

Интерференционные явления и баллистический перенос в одномерном кольце

М. В. Москалец *

Статья поступила в редакцию 11 февраля 1997 г., после переработки 24 марта 1997 г.

Изучено влияние потенциального барьера, расположенного в одной из ветвей одномерного баллистического кольца, на кондактанс такого кольца при температуре, отличной от нуля. Рассмотрен как случай потенциальной ступеньки малой высоты (аналог электростатического эффекта Ааронова – Бома), так и случай туннельного барьера. Показана возможность непосредственного измерения изменения фазы волновой функции электрона при туннелировании.

Вивчено вплив потенційного бар'єра, розташованого у одній із гілок одновимірного балістичного кільця, на кондактанс такого кільця при температурі, що відрізняється від нуля. Розглянуто як випадок потенційної ступені малої висоти (аналог електростатичного ефекту Ааронова – Бома), так і випадок тунельного бар'єра. Показано можливість безпосереднього вимірювання зміни фази волнової функції електрона при тунелюванні.

PACS: 72.10.-d, 73.40.Gk

Введение

Сохранение фазовой когерентности при распространении электронов в мезоскопических образцах [1] при низких температурах обуславливает чувствительность транспортных свойств таких объектов к фазе волновой функции электрона. В результате оказывается возможным наблюдение эффекта Ааронова – Бома (АБ) [2,3] в твердом теле.

Как было показано в работах [4,5], физические свойства двусвязных систем, содержащих АБ магнитный поток Φ , периодичны по Φ с периодом $\Phi_0 = h/e$. Такая периодичность действительно наблюдалась в работах [6–10] при измерении осцилляций в магнитном поле кондактанса единичных проводящих колец. Расчеты кондактанса, выполненные для одномерного [11–14] и многоканального [15] колец, также показывают, что зависимость $G(\Phi)$ должна иметь период Φ_0 . Однако эксперименты, выполненные на цепочках из многих колец [16,17], демонстрируют $\Phi_0/2$ периодичность, которую связывают с усреднением по ансамблю макроскопически одинаковых, но различающихся микроскопическими характеристиками колец (длиной, распределением примесей и т.п.)

[1,13,15,18]. Следует сказать, что $\Phi_0/2$ периодичность может быть обусловлена процессами интерференции электронов, движущихся как вдоль различных траекторий, так и вдоль одной траектории, но в противоположных направлениях. Именно вклад последних процессов, впервые рассмотренный в теории слабой локализации Альтшулером, Ароновым и Спиваком (ААС) [19], не зависит от микроскопических характеристик образца и поэтому сохраняется при усреднении. Отметим, что усреднение по ансамблю колец, согласно существующим представлениям (см. [1]), эквивалентно усреднению по энергии электронов.

По аналогии с оптикой были предприняты попытки регулировать интерференционную картину в АБ магнитном интерферометре (мезоскопическое кольцо, содержащее АБ магнитный поток), изменяя фазу волновой функции электрона с помощью управляемого потенциального барьера, встроенного в одну из ветвей кольца. Так, в [20,21] изменение фазы было обусловлено электростатическим эффектом Ааронова – Бома. В [22] использовали потенциальный барьер с резонансными уровнями (квантовую точку). В этих работах полагалось, что изменение фазы волновой функции электрона

* Адрес для переписки: 310020, Украина, г. Харьков, пр. Ильича, 93,а, кв. 48

на величину θ , вызванное потенциальным барьером с коэффициентом прохождения $t = t_0 \exp(i\theta)$ (i — мнимая единица), приведет к такому же сдвигу фазы зависимости $G(\Phi)$. Однако такое изменение фазы зависимости $G(\Phi)$ не было обнаружено. Более того, наличие подобного сдвига фазы противоречило бы требованию четности кинетических коэффициентов двусвязных мезоскопических образцов с двумя контактами при изменении знака магнитного поля [23], что подтверждается экспериментально [24]. Поэтому в работе [25] сделан вывод о принципиальной невозможности прямого измерения фазы коэффициента прохождения электрона через потенциальный барьер с помощью двухконтактного интерферометра.

Целью настоящей работы является выяснить, каким образом влияет потенциальный барьер высотой $e\phi$ на кондактанс интерферометра с АБ магнитным потоком и показать возможность использования двухконтактного баллистического интерферометра для изучения фазы коэффициента прохождения электрона через потенциальный барьер. Обосновать такую постановку задачи можно следующим образом. Согласно формуле Ландауэра [1,26], кондактанс G образца с двумя контактами, соединенными с берегами, пропорционален квадрату амплитуды прохождения фермиевского электрона τ через образец:

$$G = G_0 |\tau(k_F)|^2. \quad (1)$$

Здесь $G_0 = 2e^2/h$. То есть, если подвести контакты непосредственно к потенциальному барьеру, то при измерении кондактанса не удастся измерить фазу коэффициента прохождения. Иная ситуация возникнет, если поместить потенциальный барьер в одно из плечей баллистического кольца. В этом случае $\tau \approx A_{L1R} + A_{L2R}$ (где A_{L1R} — амплитуда перехода через ветвь, содержащую потенциальный барьер; A_{L2R} — амплитуда перехода через другую (баллистическую) ветвь). Выделяя в явном виде зависимость от t ($A_{L1R} = A_{01}t$), получаем

$$G \approx G_0 \left(|A_{01}|^2 t_0^2 + |A_{L2R}|^2 + 2\text{Re}(A_{01}A_{L2R}^*) \right).$$

В приведенном выражении третья слагаемое пропорционально первой степени коэффициента прохождения электрона t через потенциальный барьер и зависит от его фазы θ .

Рассмотрим как случай потенциального барьера малой высоты (потенциальная ступенька),

$e\phi \ll \epsilon_F$ (где ϵ_F — фермиевская энергия электронов в берегах), так и случай потенциального барьера произвольной величины (в том числе туннельный барьер: $e\phi \geq \epsilon_F$).

В первом случае реализуются условия электростатического эффекта Ааронова—Бома. Как будет показано ниже, несмотря на аддитивность вкладов векторного и скалярного потенциалов в фазу волновой функции электрона, магнитный и электростатический эффекты Ааронова—Бома в одномерном баллистическом кольце являются в фазовом отношении независимыми друг от друга. То есть изменение фазы волновой функции электрона при прохождении потенциального барьера не изменяет непрерывным образом фазу зависимости $G(\Phi)$. Это обусловлено различным характером влияния векторного и скалярного потенциалов на спектр электронных состояний в кольце [27]. Следует отметить, что наличие такого влияния отличает интерференционные явления в двусвязных системах от аналогичных явлений в баллистических потоках частиц [28] (когда электромагнитные потенциалы влияют только на амплитуду перехода электрона из начальной точки в конечную). В подтверждение вышесказанного приведем результаты работы [29], в которой на двухщелевом интерферометре, созданном в двумерном электронном газе, обнаружено изменение фазы зависимости $G(\Phi)$ под действием скалярного потенциала, действующего на один из пучков электронов. Такой сдвиг соответствует аддитивному вкладу скалярного и векторного потенциалов в фазу волновой функции электрона. В то время как в работах [20,21], выполненных на проводящих кольцах с двумя контактами, такой сдвиг фазы не обнаружен.

1. Постановка задачи и основные уравнения

Нашей задачей является определение кондактанса G одномерного баллистического кольца с потенциальным барьером, соединенного одномерными проводниками с макроскопическими берегами (рис. 1). Решать задачу будем, следуя работе [12], методом трансфер-матрицы в приближении квантовой волноводной теории [14].

Для этого рассмотрим прохождение плоской волны $\exp(ikx)$, распространяющейся слева направо, через кольцо. Согласно формуле (1), квадрат амплитуды прохождения $\tau(k_F)$ для электрона с фермиевской энергией определяет кондактанс системы при нулевой температуре.

Выделим четыре одномерных участка $0L$, $L1R$, $L2R$ и $R0'$. В каждом из них введем свою координатную ось с положительным направлением, как показано на рис. 1 стрелками. обозначим Ψ_L , Ψ_1 , Ψ_2 и Ψ_R и запишем в следующем виде:

$$\begin{cases} \Psi_L(x) = \exp(ikx) + r(k) \exp(-ikx), \\ \Psi_1(\xi) = \left(A_1 \exp(ik\xi) + B_1 \exp(-ik\xi) \right) \exp\left(i2\pi \frac{\xi\Phi}{L\Phi_0} \right), \\ \Psi_2(\zeta) = \left(A_2 \exp(ik\zeta) + B_2 \exp(-ik\zeta) \right) \exp\left(-i2\pi \frac{\zeta\Phi}{L\Phi_0} \right), \\ \Psi_R(x') = \tau(k) \exp(ikx'), \end{cases} \quad (2)$$

Здесь k — волновой вектор электрона; Φ — магнитный поток в кольце; L — длина кольца. Для определения шести неизвестных r , A_1 , B_1 , A_2 , B_2 и τ воспользуемся условиями непрерывности волновой функции в точках пересечения одномерных проводников L (координаты: $x = 0$, $\xi = 0$, $\zeta = 0$) и R (координаты: $\xi = L/2$, $\zeta = L/2$, $x' = 0$):

$$\begin{cases} \Psi_L(0) = \Psi_1(0) = \Psi_2(0), \\ \Psi_R(0) = \Psi_1(L/2) = \Psi_2(L/2), \end{cases} \quad (3)$$

а также условиями сохранения тока в этих точках [14]:

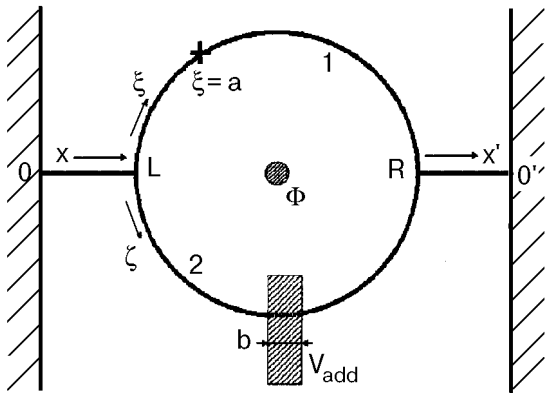


Рис. 1. Модель одномерного кольца, соединенного с берегами. Стрелками показано положительное направление координатных осей. Цифрами обозначены ветви кольца. 0 , $0'$ — точки соединения с берегами, L , R — точки соединения проводников; Φ — магнитный поток; V_{add} — потенциал металлического затвора, создающего потенциальную ступеньку длиной b . Крестиком показано положение примеси; a — координата примеси.

Решение одномерного уравнения Шредингера для волновой функции невзаимодействующих электронов в каждом участке

$$\begin{cases} \frac{d\Psi_L}{dx}(x=0) = \frac{d\Psi_1}{d\xi}(\xi=0) + \frac{d\Psi_2}{d\zeta}(\zeta=0), \\ \frac{d\Psi_R}{dx}(x'=0) = \frac{d\Psi_1}{d\xi}(\xi=L/2) + \frac{d\Psi_2}{d\zeta}(\zeta=L/2). \end{cases} \quad (4)$$

Решать указанные уравнения удобно матричным методом. Для этого поставим в соответствие волновой функции $\Psi(x) = A \exp(ikx) + B \exp(-ikx)$ вектор-столбец $\Psi(x)$:

$$\hat{\Psi}(x) = \begin{pmatrix} \Psi_+(x) \\ \Psi_-(x) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $\Psi_+(x) = A \exp(ikx)$; $\Psi_-(x) = B \exp(-ikx)$. Волновая функция $\Psi(x)$ при этом равна $\hat{I}\Psi(x)$, где $\hat{I} = (1, 1)$ — единичная вектор-строка. Перепишем граничные условия (3), (4) в матричном виде:

$$\begin{cases} \hat{\Psi}_2(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} + \hat{T}_L \hat{\Psi}_1(0), \\ \hat{\Psi}_2(L/2) = \hat{T}_R \hat{\Psi}_1(L/2), \end{cases} \quad (6)$$

где

$$\hat{T}_L = \begin{pmatrix} -1 & 1 \\ 3 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{T}_R = \begin{pmatrix} 1 & 3 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

При этом

$$r = -1 + \hat{I}\hat{\Psi}_1(0), \quad (8)$$

$$\tau = \hat{I}\hat{\Psi}_2(L/2). \quad (9)$$

Уравнения (6) следует дополнить соотношениями, связывающими значение волновой функции в начале $\Psi_l(0)$ и в конце $\Psi_l(L/2)$ соответствующей ветви ($l = 1, 2$). Такие соотношения в каждом конкретном случае можно

получить с помощью матриц перехода (трансфер-матриц) [12,30].

Известно [12,14], что при температуре $T = 0$ К величина G существенно зависит от произведения $k_F L$. Для того чтобы изучать влияние собственно потенциальных барьеров, рассмотрим также кондактанс кольца при отличной от нуля температуре G_T [1]:

$$G_T = G_0 \int \frac{d\varepsilon}{4T} |\tau(k)|^2 \text{ch}^{-2} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{2T} \right), \quad (10)$$

где $\varepsilon = (\hbar k)^2 / (2m)$.

2. Электростатический эффект Ааронова—Бома в электропроводности одномерного баллистического кольца

Пусть над одной из ветвей кольца помещен металлический «затвор» (см. рис. 1) с потенциалом V_{add} , создающий в кольце потенциальную ступеньку длиной b и высотой $e\phi$. При выполнении условия $|e\phi| \ll \varepsilon_F$ коэффициент отражения фермиевского электрона r_ϕ от ступеньки можно положить равным нулю, а коэффициент прохождения при этом равен [27]

$$t_\phi = \exp \left(i(\delta_F + k_F b) \right), \quad (11)$$

$\delta_F = 2\pi\phi/\phi_0$; $e\phi_0 = \Delta_F L/b$. Матрица перехода для потенциальной ступеньки \hat{T}_ϕ может быть записана в следующем виде: $\hat{T}_\phi = \hat{T}_0(\delta_F + k_F b)$, где баллистическая матрица перехода $\hat{T}_0(x)$ равна

$$\hat{T}_0(x) = \begin{pmatrix} \exp(ix) & 0 \\ 0 & \exp(-ix) \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Полные матрицы перехода для соответствующих ветвей кольца в данном случае равны

$$\hat{T}_{L1R} = \hat{T}_0(k_F L/2); \quad \hat{T}_{L2R} = \hat{T}_0(\delta_F + k_F L/2). \quad (13)$$

Отметим, что в силу диагональности матриц \hat{T}_ϕ и \hat{T}_0 матрица \hat{T}_{L2R} не зависит от положения потенциальной ступеньки.

Требуемые для решения уравнений (6) соотношения между значениями волновых функций в данном случае имеют вид

$$\begin{cases} \hat{\Psi}_1(L/2) = \hat{T}_{L1R} \hat{\Psi}_1(0) \exp \left(i\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right), \\ \hat{\Psi}_2(L/2) = \hat{T}_{L2R} \hat{\Psi}_2(0) \exp \left(-i\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right). \end{cases} \quad (14)$$

Подставляя решение уравнений (6) с учетом (13) и (14) в (9) и далее в (1), получаем

$$G = G_0 \frac{(1 - \cos \Delta)(1 + \cos \delta_F) + (\cos \delta_F - \cos \Delta)(\cos(2\pi\Phi/\Phi_0) - 1)}{\left[\cos(2\pi\Phi/\Phi_0) - \cos \Delta + (\cos \delta_F - \cos \Delta)/4 \right]^2 + \sin^2 \Delta}. \quad (15)$$

Здесь $\Delta = k_F L + \delta_F$. Выражения, аналогичные (15) при $\delta_F = 0$, получены ранее в работах [12,14].

Из выражения (15) следует, что величина G периодична по ϕ с периодом ϕ_0 . Таким образом, протяженный потенциальный барьер малой высоты ($e\phi \ll \varepsilon_F$) оказывает существенное влияние на кондактанс баллистического кольца.

При $T = 0$ форма кривой $G(\phi)$ зависит от произведения $k_F L$ (см. рис. 2) и несимметрична относительно изменения знака потенциальной ступеньки. Однако при $T > T_0 = 0,5\Delta_F$ (где $\Delta_F = 2\varepsilon_F \lambda_F / L$ — расстояние между уровнями энергии электронов в кольце вблизи энергии Ферми) такая зависимость исчезает (рис. 2, кривая 3) и форма кривой становится симметричной:

$$G_T(\phi) = G_T(-\phi) \quad \text{при } T > T_0. \quad (16)$$

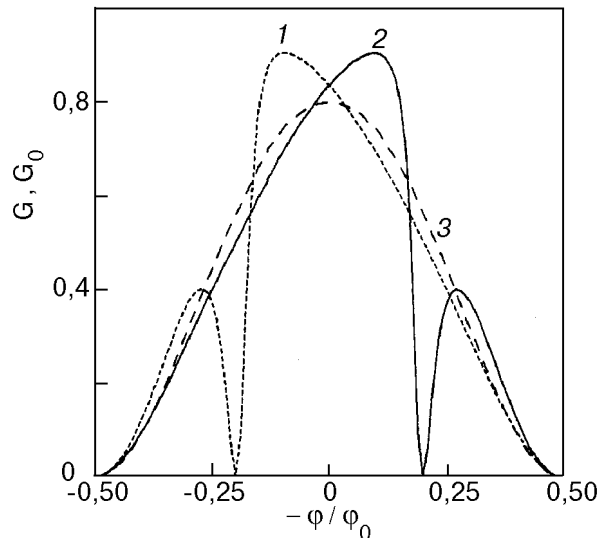


Рис. 2. Зависимость кондактанса кольца G в единицах G_0 от высоты потенциальной ступеньки ϕ при $T = 0$; $\Phi = 0$ для $L/\lambda_F = 200,2$ (1); 200,8 (2) и при $T = \Delta_F/2$ (3).

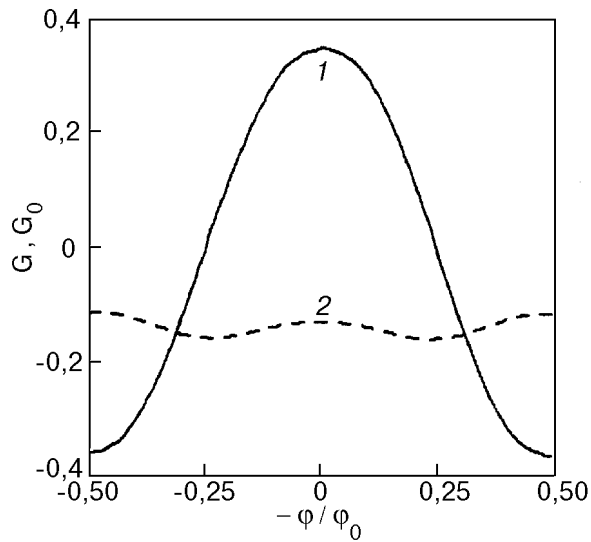


Рис. 3. Зависимость амплитуды первой (1) и второй (2) гармоник $G(\Phi)$ в единицах G_0 от высоты потенциальной ступеньки φ при $T = \Delta_F/2$.

Отметим, что с формальной точки зрения наличие потенциальной ступеньки эквивалентно рассмотренному в работе [14] случаю несимметричного подключения контактов к кольцу: $L + \delta_F/k_F \rightarrow L_1 + L_2$ и $\delta_F \rightarrow k_F \Delta L$ (где $\Delta L = L_1 - L_2$; L_1, L_2 — длины ветвей кольца). Однако такое соответствие справедливо только при $T = 0$. При отличной от нуля температуре зависимость G от $k_F \Delta L$ исчезает при $T \geq \Delta_F L / \Delta L$, в то время как зависимость от φ сохраняется.

Основной вывод из выражения (15) состоит в том, что влияние векторного и скалярного потенциалов на кондактанс кольца оказывается различным, что соответствует результатам измерений [20,21].

Если представить зависимость (15) в виде ряда

$$G(\Phi) = \sum_n C_n(\varphi) \cos\left(2\pi n \frac{\Phi}{\Phi_0}\right), \quad (17)$$

то видно, что величина φ влияет только на амплитуды гармоник кондактанса $G(\Phi)$ и не влияет на их фазы. На рис. 3 приведена зависимость от φ/φ_0 величин C_1 (кривая 1) и C_2 (кривая 2) при $T = T_0$. При $\varphi = \varphi_1 = \pm\varphi_0/4$

величина C_1 обращается в нуль, а $C_2(\varphi_1) \neq 0$ и зависимость $G(\Phi)$ вблизи $\varphi = \varphi_1$ периодична по магнитному потоку с периодом $\Phi_0/2$. Экспериментально подобный переход наблюдался в работе [25]. Отметим, что наличие не зависящей от φ составляющей у амплитуды второй гармоники C_2 обусловлено вкладом эффекта ДАС.

При $T > T_0$ величина G_T не изменяется как при изменении знака Φ , так и при изменении знака φ (16). При этом, выделяя первую гармонику, можно записать

$$G_T \approx 0,35 \cos\left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \cos\left(2\pi \frac{\varphi}{\varphi_0}\right) + g(\Phi, \varphi). \quad (18)$$

Величина второго члена, содержащего более высокие гармоники, обычно меньше первого, за исключением значений

$$\Phi = \pm \Phi_0/4, \quad (19a)$$

$$\varphi = \pm \varphi_0/4, \quad (19b)$$

вблизи которых G_T периодична по φ с периодом $\Phi_0/2$ (19a) и по Φ с периодом $\Phi_0/2$ (19b).

3. Баллистическое кольцо с одной примесью

Влияние единичной примеси на кондактанс баллистического кольца при $T = 0$ ранее рассматривалось в работах [12,31]. В настоящей работе рассмотрим случае $T \neq 0$. Кроме того, нас будет интересовать влияние фазы коэффициента туннелирования на кондактанс кольца.

Пусть в одной из ветвей кольца на расстоянии a от начала расположена примесь с продольным размером d . Обозначим через $t_i = t_0 \exp(i\theta)$ и $r_i = r_0 \exp(ip)$ коэффициенты прохождения и отражения фермиевского электрона. В другой ветви кольца расположена потенциальная ступенька с матрицей перехода \hat{T}_φ (см. рис. 1).

Вычисления, аналогичные приведенным выше, дают

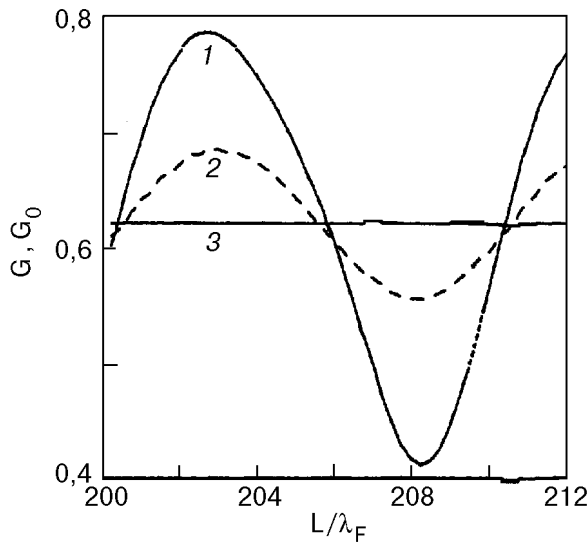


Рис. 4. Зависимость кондактанса кольца G в единицах G_0 с единичной примесью от параметра L/λ_F при $T = \Delta_F/2$ (1); $1,5\Delta_F$ (2) и $5\Delta_F$ (3). Значение параметров: $\Phi = 0$; $\varphi = 0$; $\Omega/k_F = 1$; $2a/L = 0,1$.

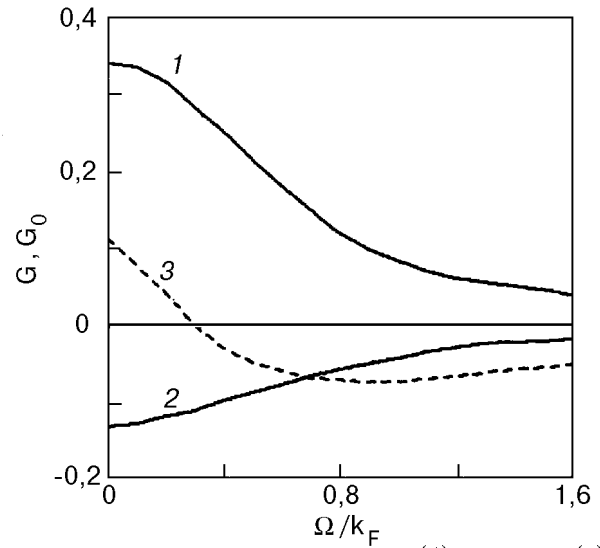


Рис. 5. Зависимость амплитуды первой (1) и второй (2) гармоник $G(\Phi)$ в единицах G_0 при $\varphi = 0$ и амплитуды первой гармоники при $\varphi = 0,2$ (3) от отношения Ω/k_F . Значения параметров: $2a/L = 0,5$; $T = \Delta_F$.

$$G = G_0 |2X/(Y + Z)|^2, \quad (20)$$

$$X = r_0 \exp(i\rho) \cos \left[k_F \left(\frac{L}{2} - d - 2a \right) \right] - i \exp(i\theta) \left[\sin \Sigma' + t_0 \sin \Delta' \exp \left(2\pi i \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right],$$

$$Y = r_0 \exp(i\rho) \cos \left[k_F \left(\frac{L}{2} - d - 2a \right) \right] \left[\cos \Delta' + \exp(-i\Delta') \right]$$

$$Z = 2 \exp(-i\Delta) - \exp(i\theta) \left[\sin \Sigma' \sin \Delta' + 2t_0 \cos \left(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right],$$

Здесь $\Delta = k_F(L - d) + \delta_F$; $\Delta' = k_FL/2 + \delta_F$; $\Sigma' = k_F(L/2 - d) + \theta$.

Отметим, что выражение (20) симметрично относительно изменения знака магнитного потока: $G(\Phi) = G(-\Phi)$, в чем можно убедиться после соответствующих преобразований. Кроме того, данное выражение симметрично относительно изменения координаты примеси a : $G(a) = G(L/2 - a - d)$, что соответствует независимости величины кондактанса от направления измерительного тока I : $G(I) = G(-I)$.

Для численных расчетов рассмотрим точечную примесь ($d = 0$) с потенциалом U :

$$U(\xi) = \Omega \hbar^2 / m \delta(\xi - a). \quad (21)$$

Наличие примеси влияет на зависимость $G(k_FL)$, что обусловлено появлением при $r_0 > 0$ новых путей перехода из L в R (с отражением от

барьера). Это приводит, в частности, к «крупномасштабной» (с периодом большим, чем 2π) модуляции зависимости $G(k_FL)$. Амплитуда такой модуляции возрастает при увеличении r_0 . При увеличении температуры дольше других сохраняются осцилляции, обусловленные интерференцией волн с наиболее короткой разностью путей. Период таких осцилляций $\Delta(L/\lambda_F) \approx \max(L/(2a), L/(L - 2a))$. Эти осцилляции исчезают при $T \geq T_{0i} = T_0 \Delta(L/\lambda_F)$ (см. рис. 4). Отметим следующее обстоятельство. Если взять кольцо с перекрытой ветвью ($t_0 = 0$), то расстояние между уровнями энергии электрона вблизи ϵ_F в таком кольце будет в два раза меньше, чем Δ_F для чистого кольца. Поэтому было бы естественно ожидать уменьшения температуры, при которой исчезают осцилляции на зависимости $G(k_FL)$, при уменьшении t_0 . Однако это не так. Причина заключается в том, что проводимость кольца определяется не только

положением уровня Ферми относительно уровней энергии электрона в кольце, но и амплитудой перехода электрона через кольцо.

При уменьшении прозрачности барьера уменьшается амплитуда осцилляций зависимости $G(\Phi)$ [31], при этом относительная величина амплитуды второй гармоники увеличивается (рис. 5), что обусловлено увеличением вклада процессов ААС в полевую зависимость кондактанса.

Как следует из выражения (20), зависимость $G(\Phi)$ чувствительна к амплитуде и фазе коэффициента прохождения t_i . Для определения зависимости от θ запишем

$$G(\Phi) = \sum_n D_n \cos\left(2\pi n \frac{\Phi}{\Phi_0} - \gamma_n\right), \quad (22)$$

где D_n , γ_n — амплитуда и фаза гармоники n .

Как показывают численные расчеты, при $T \geq T_0$ справедливо следующее соотношение:

$$\gamma_1 = \theta. \quad (23)$$

То есть изменение фазы коэффициента прохождения вызывает соответствующее изменение фазы первой гармоники зависимости $G(\Phi)$. Следует сказать, что условие четности (16) получено для симметричного (при $\Phi = 0$) кольца и несправедливо в данном случае.

Наличие магнитного потока $\Phi \neq 0$ не изменяет соотношения (23). Исключения представляют значения $\Phi = \pm \Phi_0/4$ (см. (19а)), вблизи которых D_1 обращается в нуль.

Отметим еще одно обстоятельство. При изменении прозрачности барьера может произойти изменение знака амплитуды первой гармоники зависимости $G(\Phi)$ (рис. 5, кривая 3). При этом, как показывают численные расчеты, при $T \geq T_0$ амплитуда первой гармоники обращается в нуль при выполнении следующего условия:

$$\delta_F - \theta = \pi/2. \quad (24)$$

Таким образом, если поддерживать амплитуду первой гармоники зависимости $G(\Phi)$ равной нулю, то изменение высоты потенциальной ступеньки пропорционально изменению фазы коэффициента прохождения фермиевского электрона через потенциальный барьер.

В работе [22] для АБ интерферометра с квантовой точкой (КТ) (т.е. потенциальным барьером с резонансным уровнем) обнаружено изменение на π фазы зависимости $G(\Phi)$ при прохождении одного из уровней КТ E_n через

резонанс: $\epsilon_F = E_n + V_p$ (где V_p — потенциал КТ относительно кольца). Теоретическое рассмотрение [25,32,33] показало, что это обусловлено обращением в нуль амплитуды первой гармоники вблизи резонанса. Как показано в этом разделе, такое явление возможно и в случае нерезонансного потенциального барьера.

Заключение

В настоящей работе изучается влияние потенциального барьера произвольной высоты на электропроводность АБ магнитного интерферометра. Приведены результаты для температуры отличной от нуля. В этом случае исключается влияние неконтролируемого геометрического размера (параметр $k_F L$), однако сохраняется влияние регулируемых параметров (величины магнитного потока Φ , высоты потенциального барьера $e\Phi$).

В случае потенциальной ступеньки малой высоты, $e\Phi \ll \epsilon_F$, интерференция электронных волн, распространяющихся вдоль различных ветвей кольца (электростатический эффект Ларонова—Бома), приводит к осциллирующей зависимости кондактанса кольца G от Φ . Показано, что величина δ_F (изменение фазы волновой функции электрона, вызванное наличием ступеньки) не влияет на фазу зависимости $G(\Phi)$ в соответствии с результатами экспериментов [20,21]. Показано также, что при изменении δ_F возможно изменение знака амплитуды первой (преобладающей по величине) гармоники C_1 зависимости $G(\Phi)$. При этом вблизи значения $C_1(\delta_F) = 0$ период осцилляций изменяется с Φ_0 на $\Phi_0/2$, что наблюдалось в работе [25].

Рассмотрено влияние туннельного барьера на кондактанс кольца. Показано, что при определенных значениях параметров системы возможно изменение знака амплитуды C_1 при изменении величины коэффициента туннелирования. Данный эффект уже наблюдался при резонансном туннелировании [22]. Однако, как показано в настоящей работе, такой эффект возможен и в случае обычного (не резонансного) туннелирования.

Отмечается, что при увеличении коэффициента отражения электрона от потенциального барьера происходит относительное увеличение амплитуды второй гармоники зависимости $G(\Phi)$ (с периодом $\Phi_0/2$) в соответствии с увеличением вклада процессов Альтшулера—Аронова—Спивака.

Кроме того, показано, что использование баллистического кольца с потенциальной ступенькой малой высоты (электростатический АБ интерферометр) позволяет непосредственно определить изменение фазы волновой функции электрона при туннелировании через барьер, встроенный в одну из ветвей кольца.

1. Y. Imry, *Physics of Mesoscopic Systems: Directions in Condensed Matter Physics*, G. Grinstein and G. Mazenko (eds.), World Scientific, Singapore (1986), p. 101.
2. Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.* **115**, 484 (1959).
3. Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.* **123**, 1511 (1961).
4. N. Byers and C. N. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 46 (1961).
5. F. Bloch, *Phys. Rev.* **B2**, 109 (1970).
6. R. A. Webb, S. Washburn, C. P. Umbach, and R. B. Laibowitz, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2696 (1985).
7. V. Chandrasekhar, M. J. Rooks, S. Wind, and D. E. Prober, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1610 (1985).
8. S. Datta, M. R. Mellock, S. Bandyopadhyay, R. Noren, M. Vazir, M. Miller, and R. Reifenberger, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2344 (1985).
9. G. Timp, A. M. Chang, J. E. Cunwigham, T. Y. Chang, P. Mankiewich, R. Behringer, and R. E. Howard, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2814 (1987).
10. C. J. B. Ford, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, C. T. Foxon, J. J. Harris, and C. Roberts, *J. Phys.* **C21**, L325 (1988).
11. Y. Gefen, Y. Imry, and M. Ya. Azbel, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 129 (1984).
12. M. Büttiker, Y. Imry, and M. Ya. Azbel, *Phys. Rev.* **A30**, 1982 (1984).
13. M. Murat, Y. Gefen, and Y. Imry, *Phys. Rev.* **B34**, 659 (1986).
14. J. Xia, *Phys. Rev.* **B45**, 3593 (1992).
15. A. D. Stone and Y. Imry, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 189 (1986).
16. B. Pannetier, J. Chaussy, R. Rammal, and P. Gandit, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 718 (1984).
17. D. J. Bishop, J. C. Licini, and G. J. Dolan, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 1000 (1985).
18. D. A. Browne, J. P. Carini, K. A. Muttalib, and S. R. Nagel, *Phys. Rev.* **B30**, 6798 (1984).
19. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 101 (1981).
20. S. Washburn, H. Schmid, D. Kern, and E. R. Webb, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1791 (1987).
21. P. G. N. de Vergar, G. Timp, P. M. Mankiewich, R. Behringer, and J. Cunningham, *Phys. Rev.* **B40**, 3491 (1989).
22. A. Yacoby, M. Heiblum, D. Mahalu, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4047 (1995).
23. M. Büttiker, *IBM J. Res. Dev.* **32**, 317 (1988).
24. C. J. B. Ford, A. B. Fowler, J. M. Hong, C. M. Knoedler, S. E. Laux, J. J. Wainer, and S. Washburn, *Sur. Sci.* **229**, 307 (1990).
25. A. Yacoby, R. Schuster, and M. Heiblum, *Phys. Rev.* **B53**, 9583 (1996).
26. R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.* **1**, 223 (1957).
27. М. В. Москалец, *ФНТ* **23**, 425 (1997).
28. H. Schmid, in: *Proc. of the Eighth European Congress on Electron Microscopy*, Budapest, Hungary, 1984, A. Csánady, P. Rohlich, and D. Szabo (eds.), Programme Committee of the Congress, Budapest (1984), p. 285.
29. A. Yacoby, M. Heiblum, V. Umansky, H. Shtrikman, and D. Mahalu, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3149 (1994).
30. B. S. Andereck and E. Abrahams, *J. Phys.* **C13**, L383 (1980).
31. J. M. Mao, Y. Huang, and J. M. Zhou, *J. Appl. Phys.* **73**, 1853 (1993).
32. G. Hackenbroich and H. A. Weidenmüller, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 110 (1996).
33. G. Hackenbroich and H. A. Weidenmüller, *Phys. Rev.* **B53**, 16379 (1996).

Interference effects and ballistic transfer in a one-dimensional ring

M. V. Moskalets

The dependence of the conductance of a one-dimensional ballistic ring on the potential barrier situated in one of the ring branches is studied at nonzero temperature. Both a small potential barrier (electrostatic Aharonov–Bohm effect) and a tunnel barrier are considered. It is shown that the direct measurements of variations in the electron wave function phase on tunneling are quite possible.