

## Когерентное рассеяние в малой квантовой точке

В. А. Ткаченко\*<sup>1)</sup>, О. А. Ткаченко\*<sup>†□</sup>, З. Д. Квон\*<sup>†</sup>, Д. Г. Бакшеев\*, А. Л. Асеев\*, Ж. К. Портал<sup>□</sup>

\*Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>†</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>□</sup>Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, MPI-FKF and CNRS, B.P.166, F-38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 4 октября 2004 г.

Исследован баллистический транспорт в открытой малой (размером 100 нм) трехходовой квантовой точке, созданной на основе высокоподвижного двумерного электронного газа (2ДЭГ) гетероперехода AlGaAs/GaAs. Показано, что затворные осцилляции сопротивления такой точки возникают в результате когерентного рассеяния электронов на ее квазидискретных уровнях и подавляются слабым магнитным полем.

PACS: 73.23.Ad, 73.50.–h

Квантовое рассеяние в системах с короткодействующим удерживающим потенциалом является одной из классических задач квантовой механики. В одномерном и сферически-симметричном потенциале резонансы по энергии падающих частиц возникают при прохождении через квазиуровни. Кроме того, приближение реального либо виртуального уровня к дну континуума сопровождается резким изменением фазы рассеяния частиц низкой энергии и, следовательно, резонансными эффектами [1]. Очевидно, что экспериментальное изучение квантового рассеяния является интереснейшей задачей физики низкоразмерных систем. Связанные с этим эксперименты уже проводились на сверхрешеточных структурах. В частности, недавно были обнаружены транспортные резонансы, обусловленные превращением уровней в виртуальные на границе *p*-GaAs со штарковской сверхрешеткой AlAs/GaAs [2]. Сложнее оказалось наблюдать эффекты резонансного рассеяния в латеральных субмикронных системах. Это связано с близким расположением квазиуровней и присутствием мезоскопических флуктуаций кондактанса. Так, теоретические модели устройств из одномерных квантовых проволок предсказывали регулярные осцилляции кондактанса большой амплитуды [3]. Однако в эксперименте частые затворные осцилляции, связанные с продольным квантованием в проволоках, оказывались во много раз слабее [4]. Подобная проблема возникла в экспериментах с латеральными многоэлектронными квантовыми точками, осцилляции кондактанса которых в открытом состоянии имели случайный мезоскопический характер [5].

Недавно нами были изучены точки разветвления одномерных квантовых каналов в наноструктурах, созданных на основе гетеропереходов с двумерным электронным газом [6–9]. Расчеты трехмерной электростатики и двумерного транспорта показывают, что эти точки имеют малый размер ( $\sim 100$  нм), треугольную форму и должны давать хорошо разрешенные осцилляции проницаемости высокой амплитуды, обусловленные когерентным рассеянием на квазиуровнях точки [6, 9]. В настоящей работе это предсказание экспериментально проверяется для одиночной трехходовой квантовой точки, расположенной между тремя близкими антиточками [7, 8]. Представлены результаты новых измерений и расчетов, которые доказывают интерференционный характер наблюдаемых эффектов, обусловленных рассеянием на квазиуровнях открытой точки.

Квантовые точки изготавливались на основе двумерного электронного газа (2ДЭГ) в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с подвижностью  $\mu = 3 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с и концентрацией электронов  $n = 3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Точками служили малые треугольные участки 2ДЭГ в промежутках между тремя антиточками, расположенными в вершинах треугольника со стороной 400 нм. Антиточки и изолирующие разрезы к ним создавались с помощью электронной литографии и последующего плазмохимического травления. Завершающей операцией было напыление сплошного металлического TiAu затвора. Структурные данные вместе с численным моделированием трехмерной электростатики таких устройств приведены в [8]. Там же показано, что изучаемая треугольная точка в туннельном режиме действует как одноэлектронный транзистор.

<sup>1)</sup>e-mail: vtkach@isp.nsc.ru

Измерения сопротивлений полученных устройств в открытом режиме проводились при температурах 40 мК–1.5 К на основе четырехточечной схемы на частоте 7.5 Гц и при токах  $0.1 \div 1$  нА. Задавалась величина тока  $I = I_{ij}$  и измерялись отношения  $R_{ijkl} = V_{kl}/I_{ij}$ , где  $i, j, k, l$  есть номера резервуаров от 1 до 3,  $V_{kl}$  – напряжение. У большей части образцов разрезы в 2ДЭГ, идущие от антиточек, служили изоляторами между тремя резервуарами. У других образцов на одном холловском мостике контакты 2, 3 выходили в общий резервуар ( $V_{12} = V_{13} = V$ ). В этом случае измерялся полный кондактанс точки  $G = I/V$ .

На рис.1 приведены экспериментальные результаты в случаях трех и двух изолированных резервуаров и разных охлаждений одного из образцов. Видно, что в этих случаях в нулевом магнитном поле присутствуют качественно подобные осцилляции на затворной зависимости соответствующих обратных сопротивлений  $R_{1213}^{-1}(V_g)$  (рис.1а) и  $G(V_g)$  (рис.1б). Осцилляции наблюдаются на фоне двух плато, величина кондактанса которых есть  $2e^2/h$  и  $4e^2/h$ . При  $B = 0$  наиболее регулярными и воспроизводимыми являются глубокие провалы в районе первого плато с характерным расстоянием между ними  $\Delta V_g = (20 - 25)$  мВ.

В одном случае (рис.1а, кривая 2,  $T = 0.1$  К) наблюдается дублетное расщепление пиков. Обнаруженная в эксперименте тонкая структура осцилляций не совместима с прежней трактовкой осцилляций как результата добавления к точке одного электрона [7]. Одноэлектронные осцилляции должны иметь период  $\Delta V_g = e/C_g$ , где  $e$  – заряд электрона,  $C_g$  – затворная емкость точки. Обычно эти осцилляции имеют форму простых пиков и очень редко резонансов Фано (пик–провал) [10]. В нашем случае наблюдается более сложная структура осцилляций. Причем сложные осцилляции заменяют простые при очередном погружении того же образца в криостат, когда природа транспорта и величина  $C_g$  не могут существенно измениться. Известно, что затворная емкость не является мезоскопическим параметром [9, 11]. В то же время, как следует из рис.1, наши осцилляции имеют мезоскопическую природу, когда переключение зарядового состояния примесей при очередном охлаждении образца может изменить форму осцилляций и их период. Наблюдаемую трансформацию кривых при переходе к другому мезоскопическому состоянию можно объяснить откликом квантовой интерференции на изменение формы потенциала [8, 9], которое ведет к сдвигам одночастичных квазиуровней и к соответствующему изменению в рассеянии на этих уров-

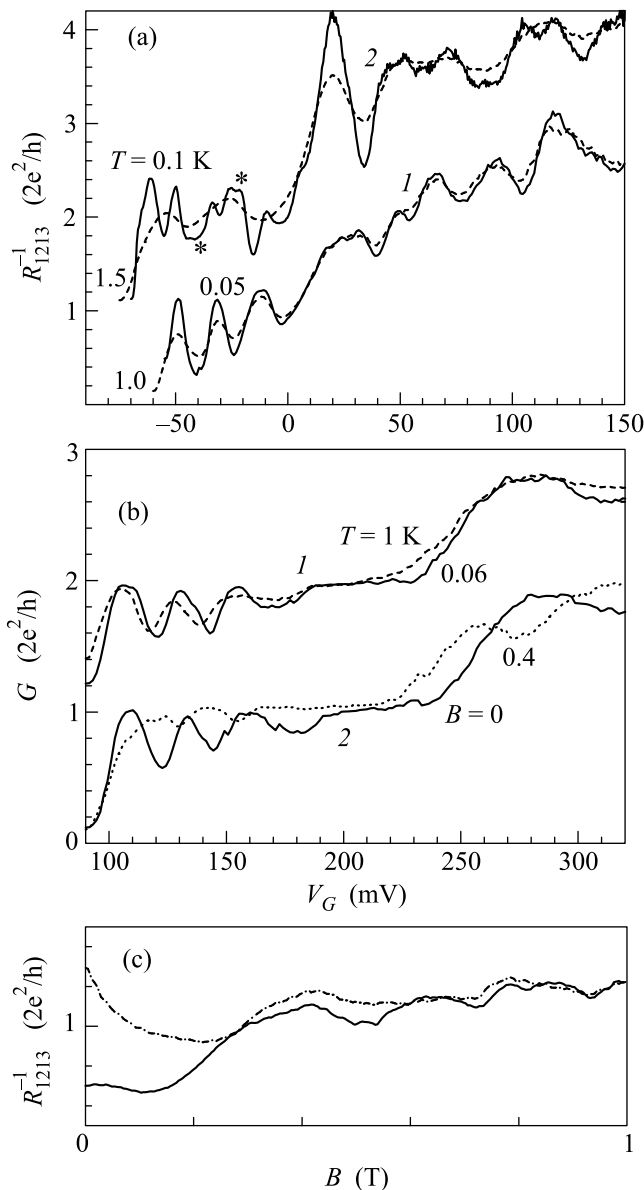


Рис.1. (а) – Обратные сопротивления  $R_{1213}^{-1}(V_g)$  трехтерминальной квантовой точки для указанных температур  $T$  и двух мезоскопических состояний 1 и 2 (кривые сдвинуты по вертикали на  $2e^2/h$ ). (б) – Полный кондактанс квантовой точки в зависимости от затворного напряжения (два выхода из точки ведут в общий резервуар). В случае 2 ( $T = 0.04$  К) показано влияние магнитного поля  $B$ . (с) – Зависимость  $R_{1213}^{-1}$  трехтерминальной точки для значений  $V_g$ , отмеченных звездочками на рис.1а

нях. Подобное объяснение не противоречит нашим экспериментальным результатам (рис.1) и расчету затворной емкости изучаемой точки. Мы получили  $C_g = 5.1 \cdot 10^{-17}$  Ф из решения задачи трехмерной электростатики.

Соответствие расчетов емкости эксперименту проверялось в режиме кулоновской блокады. В этом режиме один из контактов к точке оказывался полностью закрыт и соответствующий резервуар 2ДЭГ служил боковым затвором. На зависимости кондактанса от напряжения на боковом затворе  $V_{jg}$  наблюдались одноэлектронные пики с периодом  $\Delta V_{jg} = 20$  мВ. Расчет трехмерной электростатики дал значение емкости точки по отношению к боковому затвору  $C_{jg} = 0.8 \cdot 10^{-17}$  Ф, то есть измеренная величина  $\Delta V_{jg}$  совпала с  $e/C_{jg}$  [8].

В открытом режиме (рис.1) мы наблюдаем осцилляции совсем другой природы, хотя  $\Delta V_g$  случайно оказалось близким к  $\Delta V_{jg}$ . Так, если  $\Delta V_g \approx 25$  мВ, то  $\Delta V_g \approx 8e/C_g$ , то есть для перехода к следующей осцилляции сопротивления требуется заполнение четырех вырожденных по спину одночастичных уровней точки. Следовательно, не каждый такой уровень дает отдельный резонанс в рассеянии. Эта ситуация известна для сферически-симметричных потенциалов [1] и встречалась ранее в экспериментах с достаточно малыми двухходовыми квантовыми точками [11–13]. В нашем случае можно предположить, что уровни, дающие нерасщепленные осцилляции, являются двукратно вырожденными, как в идеальном треугольнике [13]. Дублетное расщепление осцилляций может быть вызвано асимметрией системы.

В наших измерениях благодаря малому размеру точки (100 нм) температурная зависимость амплитуды осцилляций не является слишком сильной в диапазоне 0.04–1.5 К (рис.1а,б). Отсюда можно заключить, что расстояние между уровнями энергии, которые проявляются в осцилляциях, значительно превышает 0.1 мэВ. Этот вывод согласуется с расчетом числа электронов (20–25) [8] и глубины потенциальной ямы в квантовой точке (5–6 мэВ) при  $V_g = 0$ .

Как показывают косвенные экспериментальные данные [14], а также расчеты магнитотранспорта [15] в малых кольцевых интерферометрах, включение даже небольшого магнитного поля ( $B = 0.5$  Тл) подавляет обратное рассеяние, возникающее в местах соединения подводящих каналов с кольцом, и улучшает квантование кондактанса. Другими словами, пикам сопротивления структур в нулевом магнитном поле отвечают состояния с отрицательным магнитосопротивлением при низких магнитных полях [15]. Этот факт находится в качественном соответствии с результатами наших измерений (рис.1б,с). Хорошо видно, что поле  $B = 0.4$  Тл подавляет осцилляции  $G$  и  $R_{1213}^{-1}$  для нижнего плато кондактанса  $2e^2/h$ .

Для подтверждения интерференционной природы осцилляций кондактанса мы промоделировали элек-

тронный транспорт устройства и когерентный одночастичный магнитотранспорт. Полученные результаты представлены на рис.2.

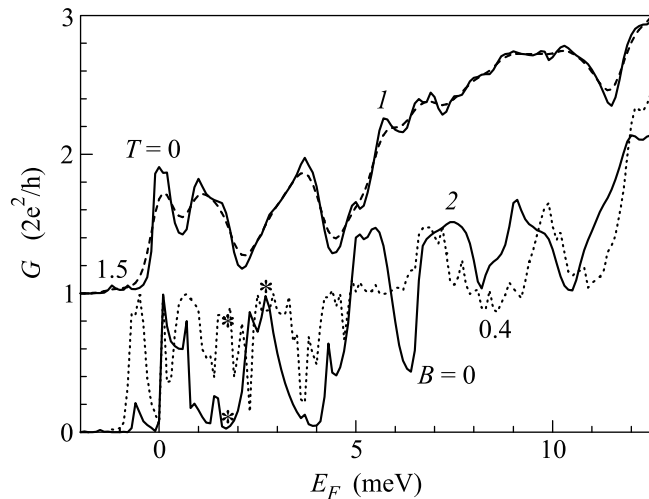


Рис.2. Вычисленные зависимости полного кондактанса квантовой точки от энергии Ферми для немного разных профилей потенциалов 1 и 2 (кривые 2 соответствуют менее открытой и более асимметричной точке). Кривые для случая 1 ( $B = 0$ ) сдвинуты по вертикали на  $2e^2/h$ . Температуры  $T$ , отвечающие усреднению кондактанса по энергиям частиц, и магнитные поля  $B$  указаны возле кривых ( $T = 0$  для случая 2)

При расчетах эффективного потенциала в двумерном газе мы заменили случайное распределение заряда в слоях дельта-легирования более однородным, а также пренебрегли координатной зависимостью глубины травления внутри области травления. Антиточки считались идеально круглыми и имели одинаковый диаметр, разрезы представлялись прямоугольниками одинаковой ширины. При этих предположениях квантовая точка по форме близка к правильному треугольнику, вершины которого связаны узкими контактами с остальным 2ДЭГ. В реальности эффективный потенциал  $U_{\text{eff}}(x, y)$  из-за допусков технологии и случайного положения примесей не является строго симметричным и асимметрия прежде всего проявляется в вариациях проницаемости трех входов в точку [8, 16]. Поэтому, чтобы моделировать различие номинально одинаковых устройств, мы слегка меняли расстояния между центрами антиточек и общую глубину травления (в пределах 10 нм). Электронная проницаемость точки в нулевом магнитном поле вычислялась методом S-матриц [17, 6, 9, 15]. Кондактанс определялся с помощью многоканальной формулы Ландауэра. Влияние магнитного поля на прохождение электрона учитывалось в рамках мето-

да рекурсивных функций Грина [18]. Для простоты мы предполагали независимость формы эффективно-электростатического потенциала от энергии падающих частиц  $E_F$ .

Из расчетов транспорта следует, что модель изучаемой треугольной квантовой точки дает глубокие провалы кондактанса на фоне плато, близкого к  $2e^2/h$ . Зная величину  $E_F - U_{\text{eff}}(x, y)$ , мы нашли, что характерное расстояние между провалами кондактанса  $\Delta E_F$  отвечает изменению числа электронов в квантовой точке приблизительно на 10. Таким образом, дистанции между провалами кондактанса в эксперименте, с учетом найденного значения  $C_g$ , и в теории транспорта неплохо согласуются. В целом картина осцилляций аналогична той, что имеется в измерениях (рис.1.). На качественном уровне воспроизводится различие формы осцилляций для двух разных состояний точки. В случае 2, в котором точка менее открыта и менее симметрична, хорошо видно дублетное расщепление пиков кондактанса при нулевой температуре и в нулевом магнитном поле. Причем, величина расщепления соответствует изменению числа электронов в точке на 2–3, то есть речь идет о рассеянии на паре уровней, между которыми нет других квазидискретных состояний.

Вычисленный отклик кондактанса трехходовых точек на повышение температуры и на включение магнитного поля качественно подобен измеренному отклику  $R_{1213}^{-1}$  и  $G$  на изменение  $T$  и  $B$ . Однако при  $B = 0.4$  Тл на вычисленной кривой в состоянии 2 остаются узкие провалы вниз от кондактанса  $2e^2/h$ , которых нет в измерениях. Для данного состояния и при  $B = 0$  степень выраженности провалов больше, чем при измерениях, но она заметно уменьшается, когда одна антиточка отодвигается от двух других всего на 10 нм (состояние 1). Поэтому реальные различия ширины входов в точку могут быть ответственны за уменьшение амплитуды интерференционных осцилляций. Необходимо еще отметить, что магнитное поле сильно влияет на модовый состав баллистического транспорта. Так, основной вклад в проницаемость квантовой точки при  $B = 0.4$  Тл дают не первые моды широкого входного канала, как получалось при  $B = 0$ , а три высокие моды (10,11,12). С дальнейшим ростом  $B$  вклад этих мод уменьшается и снова доминируют нижние моды. В целом, расчеты магнитотранспортных свойств изучаемой трехходовой точки подтверждают, что одночастичная интерференция и квантоворазмерные эффекты играют решающую роль в формировании наблюдаемых осцилляций.

Микроскопическая картина интерференции для наиболее интересных особенностей кондактанса приведена на рис.3.

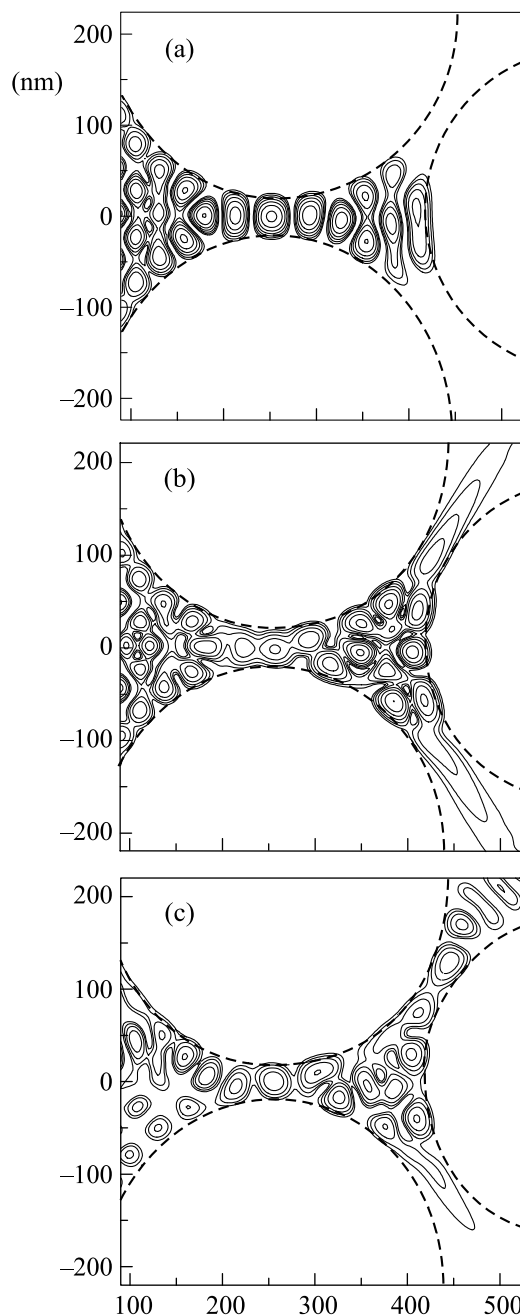


Рис.3. Распределение плотности вероятности в волнах, падающих на треугольную точку слева для случаев, отмеченных звездочкой на рис.2. Изолинии даны через равные промежутки в логарифмическом масштабе. Пунктирные кривые отвечают условию  $E_F = U_{\text{eff}}(x, y)$ . (a) – Состояние квантовой точки с  $G = 0.06e^2/h$  при  $E_F = 1.7$  мэВ ( $B = 0$ ). (b) –  $G = 2e^2/h$  при  $E_F = 2.7$  мэВ ( $B = 0$ ). (c) –  $B = 0.4$  Тл,  $E_F = 1.7$  мэВ,  $G = 1.6e^2/h$

Расчет волновых функций выполнен методом рекурсивных функций Грина [19]. Рис.3а, б отвечает соседним состояниям высокого отражения и прохождения в нулевом магнитном поле (отмечены звездочкой на рис.2а). Предполагается, что электроны падают слева и принадлежат первой моде широкого входного канала. В случае сильного отражения волновая функция представляет собой стоячую волну, возникающую между антиточкой и резервуаром. Наибольшие максимумы плотности вероятности находятся во входном сужении и в другие сужения баллистический электрон не попадает (рис.3а). Напротив, для состояния полной проницаемости треугольной точки во всех сужениях имеется бегущая волна и высокие пики плотности вероятности относятся к треугольной квантовой точке (рис.3б). Для этих двух состояний картина интерференции внутри квантовой точки качественно различна, что указывает на близость соответствующих  $E_F$  к разным квазидискретным уровням.

На рис.3с показан график плотности вероятности, отвечающий состоянию с  $E_F = 1.7$  мэВ в слабом магнитном поле  $B = 0.4$  Тл, когда проницаемость треугольной точки возросла до 0.8. Представлен результат рассеяния одиннадцатой моды широкого входного канала, которая дает наибольший вклад в проницаемость точки. Из сравнения рис.3а, с можно видеть, что причиной подавления обратного рассеяния является появление существенной асимметрии в картине интерференции при  $B = 0.4$  Тл. Это магнитное поле начинает прижимать поток электронов к верхней антиточке, и поэтому он проходит через квантовую точку в верхний точечный контакт на рис.3с. Ситуация здесь аналогична той, что имеется для малого кольцевого интерферометра [15, 14].

Таким образом, разнообразные экспериментальные факты (осцилляции кондактанса, сильное обратное рассеяние и его подавление магнитным полем) находятся в хорошем соответствии с моделью когерентного транспорта в малой квантовой точке. Изученное устройство является транзистором, действующим на основе квантового рассеяния и срабатывающим при добавлении к точке нескольких электронов. Представленные результаты демонстрируют также важность учета квантового рассеяния в точках разветвления тока, существующих в кольцевых интерферометрах [6, 9, 14] и Y-переходах [20, 21].

Авторы признательны А. И. Торопову, А. Е. Плотникову, А. С. Медведеву и Л. А. Ненашевой за изготовление структур, а также В. А. Сабликову и М. В. Энтину за обсуждение.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 16516), ИНТАС (грант #01-0014), Миннауки (программы “ФОКВТ”, “ФТНС”, “НМКС”) и РАН (программы “Квантовая макрофизика” и “Низкоразмерные квантовые структуры”). Один из авторов (О.А.Т.) благодарит суперкомпьютерный центр IDRIS, Orsay (France) за возможность выполнения расчетов (проект 41778).

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М.: Наука, 1974.
2. В. Л. Альперович, В. А. Ткаченко, О. А. Ткаченко и др., *Письма в ЖЭТФ* **70**, 122 (1999).
3. M. Büttiker, Y. Imry, and R. Landauer, *Phys. Lett.* **A96**, 365 (1983); Y. Gefen, Y. Imry, and M. Ya. Azbel, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 129 (1984).
4. З. Д. Квон, Л. В. Литвин, В. А. Ткаченко, А. Л. Асеев, *УФН* **169**, 471 (1999).
5. C. M. Marcus, R. M. Westervelt, P. F. Hopkins, and A. C. Gossard, *Phys. Rev.* **B48**, 2460 (1993).
6. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 366 (2000).
7. O. Estibals, Z. D. Kvon, J. C. Portal et al., *Physica* **E13**, 1043 (2002).
8. В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, О. А. Ткаченко и др., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 850 (2002).
9. В. А. Ткаченко, А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев и др., *ЖЭТФ* **124**, 351 (2003).
10. J. Gores, D. Goldhaber-Gordon, S. Heemeyer et al., *Phys. Rev.* **B62**, 2188 (2000).
11. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев et al., *J. Phys.; Condens. Matter*, **13**, 9515 (2001).
12. J. P. Bird, R. Akis, D. K. Ferry et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4691 (1999).
13. I. V. Zozulenko, A. S. Shachrajda, C. Gould et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1838 (1999).
14. А. А. Быков, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров и др., *Письма в ЖЭТФ* **78**, 36 (2003).
15. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 351 (2004).
16. В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, Д. В. Щеглов и др., *Письма в ЖЭТФ* **79**, 168 (2004).
17. M. Cahay, M. McLennan, and S. Datta, *Phys. Rev.* **B37**, 10125 (1988).
18. T. Ando, *Phys. Rev.* **B44**, 8017 (1991).
19. T. Usuki, M. Saito, M. Takatsu et al., *Phys. Rev.* **B52**, 8244 (1995).
20. I. Shorubalko, H. Q. Xu, I. Maksimov et al., *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1384 (2001); S. Reitzenstein, L. Worschech, P. Hartmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 226804-1 (2002).
21. D. Csontos and H. Q. Xu, *J. Phys.; Condens. Matter*, **14**, 12513 (2002).