

Резонансное обратное рассеяние в субмикронных кольцах

А. А. Быков¹⁾, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров, 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 5 июня 2003 г.

В субмикронных кольцах, изготовленных на основе двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, обнаружены квазипериодические пики сопротивления по затворному напряжению, исчезающие в магнитных полях более 1 Тл. Наблюдаемое в максимумах пиков отрицательное магнетосопротивление объясняется подавлением магнитным полем резонансного обратного рассеяния, возникающего в треугольных квантовых точках, расположенных в областях разветвления кольцевого интерферометра.

PACS: 73.23.-b, 73.40.Gk

Одним из классических примеров проявления обратного рассеяния носителей заряда в полупроводниковых микроструктурах является отрицательное четырехточечное магнетосопротивление, возникающее в сужении высокоподвижного двумерного электронного газа (ДЭГ) [1]. Это отрицательное магнетосопротивление (ОМС) имеет классическую природу и связано с увеличением вероятности прохождения носителей заряда через сужение при уменьшении циклотронного радиуса. Зависимость четырехточечного сопротивления от затворного напряжения, $R_{4t}(V_g)$ в этом случае обусловлена изменением концентрации ДЭГ и ширины сужения, и имеет монотонный, нерезонансный характер.

В настоящей работе экспериментально установлено, что при низких температурах в зависимости $R_{4t}(V_g)$ субмикронных колец, изготовленных на базе высокоподвижного ДЭГ, наблюдаются квазипериодические пики сопротивления, исчезающие при повышении магнитного поля. Наблюдаемое в максимумах пиков ОМС объясняется подавлением магнитным полем резонансного обратного рассеяния, возникающего в изучаемых кольцах при определенных затворных напряжениях.

Исследуемые кольца изготавливались на основе ДЭГ в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами [2–4] при помощи электронно-лучевой литографии и ионно-плазменного травления. Подвижность и концентрация ДЭГ в исходной структуре, выращенной при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии, составляли при температуре 4.2 К: $\mu = 4 \cdot 10^5$ см²/Вс и $n_s = 1.6 \cdot 10^{12}$ см⁻². Изображение кольца,

полученное при помощи атомно-силового микроскопа (АСМ), представлено на рис.1а. Эффективный ради-

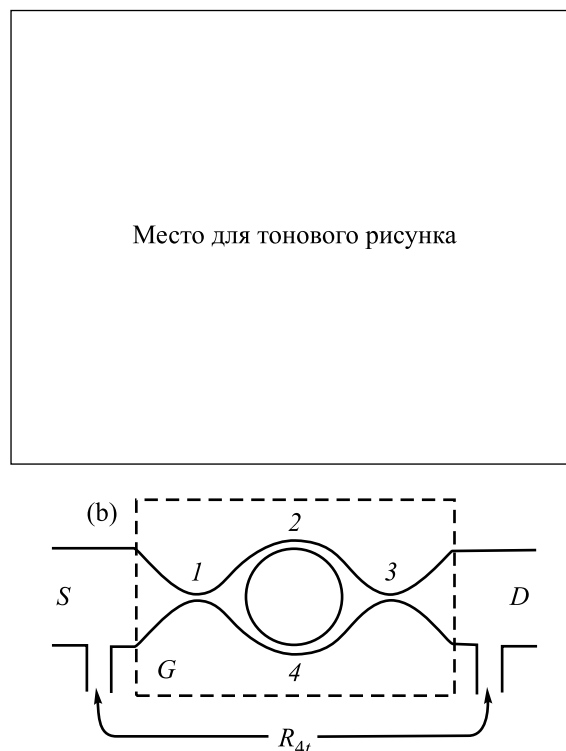


Рис.1. (а) АСМ-изображение кольцевой структуры. (б) Схематическое изображение кольца: 1 и 3 – входное и выходное сужения, соединяющие кольцо с широкими областями ДЭГ, 2 и 4 – сужения, возникающие в самом кольце; S, D и G обозначают исток, сток и планарный затвор, соответственно

ус колец, определенный из периода h/e -осцилляций, был порядка $r_{\text{eff}} \simeq 0.13$ мкм. В качестве планарно-

¹⁾ e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

²⁾ О. Estibals, J. C. Portal.

го затвора использовался AuTi/GaAs барьер Шоттки. Эксперименты проводились в диапазоне температур от 0.1 до 30 К в магнитных полях до 5 Тл. Сопротивление измерялось по четырехточечной схеме.

На рис.1b изображен схематический вид кольца с учетом областей обеднения, возникающих вдоль краев травления. Интерферометр имеет четыре перешейка, разбивающих кольцо в туннельном режиме на две квантовые точки треугольной формы [5, 6]. На рис.1b номерами 1 и 3 обозначены сужения на входе и выходе кольца, а номерами 2 и 4 – сужения в самом кольце (плечах интерферометра). Исходя из АСМ-изображения, перешейки 1 и 3 должны иметь большее сопротивление, чем перешейки 2 и 4, так как поверхность полупроводниковой структуры на входе и выходе интерферометра имеет небольшие протравленные углубления [7].

Результаты измерения R_{4t} в зависимости от затворного напряжения для различных величин магнитного поля приведены на рис.2а. На зависимости для нулевого магнитного поля отчетливо видны пики запираения, отстоящие друг от друга на величину порядка $0.05 \div 0.07$ В, полностью исчезающие в магнитных полях свыше 2 Тл. Пики запираения на фоне монотонно улучшающегося с ростом V_g прохождения, связаны, по нашему мнению, с резонансами в треугольных квантовых точках, которые, как следует из электростатических расчетов [5, 7], имеются на входе и выходе малых колец. Наложение относительно слабого магнитного поля разрушает эти резонансы.

Магнетопольевые зависимости четырехточечного сопротивления для величин V_g , помеченных на рис.2а звездочками (в максимуме пика и в минимуме между пиками), показаны на рис.2b. На кривой 1, снятой в максимуме пика, хорошо видно резкое падение сопротивления с ростом магнитного поля до 0.5 Тл. Вне резонанса, чему соответствует кривая 2 на рис.2b, снятая в минимуме между пиками (см. рис.2а), величина магнетосопротивления изменяется слабо. ОМС, наблюдаемое в пиках, можно качественно объяснить подавлением магнитным полем обратного рассеяния в открытом бильярде треугольной формы [8], как это схематически поясняется на рисунке для одной (входной) квантовой точки в режиме пропускания, близком к открытому. При нулевом поле большинство электронов отражается от стенки треугольной квантовой ямы назад, тогда как наличие магнитного поля, искривляющего их траектории, повышает вероятность прохождения электронов через такую треугольную точку. Однако такая классическая модель не объясняет исчезновения ОМС в минимумах между пиками.

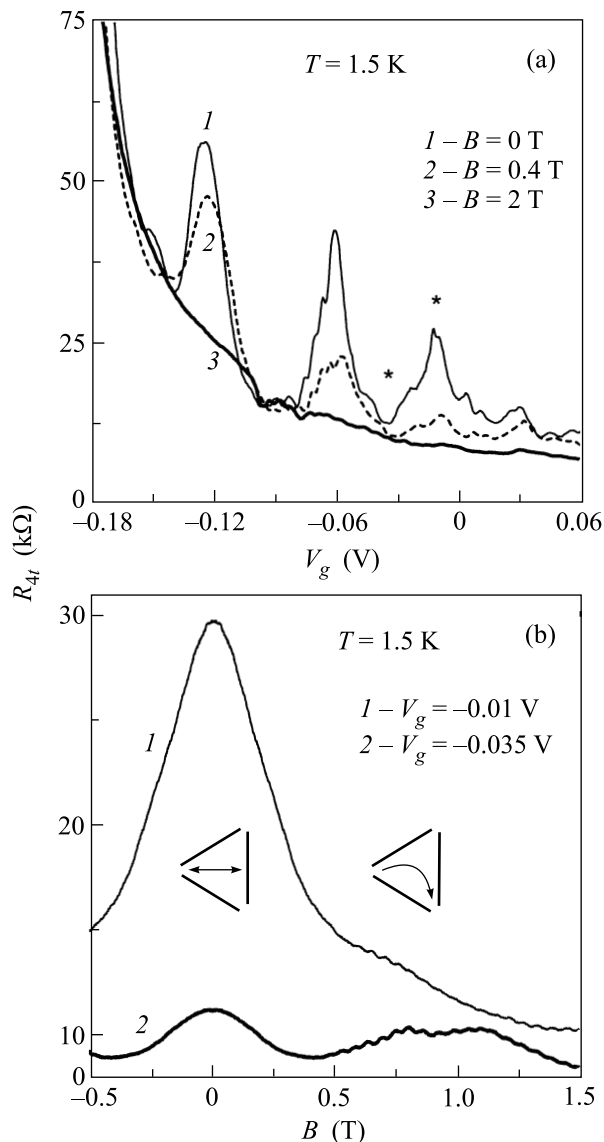


Рис.2. (а) Зависимость $R_{4t}(V_g)$ при $T = 1.5$ К в режиме, близком к открытому, для различных величин B : 1 – $B = 0$; 2 – $B = 0.4$ Тл и 3 – $B = 2.0$ Тл. Звездочками отмечены значения V_g , при которых измерялись зависимости $R_{4t}(B)$. (б) Зависимости $R_{4t}(B)$ при $T = 1.5$ К в максимуме пика по затворному напряжению (1) и в минимуме (2). На вставках схематически изображены классические траектории электронов в треугольной области без магнитного поля и при его наличии

Резонансы отражения в режиме пропускания, промежуточном между открытым и закрытым кольцами, изображенные на рис.2а, наблюдались вплоть до 30 К, а их амплитуда при температурах ниже 4.2 К практически не изменялась. Однако при более низких температурах в зависимостях $R_{4t}(V_g)$ в высокоомной области (в закрытом режиме) проявлялись пи-

ки, сопротивление в максимумах которых достигало $0.5 \div 1$ МОм. Характерная кривая $R_{4t}(V_g)$ при температуре 0.1 К представлена на рис.3а. Хорошо виден пик запирания величиной до 350 кОм. В закрытом ре-

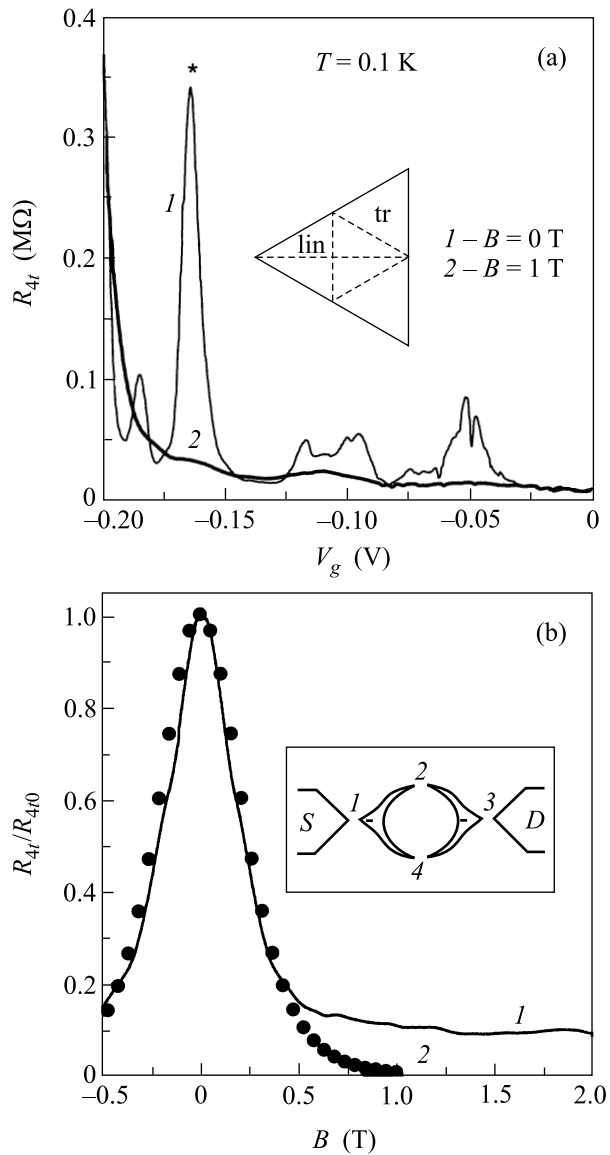


Рис.3. (а) Зависимость $R_{4t}(V_g)$ в закрытом режиме при $T = 0.1$ К для различных величин B : 1 – $B = 0$ Тл и 2 – $B = 1.0$ Тл. Звездочкой отмечен пик, для которого снималась зависимость $R_{4t}(B)$. На вставке схематически изображены два характерных квантовых состояния в закрытой треугольной области: “lin” и “tr”. (б) Экспериментальная зависимость $R_{4t}(B)$ кольца в закрытом режиме при $T = 0.1$ К для пика, помеченного на рис.3а звездочкой (1). Расчетная кривая, отвечающая модели Райха–Глазмана [10], с параметрами $B_0 = 2.0$ Тл и $B_1 = 0.294$ Тл (2). На вставке приведено схематическое изображение кольца с четырьмя туннельными перешейками

жиме, в местах сужений 1 и 3 (рис.1б), образуются туннельные перешейки, а само кольцо разбивается на две квантовые точки треугольной формы, латерально связанные друг с другом в плечах интерферометра. Запирание в такой ситуации явно проявляется лишь при понижении температуры. В этом случае, как следует из рис.3а, пики сопротивления в условиях резонансного отражения становятся более узкими и высокоомными.

Обсудим полученные результаты. В закрытом режиме анализ экспериментальных данных необходимо вести в терминах квантовых состояний в треугольных областях. В треугольной области, моделируемой Непон–Нейлес-потенциалом, в отсутствие магнитного поля, имеется три наиболее характерных состояния: “линейное”, “треугольное” и “улыбка” [9]. Эволюция именно этих трех состояний в магнитном поле, в основных чертах, и описывает характер прохождения электронов через треугольную область с изменением магнитного поля. В отсутствие магнитного поля наибольший вклад в запираение дает состояние с волновой функцией, локализованной в основном вдоль высоты треугольника (на вставке рис.3а оно обозначено как “lin”). “Хвосты” волновой функции такого состояния очень слабо перекрываются в угловых областях, где треугольники соединяются друг с другом, что значительно снижает вероятность прохождения электрона через интерферометр. Другим выделенным состоянием в треугольной области является “треугольное” состояние (обозначенное на вставке рис.3а, как “tr”), которое слабо связано со всеми тремя углами, поскольку оно локализовано в центральной области треугольника. Поэтому при магнитных полях, не слишком возмущающих пространственную структуру этого состояния, оно должно слабо влиять на транспорт через треугольную область [8]. Ход экспериментальной зависимости магнетосопротивления для закрытого режима работы кольца приведен на рис.3б.

Механизм ОМС в такой системе можно качественно описать моделью, предложенной М.Райхом и Л.Глазманом [10]. В этой модели магнитное поле значительно повышает связь состояний двух квантовых точек, туннельно связанных через седловой перешеек. В нашем случае две треугольные квантовые точки связаны двумя перешейками (они обозначены цифрами 2 и 4 на вставке рис.3б). Основную роль в транспорте играют состояния вблизи уровня Ферми. Связь этих состояний сильно зависит от перекрытия их волновых функций по обе стороны барьера. Без магнитного поля это перекрытие мало в силу того, что волновые функции на входном и выходном попе-

речных сечениях барьера быстро осциллируют с отличающимися периодами. В магнитном поле волновые функции приобретают дополнительную фазу, которая сближает периоды этих осцилляций, резко увеличивая перекрытие волновых функций. В результате магнитное поле значительно увеличивает связь квантовых точек, давая ОМС вида [10]

$$R(B)/R(0) = \exp(B^2/B_0^2)/\text{ch}^2(B/B_1).$$

На рис.3б представлена экспериментальная кривая ОМС для пика, помеченного звездочкой на рис.3а, и кривая, соответствующая модели Райха–Глазмана (обе кривые нормированы на величину сопротивления при нулевом магнитном поле). Параметры модели для расчетной кривой: $B_0 = 2.0$ Тл, $B_1 = 0.294$ Тл. Для этих параметров наблюдается хорошее совпадение экспериментальной и теоретической кривых в области малых полей $B \ll B_c$, где $B_c = B_0^2/B_1$ – поле, при котором по модели [10] достигается минимум магнетосопротивления.

Параметры B_0 и B_1 содержат в себе геометрические и энергетические характеристики как туннельных седловых перешейков между квантовыми точками, так и самих точек. Выбранные нами значения этих параметров качественно совпали с параметрами треугольных точек, найденными из модельных расчетов [7] для малых колец. Это сопоставление указывает на то, что седловые перешейки 2 и 4 являются узкими и вытянутыми. Такой вывод кажется естественным, если вспомнить о том, что до своего возникновения эти перешейки представляли собой открытые участки кольца с соответствующим профилем ограничивающего потенциала. К сожалению, сложный характер зависимостей параметров B_0 и B_1 от геометрии и энергетике седел не позволяет получить из сопоставления экспериментальной и расчетной кривых более определенную информацию о потенциальном рельефе туннельных перешейков.

Таким образом, в данной работе представлены экспериментальные результаты измерений транс-

порта носителей заряда через одиночные субмикронные кольца, изготовленные на основе высокоподвижного ДЭГ с высокой плотностью. Обнаружены квазипериодические пики запираения в зависимости от затворного напряжения. Такое поведение объясняется резонансным обратным рассеянием электронов в треугольных квантовых точках на входе и выходе кольца. ОМС в максимумах пиков качественно объясняется улучшением связи между треугольными точками с ростом магнитного поля и согласуется с моделью Райха–Глазмана.

Авторы благодарят А. В. Латышева за АСМ характеристику исследуемых колец, а В. А. Ткаченко и О. А. Ткаченко за плодотворные обсуждения результатов работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 01–02–16892.

-
1. H. van Houten, C. W. J. Beenakker, P. H. M. Loosdrecht et al., Phys. Rev. **37**, 8534 (1988).
 2. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
 3. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Л. В. Литвин, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **72**, 300 (2000).
 4. А. А. Вуков, О. Estibals, I. V. Marchishin et al., Physica **E12**, 778 (2002).
 5. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 366 (2000).
 6. А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев, Л. В. Литвин и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 631 (2000).
 7. В. А. Ткаченко, А. А. Быков, Д. Г. Бакшеев и др., ЖЭТФ **124**, 1 (2003).
 8. L. Christiansson, H. Linke, P. Omling et al., Phys. Rev. **B57**, 12306 (1998).
 9. M. Brack, R. K. Bhaduri, J. Law, and M. V. N. Murthy, Phys. Rev. Lett. **70**, 568 (1993).
 10. M. E. Raikh and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **75**, 128 (1995).