

## Кулоновские осцилляции кондактанса открытого кольцевого интерферометра в сильном магнитном поле

А. А. Быков<sup>1)</sup>, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров, О. Естибаль<sup>+2)</sup>, Ж. К. Портал<sup>+2)</sup>

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

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

Поступила в редакцию 15 октября 2003 г.

В условиях туннельно-связанных краевых токовых состояний в открытом кольцевом интерферометре обнаружены осцилляции кондактанса по затворному напряжению с двумя существенно отличающимися периодами. Показано, что осцилляции с большим периодом обусловлены туннелированием электронов между областями стока и истока через замкнутое краевое состояние кольца, когда через его контур на уровне энергии Ферми проходит целое число квантов магнитного потока. Осцилляции с меньшим периодом объясняются влиянием одноэлектронных вариаций потенциала кольца на прозрачность барьеров между локализованными и делокализованными краевыми состояниями интерферометра.

PACS: 73.23.–b, 73.40.Gk

Настоящая работа направлена на экспериментальное изучение транспортных свойств субмикронных колец в условиях туннельно-связанных краевых токовых состояний. В этих условиях в кольцевых электронных интерферометрах наблюдается удвоение частоты осцилляций Ааронова–Бома [1, 2], причина которого до сих пор остается дискуссионной. Подобное удвоение наблюдается и в магнетопроводимости антиточек [3, 4]. В статье [4] оно объясняется кулоновской блокадой процессов туннелирования через замкнутые сжимаемые краевые состояния, возникающие в условиях сильного магнитного поля вдоль краев двумерного электронного газа (ДЭГ) [5]. Однако ряд экспериментальных результатов объясняется вне рамок модели сжимаемых краевых состояний [6], что оставляет вопрос о кулоновской блокаде и соответственно о причинах удвоения частоты осцилляций Ааронова–Бома в кольцах в условиях сильного магнитного поля открытым.

Схематический вид интерферометра изображен на рис. 1а. Исследуемые образцы изготавливались на основе ДЭГ с высокими подвижностью и концентрацией в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами [7]. X-электроны, возникающие в таких барьерах и имеющие малую концентрацию и подвижность, практически не вносят вклад в проводимость структуры, но благодаря экранировке рассеивающего потенциала легирующей примеси позволяют существенно увеличивать концентрацию ДЭГ в

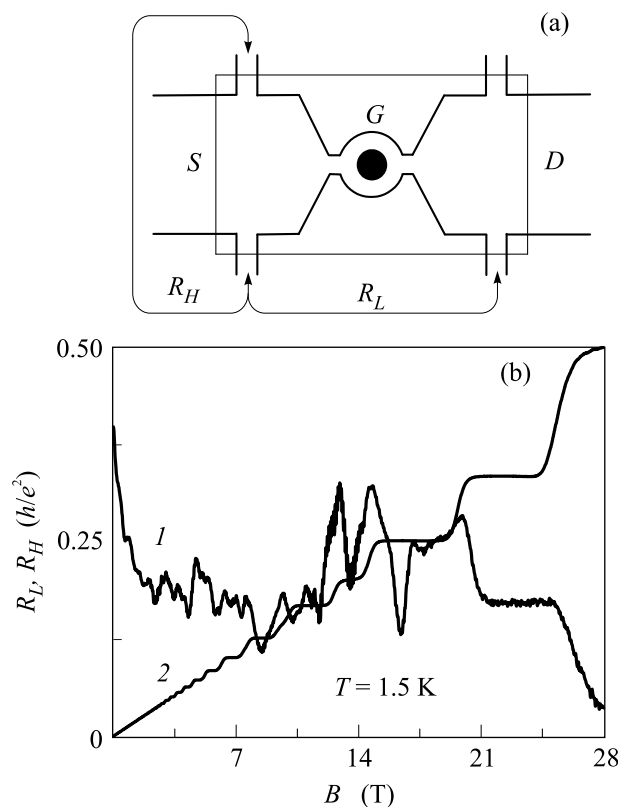


Рис. 1. (а) Схематический вид кольцевого интерферометра.  $S$ ,  $D$  и  $G$  обозначают исток, сток и тонкопленочный металлический затвор, соответственно. (б) Зависимости  $R_L(B)$  (1) и  $R_H(B)$  (2) кольцевого интерферометра в открытом режиме при  $T = 1.5$  K

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

<sup>2)</sup> O. Estibals and J. C. Portal.

GaAs квантовой яме без уменьшения подвижности. Эффективный радиус колец, определенный из перио-

да  $h/e$ -осцилляций, был порядка,  $r_{\text{eff}} \simeq 0.13$  мкм. В качестве затвора использовалась двухслойная Au/Ti металлическая пленка. Эксперименты проводились при температурах от 50 мК до 1.5 К в магнитных полях до 28 Тл. Сопротивление измерялось на переменном токе при помощи фазочувствительного усилителя по четырехточечной схеме.

На рис.1б представлены зависимости продольного ( $R_L$ ) и поперечного ( $R_H$ ) сопротивлений интерферометра в открытом режиме в диапазоне  $B$  от 0 до 28 Тл. Вблизи нулевого магнитного поля в таких кольцах проявляется отрицательное магнетосопротивление, обусловленное подавлением резонансного обратного рассеяния в областях треугольной формы, расположенных в местах разветвления электронных каналов [2, 8, 9]. Осцилляции Ааронова–Бома в изучаемых интерферометрах в этом режиме проявляются в магнитном поле до  $17 \div 21$  Тл, выше которого краевые состояния в каналах кольца разделяются, и транспорт становится адиабатическим. В полях более 20 Тл  $R_L$  принимает квантованные значения ( $h/4e^2$  и  $h/6e^2$ ), а в поле более 28 Тл его величина стремится к нулю. На рис.2а представлены кривые  $R_L(B)$  в туннельном режиме и в области промежуточной проводимости. В последнем случае, как это показано на рис.2б, в интерферометре проявляется эффект удвоения частоты осцилляций Ааронова–Бома.

На рис.3а приведены зависимости  $R_L(B)$  открытого кольца и его периодической компоненты  $\Delta R_L(B)$  при температуре 50 мК. Видно, что амплитуда осцилляций Ааронова–Бома возрастает при увеличении  $B$  от 0 до 10 Тл. Такое поведение мы связываем с подавлением обратного геометрического рассеяния на входе (выходе) в кольцо. Зависимости контактанса кольцевого интерферометра в сильном магнитном поле, вычисленные по формуле работы [10],  $G = 1/(R_L + R_H)$ , представлены на рис.3б. Как следует из экспериментальных кривых, эффект удвоения частоты осцилляций Ааронова–Бома при  $T = 50$  мК начинает проявляться в полях более 14.5 Тл.

Зависимости контактанса кольцевого интерферометра от величины напряжения на планарном затворе приведены на рис.4а. Из рисунка видно, что в зависимостях  $G(V_g)$  проявляются квазипериодические осцилляции сложной формы, имеющие амплитуду приблизительно равную амплитуде  $h/e$ -осцилляций в зависимостях  $G(B)$ , и период около  $25 \div 30$  мВ. Однако в отличие от подобных зависимостей для антиточек [6] вершины этих осцилляций “изрезаны”. При этом подробные экспериментальные исследования показали, что осцилляции с периодом  $25 \div 30$  мВ

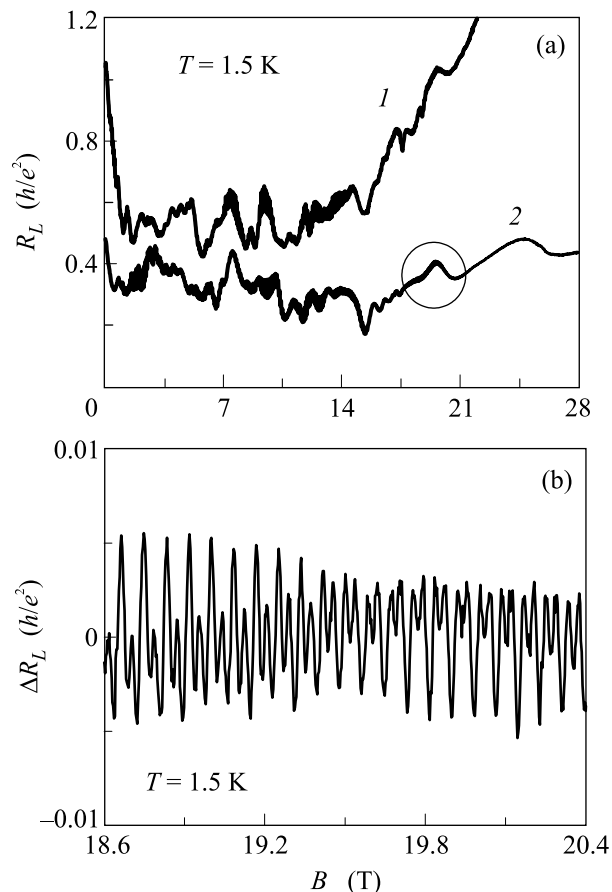


Рис.2. (а) Экспериментальные зависимости  $R_L(B)$  при  $T = 1.5$  К в закрытом кольце (1) и в промежуточной ситуации между открытым и закрытым кольцом (2). Окружностью указана область удвоения частоты осцилляций Ааронова–Бома. (б) Зависимость разницы  $\Delta R_L(B)$  между экспериментальной и сглаженной кривыми в области, выделенной окружностью

для различных величин  $B$  сдвигаются, а более высокочастотные осцилляции свое положение не изменяют.

Перейдем к обсуждению полученных экспериментальных результатов.  $R_L$  и  $R_H$  исследуемых интерферометров в условиях целочисленного квантового эффекта Холла выражаются соотношениями [10]  $R_L = (h/e^2)(1/N_{\text{min}} - 1/N_{\text{wide}})$  и  $R_H = (h/e^2)/N_{\text{wide}}$ , где  $N_{\text{min}}$  и  $N_{\text{wide}}$  – число занятых уровней Ландау в кольце и широкой части образца, соответственно. Исходя из величин  $R_H$  и  $R_L$  и используя приведенные выше соотношения, можно заключить, что при  $B > 21$  Тл транспорт в открытом интерферометре происходит в адиабатическом режиме по двум крайним состояниям (рис.1б). При этом в поле  $B \sim 28$  Тл число занятых уровней в области потенциометрических выводов и в кольце равно двум, то есть  $N_{\text{wide}} =$

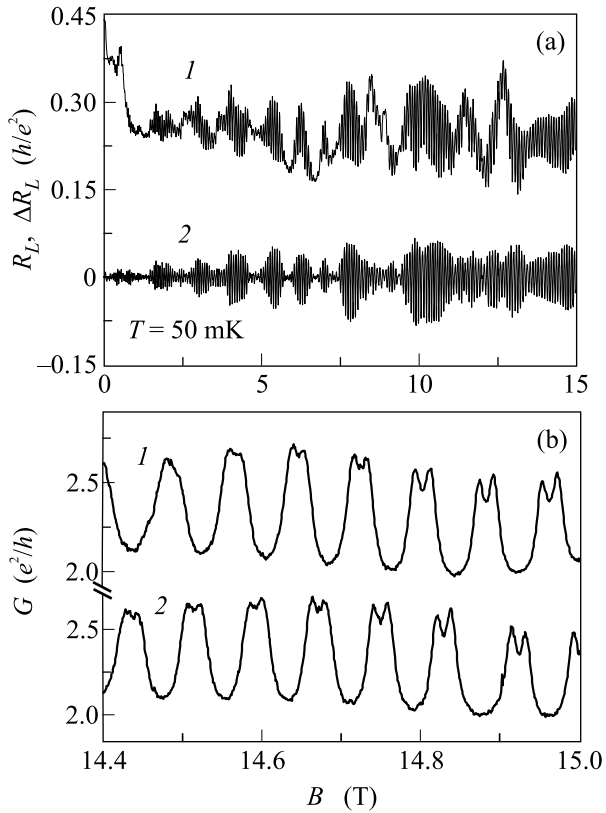


Рис.3. (а) Экспериментальная зависимость  $R_L(B)$  (1) при  $T = 50$  мК. Зависимость разницы  $\Delta R_L(B)$  между экспериментальной и сглаженной кривыми (2). (б) Зависимости  $G(B)$  при  $T = 50$  мК для двух различных затворных напряжений: 1 –  $V_g = 0$  и 2 –  $V_g = 15$  мВ

$= N_{\min} = 2$ . С понижением  $B$  число занятых уровней Ландау в кольце остается равным двум вплоть до 17 Тл. В более низких полях квантование  $R_L$  отсутствует, и в открытом интерферометре возникает ситуация туннельно-связанных краевых токовых состояний. Осцилляции Ааронова–Бома, как это видно на рис.3б, в диапазоне  $B$  от 14.4 Тл до 15 Тл проявляются в виде расщепленных пиков на фоне удвоенного кванта кондактанса. Это означает, что они обусловлены туннелированием носителей заряда из областей истока ( $S$ ) и стока ( $D$ ) через замкнутое состояние в кольце, а число делокализованных краевых состояний, проходящих через кольцо, равно двум. В этой области полей величина  $R_H$  принимает квантованное значение, а число уровней в областях истока и стока равно  $N_{\text{wide}} = (h/e^2)/R_H = 5$ . Схема краевых токовых состояний в интерферометре, отражающая описанную выше ситуацию, представлена на рис.4б.

На рис.4а представлены зависимости  $G(V_g)$  для двух значений  $B$ , отличающихся приблизительно на  $\Delta B = \Phi_0 \pi r_{\text{eff}}^2 / 2$ , где  $\Phi_0$  – квант магнитного пото-

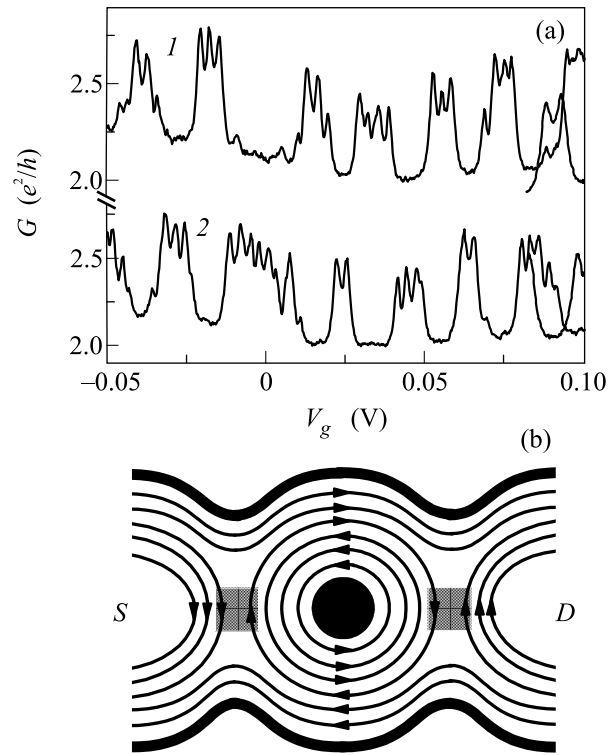


Рис.4. (а) Зависимости  $G(V_g)$  для двух величин  $B$ , отличающихся на  $\Delta B \sim \Phi_0 \pi r_{\text{eff}}^2 / 2$ . 1 –  $B = 15$  Тл и 2 –  $B = 14.95$  Тл. (б) Схема краевых состояний в кольцевом интерферометре при  $B \sim 15$  Тл в диапазоне  $V_g$  от  $-0.05$  В до 0.1 В. Черным цветом изображены области травления, стрелками указаны направления движения электронов по краевым состояниям, а серым цветом выделены области туннелирования между ними

ка, а  $\pi r_{\text{eff}}^2$  – эффективная площадь кольца. В этом случае, как следует из эксперимента, кривые сдвигаются на половину большого периода по  $V_g$ . Необходимо отметить, что кривые  $G(V_g)$  для двух магнитных полей, отличающихся на величину  $\Delta B = \Phi_0 \pi r_{\text{eff}}^2$ , практически совпадали. Также совпадали и кривые  $G(B)$  для двух затворных напряжений, отличающихся на величину  $25 \div 30$  мВ, и сдвигались по магнитному полю на половину периода  $h/e$ -осцилляций  $\Delta B = \Phi_0 \pi r_{\text{eff}}^2 / 2$  для двух  $V_g$ , отличающихся на  $\sim 15$  мВ, как это представлено на рис.3б. Такое поведение позволяет заключить, что осцилляции в зависимостях  $G(V_g)$ , имеющие период  $25 \div 30$  мВ, обусловлены туннелированием из  $S$  в  $D$  через замкнутое краевое состояние, когда через его контур на уровне энергии Ферми проходит целое число квантов магнитного потока. Наблюдаемое в зависимостях  $G(B)$  расщепление  $h/e$ -осцилляций (рис.3б) качественно может быть объяснено в рамках схемы, изображенной на рис.4б, с использованием одночастичной

модели краевых токовых состояний [11]. Однако проявление в зависимостях  $G(V_g)$  компоненты с периодом около 3 мВ в рамках такой упрощенной модели объяснить не удастся. Не удастся объяснить наличие компоненты с периодом  $\sim 3$  мВ и трансформацией одночастичного энергетического спектра кольца при зарядке замкнутых сжимаемых состояний, как это было сделано при интерпретации удвоения частоты осцилляций Ааронова–Бома в антиточках [3, 4].

Мы считаем, что наиболее непротиворечивым объяснением “изрезанности” пиков пропускания в зависимостях  $G(V_g)$  являются одноэлектронные вариации самосогласованного потенциала кольца, которые приводят к периодическому изменению величины баллистического тока через замкнутое краевое состояние, туннельно-связанное с областями  $S$  и  $D$ . Качественно похожая модель была предложена недавно для объяснения кулоновских осцилляций баллистического кондактанса открытой квантовой точки в нулевом магнитном поле [12]. Синхронное с одноэлектронными вариациями изменение прозрачности интерферометра происходит, вероятнее всего, в областях, выделенных на рис. 4b серым цветом, где внешнее замкнутое краевое состояние “соприкасается” с делокализованными состояниями в двумерных областях стока и истока. Представляется логичным, что одноэлектронные вариации потенциала кольца приводят к периодическому изменению расстояния между краевыми состояниями в этих областях, управляя проводимостью интерферометра, аналогично тому, как это происходит в точечном контакте, размещенном в непосредственной близости от квантовой точки [13]. Однако такое качественное рассмотрение не дает ответа на вопрос о микроскопических причинах одноэлектронных вариаций в кольце. Кулоновская блокада туннелирования через замкнутые сжимаемые краевые состояния в открытой системе наблюдалась в работе [14]. Если принять, что в исследуемых кольцах реализуется подобный механизм одноэлектронных вариаций, то зависимости  $G(B)$  и  $G(V_g)$  должны быть похожими, чего не наблюдается в эксперименте.

В нашей структуре имеется два слоя  $X$ -электронов, расположенные в сверхрешеточных AlAs/GaAs барьерах по обе стороны от GaAs квантовой ямой с двумерным газом  $\Gamma$ -электронов. В связи с этим причиной одноэлектронных вариаций в интерферометре мы считаем не кулоновскую блокаду туннелирования через замкнутые сжимаемые краевые состояния баллистического  $\Gamma$ -кольца, а зарядку диффузионных  $X$ -колец, или одного из них, расположенных в AlAs/GaAs барьерах.  $\Gamma$ -кольцо находится между

двумя  $X$ -кольцами, одно из которых в свою очередь находится между затвором и  $\Gamma$ -кольцом. Это значит, что это  $X$ -кольцо будет переходить в режим туннелирования при более низких  $V_g$  по сравнению с  $\Gamma$ -кольцом, расположенным под ним. Подвижность и концентрация  $X$ -электронов существенно меньше, чем  $\Gamma$ -электронов, и поэтому вклад  $X$ -колец в проводимость интерферометра даже в открытом режиме пренебрежимо мал, тем более он не существует в туннельном режиме. Однако кулоновская зарядка этих колец, или одного из них, будет приводить к одноэлектронным вариациям самосогласованного потенциала  $\Gamma$ -кольца и, соответственно, проявляться в его проводимости. Такая причина возникновения короткопериодных осцилляций в зависимостях  $G(V_g)$  подтверждается тем фактом, что их период совпадает с периодом одноэлектронных осцилляций в проводимости кольца идентичных размеров, когда треугольные квантовые точки в нем, на которые разбивается кольцо в туннельном режиме, заряжаются как единое целое [15]. То есть, полученные нами экспериментальные результаты могут быть объяснены в рамках одночастичной модели туннельно-связанных краевых токовых состояний без привлечения модели сжимаемых краевых состояний в согласии с результатами работ [6, 11]. Нам представляется возможным качественное объяснение и результатов работ [3, 4, 14] в рамках одночастичной модели при учете эффектов зарядки в легированных слоях микроструктур.

Таким образом, впервые в открытом кольцевом интерферометре в условиях туннельно-связанных краевых токовых состояний обнаружены осцилляции кондактанса по напряжению на затворе с двумя отличающимися на порядок периодами. Установлено, что больший период ( $\sim 30$  мВ) соответствует туннелированию носителей заряда между областями стока и истока через внешнее замкнутое краевое состояние кольца. Осцилляции с меньшим периодом ( $\sim 3$  мВ) качественно объясняются влиянием одноэлектронных вариаций самосогласованного потенциала кольца на баллистический ток через него.

Авторы благодарят В. А. Ткаченко и О. А. Ткаченко за плодотворные обсуждения результатов работы. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект # 01–02–16892 и программой “Физика твердотельных наноструктур”.

1. А. А. Быков, З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий и др., Письма в ЖЭТФ 58, 897 (1993).

2. А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев, Л. В. Литвин и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 631 (2000).
3. C. J. B. Ford, P. J. Simpson, I. Zailer et al., Phys. Rev. **B49**, 17456 (1994).
4. M. Kataoka, C. J. B. Ford, G. Faini et al., Phys. Rev. **B62**, R4817 (2000).
5. D. B. Chklovskii, V. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, Phys. Rev. **B46**, 4026 (1992).
6. I. Karakurt, V. J. Goldman, J. Liu, and A. Zaslavsky, Phys. Rev. Lett. **87**, 146801 (2001).
7. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Л. В. Литвин, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **72**, 300 (2000).
8. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 366 (2000).
9. А. А. Быков, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 36 (2003).
10. H. van Houten, C. W. J. Beenakker, P. H. M. Loosdrecht et al., Phys. Rev. **37**, 8534 (1988).
11. D. R. Mace, C. H. W. Barnes, G. Faini et al., Phys. Rev. **52**, R8672 (1995).
12. В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев, О. А. Ткаченко, Ч. Т. Лианг, Письма в ЖЭТФ **74**, 229 (2001).
13. M. Field, C. G. Smith, M. Papper et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 1311 (1993).
14. M. Kataoka, C. J. B. Ford, G. Faini et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 160 (1999).
15. В. А. Ткаченко, А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев и др., ЖЭТФ **124**, 351 (2003).