

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И РЕЗОНАНСЫ ФАНО В КОЛЬЦЕВОМ БАЛЛИСТИЧЕСКОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДА $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$

О.А.Ткаченко, В.А.Ткаченко, Д.Г.Бакшеев¹⁾, З.Д.Квон, Ж.К.Портал⁺²⁾

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет
630090 Новосибирск, Россия

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

Поступила в редакцию 4 февраля 2000 г.

Найдены электростатический потенциал и энергетический спектр в баллистическом кольцевом интерферометре на основе высокоподвижного двумерного электронного газа в гетеропереходе $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$. Показано, что точки разветвления такого интерферометра представляют собой потенциальные ямы треугольной формы. Выполнен расчет двумерного прохождения электронов через кольцо и предсказаны резонансы Фано, обусловленные сцепкой проходящих волн с уровнями более высоких поперечных мод в треугольных ямах. Эти резонансы обнаружены экспериментально.

PACS: 73.23.Ad, 73.50.-h

Начиная с пионерских работ [1, 2], теоретическое и экспериментальное исследование кольцевых интерферометров продолжают уже более пятнадцати лет. Особое место в этих исследованиях занимают работы, посвященные изучению полупроводниковых интерферометров, созданных на основе высокоподвижного двумерного электронного газа в гетеропереходе $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ [2–6]. Эти устройства позволяют наблюдать интерференцию баллистических электронов в режиме малого числа распространяющихся мод (вплоть до одной). В настоящей работе мы рассмотрим действие интерферометра в качестве квантового транзистора в нулевом магнитном поле.

До последнего времени анализ транспортных свойств кольцевых баллистических интерферометров базируется на идеализированной одномерной модели, в которой не учитывается реальный профиль потенциала (см. [1, 7]). Согласно этой модели в открытом симметричном кольце с изменением энергии Ферми должны наблюдаться только однородные осцилляции кондактанса без дополнительной модуляции. Происхождение этих осцилляций может быть понято в рамках картины двухзеркальной интерференции Фабри-Перо, при этом роль полупроницаемых зеркал выполняют точки соединения кольца с подводными квантовыми проволоками. Очевидно, что реальные интерферометры, изготавливаемые на основе гетероперехода $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, не могут адекватно описываться одномерными моделями, поскольку в таком рассмотрении не учитывается ни конечная ширина каналов, ни реальный профиль элек-

¹⁾ e-mail: bd@isp.nsc.ru

²⁾ J.C.Portal.

тростатического потенциала. Недостаточность одномерной модели особенно хорошо видна из того, что в ней точка разветвления каналов является геометрической, тогда как в реальной структуре она формируется плавными электростатическими полями.

Модель интерферометра, предлагаемая в данной работе, преодолевает указанные недостатки одномерного описания. Она основана на решении трехмерной электростатической задачи для реальной структуры и геометрии баллистического интерферометра. Найденный электростатический потенциал в плоскости 2D газа был использован для решения 2D уравнения Шредингера и определения кондактанса интерферометра. Обнаружено, что принципиальной особенностью интерферометров является присутствие треугольных квантовых точек в местах разветвления канала. Расчет прозрачности такого интерферометра показывает, что с изменением энергии Ферми возникают крупномасштабные резонансы кондактанса типа Фано [8], вызванные рассеянием на уровнях треугольных точек. В результате кондактанс кольца представляет собой наложение высокочастотных осцилляций, отвечающих прохождению через одномерные уровни кольца, и крупных провалов и пиков, вызванных резонансами Фано. Подобная картина поведения кондактанса обнаружена экспериментально в баллистических кольцах на основе высокоподвижного 2D-газа гетероперехода GaAs/AlGaAs.

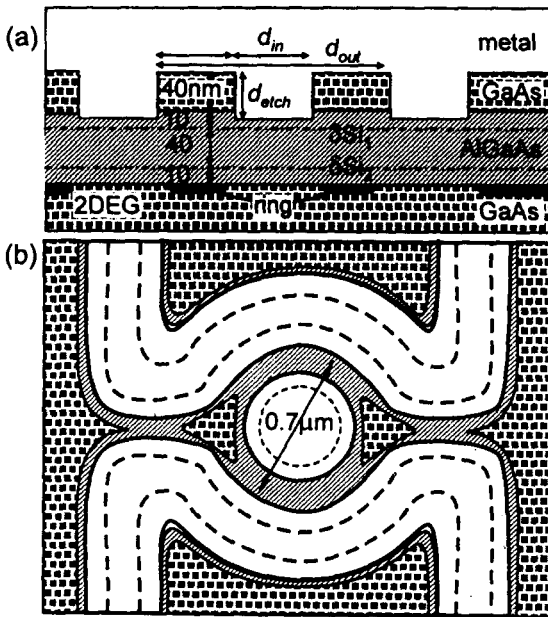


Рис.1. а) Поперечный разрез структуры по диаметру кольца. Штрих-пунктиром отмечены дельта-легированные слои с концентрацией $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (δSi_1) и 10^{12} см^{-2} (δSi_2). Сплошной затвор показан штриховкой. Электронный газ (отмечен толстой черной линией) имеет концентрацию в резервуарах $n_s = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. б) Профиль электростатического потенциала в кольцевом интерферометре. Штриховыми линиями обозначены области травления. На входе и выходе кольца возникают две треугольные открытые квантовые точки с характерным размером $\sim 200 \text{ нм}$

Расчеты проводились для кольцевой структуры, поперечный разрез которой показан на рис.1а. Такие структуры создаются с помощью электронной литографии и последующего плазмохимического травления [9, 10]. Верхнюю часть структуры занимает металлический затвор, управляющий электронной плотностью в кольце. Все параметры интерферометров, используемые в расчетах, были выбраны в соответствии с экспериментом.

Электростатический потенциал $\phi(x, y, z)$ определялся из решения трехмерного уравнения Пуассона $\nabla(\epsilon \nabla \phi) = -\rho(\phi)$, где $\epsilon(x, y, z)$ – диэлектрическая проницае-

мость; плотность заряда ρ включает распределение ионизированных примесей Si в слое $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ и электронов на гетерогранице $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$. Распределение электронов определялось самосогласованно в приближении Томаса – Ферми. Граничные условия на поверхности полупроводника отвечали фиксации уровня Ферми в центре запрещенной зоны при нулевом напряжении на затворе. В глубине структуры граничные условия определялись из предположения о фоновом легировании p -типа. Уравнение Пуассона решалось циклическим методом Чебышева [11].

На рис.1b показано распределение электростатического потенциала в плоскости 2D газа. Штриховыми линиями обозначены вытравленные области, белым цветом показаны участки, свободные от электронов, серым цветом – области, занятые электронами. Толстая линия, отвечающая уровню Ферми, выделяет узкие баллистические каналы, образующие кольцевой интерферометр. В местах разветвления подводящих каналов на два имеются уширения, что ведет к появлению на входе/выходе в кольцо достаточно глубоких потенциальных ям треугольной формы – квантовых точек. Эти ямы сохраняются при варьировании параметров структур в широких пределах. Таким образом, их существование является универсальным свойством кольцевых полупроводниковых интерферометров.

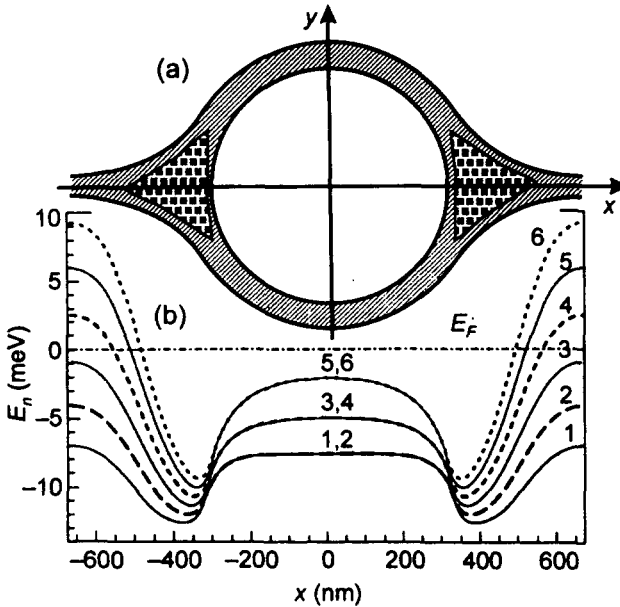


Рис.2. а) Участок интерферометра между барьерами в подводящих каналах. б) Уровни энергии $E_n(x_j)$ удерживающего потенциала $U(x_j, y)$ в кольцевом интерферометре. На графике изображены шесть нижних одномерных подзон $E_n(x)$

Вычисленный профиль электростатического потенциала использовался для расчета одномерных подзон $E_n(x)$ (рис.2), то есть в каждом поперечном сечении интерферометра $x = x_j$ решалось одномерное уравнение Шредингера с удерживающим потенциалом $U(x_j, y)$ по y и определялись уровни энергии $E_n^{(j)}$ и волновые функции $\xi_n^{(j)}(y)$. В квантовых проволоках, из которых состоит кольцо, потенциал в поперечном сечении близок к параболе и уровни энергии идут примерно эквидистантно, как в осциляторе. В области кольца уровни двукратно вырождены, поскольку потенциальные ямы двух рукавов кольца одинаковы и разделены широким барьером. Поэтому одномерные подзоны попарно группируются внутри кольца. Поскольку кван-

товые проволоки, которые соединяют кольцо с контактами, и канал кольца имеют в исследуемых интерферометрах одинаковую ширину, число населенных электронами подзон в области кольца примерно в два раза больше, чем в подводящих каналах. Как видно на рис.2b, подзоны 3 и 4 в кольце населяются электронами даже раньше открытия второй моды в подводящем канале. Это также находит свое отражение в транспорте.

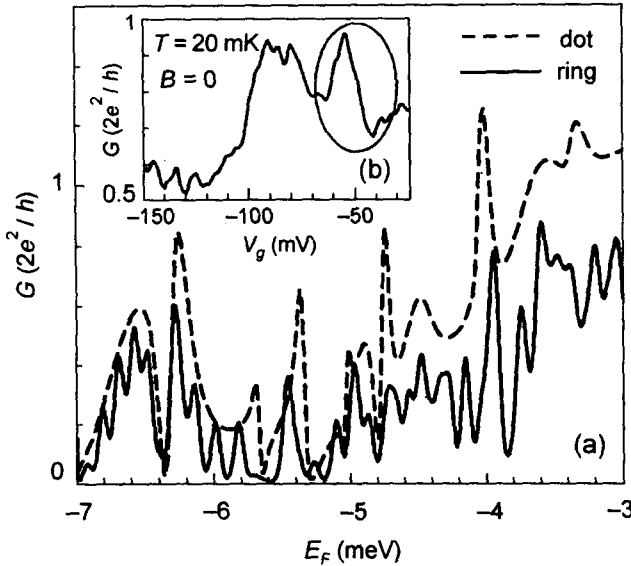


Рис.3. а) Результат моделирования 2D-транспорта через кольцевой интерферометр. Крупномасштабные осцилляции вызваны резонансами с уровнями треугольных квантовых точек, а мелкомасштабные – резонансами с одномерными уровнями кольца. Для сравнения штриховой линией показан кондактанс одного разветвителя (половины кольца). Порог открытия второй моды в подводящих каналах $E_F = -4$ meV. При -5 meV $< E_F < -4$ meV внутри кольца разрешено движение по третьей/четвертой моде и в кондактансе возникают осцилляции удвоенной частоты. б) Измеренная зависимость кондактанса кольца от затворного напряжения в нулевом магнитном поле при температуре 20 мК. Выделен резонанс Фано

В приведенном примере одномерные подзоны $E_n(x)$ с номерами $n > 3$ закрыты для прохождения частиц с энергией Ферми E_F (поскольку в сужениях на входе и выходе $E_n > E_F$). Однако в области треугольных точек под уровень Ферми опускается примерно 10 одномерных подзон, которые образуют потенциальные ямы с набором дискретных уровней. Это означает, что разветвитель, который в простых одномерных моделях предполагается безотражательным или частично отражающим, имеет сложную внутреннюю структуру. В местах соединения каналов происходит интенсивное смешивание между разными модами поперечного квантования. В результате электроны, идущие через кольцо по первой, второй или третьей моде, могут рассеиваться на уровнях более высоких поперечных мод. В кондактансе это проявляется в виде асимметричных профилей пик/провал типа резонансов Фано (рис.3), которые возникают вследствие интерференции резонансного и нерезонансного каналов прохождения.

Расчет коэффициента прохождения электронов через интерферометр в нулевом магнитном поле выполнен методом S -матриц [12]. Этот метод хорош тем, что численно устойчив и позволяет проанализировать вклад в кондактанс от разных поперечных мод. Обычно он используется в упрощенных расчетах транспорта через каналы с жесткими стенками и кусочно-постоянным потенциалом, как, например, в [13]. В нашем случае коэффициент прохождения определялся для реалистического профиля потенциала на основе вычисленных энергий одномерных подзон $E_n^{(j)} = E_n(x_j)$ и матричных элементов перехода $(C_j)_{mn} = \int \xi_m^{(j)}(y) \xi_n^{(j+1)}(y) dy$, где $\xi_n^{(j)}(y)$ – волновая

функция уровня $E_n^{(j)}$ на участке постоянного потенциала (x_j, x_{j+1}) . Тогда волновую функцию можно записать в виде суммы компонент, отвечающих разным поперечным модам:

$$\Psi(x, y) = \sum_{n=1}^M (k_n^{(j)})^{-1/2} \left[a_n^{(j)} \exp\{ik_n^{(j)}(x - x_j)\} + b_n^{(j)} \exp\{ik_n^{(j)}(x - x_{j+1})\} \right] \xi_n^{(j)}(y), \quad (1)$$

где $k_n^{(j)} = \sqrt{2m(E_F - E_n^{(j)})/\hbar^2}$ – волновое число, отвечающее продольному движению, а суммирование ограничивается конечным числом мод M . Амплитуды $a^{(j)}$ и $b^{(j)}$ на соседних участках связаны матрицей рассеяния S_j :

$$\begin{pmatrix} a^{(j+1)} \\ b^{(j)} \end{pmatrix} = S_j \begin{pmatrix} a^{(j)} \\ b^{(j+1)} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Полная S -матрица, описывающая рассеяние на структуре в целом, является комбинацией матриц S_j [12]:

$$S = S_0 \otimes S_1 \otimes \dots \otimes S_N = \begin{pmatrix} t & r \\ r' & t' \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где t, t' – полные амплитуды прохождения для противоположных направлений, а r, r' – соответственно, амплитуды отражения. Кондактанс структуры определяется по формуле Ландауэра, $G = (2e^2/h) \text{Tr}[tt^+]$. На рис.3а показаны зависимости коэффициента прохождения от энергии Ферми для потенциала интерферометра, изображенного на рис.1б. В расчете учитывалось $M = 20$ мод поперечного движения, дальнейшее увеличение числа мод не меняет результатов расчета. Сплошной линией изображен коэффициент прохождения для всего кольца, а штриховой – для одного “тройника” (вычисления проводились для половинки кольца, на выходе прохождения через два канала суммировалось). Видна корреляция между этими двумя кривыми. В прохождении через один “тройник” видны глубокие провалы и пики асимметричного профиля. Это резонансы Фано, вызванные сцепкой проходящих волн с уровнями более высоких закрытых для прохождения одномерных подзон, образующих в области разветвления канала потенциальные ямы. Когда два тройника соединяются в кольцевой интерферометр, отражение усиливается и кроме того, появляются высокочастотные осцилляции типа Фабри-Перо, отвечающие резонансам с одномерными уровнями кольца. Подавление прохождения, вызванное межподзонами переходами, делает частые пики узкими, как в случае изолированного кольца. Поэтому в эксперименте они размыты (рис.3б), а в расчете сглажены. Кроме того, из-за сильного отражения, вызванного треугольными квантовыми точками, в кондактансе отсутствуют ступени $n(2e^2/h)$, по которым можно судить о том, сколько мод открыто. Кондактанс почти всегда оказывается ниже кванта $2e^2/h$, когда открыто две или три моды поперечного квантования (рис.3а). Поэтому, хотя на измеренных зависимостях (рис.3б) $G < 2e^2/h$, нельзя уверенно сказать, что интерферометр работает в одномоновом режиме. Таким образом, экспериментальная зависимость $G(V_g)$ отражает все качественные особенности кондактанса кольца, полученные моделированием: крупномасштабные изменения, обусловленные резонансами Фано, и осцилляции существенно меньшей амплитуды и большей частоты, связанные с одномерными уровнями кольца. Моделирование показывает, что сложный профиль $G(V_g)$ сильно

меняется при варьировании параметров квантовых точек в пределах технологических допусков. Поэтому буквальное сравнение экспериментальной и вычисленной зависимостей не имеет большого смысла. В латеральных квантовых точках резонансы Фано были зарегистрированы совсем недавно, и было показано, что асимметричный профиль этих резонансов очень чувствителен к напряжениям на затворах и к магнитному полю [14].

Таким образом, в данной работе показано, что характерной особенностью профиля электростатического потенциала в полупроводниковых кольцевых интерферометрах, создаваемых на основе 2D электронного газа в гетеропереходе AlGaAs/GaAs, является наличие треугольных квантовых точек на входе и выходе прибора. В этих точках возникает сильное межподзонное смешивание. В результате зависимость кондактанса кольца от затворного напряжения представляет собой суперпозицию пиков и провалов большой величины (резонансы Фано) с частыми осцилляциями, связанными с одномерными уровнями кольцевого интерферометра и имеющими существенно меньшую амплитуду. Аналогичная картина наблюдается в эксперименте.

Работа поддержана Международной научно-технической программой ФТНС (грант #98-1102), программой "Университеты России – фундаментальные исследования" (грант #1994) и Международной научно-технической программой "Микро- и нанoeлектроника" (грант #02.04.5.1).

-
1. M. Buttiker, Y. Imry, and R. Landauer, *Phys. Lett.* **A96**, 365 (1983); M. Buttiker, Y. Imry, and M. Ya. Azbel, *Phys. Rev.* **B30**, 1982 (1984); M. Buttiker, in *SQUID'85 – Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications*. Eds. H. D. Hahlbohm and H. Lubbig, Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1985.
 2. R. A. Webb, S. Washburn, C. P. Umbach, and R. B. Leibowitz, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2696 (1985).
 3. G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunningham et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2814 (1987).
 4. C. J. B. Ford, A. B. Fowler, J. M. Hong et al., *Surf. Sci.* **229**, 307 (1990).
 5. K. Ismail, S. Washburn, and K. Y. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1998 (1991).
 6. A. A. Bykov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky et al., *JETP Lett.* **57**, 613 (1993).
 7. Jian-Bai Xia, *Phys. Rev.* **B45**, 3593 (1992).
 8. U. Fano, *Phys. Rev.* **124**, 1866 (1961).
 9. З. Д. Квон, Л. В. Литвин, В. А. Ткаченко, А. Л. Асеев, *УФН* **169**, 471 (1999).
 10. E. B. Olshanetsky, M. Cassé, Z. D. Kvon et al., in *Workbook of EP2DS-13 – Electronic Properties of 2D-Systems*, Ottawa, Canada, 1999; to be published in *Physica E*.
 11. Д. Поттер, *Вычислительные методы в физике*, Москва, Мир, 1975.
 12. M. Cahay, M. McLennan, and S. Datta, *Phys. Rev.* **B37**, 10125 (1988).
 13. Y. Takagaki and D. K. Ferry, *J. Phys.: Condens. Matter* **4**, 10421 (1992).
 14. J. Göres, D. Goldhaber-Gordon, S. Heemeyer et al., *cond-mat/9912419*.