

Кулоновские осцилляции тока через невырожденные по спину p -состояния InAs квантовых точек

Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин¹⁾, С. В. Дубонос, А. Левин⁺²⁾, Л. Ивс⁺²⁾, М. Хенини^{+ 2)}

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

⁺The School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK

Поступила в редакцию 5 сентября 2005 г.

После переработки 15 сентября 2005 г.

Представлены результаты исследования электронного транспорта в структурах с расщепленным затвором, созданных на основе гетероструктур с одиночной квантовой ямой и модулированным легированием, в которых InAs-самоорганизующиеся квантовые точки расположены вблизи двумерного электронного газа. Были обнаружены кулоновские осцилляции тока через счетное количество InAs квантовых точек в канале в зависимости от напряжения на затворе, соответствующие возбужденным p -состояниям InAs квантовых точек с противоположными спинами, вследствие снятия спинового вырождения p -состояния из-за кулоновского взаимодействия. Кулоновские осцилляции тока наблюдались вплоть до температуры ~ 20 К. Была определена величина кулоновской энергии $\Delta E_c = 12.5$ мэВ, соответствующая теоретическим оценкам для p -состояний квантовых точек в наших экспериментальных структурах.

PACS: 73.23.Hk, 73.40.Gk

Интерес к исследованию свойств квантовых точек (КТ) разных типов мотивирован, в первую очередь, возможностью получения фундаментальной информации о новых физических явлениях и процессах, таких как спиновые эффекты [1–3] и кулоновские взаимодействия между электронами (либо внутри нульмерных объектов, либо между электронами в КТ и берегах) [4, 5]. Кроме того, большие надежды возлагаются на полупроводниковые КТ, как на основу принципиально новых приборов опто- и наноэлектроники, таких как одноэлектронные транзисторы, ячейки памяти, однофотонные детекторы и источники излучения, а электронные спиновые состояния КТ являются наиболее вероятным кандидатом на роль квантового бита [5–8].

На данный момент наиболее перспективными объектами для исследования являются самоорганизующиеся КТ, образующиеся в процессе роста эпитаксиальных InAs слоев методом Странского–Крастанова в матрице GaAs или AlAs. Это обусловлено не только технологической простотой их изготовления по сравнению с электростатически или латерально ограниченными с помощью травления КТ, но и возможностью получения значительно меньших геометрических размеров. Малые характерные размеры InAs КТ приводят к значительному увеличению

разности энергий уровней размерного квантования и энергии кулоновского взаимодействия между электронами внутри такой системы и, следовательно, к усилению влияния этих эффектов на электронные и оптические свойства КТ. И, кроме того, ультрамалый размер самоорганизованных КТ предполагает возможность проявления кулоновских и спиновых эффектов [3] в низкоразмерных объектах при больших температурах, вне милликельвинового диапазона.

Электронный транспорт через ансамбль самоорганизованных КТ ранее широко исследовался с помощью емкостной [9, 10] и резонансно-туннельной спектроскопии [11–17], однако интерпретация экспериментов в системах, содержащих значительное количество КТ ($\sim 10^2$ – 10^6 штук), часто существенно затруднена и не позволяет исследовать свойства отдельных КТ. С этой точки зрения наибольший интерес представляет изучение транспорта через единичную (или счетное количество) КТ, которое может позволить получить детальную информацию как об электронных и спиновых свойствах КТ, так и о кулоновском взаимодействии электронов, локализованных в индивидуальных КТ и контактах. Наиболее технологически удобными для проведения таких экспериментов являются структуры с КТ, локализованной в области зазора расщепленного затвора, являющиеся прототипом одноэлектронного транзистора. Однако несмотря на принципиальную простоту

¹⁾e-mail: vdovin@ipmt-hpm.ac.ru

²⁾A. Levin, L. Eaves, M. Henini.

такого подхода, на данный момент существует лишь несколько сообщений об относительно успешной его реализации [17–19]. Основной проблемой исследования латерального транспорта через InAs КТ является значительная удаленность ее основного состояния в глубь запрещенной зоны GaAs и, как следствие, необходимость тщательного подбора параметров гетероструктуры и дизайна системы затворов. В работе [17] исследовался транспорт в структуре с КТ и одномерным каналом, сформированным с помощью атомно-силового микроскопа, и на фоне сильного тока через этот канал были зарегистрированы различные наборы (от 2 до 5 штук) особенностей в проводимости, связываемые авторами с состояниями различных КТ. Кулоновские осцилляции проводимости при туннелировании через локализованные состояния (электронные лужи, содержащие около 20 электронов), индуцированные наличием InAs КТ в зазоре расщепленного затвора, наблюдались в работе [18], и при этом была определена энергия кулоновского взаимодействия $E_C = 2\text{--}3$ мэВ, соответствующая размерам, существенно превышающим характерные размеры самоорганизованных InAs КТ. В работе [19] сообщается о наблюдении двух s -состояний КТ в канале вследствие снятия спинового вырождения основного состояния из-за кулоновского взаимодействия.

В данной работе сообщается о наблюдении хорошо различимых кулоновских осцилляций тока через счетное количество (1–3 штуки) InAs КТ в канале транзистора с расщепленным затвором в зависимости от затворного напряжения, соответствующих возбужденным состояниям InAs КТ. При этом первые четыре из экспериментально зарегистрированных осцилляций тока были обусловлены туннелированием электронов через невырожденные вследствие кулоновского взаимодействия p -состояния InAs КТ с противоположными спинами. Кулоновские осцилляции тока наблюдались нами вплоть до температуры ~ 20 К. Была определена величина кулоновской энергии, равная $\Delta E_C = 12.5$ мэВ, соответствующая теоретическим оценкам для КТ с диаметром ~ 22 нм, который совпадает с характерным латеральным размером InAs КТ в наших экспериментальных структурах.

Исследования электронного транспорта проводились в структурах с расщепленным затвором, созданных на основе гетероструктур с одиночной GaAs квантовой ямой шириной 20 нм и модулированным легированием, в которых InAs самоорганизующиеся КТ расположены вблизи двумерного электронного газа (ДЭГ). Расстояние между слоем самоорганизованных InAs КТ и GaAs квантовой ямой состав-

ляло 10 нм. При выращивании гетероструктуры с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии использовалась подложки с ориентацией поверхности (100). Самоорганизованные InAs КТ образовывались в процессе роста напряженных эпитаксиальных слоев InAs методом Странского–Крастанова. Характерный диаметр КТ, их высота и поверхностная концентрация были определены с помощью сканирующей туннельной спектроскопии на образцах, выращенных в тех же условиях, что и исследуемые образцы, и составили ~ 20 нм, 3 нм и $1 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, соответственно. Подвижность и концентрация 2ДЭГ в исследуемой структуре были определены с помощью холловских измерений при температуре 4.2 К и составили, соответственно, $n = 1.2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ и $2 \cdot 10^4$ см 2 /Вс. Расчетный профиль дна зоны проводимости нашей гетероструктуры показан на рис.1. При отсутствии напря-

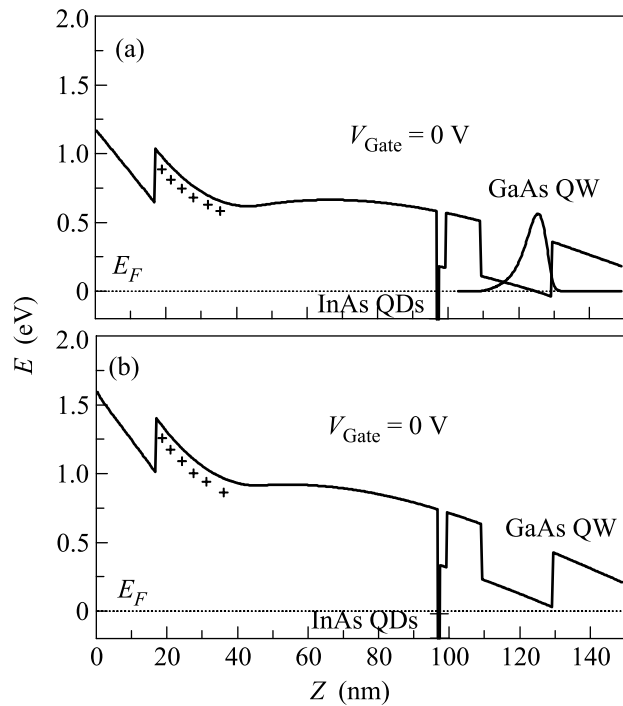


Рис.1. Расчетный потенциальный профиль активной части экспериментальной структуры при: (а) отсутствии напряжения на затворе, (б) отрицательном напряжении на затворе

жения на затворе (см. рис.1а) электроны находятся как в самоорганизованных InAs КТ, так и GaAs квантовой яме. Прикладывая отрицательное напряжение, можно создать условия, когда ниже энергии Ферми в структуре находится только InAs КТ, а в GaAs квантовой яме электронов нет (см. рис.1б). Таким образом, из-за электростатического обеднения в области расщепленного затвора создается туннельный барьер

между двумерными контактами и ток через структуру будет преимущественно определяться туннелированием через InAs КТ, локализованные в области этого барьера (см. рис.2с). Туннельная прозрачность

пик в токе будет возникать каждый раз, когда энергия Ферми эмиттера совпадает с невырожденным по спину уровнем энергии КТ, то есть в такой ситуации кулоновское взаимодействие эффективно снимает спиновое вырождение состояний КТ и экспериментально может быть проведена спектроскопия всех состояний E_N с противоположными спинами [3]. В случае же, если $\Delta E_C \gg \Delta E_N$, экспериментально будут наблюдаться преимущественно эквидистантные пики, определяемые ΔE_C , а информация об уровнях размерного квантования теряется.

На рис.2 показаны внешний вид активной части экспериментальной структуры в электронном микроскопе (а), ее схематическое изображение (b) и схема туннельного транспорта через InAs КТ в канале транзистора (c). Для создания AuNi расщепленного затвора использовалась электронная литография, ширина затвора в самой узкой части была около 0.2 мкм, а ширина щели варьировалась для различных образцов от 0.5 до 0.3 мкм. Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при $T = 400^\circ\text{C}$. Для создания мезоструктуры шириной 2–5 мкм была использована стандартная технология фотолитографии и химического травления. Приложение отрицательного напряжения на затвор уменьшает активную (туннельно-прозрачную) область прибора. Хотя в области зазора расщепленного затвора при плотности квантовых точек $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ их количество может достигать примерно 50 штук, при относительно больших затворных напряжениях $V_g = -3 \text{ В}$ туннелирование осуществляется только через одну или несколько точек, и такой прибор из-за эффекта кулоновской блокады эквивалентен одноэлектронному транзистору. Измерения $I_{SD}(V_g)$ и $I_{SD}(V_{SD})$ зависимостей проводились на постоянном токе при $T = 4.2\text{--}30 \text{ К}$.

На рис.3а показана $I_{SD}(V_g)$ зависимость экспериментального образца с шириной щели расщепленного затвора, равной 0.3 мкм при $T = 4.2 \text{ К}$, полученная в результате охлаждения и кратковременного импульсного освещения его инфракрасным диодом. Как видно из рисунка, $I_{SD}(V_g)$ зависимость демонстрирует наличие резких пиков тока, начиная с $V_g = -3.2 \text{ В}$, первые четыре из которых обусловлены кулоновскими резонансами тока при туннелировании через невырожденные возбужденные p -состояния InAs КТ в канале с противоположными спинами. Доказательством такой идентификации, как будет показано ниже, является полученная из обработки экспериментальных данных величина кулоновской энергии ΔE_C , соответствующая именно p -состояниям InAs КТ размером $\sim 22 \text{ нм}$. Отметим, что резонансов, обуслов-

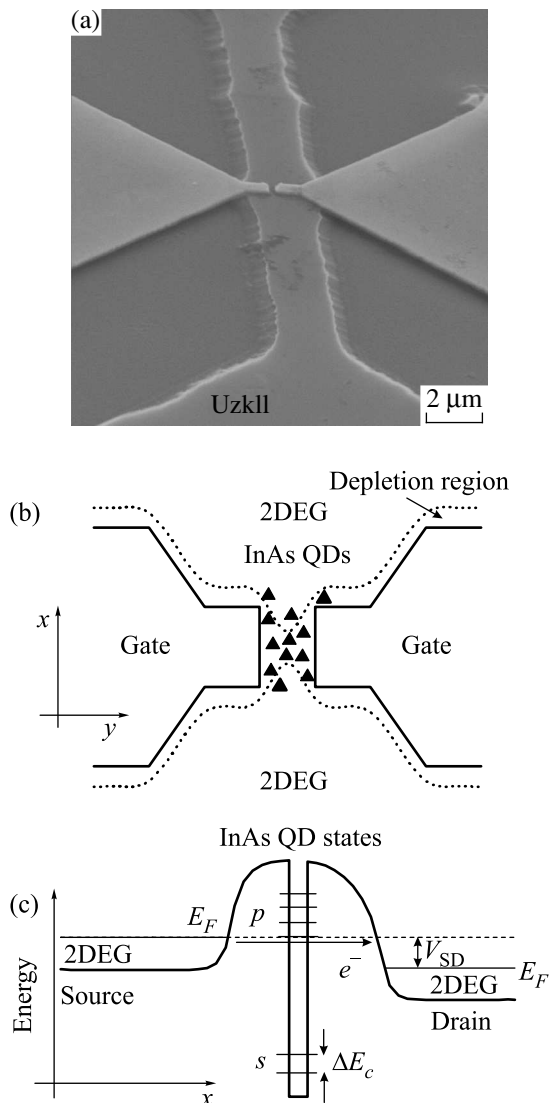


Рис.2. Внешний вид активной части экспериментальной структуры в электронном микроскопе (а), ее схематическое изображение (b) и схема туннельного транспорта через InAs КТ в канале транзистора (c)

такой структуры и энергетическое положение состояний КТ относительно энергии Ферми в контактах может варьироваться как изменением напряжения на затворе, V_g , так и приложением напряжения сток – исток, V_{SD} . При этом в случае, когда разность энергий размерного квантования ΔE_N (вследствие подобия КТ атому, ΔE_N часто еще называют расстоянием между s -, p -, d -состояниями КТ) существенно превосходит энергию кулоновского взаимодействия ΔE_C ,

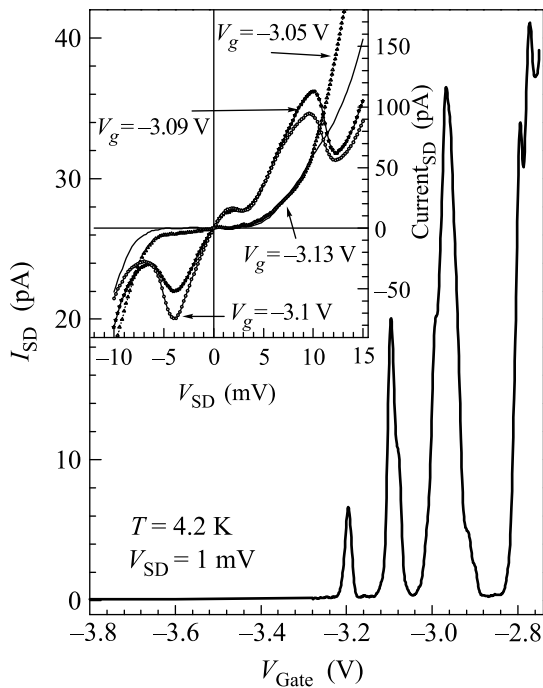


Рис. 3. (а) $I_{SD}(V_g)$ зависимость экспериментального образца, полученная при напряжении смещения $V_{SD} = 1$ мВ при $T = 4.2$ К, на вставке – $I_{SD}(V_{SD})$ зависимости при различных напряжениях на затворе V_g

ленных s -состояниями InAs КТ, нами не зарегистрировано, что связано с большой глубиной залегания (~ 0.5 эВ) этих состояний под дном зоны проводимости GaAs и невозможностью их обнаружения в наших условиях. Дополнительным подтверждением интерпретации нашего эксперимента и невозможности наблюдения s -состояний являются самосогласованные расчеты потенциального профиля гетероструктуры (см. рис.1). Экспериментальные $I_{SD}(V_g)$ кривые не зависят от времени и воспроизводимы вплоть до мельчайших подробностей при повторных измерениях, однако модифицируются в результате термоциклирования. При последовательных измерениях после отогрева до комнатной температуры $I_{SD}(V_g)$ зависимости демонстрируют однотипные наборы резонансных особенностей и различаются лишь смещением порога туннелирования по напряжению V_g и детальной структурой осцилляций. Изменение зависимостей в последовательных циклах охлаждения – засветки связано, вероятно, со случайными процессами зарядки – разрядки счетного количества КТ в канале, созданном расщепленным затвором. Как будет видно из описанных далее температурных измерений, практически все экспериментальные пики на $I_{SD}(V_g)$ характеристике представляют собой пакеты резонансов, соответствующие туннелированию через близ-

кие по энергии однотипные возбужденные состояния различных КТ в канале, и обладают шириной, которая определяется напряжением V_{SD} . Исключением является только первый резонанс при $V_g \sim -3.2$ В. В этом случае резонансная особенность, вероятно, обусловлена туннелированием через нижнее возбужденное p -состояние единичной КТ, наиболее эффективной для туннелирования, и ширина пика в токе определяется при $V_{SD} \rightarrow 0$ уширением Γ этого энергетического состояния. Рост тока при $V_g > -2.8$ В обусловлен тем, что с уменьшением величины отрицательного напряжения V_g уменьшается область обеднения в зазоре и все большее число КТ начинают принимать участие в транспорте. Это приводит к апериодическим осцилляциям тока (эта часть $I_{SD}(V_g)$ зависимости в данной работе не рассматривается), обусловленным вкладом все большего количества возбужденных состояний КТ, обладающих различными энергиями из-за их различного положения в потенциальном профиле канала. Подобные хаотические осцилляции наблюдались, например, в короткоканальном полевом GaAs транзисторе [20] или в квазиодномерной системе, изготовленной на основе полевого транзистора на поверхности n -Si [21].

На вставке к рис.3 показаны $I_{SD}(V_{SD})$ зависимости для образца с шириной щели расщепленного затвора, равной 0.3 мкм, при $T = 4.2$ К при различных V_g . Зависимость демонстрирует при $V_g = -3.09$ В и -3.1 В наличие явной резонансной особенности с областью отрицательной дифференциальной проводимости, являющейся отражением в данных координатах резонансного процесса, соответствующего второму пику на рис.3 в координатах I_{SD} и V_g . Ширина экспериментального резонанса на зависимости $I_{SD}(V_{SD})$ определяется энергией Ферми эмиттера, то есть начало резонанса соответствует совпадению энергии КТ с энергией Ферми эмиттера, а выход – совпадению с дном зоны проводимости двумерной подзоны эмиттера. Полагая коэффициент перевода напряжения смещения V_{SD} в энергию равным 2 (то есть предполагая, что КТ находится в середине туннельного барьера), мы получаем величину энергии Ферми эмиттера равную приблизительно 5 мэВ, что с хорошей точностью соответствует величине, полученной из анализа осцилляций Шубникова – де Гааза в данной гетероструктуре в холловской геометрии.

С целью определения коэффициента перевода напряжения на затворе V_g в энергетическую шкалу, α , нами были проведены измерения $I_{SD}(V_g)$ зависимостей при различных температурах (см. рис.4) при напряжении смещения $V_{SD} = 1$ мВ. Следует отметить, что кулоновские осцилляции туннельного тока че-

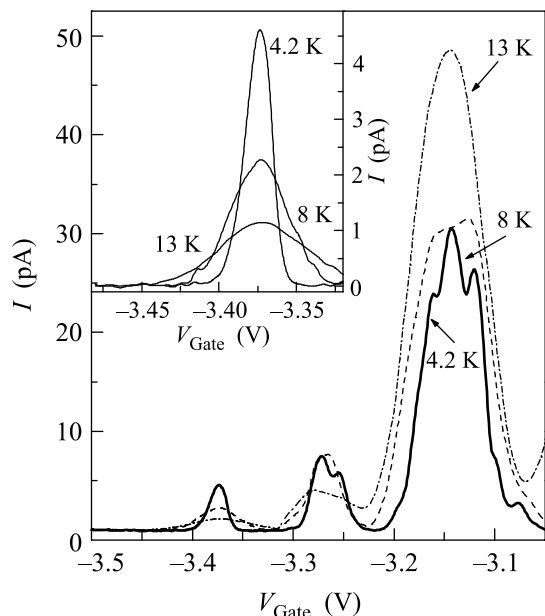


Рис.4. Зависимости тока I через структуру I_{SD} от напряжения на затворе V_g для трех различных температур: 4.2 К (сплошная линия), 8 К (штриховая линия), 13 К (штрих-пунктирная линия) при напряжении смещения $V_{SD} = 1$ мВ. На вставке показано изменение формы первого пика с повышением температуры

рез InAs КТ наблюдались нами вплоть до температуры ~ 20 К, но амплитуды пиков изменялась различным образом с увеличением температуры. Амплитуды первых двух резонансов вблизи порога туннелирования, соответствующих туннелированию через энергетические состояния единичной КТ, уменьшались с увеличением температуры, что обусловлено, преимущественно, температурным размытием распределения Ферми эмиттера, в то время как амплитуда последующих, соответствующих туннелированию через несколько точек, росла. Последнее обусловлено, вероятно, тем, что рост амплитуд интегральных кулоновских осцилляций (начиная с третьей на рис.4) из-за включения в транспорт близких по энергии дополнительных каналов туннелирования с ростом температуры начинает превосходить эффект температурного размытия. Исходя из вышесказанного, для получения величины α следует анализировать уширение первого экспериментального пика.

Предварительно, с целью исключения ошибки в определении α из-за влияния V_{SD} на ширину экспериментального кулоновского резонанса, необходимо обсудить зависимости $I_{SD}(V_g)$ при различных напряжениях V_{SD} . На рис.5а представлены $I_{SD}(V_g)$ характеристики при напряжениях V_{SD} от 0.5 до 4 мВ при температуре $T = 4.2$ К. Как видно из рис.5b, зависимость полуширины на полувысоте первой экс-

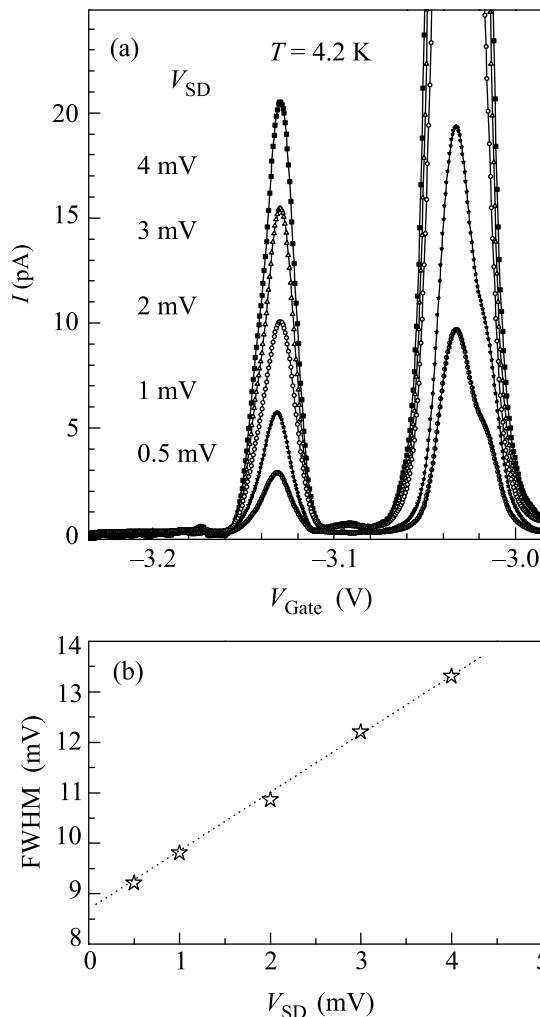


Рис.5. (а) Зависимости тока I через структуру I_{SD} от напряжения на затворе V_g при $T = 4.2$ К для различных напряжений смещения V_{SD} от 0.5 до 4 мВ. (б) Зависимость ширины (FWHM) первого экспериментального пика от напряжений смещения V_{SD}

периментальной особенности (FWHM) от напряжения V_{SD} линейна, что очевидно подтверждает описанное нами выше представление о модели формирования резонансных особенностей в транспортных характеристиках $I_{SD}(V_g)$. Аналогичное поведение полуширины первых экспериментальных особенностей от V_{SD} наблюдалось на всех исследовавшихся нами образцах. Кроме того, рис.5b указывает на то, что исследование $I_{SD}(V_g)$ зависимости при $V_{SD} = 1$ мВ, приведенные на рис.4, дают лишь незначительную ($\sim 10\%$) ошибку в определении FWHM, а следовательно, и α . Аппроксимация зависимости FWHM от V_{SD} к $V_{SD} = 0$ дает нам верхнюю границу ширины экспериментальной особенности ~ 9 мВ при температуре $T = 4.2$ К. Полагая, что FWHM при отно-

сительно высоких температурах в пределе $V_{SD} \rightarrow 0$ определяется преимущественно температурным размытием распределения Ферми эмиттера, то есть $\text{FWHM} \sim 3.5kT$ [22] (при температуре $T = 4.2 \text{ К}$ $3.5kT \sim 1.16 \text{ мэВ}$), мы смогли получить значение $\alpha \approx 8 \text{ мВ/мэВ}$. Близкие значения коэффициента α были получены для кривых, измеренных при температурах 8 и 13 К. В результате мы смогли определить из экспериментальных зависимостей кулоновских осцилляций туннельного тока величину кулоновской энергии $\Delta E_c = \delta V_g / \alpha$, где $\delta V_g \sim 100 \text{ мВ}$ – расстояние между пиками на $I_{SD}(V_g)$ зависимости. Полученная величина $\Delta E_c = 12.5 \text{ мэВ}$ соответствует теоретическим оценкам кулоновской энергии для p -состояний КТ с диаметром $\sim 22 \text{ нм}$ [9, 17], который совпадает с характерным латеральным размером InAs КТ в наших экспериментальных структурах.

Таким образом, в работе представлены результаты исследования электронного транспорта в структурах с расщепленным затвором, созданных на основе гетероструктур с одиночной квантовой ямой и модулированным легированием, в которых InAs самоорганизующиеся квантовые точки расположены вблизи ДЭГ. Вплоть до температуры $\sim 20 \text{ К}$ нами наблюдались хорошо различимые кулоновские осцилляции тока через счетное количество InAs КТ в канале транзистора в зависимости от напряжения на затворе, соответствующие возбужденным p -состояниям InAs КТ с противоположными спинами, вследствие снятия спинового вырождения из-за кулоновского взаимодействия. Была определена величина кулоновской энергии, равная $\Delta E_c = 12.5 \text{ мэВ}$, соответствующая теоретическим оценкам для p -состояний КТ с диаметром $\sim 22 \text{ нм}$, который совпадает с характерным латеральным размером InAs КТ в экспериментальных структурах.

Авторы благодарны В. В. Белову, Л. Г. Майстренко и Р. Н. Выдумкиной за техническое содействие и С. В. Морозову за интерес к работе и плодотворные обсуждения. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 03-02-17693 и # 04-02-16869), программы “Организация вычислений с использованием новых физических принципов” (ОИТВС РАН), EPSRC (Великобритания) и SANDiE (контракт NMP4-CT-2004-500101).

1. K. Ono and S. Tarucha, Phys. Rev. Lett. **92**, 256803 (2004).
2. R. Hanson, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 196802 (2003).
3. L. P. Kouwenhoven, D. G. Austing, and S. Tarucha, Rep. Prog. Phys. **64**, 701, (2001).
4. D. Goldhaber-Gordon, H. Shtrikman, D. Mahalu et al., Nature **391**, 156 (1998).
5. C. Balocco, A. M. Song, and M. Missous, Appl. Phys. Lett. **85**, 5911 (2004).
6. J. C. Blakesley, P. See, A. J. Shields et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 067401 (2005).
7. B. E. Kardynal, A. J. Shields, M. P. O’Sullivan et al., Meas. Sci. Technol. **13**, 1721 (2002).
8. T. Kodera, W. G. van der Wiel, K. Ono et al., Physica E **22**, 518 (2004).
9. B. T. Miller, W. Hansen, S. Manus et al., Phys. Rev. B **56**, 6764 (1997).
10. K. H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro, M. Oestreich et al., Phys. Rev. B **54**, 11346 (1996).
11. I. E. Itskevich, T. Ihn, A. Thornton et al., Phys. Rev. B **54**, 16401 (1996).
12. M. Narihiro, G. Yusa, Y. Nakamura et al., Appl. Phys. Lett. **70**, 105 (1997).
13. A. S. G. Thornton, T. Ihn, P. C. Main et al., Appl. Phys. Lett. **73**, 354 (1998).
14. E. E. Vdovin, A. Levin, A. Patane et al., Science **290**, 122, (2000).
15. I. Hapke-Wurst, U. Zeitler, H. Frahm et al., Phys. Rev. B **62**, 12621 (2000).
16. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, Письма в ЖЭТФ **81**, 330 (2005).
17. K. H. Schmidt, M. Versen, C. Bock et al., Physica E **7**, 425 (2000); K. H. Schmidt, M. Versen, U. Kunze et al., Phys. Rev. B **62**, 15879 (2000).
18. G. H. Kim, J. T. Nichols, S. I. Khondaker et al., Phys. Rev. B **61**, 10910 (2000).
19. N. Horiguchi, T. Futatsugi, Y. Nakata, and N. Yokoyama, Appl. Phys. Lett. **70**, 2294 (1997).
20. A. B. Fowler, A. Harstein, and R. A. Webb, Phys. Rev. Lett. **48**, 196 (1982).
21. A. K. Savchenko, V. V. Kuznetsov, A. Woolfe et al., Phys. Rev. B **52**, 17021 (1995).
22. C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. B **44**, 1646 (1991).