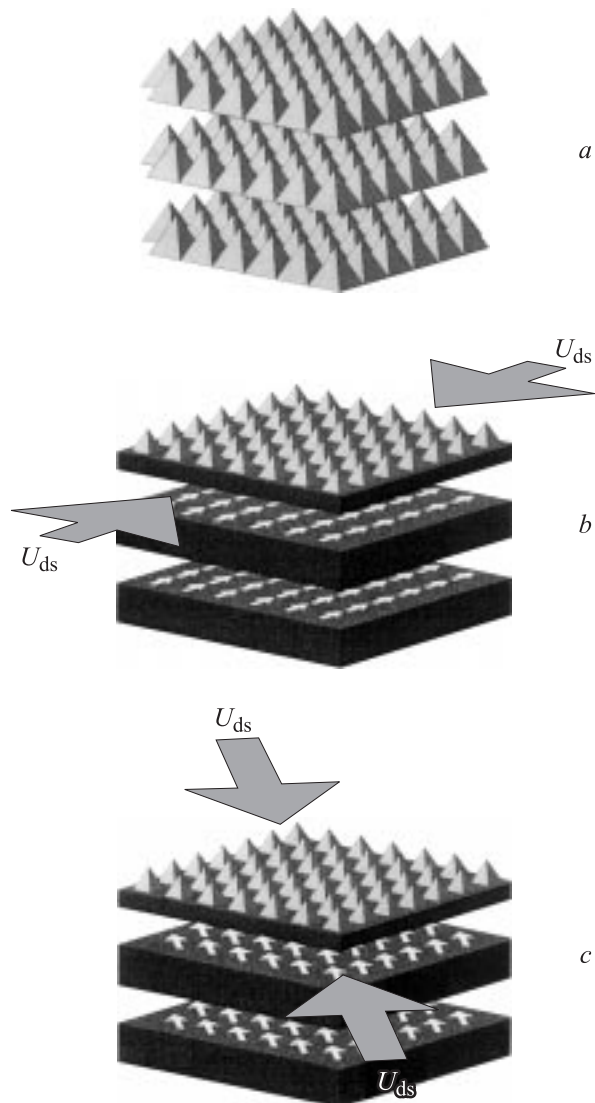


Рис. 4. Трехмерное изображение продольных СККЯ, сформированных между слоями микродефектов (*a*), которые трансформируются в нейтральные δ -барьеры после пассивации в условиях кратковременной диффузии бора по вакансионному механизму (*b, c*). Белые стрелки показывают направление упорядочения примесных диполей бора внутри δ -барьеров в условиях напряжения исток–сток U_{ds} , приложенного вдоль кристаллографических осей: *b* — [001], *c* — [011].

соответственно вблизи положительно и отрицательно заряженных реконструированных кремниевых оборванных связей [19], следует ожидать, что размеры микродефектов в форме пирамид, состоящих из собственных межузельных атомов, должны быть порядка 2 нм. Поэтому распределение микродефектов, созданных на начальной стадии окисления, по-видимому, представляет собой модификацию фрактала типа салфетки Серпинского со встроенной продольной квантовой ямой (рис. 3, *b* и 4, *a*).

Следует отметить, что фрактальное распределение микродефектов воспроизводится при дальнейшем окислении поверхности кремния (100). Причем размеры от-

дельных микродефектов, зародышами которых являются P_b -центры [20], увеличиваются со временем окисления [21]. Получение толстых слоев окисла приводит, однако, к преобладающей генерации вакансий окисленной поверхностью и, следовательно, к разрушению микродефектов, которое сопровождается самоорганизацией поперечных квантовых ям [10,21].

Несмотря на то что структуры как продольных, так и поперечных кремниевых квантовых ям, внедренные во фрактальную систему микродефектов, представляют большой интерес для использования в качестве основы для оптически и электрически активных микрорезонаторов в опто- и нанoeлектронике, присутствие оборванных связей на их границах является негативным фактором для практической реализации подобных структур. Поэтому для пассивации оборванных связей и других дефектов, созданных в процессе предварительного окисления подложек Si(100), целесообразно применить последующую кратковременную диффузию бора, которая может привести к трансформации слоев микродефектов в нейтральные δ -барьеры, ограничивающие СККЯ (рис. 3, *c* и 4, *b, c*).

В данной работе с этой целью использовались подложки n -Si(100) толщиной 0.35 мм с удельным сопротивлением 500 и 20 Ом·см, которые были предварительно окислены при температуре 1150°C в атмосфере сухого кислорода, содержащей пары $SiCl_4$. Толщина слоев окисла зависит от длительности процесса окисления, который варьировался в пределах от 20 мин до 24 ч. В дальнейшем для получения и исследования продольных СККЯ основное внимание уделялось образцам с тонким окислом (0.22 мкм), в котором с помощью фотолитографии вскрывались окна в холловской геометрии для проведения кратковременной диффузии бора из газовой фазы при $T_{dif} = 900^\circ C$. Известно, что при данной температуре устанавливается паритет между различными диффузионными механизмами [10,16–18], приводящий к резкому замедлению диффузии бора в кремнии, что способствует оптимальной пассивации слоев микродефектов, ограничивающих СККЯ (рис. 3, *c* и 4, *b, c*). Следует отметить, что микродефекты в форме пирамид, состоящих из собственных межузельных атомов, которые проявлялись на стадии химического травления [18], не исчезали и после кратковременной диффузии бора (рис. 1, *c*).

Анализ полученных сверхмелких профилей концентрации бора, проведенный методом масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС) [22], показал, что их глубина не превышала 7 нм [10,17,18,21]. Таким образом, глубина диффузионных профилей практически соответствовала ожидаемому вертикальному размеру самоупорядоченной кремниевой наноструктуры, состоящей из продольной СККЯ, ограниченной δ -барьерами (рис. 3, *c* и 4, *b, c*). Кроме того, наличие квантовой ямы p -типа на поверхности n -Si(100) контролировалось с помощью четырехзондового метода в условиях послойного стравливания. При использовании для этой цели метода ВИМС возникали

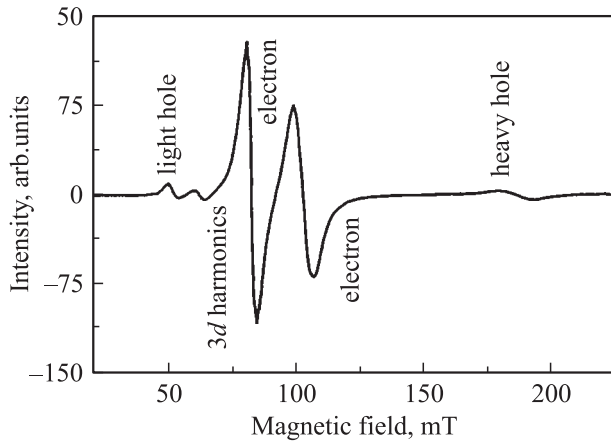


Рис. 5. Спектр циклотронного резонанса в СККЯ *p*-типа, сформированной между δ -барьерами на поверхности *n*-Si(100). Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости СККЯ в плоскости $\{110\}$: $B \parallel \langle 100 \rangle + 30^\circ$; $T = 4.0$ К, $\nu = 9.45$ ГГц.

определенные трудности, обусловленные ограничениями разрешающей способности этого метода и сглаживанием сверхмелкого диффузионного профиля вследствие диффузии примесных атомов под ионным пучком [17,18].

Характеристики одиночной СККЯ *p*-типа были идентифицированы по данным угловых зависимостей циклотронного резонанса (ЦР) электронов и дырок при вращении магнитного поля в плоскости $\{110\}$, перпендикулярной плоскости диффузионного профиля бора на поверхности Si(100) [23,24]. Гашение и сдвиг линий ЦР, зарегистрированных с помощью ЭПР спектрометра (X-band, 9.1–9.5 ГГц), продемонстрировали 180° -ю симметрию при ориентации магнитного поля параллельно плоскости полученного сверхмелкого профиля бора, что однозначно указывало на ориентацию квантовой ямы параллельно плоскости (100).

Спектры ЦР состоят из необычно узких линий (рис. 5), что свидетельствует о значительном увеличении времени спин-решеточной релаксации неравновесных электронов и дырок в СККЯ в сравнении с аналогичными данными для объемных образцов Si. Значения времен релаксации, оцененные по ширине спектральных линий ЦР для электронов ($\tau \approx 7 \cdot 10^{-10}$ с), для легких ($\tau \approx 5 \cdot 10^{-10}$ с) и тяжелых ($\tau \approx 5 \cdot 10^{-10}$ с) дырок, напрямую свидетельствуют о высокой подвижности двумерных носителей тока $\mu \gtrsim 200 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Этот результат является достаточно неожиданным, принимая во внимание уровень легирования бором δ -барьеров, между которыми сформирована квантовая яма. Для его объяснения были использованы данные ЭПР, которые показали, что сильно легированные δ -барьеры демонстрируют сегнетоэлектрические свойства, поскольку состоят из тригональных примесных диполей $\text{V}^+ - \text{V}^-$ [10,25]. В рамках предложенной модели реконструкция мелких акцепторов бора, приводящая к образованию нейтральных дипольных центров: $2\text{B}^0 \rightarrow \text{V}^- + \text{V}^+$, должна сопро-

вождаться формированием корреляционной энергетической щели в плотности состояний вырожденного двумерного дырочного газа. Идентификация данной энергетической щели на основе температурной зависимости коэффициента Зеебека (рис. 6) позволяет объяснить вышеприведенные значения подвижности носителей тока, которые сохраняются в СККЯ вплоть до 77 К [26].

Электростатическое упорядочение реконструированных примесных диполей внутри δ -барьеров в условиях внешнего электрического поля, приложенного вдоль раз-

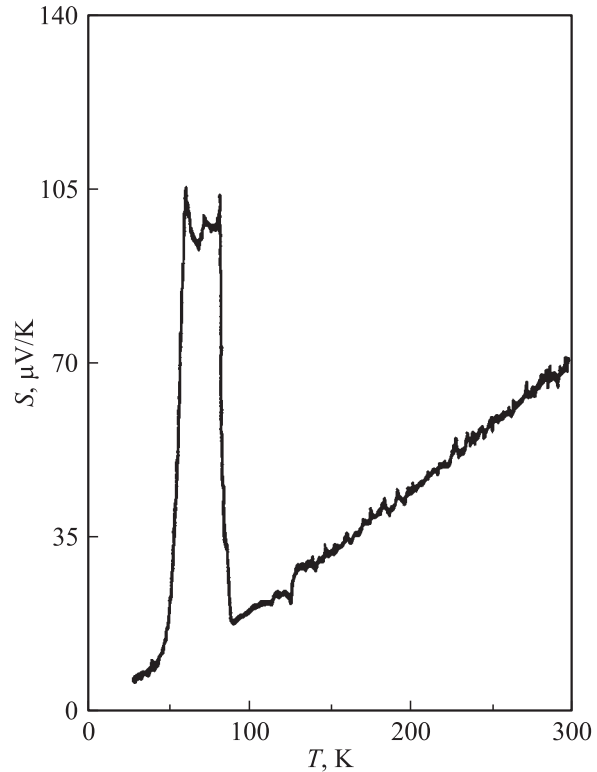


Рис. 6. Температурная зависимость термоэдса (коэффициента Зеебека) СККЯ *p*-типа, сформированной между δ -барьерами на поверхности *n*-Si(100).

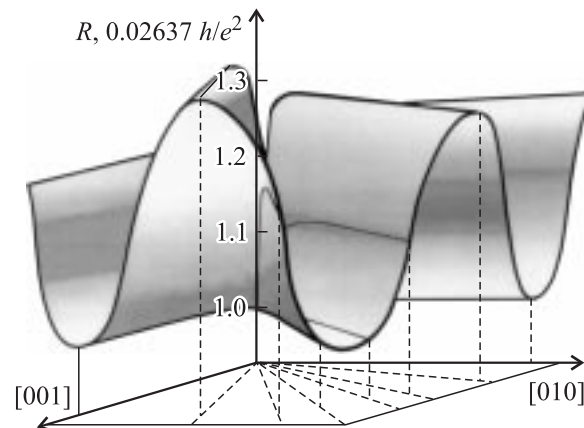


Рис. 7. Кристаллографически зависимое изменение сопротивления в плоскости СККЯ *p*-типа, сформированной между δ -барьерами на поверхности *n*-Si(100). $T = 77$ К.

личных кристаллографических осей в плоскости СККЯ (рис. 4, *b, c*), создает поперечные ограничения для движения носителей тока, что, как оказалось, приводит к угловой зависимости проводимости (рис. 7). Обнаруженные максимумы значений проводимости при ориентации внешнего электрического поля вдоль осей [010], [001] и [011] соответствуют кристаллографическим направлениям, которые наиболее энергетически выгодны в условиях квадратичного эффекта Штарка на реконструированном глубоком центре [27,28]. Поэтому наличие δ -барьеров с сегнетоэлектрическими свойствами сделало возможным, в частности, наблюдение квантовой лестницы проводимости с помощью конструкции расщепленного затвора (рис. 1) как при нулевом, так и отличном от нуля напряжении затвора [10,29]. Кроме того, электростатическое упорядочение примесных диполей, которое определяет поперечное ограничение движения носителей тока вдоль плоскости квантовой ямы, позволяет применить локальную туннельную спектроскопию для изучения квазиодномерного транспорта носителей тока. В этом случае внешнее электрическое поле $U_{\text{tunn}} = U_{\text{ds}} + U_{\text{g}}$, приложенное вдоль плоскости квантовой ямы (рис. 2, *a*), с одной стороны дает поперечное ограничение за счет упорядочения примесных диполей (U_{g}), а с другой — осуществляет транспорт одиночных носителей тока (U_{ds}).

3. Многоэлектронные „искусственные атомы“

3.1. Кулоновская блокада и кулоновские осцилляции

На рис. 8, *a, b* представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) квантовой точки, полученной с помощью методики расщепленного затвора внутри СККЯ (рис. 1, *c*). Зависимость $I_{\text{ds}} = f(U_{\text{g}})$ получена при малой разности потенциалов между истоком и стоком U_{ds} , величина которой чуть больше требуемой для измерения туннельной проводимости между ними. Тем не менее величина U_{ds} была достаточной для формирования одномерного канала в СККЯ вследствие электростатического упорядочения примесных диполей внутри δ -барьера. В этом случае необязательно использовать „пальчиковые“ затворы, поскольку напряжение расщепленного затвора полностью локализуется на квантовой точке, сформированной вблизи пары нереконструированных примесных диполей [10]. В зависимости от напряжения на затворе ток осциллирует с характерным периодом, который соответствует величине напряжения, необходимого для добавления одного носителя тока в квантовую точку [6,8]. Поэтому кулоновские осцилляции, представленные на рис. 8, *a*, представляют собой ВАХ одноэлектронного транзистора, основой работы которого является „включение“ и „выключение“ квантовой точки в процессе квазиодномерного транспорта каждый раз, когда одиночный носитель тока входит в нее.

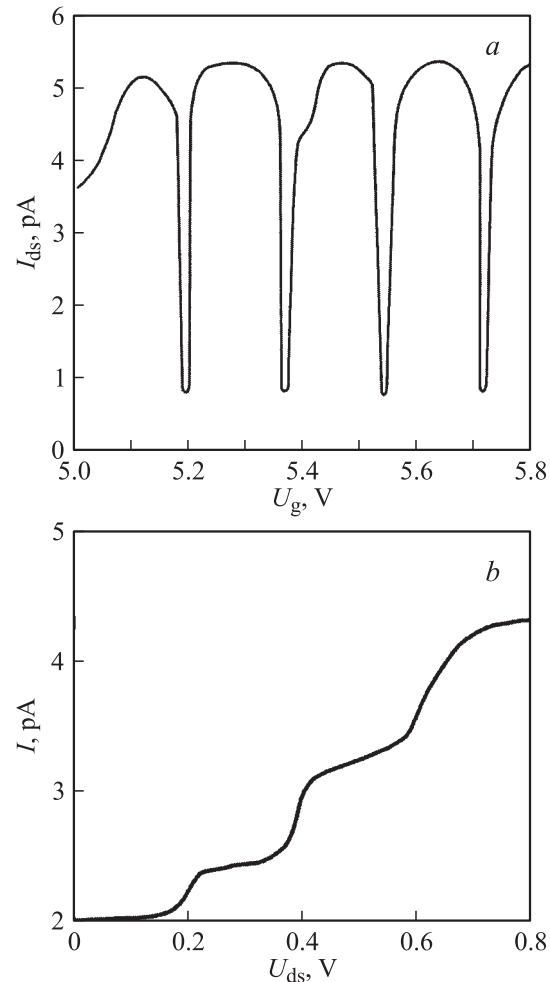


Рис. 8. Кулоновские осцилляции (*a*) и кулоновская лестница (*b*), проявляющиеся в процессе переноса одиночных дырок через слабосвязанную квантовую точку внутри квантовой проволоки, полученной с помощью методики расщепленного затвора в плоскости СККЯ *p*-типа, сформированной между δ -барьерами на поверхности *n*-Si(100). $T = 77$ К.

Поведение кулоновских осцилляций может быть рассмотрено в рамках модели кулоновской блокады, возникающей при условии слабой связи квантовой точки с содержащей ее квантовой проволокой [30,31]. Данная модель описывает механизм перезарядки квантовой точки в процессе туннелирования носителя тока внутри квантовой проволоки через квантовую точку. При этом предполагается, что сначала квантовая точка электронейтральна. Для добавления в нее заряда Q необходима энергия $Q^2/2C$, где

$$C = C_L + C_R + C_g$$

— полная емкость квантовой точки, C_L и C_R — емкости между квантовой точкой и содержащей ее квантовой проволокой, C_g — емкость затвора (рис. 9, *a, b*). Так как минимальный заряд, добавляемый в квантовую точку, соответствует заряду одиночного электрона (дырки), то, чтобы через нее протекал ток, необходима энергия

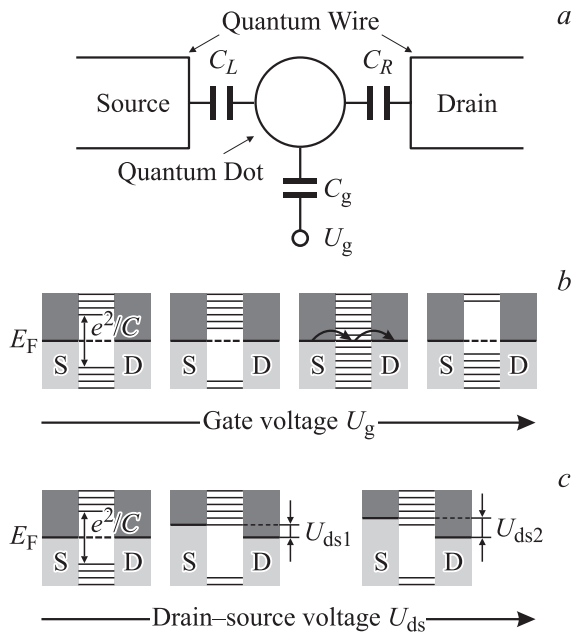


Рис. 9. *a* — схема квантовой точки, слабо связанной внутри квантовой проволоки, в условиях напряжения на затворе U_g . Приведенная схема соответствует схеме транзистора на одиночных носителях тока. *b, c* — зонная схема квантовой точки в зависимости от зарядового состояния и от кинетической энергии носителей тока, которые регулируются путем изменения напряжения на затворе U_g (*b*) и напряжения исток–сток U_{ds} (*c*).

$e^2/2C$. Таким образом, зарядовое квантование приводит к энергетической щели в спектре состояний квантовой точки, равной $e^2/2C$ (рис. 9, *b, c*). Если температура достаточно низкая, т. е. $kT < e^2/2C$, ни электрон, ни дырка не могут туннелировать внутри квантовой проволоки, содержащей квантовую точку, что соответствует режиму кулоновской блокады.

Варьируя напряжение на затворе U_g , можно изменять энергию, требуемую для добавления заряда в квантовую точку (рис. 9, *b*). Напряжение на затворе U_g приложено при этом между затвором и истоком. Но если напряжение между истоком и стоком очень мало, тогда сток, исток и квантовая точка будут иметь одинаковый потенциал. Поэтому при наличии напряжения на затворе изменяется электростатическая энергия квантовой точки [6,8]:

$$E = QU_g + \frac{Q^2}{2C}. \quad (1)$$

В случае отрицательного заряда Q первый член уравнения отражает взаимодействие притяжения между Q и положительным заряженным затвором, а второй член описывает электростатическое отталкивание частиц внутри квантовой точки. Уравнение (1) показывает, что энергия становится минимальной при $Q_0 = -C_g U_g$. Изменяя U_g , можно выбрать любую величину Q_0 , которая минимизирует энергию в уравнении (1), если заряд не квантован. Однако поскольку реальный заряд квантуется, энергия изменяется дискретно. Когда $Q_0 = -Ne$, полное число

носителей тока N соответствует минимуму энергии E , и кулоновское взаимодействие приводит к изменению величины энергии $e^2/2C$ как при увеличении, так и при уменьшении N на 1. Для любой другой величины Q_0 , кроме $Q_0 = -(N + 1/2)e$, существует меньшая, но ненулевая энергия добавления или удаления носителя тока. При таких обстоятельствах ток не может протекать при низких температурах. Однако если $Q_0 = -(N + 1/2)e$, то состояние с $Q_0 = -Ne$ и состояние с $Q_0 = -(N + 1)e$ являются вырожденными, вследствие чего заряд флуктуирует между двумя этими величинами даже при нулевой температуре. Следовательно, энергетическая щель в туннельном спектре исчезает, и ток может протекать (рис. 9, *b*). Поэтому пики проводимости образуются при выполнении условия $C_g U_g = Q_0 = -(N + 1/2)e$ и являются периодическими, будучи разделенными напряжением на затворе, равным e/C_g (рис. 8, *a*).

Таким образом, энергетическая щель в туннельном спектре имеется для всех величин U_g , исключая точки вырождения по заряду (рис. 8, *a* и 9, *b*). Более близко расположенные дискретные уровни, показанные за пределами этой энергетической щели, существуют благодаря возбужденным состояниям носителей тока в квантовой точке. Когда величина U_g непрерывно возрастает, энергетическая щель ползет вниз относительно уровня Ферми, пока не достигнет точки зарядового вырождения. При движении через эту точку изменение в туннельном спектре происходит скачком: энергетическая щель исчезает, затем снова появляется будучи смещенной вверх на e^2/C . Одновременно заряд квантовой точки возрастет на e и процесс начинается сначала. Точка зарядового вырождения и пик проводимости достигаются каждый раз, когда напряжение возрастает на e/C_g — величину, необходимую для добавления одного носителя тока в квантовую точку.

Следует отметить, что модель кулоновской блокады учитывает квантование по заряду, но игнорирует квантование по энергии, проистекающее из малых размеров квантовой точки. Это ограничение делает расстояния между энергетическими уровнями в квантовой точке относительно большими при малых энергиях. Учет размерного квантования несколько изменяет картину кулоновской перезарядки квантовой точки [3,8,30]. В частности, кулоновские осцилляции становятся аперiodическими при уменьшении числа носителей тока в квантовой точке. Поэтому расстояние между двумя соседними пиками при туннелировании через малоэлектронную точку равно

$$\Delta U_g = \frac{e}{C} + \frac{\epsilon_{N+1} - \epsilon_N}{e} \quad (2)$$

и зависит, таким образом, от номера пика, в отличие от случая многоэлектронной точки, при исследовании которой проявляется строгая периодичность кулоновских осцилляций (рис. 8, *a*). Для более строгого расчета положения пиков кулоновских осцилляций необходим численный расчет собственных значений энергии для реальной формы квантовых точек [12,32].

Энергетический спектр квантовой точки может быть также исследован при регистрации туннельного тока при фиксированном U_g , как функции напряжения U_{ds} (рис. 8, *b*). Подобные зависимости изучаются при фиксированных значениях U_g , например, удовлетворяющих условию $Q_0 = -(N + 1/4)e$. В этом случае уровень Ферми истока повышается в соответствии с ростом U_{ds} относительно стока. Кроме того, уровень Ферми E_F поднимается относительно уровней размерного квантования (рис. 9, *c*). Ток начинает протекать, как только уровень Ферми истока превысит первый уровень размерного квантования. Если уровень Ферми будет и далее подниматься, более высоколежащие уровни энергии примут участие в токе. Расположение уровней размерного квантования можно определить путем измерения напряжения, при котором возрастает ток в процессе регистрации кулоновской лестницы проводимости (рис. 8, *b*), или, что тоже самое, напряжения, при котором возникает пик в зависимости dI/dU_{ds} [6,8]. При высоких значениях U_{ds} при этом проявляются 2-й, 3-й и т.д. уровни размерного квантования (рис. 8, *b*). Кроме того, с ростом напряжения U_g уровни размерного квантования смещаются на eU_g , что приводит, как будет показано далее, к соответствующей асимметрии зависимостей $I = f(U_{ds})$ и dI/dU_{ds} .

Таким образом, режим кулоновской блокады характеризуется не только реализацией условия $kT < e^2/2C$, но возникновением периодических кулоновских пиков, которые являются результатом одноэлектронной перезарядки квантовой точки. Значение проводимости при этом даже в вершинах кулоновских пиков значительно меньше величины кванта проводимости e^2/h [33–35].

3.2. Локальная туннельная спектроскопия многодырочных кремниевых квантовых точек в режиме кулоновской блокады

Методика локальной туннельной спектроскопии базируется на использовании сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). В настоящей работе использовался СТМ с электромагнитной системой грубого подвода в интервале температур 4.2–300 К, которая обеспечивает максимальную площадь сканирования $4 \times 4 \text{ мкм}^2$ при 300 К и $0.6 \times 0.6 \text{ мкм}^2$ при 4.2 К. СТМ-измерения были выполнены с использованием механически заточенных игл из стали и вольфрама. Локальные туннельные ВАХ $I = f(U_{\text{tunn}})$ регистрировались при $T = 4.2$ и 300 К в ходе исследования процессов транспорта одиночных дырок в вышеописанных СККЯ. Туннельный ток измерялся в зависимости от напряжения, приложенного между острием СТМ и контактами на границах планарной структуры, выполненной в холловской геометрии (рис. 2, *a*).

На рис. 10, 11 и 12 приведены туннельные ВАХ, соответствующие разным точкам поверхности диффузионного профиля бора в Si(100), представляющей собой δ -барьер, под которым располагаются СККЯ. При заметном различии представленных локальных туннельных

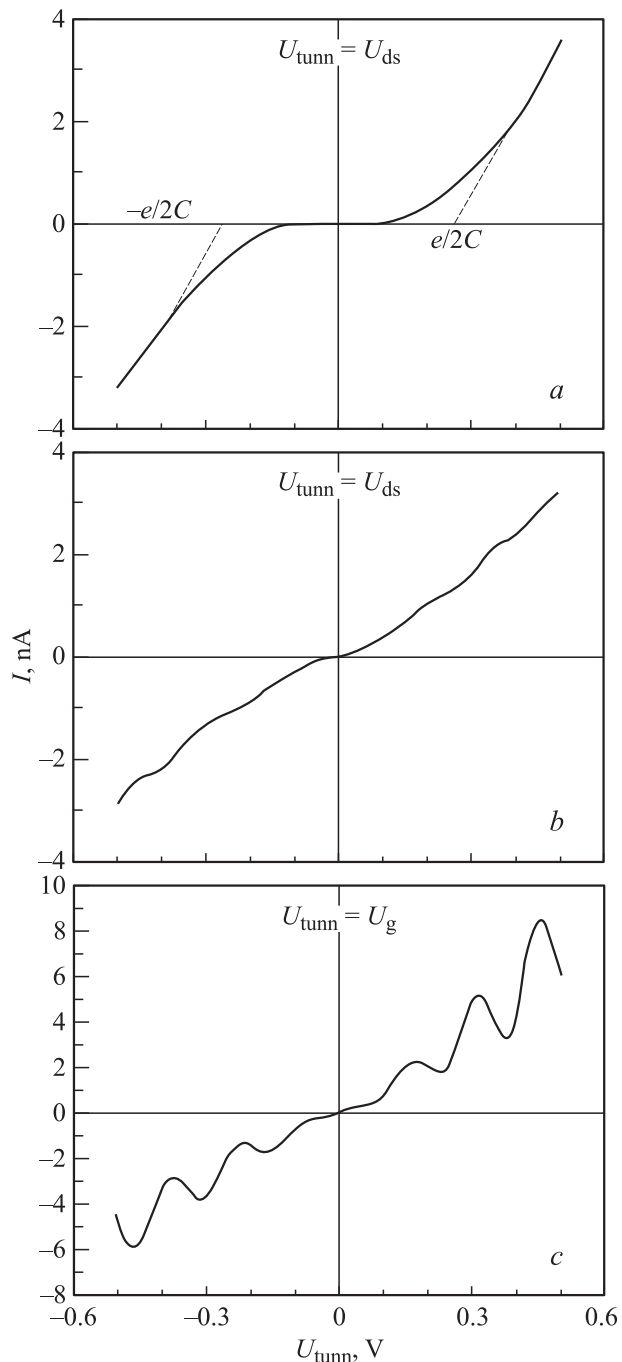


Рис. 10. Локальные туннельные вольт-амперные характеристики, демонстрирующие кулоновскую блокаду (*a*), влияние размерного квантования (*b*) и кулоновские осцилляции (*c*) при прохождении одиночных дырок через слабосвязанную многодырочную кремниевую точку внутри СККЯ *p*-типа на поверхности Si(100). $T = 4.2 \text{ К}$.

ВАХ, все они демонстрируют наличие кулоновского взаимодействия и квантово-размерных эффектов в процессах транспорта одиночных дырок в квантовых проводниках, электростатически индуцируемых на отдельных участках СККЯ вследствие напряжения, приложенного между зондом СТМ и контактом на границе планарной

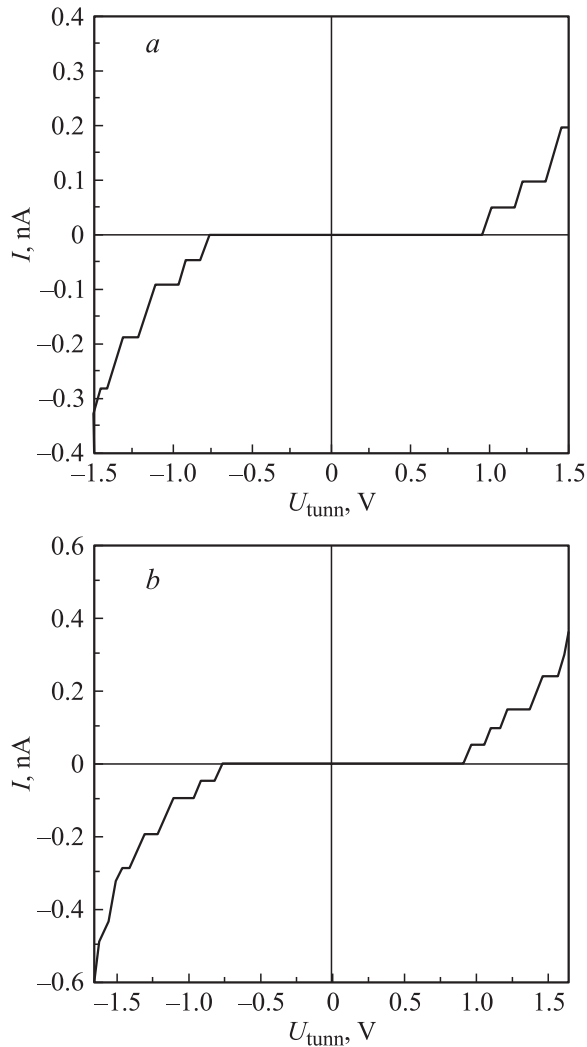


Рис. 11. Локальные туннельные вольт-амперные характеристики, соответствующие режиму кулоновской блокады при напряжении на затворе: U_g , В: a — $0.7 \div 1$, b — $0.6 \div 0.9$. Блокада возникает при прохождении одиночных дырок через слабосвязанную многодырочную квантовую точку внутри СККЯ p -типа на поверхности Si(100). $T = 300$ К.

структуры U_{tunn} (рис. 2, a). Как отмечено выше, данные квантовые проволоки возникают вследствие электростатического упорядочения примесных диполей внутри δ -барьеров, индуцированного приближением иглы СТМ к поверхности диффузионного профиля. Их ориентация задается относительным расположением иглы и контакта на границе планарной структуры. Величина тока и форма локальной ВАХ определяются режимом баллистического транспорта одиночных дырок. При этом важнейшими характеристиками квантовой нити, ответственными за форму локальной ВАХ, являются ее гладкость, изменяющаяся вследствие флуктуаций в распределении легирующей примеси, а также присутствие изолированных квантовых точек. Кроме того, важным обстоятельством является, насколько близко эти квантовые точки располагаются относительно области

прямого воздействия иглы на поверхности диффузионного профиля (рис. 2, b, c). Именно эта близость определяет величину падения напряжения на квантовой точке, которая эквивалентна напряжению, приложенному к затвору в схеме полевого транзистора U_g . Если изолированная квантовая точка, сформированная внутри динамической квантовой проволоки, находится вне зоны прямого воздействия иглы, то $U_{\text{tunn}} = U_{\text{ds}}$, тогда как в случае приближения иглы к нуль-мерному дефекту $U_{\text{tunn}} = U_g$. Следовательно, локальные туннельные ВАХ (см. рис. 10, 11 и 12), характеризующие процессы транспорта одиночных носителей в электростатически индуцированных квантовых нитях, являются отражением стандартных ВАХ одноэлектронного транзистора $I_{\text{ds}} = f(U_{\text{ds}})$ и $I = f(U_g)$ (см. рис. 8, b, c).

Форма локальных туннельных ВАХ, представленных на рис. 10, a и 11, a, b , соответствует режиму кулонов-

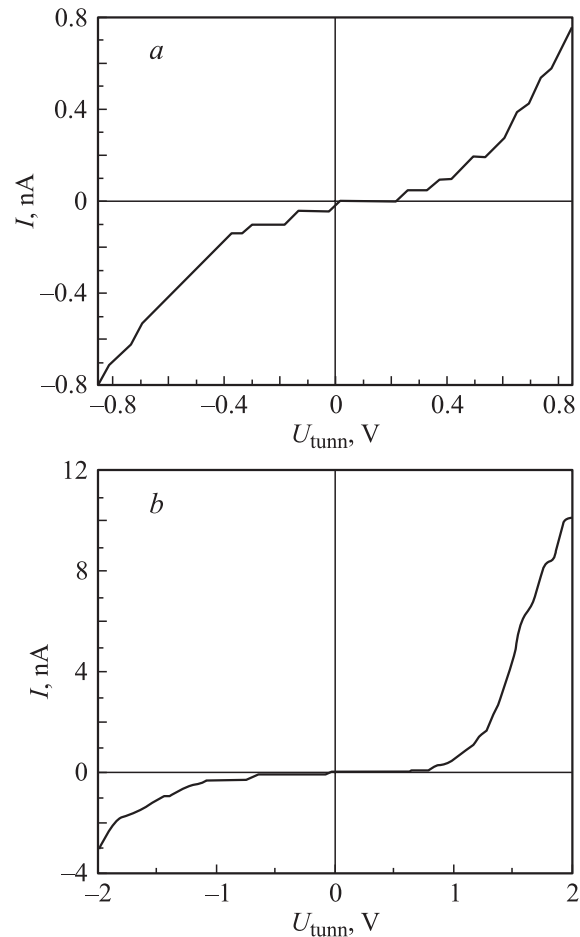


Рис. 12. Локальные туннельные вольт-амперные характеристики, демонстрирующие: a — влияние размерного квантования при прохождении одиночных дырок через слабосвязанную многодырочную квантовую точку внутри СККЯ p -типа на поверхности Si(100). $T = 330$ К. b — различные режимы кулоновской блокады при $U_{\text{tunn}} > 0$ и $U_{\text{tunn}} < 0$ вследствие асимметрии в расположении слабосвязанной многодырочной квантовой точки между иглой микроскопа и контактом на периферии планарной структуры. $T = 300$ К.

ской блокады, который возникает благодаря наличию слабосвязанной многодырочной квантовой точки внутри квантовой нити. Приведенные ВАХ идентифицируют квантование заряда, приводящее к энергетической щели в спектре состояний для туннелирования носителей тока через квантовые точки (рис. 9, *b*). Согласно модели кулоновской блокады, для того чтобы электрон мог туннелировать через квантовую точку, его термическая (kT) и кинетическая (eU_{tunn}) энергии должны превышать энергию Ферми на $e^2/2C$. Соответственно для дырки необходима энергия меньше уровня Ферми на ту же величину. Величина порогового напряжения для преодоления кулоновской блокады, которое при измерении локальных ВАХ определяется кинетической энергией дырки ($U_{\text{tunn}} > e/2C$), составляет для исследованных структур соответственно 0.15 и 1.0 В как на прямой, так и на обратной ветви ВАХ, что соответствует емкости квантовой точки $5 \cdot 10^{-19}$ и $8 \cdot 10^{-20}$ Ф. Таким образом, параметры исследуемых структур демонстрируют возможность наблюдения режима кулоновской блокады при комнатной температуре, что было практически впервые продемонстрировано при изучении перезарядки кремниевых многодырочных квантовых точек (рис. 11, *a*). Достигнутый результат, по-видимому, обусловлен сложной структурой квантовых точек, которые представляют собой цепочки мультитуннельных кремниевых переходов (рис. 2, *b, c*), разделенных высокими энергетическими барьерами. В этом случае полная емкость квантовой точки уменьшается, поскольку она сама представляет собой последовательное соединение квантовых точек. Поскольку представленные ВАХ являются симметричными относительно нулевого напряжения смещения, квантовая нить содержит, как минимум, два туннельных барьера, на которые ложится основная часть приложенного напряжения U_{ds} . Эти барьеры, между которыми локализована квантовая точка, согласно условиям кулоновской блокады, имеют разную ширину, один является более тонким, другой соответственно более широким. Причем их ширина является величиной, электростатически перестраивающейся в зависимости от направления приложенного напряжения, о чем свидетельствует симметричность прямой и обратной ветвей относительно нулевого напряжения смещения. Подобное поведение ВАХ показывает, что напряжение, приложенное между иглой СТМ и контактом на границе планарной структуры, соответствовало напряжению исток–сток $U_{\text{tunn}} = U_{\text{ds}}$, поскольку квантовая точка находилась практически в середине динамической квантовой нити. Однако если рассмотреть локальную ВАХ на рис. 12, *b*, полученную при несимметричном расположении квантовой точки относительно концов электростатически индуцированной квантовой нити, которая демонстрирует эффект кулоновской блокады только для прямой ветви, можно видеть, что в данном случае ширина барьеров не является величиной, электростатически перестраивающейся.

На рис. 10, *b* и 12, *a* можно увидеть другой вид вольт-амперных характеристик. Эти зависимости содер-

жат особенности в виде ступенек, симметрично расположенных относительно $U_{\text{ds}} = 0$, как при положительном, так и при отрицательном напряжении смещения U_{ds} . Возникновение ступенек в зависимостях $I = f(U_{\text{tunn}})$ можно объяснить в рамках модели вышеописанных кулоновских осцилляций, которые проявляются на фоне кулоновской блокады, если учесть влияние размерного квантования. Иными словами, представленные ВАХ $I = f(U_{\text{tunn}})$, по-видимому, являются спектрами размерного квантования в квантовых точках.

При увеличении U_{ds} уровень Ферми истока (иглы) повышается относительно своей позиции в стоке (омическом контакте к образцу) и тем самым становится выше относительно уровней размерного квантования. Ток начинает протекать, как только уровень Ферми истока пре- высит уровень размерного квантования (рис. 9, *c*). При дальнейшем подъеме уровня Ферми более вышележащие уровни размерного квантования принимают участие в токе, что приводит к его ступенчатому росту (рис. 10, *b* и 12, *a*). Таким образом, позиции ступенек на рис. 10, *b* и 12, *a* определяются энергиями уровней размерного квантования, которые „привязаны“ к уровням квантования заряда (рис. 9, *c*). Кроме того, наличие кулоновских ступенек в локальных ВАХ свидетельствует о том, что в данной конкретной геометрии эксперимента изолированная точка находилась вне зоны прямого воздействия иглы СТМ ($U_{\text{tunn}} = U_{\text{ds}}$).

4. Малоэлектронные „искусственные атомы“

4.1. Формирование электронных оболочек

Малоэлектронные квантовые точки проявляют при достаточно низких температурах дискретный энергетический спектр с характерным зазором между уровнями размерного квантования, который по порядку величины сравним с энергией кулоновского взаимодействия. В этом случае энергия, которая необходима для того чтобы поместить электрон на квантовую точку (U), по своей сути аналогична электронному средству реального атома. При наличии ограниченного числа носителей тока в квантовой точке, небольшие энергетические возбуждения могут перемещать их на вышележащие уровни размерного квантования. Благодаря кулоновским взаимодействиям между носителями тока величина энергии, которая соответствует этим возбуждениям, значительно меньше U .

На основании вышесказанного можно совершенно справедливо проводить аналогию между заряженными малоэлектронными квантовыми точками и реальными атомами, но с двумя фундаментальными различиями. В реальных атомах кулоновское поле имеет сферическую симметрию и квантовано в единицах элементарного заряда вследствие дискретности заряда ядра. Следует отметить, что в реальном атоме спектр энергий для добавления или удаления электрона практически слабо

контролируется. Электроны в нем взаимодействуют с фиксированным потенциалом ядра и друг с другом, и эти два вида взаимодействия определяют энергетический спектр, в то время как кулоновское поле в квантовых точках может обладать произвольной симметрией и быть непрерывным с точки зрения элементарного заряда. Таким образом, изменив геометрию или структуру „искусственного атома“, можно полностью изменить его энергетический спектр [12,32].

В высокосимметричных квантовых точках, при заполнении электронами дискретных энергетических уровней может проявляться орбитальное вырождение и формирование оболочек, свойственное реальным атомам. Следует напомнить, что наличие трехмерного сферически симметричного потенциала вокруг атома приводит к возникновению структуры оболочек $1s, 2s, 2p \dots$. Энергия ионизации имеет максимальное значение для атомных номеров 2, 10, 18... и до атомного номера 23 эти оболочки заполняются последовательно, согласно правилу Хунда. Поэтому заполнение соответствующих оболочек квантовых точек также должно зависеть в первую очередь от таких факторов, как электрон-электронное взаимодействие и спин электрона [12].

Идентификация электронных оболочек квантовых точек стала возможной благодаря использованию сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). Исследование локальных туннельных ВАХ одиночных полупроводниковых нанокристаллических квантовых точек InAs с характерными размерами от 2 до 8 нм позволило, в частности, продемонстрировать s - и p -симметрию первого и второго возбужденных состояний зоны проводимости, которая проявилась в соответствующих сериях мультиплетов [13].

4.2. Локальные туннельные вольт-амперные характеристики малоэлектронных кремниевых квантовых точек

Локальные туннельные ВАХ $I = f(U_{\text{tunn}})$, которые представляют собой энергетические спектры квантовых точек, являются достаточно эффективным инструментом для идентификации характеристик малоэлектронных кремниевых квантовых точек. В настоящей работе впервые демонстрируются результаты исследований малоэлектронных кремниевых „искусственных атомов“ малых размеров, благодаря которым оказалось возможным определить позиции уровней размерного квантования на основании данных локальной туннельной спектроскопии даже при комнатной температуре.

На рис. 13–15 приведены ВАХ, полученные при прохождении электронов через квантовые точки, располагающиеся в продольной СККЯ p -типа со встроенной продольной компонентой поля $p^+ - n$ -перехода [36], благодаря чему тип проводимости квантовой точки может быть инвертирован в локальных областях из дырочного в электронный. Представленные ВАХ показывают, что исследованные малоэлектронные квантовые

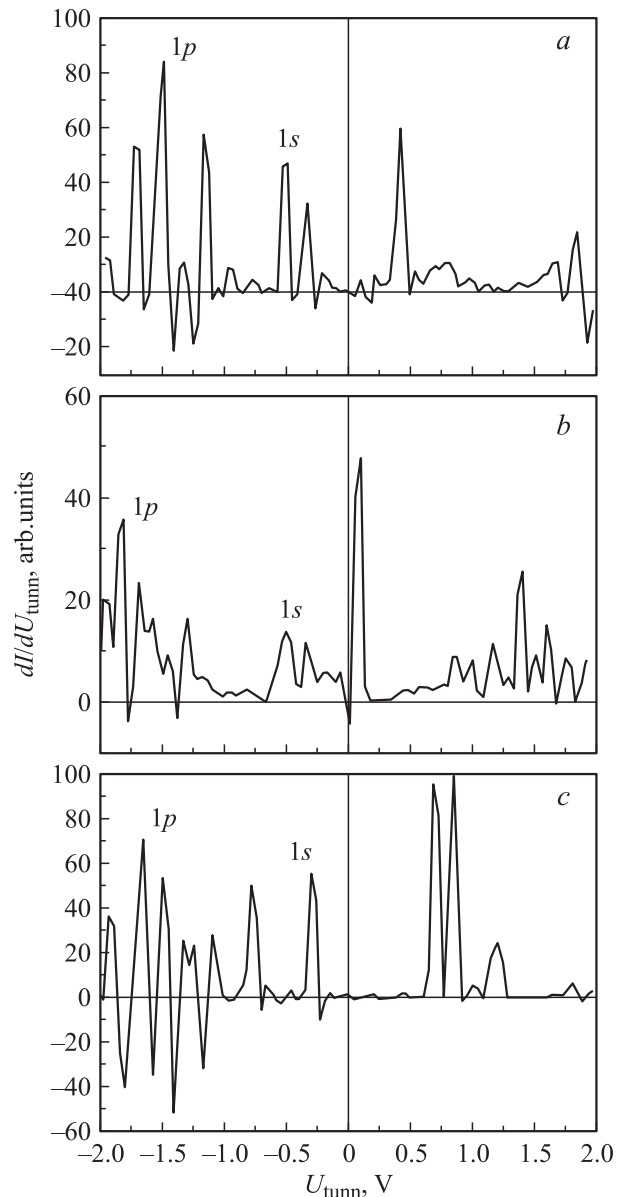


Рис. 13. Проводимость сильносвязанной малоэлектронной квантовой точки внутри СККЯ на поверхности Si(100) при $T = 300$ К. Спектры a, b и c получены при различном расположении иглы СТМ относительно квантовой точки и идентифицируют формирование электронных оболочек.

точки вследствие малых размеров обладают дискретным энергетическим спектром с характерным зазором между уровнями размерного квантования, сравнимым по порядку величины с энергией кулоновского взаимодействия. В частности, изучение проводимости высокосимметричных точек с характерным размером ~ 2 нм (рис. 1, c) наглядно демонстрирует s - и p -симметрию, выраженную на соответствующих локальных туннельных ВАХ сериями мультиплетов (рис. 13). Иными словами, в высокосимметричных малоэлектронных квантовых точках при заполнении электронами дискретных энергетических уровней проявляется орбитальное вырождение и форми-

рование оболочек, свойственное реальным атомам. Обнаруженный эффект образования электронных оболочек оказался очень чувствительным к влиянию локальных электрических полей и практически полностью исчезал

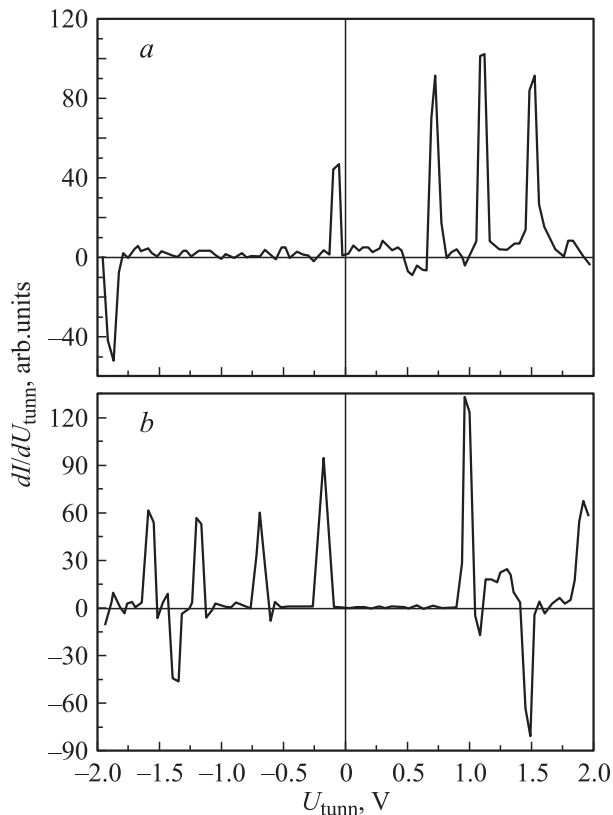


Рис. 14. Проводимость сильносвязанной малоэлектронной квантовой точки внутри СККЯ на поверхности Si(100) при $T = 300$ К. Спектры *a* и *b* получены при различном расположении иглы СТМ вблизи квантовой точки и идентифицируют подавление формирования электронных оболочек вследствие близости иглы СТМ к квантовой точке.

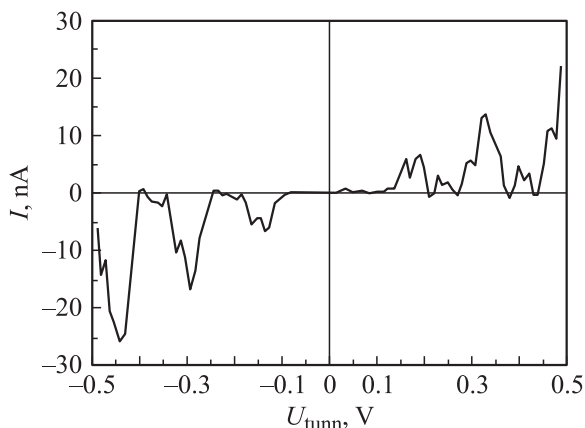


Рис. 15. Локальная туннельная вольт-амперная характеристика, демонстрирующая кулоновские осцилляции в условиях снятия спинового вырождения уровней зарядового квантования при прохождении одиночных электронов через слабо связанную малоэлектронную квантовую точку внутри СККЯ на поверхности Si(100). $T = 4.2$ К.

как при приближении иглы СТМ к малоэлектронной квантовой точке, так и при нарушении ее симметрии из-за влияния локальных флуктуаций в распределении бора в δ -барьерах (рис. 14). Интересно, что, несмотря на нивелирование образования электронных оболочек, наблюдается сохранение энергетических зазоров между уровнями размерного квантования (рис. 14), а также снятие в ряде случаев их спинового вырождения (рис. 15).

5. Заключение

Таким образом, исследования локальной туннельной спектроскопии показали, что воздействие иглы СТМ индуцирует в самоупорядоченных кремниевых квантовых ямах на поверхности Si(100) квантовые проволоки с многодырочными слабо связанными и малоэлектронными сильно связанными квантовыми точками.

Локальные туннельные ВАХ демонстрируют различные режимы кулоновской блокады и кулоновских осцилляций проводимости при прохождении одиночных дырок через многодырочные слабо связанные квантовые точки. Проявление этих режимов обусловлено кулоновским взаимодействием и эффектами размерного квантования.

Показано, что при туннелировании через многодырочные квантовые точки кулоновские осцилляции носят периодический характер, тогда как при транспорте через малоэлектронные точки их регулярность нарушается.

Локальные туннельные ВАХ высокосимметричных малоэлектронных кремниевых квантовых точек демонстрируют формирование „оболочек“, свойственное реальным атомам.

Данная работа выполнена при поддержке программ Международного научно-технического центра (проект № 2136), гранта президента РФ по поддержке молодых российских ученых (грант МК-4092.2004.2) и гранта для молодых кандидатов наук из вузов и академических институтов, расположенных на территории Санкт-Петербурга (грант № 11304).

Список литературы

- [1] C. Weisbuch, B. Winter. *Quantum semiconductor structures* (Academic Press, N.Y., 1991).
- [2] T.J. Thornton. *Rep. Progr. Phys.*, **58**, 311 (1994).
- [3] C.G. Smith. *Rep. Progr. Phys.*, **59**, 235 (1996).
- [4] N.N. Ledentsov. In: *Proc. of ICPS-23*, ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (Berlin, Germany, 1996) p. 19.
- [5] L. Eaves. In: *Proc. of ICPS-23*, ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (Berlin, Germany, 1996) p. 43.
- [6] M.A. Kastner. *Physics Today*, **46**, 24 (1993).
- [7] R. Nötzel. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1365 (1996).
- [8] U. Meirav, E.B. Foxman. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 255 (1995).
- [9] S.L. Feng, J.C. Bourgoin. *Sol. St. Phenomena*, **10**, 265 (1989).
- [10] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, В.К. Иванов, И.А. Шельх. *ФТП*, **36**, 462 (2002).

- [11] C.T. Liang, M.Y. Simmons, S.G. Smith, G.H. Kim, D.A. Ritchie, M. Pepper. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3507 (1998).
- [12] S. Tarucha, D.G. Austing, T. Honda. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3613 (1996).
- [13] O. Millo, D. Katz, Y. Levi, Y.W. Cao, U. Banin. *J. Low Temp. Phys.*, **118**, 365 (2000).
- [14] D. Goldhaber-Gordon, Hadas Shtrikman, D. Mahalu, David Abush-Magder, U. Meirav, M.A. Kastner. *Nature*, **391**, 156 (1998).
- [15] J. Göres, D. Goldhaber-Gordon, S. Heemeyer, M.A. Kastner, Hadas Shtrikman, D. Malahu, U. Meirav. *Phys. Rev. B*, **62**, 2188 (2000).
- [16] W. Frank, U. Gosele, H. Mehrer, A. Seeger. In: *Diffusion in Crystalline Solids*, ed. by G.E. Murch, A.S. Nowick (Academic Press, N.Y., 1984) p. 63.
- [17] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A. Naeser, S.A. Rykov. *Def. Diff. Forum*, **143–147**, 1003 (1997).
- [18] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, S.A. Rykov. *Def. Diff. Forum*, **194–199**, 673 (2001).
- [19] J. Robertson. *Adv. Phys.*, **32**, 361 (1983).
- [20] E.H. Poindexter, P.J. Caplan, B.E. Deal, G.J. Gerardy. In: *The Physics and Chemistry of SiO₂ and Si-SiO₂ Interface* (Plenum Press, N.Y., 1988) p. 299.
- [21] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov, S.A. Rykov. *Abstracts of DIMAT2004* (Krakow, 2004) O-37.
- [22] P.S. Zalm. *Rep. Progr. Phys.*, **58**, 1321 (1995).
- [23] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. *Mater. Sci. Forum*, **196–201**, 467 (1995).
- [24] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. *Mater. Sol. St. Phenomena*, **47–48**, 589 (1995).
- [25] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, A. Näser. *Mater. Sci. Forum*, **258**, 1683 (1997).
- [26] Н.Т. Баграев, Е.В. Владимирская, В.Э. Гасумянц, В.И. Кайданов, В.В. Кведер, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, А.И. Чайкина, А.И. Шальнин. *ФТП*, **29**, 2133 (1995).
- [27] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. *Sol. St. Commun.*, **65**, 1111 (1988).
- [28] N.T. Bagraev. *J. Phys. (France) I*, **2**, 1907 (1992).
- [29] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, V.K. Ivanov, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, I.A. Shelykh. *Phys. Low-Dim. Structur.*, **1/2**, 37 (2000).
- [30] D.V. Averin, A.N. Korotkov, K.K. Likharev. *Phys. Rev. B*, **44**, 6199 (1991).
- [31] H. van Houten, C.W.J. Beenakker. *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 1893 (1989).
- [32] S. Nagaraja, Ph. Matagne, V-Y. Thean, J-P. Leburton, Y.-H. Kim, R.M. Martin. *Phys. Rev. B*, **56**, 15752 (1997).
- [33] Л.И. Глазман, М.Э. Райх. *Письма ЖТФ*, **47**, 378 (1988).
- [34] Л.И. Глазман, К.А. Матвеев. *ЖТФ*, **98**, 1834 (1990).
- [35] M. Tewordt, V.J. Law, J.T. Nicholls, L. Martin-Moreno, D.A. Ritchie, M.J. Kelly, M. Pepper, J.E.F. Frost, R. Newbury, G.A.C. Jones. *Sol. St. Electron.*, **37**, 793 (1994).
- [36] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. In: *Proc. of ICPS-26*, ed. by A.R. Long and J.H. Davies (Edinburgh, U.K., 2002). *Inst. of Physics, Conference series*, No 171, G3.3.

Редактор Т.А. Полянская

Local tunnelling spectroscopy of silicon nanostructures

N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, W. Gehlhoff*, Yu.I. Romanov⁺, S.A. Rykov⁺

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
Institut für Festkörperphysik,
Technische Universität,
D-10623 Berlin, Deutschland
St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract Many-hole and few-electron quantum dot charging that is caused by the ballistic transport of single carriers has been studied in self-assembled silicon quantum wells on the Si(100) surface using the local tunneling spectroscopy technique up to room temperature. Local tunneling current-voltage (LTC) characteristics of charging quantum dots reveal the regimes of the Coulomb blockade, the Coulomb oscillations and the formation of electron shells. The LTC characteristics demonstrate the effects of the low-dimensional quantization and the electron-electron interaction on the single carrier transport through silicon quantum wires with weakly and strongly coupled quantum dots.