

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА ААРОНОВА – БОМА В ПОЛЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЦИЛИНДРАХ

Б.Л.Альтшулер, А.Г.Аронов, Б.З.Спивак
Д.Ю.Шарвин, Ю.В.Шарвин

В цилиндрических пленках из лития при гелиевых температурах наблюдаются осцилляционная зависимость сопротивления от величины магнитного потока в сечении образца с периодом $hc/2e$ и отрицательное продольное магнетосопротивление. Фаза осцилляций и знак магнетосопротивления противоположны наблюдавшимся для магния⁴, что связано с малостью спин-орбитального взаимодействия в литии. Результаты находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории.

В работе¹ было показано, что проводимость тонкостенного цилиндра из нормального металла должна быть осциллирующей функцией магнитного потока Φ , пронизывающего цилиндр, вследствие зависимости волновых функций электронов от вектор-потенциала магнитного поля (эффект Ааронова – Бома²) даже в том случае, когда электрон претерпевает частые столкновения с дефектами решетки, т.е. когда $l \ll 2\pi r$, где r – средний радиус цилиндра, al – длина свободного пробега электронов при упругом рассеянии. Период этих осцилляций равен $\Phi_0 = hc/2e$ – сверхпроводящему кванту потока. Слабая чувствительность к степени неупорядоченности образца и вдвое меньший период отличает рассмотренное явление от осцилляций, предсказанных в³, которые могут иметь место, только если $l \gg 2\pi r$. Условием наблюдения эффекта¹ является достаточная величина диффузионной длины $L_\varphi = \sqrt{D\tau_\varphi}$ по сравнению с $2\pi r$ (τ_φ – время сбоя фазы волновой функции электрона из-за неупругих процессов или из-за рассеяния на парамагнитных примесях, $D = \frac{1}{3}v_F^2\tau$ – коэффициент диффузии электронов, v_F – фермиевская скорость, τ – время импульсной релаксации). Если $L_\varphi \sim 2\pi r$ – то амплитуда осцилляций полной проводимости G полого цилиндра высотой b равна по порядку

$$\frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \frac{2\pi r}{b} = 2,47 \cdot 10^{-5} \frac{2\pi r}{b} \text{ Ом}^{-1}.$$

Для обнаружения этого эффекта были исследованы⁴ при гелиевых температурах цилиндрические магниевые пленки диаметром около 1,5 мкм. Сопротивление этих образцов в продольном магнитном поле действительно осциллировало с периодом, соответствующим кванту потока Φ_0 . Фаза осцилляций соответствовала минимуму сопротивления при $H = 0$. Кроме осцилляций наблюдалось положительное продольное магнетосопротивление. (Различие в величине монотонной части магнетосопротивления для двух исследованных в работе⁴ образцов связано, возможно, с недостаточной точностью установки образцов вдоль поля). Эти особенности указывают, что существенную роль в наблюдавшемся эффекте играет спин-орбитальное взаимодействие^{5,6}. Учет этого взаимодействия со временем переворота спина τ_{s0} , поправок Маки – Томпсона⁷ и конечности толщины пленки a ⁸ приводит¹⁾ к следую-

1) В выражении (6) работы¹ надо исправить неточность. Общий коэффициент должен быть $1/2\pi^2$, а не $1/\pi^2$, а вместо $2\pi L_e$ должно стоять L_e .

щему выражению для квантовой поправки к проводимости цилиндра:

$$\Delta G = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \frac{2\pi r}{b} \left[\left(\frac{1}{2} + \beta \right) Z_{\Phi}(L_{\varphi}(H)) - \frac{3}{2} Z_{\Phi}(\tilde{L}_{\varphi}(H)) \right], \quad (1)$$

где

$$Z_{\Phi}(L_{\varphi}) = \ln \frac{L_{\varphi}}{l} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} K_0 \left(n \frac{2\pi r}{L_{\varphi}} \right) \cos 2\pi n \frac{\Phi}{\Phi_0}.$$

Здесь

$$\frac{1}{L_{\varphi}^2(H)} = \frac{1}{D\tau_{\varphi}} + \frac{1}{3} \left(\frac{aeH}{\hbar c} \right)^2, \quad \frac{1}{\tilde{L}_{\varphi}^2(H)} = \frac{1}{L_{\varphi}^2(H)} + \frac{2}{D\tau_{s_0}},$$

$\Phi = \pi r^2 H$, β – поправка, учитывающая взаимодействие электронов, вычисленная в ⁷, $K_0(x)$ – функция Макдональда. При уменьшении τ_{s_0} $Z_{\Phi}(\tilde{L}_{\varphi})$ уменьшается, и фаза осцилляций обращается в противоположную, когда амплитуда проходит через нуль. Уменьшение амплитуды с ростом магнитного поля связано с тем, что при конечной величине a магнитные потоки, пронизывающие различные электронные траектории, неодинаковы.

Оценка согласно (1) показывает, что величина и знак эффекта ⁴ действительно могут определяться спин-орбитальным взаимодействием, несмотря на его сравнительную малость для такого легкого металла, как Mg. Согласно ^{9,10} для отожженной пленки отношение

$$\frac{a}{\tau_{s_0} v_F} = \epsilon \cong (aZ)^4, \quad (2)$$

где a – постоянная тонкой структуры, а Z – порядковый номер элемента. Для Mg $\epsilon \cong 6 \cdot 10^5$. Поэтому отношение $\tau_{\varphi} / \tau_{s_0}$ можно представить в виде

$$\frac{\tau_{\varphi}}{\tau_{s_0}} = \frac{3L_{\varphi}^2}{la} \epsilon. \quad (3)$$

Если предположить, что $D\tau_{s_0} \ll L_{\varphi}^2(H)$, то вторым слагаемым в квадратных скобках в (1) можно пренебречь. Согласно ⁴, $\beta < 0,1$ и при оценках может быть опущено. В этом случае, например, для образца Mg II, из периода осцилляций получаем, что $2\pi r = 5,2$ мкм, а из величины первой осцилляции $L_{\varphi}(0) = 1,7$ мкм. Поскольку удельное сопротивление образца

$$\rho = \frac{2\pi r a R}{b},$$

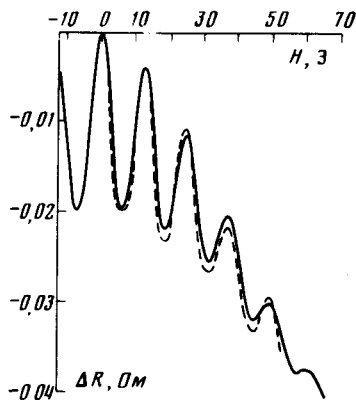
где R для образца MgII равно 12,3 кОм, а $b = 1$ см, принимая по модели свободных электронов $\rho l = 6,5 \cdot 10^{-12}$ Ом \cdot см², получаем $la = 1 \cdot 10^{-12}$ см². Тогда согласно (3) $\frac{\tau_{\varphi}}{\tau_{s_0}} = 5$ и поэтому, действительно, вторым слагаемым в (1) можно пренебречь, и фаза осцилляций совпадает с наблюдаемой.

Для того чтобы спин-орбитальные эффекты не были существенны, в качестве материала для образцов был выбран литий, для которого ϵ должно быть на два порядка меньше, чем для Mg.

Результаты эксперимента с литиевой пленкой, аналогичного описанному в ⁴, представлены на рисунке. Пленка с $R = 2$ кОм, $b = 1$ см была получена путем конденсации лития с исходной чистотой 99,95% на кварцевой нити. Температура гелия при эксперименте равнялась 1,1 К. Измерительный ток, равный 40 мкА, перегревал образец на величину порядка 10^{-1} К.

Пунктиром на рисунке показаны результаты расчета по формуле (1) при $\tau_{s_0} = \infty$, $\beta_i = 0$, $r = 0,72$ мкм, $L_{\varphi} = 2,32$ мкм и $a = 0,12$ мкм. Величина $2r - a = 1,32$ мкм близка к значению диаметра кварцевой нити 1,3 мкм, определенному с помощью электронного

микроскопа. Другой проверкой теории является согласование величины монотонного спада и затухания осцилляций, определяемых одной и той же величиной a . Таким образом эксперимент и теория находятся, по-видимому, в хорошем количественном согласии.



Следует отметить, что в этих опытах удалось наблюдать отрицательное продольное магнетосопротивление тонких пленок.

Подтверждая правильность основных идей теории слабой локализации в квазидвумерных системах, эксперименты описанного типа предоставляют также, очевидно, возможность исследования механизмов рассеяния электронов в тонких пленках.

Авторы искренне благодарны А.И.Ларкину и Д.Е.Хмельницкому за обсуждение результатов, А.В.Данилову за помощь при обработке результатов эксперимента, П.Л.Капице — за интерес к работе и предоставление возможности проведения экспериментов в Институте физических проблем АН СССР.

Литература

1. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 101.
2. Aharonov Y., Bohm D. Phys. Rev., 1959, 115, 485.
3. Кулик И.О. Письма в ЖЭТФ, 1967, 5, 423.
4. Шарвин Д.Ю., Шарвин Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 285.
5. Hikami S., Larkin A.I., Nagaoka Y. Progr. Theor. Phys., 1980, 63, 707.
6. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ, 1981, 81, 768.
7. Ларкин А.И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 239.
8. Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 515.
9. Абрикосов А.А., Горьков Л.П. ЖЭТФ, 1962, 42, 1088.
10. Meservey R., Tedrow P.M. Phys. Rev. Lett., 1978, 41, 805.

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

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 апреля 1982 г.