

УДК 537.311.322

## ИНТРОСКОПИЯ В НАНОМЕЗОСКОПИКЕ: ОДНОЭЛЕКТРОНИКА И КВАНТОВАЯ БАЛЛИСТИКА\*

В. А. Ткаченко, О. А. Ткаченко, З. Д. Квон,  
А. В. Латышев, А. Л. Асеев

*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13  
E-mail: vtkach@isp.nsc.ru*

Представлен метод вычислительного эксперимента для исследования внутренней структуры объектов наномезоскопии — проводящих подсистем и квантовых явлений в твердотельных субмикронных объектах, которые демонстрируют индивидуальное поведение низкотемпературного сопротивления.

*Ключевые слова:* наноструктуры, одноэлектроника, квантовый транспорт, мезоскопика, моделирование.

DOI: 10.15372/AUT20160514

**Введение.** Под интроскопией понимают неразрушающее экспериментальное исследование внутренней структуры объекта и происходящих в нём процессов [1]. Искусственные объекты наноэлектроники интересны, прежде всего, управляемым сопротивлением и влиянием внешних полей на проводящую подсистему [2]. Внешние поля, а также детали изготовления и строения структур сильнее всего влияют на низкотемпературное сопротивление мезоскопических образцов [3]. Особенности низкотемпературного сопротивления субмикронных структур возникают в первую очередь благодаря одночастичной квантовой механике электрона проводимости в эффективном потенциале (квантовая баллистика) [4] либо квантованию заряда туннельно-изолированных малых проводников (одноэлектроника) [5]. Интерпретация соответствующих экспериментов предполагает выяснение свойств электронной подсистемы, для чего обычно есть небольшой массив данных об изготовлении и сопротивлении образца. Если по этим данным расчётом на основе проверенных теорий удаётся во многих случаях построить непротиворечивый механизм работы структуры, то можно говорить об интроскопии в наномезоскопии. Заметим, что эффекты одночастичной интерференции чувствительны к способу изготовления и материалам наноструктур, а эффекты зарядового квантования и кулоновской блокады (КБ) туннелирования [5] предоставляют значительную свободу выбора проводящих и туннельно-изолирующих материалов. Описание электронной подсистемы в терминах удерживающего потенциала и волновых функций является континуальным, тогда как дискретный язык ёмкостей и сопротивлений туннельных переходов в теории КБ лаконично характеризует электронную подсистему и предсказывает хорошо распознаваемые особенности сопротивления [5–9].

В случае полупроводниковых структур речь идёт об исследовании квантовых наносистем, включённых в электрическую цепь и содержащих малое число электронов. Наиболее управляемы и физически интересны наносистемы, которые электростатически «вырезаются» вместе с подводящими проводниками из двумерного электронного газа (2DEG), спрятанного в глубине структур GaAs/AlGaAs. Искусственный рельеф поверхности полупроводника и/или затворы создают на глубине 2DEG плавный потенциал, удерживающий

\*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-22-00143).

электроны проводимости. Характерные размеры в этом потенциале (0,01–1 мкм) требуют использования низких температур, например 0,1 К, для получения ярких квантовых явлений.

Удерживающий  $2D$ -потенциал обычно формируется экспериментальным методом проб и ошибок лишь по отклику сопротивления структур на управляющие факторы, и в этом участвует беспорядок, вплоть до перезарядки одним электроном одиночных примесных центров [3]. Разнообразие ростового и постростового дизайнов структур GaAs/AlGaAs, а также наблюдаемых эффектов велико, и научные группы специализируются на тех или иных экспериментах в силу имеющегося опыта и оборудования.

Пониманию обнаруженных эффектов способствует реалистическое моделирование, которое делает возможной интроскопию квантовых наноструктур. Решение задачи  $3D$ -электростатики исходя из дизайна структур позволяет вычислять  $2D$ -потенциал и электрические ёмкости электронных наносистем с учётом примесного и рукотворного беспорядка. В свою очередь, решение задач о движении электронов в найденном потенциале облегчает интерпретацию экспериментов ([10, 11] и ссылки в них). Для наноструктур GaAs/AlGaAs вычислительно-экспериментальная интроскопия проще и надёжнее, чем для других мезоскопических полупроводниковых структур. Надёжность означает, что интроскопия может служить исследованию качества нанотехнологий.

Имеющиеся по этой теме основные результаты относятся к разным устройствам, необычным по конструкциям и наблюдаемым эффектам [10–34]. Структуры высокого качества, созданные в Кавендишской лаборатории (Англия), позволили проверить надёжность реалистического моделирования [10–17]. Вычислительно-экспериментальная интроскопия развивалась применительно к структурам, созданным в Институте физики полупроводников (ИФП СО РАН): треугольной квантовой точке, многоконтактной квантовой проволоке, квантовой развилке и кольцевому интерферометру [18–30].

Понимание физических явлений возникло в результате сотрудничества вычислителей из ИФП СО РАН с экспериментаторами и технологами, которые создавали и исследовали свои структуры [7–9, 12–30]. Расчёты выполнялись с помощью программ собственной разработки. Часть программ реализует известные алгоритмы самосогласованного решения трёхмерного уравнения Пуассона [31–35], а также методы  $S$ -матриц рассеяния и рекурсивных функций Грина для решения задачи о двумерном волноводе, содержащем произвольный резонатор [36–40]. Другие программы основаны на теории кулоновской блокады последовательного туннелирования в системах с одним кулоновским островом либо с произвольным числом островов [41, 42].

Целью данной работы является реалистическое моделирование некоторых мезоскопических наноструктур (металлического одноэлектронного транзистора, треугольной квантовой точки и малых кольцевых интерферометров) с учётом важных для этих структур факторов, которые в прежних публикациях не принимались во внимание.

**1. Кулоновские ромбы и критическая температура в одноэлектронном металлическом транзисторе с низкими барьерами.** В ИФП СО РАН методом разрыва титановой нанопроволоки выступом на изолирующей подложке была получена наноструктура, действующая как одноэлектронный транзистор с низкими для систем металл—изолятор туннельными барьерами ( $\sim 3$  мэВ) [8, 9]. Рабочих образцов было мало, и действовали они недолго из-за особенностей конструкции и использованных материалов. Тем не менее выполненных измерений хватило, чтобы объяснить работу устройства в рамках теории кулоновской блокады. По измеренным вольт-амперным характеристикам (ВАХ) и затворным кривым всего устройства в рамках теории КБ расчётом были восстановлены основные параметры одноэлектронного транзистора: ёмкости и сопротивления туннельных переходов  $R_1(V_1)$ ,  $R_2(V_2)$ , зависимые от напряжения на этих переходах, а также полная ёмкость кулоновского острова  $C_\Sigma = 20$  аФ.

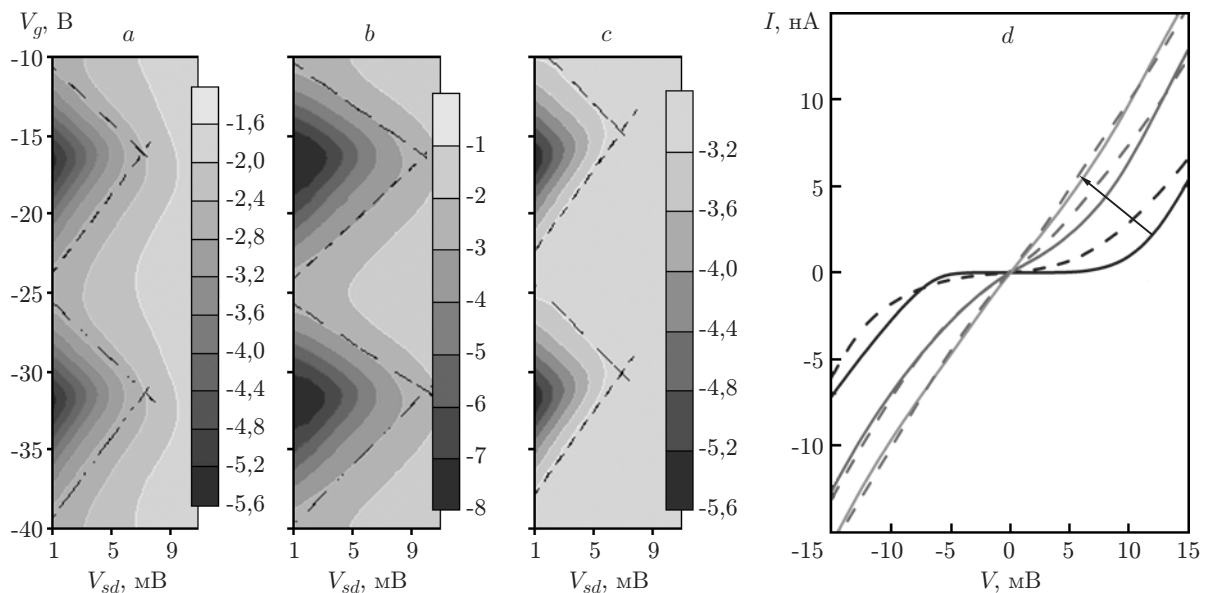


Рис. 1. Кулоновские ромбы и ВАХ для транзистора из [9]: вычисленные зависимости дифференциального (*a, c*) и полного (*b*) кондактансов от тянущего и затворного напряжений при  $T = 4,2$  К, кондактанс в единицах  $e^2/h$  дан в логарифмическом масштабе, для *a, b* учтено понижение сопротивлений туннельных переходов  $R_1, R_2$  с ростом  $T$ , для *c*  $R_1(V), R_2(V) = \text{const}$ ; вычисленные ВАХ транзистора для трёх значений  $T$  (4,2, 21 и 42 К) и двух значений поляризационного заряда  $q_0 = 0$  (сплошные кривые) и  $q_0 = e/2$  (пунктирные кривые), стрелка указывает на рост температуры (*d*)

Позднее исходя из этих параметров были рассчитаны важные характеристики транзисторов (рис. 1), которые реально наблюдаемы при более детальных измерениях, чем было возможно с данной наноструктурой [8, 9]. Имеются в виду низкотемпературные кулоновские ромбы (рис. 1, *a—c*), вершины которых по теории КБ при температуре  $T = 0$  и постоянных  $R_1, R_2$  находятся на линиях  $V_{sd} = 0$  и  $V_{sd} = e/C_\Sigma$ . Для такой наноструктуры и  $T = 4,2$  К построены зависимости дифференциального (см. рис. 1, *a*) и полного (см. рис. 1, *b*) кондактансов с учётом  $R_1(V_1), R_2(V_2)$ , а также выполнены контрольные вычисления с фиксированными  $R_1, R_2$  (см. рис. 1, *c*). В случае рис. 1, *a, c* экстраполяцией прямолинейных участков сторон ромба (пунктирные линии) определено, что  $V_{sd} = e/C_\Sigma \approx 7,3$  мВ, т. е.  $C_\Sigma$  с точностью 10 % совпало со значением, найденным подгонкой по теории КБ отдельных ВАХ транзистора [9]. Таким образом, ожидаемое значение критической температуры по низкотемпературному поведению дифференциального кондактанса есть  $k_B T = e^2/2C_\Sigma = 3,65$  мэВ (42 К). Заметим, что при учёте  $R_1(V_1), R_2(V_2)$  зависимость полного кондактанса  $G(V_{sd}, V_g)$  (см. рис. 1, *b*) демонстрируют существенно искажённые ромбы, и если по аналогии с рис. 1, *a, c* провести пунктирные прямые, то окажется, что  $e/C_\Sigma \approx 10$  мВ. Следовательно, в общем случае построением  $G(V_{sd}, V_g)$  сложно правильно найти  $C_\Sigma$ .

Предсказанное выше значение критической температуры подтверждается прямым расчётом (рис. 1, *d*), из которого видно, что ВАХ при  $T = 42$  К превращаются в омические и перестают зависеть от поляризационного заряда кулоновского острова  $q_0(V_g)$ . Так происходит, если учесть измеренное в [9] понижение сопротивления одиночного туннельного перехода с ростом температуры. Однако, если пренебречь этим понижением, то вычисленные кулоновские осцилляции проникают в область более высоких  $T$  из-за сильной нелинейности ВАХ одиночного туннельного контакта в данной структуре при 4,2 К. Таким образом, на этом примере выяснено, что в общем случае неправильно вычислять ВАХ

транзистора без учёта температурной зависимости сопротивления одиночных туннельных переходов.

**2. Ширина одноэлектронных пиков в треугольной квантовой точке.** В ИФП СО РАН были созданы и изучены одиночные баллистические треугольные квантовые точки. В режиме высокого сопротивления наблюдались крупные осцилляции одноэлектронной зарядки точки [19]. Расчёт удерживающего  $2D$ -потенциала с учётом примесного беспорядка показал, что все контакты к квантовой точке различны [19]. Один из них разорван, соответствующий резервуар служит боковым затвором, ещё один, будучи туннельным, делает сопротивление структуры большим. Как показано далее, третий контакт открыт. Расчёт ёмкости  $C_{12}$  на боковой затвор подтвердил, что период осцилляций  $\Delta V_{12}$  отвечает условию  $C_{12}\Delta V_{12} \approx e$ .

Выяснено (рис. 2), что одноэлектронные пики являются широкими в сравнении с предсказанием ортодоксальной теории КБ при сопротивлении каждого из трёх контактов к точке выше кванта  $h/e^2$  [5]. Для этого случая расчётом  $3D$ -электростатики структуры была найдена полная ёмкость квантовой точки ( $C_{\Sigma} = 75$  аФ) с учётом ёмкости на верхний металлический затвор  $C_g$ . Из сравнения измерений затворной характеристики при  $T = 0,05$  К с расчётами по теории КБ (точечные и пунктирные кривые на рис. 2, *b, c*) видно, что при таком значении  $C_{\Sigma}$  кулоновские пики в теории гораздо уже, чем в эксперименте. Согласно работам [16, 17, 26] была выдвинута гипотеза о том, что это расхождение можно устранить, если учесть перенормировку полной ёмкости точки  $C_{\Sigma}$  в сравнении с закрытым режимом. Тем не менее, если даже увеличить полную ёмкость кулоновского острова в 4 раза, отношение пик/долина останется бесконечным при использовании теории КБ обычным способом (сплошная кривая на рис. 2, *b*). Этот способ подразумевает, что зависимость кондактанса от затворного напряжения вычисляется при фиксированном тянущем напряжении. В эксперименте синхронным детектором измеряется отклик кондактанса на изменение  $V_{12}$  при фиксированной амплитуде низкочастотной модуляции тока и

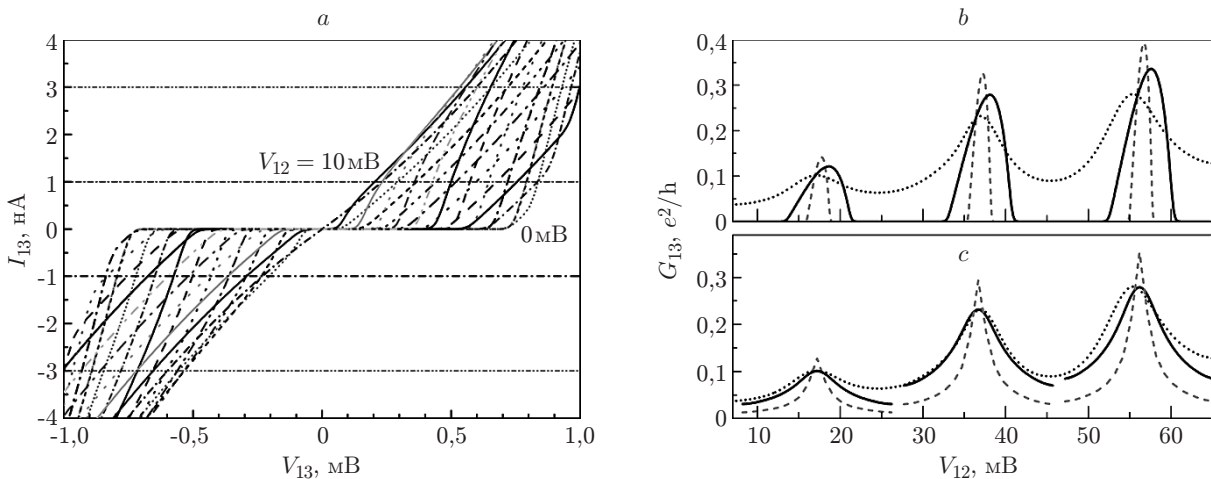


Рис. 2. Вольт-амперные и затворные характеристики треугольной квантовой точки: *a* — вычисленные ВАХ при варьировании затворного напряжения  $V_{12}$  в диапазоне 0–20 мВ, полная ёмкость точки считалась в 4 раза большей, чем в закрытом режиме, в расчётах принято  $C_1 = C_3 = 100$  аФ,  $C_2 = 8$  аФ,  $R_1 = 26$  кОм,  $R_2 = 150$  кОм,  $\alpha_1 = \alpha_3 = 1/\text{мэВ}$ ; *b, c* — измеренные зависимости кондактанса квантовой точки от  $V_{12}$  при  $T = 0,05$  К и напряжении на верхнем затворе 120 мВ. Вычисленный кондактанс в разных приближениях (пунктирные кривые для  $C_{\Sigma} = 75$  аФ, сплошные кривые для  $C_{\Sigma} = 208$  аФ, точечные кривые — эксперимент).

В расчётах тянущее напряжение  $V = 0,3$  мВ

отношение пик/долина составляет  $\sim 2$  (см. рис. 2, *b, c*, точечные кривые). Чтобы получить отклик такого типа в рамках теории КБ, было проведено усреднение тянущих напряжений по току для многих ВАХ, показанных на рис. 2, *a* для полной ёмкости  $C_\Sigma = 208$  аФ. Ёмкости и сопротивления двух туннельных переходов подобраны так, чтобы форма самого низкого одноэлектронного пика была подобна измеренной (см. рис. 2, *c* для  $C_\Sigma = 208$  аФ). Без пересчёта ВАХ простым сдвигом и растяжением вычисленного пика по вертикали удалось неплохо приблизить экспериментальную кривую (см. рис. 2, *b*, сплошная кривая). Таким образом, в данном случае КБ наблюдалась несмотря на то, что один из контактов к треугольной квантовой точке был открытым. Тем самым вслед за [14–17] продолжено исследование зарядовых эффектов в открытых системах.

**3. Малый кольцевой интерферометр как три кулоновских острова.** В структуре с тонким (3 нм) спейсером (2DEG большой плотности) электронной литографией и реактивно-ионным травлением были изготовлены малые кольцевые интерферометры большого сопротивления ( $\gg h/e^2$ ) [25, 26]. Кроме эффекта Ааронова — Бома (АБ) в сопротивлении устройств обнаружены осцилляции по напряжению на боковом затворе, которые при температуре 4,2 К были синусоподобны и имели период 6 мВ (рис. 3, *a*). Интересно, что при низкой температуре (0,1 К) наблюдалась тонкая структура осцилляций в виде дублетов и триплетов (рис. 3, *b*). Эта структура индивидуальна для каждого образца и каждого мезоскопического состояния в образце, но воспроизводится при повторных измерениях

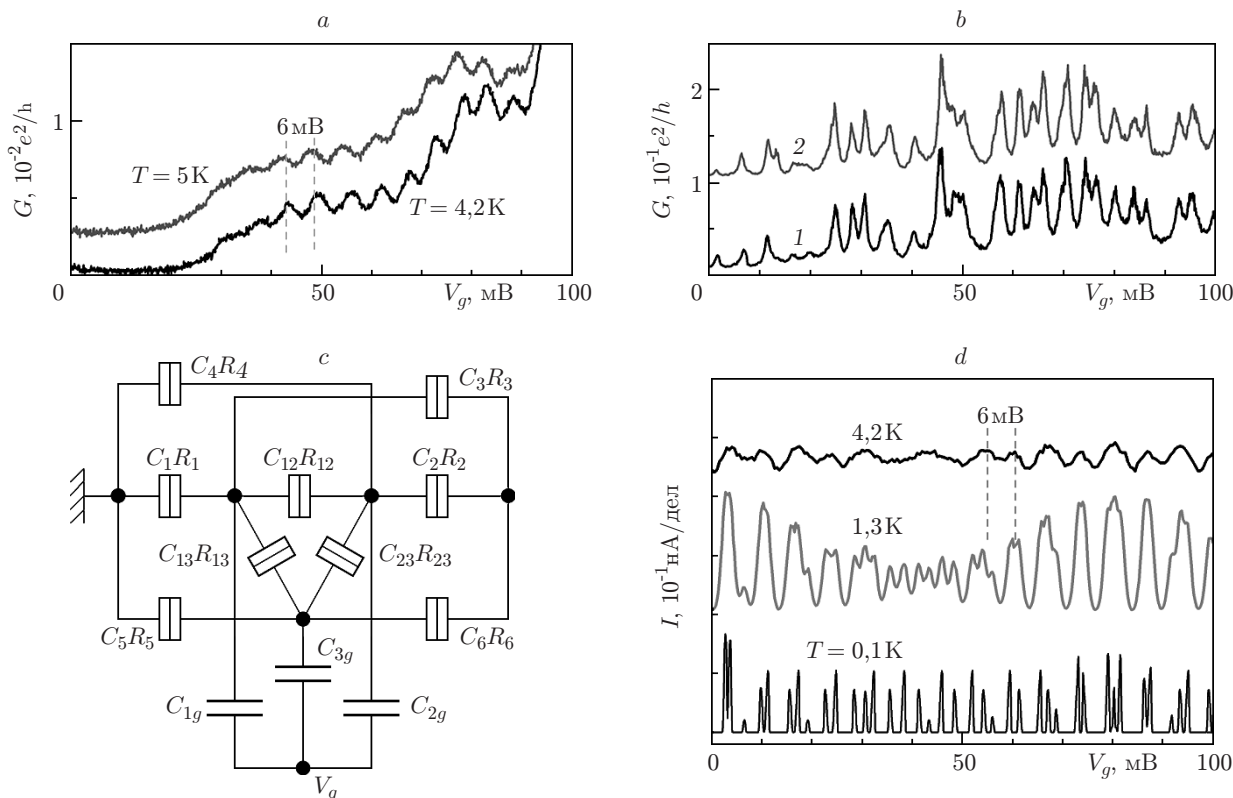


Рис. 3. Измерения и расчёт кулоновских осцилляций для малого кольцевого интерферометра: *a* — измеренный кондактанс интерферометра при  $T = 4,2$  и  $5$  К (кривая сдвинута по вертикали); *b* — два последовательных измерения кондактанса другого кольца большого сопротивления при  $T = 0,1$  К (кривые разнесены по вертикали); *c* — эквивалентная схема устройства с тремя кулоновскими островами; *d* — вычисленный по теории КБ ток через кольцо при тянущем напряжении  $0,25$  мВ, нижняя кривая сдвинута вниз

[3, 25, 26]. Расчётом  $3D$ -электростатики построена картина электронной плотности в интерферометре исходя из строения гетероструктуры и изображения контрольных образцов в сканирующих электронном и атомно-силовом микроскопах (АСМ) [26]. В расчётах учтены неидеальность геометрии областей травления и флуктуации потенциала, обусловленные случайным распределением заряженных примесей. Показано, что почти всю площадь интерферометра, за исключением антиточки, занимают треугольные квантовые точки, которые соединяются с резервуарами и между собой через короткие узкие каналы. Выяснено, что период осцилляций 6 мВ соответствует затворной ёмкости одной треугольной квантовой точки. Наличие дублетов в кулоновских осцилляциях объясняется взаимодействием двух треугольных квантовых точек. Однако остаётся неясным происхождение триплетов и одиночных пиков.

Квантово-механические расчёты показывают [26], что резонансные состояния, отвечающие круговому движению по кольцу, слабо связаны с состояниями в треугольных квантовых точках. Поэтому в данной работе в отличие от [26] интерферометр считается системой трёх кулоновских островов (две точки и кольцо). В эквивалентной схеме эффекты квантовой баллистики учитываются связями каждого острова с резервуарами (рис. 3, *c*). Ток через устройство при фиксированном тянущем напряжении промоделирован в рамках теории КБ [5, 42] методом Монте-Карло. Параметры элементов на рис. 3, *c* выбраны так, чтобы результат расчёта тока мало отличался от случая интерферометра из двух островов. Выяснено, что тонкая структура осцилляций, включая наблюдение триплетов, дублетов и одиночных пиков при самой низкой температуре, обусловлена взаимодействием всех трёх островов при небольшом (10 %) различии затворных ёмкостей треугольных квантовых точек (рис. 3, *d*). Затворная ёмкость кольцевого острова  $C_{3g}$  бралась в 2 раза меньше, чем для точек, что отражает малость площади рукавов интерферометра. Сопротивления туннельных переходов считались постоянными, т. е. не было имитации дрейфа фонового кондактанса. С ростом температуры вычисленные осцилляции приближаются по форме и периоду к наблюдаемым. Таким образом, одним набором параметров «сшиты» данные для двух образцов. Заметим, что различие ширины пиков в эксперименте и в расчёте по теории КБ (см. рис. 3, *b, d*) имеет ту же самую причину, которая описывалась в разд. 2.

**4. Перенаправления тока в кольцевом интерферометре.** Тема интерференционных перенаправлений баллистического электрона ранее рассматривалась для одиночной квантовой развилки [22–24] и по аналогии была перенесена на кольцевой интерферометр [30]. Сейчас эта тема изучается количественно с помощью расчётов распределения неравновесного тока [40] в устройстве в пределе  $T = 0$ . На рис. 4, *a, c* дан пример распределения тока в минимуме одной из осцилляций Ааронова — Бома при разной полярности магнитного поля ( $B$ ). Плавный удерживающий потенциал в данном случае вычислен по внешнему виду образца в АСМ. Среди деталей изготовления образца методом локального анодного окисления не был учтён лишь примесный беспорядок [27]. Потенциалы  $U_{1,2}$  и подробные картины осцилляций АБ при изменении энергии  $E$  приведены в [30]. Неравновесный ток вызван тянущим напряжением  $V$ , а при  $V = 0$  и  $B \neq 0$  есть ещё равновесный ток, который на рисунке не показан. На рис. 4, *a, c* электроны падают справа. Видно, что изменение знака  $B$  меняет токи в рукавах кольца, хотя кондактанс устройства сохраняется. Перенаправления баллистического электрона в разные рукава связаны с изменением картины интерференции во входной треугольной квантовой точке, а также токовых вихрей на входе в рукава кольца. Электроны на выходе из кольца увлекаются силой Лоренца вниз при  $B > 0$  (см. рис. 4, *a*) и вверх при  $-B$  (см. рис. 4, *c*). Можно мысленно разделить интерферометр на верхнюю и нижнюю половины и в каждой из них вычислить зависимости тока от продольной координаты. Результат такого расчёта представлен на рис. 4, *b, d*. Сумма токов через рукава есть полный ток через интерферометр. Можно говорить о вкладах

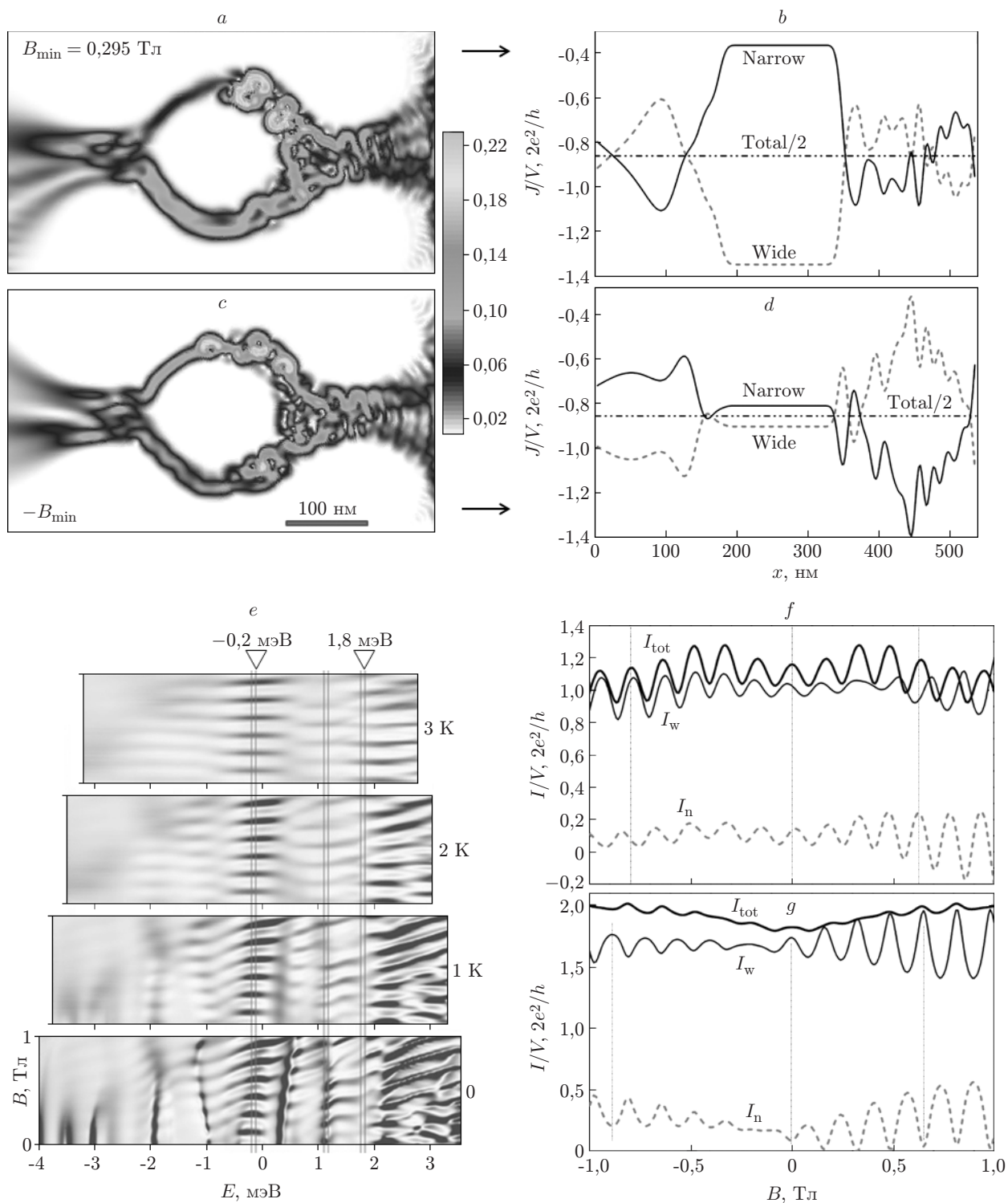


Рис. 4. Перенаправления тока в кольцевом интерферометре: *a, c* — примеры распределения тока (в условных единицах) для кольцевого интерферометра в минимуме кондактанса одной из осцилляций Ааронова — Бома с изменением знака  $B$  для потенциала  $U_2$  и  $E = 5,5$  мэВ, электроны падают справа из резервуара с большим химическим потенциалом; *b, d* — соответствующие вклады в полный ток от нижней и верхней половин устройства в поперечных сечениях с координатой  $x$ , для области внутри кольца эти вклады есть независимый от  $x$  ток в рукавах кольца; *e* — картина осцилляций АБ с изменением  $T$ , треугольниками сверху и вертикальными линиями обозначены состояния с выраженными осцилляциями АБ и почти без осцилляций; *f, g* — для энергий  $E = -0,2$  мэВ и  $E = 1,8$  мэВ соответственно показаны вклады в осцилляции от широкого (сплошная кривая) и узкого (пунктирная кривая) рукавов кольца



широкого (wide) и узкого (narrow) рукавов в полный кондактанс  $G$ . Здесь степень поляризации  $(G_w - G_n)/G$  меняется от 57 до 5,5 % при  $G_{\min} = 0,86 \cdot 2e^2/h$ , когда положительное  $B$  заменяется отрицательным  $-B$ .

Расчёты картин тока показывают, что магнитополевые  $h/e$ -осцилляции присутствуют в парциальных кондактансах  $G_w$ ,  $G_n$  рукавов кольца. Но их амплитуда зависит от магнитного поля, и фаза управляется явлением перенаправления в треугольных квантовых точках интерферометра. Рассмотрим это явление, адресуясь к двум предельно разным состояниям  $E_F = -0,2$  мэВ и  $E_F = 1,8$  мэВ кольцевого интерферометра, характеризуемого потенциалом  $U_1$  [30]. Осцилляции АБ в полном кондактансе для этих и других состояний иллюстрирует рис. 4, *e*. В первом из указанных состояний присутствуют выраженные осцилляции АБ при  $T = 0$ , которые медленно затухают с ростом  $T$ . Во втором (аномальном) состоянии осцилляций АБ почти не видно при  $T = 0$ , но их амплитуда с ростом  $T$  сначала увеличивается. На рис. 4, *f, g* показано, как ведут себя для этих же состояний при  $T = 0$  парциальные  $G_w$  и  $G_n$ . Если  $G_w$ ,  $G_n$  осциллируют по  $B$  в противофазе и амплитуды осцилляций соизмеримы, то осцилляции АБ в полном кондактансе  $G = G_w + G_n$  резко ослабляются (см. рис. 4, *g*). Поскольку токи  $I_w$ ,  $I_n$  не являются симметричными по  $B$ , фаза  $h/e$ -осцилляций  $I_w$ ,  $I_n$  не обязана при  $B = 0$  быть равной 0 или  $\pi$ . Это видно из рис. 4, *f*, который также показывает, что повышенная амплитуда осцилляций полного кондактанса возможна даже в случае, когда основной вклад дают осцилляции возле нулевого тока в узком канале интерферометра. Таким образом, картины тока, построенные исходя из особенностей роста структуры GaAs/AlGaAs и геометрии локального анодного окисления, позволяют детально исследовать эффекты перенаправления баллистического электрона в кольцевом интерферометре.

**5. Мезоскопическое поведение периода осцилляций Ааронова — Бома.** В работах [27–30] исследовалось мезоскопическое поведение амплитуды, фазы и темпа теплового затухания осцилляций АБ, но период ( $\Delta B$ ) осцилляций в кольцевых интерферометрах считался хорошо определённой величиной. Этот период связан с эффективной площадью кольца простой формулой  $S\Delta B = h/e$ . В случае тонких колец диаметром около 1 мкм эффективную площадь легко измерить по изображению внешнего вида устройства. Но подобное измерение не является надёжным в случае малых колец, одно из которых рассмотрено выше. Заметим, что для него период осцилляций АБ получился немного разным в измерениях (0,11–0,12 Тл) и в расчётах (0,16–0,17 Тл). Из рис. 4, *a, c* можно видеть, что понятие площади кольца, которую пронизывает магнитный поток, не является строгим, прежде всего, из-за расширенных каналов (квантовых точек) на входах в кольцо. Здесь мы рассмотрим ещё меньшее кольцо, которое показано на рис. 5. Это кольцо из работы [29] изготовлено с помощью локального анодного окисления по тому же растровому шаблону, как в [27], но при менее отрицательном напряжении на проводящем острие атомно-силового микроскопа, чтобы глубина локального анодного окисления  $h$  (рис. 5, *a*) стала меньше. Из расчёта 3D-электростатики по карте  $h(x, y)$ , найденной по АСМ-изображению созданного образца, можно увидеть, что электронные каналы (рис. 5, *b*) стали шире, а антиточка в центре кольца получилась меньше, чем в образцах из работы [27]. Этим уменьшением можно объяснить некоторое увеличение измеренного периода осцилляций АБ (0,15 Тл на рис. 5, *d*) в сравнении с 0,11–0,12 Тл для образца из [27]. Заметим, что эффективному радиусу кольца 100 нм соответствует  $\Delta B = 0,13$  Тл. Следовательно, кольцо из рис. 5 имеет измеренный эффективный радиус 95 нм. Это измерение выполнено лишь для одного из мезоскопических состояний интерферометра. Однако расчёты кондактанса кольца с использованием разных потенциалов, найденных без учёта (см. рис. 5, *b*) и с учётом (рис. 5, *c*) примесного беспорядка, показывают, что период осцилляций АБ, т. е. эффективная площадь кольца, является мезоскопическим параметром. При этом разброс вычисленных  $\Delta B$  для этих потенциалов оказался одинаковым (рис. 5, *e, f*). Сложное поведение периода  $\Delta B$



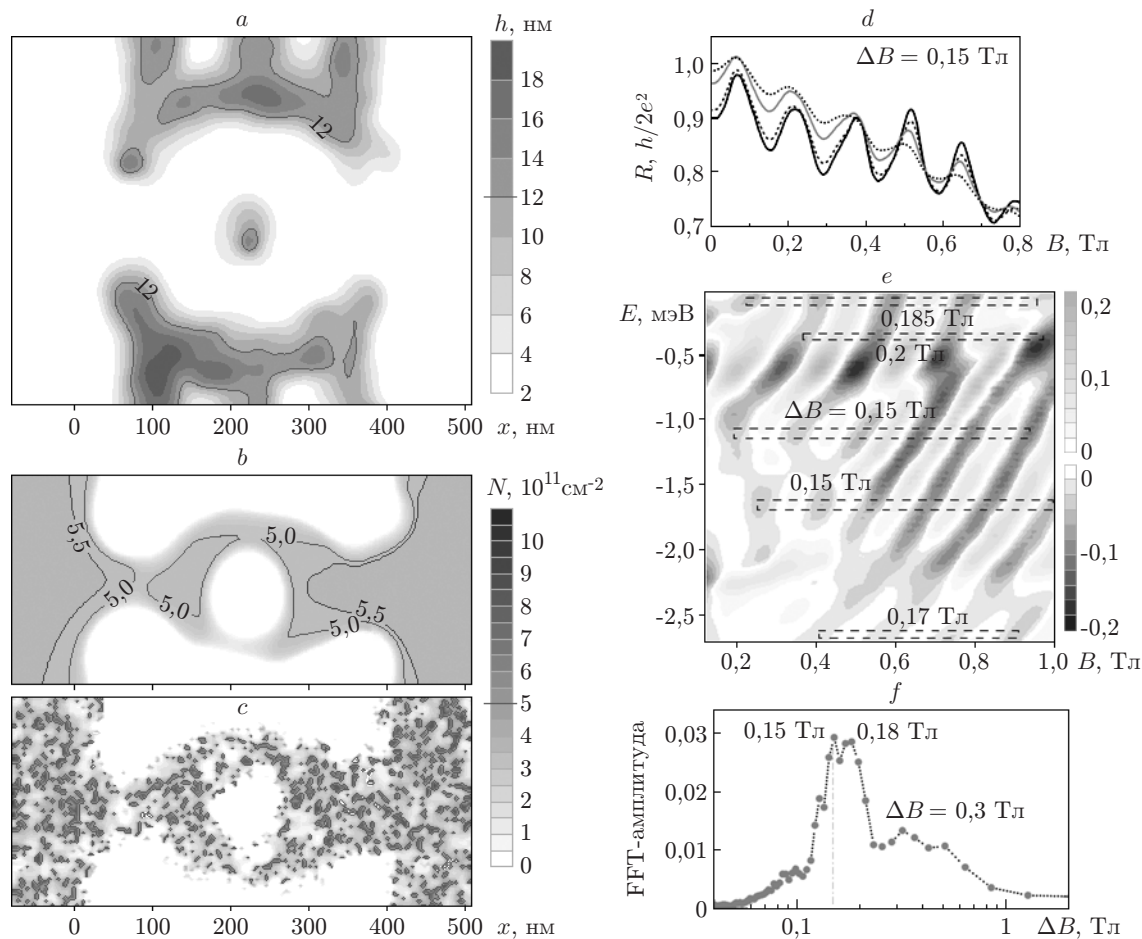


Рис. 5. Мезоскопическое поведение периода осцилляций Ааронова — Бома: *a* — карта глубины локального анодного окисления в устройстве с малым кольцевым интерферометром; *b, c* — вычисленные распределения концентрации электронов без учёта примесного беспорядка и для одной из реализаций этого беспорядка; *d* — измеренные осцилляции АБ для одного мезоскопического состояния моделируемого образца для температур от 1,4 до 7,3 К; *e* — вычисленная картина осцилляций АБ в случае плавного распределения концентрации электронов, горизонтальные пунктирные линии для некоторых энергий показывают интервалы по магнитному полю для нахождения периода  $\Delta B$  осцилляций АБ; *f* — суммарный фурье-спектр осцилляций АБ для двух реализаций примесного беспорядка в кольцевом интерферометре и нескольких значений  $E$  в интервале  $-0,5 \dots 0,5$  мэВ

при изменении энергии баллистического электрона  $E$  иллюстрирует рис. 5, *e*, отвечающий моделированию интерферометра без учёта примесного беспорядка. В данном случае период находился по числу осцилляций на показанном интервале по магнитному полю и менялся от 0,15 до 0,2 Тл. При учёте примесного беспорядка поведение осцилляций АБ становится ещё более сложным. В осцилляциях почти при любой  $E$  присутствует много фурье-гармоник и фурье-спектры зависят от  $E$  и потенциала  $U$ . Тем не менее сумма спектров разных мезоскопических состояний с разбросом  $E$  в пределах 1 мэВ для двух реализаций  $U$  имеет выраженный пик в диапазоне 0,14–0,2 Тл (см. рис. 5, *f*). Из сравнения рис. 5, *d, e, f* ясно, что для некоторых состояний с учётом и без учёта примесного беспорядка вычисленный период осцилляций АБ совпадает с измеренным. Заметим, что такого совпадения не получилось при моделировании образца из разд. 4, но измеренный

период отличался от вычисленного на 0,05 Тл, т. е. на величину неопределённости, найденную на рис. 5, *e, f*. Ширина основного пика в фурье-спектре определяется флуктуациями эффективной площади кольца при изменении параметров  $E$  и  $U$ .

Согласно формуле  $S\Delta B = h/e$  дополнительный широкий пик при  $\Delta B = 0,3-0,5$  Тл на рис. 5, *f* соответствует площади, в 2 раза меньшей, чем эффективная площадь кольца. В [21–24, 30] показано, что это значение  $\Delta B$  отвечает кванту магнитного потока, проходящего через треугольную квантовую точку. В данном случае такой широкий пик в фурье-спектре дают одна или обе входные треугольные квантовые точки интерферометра.

Таким образом, исходя из конструкции образца расчёты предсказывают мезоскопическое поведение периода осцилляций АБ, которое необходимо экспериментально проверить. Есть ещё важная находка, которую невозможно подтвердить экспериментально. Из представленных расчётов следует, что при существенном различии плавного потенциала без учёта примесного беспорядка и потенциала с большими частыми примесными флуктуациями (см. рис. 5, *b, c*) мезоскопический разброс периода осцилляций АБ получился аналогичным. Хотя мезоскопика обязана своим появлением примесному беспорядку [3], технологический беспорядок, видимо, может играть аналогичную роль в наномезоскопии структур с квантовыми развилками. Понятно, что нужно сделать много реалистических расчётов для разных реализаций примесного беспорядка в разных структурах, чтобы выяснить глубину замеченной аналогии.

**Заключение.** В данной работе на примерах детального рассмотрения эффектов кулоновской блокады и квантовой интерференции в разных устройствах представлена интроскопия в наномезоскопии. С помощью компьютерных и суперкомпьютерных расчётов дано количественное объяснение особенностей поведения некоторых устройств на основе подробной информации об изготовлении образцов. Полученные результаты могут быть использованы для дальнейшего развития лабораторных нанотехнологий.

Авторы выражают благодарность Д. Г. Бакшееву за помощь в расчётах, а также А. И. Торопову, А. А. Быкову, Е. Б. Олышанецкому, Л. В. Литвину, Т. А. Гавриловой, Д. В. Щеглову, Ж.-К. Португалу, С.-Т. Liang, M. Y. Simmons, C. G. Smith, D. A. Ritchie, G.-H. Kim, M. Pepper, K. S. Pyshkin, R. H. Harrell, E. H. Linfield, C. J. B. Ford за обсуждения и возможность применения экспериментальных данных. Часть расчётов выполнена на кластерах Сибирского суперкомпьютерного центра СО РАН, центра IDRIS (CNRS, Франция) и Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН (Москва).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ощепков П. К., Меркулов А. П.** Интроскопия. М.: Знание, 1967. 46 с.
2. **Наноэлектроника.** Ч. 1. Введение в наноэлектронику /Под ред. А. А. Орликовского. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2009. 720 с.
3. **Modern Problems in Condensed Matter Sciences. Vol. 30. Mesoscopic Phenomena in Solids** /Eds. B. L. Altshuler, P. A. Lee, W. R. Webb. Amsterdam: North-Holland, 1991. 576 p.
4. **Fisher D. S., Lee P. A.** Relation between conductivity and transmission matrix // Phys. Rev. B. 1981. **23**, N 12. P. 6851–6854.
5. **Likharev K. K.** Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions // IBM Journ. Res. and Develop. 1988. **32**, Is. 1. P. 144–158.
6. **Baksheyev D. G., Tkachenko V. A.** Modeling of the Coulomb blockade in 1D-nanostructure // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Nanometer-Scale Sci. and Technol. Moscow, 1993. Pt. B. P. 723–735.
7. **Nejo H., Aono M., Baksheyev D. G., Tkachenko V. A.** Single-electron charging of a molecule observed in scanning tunneling scattering experiments // Journ. Vac. Sci. Technol. B. 1996. **14**. P. 2399–2402.

8. **Квон З. Д., Литвин Л. В., Ткаченко В. А., Асеев А. Л.** Одноэлектронные транзисторы на основе эффектов кулоновской блокады и квантовой интерференции // УФН. 1999. **169**. С. 471–474.
9. **Бакшеев Д. Г., Ткаченко В. А., Литвин Л. В. и др.** Одноэлектронный металлический транзистор с низкими туннельными барьерами // Автометрия. 2001. № 3. С. 118–136.
10. **Ткаченко О. А., Ткаченко В. А., Квон З. Д. и др.** Интроскопия квантовых нанoeлектронных устройств // Российские нанотехнологии. 2010. **5**, № 9–10. С. 117–128.
11. **Ткаченко О. А., Ткаченко В. А.** Суперкомпьютерное моделирование полупроводниковых квантовых наносистем // Вычисл. методы и программир. 2012. **13**, вып. 1. С. 253–262.
12. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G. et al.** Electrostatic potential and quantum transport in a one-dimensional channel of an induced two-dimensional electron gas // Journ. Appl. Phys. 2001. **89**, N 9. P. 4993–5000.
13. **Liang C.-T., Tkachenko O. A., Tkachenko V. A. et al.** Gradual decrease of conductance of an adiabatic ballistic constriction below  $2e^2/h$  // Phys. Rev. B. 2004. **70**. 195324.
14. **Liang C.-T., Simmons M. Y., Smith C. G. et al.** Experimental evidence for Coulomb charging effects in an open quantum dot at zero magnetic field // Phys. Rev. Lett. 1998. **81**, N 16. P. 3507–3510.
15. **Baksheyev D. G., Tkachenko O. A., Tkachenko V. A.** The role of intersubband mixing in single-electron charging of open quantum dot // Physica E: Low-dim. Syst. and Nanostruct. 2000. **6**, Is. 1–4. P. 414–417.
16. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G. et al.** Coulomb charging effects in an open quantum dot device // Journ. Phys.: Condensed Matter. 2001. **13**, N 42. P. 9515–9534.
17. **Ткаченко В. А., Ткаченко О. А., Бакшеев Д. Г., Лианг Ч.-Т.** Кулоновские осцилляции баллистического кондактанса квазиодномерной квантовой точки // Письма в ЖЭТФ. 2001. **74**, вып. 4. С. 229–233.
18. **Ткаченко О. А., Ткаченко В. А., Бакшеев Д. Г. и др.** Электростатический потенциал, энергетический спектр и резонансы Фано в кольцевом баллистическом интерферометре на основе гетероперехода AlGaAs/GaAs // Письма в ЖЭТФ. 2000. **71**, вып. 6. С. 366–371.
19. **Ткаченко В. А., Квон З. Д., Ткаченко О. А. и др.** Кулоновская блокада в латеральной треугольной квантовой точке малых размеров // Письма в ЖЭТФ. 2002. **76**, вып. 12. С. 850–854.
20. **Квон З. Д., Ткаченко В. А., Плотников А. Е. и др.** О кондактансе многоконтактной баллистической проволоки // Письма в ЖЭТФ. 2004. **79**, вып. 1. С. 42–45.
21. **Ткаченко В. А., Ткаченко О. А., Квон З. Д. и др.** Когерентное рассеяние в малой квантовой точке // Письма в ЖЭТФ. 2004. **80**, вып. 9. С. 688–692.
22. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Kvon Z. D. et al.** Steering of electron wave in three-terminal small quantum dot // Proc. of the 13th Intern. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology". Saint Petersburg, 2005. P. 8–9.
23. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Renard V. T. et al.** Scanning Gate microscopy/spectroscopy of quantum channel with constriction: tip voltage controlled electron wave direction in Y-junction // Proc. of the 15th Intern. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology". Saint Petersburg, 2007. P. 297–298.
24. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Kvon Z. D. et al.** Quantum interferential Y-junction switch // Nanotechnology. 2012. **23**, N 9. 095202.
25. **Быков А. А., Бакшеев Д. Г., Литвин Л. В. и др.** Транспортные свойства кольцевого GaAs/AlGaAs интерферометра в туннельном режиме // Письма в ЖЭТФ. 2000. **71**, вып. 10. С. 631–636.

26. **Ткаченко В. А., Быков А. А., Бакшеев Д. Г. и др.** Одноэлектронная зарядка треугольных квантовых точек кольцевого интерферометра // *ЖЭТФ*. 2003. **124**, вып. 2. С. 351–366.
27. **Ткаченко В. А., Квон З. Д., Щеглов Д. В. и др.** Амплитуда осцилляций Ааронова — Бома в малых баллистических интерферометрах // *Письма в ЖЭТФ*. 2004. **79**, вып. 3. С. 168–172.
28. **Ольшанецкий Е. Б., Квон З. Д., Щеглов Д. В. и др.** Температурная зависимость осцилляций Ааронова — Бома в малых квазибаллистических интерферометрах // *Письма в ЖЭТФ*. 2005. **81**, вып. 12. С. 762–765.
29. **Tkachenko V. A., Sheglov D. V., Kvon Z. D. et al.** Smallest Aharonov — Bohm interferometer, fabricated by local anodic oxidation // *Proc. of the 14th Intern. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*. Saint Petersburg, 2006. P. 250–251.
30. **Ткаченко О. А., Ткаченко В. А., Портал Ж. К.** Дрейф фазы и температурное упорядочение  $h/e$ -осцилляций в малом кольцевом интерферометре // *Письма в ЖЭТФ*. 2013. **97**, вып. 1. С. 13–17.
31. **Laux S. E., Frank D. J., Stern F.** Quasi-one-dimensional electron states in a split-gate GaAs/AlGaAs heterostructure // *Surf. Sci.* 1988. **196**, Is. 1–3. P. 101–106.
32. **Nixon J. A., Davies J. H., Baranger H. U.** Breakdown of quantized conductance in point contacts calculated using realistic potentials // *Phys. Rev. B*. 1991. **43**, N 15. P. 12638–12641.
33. **Kumar A.** Self-consistent calculations on confined electrons in three-dimensional geometries // *Surf. Sci.* 1992. **263**, Is. 1–3. P. 335–340.
34. **Peck A. J., Bending S. J.** A new approach to the modelling of GaAs/AlGaAs nanostructures // *Semicond. Sci. Technol.* 1994. **9**, N 2. P. 188–192.
35. **Stopa M.** Quantum dot self-consistent electronic structure and the Coulomb blockade // *Phys. Rev. B*. 1996. **54**, N 19. P. 13767–13783.
36. **Cahay M., McLennan M., Datta S.** Conductance of an array of elastic scatterers: A scattering-matrix approach // *Phys. Rev. B*. 1988. **37**, N 17. P. 10125–10136.
37. **Takagaki Y., Ferry D. K.** Conductance of quantum waveguides with a rough boundary // *Journ. Phys.: Condensed Matter*. 1992. **4**, N 50. P. 10421–10432.
38. **Ando T.** Quantum point contacts in magnetic fields // *Phys. Rev. B*. 1991. **44**, N 15. P. 8017–8027.
39. **Usuki T., Saito M., Takatsu M. et al.** Numerical analysis of ballistic-electron transport in magnetic fields by using a quantum point contact and a quantum wire // *Phys. Rev. B*. 1995. **52**, N 11. P. 8244–8255.
40. **Cresti A., Farchioni R., Grosso G., Parravicini G. P.** Keldysh — Green function formalism for current profiles in mesoscopic systems // *Phys. Rev. B*. 2003. **68**, N 7. 075306.
41. **Grabert H., Ingold G.-L., Devoret M. H. et al.** Single electron tunneling rates in multijunction circuits // *Z. Phys. B*. 1991. **84**. P. 143–155.
42. **Fonseca L. R. C., Korotkov A. N., Likharev K. K., Odintsov A. A.** A numerical study of the dynamics and statistics of single electron systems // *Journ. Appl. Phys.* 1995. **78**, N 5. P. 3238–3251.