

Влияние киральности ферми-системы на температурную зависимость эффекта Ааронова–Бома

А. А. Быков¹⁾, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров, А. В. Горан, О. Естибаль⁺²⁾, Ж. К. Портал⁺²⁾

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН 630090 Новосибирск, Россия

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

Поступила в редакцию 13 ноября 2003 г.

Изучен эффект Ааронова–Бома в субмикронных кольцах с узкими электронными каналами в интервале магнитных полей от 0 до 15 Тл и диапазоне температур от 0.1 до 10 К. Обнаружено различие температурных зависимостей амплитуды \hbar/e -осцилляций в условиях слабого магнитного поля и в ситуации туннельно-связанных краевых токовых состояний. Полученные экспериментальные данные объясняются влиянием киральности ферми-системы на когерентный транспорт в кольцевом интерферометре.

PACS: 73.23.–b, 73.40.Gk

Известно, что когерентные процессы в кольцевом интерферометре, помещенном в однородное внешнее магнитное поле B , определяются не только потоком, проходящим через внутреннюю область кольца, но также и потоком, пронизывающим электронные каналы интерферометра. В металлических кольцах, работающих в диффузионном режиме переноса носителей заряда, это приводит к тому, что в магнетопроводимости таких колец, кроме осцилляций Ааронова–Бома, проявляются еще и универсальные флуктуации кондактанса [1, 2]. В полупроводниковых баллистических интерферометрах, изготовленных на основе высокоподвижного двумерного электронного газа (2ДЭГ), наличие потока через области электронных каналов изменяет энергетический спектр кольца и является причиной биений осцилляций Ааронова–Бома [3, 4]. Кроме того, в условиях сильного магнитного поля поток, проходящий через каналы баллистического кольца, приводит к формированию краевых токовых состояний, электроны по которым могут распространяться только в одном направлении. В этих условиях нарушается симметрия транспорта носителей заряда и ферми-система является киральной.

Согласно работам [5, 6], влияние киральности на когерентные процессы в интерферометре состоит в том, что в некиральной системе (рис.1а) магнитный поток, пронизывающий кольцо, ведет как к конструктивной, так и деструктивной интерференции электронных волн, а в киральной (рис.1б) возможна лишь конструктивная интерференция. Такое разли-

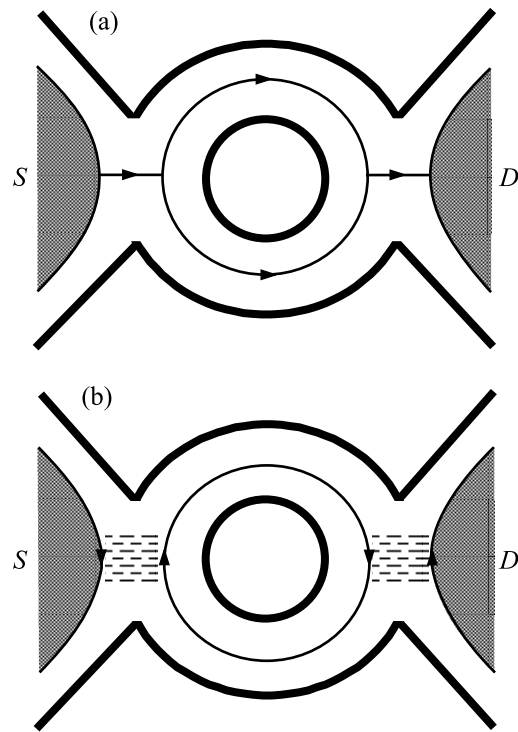


Рис.1. (а) Схема движения носителей заряда в кольце в слабом магнитном поле. (б) Схема переноса носителей заряда в кольце в условиях туннельно-связанных краевых токовых состояний. Штрихами выделены области туннелирования между краевыми состояниями. Серым цветом выделены области 2ДЕГ

чие в транспорте через кольцо должно проявляться в первую очередь в температурной зависимости эффекта Ааронова–Бома. Это следует из того, что в некиральной системе \hbar/e -осцилляции начнут подавляться в условиях, когда температурная длина L_T

¹⁾ e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

²⁾ O. Estibals and J. C. Portal.

станет меньше половины длины окружности $L/2$, а в киральной, когда L_T будет меньше L , где $L_T = \hbar v/k_B T$, а v – скорость Ферми. Интервал магнитных полей, в котором проявляются осцилляции Ааронова–Бома в баллистических кольцах, определяется шириной электронных каналов и при прочих равных условиях он тем шире, чем уже каналы [7, 8]. В связи с этим баллистические кольца с узкими электронными каналами позволяют проследить весь переход от некиральной системы к киральной с увеличением B . Настоящая работа направлена на изучение температурной зависимости эффекта Ааронова–Бома в таких кольцах и экспериментальное обнаружение роли киральности в подавлении амплитуды h/e -осцилляций с ростом температуры.

Исследуемые интерферометры изготавливались на основе 2ДЭГ в одиночных GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами [9]. Двумерный электронный газ в таких структурах, в отличие от газа в GaAs/AlGaAs гетеропереходе, может иметь одновременно высокую подвижность и концентрацию, что позволяет на его основе изготавливать баллистические кольца с субмикронными размерами [10]. Концентрация и подвижность 2ДЭГ в исходной структуре, выращенной при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии, составляли при $T = 4.2$ К соответственно: $n_s = 1.8 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ и $\mu = 4 \cdot 10^5$ см 2 /Вс. Схематический вид интерферометра представлен на рис.2а. Двойные мостики, имеющие ширину 50 мкм и расстояние между потенциометрическими выводами 100 мкм, изготавливалось с использованием оптической литографии и жидкостного травления. Кольцо размещалось между двумя парами потенциометрических выводов и изготавливалось при помощи электронно-лучевой литографии и “сухого” травления. Эффективный радиус колец, определенный из периода h/e -осцилляций, составлял $r_{eff} = 0.13 \div 0.15$ мкм и с этой точностью совпадал со средним радиусом, заданным электронно-лучевой литографией. Эксперименты проводились в интервале магнитных полей от 0 до 15 Тл в диапазоне температур 0.1 \div 10 К.

На рис.2б представлены магнетопольные зависимости продольного (R_{23}) и поперечного (R_{37}) сопротивлений кольцевого интерферометра при $T = 1.4$ К в интервале B от 0 до 15 Тл. Как видно из рисунка, поперечное сопротивление 2ДЭГ (R_{37}) в магнитном поле более 5 Тл принимает квантованные значения. Однако в четырехточечном сопротивлении кольца (R_{23}) квантование не проявляется вплоть до 15 Тл. Это означает, что в условиях сильного магнитного поля в наиболее узких областях интерферометра, рас-

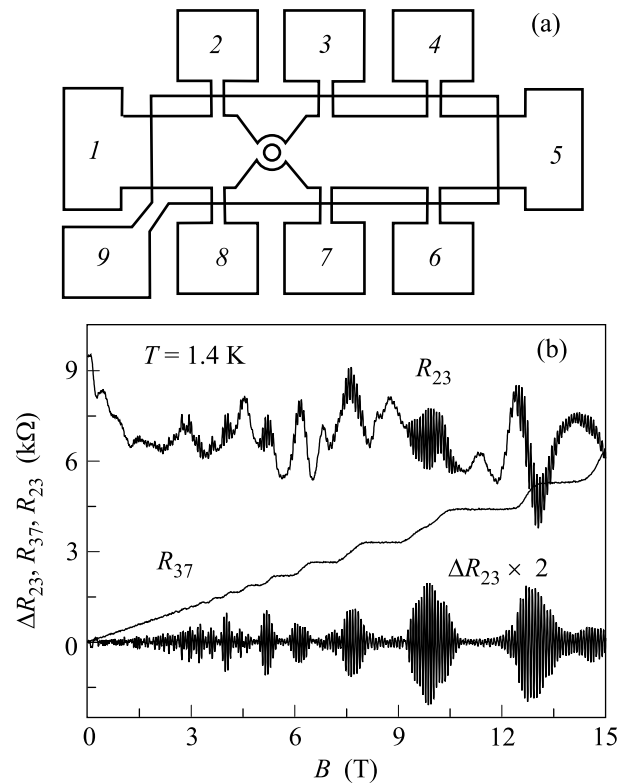


Рис.2. (а) Схематическое изображение кольцевого интерферометра. 1, 5 – токовые выводы, 2, 3, 4, 6, 7, 8 – потенциометрические выводы и 9 – тонкопленочный металлический затвор. (б) Экспериментальные зависимости $R_{23}(B)$, $R_{37}(B)$ и разницы $\Delta R_{23}(B)$ между экспериментальной и сглаженной кривыми при $T = 1.4$ К

положенных на входе/выходе в кольцо и в сужениях проводящих каналов [10, 11], реализуется ситуация туннельно-связанных краевых токовых состояний [12]. Особенностью эффекта Ааронова–Бома в исследуемых интерферометрах является то, что h/e -осцилляции (ΔR_{23}) в них наиболее ярко проявляются в ситуации, когда уровень Ферми в двумерных областях истока (S) и стока (D) совпадает с энергией последнего, наполовину заполненного уровня Ландау. Это хорошо видно на рис.3а, где показано, что амплитуда осцилляций Ааронова–Бома коррелирует с осцилляциями Шубникова–де Гааза. Результаты быстрого фурье-анализа для различных интервалов магнитного поля представлены на рис.3б. Из кривых следует, что с ростом магнитного поля наблюдаются не только увеличение амплитуды пика, но и его сдвиг в низкочастотную область.

На рис.4а приведены зависимости периодической компоненты проводимости кольца $\Delta G(B)$ для двух различных температур. Видно, что в более высоких полях амплитуда h/e -осцилляций с ростом темпера-

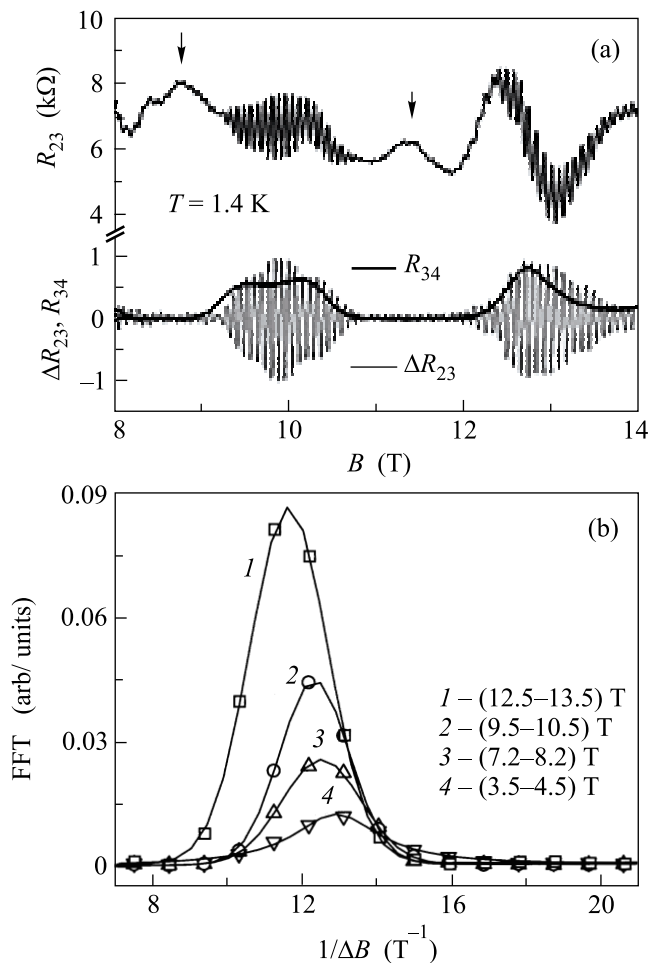


Рис. 3. (а) Зависимости $R_{23}(B)$, $R_{34}(B)$ и $\Delta R_{23}(B)$ при $T = 1.4$ К. Стрелками указаны максимумы на кривой $R_{23}(B)$, расположенные в интервалах полей, где $R_{34}(B) = 0$. (б) Результаты быстрого фурье-анализа зависимости $\Delta R_{23}(B)$ в различных интервалах магнитных полей, аппроксимированные пиком Лоренца. 1 – $12.5 \div 13.5$ Тл; 2 – $9.5 \div 10.5$ Тл; 3 – $7.2 \div 8.2$ Тл и 4 – $3.5 \div 4.5$ Тл

туры падает существенней, чем в интервале, расположенном в меньшем магнитном поле. Кроме того, в интервале B , расположенном в более высоких полях, наблюдается “сдвиг” осцилляций Ааронова–Бома при изменении температуры, который отсутствует в слабых магнитных полях. Рис. 4б показывает, что температурные зависимости относительной амплитуды осцилляций Ааронова–Бома G_{AB}/G_{AB0} , где G_{AB0} – амплитуда h/e -осцилляций при $T = 0.1$ К, с ростом магнитного поля становятся более крутыми.

Как отмечалось выше, одной из особенностей изучаемых интерферометров является то, что амплитуда h/e -осцилляций в них коррелирует с осцилляциями Шубникова–де Гааза в областях 2ДЭГ, приле-

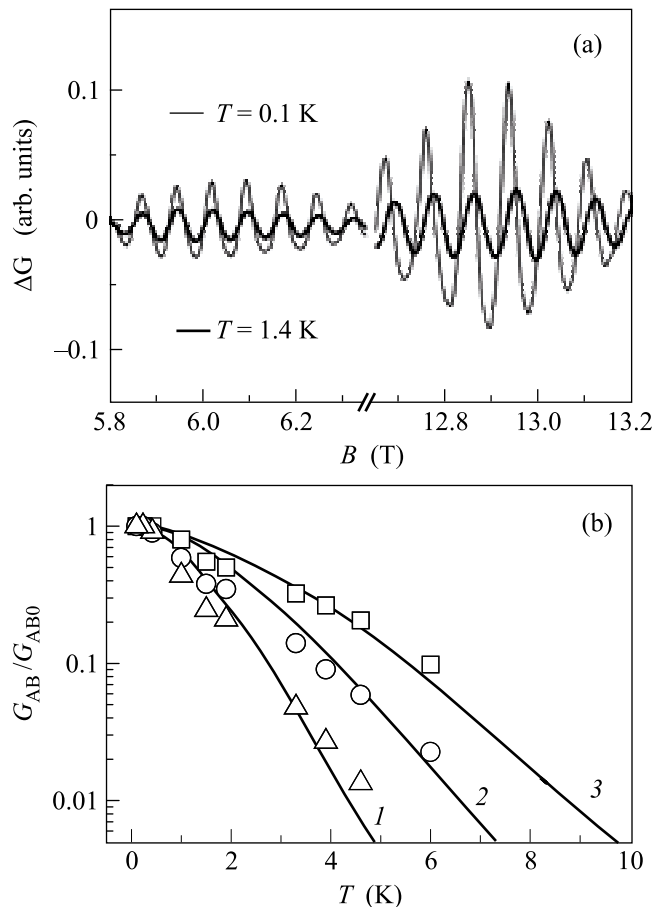


Рис. 4. (а) Зависимости $\Delta G(B)$ в двух различных интервалах B при $T = 0.1$ и 1.4 К. (б) Температурные зависимости относительной амплитуды осцилляций Ааронова–Бома G_{AB}/G_{AB0} , где $G_{AB0} = G_{AB}(0.1 \text{ К})$, в различных интервалах B : Квадрат – $2.8 \div 3.3$ Тл; кружок – $7.2 \div 7.7$ Тл и треугольник – $12.7 \div 13.2$ Тл. Результаты расчета по формуле: $G_{AB}/G_{AB0} = (T/T_0) / \sinh(T/T_0)$ из работы [6]. 1 – $T_0 = 0.6$ К; 2 – $T_0 = 0.9$ К и 3 – $T_0 = 1.2$ К

гающих к кольцу. Возрастание сопротивления R_{23} в интервалах B , где осцилляции Ааронова–Бома подавлены (рис. 3а), а сопротивление R_{34} сводится к нулю, позволяет предположить, что такая корреляция обусловлена увеличением обратного рассеяния в условиях, когда в областях истока и стока реализуется квантовый эффект Холла. Однозначная интерпретация наблюдаемой в эксперименте корреляции требует построения модели этого явления и не является предметом настоящей работы.

Увеличение периода h/e -осцилляций с ростом B (рис. 3б), как и в работах [7, 8], мы связываем с уменьшением эффективного радиуса замкнутого краевого состояния кольца, через которое туннелируют электроны. Такое поведение, свидетельствующее

щее о формировании краевых состояний, указывает на изменение киральности ферми-системы с возрастанием магнитного поля. Различие в температурных зависимостях эффекта Ааронова–Бома в слабом магнитном поле и в условиях туннельно-связанных краевых токовых состояний (рис.4б) мы также связываем с изменением киральности.

Теоретический анализ температурной зависимости эффекта Ааронова–Бома в киральной ферми-системе сделан в работах [5, 6]. Амплитуда h/e -осцилляций в такой системе определяется длинами L и L_T . В нашем случае $L = 2\pi r_{eff}$. В условиях, когда $L_T \gg L$, амплитуда h/e -осцилляций имеет максимальную величину и не зависит от T . В противоположном случае, когда $L_T \ll L$, когерентные процессы полностью подавлены и эффект Ааронова–Бома не проявляется. Характерная температура, разделяющая эти крайние случаи, определяется соотношением [6] $T_0 = \hbar v / \pi k_B L$. Эта характерная температура при прочих равных условиях будет тем выше, чем меньше L . Выше отмечалось, что в отличие от ситуации туннельно-связанных краевых состояний, в условиях слабого магнитного поля, когда ферми-система не является киральной, T_0 будет определяться уже не всей длиной L , а ее половиной. Это означает, что величина T_0 должна изменяться при переходе от слабого магнитного поля к сильному в два раза. В работе [6] было показано, что амплитуда осцилляций Ааронова–Бома, нормированная на ее величину при нулевой температуре, описывается соотношением $G_{AB}/G_{AB0} = (T/T_0) / \sinh(T/T_0)$. Представленные на рис.4б кривые 1, 2 и 3 рассчитаны по этой формуле для различных величин T_0 . Видно, что экспериментальные температурные зависимости согласуются с теоретическими. При этом подгоночный параметр T_0 с ростом магнитного поля уменьшается с 1.2 до 0.6 К, то есть величина T_0 в исследуемых кольцевых интерферометрах в условиях слабого магнитного поля и в режиме туннельно-связанных краевых токовых состояний отличается приблизительно в два раза, что согласуется с изменением киральности ферми-системы.

Таким образом, экспериментально исследованы температурные зависимости эффекта Ааронова–Бома в субмикронных кольцах с узкими проводящими каналами в диапазоне магнитных полей от 0 до 15 Тл. В исследуемых интерферометрах в сильном магнитном поле при увеличении температуры наблюдается не только подавление осцилляций Ааронова–Бома, но и их сдвиг. Обнаружено различие наклонов температурных зависимостей амплитуды h/e -осцилляций в условиях слабого магнитного поля и в ситуации туннельно-связанных краевых токовых состояний. Полученные экспериментальные данные объясняются изменением киральности ферми-системы с ростом магнитного поля и согласуются с теоретическими результатами работы [6].

Авторы благодарят М. В. Энтина за плодотворные обсуждения результатов работы.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект # 01-02-16892

-
1. A. D. Stone, Phys. Rev. Lett. **54**, 2692 (1985).
 2. R. A. Webb, S. Washburn, C. P. Umbach, and R. B. Laibowitz, Phys. Rev. Lett. **54**, 2696 (1985).
 3. W.-C. Tan and J. C. Inkson, Phys. Rev. **B53**, 6947 (1996).
 4. A. A. Bykov, Z. D. Kvon, and E. B. Olshanetskii, Inst. Phys. Conf. Ser. **145**, 909 (1996).
 5. M. R. Geller, D. Loss, and G. Kirczenow, Phys. Rev. Lett. **77**, 5110 (1996).
 6. M. R. Geller and D. Loss, Phys. Rev. **B56**, 9692 (1997).
 7. G. Timp, P. M. Mankiewich, P. de Vegvar et al., Phys. Rev. **B39**, 6227 (1989).
 8. O. Estibals, A. A. Bykov, A. K. Bakarov et al., Inst. Phys. Conf. Ser. **171**, B1 (2003).
 9. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Л. В. Литвин, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **72**, 300 (2000).
 10. А. А. Быков, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 36 (2003).
 11. А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев, Л. В. Литвин и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 631 (2000).
 12. А. А. Быков, З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 897 (1993).