

Амплитуда осцилляций Ааронова–Бома в малом полупроводниковом кольцевом интерферометре в туннельном режиме

Д. В. Номоконов¹⁾, А. А. Быков

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 16 июня 2005 г.

Изучена зависимость амплитуды осцилляций Ааронова–Бома g_{AB} от величины среднего кондактанса G_{AV} в малых полупроводниковых кольцевых интерферометрах. Экспериментально установлено, что в туннельном режиме относительная амплитуда h/e -осцилляций g_{AB}/G_{AV} в исследуемых кольцах является постоянной величиной, меньшей единицы. Малая величина g_{AB}/G_{AV} в кольцевых интерферометрах в туннельном режиме при низких температурах объясняется различием амплитуд интерферирующих электронных волн.

PACS: 73.23.–b, 73.40.Gk

Существенным отличием кольцевых интерферометров, изготовленных на основе двумерного электронного газа (2ДЭГ) в модулированных полупроводниковых структурах [1], от металлических [2] является то, что размеры проводящих областей полупроводникового интерферометра задаются не только литографией, но в существенной мере определяются еще и размерами латеральных областей обеднения, расположенных вдоль границ проводящих каналов. В условно “больших” полупроводниковых кольцах, когда эффективный радиус кольца $r_{\text{eff}} = (r_{\text{in}} + r_{\text{ext}})/2 \gg \gg w_d$, где r_{in} и r_{ext} – внутренний и внешний радиусы кольца, заданные литографией, а w_d – ширина областей обеднения, возникающих вдоль границ травления, электронные каналы имеют приблизительно одинаковую ширину w_e как в областях разветвления на входе/выходе в кольцо, так и в плечах интерферометра. В так называемых “малых” кольцах, изготовленных на основе полупроводниковых структур с высокой плотностью 2ДЭГ [3], когда $r_{\text{eff}} \sim w_d$, латеральные размеры и “глубина” по энергии проводящих областей на входе/выходе в кольцо и в плечах интерферометра становятся существенно различными. Это приводит к тому, что в туннельном режиме малый кольцевой интерферометр разбивается на две квантовые точки треугольной формы, соединенные между собой и областями истока (S) и стока (D) туннельными перешейками [4].

Интерес к изучению электронных свойств таких мезоскопических устройств связан прежде всего с тем, что благодаря туннельной связи между дву-

мя квантовыми точками, на их основе могут быть реализованы кубиты [5–7]. Недавно было показано, что возникающие в малых кольцах в туннельном режиме периодические осцилляции кондактанса в зависимости от затворного напряжения обусловлены одноэлектронной зарядкой треугольных квантовых точек, расположенных в местах разветвления кольца [4, 8]. Было также установлено, что в малых кольцах в туннельном режиме проявляется и эффект Ааронова–Бома, однако механизмы, определяющие амплитуду h/e -осцилляций в таких устройствах, в условиях сосуществования эффектов кулоновской блокады и когерентных процессов остаются до настоящего времени практически неисследованными. В настоящей работе мы экспериментально и теоретически изучили зависимость амплитуды осцилляций Ааронова–Бома g_{AB} от величины усредненного кондактанса малых кольцевых интерферометров G_{AV} и показали, что в туннельном режиме $g_{AB} \propto G_{AV}$.

Исследуемые интерферометры изготавливались на основе селективно-легированного гетероперехода GaAs/AlGaAs, выращенного при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии. Особенностью гетероструктуры была малая толщина спейсера, которая составляла 3 нм. Благодаря такой толщине спейсера, концентрация 2ДЭГ в исходной гетероструктуре достигала $n_e = 1.45 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а подвижность при температуре $T = 4.2 \text{ К}$ составляла $\mu = 3.4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Геометрия интерферометра задавалась электронно-лучевой литографией с последующим “сухим” травлением. Сопротивление измерялось по двухточечной схеме на переменном токе частотой от 7 до 800 Гц. Величина тока выбира-

¹⁾e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

лась такой, чтобы напряжение сток-исток не превышало $k_B T/e$, где e – заряд электрона. Изображение интерферометра в растровом электронном микроскопе представлено на рис.1а. Схематический вид проводящих областей малого кольцевого интерфе-

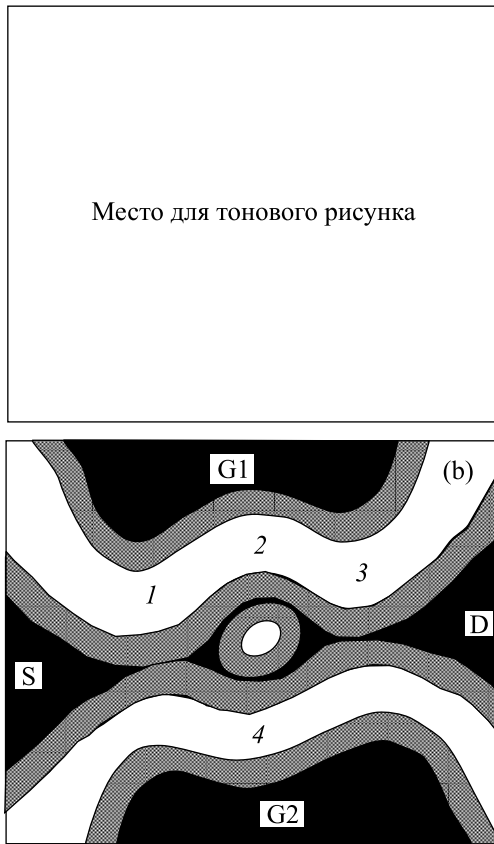


Рис.1. (а) Изображение кольцевого интерферометра в сканирующем электронном микроскопе. Темным цветом изображены области травления. (б) Схематический вид кольцевого интерферометра в туннельном режиме. Темный цвет – проводящие области, серый цвет – области обеднения и белый цвет – области травления. G1 и G2 – расщепленный затвор, S – область истока, D – область стока

рометра в туннельном режиме приведен на рис.1б. Видно, что с учетом областей обеднения шириной $w_d = (r_{\text{ext}} - r_{\text{in}})/2$ кольцо разбивается четырьмя сужениями на две проводящие области треугольной формы, которые расположены в местах разветвления кольца. Области 2ДЭГ, обозначенные на рисунке как G1 и G2, использовались в качестве расщепленного затвора.

На рис.2а изображена зависимость кондактанса кольцевого интерферометра G_{SD} от затворного напряжения V_G , поданного одновременно на G1 и G2.

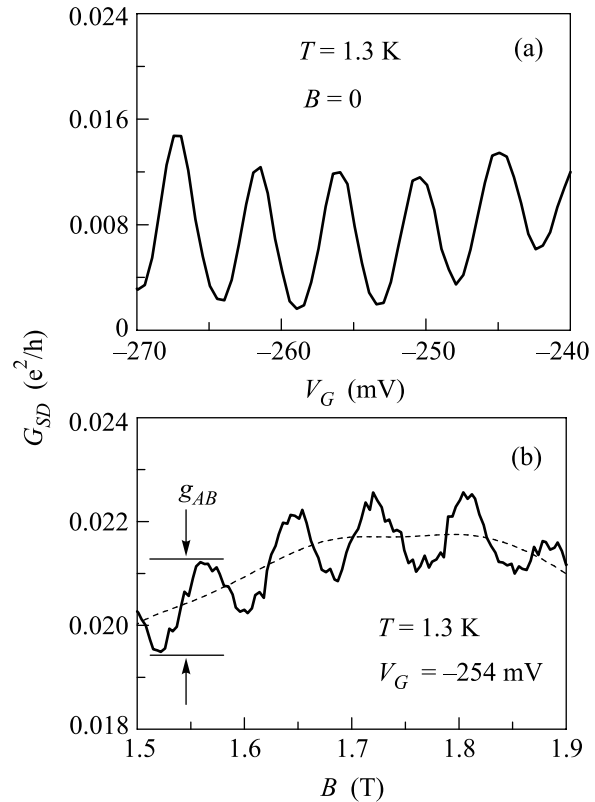


Рис.2. (а) Экспериментальные зависимости кондактанса кольцевого интерферометра от затворного напряжения в нулевом магнитном поле при $T = 1.3$ К. (б) Сплошная линия – зависимость G_{SD} от магнитного поля. Пунктирная линия – зависимость средней величины кондактанса G_{AV} от B

В зависимости $G_{SD}(V_G)$ проявляются осцилляции с периодом $\Delta V_G = 6$ мВ, обусловленные одноэлектронной зарядкой треугольных квантовых точек кольцевого интерферометра [4, 8]. На рис.2б представлена зависимость G_{SD} от магнитного поля B . Период осцилляций $\Delta B = 73$ мТл, наблюдающихся в зависимости $G_{SD}(B)$, соответствует выполнению условия $\pi r_{\text{eff}}^2 \Delta B = \Phi_0$, где $r_{\text{eff}} = 130$ нм, а Φ_0 – квант магнитного потока. Из рис.2б видно, что осцилляции Ааронова–Бома имеют форму, похожую на синусоидальную, а их амплитуда существенно меньше усредненной компоненты G_{AV} . Одновременное проявление осцилляций в зависимостях $G_{SD}(V_G)$ и $G_{SD}(B)$ демонстрирует, что в исследуемых малых кольцах процессы туннелирования, ведущие к зарядке квантовых точек, сосуществуют с когерентным кольцевым движением, приводящим к осцилляциям Ааронова–Бома. На рис.3а представлена зависимость амплитуды h/e -осцилляций g_{AB} от величины G_{AV} . Величина G_{AV} варьировалась в наших экспериментах при помощи затворного напряжения и магнитного поля.

Экспериментальные зависимости на рис.3 показывают, что амплитуда осцилляции Ааронова–Бома g_{AB} возрастает при увеличении G_{AV} , а ее относительная величина g_{AB}/G_{AV} остается постоянной и имеет максимальное значение порядка 0.1 вплоть до $G_{AV} \sim e^2/h$.

Численный анализ процессов одноэлектронной зарядки треугольных квантовых точек в исследуемых малых кольцевых интерферометрах показал, что высокое сопротивление в них может быть получено не только в ситуации, когда кольцо разрывается четырьмя туннельными барьерами на две квантовые точки, но и в случае, когда эти квантовые точки соединены между собой и резервуарами одномоновыми квантовыми проволоками [8]. При этом наиболее реальной является ситуация, когда треугольные квантовые точки соединены между собой одномоновыми квантовыми проволоками, а с областями истока и стока – туннельными барьерами.

Простейшей моделью кольцевого интерферометра является одномерное квантовое кольцо [9, 10]. Одномерные модели имеют широкое применение, поскольку обладают простотой и позволяют выразить важнейшие свойства структур в явном аналитическом виде, отвлекаясь от второстепенных деталей. В первых работах [9, 10] был рассмотрен наиболее простой случай, когда коэффициенты связи на входе и на выходе кольцевого интерферометра одинаковы, а элек-

тронная волна делится в разветвлениях на две равные части. Однако в рамках такой модели объяснить малую величину g_{AB}/G_{AV} в изучаемых кольцевых интерферометрах в туннельном режиме не удастся.

Для анализа полученных экспериментальных данных рассмотрим более общий случай кольцевого интерферометра с несимметричным делением амплитуды на входе и выходе (см. вставку на рис.3а). Разветвления на входе и на выходе кольца будем считать идентичными и описывать одной и той же унитарной S -матрицей:

$$\hat{S}_B = \begin{pmatrix} -c & \sqrt{\varepsilon} & \sqrt{\eta} \\ \sqrt{\varepsilon} & a & b \\ \sqrt{\eta} & b & \alpha \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$c = \sqrt{1 - \varepsilon - \eta}, \quad a = \frac{\varepsilon c - \eta}{\varepsilon + \eta},$$

$$\alpha = \frac{\eta c - \varepsilon}{\varepsilon + \eta}, \quad b = \sqrt{\varepsilon \eta} \frac{c + 1}{\varepsilon + \eta},$$

ε и η – коэффициенты связи с подводом верхнего плеча кольцевой структуры и нижнего, соответственно. Разветвитель, описываемый такой S -матрицей, делит амплитуду падающей электронной волны в соотношении $(\varepsilon/\eta)^{-1/2}$. Следуя подходу работ [9, 10], после несложных вычислений получаем коэффициент прохождения такой системы:

$$T_{AB}(\theta, \phi, \delta) = \frac{8\varepsilon\eta \sin(\phi + \delta) \sin(\phi - \delta) \cos 2\theta + 4\varepsilon^2 \sin^2(\phi + \delta) + 4\eta^2 \sin^2(\phi - \delta)}{[2b^2 \cos 2\theta + (a^2 + \alpha^2) \cos 2\delta - (2 - \varepsilon - \eta) \cos 2\phi]^2 + [(\varepsilon + \eta) \sin 2\phi + (\varepsilon - \eta) \sin 2\delta]^2} \quad (2)$$

где $\theta \equiv \pi\Phi/\Phi_0$, Φ – магнитный поток через площадь кольца, Φ_0 – квант магнитного потока, $\phi \equiv k_F(L_1 + L_2)/2$ – средний набег фазы при прохождении электрона через кольцо со входа на выход, $\delta \equiv k_F(L_1 - L_2)/2$ – разность набегов фазы при прохождении по верхнему и по нижнему участкам кольца от входа до выхода. ($L_1 + L_2 = 2\pi r$, r – радиус кольца.) Формула (2) является обобщением выражения для проводимости одномерного одномодового кольца, полученного Бюттикером с соавторами в работе [9], на случай неравного деления амплитуд электронных волн в разветвлениях на входе и на выходе. Легко убедиться, что при $\varepsilon = \eta$ формула (2) переходит в формулу из работы [9].

В нашем эксперименте наблюдается малая относительная величина h/e -осцилляций. При низкой температуре, когда $L_\varphi \gg r$, это можно объяснить только неэквивалентностью амплитуд интерферирующих волн. В рамках нашей модели этому соответствует различие в величинах ε и η . Когда асимметрия деления амплитуд в разветвлениях велика, например $\varepsilon \ll \eta$, из (2) получаем:

$$T_{AB}(\theta, \phi, \delta) \approx$$

$$\frac{2\varepsilon\eta \sin(\phi + \delta) \sin(\phi - \delta) \cos 2\theta + \eta^2 \sin^2(\phi - \delta)}{\left[4\frac{\varepsilon}{\eta} \cos 2\theta + \cos 2\delta - \cos 2\phi\right]^2 + \frac{\eta^2}{4} [\sin 2\phi - \sin 2\delta]^2} \quad (3)$$

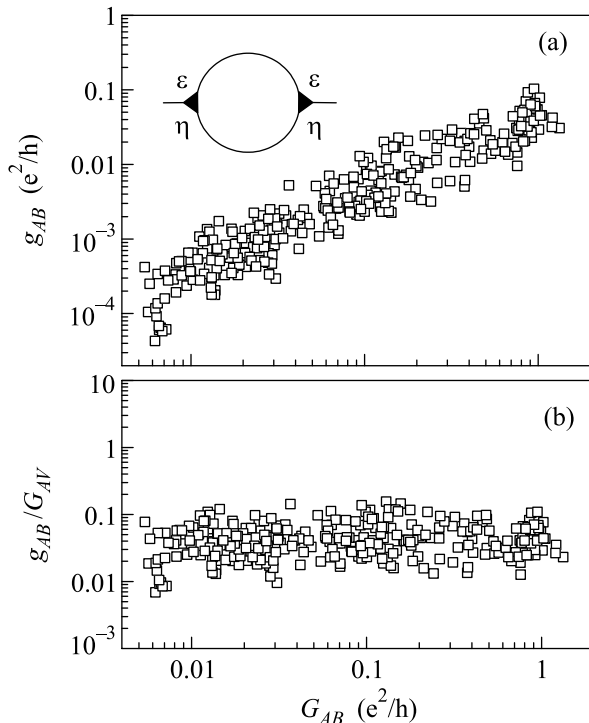


Рис. 3. (а) Зависимость амплитуды h/e -осцилляций g_{AB} от среднего кондактанса кольцевого интерферометра G_{AV} . На вставке представлена схема кольцевого интерферометра с несимметричным делением амплитуды электронной волны на входе и выходе. (б) Зависимость относительной амплитуды h/e -осцилляций g_{AB}/G_{AV} от G_{AV} . Температура $T = 0.1$ К

В случае, когда $(\cos 2\delta - \cos 2\phi)^2 \gg \eta^2$, выражение (3) дает полезное приближенное выражение для относительной величины размаха осцилляций Ааронова–Бома:

$$\frac{g_{AB}}{G_{AV}} \equiv 2 \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} = 4 \frac{\varepsilon}{\eta} \frac{2 - \sin^2(\phi + \delta)}{\sin(\phi + \delta) \sin(\phi - \delta)}. \quad (4)$$

Выражение (4) показывает, что относительный размах h/e -осцилляций мал и пропорционален степени асимметрии деления амплитуд ε/η . Таким образом в туннельном режиме, при наличии заметной асимметрии прохождения по верхнему и по нижнему плечам, осцилляции Ааронова–Бома представляют собой гармонические осцилляции, а не периодическую последовательность острых резонансных пиков, как в случае одинаковых амплитуд прохождения по плечам, когда $\varepsilon = \eta$ [9, 10], а их относительная величина определяется соотношением ε/η . Модель идеального одномерного квантового кольца является, безусловно, большим упрощением. Реальное полупроводниковое кольцо имеет конечную ширину, неидеальную форму границ. При сравнении с экспериментом, кроме того, необходимо учитывать зависимости параметров ε и η от величины магнитного поля. Тем не менее, и в рамках принятых упроще-

ний получено качественное согласие эксперимента с теорией.

Таким образом, мы обобщили выражение для проводимости одномерного одномодового баллистического кольца на случай несимметричного деления амплитуд на входе и на выходе кольца. На основе этого выражения проведен анализ поведения относительной величины h/e -осцилляций, который показал, что она непосредственно зависит от степени асимметрии деления амплитуд, что качественно согласуется с результатами численного анализа, полученными для малого кольцевого интерферометра в открытом режиме [11]. В работе получены простые приближенные соотношения для относительной величины размаха h/e -осцилляций в закрытом кольце при наличии значительной асимметрии деления амплитуд. Сравнение полученных соотношений с экспериментальными данными о поведении амплитуды осцилляций Ааронова–Бома в малых полупроводниковых кольцевых интерферометрах в широком диапазоне изменения проводимости показало, что модель одномерного одномодового кольца с несимметричным делением амплитуды на входе и выходе адекватно описывает зависимость относительной амплитуды h/e -осцилляций от величины средней проводимости интерферометра в туннельном режиме.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект # 04-02-16789, и программой ФТНС.

1. G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunningham et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 2814 (1987).
2. R. A. Webb, S. Washburn, S. P. Umbach, et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 2696 (1985).
3. A. A. Bykov, L. V. Litvin, and S. P. Moshchenko, Surface Science **361/362**, 747 (1996).
4. А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев, Л. В. Литвин и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 631 (2000).
5. D. Loss and D. P. DiVincenzo, Phys. Rev. A **57**, 120 (1998).
6. D. Loss and E. V. Sukhorukov, Phys. Rev. Lett. **84**, 1035 (2000).
7. A. W. Holleitner, C. R. Decker, H. Qin et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 256802 (2001).
8. В. А. Ткаченко, А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев и др., ЖЭТФ **124**, 351 (2003).
9. M. Buttiker, *SQUID'85 - Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications*, Eds. H. D. Hahlbohm and H. Lubbig, Walter de Gruyter, Berlin 1985, p. 529.
10. M. Buttiker, Y. Imry, M. Ya. Azbel, Phys. Rev. A **30**, 1982 (1984).
11. В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, Д. В. Щеглов и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 168 (2004).