Письма в ЖЭТФ, том 97, вып. 1, с. 13 – 17

Дрейф фазы и температурное упорядочение h/e-осцилляций в малом кольцевом интерферометре

О. А. Ткаченко[*+1)], *В. А. Ткаченко*[*], *Ж. К. Портал*[+]

[*] *Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[+] *Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, MPI-FKF and CNRS, B.P.166, F-38042 Grenoble, France*

Поступила в редакцию 12 ноября 2012 г.

Путем численного расчета кондактанса малого кольцевого интерферометра обнаружены непрерывный дрейф фазы и тепловое упорядочение осцилляций Ааронова–Бома. Показано, что направление и темп изменения амплитуды осцилляций с ростом температуры зависят от уровня Ферми. Результаты сравниваются с измерениями на том же образце.

DOI: 10.7868/S0370274X13010037

Кольцевые квантовые интерферометры предназначены для исследования эффекта Ааронова–Бома (АБ), который первоначально предлагалось проверить для баллистических электронов в вакууме [1]. В металлических интерферометрах транспорт является диффузионным и число распространяющихся мод огромно. Это затрудняет получение фундаментальных h/e-осцилляций [2]. В полупроводниковых же кольцевых интерферометрах достигнут режим квантовой баллистики при малом числе распространяющихся мод (вплоть до одной) [3]. В таких кольцах экспериментально наблюдались h/e-осцилляции [3], перевороты их фазы с появлением $h/2e$-осцилляций [4], а также затухание осцилляций с ростом температуры [5]. В большинстве наблюдений фаза осцилляций двухтерминального кондактанса ограничена значениями 0 либо π, что согласуется с предсказаниями простых моделей кольца из одномерных проволок. Заметим, что в четырехтерминальных измерениях фаза осцилляций АБ может меняться плавно. Однако даже в двухтерминальном варианте иногда наблюдался удивительный дрейф фазы осцилляций АБ при изменении магнитного поля и затворного напряжения [6, 7]. Причины такого поведения остались неясными. Предполагалось, что одной из них является нарушение одномерности – наличие расширений [8–10] на входах в кольцо. Очевидно, что такую гипотезу можно проверить лишь детальными расчетами магнитополевых осцилляций.

Чтобы поднять температуру наблюдения эффекта Ааронова–Бома, необходимо уменьшить размеры колец [9–12]. Новая технология – локальное анодное окисление гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом (ДЭГ) – позволяет создать устройства с радиусом кольца в 100 нм [12]. Для такого интерферометра неожиданно был обнаружен разный темп температурного затухания осцилляций АБ при проведении измерений в различных криостатах [13]. Этот факт не согласуется с жесткой привязкой темпа затухания к размеру кольца и времени декогерентности [5]. Было выдвинуто предположение о том, что данный параметр чувствителен к изменению мезоскопического состояния образца. Эта гипотеза также нуждается в численной проверке.

В данной работе приводятся результаты численного моделирования конкретного образца интерферометра АБ с учетом фактических несовершенств нанолитографии, но в пренебрежении примесным беспорядком. Мы показываем, что интерференция электрона в асимметричном удерживающем потенциале дает сложное поведение коэффициента прохождения: малость амплитуды осцилляций АБ, их полное исчезновение ниже некоторой энергии, флуктуации фонового кондактанса, амплитуды и фазы осцилляций. Обнаружено, что с ростом температуры поведение осцилляций АБ оказывается более упорядоченным и фаза осцилляций становится равной либо 0, либо π. Повышение порядка сопровождается разным по темпу и даже разнонаправленным поведением амплитуды осцилляций АБ: при некоторых уровнях Ферми сначала возможны либо рост осцилляций с увеличением температуры, либо, напротив, атипично быстрое их затухание.

Изучаемая наноструктура была создана локальным анодным окислением гетероструктуры GaAs/AlGaAs, в которой ДЭГ располагался на

[1)] e-mail: otkach@isp.nsc.ru

расстоянии 25 нм от поверхности. Геометрия электронной системы в такой наноструктуре определяется распределением глубины $h(x, y)$, на которую граница окисел–полупроводник, несущая отрицательный заряд, проникает под исходную поверхность гетероструктуры (рис. 1a). Эта глубина

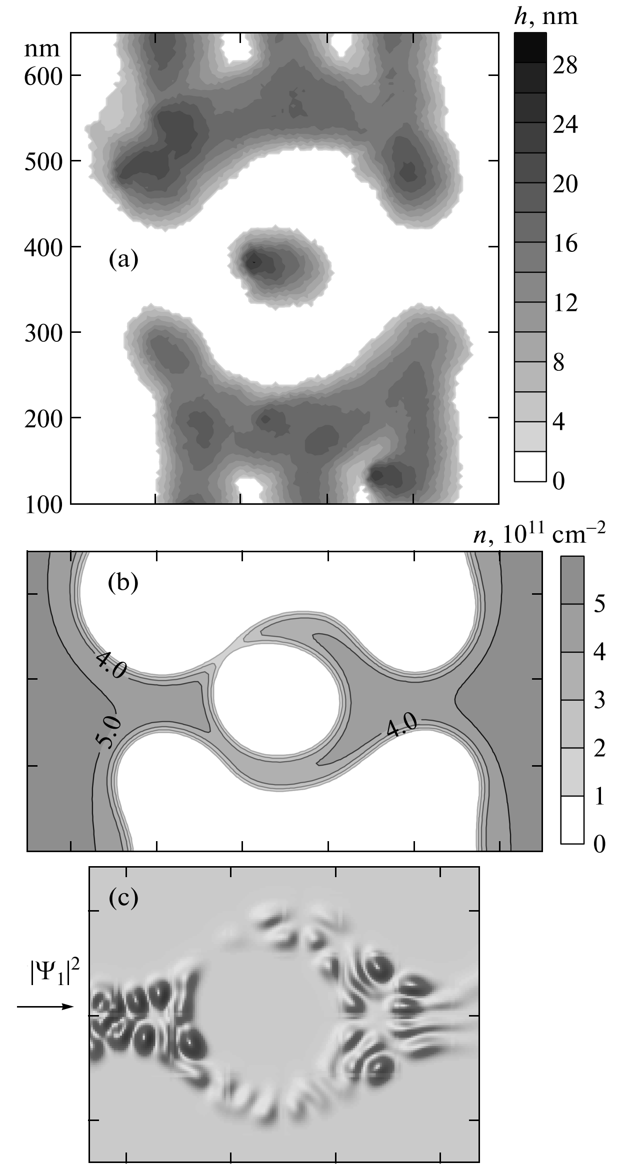

Рис. 1. (a), (b) – Распределения глубины окисла h и вычисленной электронной плотности в кольцевом интерферометре. (c) – Вычисленная плотность вероятности для баллистического электрона, падающего по первой моде входного канала (направление падения указано стрелкой). Для наглядности масштаб увеличен по сравнению с (a), (b)

пропорциональна высоте сформированного над исходной поверхностью рельефа, т.е. величине, найденной контрольным сканированием образца в атомно-силовом микроскопе. На рельефе имеются геометрические несовершенства, вносимые технологией и передаваемые распределению $h(x, y)$ с коэффициентом пропорциональности, чуть большим единицы [12].

Информация о строении гетероструктуры, а также карта глубины окисления использованы нами в качестве исходных условий при расчете трехмерной электростатики устройства и двумерного распределения электронов. Заряд в дельта-легированных слоях гетероструктуры до окисления предполагался однородным. Электростатические расчеты показывают, что неоднородности в распределении глубины окисления передаются малому электронному кольцу в сглаженном виде. Кольцо получается асимметричным и содержит одно узкое место в одном из рукавов (рис. 1b). Диаметр кольца поперек продольной оси интерферометра получился равным 160 нм. На входе в кольцо присутствуют двумерные электронные озера – квантовые точки треугольной формы с характерным размером 100 нм [8–10]. Вход в них со стороны резервуаров существенно шире, чем со стороны кольца, а сами озера и входы в рукава кольца различны из-за естественной асимметрии структуры. Данная асимметрия меняет ситуацию по сравнению со случаем симметричных колец [8–10] и приводит к подавлению осцилляций АБ [12]. Роль треугольных точек можно проследить на графиках распределения электронной плотности вероятности (рис. 1c): присутствие высоких пиков $|\Psi_1|^2$ говорит о существенном удержании и интерференции электронных волн в этих областях. Видно, что выход из правой треугольной точки является трехмодовым, а узкое место верхнего рукава открыто только по первой моде поперечного движения.

Чтобы найти температурную зависимость амплитуды осцилляций АБ, необходимо вычислить коэффициент прохождения D баллистического электрона через кольцо в широком диапазоне изменений магнитного поля B и энергии электрона E (рис. 2). Задача двумерного квантового рассеяния решалась методом рекурсивных функций Грина [14, 15]. Для проверки чувствительности зависимости $D(B, E)$ к изменению удерживающего потенциала мы рассчитали эффективный потенциал интерферометра для двух немного отличающихся глубин локального анодного окисления, $h_2(x, y)$ и $h_1(x, y)$. Далее для двух полученных конфигураций удерживающего потенциала выполнялись суперкомпьютерные расчеты $D(B, E)$ для E и B, меняющихся с малым шагом. Кондактанс для конечной температуры на-

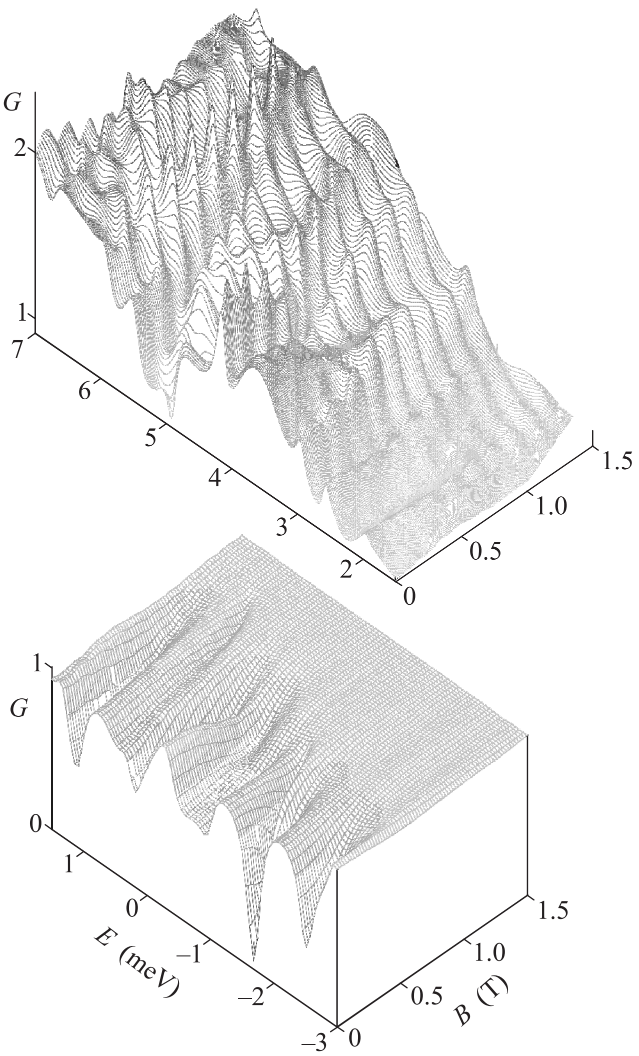

Рис. 2. Кондактанс кольца в зависимости от магнитного поля и уровня Ферми при нулевой температуре для одной из реализаций удерживающего потенциала ($U_2(x, y)$). Для наглядности вся область разделена на два прямоугольника

ходился по формуле Ландауэра. Кондактанс же при нулевой температуре с точностью до коэффициента $2e^2/h$ равен $D(E, B)$, где значения E имеют смысл уровней Ферми E_{F}, управляемых в экспериментах затворным напряжением.

Кондактанс при нулевой температуре демонстрирует глубокие провалы – резонансы обратного рассеяния и отрицательного магнитосопротивления [10, 11]. Они объясняются когерентным рассеянием электрона в треугольных квантовых точках [8–10, 16]. Магнитное поле, подавляющее эти резонансы, отвечает кванту магнитного потока $BS_{\mathrm{dot}} = h/e$ через площадь S_{dot} треугольной квантовой точки [10, 16]. При достаточно низких E_{F} электронное кольцо разорвано и осцилляций АБ нет (нижний прямоугольник на рис. 2). Крупномасштабные флуктуации фонового кондактанса проникают в область, занятую осцилляциями АБ (верхний прямоугольник на рис. 2), и также являются результатом интерференции в треугольных квантовых точках. Период осцилляций АБ $\Delta B_{\mathrm{cal}} \approx 0.16$ T хорошо определен. Он отвечает эффективному радиусу кольца $r_{\mathrm{cal}} = (h/\pi e \Delta B_{\mathrm{cal}})^{1/2} = 90$ нм. Диаметр кольца 160 нм поперек продольной оси интерферометра был найден из расчета $3D$-электростатики. С учетом ΔB_{cal} находим эффективный размер кольца 200 нм в продольном направлении. Таким образом, места разветвления пути баллистического электрона, судя по рис. 1b и c, лежат внутри треугольных квантовых точек.

Фаза осцилляций АБ демонстрирует сложное поведение (рис. 3): новые осцилляции появляются при

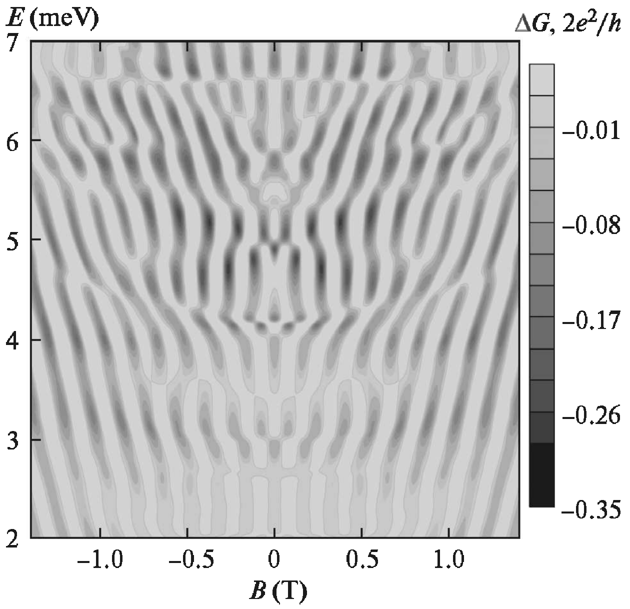

Рис. 3. Разность вычисленного и фонового (усредненного) кондактанса кольца в зависимости от B и E_{F} при $T = 0$ для одной из реализаций удерживающего потенциала ($U_2(x, y)$). Для наглядности приведены данные только для $\Delta G < 0$

некоторых энергиях на оси $B = 0$ и дрейфуют в область повышенных B с ростом E. Темп дрейфа оказался разным на разных интервалах по E, вплоть до нулевого и даже слегка попятного. В некоторых точках по оси $B \neq 0$ обнаружены неожиданные разветвления одной осцилляции на две. Однако в среднем период осцилляций из-за этого практически не меняется. Подобный дрейф не предсказан в теории, но наблюдался в экспериментах с более крупными кольцами [6, 7]. В нашем случае средний темп вытеснения осцилляций из выделенного интервала по B (≈ 1/мэВ) совпадает с темпом следования крупномасштабных флуктуаций фонового кондактанса (нижний прямоугольник на рис. 2). Поэтому дрейф фазы осцилляций АБ можно считать одним из проявлений интерференции в треугольных квантовых точках. На рис. 3 заметны почти горизонтальные полосы увеличенной амплитуды осцилляций АБ, которые следуют примерно с тем же темпом (≈ 1/мэВ). Мы думаем, что причиной этого совпадения является эффект интерференционных перенаправлений баллистического электрона. Проходя через асимметричную развилку, электрон может идти преимущественно либо по одному, либо по другому рукаву кольца в зависимости от E (и B) [17]. При некоторых E амплитуды прохождения в оба рукава сравниваются, что усиливает осцилляции АБ. Это происходит с той же частотой, с какой следуют друг за другом состояния сильного обратного рассеяния от антиточки, дающие флуктуации фонового кондактанса.

С ростом температуры расчет кондактанса для разных уровней Ферми требует усреднения коэффициента прохождения с учетом все большего размытия функции Ферми вокруг соответствующих $E_{\rm F}$. На рис. 4 приведены результаты такого усреднения. Насколько нам известно, для интерферометров АБ отсутствуют экспериментальные и численные данные подобного объема. Из рисунка видно, что с ростом температуры непрерывный дрейф фазы осцилляций АБ исчезает, причем это происходит раньше подавления флуктуаций амплитуды осцилляций АБ. Последняя может вести себя аномально, т.е. с ростом T не затухать, а увеличиваться при некоторых $E_{\rm F}$. Это происходит в местах, где при $T = 0$ осцилляций нет, но из-за усреднения по распределению Ферми они приходят сюда из соседних областей. Если же сильные осцилляции при $T = 0$ окружены сверху и снизу по энергии "лысыми" областями, то они подавляются с ростом T быстрее, чем в областях, заполненных осцилляциями. На рис. 5 показаны фрагменты такого поведения после удаления фона и выделения h/e-осцилляций с помощью преобразования Фурье.

Магнитополевые измерения сопротивления R данного образца [12, 13, 18] не столь детальны, как выполненные расчеты. Температурные измерения проводились только для затворных напряжений, для которых имелись ярко выраженные осцилляции АБ при низких температурах. Однако полученные экспериментальные данные не противоречат результатам расчета. Действительно, наблюдались большие флуктуации фонового сопротивления, имелось критическое значение V_g^*, отвечающее от-

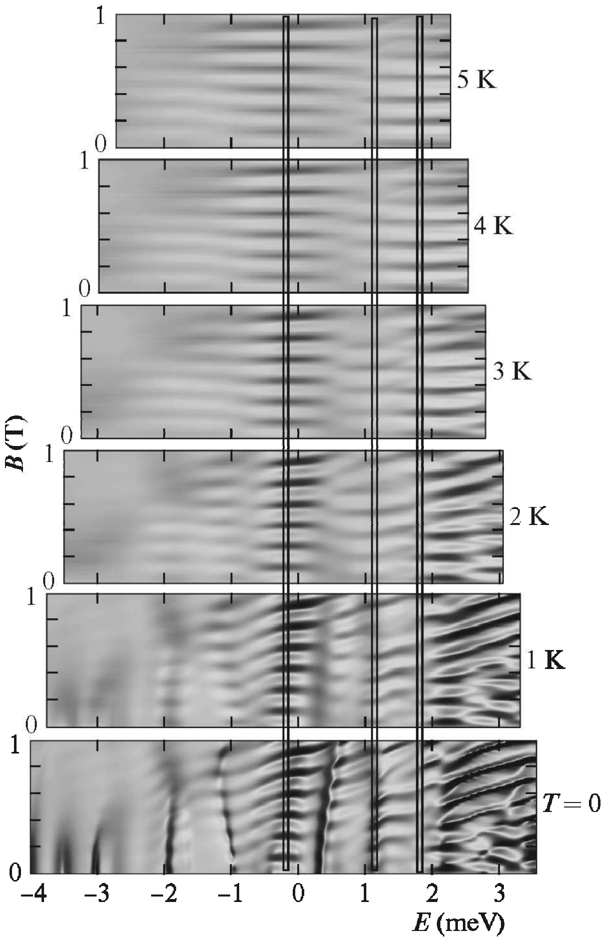

Рис. 4. Вычисленный кондактанс кольца в зависимости от $E_{\rm F}$ и B при разных температурах для одной из реализаций удерживающего потенциала ($U_1(x,y)$, как на рис. 1). Вертикальными линиями отмечены наиболее интересные состояния кольца в этом случае

сутствию осцилляций АБ при $V_g < V_g^*$, происходили значительные флуктуации в среднем небольшой амплитуды осцилляций АБ по сравнению с фоновым сопротивлением ($\sim h/2e^2$). При низких температурах были зарегистрированы сдвиги фазы осцилляций на величину, меньшую π, и даже появление одиночных новых осцилляций при $B \neq 0$. Вариации темпа теплового затухания осцилляций АБ в разных криостатах имеют тот же порядок величины, что и в расчете при разных $E_{\rm F}$ (рис. 5). Подгонка расчетов под измеренные $R(B,T)$ отсутствовала и не имеет смысла, поскольку результаты вычислений и измерений чувствительны к малым изменениям формы удерживающего потенциала.

Заметим, что измеренные осцилляции АБ имеют хорошо определенный период: $\Delta B_{\rm ex} \approx 0.125$ T [12, 13, 18]. Он может меняться в пределах 10% при изменении мезоскопического состояния, как в расчетах при изменении $E_{\rm F}$. Расхождение между изме-

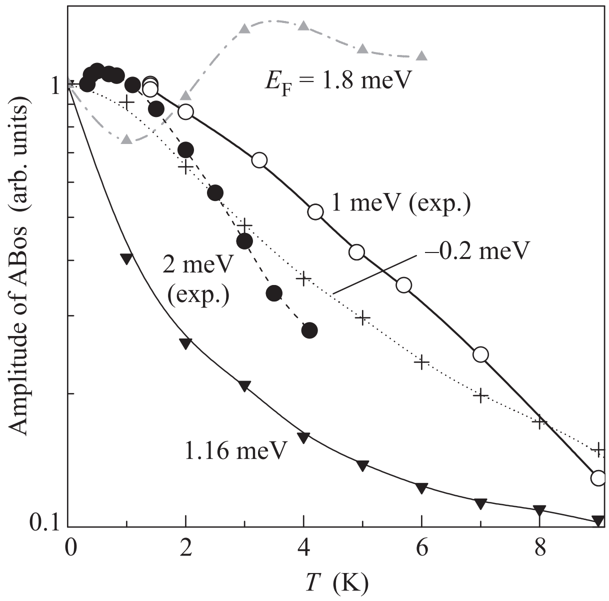

Рис. 5. Вычисленная зависимость амплитуды h/e-осцилляций от температуры для состояний, отмеченных на рис. 4, в сравнении с экспериментом на разных криостатах [13]. Кривые нормированы на значение в первой точке

ренными и вычисленными периодами достигает 30%. Измеренному периоду отвечает эффективный радиус кольца $r_{\rm ex} = (h/\pi e\Delta B_{\rm ex})^{1/2} = 110$ нм. Найденное различие является значимым. Как показывают наши предварительные расчеты, учет примесного беспорядка его устраняет. Вместе с тем, увеличение эффективной площади кольца из-за присутствия мелкомасштабного беспорядка является нетривиальным фактом. Его подробное рассмотрение мы откладываем на будущее.

Итак, в настоящей работе представлены результаты детального численного изучения конкретного экземпляра кольцевого интерферометра, изготовленного путем локального анодного окисления. Особое внимание уделено температурной зависимости осцилляций Ааронова–Бома. Показано, что необычное поведение темпа теплового затухания этих осцилляций [13] имеет фундаментальную причину – флуктуации амплитуды и фазы осцилляций при нулевой температуре. Поскольку в данной модели не учтен примесный беспорядок, рассчитанное поведение является результатом плавной геометрии электростатического потенциала, которая отражает не только принцип изготовления устройства, но и ошибки в процессе его изготовления. Основной вклад в обнаруженные флуктуации дает интерференция в асимметричных треугольных квантовых точках интерферометра. С ростом температуры происходит постепенное упорядочение осцилляций Ааронова–Бома. Экспериментальное наблюдение этого эффекта – дело будущего.

Работа выполнена при поддержке программы “Научные школы России” (НШ-2968.2012.8), программы # 24 президиума РАН и интеграционного проекта ИП130 СО РАН. Авторы благодарят Д.Г. Бакшеева, CNRS и Суперкомпьютерный центр IDRIS (Orsay, France) за предоставленную возможность вычислений (проект # 41778), а также Д.В. Щеглова, Е.Б. Ольшанецкого и З.Д. Квона за возможность использования исходных данных о строении образца и его сопротивлении.

1. Y. Aharonov and D. Bohm, Phys. Rev. **115**, 485 (1959).
2. C. P. Umbach, S. Washburn, R. B. Laibowitz, and R. A. Webb, Phys. Rev. B **30**, 4048 (1984); R. A. Webb, S. Washburn, C. P. Umbach, and R. B. Laibowitz, Phys. Rev. Lett. **54**, 2696 (1985); C. P. Umbach, C. Van Haesendonck, R. B. Laibowitz et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 386 (1986).
3. J. Liu, W. X. Gao, K. Ismail et al., Phys. Rev. B. **48**, 15148 (1993).
4. З. Д. Квон, Л. В. Литвин, В. А. Ткаченко, А. Л. Асеев, УФН **169**, 471 (1999).
5. A. E. Hansen, A. Kristensen, S. Pedersen et al., Phys. Rev. B **64**, 45327 (2001).
6. U. F. Keyser, C. Fühner, S. Borck et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 196601 (2003).
7. S. Jo, G. L. Khym, D.-I. Chang et al., Phys. Rev. B **76**, 035110 (2007).
8. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 366 (2000).
9. V. A. Tkachenko, A. A. Bykov, D. G. Baksheev et al., Journal of experimental and theoretical physics **97**, 317 (2003).
10. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г.Бакшеев, Письма в ЖЭТФ **79**, 355 (2004).
11. А. А. Быков, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 36 (2003).
12. В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, Д. В. Щеглов *и др.*, Письма в ЖЭТФ **79**, 168 (2004).
13. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, Д. В. Щеглов и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 762 (2005).
14. T. Ando, Phys. Rev. B **44**, 8017 (1991).
15. T. Usuki, M. Saito, M. Takatsu et al., Phys. Rev. B **52**, 8244 (1995).
16. В. А. Ткаченко, О. А. Ткаченко, З. Д. Квон и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 688 (2004).
17. O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, Z. D. Kvon et al., Nanotechnology **23**, 095202 (2012).
18. З. Д. Квон, Е. А. Галактионов, В. А. Сабликов и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 530 (2006).