

Температурная зависимость осцилляций Ааронова–Бома в малых квазибаллистических интерферометрах

Е. Б. Ольшанецкий¹⁾, З. Д. Квон, Д. В. Щеглов, А. В. Латышев, А. И. Торопов, Ж. К. Портал^{*2)}

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

* GHML, MPI-FKF/CNRS, F-38042, Grenoble, France

Поступила в редакцию 16 мая 2005 г.

Исследована температурная зависимость осцилляций Ааронова–Бома малых кольцевых квазибаллистических интерферометров (эффективный радиус $R = 90\text{--}110\text{ нм}$) в широком диапазоне температур (0.34–9) К. Обнаружено, что она определяется не только размером интерферометра, но и его микроскопическим состоянием. Показано, что этот эффект может быть связан с влиянием флуктуационного потенциала, приводящего к различным, но не полностью стохастическим реализациям рассеивающего потенциала в проводящих каналах кольца.

PACS: 73.23.–b, 73.63.–b

На протяжении уже более двадцати лет теоретические и экспериментальные исследования кольцевых твердотельных интерферометров вызывают неизменное внимание [1–11]. Этому постоянному интересу физиков к кольцу, изготовленному на основе твердотельной структуры, есть несколько причин. Во-первых, изучение кольцевых квантовых интерферометров дает уникальную возможность наблюдать тонкие и неожиданные проявления эффекта Аронова–Бома в мезоскопических системах. Во-вторых, достижения нанотехнологии последнего десятилетия дают возможность создавать кольцевые интерферометры все меньших размеров, что позволяет надеяться на реализацию электронного интерферометра Маха–Зандера, функционирующего уже при азотных температурах. Появление техники литографии, основанной на локальном анодном окислении зондом атомно-силового микроскопа (АСМ) поверхности гетероструктур с высокоподвижным электронным газом, позволило совершить качественный скачок в указанном направлении. Изготовление образцов с характерным радиусом около 100 нм уже не представляет никаких трудностей [12]. Это позволяет перейти к широкому исследованию малых кольцевых интерферометров.

В данной работе сообщается о результатах изучения температурной зависимости осцилляций Ааронова–Бома (АБ) в малых кольцевых квазибаллистических интерферометрах с эффективным радиусом $R = 90\text{--}110\text{ нм}$. Эти результаты одно-

значно показывают, что температурное поведение одного и того же малого кольца в значительной степени зависит от состояния кольца, реализуемого, к примеру, при различных циклах его охлаждения. Показано, что такое поведение обусловлено влиянием флуктуационного потенциала, конкретная и каждый раз разная реализация которого меняет энергетический спектр электронов и, соответственно, температурную зависимость осцилляций Аронова–Бома в квазибаллистическом интерферометре.

Исследованные в данной работе кольцевые интерферометры с эффективным радиусом $R = 90\text{--}110\text{ нм}$ были изготовлены на основе гетероструктуры AlGaAs/GaAs с малым (25 нм) расстоянием от плоскости залегания 2D электронного газа до поверхности. Электронная подвижность в исходной гетероструктуре была $\mu = 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при плотности двумерного газа $N_s = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что соответствовало длине свободного пробега электронов $l = 1.2 \text{ мкм}$. Кольцевой интерферометр создавался путем одновременного локального анодного окисления и механического воздействия на поверхность (технология TINE&MeMo [13]) зондом атомно-силового микроскопа (Solver P-47H, NT-MDT), как описано в [12]. На рис.1 показано изображение одного из колец, полученное с помощью этого же микроскопа. Магнетотранспортные измерения колец проводились по стандартной схеме с использованием фазочувствительного детектора на малых токах, чтобы избежать разогрева носителей. Измерения проводились в магнитных полях до 2 Тл и в диапазоне температур 340 мК–15 К.

²⁾e-mail: eolsh@thermo.isp.nsc.ru

²⁾J. C. Portal.

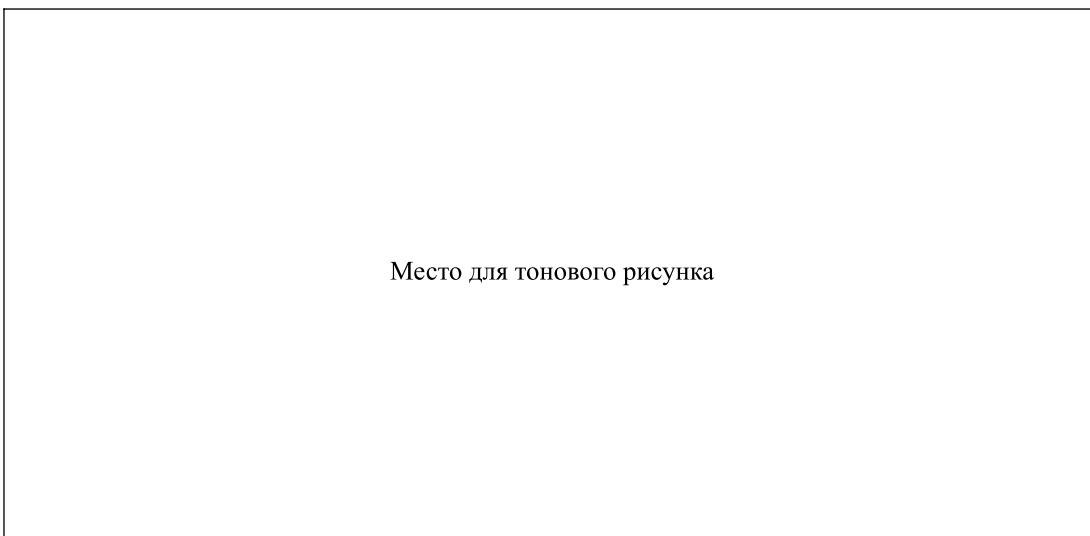


Рис.1. Топографическое (а) и фазовое (б) АСМ изображения кольцевого интерферометра. Изображения имеют рамочный размер 550×550 нм

В работе измерялась температурная зависимость магнетосопротивления при различных состояниях кольца, получаемых в результате разных циклов охлаждения образца от комнатной температуры до температуры жидкого гелия. Особое внимание уделялось тому, чтобы полученные состояния образца были устойчивыми и кривые магнетосопротивления воспроизводились с высокой точностью при повторных измерениях. Результаты таких измерений для двух различных состояний образца приведены на рис.2. Отметим, что благодаря малости изучаемых интерферометров осцилляции Ааронова–Бома в ряде исследованных структур наблюдаются вплоть до температур 15 К, а насыщение роста их амплитуды начинается уже при температуре выше 1 К, что почти на порядок превышает величину температуры насыщения для исследованных ранее интерферометров. Отметим также достаточно высокую амплитуду осцилляций, достигающих 20% вблизи нулевого магнитного поля. Магнетополевые зависимости на рис.2 были обработаны с использованием метода быстрого преобразования Фурье. Для каждой кривой был получен спектр Фурье с хорошо выраженным основным пиком, положение которого соответствует эффективному среднему радиусу кольца 100 нм. Из рис.3а, б видно, что период осцилляций АБ и, соответственно, эффективный радиус кольца остаются теми же самыми. Таким образом, основной параметр интерферометра не меняется при различных отогревах и охлаждениях. Интенсивность осцилляций АБ при каждой температуре оценивалась как относительная высота соответствующего данной температуре пика в фурье-

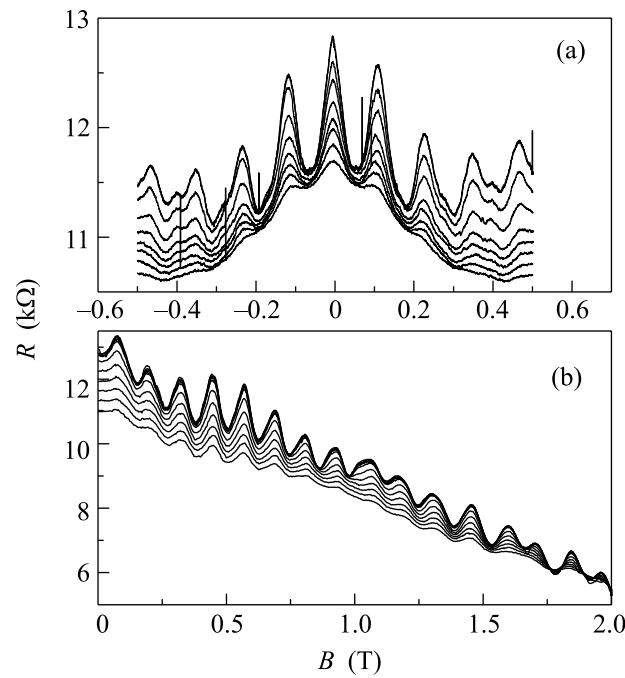


Рис.2. Осцилляции Ааронова–Бома, соответствующие двум различным состояниям одного и того же кольца, полученным в результате различных охлаждений образца. Кривым на рисунках соответствуют температуры (сверху вниз): (а) 1.4, 2.0, 3.25, 4.2, 4.9, 5.7, 7.0, 9.0 К; (б) 0.34, 0.4, 0.5, 0.7, 0.83, 1.1, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.1 К

спектре. На рис.3с приведены полученные таким способом температурные зависимости амплитуды осцилляций АБ для состояний образца на рис.2. Видно,

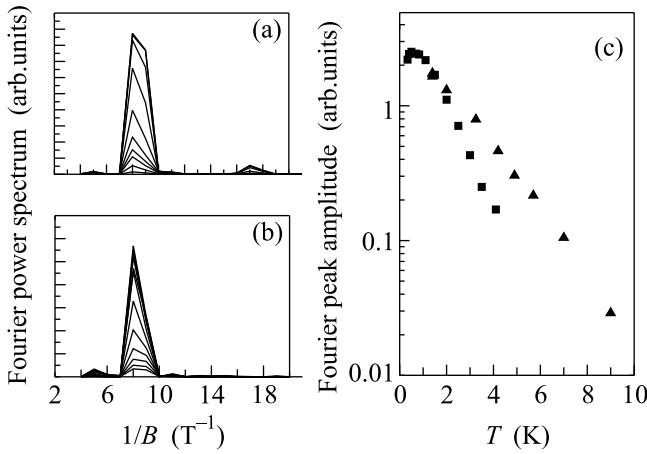


Рис.3. (а), (б) Фурье-спектры зависимостей приведенных на рис.2а и рис.2б, соответственно. (с) Температурная зависимость амплитуды осцилляций Ааронова–Бома, изображенных на рис.2а (треугольники) и рис.2б (квадраты)

что, несмотря на то, что средний радиус колец остается прежним, разница в микроскопических состояниях кольца, возникающая в результате отогрева–охлаждения образца, является достаточной для того, чтобы заметно изменить ход температурной зависимости осцилляций АБ. Под микроскопическим состоянием образца в физике мезоскопических систем понимается совокупность параметров, которые зависят от конкретной реализации случайного потенциала в образце. В нашем случае к числу таких параметров относятся ход электростатического потенциала вдоль кольца и, следовательно, энергетический спектр электрона в кольце, коэффициенты прохождения и отражения, эффективная ширина кольца и даже незначительные вариации его формы, [11].

Рассмотрим теперь, каким образом микроскопическое состояние кольца может влиять на температурную зависимость осцилляций АБ. Ранее было установлено [7–10], что эта зависимость обусловлена двумя основными и не зависящими друг от друга процессами: 1) температурным усреднением и 2) подавлением интерференции электронных волн на длинах, больших длины фазовой когерентности. Первый процесс представляет собой усреднение коэффициента прохождения кольца $T(E, B)$ по интервалу энергии порядка kT в окрестности уровня Ферми. Это усреднение дается следующим выражением:

$$G(E_F, B, T) = \frac{2e^2}{h} \int \left(-\frac{df(E, E_F, T)}{dE} \right) T(E, B) dE, \quad (1)$$

где $G(E_F, B, T)$ – кондактанс кольца, а $f(E, E_F, T)$ – функция Ферми–Дирака.

Второй процесс связан с нарушением когерентности электронных волн в результате неупругих столкновений. Вследствие нарушения когерентности электронных волн на масштабах, больших длины фазовой когерентности L_ϕ , амплитуда осцилляций АБ должна подчиняться следующему закону:

$$\text{Ампраб} \propto \exp\left(-\frac{\pi R}{L_\phi}\right), \quad (2)$$

где R – радиус кольца. Точный характер зависимости L_ϕ от температуры определяется характером электронного транспорта в кольце, а также типом неупругого рассеяния, приводящего к нарушению когерентности в данной системе. Так или иначе, во всех случаях наблюдается монотонное уменьшение длины L_ϕ с ростом температуры и, как следствие этого, уменьшение амплитуды осцилляций АБ. Поскольку такие характеристики, как средний радиус, тип электронного транспорта и характер неупругого рассеяния не зависят от конкретного микроскопического состояния кольца, они не должны влиять на температурную зависимость осцилляций АБ, связанную с подавлением когерентности в кольце и описываемую формулой (2).

Рассмотрим подробнее первый механизм – температурное усреднение. Из (1) видно, что усредняемой величиной является коэффициент прохождения $T(E, B)$, свойства которого сильно зависят от характера электронного транспорта в кольце. Как показывает и эксперимент [8] и теория [7], в диффузионном случае температурное усреднение осцилляций АБ не отличается по форме от температурного усреднения обычных мезоскопических флуктуаций кондактанса, не зависит от конкретной реализации рассеивающего потенциала в образце и имеет универсальный вид $\text{Ампраб} \propto (E_c/kT)^{1/2}$, где $E_c = hD/L^2$ – корреляционная энергия, совпадающая по порядку величины со средним расстоянием между уровнями энергии в системе, D – коэффициент диффузии, L – размер системы. Отмеченная выше универсальность температурной зависимости связана с тем, что в диффузионном образце коэффициент прозрачности $T(E, B)$ является стохастической функцией магнитного поля и энергии [7]. При изменении энергии флуктуационный рисунок функции $T(B)_{E=\text{const}}$ плавно меняется вплоть до полного исчезновения корреляции с исходной зависимостью при $\Delta E > E_c$. Таким образом, при $kT > E_c$ снижение амплитуды флуктуаций за счет температурного усреднения происходит в результате сложения некоррелирующих между собой

флуктуационных зависимостей. Изменение микроскопического состояния образца в этом случае приводит лишь к тому, что флуктуационный рисунок $T(B)_{E=\text{const}}$ становится иным, тогда как все описанные выше статистические свойства функции $T(E, B)$ остаются прежними, что и придает температурному усреднению в диффузионном случае универсальный характер.

В противоположность этому, в идеальном баллистическом кольце $T(E, B)$ является регулярной периодической функцией как энергии, так и магнитного поля [1]. Период функции $T(E, B)$ по энергии в рассматриваемой идеализированной модели определяется диаметром кольца. В соответствии с (1), с того момента, как температура kT становится больше этого периода, начинается сложение периодических зависимостей $T(B)$ с противоположными фазами, что и приводит, в конечном итоге, к падению амплитуды осцилляций кондактанса до нуля по экспоненциальному закону.

В реальных интерферометрах, изготовленных на основе 2ДЭГ с высокой подвижностью, роль флуктуационного примесного потенциала не может быть полностью исключена и все они являются квазибаллистическими. В этих интерферометрах конкретная реализация флуктуационного потенциала при различных циклах охлаждения образца приводит к разному виду $T(E, B)$, который отличается от вида $T(E, B)$ идеального кольца, но и не является полностью стохастическим, как в диффузионных кольцах. Тем самым, такой флуктуационный потенциал "индивидуализирует" функцию $T(E, B)$, что приводит к неуниверсальной температурной зависимости амплитуды осцилляций АБ в квазибаллистическом интерферометре, обнаруженной в эксперименте. Тот факт, что этот вывод не был сделан раньше, связан с тем, что в предыдущих работах анализ температурной зави-

симости осцилляций АБ базировался либо на основе диффузионного подхода [8], либо на основе модели идеального баллистического кольца [9, 10], что, как показывает данная работа, является недостаточным в случае реальных квазибаллистических интерферометров.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 05-02-16591) и РАН (программы "Квантовая макрофизика" и "Низкоразмерные квантовые структуры").

1. M. Buttiker, Y. Imry, and R. Landauer, *Phys. Lett.* **A96**, 365 (1983).
2. G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunningham et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2814 (1987).
3. C. J. B. Ford, A. B. Fowler, J. M. Hong et al., *Surf. Science* **229**, 307 (1990).
4. A. A. Bykov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky et al., *JETP Lett.* **57**, 613 (1993).
5. J. Liu, W. X. Gao, K. Ismail et al., *Phys. Rev. B* **48**, 15148 (1993).
6. A. Yakoby, R. Schuster, and M. Heiblum, *Phys. Rev. B* **57**, 9583 (1996).
7. P. A. Lee, A. D. Stone, and H. Fukuyama, *Phys. Rev. B* **35**, 1039 (1987).
8. S. Washburn, C. P. Umbach, R. B. Laibowitz et al., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 4789 (1985).
9. M. Casse, Z. D. Kvon, G. M. Gusev et al., *Phys. Rev. B* **62**, 2624 (2000).
10. A. E. Hansen, A. Kristensen, S. Pedersen et al., *Phys. Rev. B* **64**, 045327 (2001).
11. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшев и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 366 (2000).
12. V. A. Tkachenko, Z. D. Kvon, D. V. Sheglov et al., *JETP Lett.* **79**, 136 (2004).
13. D. V. Sheglov, A. V. Latyshev, and A. L. Aseev, *Applied Surface Science* **243**, 138 (2005).