

КВАНТОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ ИЗ НОРМАЛЬНОГО МЕТАЛЛА

Д. Ю. Шарвин, Ю. В. Шарвин

При гелиевых температурах наблюдается осцилляционная зависимость сопротивления цилиндрической пленки из магния от величины продольного магнитного поля. Период осцилляций в согласии с предсказанием теории Альтшулера, Аронова и Спивака (ААС) [1] соответствует изменению потока магнитного поля в полости цилиндра на величину кванта потока $\Phi_0 = hc/2e$.

Новый интересный результат, полученный ААС [1], заключался в том, что макроскопический квантовый эффект, аналогичный квантованию магнитного потока в сверхпроводниках (эффекту Паркса — Литтла [2]), оказался возможным в системе невзаимодействующих электронов, претерпевающих многократные случайные упругие столкновения при движении по траекториям, охватывающим полость цилиндра. Возможность эффекта обуславливалась учетом суперпозиции состояний движения электрона по одной и той же "ломаной" траектории в противоположных направлениях. В присутствии магнитного поля фазовая длина траектории при разных направлениях обхода различна, однако разность фаз для всех траекторий в тонкостенном цилиндре оказывается одной и той же, равной $2\Phi \frac{e}{\hbar c} A ds$, где A — вектор-потенциал, что и обуславливает возникновение осцилляций сопротивления образца R с указанным периодом. Порядок величины амплитуды осцилляций проводимости на квадрат пленки $\sigma_{\square} = L/pR$, p и L — периметр и длина цилиндра, определяется универсальным множителем $\Delta\sigma_{\square} = \frac{e^2}{\pi^2\hbar} = 2,47 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$.

Неупругие столкновения и рассеяния на магнитных примесях разрушают эффект, который экспоненциально уменьшается, если $L\phi \ll p$,

где $L_\phi = \sqrt{l_e l_\phi}$; l_e — длина свободного пробега для упругих столкновений и l_ϕ — для процессов, разрушающих фазовую когерентность.

Нами были предприняты поиски эффекта ААС. В качестве материала для изготовления образцов был выбран магний, в котором сверхпроводимость отсутствует по крайней мере вплоть до 0,05 К [3]. Высокое давление паров магния, который при изготовлении пленки сублимировался из твердого состояния, уменьшает опасность загрязнения пленки. Присутствие диамагнитной окиси магния не должно приводить к некогерентному рассеянию электронов на поверхности. Исходный материал имел отношение $\rho(20^\circ\text{C})/\rho(4,2\text{K}) \approx 10^3$, в нем было обнаружено не более 10⁻³% натрия и цинка. Пленка конденсировалась на поверхность кварцевой нити диаметром 1,5 — 2 мкм и $L = 1$ см, приклеенной клеем БФ к двум платиновым проволочкам, использовавшимся в качестве токовых и потенциальных проводов.

Магний плохо конденсируется при комнатной температуре, вследствие этого стенки прибора охлаждались жидким азотом, а испарение производилось в атмосфере чистого гелия при давлении $\sim 10^{-3}$ мм.рт.ст.

Были исследованы два образца I и II со значениями $R(20^\circ\text{C})$ 12,8 и 15,3 кОм, измеренными после помещения в дьюар, заполненный газообразным гелием. Перенос образца I в дьюар происходил в контакте с атмосферным воздухом, перенос образца II — в атмосфере технического гелия. Измерение R производилось потенциометром постоянного тока Р345 при токе 10 мкА с наноамперметром Ф118 в качестве нуля прибора. При 4,2 К $R_I = 9,2$ кОм и $R_{II} = 12,3$ кОм. При охлаждении до 1,12 К сопротивление образцов возрастало соответственно на 7 и на 3 Ома.

Зависимость R_I и R_{II} от величины продольного поля при $T = 1,12$ К показана на рис. 1. Различие в уровне шумов связано со свойствами образцов. Стрелочками отмечены значения поля, соответствующие целому числу квантов потока Φ_0 в сечении цилиндра, рассчитанные для образца I, диаметр которого 1,58 мкм был измерен с помощью электронного микроскопа. Амплитуда осцилляций имеет близкий к ожидавшемуся (~ 1 Ом) порядок величины. При дальнейшем увеличении поля осцилляции постепенно сглаживались. На рис. 2 показана построенная по точкам монотонная зависимость $R_{II}(H)$ при $H > 50$ Э и $T = 1,12$ К (при $H < 50$ Э пунктиром показана усредненная по осцилляциям кривая). Температурная зависимость эффекта не исследовалась, было лишь замечено, что при отогреве до 2,2 К амплитуда убывала примерно в 2,5 раза.

При обсуждении наших результатов встает вопрос, в какой мере взаимодействие электронов друг с другом, а также спин-орбитальное взаимодействие с примесями, существующие в реальном металле, могут влиять на величину и знак (фазу) эффекта. Следует учесть, что существует прямое соответствие по величине и знаку между осцилляционным эффектом в многосвязном проводнике и магнетосопротивлением (МС) плоских пленок в той же области слабых полей. Ларкин [4] отметил, что в выражение для поперечного МС входит множитель $\alpha - \beta(T)$, где при малом спин-орбитальном взаимодействии электронов с примесями $\alpha = 1$, а в противоположном случае $\alpha = -1/2$. Величина $\beta(T) > 0$ определяется межэлектронным взаимодействием и существенно возрастает

в сверхпроводниках при $T \rightarrow T_c$ ($T > T_c$) однако $\beta > 0$ и в несверхпроводящих материалах, при этом в хороших металлах $\beta \sim 10^{-2}$.

Шабло, Нарбут, Тюрин и Дмитренко [5] в 1974 г. наблюдали эффект квантования потока в алюминии вплоть до $T/T_c \sim 5$, когда $\beta = 0,5$ и таким образом, величина α уже должна быть учтена при истолковании их результатов. Существенно также, что величина эффекта должна определяться отношением периметра образца не к длине когерентности $\xi(T)$, а к L_ϕ , что снимает, вероятно, расхождение с теорией, отмечавшееся в [5].

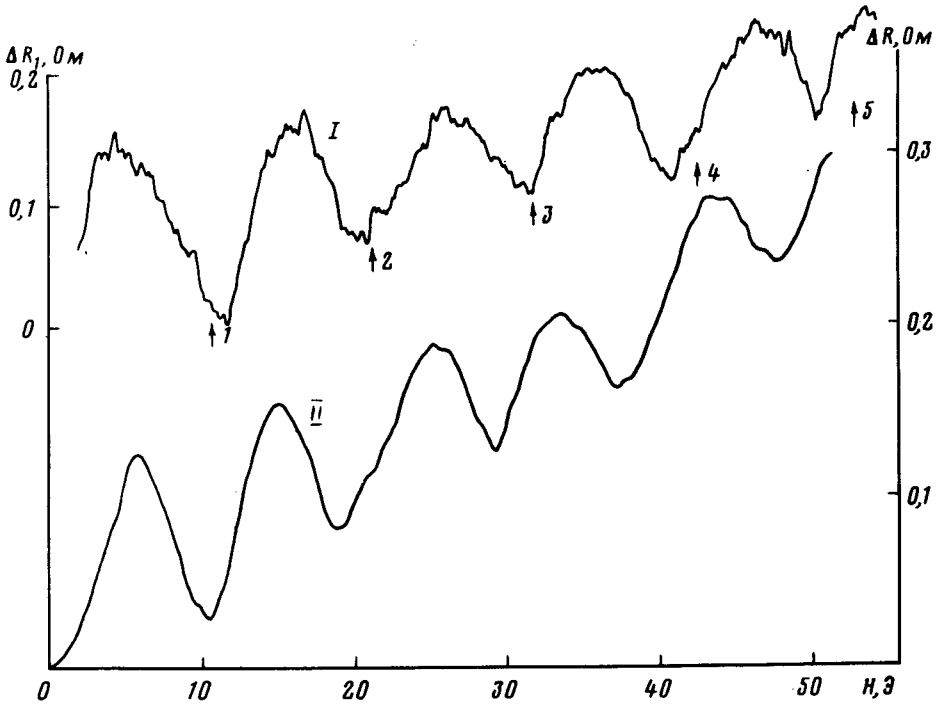


Рис. 1

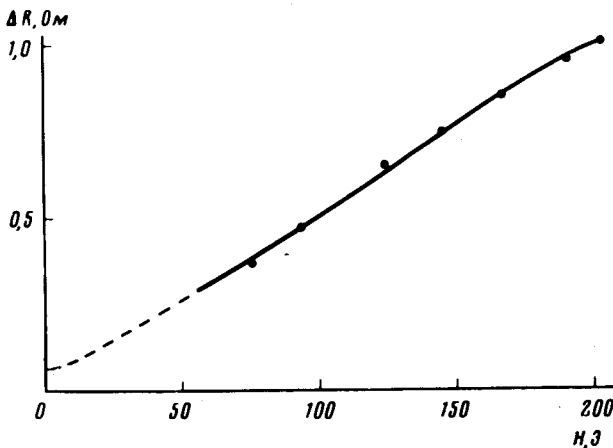


Рис. 2

В наших опытах, если принять, что для магния $T_c = 0,05$ К; $\beta = 0,1$ при $T = 2,2$ К. Повышение сопротивления наших пленок при уменьшении T согласуется скорее с предположением об их нормальной природе. Отметим, что для цилиндрических пленок кадмия с $R = 3$ кОм, на которых мы также наблюдали отчетливый эффект квантования потока, $R(4,2\text{К}) - R(1,12\text{К}) = 2$ Ома. Можно, таким образом, предполагать, что в наших магниевых пленках $|a| > \beta$. Учет фазы осцилляций, имеющих минимум при $H = 0$, и знака продольного МС (рис. 2) приводит тогда к предположению, что $a < 0$ и, возможно, близко к $-1/2$. Наблюденная нами величина продольного МС может быть согласована с теорией [6], если $aL_\phi \sim 10^{-9}$ см², где a — толщина пленки, что соответствует правдоподобным оценкам $a \sim 10^{-5}$ см и $L_\phi \sim 10^{-4}$ см в условиях нашего опыта.

Авторы искренне благодарны Б.Л.Альтшулеру, А.Г.Аронову, А.И.Ларкину, Д.Е.Хмельницкому, А.Ф.Андрееву за обсуждение результатов, А.И.Шальникову и Н.В.Заварицкому — за советы в области эксперимента, П.Л.Капице — за интерес к работе и предоставление возможности ее выполнения в ИФП АН СССР.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 августа 1981 г.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Литература

- [1] Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 101.
- [2] Parks R.D., Little W.A. Phys. Rev., 1964, A133, 97.
- [3] Kurti N., Simon F.E. Proc. Roy. Soc., 1935, 151A, 610.
- [4] Ларкин А.И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 239.
- [5] Шабло А.А., Нарбут Т.П., Тюрин С.А., Дмитренко И.М. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, 457.
- [6] Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 515.