

## ЭФФЕКТ ААРОНОВА – БОМА В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПРОВОДНИКАХ

Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов, Б.З.Спивак

Показано, что в неупорядоченных нормальных проводниках должен существовать эффект Ааронова – Бома, который проявляется в осцилляциях кинетических коэффициентов в зависимости от величины магнитного потока, пронизывающего образец. Период этих осцилляций  $\Phi_0 = bc / 2e$ , т.е. в два раза меньше, чем в обычном эффекте Ааронова – Бома.

Хорошо известно, что волновые функции и энергетический спектр электронов зависят от вектор-потенциала магнитного поля  $\mathbf{A}$  (эффект Ааронова – Бома). Это проявляется, например, в квантовании магнитного потока в сверхпроводящем кольце, в осцилляциях температуры сверхпроводящего перехода в зависимости от величины этого магнитного потока [1]. Такого типа явления могут иметь место и в нормальных металлах: Динглом [2] было показано, что термодинамические величины должны осциллировать в зависимости от потока, пронизывающего металлический цилиндр. В серии работ [3] были рассмотрены аналогичные осцилляции кинетических величин, которые, возможно наблюдались в [4, 5].

Однако все подобные эффекты исчезают при включении рассеяния электронов, когда длина свободного пробега электронов сравнивается с размерами образца. В настоящей работе мы покажем, что интерференционные эффекты типа эффекта Ааронова – Бома имеют место и в грязных металлах, при этом абсолютная величина этих эффектов может даже расти с уменьшением длины свободного пробега на примесях, а период осцилляций равен  $\Phi_0 = hc / 2e$ , т.е. в два раза меньше, чем в обычном эффекте Ааронова – Бома  $\Phi_0' = hc / e$ .

Рассмотрим для простоты полый тонкостенный металлический цилиндр (рис.1), в полость которого вставлен соленоид, так что вне соленоида магнитное поле равно нулю, однако, в самом образце имеется отличный от нуля вектор-势能 A, имеющий только тангенциальную составляющую, постоянную по толщине образца.

Известно, что главная квантовая поправка к проводимости [6, 7] возникает от учета "веерных" диаграмм (рис.2). В магнитном поле учет этих диаграмм приводит к появлению отрицательного магнетосопротивления [8]. В присутствии вектор-势能 поправка к проводимости имеет вид [8]

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = - \frac{2}{\pi\nu} C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (1)$$

где  $C_\omega(Q)$  – сумма "веерных" диаграмм при малом суммарном импульсе  $Q$  и малой переданной частоте  $\omega$ , а  $\nu$  – плотность состояний электронов на уровне Ферми. Уравнение для  $C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  имеет вид [8]

$$\hbar \left\{ D \left( -t \nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + i\omega + \frac{1}{\tau_\epsilon} \right\} C_\omega(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (2)$$

где  $\tau_\epsilon$  — время энергетической релаксации электронов,  $D$  — их коэффициент диффузии, а  $\omega$  — частота внешнего поля. Уравнение (2) — это уравнение для функции Грина частицы с массой  $1/2D \ll m$  ( $m$  — масса электрона) и с зарядом  $2e$ . Уравнение (2) нужно решать с периодическими граничными условиями вдоль оси  $y$  (по окружности цилиндра). Решение (2) имеет вид

$$C_\omega(r, r') = \frac{1}{\pi L_y} \int \frac{dQ_\perp}{2\pi^2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{e^{iQ_\perp(r - r')}}{i\omega + \frac{1}{\tau_\epsilon} + DQ_\perp^2 + D \left( Q_y^l - \frac{2e}{c} A \right)^2}, \quad (3)$$

где  $Q_\perp = (Q_x, Q_z)$ ,  $Q_y^l = 2\pi l / L_y$ ,  $L_y = 2\pi R$  — длина окружности цилиндра. Подставляя (3) в (1), получаем

$$\Delta\sigma = -\frac{2e^2}{\pi\hbar} \frac{1}{L_y} \int \frac{dQ_\perp}{2\pi^2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \left[ Q_\perp^2 + \left( \frac{2\pi}{L_y} \right)^2 \left( l - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 + \tilde{L}_\epsilon^{-2} \right]^{-1}, \quad (4)$$

где  $L_\epsilon = \sqrt{D\tau_\epsilon}$ , а  $\tilde{L}_\epsilon^2 = \frac{L_\epsilon^2}{1 + i\omega\tau_\epsilon}$ . Если толщина цилиндра  $L_x$  меньше, чем  $L_\epsilon$ , то интеграл по  $Q_x$  должен быть заменен на сумму, и в знаменателе надо оставить только член с  $Q_x = 0$  (квазидвумерный случай). Если же и длина цилиндра  $L_z$  мала по сравнению с  $L_\epsilon$ , то при суммировании по  $Q_x$  и по  $Q_z$  следует оставить только член с  $Q_\perp = 0$  в знаменателе (квазиодномерный случай [9]).

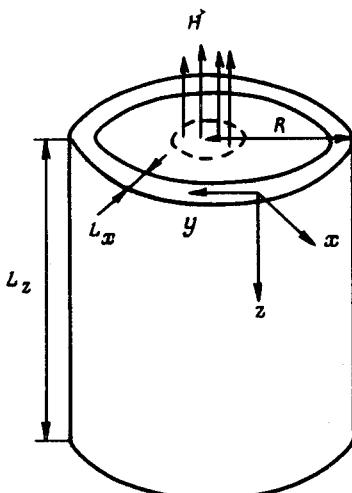


Рис. 1

$$\frac{\tilde{p}_\epsilon e}{\tilde{p}_\epsilon e - \omega} C_\omega(Q) = \frac{-\tilde{p}_\epsilon e}{\tilde{p}_\epsilon e - \omega} + \dots$$

+ ...

Рис. 2

В квазиодномерном случае для проводимости на единицу длины получим

$$\Delta g = -\frac{e^2}{\pi^2 h} \tilde{L}_\epsilon \frac{\operatorname{sh} L_y / \tilde{L}_\epsilon}{\operatorname{ch} L_y / \tilde{L}_\epsilon - \cos 2\pi \Phi/\Phi_0}. \quad (5)$$

Из (5) видно, что проводимость осциллирует с изменением потока с периодом  $\Phi_0 = hc/2e$ . Амплитуда модуляции экспоненциально падает с ростом длины окружности цилиндра.

В двумерном случае (т.е. для длинного цилиндра) проводимость пленки квадратной формы, свернутой в цилиндр, при  $\omega = 0$   $g = \sigma / L_x$  имеет вид (при  $L >> L_\epsilon$ )

$$\Delta g = \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \left\{ \ln \frac{\tau}{\tau_\epsilon} - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{\sqrt{(L_y/2\pi L_\epsilon)^2 + t^2}} \times \right. \\ \left. \times \cos(t + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}) \right\}. \quad (6)$$

Так же, как и в коротком цилиндре, проводимость осциллирует с периодом  $\Phi_0$ . Амплитуда осцилляций равна  $K_0 \left( \frac{L_y}{2\pi L_\epsilon} \right) (K_0(x) - \text{функция Макдональда})$  и экспоненциально падает при  $L_y >> L_\epsilon$ . Необходимо отметить, однако, что выражения (4) и (5) справедливы при произвольном соотношении между  $L_y$  и  $L_\epsilon$ . При  $T \rightarrow 0$   $L_\epsilon \rightarrow \infty$ , и поэтому, как легко видеть из (5),  $\Delta g$  перестает зависеть от степени неупорядоченности, а амплитуда осцилляций стремится к бесконечности.

В эксперименте  $L_\epsilon$  может быть очень велика. Если  $\tau_\epsilon$  определяется столкновениями между электронами, а энергия Ферми порядка  $10^5$  К, то при  $T \sim 0.1$  К  $\tau_\epsilon \sim 10^{-4}$  сек. Тогда, при длине свободного пробега  $l \sim 10^{-3}$  см,  $L_\epsilon \sim 1$  см. Таким образом, для наблюдения эффекта можно использовать макроскопические образцы. В имеющихся экспериментах [1, 4, 5] радиус использованных образцов составлял  $10^{-4} - 10^{-5}$  см.

Институт ядерной физики  
им. Б.П. Константина  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
18 ноября 1980 г.

### Литература

- [1] R.D.Parks, W.A.Little. Phys. Rev., A133, 97, 1964.
- [2] R.B.Dingle. Proc. Roy. Soc., A212, 47, 1952.
- [3] И.О.Кулик. Письма в ЖЭТФ, 5, 423, 1967; Э.Н.Богачек, Г.А.Гогадзе. ЖЭТФ, 63, 1839, 1972; Э.Н.Богачек. ФНТ, 2, 474, 1976.
- [4] Ю.П.Гайдуков, Н.П.Данилова. Письма в ЖЭТФ, 15, 592, 1972.
- [5] Н.Б.Брандт, Д.В.Гицу, А.А.Николаева, Я.Г.Пономарев. ЖЭТФ, 72, 2333, 1977.
- [6] E.Abrahams, P.W.Anderson, D.C.Liccardello, T.V.Ramakrishnan. Phys. Rev. Lett., 42, 672, 1979.
- [7] Л.П.Горьков, А.И.Ларкин, Д.Е.Хмельницкий. Письма в ЖЭТФ, 30, 248, 1979.
- [8] B.L.Altshuler, D.E.Khmelnitzkii, A.I.Larkin, P.A.Lee. Phys. Rev., to be published.
- [9] D.J.Thouless. Phys. Rev. C., 13, 93, 1974.