

На правах рукописи

МЕЛЬНИКОВ Михаил Юрьевич

# **НАНОСТРУКТУРЫ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ.**

Специальность 01.04.07 - физика конденсированного состояния

Автореферат диссертации  
на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Черноголовка – 2009

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
профессор Долгополов Валерий Тимофеевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
Дричко Ирина Львовна

доктор физико-математических наук  
Котельников Игорь Николаевич

Ведущая организация: Институт физики полупроводников  
Сибирского отделения РАН (г. Новосибирск).

Защита состоится " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2009 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 при Учреждении Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН по адресу: 142432, Московская область, г. Черноголовка, ул. Институтская, д.2

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан " \_\_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2009 г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

©Мельников М.Ю. 2009

©ИФТТ РАН, 2009

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** В современной физике твердого тела вызывают большой интерес методы создания и исследования транспортных свойств субмикронных структур (наноструктур) пониженной размерности. Это связано как с нуждами электронной промышленности, так и с развитием фундаментальной науки в силу широкого разнообразия квантовых свойств наноструктур. Большой класс таких структур изготавливается различными методами на основе квази-двумерных (далее – просто двумерных) электронных систем, к которым относятся, например, достаточно тонкие металлические пленки и полупроводниковые гетероструктуры с двумерным электронным газом.

Диссертация содержит исследовательскую часть, связанную с изучением свойств одномерных краевых каналов в условиях целочисленного квантового эффекта Холла и с изучением интерференционных явлений в квантовых низкоразмерных объектах; а также методическую часть, связанную с адаптацией метода локального анодного оксидирования к изготовлению квантовых наноструктур на базе высокоподвижных двумерных электронных слоев. Сочетание исследований свойств одномерных электронных состояний с развитием методических возможностей создания квантовых наноструктур обеспечивает актуальность проведенных исследований.

Первая часть диссертационной работы выполнена на образцах, изготовленных традиционным способом – с помощью относительно грубой оптической литографии. Совместно с электронно-лучевой литографией может быть достигнуто предельное разрешение  $\approx 5$  нм. Обе методики требуют многостадийной обработки поверхности образца.

В качестве альтернативы приобретают популярность методы нанолитографии с использованием атомно-силового микроскопа, из которых одним из самых востребованных является локальное анодное оксидирование. Метод позволяет создавать наноструктуры любой геометрии с разрешением до  $\sim 10$  нм [1] при конечной электропроводности путем рисования на поверхности образца изолирующих оксидных линий шириной  $\sim 10 \div 100$  нм при неограниченной длине.

Локальное анодное оксидирование обладает следующими важными преимуществами: 1) возможность получения поверхностного изображения (топографии поверхности) в процессе создания наноструктур, что позволяет контролировать качество литографии и добиваться оптимального результата при формировании рисунка; 2) возможность проведения литографии в обычных комнатных условиях; 3) возможность, во многих случаях, создания готового к использованию образца без дополнительных стадий обработки.

Однако, до сих пор нано-оксидирование наиболее популярных гетероструктур на основе Ga[Al]As позволяло создавать структуры в двумерном электронном газе, зале-

гающем не глубже 50 нм под поверхность. Такой газ обладает относительно низкой подвижностью. В то же время, формирование наноструктур в глубоко залегающем высокоподвижном двумерном электронном газе с помощью высоковольтного локального анодного оксидирования должно позволить, например, создавать интерферометры на краевых каналах в режиме дробного квантового эффекта Холла. Вторая часть диссертации посвящена разработке как раз такой методики, изготовлению рабочих тестовых структур и экспериментам с их использованием.

**Цели** данной работы состояли в экспериментальном изучении спектра краевых состояний в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в однослойной и двухслойной двумерных электронных системах, исследовании процессов релаксации в транспорте между расщепленными по спину краевыми состояниями; в адаптации методики высоковольтного локального анодного оксидирования к созданию наноструктур в двумерном электронном газе достаточно большой подвижности; создании посредством локального анодного оксидирования электронных интерферометров, квантовой точки, и квантового точечного контакта; тестировании полученных наноструктур.

Для реализации поставленных целей были решены следующие **задачи**:

1. Исследован перенос заряда через полосу несжимаемой жидкости в области краевых состояний в условиях целочисленного квантового эффекта Холла и изучены механизмы релаксации при переносе заряда с переворотом спина.
2. Исследовано влияние объемного фазового перехода на энергетический спектр двумерной двуслойной электронной системы у края образца.
3. Адаптирована методика локального анодного оксидирования к созданию наноструктур в глубоко залегающем двумерном газе электронов в гетероструктурах Ga[Al]As.
4. Исследован электронный транспорт через открытую квантовую точку при гелиевых температурах в нормальном магнитном поле.

**Новизна** полученных результатов состоит в следующем. Впервые детально изучена сложная релаксация динамически поляризованных ядер и ее связь с процессами переворота спина при переносе электронов между краевыми состояниями. Впервые обнаружено влияние объемного фазового перехода на энергетический спектр двумерной двуслойной электронной системы у края образца. Впервые достигнута методическая возможность изготовления нано-объектов литографией с помощью локального анодного оксидирования на структурах, содержащих высокоподвижный двумерный электронный газ. Впервые в открытой квантовой точке изучены наблюдаемые осцилляции баллистической магнитопроводимости с очень малым периодом.

### Практическая ценность работы:

1. Реализована необычная методика исследования транспорта между краевыми состояниями в режиме квантового эффекта Холла, позволившая напрямую исследовать транспорт в сильно неравновесных условиях. Получена новая информация о способах управления динамической поляризацией ядер в однослойной системе. Найдено, что в двуслойной системе  $I - V$ -кривые транспорта между краевыми состояниями можно линеаризовать изменением параллельной слоям компоненты магнитного поля.

2. Адаптирована методика литографии локальным анодным оксидированием к формированию наноструктур в глубоко залегающем двумерном электронном газе при отсутствии систем, повышающих точность позиционирования зонда атомно-силового микроскопа. С помощью такой литографии созданы электронные устройства субмикронных размеров со сравнительно легко обнаруживаемыми квантовыми свойствами.

3. Локальным анодным оксидированием создана квантовая точка почти круглой формы диаметром  $\sim 1$  мкм, в которой в режиме баллистического пролета электронов при 1.5 К наблюдаются не типичные для таких сравнительно высоких температур мелкопериодные осцилляции проводимости. Фаза осцилляций регулируется магнитным полем.

### На защиту выносятся следующие положения:

1. На образце с одним слоем двумерного электронного газа в геометрии квази-Корбино в режиме целочисленного квантового эффекта Холла при факторе заполнения  $\nu = 2$  реализована динамическая поляризация ядер в затворной щели вблизи края образца на площади  $\sim 3000 \times 100$  нм<sup>2</sup>. Равновесная концентрация динамически поляризованных ядер зависит от величины и знака разности электрохимических потенциалов краевых состояний в стационарном режиме. Наблюдена релаксация динамически поляризованных ядер, описанная суммой двух экспонент с характерными временами релаксации 25 с и 200 с. Указанные времена отнесены к локальному формированию динамической ядерной поляризации за счет одновременного переворота спинов ядер и спинов электронов и диффузии ядерных спинов.

2. В двуслойной двумерной электронной системе в геометрии квази-Корбино в режиме целочисленного квантового эффекта Холла при факторе заполнения  $\nu = 2$  фазовый переход в объеме из спин-синглетной в наклонную антиферромагнитную фазу влияет на характер переноса электронов между краевыми состояниями в щели затвора. Вольт-амперные кривые ( $I - V$  - кривые) транспорта между краевыми состояниями линеаризуются при упоминании фазовом переходе.

3. Оптимизированы условия методики высоковольтного локального анодного оксидирования для обеднения двумерного электронного газа в гетероструктуре Ga[Al]As на глубине 80 нм под поверхностью, что глубже достигнутого до сих пор. В такой гетеро-

структуре с помощью указанной методики создана действующая квантовая точка почти круглой формы размером  $\sim 1$  мкм, находящаяся в баллистическом режиме при гелиевых температурах.

4. При температуре 1.5 К в баллистической магнитопроводимости открытой квантовой точки почти круглой формы размером  $\sim 1$  мкм, созданной в гетероструктуре Ga[Al]As с помощью высоковольтного локального анодного оксидирования, наблюдаются периодические по полю осцилляции периодом меньше кванта  $h/e$  (в единицах магнитного потока). Предложено объяснение эффекта на основе интерференции электронов, движущихся по вписанным в квантовую точку обращенным по времени путям с началом и концом у одного из контактов, что отвечает периоду осцилляций  $h/2e$ .

**Личный вклад** соискателя в диссертационную работу состоял в экспериментальном исследовании свойств краевых каналов в условиях целочисленного квантового эффекта Холла, адаптации метода локального анодного оксидирования в атомно-силовом микроскопе, в изготовлении и тестировании квантовых наноструктур, в экспериментальном исследовании электронного транспорта через открытую квантовую точку.

**Апробация работы.** Основные результаты докладывались на 47-й научной конференции МФТИ (Черноголовка, 2004), на VII Российской конференции по физике полупроводников (Звенигород, 2005), на Зимней школе молодых ученых по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2006), на совещании по программе "Спинозависимые явления в твердых телах и спинтроника" ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Санкт-Петербург, 2006), на теоретическом семинаре ФИАН (2007), на конкурсе научных работ ИФТТ РАН (2008) и на семинарах по физике низких температур (2004, 2005, 2006, 2007, 2008).

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 4 работы [A1, A2, A3, A4] в реферируемых журналах: "Письма в ЖЭТФ", "Приборы и техника эксперимента" и "Physical Review B".

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 132 страницы, включает 49 рисунков, 2 таблицы и список литературы из 176 наименований.

## Краткое содержание работы

**Во введении** обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цели и решенные для их достижения задачи, указана научная новизна, представлены выносимые на защиту положения, сказано о личном вкладе соискателя и апробации результатов работы, кратко описана структура диссертации.

**В главе 1** дан обзор экспериментальных и теоретических результатов, имеющих отношение к проведенным экспериментам.

В разделе 1.1 рассмотрен транспорт между краевыми состояниями в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ). В случае одного слоя двумерного электронного газа (однослойная система) в перпендикулярном слою магнитном поле возникают эквидистантные по энергии уровни Ландау, каждый из которых расщеплен по спине на два подуровня. В случае двух параллельных туннельно-связанных слоев (двуслойная система) дополнительно возникает симметрично-антисимметричное расщепление уровней.

У края двумерной системы уровни Ландау загибаются вверх по энергии, формируя краевые состояния на пересечении с уровнем Ферми в виде сжимаемых полос, между которыми располагаются несжимаемые [2]. Бюттикер [3] предложил формализм расчета сопротивлений в режиме КЭХ, пользуясь электрохимпотенциалами краевых состояний. При разбалансе двух соседних краевых состояний между ними возникает электронный транспорт, отражающий их структуру и энергетический спектр. Интерес к настоящей работе вызван использованием техники измерений, позволившей напрямую измерять ток между краевыми состояниями и исследовать режим сильного разбаланса.

В подразделе 1.1.1 рассмотрены структуры с одним двумерным слоем. При температурах жидкого гелия в случае транспорта между краевыми состояниями с одинаковой и с разной ориентацией спинов длина выравнивания электрохимпотенциалов соседних краевых состояний  $l_{eq}$  может достигать порядка 100 мкм [4] и 1 мм [5] соответственно. Во втором случае в образцах без магнитных примесей механизмами переворота спина электрона служат спин-орбитальное [5] и сверхтонкое взаимодействия. При сверхтонком взаимодействии ток электронов вносит вклад в динамическую ядерную поляризацию, которая, в свою очередь, влияет на этот ток [6]. Явлению сопутствует гистерезис на вольт-амперных кривых [6]. Интерес к настоящей диссертации связан с более подробным исследованием динамической поляризации ядер и механизмов переноса электронов между краевыми состояниями с различной ориентацией спинов.

В подразделе 1.1.2 рассмотрены структуры с двумя туннельно связанными двумерными слоями. В объеме такой системы в одночастичном приближении каждый уровень Ландау расщеплен на четыре подуровня, соответствующих спиновому  $|g^*|\mu_B B$  и симметрично-антисимметричному расщеплению  $\Delta_{SAS}$  [7]. С увеличением электронной концентрации  $\Delta_{SAS}$  уменьшается. Для общего фактора заполнения<sup>1</sup>  $\nu = 2$  при  $\Delta_{SAS} =$

---

<sup>1</sup>Фактор заполнения  $\nu$  в перпендикулярном к плоскости двумерного газа магнитном поле  $B$  определяется как  $\nu = n/n_B$ , где  $n$  - концентрация электронов в двумерной системе,  $n_B = eB/(hc)$  - вырождение квантового уровня.

$|g^*|\mu_B B$  происходит фазовый переход из спин-синглетного (неполяризованного) в ферромагнитное (спин-поляризованное) состояние. Многочастичные эффекты значительно смещают точку перехода  $B_c$  в более слабые поля [8]. По теории  $|g^*|\mu_B B_c \approx \Delta_{SAS}^2/E_c$ , где  $E_c$  – Кулоновская энергия. Вблизи  $B_c$  фазовый переход реализуется через промежуточную наклонную антиферромагнитную фазу, которую можно получить изменением параллельной плоскости слоев компоненты магнитного поля  $B_{||}$  [9].

На краю образца энергетическая структура определяется не только объемным спектром, но и краевым потенциалом, значительно меняющим фактор заполнения  $\nu$ . Интерес к настоящей работе вызван исследованием влияния фазового перехода в объеме двуслойной системы на энергетический спектр у ее края.

В разделе 1.2 дан обзор созданию наноструктур методом локального анодного оксидирования (ЛАО), то есть окисление поверхности образца под зондом атомно-силового микроскопа при подаче на образец положительного напряжения относительно зонда. ЛАО успешно выполняется на металлах и полупроводниках [10, 11]. Для этого необходима влажная атмосфера [12], в которой между образцом и зондом возникает водный мостик (см. рис. 1).

По сравнению с контактным режимом, когда зонд "скребет" по поверхности, использование динамического режима, когда зонд механически колеблется вблизи поверхности, позволило замедлить разрушение иглы зонда [10, 13] и повысить характеристическое отношение<sup>2</sup> оксидных наростов [14]. В отличие от немодулированного постоянного сигнала применение импульсного сигнала напряжения в динамическом режиме позволило повысить темп роста оксида и воспроизводимость ЛАО, а также получить наиболее высокие характеристические отношения [11].

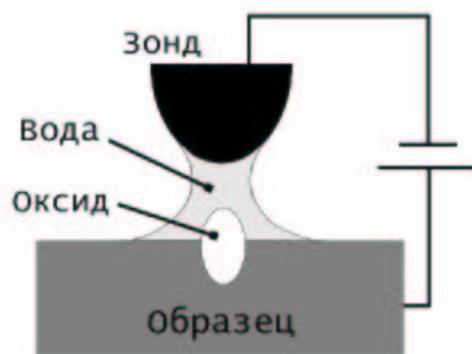


Рис. 1: Принципиальная схема ЛАО.

Исследования кинетики ЛАО выявили наиболее общие закономерности процесса, такие как: увеличение высоты и ширины оксидных наростов с повышением амплитуды и длительности импульса напряжения между образцом и зондом [13, 15, 16]; снижение темпа роста оксида с увеличением высоты нароста [12, 15, 17]; увеличение ширины оксидных наростов с повышением относительной влажности газовой среды [12, 15, 18]. Высота оксида  $h$  в большинстве экспериментов линейно возрастает с повышением электрического напряжения, тогда как зависимость  $h$  от времени более слабая.

Интерес к настоящей работе вызван, прежде всего, адаптацией методики высоко-

<sup>2</sup>Отношение высоты к ширине.

вольтного ЛАО к формированию наноструктур в глубоко залегающем двумерном электронном газе гетероструктур Ga[Al]As, а также созданием и тестировании наноструктур в других системах.

В подразделе 1.2.1 дан обзор нанооксидированию титановых пленок, отдельные области которых можно электрически изолировать друг от друга оксидными линиями. Так были созданы одноэлектронная память [1], туннельные барьеры [10], и другие наноструктуры.

В настоящей работе рассмотрено создание интерферометров посредством высоковольтного ЛАО тонких титановых пленок, напыленных на SiO<sub>2</sub>.

В подразделе 1.2.2 дан обзор нано-оксидированию гетероструктур Ga[Al]As, в которых под поверхностным оксидом в двумерном электронном газе образуются области обеднения [19]. Это позволяет создавать, в том числе, затворы в плоскости двумерного газа [20], управляющие квантовыми точечными контактами [20, 21]. До сих пор для ЛАО использовался двумерный газ с относительно малой подвижностью, расположенный не глубже 50 нм [16, 19, 20] под поверхностью.

Интерес к настоящей работе вызван использованием высоковольтного ЛАО для создания квантовой точки в глубоко залегающем двумерном газе и создания управляемого квантового точечного контакта.

В разделе 1.3 дан обзор баллистическому транспорту через наноструктуры в двумерном электронном газе.

В подразделе 1.3.1 рассмотрен при достаточно низких температурах квантовый точечный контакт в виде сужения с дифференциальным кондактансом  $G = dI/dV$  при  $V \rightarrow 0$ , являющемся ступенчатой функцией в зависимости от субмикронной ширины сужения, регулируемой напряжением  $V_g$  на затворах [22]. Значения плато  $G = N2e^2/h$ , где  $N$  - число вырожденных по спину подзон одномерного квантования с энергией дна  $E_n$  ( $1 \leq n \leq N$ ,  $E_n < E_{n+1}$ ) ниже уровня Ферми  $E_F$  в самом узком месте сужения. Соответствующие с экспериментом подробные теории явления описаны в работах [23, 24]. В случае тянущих напряжений  $V \sim \Delta E_{n,n+1} = E_{n+1} - E_n$  появляются дополнительные ступени в зависимости  $G(V, V_g)$  [25, 26], что позволяет определить  $\Delta E_{n,n+1}$  [26].

Методом ЛАО в Ga[Al]As получены качественные управляемые квантовые контакты [20, 21]. Нам интересны тестовые измерения транспорта электронов через подобные контакты Т-образной геометрии [21] с целью определения энергии  $\Delta E_{1,2}$ .

В подразделе 1.3.2 рассмотрена квантовая точка, являющаяся ограниченной односвязной областью (обычно субмикронного размера) с двумя контактами в виде наносужений. В условиях баллистического транспорта через открытую точку (проводимость каждого наносужения больше  $2e^2/h$ ) интерференция приводит к мезоскопиче-

ским флуктуациям проводимости [27, 28] в зависимости от магнитного поля (эффект типа Ааронова-Бома). При этом наибольший период квазипериодической составляющей флуктуаций соответствует проникновению кванта магнитного потока  $\Phi_0 = h/e$  ( $h$  - постоянная Планка,  $e$  - заряд электрона) внутрь площади, охваченной интерферирующими траекториями. Это возможно при наличии замкнутых траекторий, локализованных внутри квантовой точки (то есть почти несвязанных с контактами) - так называемый эффект "царапин" в спектре (см. обзоры [28] и ссылки в них). Периоды осцилляций  $\Phi_0/(2N)$  ( $N$  - натуральное число) могут быть вызваны интерференцией между парами путей, связанными симметрией по отношению к обращению времени [29].

Интерес к настоящей работе связан с возможностью наблюдения интерференции в магнитопроводимости открытой квантовой точки при температурах выше 1 К, когда это может существенно осложняться [28, 30] потерей когерентности и подавлением  $h/e$ - осцилляций.

**В главе 2** описаны результаты исследования транспорта между краевыми состояниями в режиме КЭХ в однослойной и двухслойной двумерных электронных системах.

В разделе 2.1 изложен принцип действия рефрижератора растворения  $He^3$  в  $He^4$  Oxford TLM-400 со встроенным сверхпроводящим соленоидом, позволяющего достигнуть температуры образцов 25 мК и магнитного поля до 16 Тл.

В разделе 2.2 описаны образцы, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs как с одним, так и с двумя разделенными туннельным барьером слоями двумерного электронного газа. В них сформированы структуры геометрии квази-Корбино [31] (см.рис. 2).

Зона с двумерным электронным газом (меза) кольцеобразной геометрии ограничена жирными черными линиями. Основные 4 омических контакта к краям мезы обозначены цифрами. Металлический затвор (серая область), нанесенный поверх мезы, оставляет открытой узкую полосу (затворная щель - "gate gap") двумерного газа. Тонкие линии со стрелками, указывающими направление дрейфа электронов, соответствуют краевым состояниям (каналам) в модели Бюттикера для факторов заполнения  $\nu = 2$  вне затвора и  $g = 1$  под затвором.

В разделе 2.3 обсуждаются преимущества и возможности геометрии квази-Корбино, а также описаны экспериментальные методики. Описан метод задания целых факторов заполнения  $\nu$  в затворной щели и  $g$  под затвором ( $\nu > g$ ) с помощью внешнего маг-

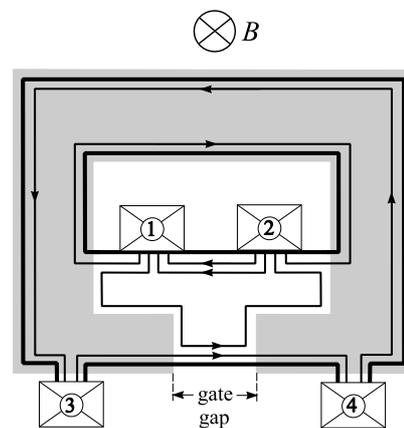


Рис. 2: Схематическая диаграмма геометрии квази-Корбино.

нитного поля и напряжения на затворе. Описано измерение энергии активации. Указан способ прямого измерения тока между краевыми состояниями в затворной щели. Соответствующие вольт-амперные ( $I - V$ ) кривые снимались по четырехточечной схеме на постоянном токе. Кривые временной релаксации  $V(t)$  получены при  $I = const$  сразу после переключения  $I$  из начального стационарного состояния.

В разделе 2.4 представлены экспериментальные результаты и обсуждение механизма релаксации в транспорте между расщепленными по спину краевыми состояниями при сильном разбалансе в однослойной двумерной электронной системе для факторов заполнения  $\nu = 2$ ,  $g = 1$ . На рис. 3 показана окрестность малых токов  $I - V$  кривых, полученных разверткой из положительных токов в отрицательные и обратно (направления указаны стрелками). Гистерезис

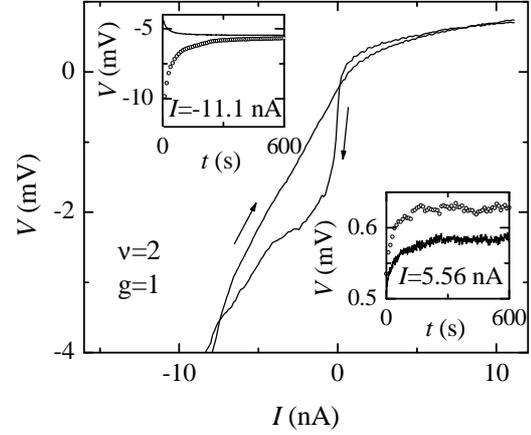


Рис. 3:  $I - V$  кривые и  $V(t)$  кривые для комбинации факторов заполнения  $\nu = 2$ ,  $g = 1$ .

сильнее на отрицательной ветви. На вставках к рис. 3 даны примеры воспроизводимых кривых связанной с гистерезисом релаксации краевого напряжения  $V(t)$  при фиксированных токах  $I = -11.1$  нА и  $I = 5.56$  нА, полученные после длительной задержки в двух разных токах  $-222$  нА (сплошные кривые) и  $111$  нА (точечные кривые). Хорошей оказалась аппроксимация  $V(t) = V_0 + V_1 \exp(-\frac{t}{\tau_1}) + V_2 \exp(-\frac{t}{\tau_2})$ , где  $\tau_1 \sim 25$  с и  $\tau_2 \sim 200$  с на обеих ветвях. Найдено, что  $\tau_1$  и  $\tau_2$  не зависят от параллельной слою двумерного газа компоненты магнитного поля  $B_{||}$ . Также найдено, что равновесные  $I - V$  кривые, определяемые для различных  $I = const$  при  $\lim_{t \rightarrow \infty} V(t)$ , не зависят от  $B_{||}$ .

Согласно численным оценкам большая часть тока между расщепленными по спину краевыми состояниями обусловлена спин-орбитальным взаимодействием. Однако релаксация может быть объяснена переносом электронов за счет сверхтонкого взаимодействия, поскольку  $\tau_1$  близко к временам релаксации ядерного спина в  $GaAs$ , которое порядка 30 с [6]. Показано, что не зависимо от знака тока  $I$  сверхтонкое взаимодействие поляризует ядра в одном и том же направлении внешнего поля, в отличие от выводов работы [6]. Направление релаксации на кривых  $V(t)$  на вставках рис. 3 объяснено большей равновесной динамической поляризацией ядер при  $I < 0$ , чем при  $I > 0$ . Существенно разная величина релаксации при  $I > 0$  и при  $I < 0$  объяснена несимметричной деформацией энергетической структуры краевых состояний.

Характерное время установления динамической ядерной поляризации в затворной щели  $\tau_1 \sim 25$  с задается током и диффузией спинов ядер из щели вследствие их взаи-

модействия между собой. Время  $\tau_2 \sim 200\text{с}$  имеет порядок ядерного спин-решеточного времени релаксации, отвечая за установление поляризации ядер вне затворной щели.

В разделе 2.5 представлены экспериментальные результаты и обсуждение влияния объемного фазового перехода на краевой энергетический спектр в двумерной двуслойной электронной системе.  $I - V$  кривые для двух направлений развертки тока показаны на рис. 4 для факторов заполнения  $\nu = 2, g = 1$  (нормальная компонента поля везде одинакова). В нормальном поле (сплошная кривая) имеются пороговые напряжения  $V_{th}^-$  и  $V_{th}^+$ , объясняемые подобно однослойной системе. При угле наклона поля  $\theta = 45^\circ$  (точечная линия)  $V_{th}^-$  и  $V_{th}^+$  исчезают. Штрих-пунктирная линия - результат расчета по Бюттикеру [3] при полном уравнивании краевых состояний в затворной щели. Исчезновение гистерезиса (см. раздел 2.4) и линейаризация  $I - V$  кривых указывают на свободное движение электронов без переворота спина между краевыми состояниями. Измерениями энергии активации доказано, что  $I - V$  кривые линейаризуются вблизи фазового перехода объема двумерной системы в наклонную антиферромагнитную фазу.

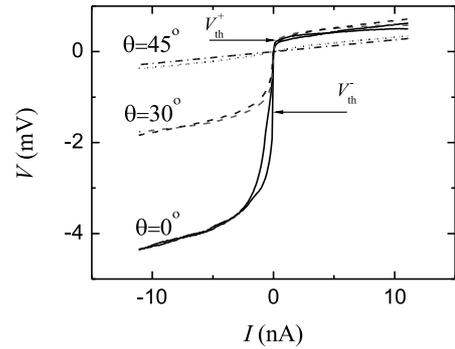


Рис. 4:  $I - V$  кривые при разных углах наклона поля.

**В главе 3** изложены принципы и результаты создания наноструктур высоковольтным локальным анодным оксидированием.

В разделе 3.1 представлена установка для высоковольтного ЛАО (рис. 5) и принцип ее работы. В каждой точке литографии к образцу относительно зонда прикладывался импульсный сигнал напряжения регулируемой до 100 В амплитуды  $U_{max}$  (рис. 5). Применялся атомно-силовой микроскоп Solver P47 (НТ-МДТ). Относительная влажность воздуха регулировалась в пределах от комнатного значения до  $\sim 80\%$ .

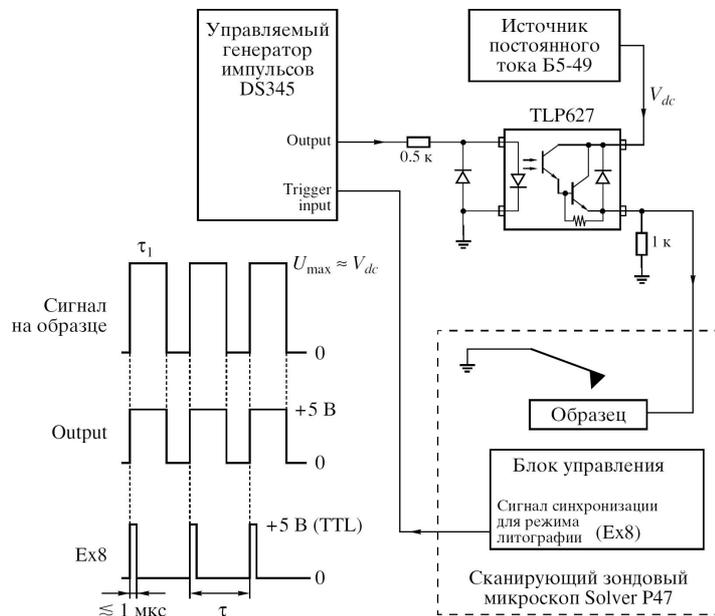


Рис. 5: Принципиальная схема подачи напряжения на образец относительно зонда и поясняющая временная диаграмма (слева).

В разделе 3.2 изложена методика нанолитографии в динамическом режиме. описа-

на процедура выбора на образце участка поверхности для нанooksидирования. Указана степень влияния на литографию наиболее важных управляющих параметров: напряжения между зондом и образцом, амплитуды колебаний зонда, полного времени литографии в точке, относительной влажности и некоторых других. Реализована настройка режима ЛАО с учетом паразитного влияния неидеальности пьезокерамики, дрейфа образца относительно зонда, рельефа поверхности, добротности зонда и особенностей образцов. Указана эффективная последовательность действий при нанолитографии на полях сканирования величиной в несколько микрон. Описаны "мягкие" и "грубые" способы восстановления эффективности процесса ЛАО при его нарушениях.

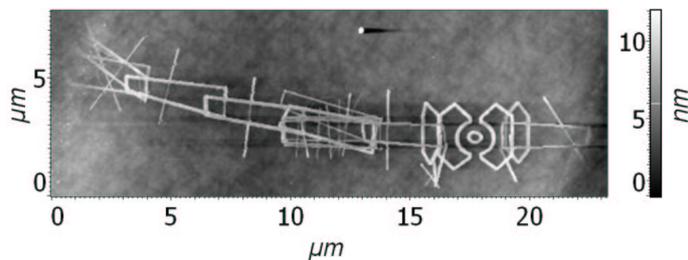


Рис. 6: Топография поверхности интерферометра №4 с разрезами слева и справа до границ титанового канала.

В разделе 3.3 представлена методика создания интерферометров на пленках титана толщиной менее 10 нм с удельным сопротивлением  $< 10$  кОм/квадрат, полученных термическим напылением в вакууме через теньевые маски на подложки  $SiO_2/Si$ . На пленках в форме каналов шириной  $\lesssim 50$  мкм была проведена нанолитография при указанных в диссертации параметрах с многократным прорисовыванием линий, что обеспечивает им хорошие изолирующие свойства. Сперва была выработана процедура эффективного формирования разрезов (непрерывных оксидных линий) сопротивлением  $\gg 1$  МОм (при комнатной температуре) поперек микроканалов в виде цепочки соединенных четырехугольников путем проверки изолирующих свойств каждого звена. Затем по сходным шаблонам было создано 5 двухпутных электронных интерферометров разных размеров, к каждому из которых было сделано по два высокоомных разреза (рис. 6).

В разделе 3.4 изложена методика создания и тестирования открытой квантовой точки в одном из микроканалов с двумерным газом на глубине 80 нм под поверхностью в выращенной молекулярно-лучевой эпитаксией гетероструктуре Ga[Al]As. Средняя длина свободного пробега двумерных электронов  $l \approx 30$  мкм при температуре 4.2 К. Параметры нанолитографии указаны в диссертации. Тестовые измерения трех пробных разрезов при

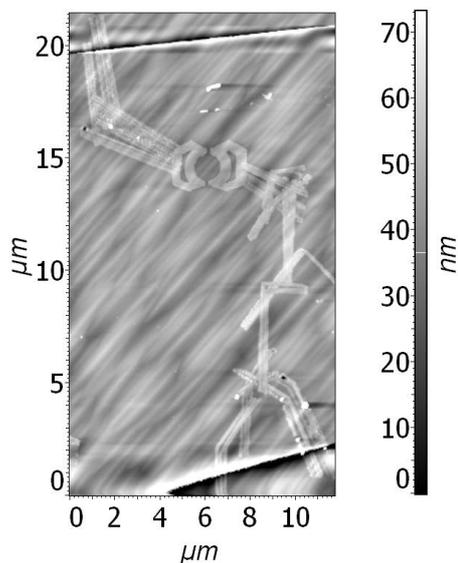


Рис. 7: Топография поверхности канала двумерного газа с квантовой точкой и соединительными разрезами.

$\approx 77$  К с использованием подсветки инфракрасным светодиодом для увеличения концентрации электронов  $n$  показали, что сопротивление разреза быстро растет с увеличением его ширины. Затем по шаблону была создана открытая квантовая точка. От нее до краев микроканала нарисованы разрезы с пренебрежимо малой проводимостью (рис. 7), что подтверждено измерениями с подсветкой при 4.2 К.

В разделе 3.5 изложена методика создания и тестирования управляемых квантовых точечных контактов в двумерном газе на глубине 37 нм под поверхностью в выращенной молекулярно-лучевой эпитаксией гетероструктуре Ga[Al]As. При температуре 4.2 К средняя длина свободного пробега двумерных электронов  $l \approx 3.5$  мкм.

При 4.2 К были определены напряжения пробоя (как соответствующие току 100 фА) более чем у 10-ти созданных разрезов различной высоты, ширины и однородности оксидных линий. На основе полученных данных было сформировано два квантовых контакта, управляемых затвором в плоскости двумерного газа. Параметры нанолитографии указаны в диссертации. Только у квантового контакта №2 (рис. 8 (а)), расположенного ближе к затвору, наблюдались ожидаемые ступени в  $G(V_g)$  при  $V_{sd} \rightarrow 0$  - три сплошные воспроизводимые кривые на рис. 8 (б), полученные в трех циклах охлаждения.

Двумя способами для наносужения №2 при одном охлаждении найдены значения  $\Delta E_{12}$  (см. подраздел 1.3.1), совпадающие в пределах погрешности. Во-первых,  $\Delta E_{12} = 7 \pm 4$  мэВ из транскондуктанса  $dG/dV_g$  как функции  $V_{sd}$  и  $V_g$ . Во-вторых,  $\Delta E_{12} \geq 3$  мэВ из условия совпадения расчетной кривой  $G(V_g)$  с правой кривой на рис. 8 (б).

**В главе 4** приведены результаты измерения и анализа электронного транспорта через открытую квантовую точку при низких температурах в нормальных магнитных полях.

В разделе 4.1 изложен метод охлаждения образца с помощью криостата с жидким He<sup>4</sup> до температуры 4.2 К. Откачкой паров He<sup>4</sup> доступен диапазон до 1.5 К. Магнитное поле до  $\approx 8.6$  Тл создается встроенным сверхпроводящим соленоидом.

В разделе 4.2 представлена методика эксперимента. Структура образца описана в

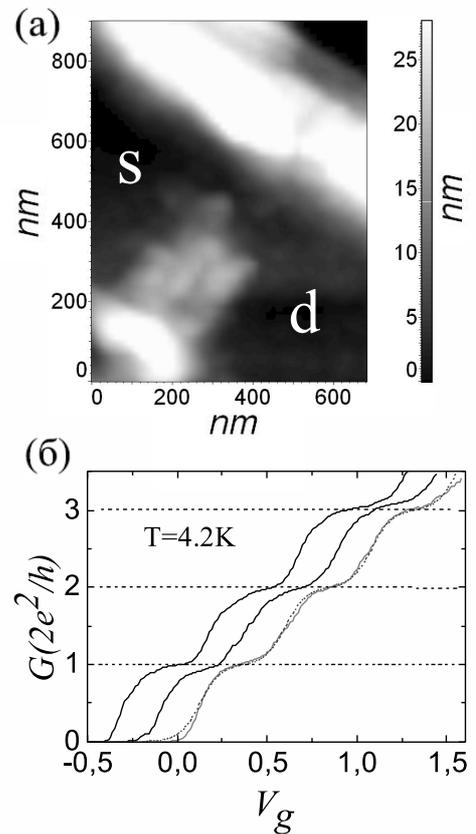


Рис. 8: (а) Топография поверхности гетероструктуры с сужением №2. (б) Его кондуктанс  $G$  (в единицах  $2e^2/h$ , где  $e$  - заряд электрона,  $h$  - постоянная планка) в зависимости от  $V_g$ .

разделе 3.4. Методом синхронного детектирования измерялась проводимость при заданном переменном напряжении на образце при 1.5 и 4.2 К в нормальных двумерному газу магнитных полях до 3 Тл. С целью повышения концентрации газа  $n$ , определяемой по осцилляциям Шубникова- де Гааза, образец подсвечивался инфракрасным светодиодом. Измерения проводились в нескольких (порядка 10) охлаждениях при  $n \gtrsim 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , когда квантовая точка открывается. Все обнаруженные особенности наблюдались при различных охлаждениях, хорошо воспроизводились при инверсии магнитного поля и не зависели от направления его развертки.

В разделах 4.3 и 4.4 представлены экспериментальные результаты и их обсуждение. Анализом осцилляций Шубникова- де Гааза (в магнитных полях  $\gtrsim 0.4$  Тл) и классических осцилляций периодом  $\sim 100$  мТл (в полях  $B < 0.4$  Тл) в проводимости квантовой точки обосновано, что мы действительно имеем дело с квантовой точкой геометрии близкой к ожидаемой (рис. 7). На рис. 9 приведены периодические по полю осцилляции проводимости квантовой точки при 1.5 К, полученные при двух разных охлаждениях для разных  $n$ . При 4.2 К осцилляции исчезают практически полностью, что указывает на эффект типа Ааронова-Бома. Для нижней и верхней кривых периоды осцилляций равны  $\Delta B = 3.5 \pm 0.2$  мТл и  $\Delta B = 2.9 \pm 0.2$  мТл соответственно. Такая высокая периодичность говорит о существовании в квантовой точке выделенных интерферирующих траекторий электронов.

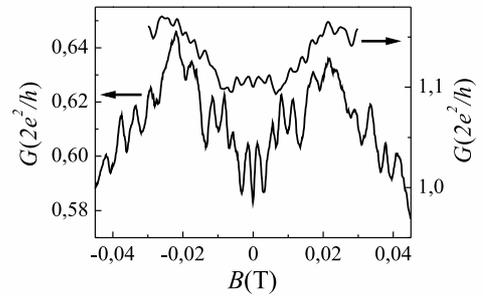


Рис. 9: Короткопериодные осцилляции магнитопроводимости квантовой точки при  $T = 1.5$  К.

Согласно эффекту Ааронова-Бома  $1/M = S_{\text{trajec}} \Delta B / \Phi_0$ , где  $S_{\text{trajec}}$  - охватываемая выделенными траекториями площадь,  $M$  - число обходов электрона вокруг нее. Подстановка вместо  $S_{\text{trajec}}$  рабочей площади квантовой точки  $S_{\text{КТ}} > S_{\text{trajec}}$  дает верхнюю оценку для  $1/M$  (см. таблицу).  $S_{\text{КТ}}$  вычислена как  $S_{\text{classic}}$  из классических осцилляций, и как  $S_{\text{geom}}$  из геометрических размеров на микроизображении, аналогичном рис. 7 в более крупном масштабе и с лучшим разрешением. Они совпадают в пределах погрешности.

Объяснение наблюдаемым  $1/M < 1$  предложено в терминах интерференции обращенных по времени путей на замкнутой квазиклассической траектории с началом и концом у одного и того же контакта к квантовой точке аналогично слабой локализации. В этом случае  $1/M = 1/2$ . Гипотеза подтверждается тем, что 1) не существен разброс импульсов (в том числе температурный) интерферирующих электронов [27];

Верхние оценки для величины  $1/M$

	$\Delta B = 3.5$ мТл	$\Delta B = 2.9$ мТл
$S_{\text{classic}} \Delta B / \Phi_0$	$0.81 \pm 0.17$	$0.67 \pm 0.14$
$S_{\text{geom}} \Delta B / \Phi_0$	$1.01 \pm 0.09$	$0.84 \pm 0.08$

2) при  $B = 0$  у нас всегда наблюдался минимум короткопериодных осцилляций. Также показано, что наблюдаемое различие периодов осцилляций в пяти разных охлаждениях может быть объяснено случайным примесным потенциалом, чувствительным к термоциклированию образца [32].

**В Заключении** приведены основные результаты работы:

1. Создана динамическая поляризация ядер на площади  $\sim 3000 \times 100 \text{ нм}^2$  вблизи края однослойной двумерной электронной системы при факторе заполнения  $\nu = 2$ . Показано, что равновесная плотность динамически поляризованных ядер зависит от величины и знака разности электрохимических потенциалов краевых состояний в стационарном режиме.

2. Обнаружена релаксация динамически поляризованных ядер, описанная суммой двух экспонент с характерными временами 25 с и 200 с. Эти времена присвоены локальному формированию динамической ядерной поляризации за счет одновременного переворота спинов ядер и спинов электронов и диффузии ядерных спинов.

3. Найдено, что компонента магнитного поля в плоскости двумерного газа  $B_{||}$  не влияет на релаксацию между двумя расщепленными по спину краевыми состояниями и на стационарное состояние системы.

4. Реализован фазовый переход из спин-синглетной в наклонную антиферромагнитную фазу изменением  $B_{||}$  в объеме двуслойной двумерной электронной системы при факторе заполнения  $\nu = 2$ . При этом обнаружена линейзация вольт-амперных характеристик транспорта между краевыми состояниями.

5. Оптимизированы условия высоковольтного локального анодного оксидирования для обеднения двумерного электронного газа в гетероструктуре Ga[Al]As на глубине 80 нм под поверхностью, что глубже достигнутого до сих пор.

6. Создана действующая квантовая точка почти круглой формы размером  $\sim 1 \text{ мкм}$  в двумерной электронной системе на глубине 80 нм под поверхностью гетероструктуры Ga[Al]As методом высоковольтного локального анодного оксидирования.

7. Обнаружены периодические по полю осцилляции в баллистической магнитопроводимости открытой квантовой точки в малых полях при температуре 1.5 К. Период осцилляций в единицах магнитного потока, рассчитанный как произведение площади квантовой точки и периода по магнитному полю оказался меньше кванта  $h/e$ .

8. Предложено объяснение периодических квантовых осцилляций магнитопроводимости квантовой точки на основе интерференции вписанных в квантовую точку обращенных по времени электронных путей с началом и концом у одного из контактов, что отвечает периоду  $h/2e$ .

9. Разработана методика создания изолирующих разрезов тонких титановых пленок высоковольтным локальным анодным оксидированием с определением качества изоля-

ции в процессе литографии. С помощью такой методики созданы наноструктуры в форме интерферометров.

10. Создан управляемый затвором квантовый точечный контакт в двумерном электронном газе на глубине 37 нм под поверхностью гетероструктуры Ga[Al]As методом высоковольтного локального анодного оксидирования.

11. Измерен дифференциальный кондактанс квантового контакта в зависимости от затворного и тянущего напряжений. Из этих данных двумя способами определена разность энергий  $\Delta E_{12}$  доньев первой и второй подзон в самом узком месте квантового контакта. Найденные значения  $\Delta E_{12}$  совпадают в пределах погрешности.

### **Материалы диссертации опубликованы в работах:**

- [A1]. E.V. Deviatov, A. Wurtz, A. Lorke, M.Yu. Melnikov, V.T. Dolgopолоv, D. Reuter, and A.D. Wieck "Two relaxation mechanisms observed in transport between spin-split edge states at high imbalance". Phys. Rev. B **69**, 115330 (2004).
- [A2]. E.V. Deviatov, A. Wurtz, A. Lorke, M.Yu. Melnikov, V.T. Dolgopолоv, A. Wixforth, K.L. Campman, A.C. Gossard "Manifestation of the bulk phase transition in the edge energy spectrum in a two-dimensional bilayer electron system". JETP Letters, Vol. **79**, iss.4, p.171 (2004).
- [A3]. М.Ю. Мельников, В.С. Храпай, D. Schuh "Создание наноструктур в гетеропереходе с глубоким залеганием двумерного электронного газа методом высоковольтной анодно-окислительной литографии с использованием атомно-силового микроскопа". Приборы и техника эксперимента, Том **51**, №4, стр.137 (2008).
- [A4]. М.Ю. Мельников, В.Т. Долгополов, В.С. Храпай, Д. Шух "Интерференция баллистических электронов в открытой квантовой точке при высокой температуре". Письма в ЖЭТФ, том **88**, стр.40 (2008).

### **Список литературы**

- [1] K. Matsumoto, Y. Gotoh, T. Maeda, J.A. Dagata, J.S. Harris. Room-temperature single-electron memory made by pulse-mode atomic force microscopy nano oxidation process on atomically flat  $\alpha$ -alumina substrate. Appl. Phys. Lett. **76**, 239 (2000).
- [2] D.B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman. Electrostatics of edge channels. Phys. Rev. B **46**, 4026 (1992).
- [3] M.Büttiker. Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors. Phys. Rev. B **38**, 9375 (1988).

- [4] R.J. Haug. Edge-state transport and its experimental consequences in high magnetic fields. *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 131 (1993).
- [5] G. Müller, D. Weiss, A.V. Khaetskii, K. von Klitzing, S. Koch, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch. Equilibration length of electrons in spin-polarized edge channels. *Phys. Rev. B* **45**, 3932 (1992).
- [6] David C. Dixon, Keith R. Wald, Paul L. McEuen and M.R. Melloch. Dynamic nuclear polarization at the edge of a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B* **56**, 4743 (1997).
- [7] G. S. Boebinger, H. W. Jiang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Magnetic-field-driven destruction of quantum Hall states in a double quantum well. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1793 (1990).
- [8] V. S. Khrapai, E. V. Deviatov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, F. Hastreiter, A. Wixforth, K.L. Campman and A.C. Gossard. Canted Antiferromagnetic Phase in a Double Quantum Well in a Tilted Quantizing Magnetic Field. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 725 (2000).
- [9] M.-F. Yang, M.-C. Chang. Effect of an in-plane magnetic field on magnetic phase transitions in  $\nu = 2$  bilayer quantum Hall systems. *Phys. Rev. B* **60**, R13985 (1999).
- [10] B. Irmer, M. Kehrlé, H. Lorenz, and J.P. Kotthaus. Fabrication of Ti/TiO<sub>x</sub> tunneling barriers by tapping mode atomic force microscopy induced local oxidation *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1733 (1997).
- [11] D. Graf, M. Frommenwiler, P. Studerus, T. Ihn, K. Ensslin, D. C. Driscoll and A. C. Gossard. Local oxidation of Ga[Al]As heterostructures with modulated tip-sample voltages. *J. Appl. Phys.* **99**, 053707 (2006).
- [12] P. Avouris, T.Hertel and R. Martel. Atomic force microscope tip-induced local oxidation of silicon: kinetics, mechanism, and nanofabrication. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 285 (1997).
- [13] P.A. Fontaine, E. Dubois and D. Stievenard. Characterization of scanning tunneling microscopy and atomic force microscopy-based techniques for nanolithography on hydrogen-passivated silicon. *J. Appl. Phys.* **84**, 1776 (1998).
- [14] M. Tello and R. Garcia. Nano-oxidation of silicon surfaces: comparison of noncontact and contact atomic-force microscopy methods. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 424 (2001).

- [15] Z. Shen, S. Hou, H. Sun, X. Zhao and Z. Xue. Local oxidation of titanium thin films using an atomic force microscope under static and pulsed voltages. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**, 1357 (2004).
- [16] D.V. Sheglov, A.V. Latyshev, A.L. Aseev. The deepness enhancing of an AFM-tip induced surface nanomodification. *Appl. Surf. Sci.* **243**, 138 (2005).
- [17] W.-P. Huang, H.-H. Cheng, S.-R. Jian, D.-S. Chuu, J.-Y. Hsieh, C.-M. Lin and M.-S. Chiang. Localized electrochemical oxidation of p-GaAs(100) using atomic force microscopy with a carbon nanotube probe. *Nanotechnology* **17**, 3838 (2006).
- [18] Y. Matsuzaki, A. Yamada, M. Konagai. Improvement of nanoscale patterning of heavily doped p-type GaAs by atomic force microscope (AFM)-based surface oxidation process. *J. Cryst. Growth* **209**, 509 (2000).
- [19] A. Fuhrer, A. Dorn, S. Luscher, T. Heinzel, K. Ensslin, W. Wegscheider, M. Bichler. Electronic properties of nanostructures defined in Ga[Al]As heterostructures by local oxidation. *Superlat. Microstruct.* **31**, 19 (2002).
- [20] R. Held, T. Vancura, T. Heinzel, K. Ensslin, M. Holland, W. Wegscheider. In-plane gates and nanostructures fabricated by direct oxidation of semiconductor heterostructures with an atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 262 (1998).
- [21] G. Mori, M. Lazzarino, D. Ercolani, G. Biasiol, and L. Sorba. Magnetic field and temperature dependence of an atomic force microscope-defined quantum point contact. *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, 570 (2004).
- [22] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel and C.T. Foxon. Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
- [23] Л.Г. Глазман, Г.Б. Лесовик, Д.Е. Хмельницкий, Р.И. Шехтер. Безотражательный квантовый транспорт и фундаментальные ступени баллистического сопротивления в микросужениях. *Письма в ЖЭТФ* **48**, 218 (1988).
- [24] M. Buttiker. Quantized transmission of a saddle-point constriction. *Phys. Rev. B* **41**, 7906 (1990).
- [25] Л.И. Глазман, А.В. Хаецкий. Нелинейная квантовая проводимость микросужения. *Письма в ЖЭТФ* **48**, 546 (1998).

- [26] N.K. Patel, J.T. Nicholls, L. Martn-Moreno, M. Pepper, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, and G.A.C. Jones. Evolution of half plateaus as a function of electric field in a ballistic quasi-one-dimensional constriction. *Phys. Rev. B* **44**, 13549 (1991).
- [27] C.W.J. Beenakker. Random-matrix theory of quantum transport. *Rev. Mod. Phys.* **69**, 731 (1997).
- [28] R. Akis, J.P. Bird, D. Vasileska, D.K. Ferry, A.P. S. de Moura, Y.-C. Lai in "Electron Transport in Quantum Dots" edited by J. P. Bird. Kluwer Academic Publishers (2003).
- [29] C.J.B. Ford, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, J.E.F. Frost and G.A.C. Jones. Electrostatically defined heterojunction rings and the Aharonov–Bohm effect *Appl. Phys. Lett.* **54**, 21 (1989).
- [30] A.M. Chang, H.U. Baranger, L.N. Pfeiffer and K.W. West. Weak Localization in Chaotic versus Nonchaotic Cavities: A Striking Difference in the Line Shape. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2111 (1994).
- [31] A. Würtz, R. Wildfeuer, A. Lorke, E.V. Deviatov, and V.T. Dolgoplov. Separately contacted edge states: A spectroscopic tool for the investigation of the quantum Hall effect. *Phys. Rev. B* **65**, 075303 (2002).
- [32] J.A. Nixon, J.H. Davies and H.U. Baranger. Breakdown of quantized conductance in point contacts calculated using realistic potentials. *Phys. Rev. B* **43**, 12638 (1991).