

ПРОВОДИМОСТЬ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ СТРУКТУР С ФЕРРОМАГНИТНЫМИ И СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ ОБЛАСТЯМИ

В.Т.Петрашов, В.Н.Антонов, С.В.Максимов, Р.Ш.Шайхайдаров

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
142432 Черноголовка Московской обл., Россия*

Поступила в редакцию 10 марта 1994 г.

Экспериментально исследовалось влияние на проводимость ферромагнитных (никелевых) структур с поперечными размерами проводников 0,02–0,08 мкм сверхпроводящих островков, напыленных сверху. Обнаружено, что при сверхпроводящем переходе островков сопротивление никеля может как уменьшаться, так и возрастать, при этом влияние сверхпроводника распространяется на расстояния, превышающие 2 мкм, что более чем в 30 раз превосходит длину $L_c = \hbar v_F / k_B T_c$, на которой разрушается сверхпроводящая корреляция в ферромагнетике (v_F и T_c – фермиевская скорость и температура Кюри).

В настоящей работе экспериментально исследовалась проводимость "гибридных" структур, состоящих из мезоскопических ферромагнитных (F) и сверхпроводящих (S) областей. Было обнаружено, что влияние сверхпроводников может приводить как к значительному уменьшению, так и возрастанию сопротивления F -областей и при этом распространяется на расстояния, значительно превышающие длину когерентности электронов в ферромагнетике. Аналогичное явление наблюдалось в немагнитных (серебряных) структурах [1] и было названо аномальным эффектом близости. Результаты настоящей работы говорят о возможности существования аномального эффекта близости при отсутствии сверхпроводящей корреляции и слаболокализованных состояний в нормальных областях.

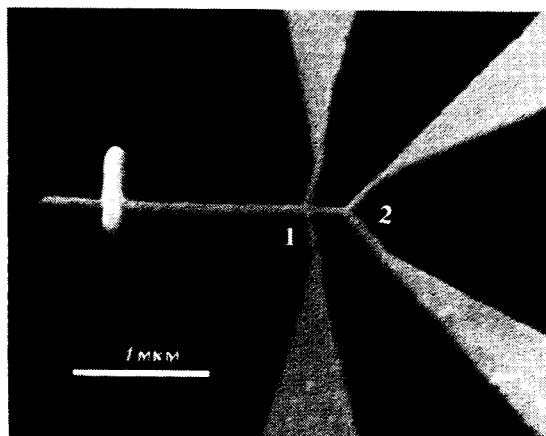


Рис.1. Фотография образца, сделанная с помощью электронного микроскопа. H -образная структура с отрезком изготовлена из никеля; светлая полоска, нанесенная перпендикулярно отрезку – олово. Точками 1 и 2 показаны места, куда подходят токовые и потенциальные проводники (расширяющиеся части структуры). Длина метки соответствует 1 мк

Исследовались ферромагнитные тонкопленочные структуры двух типов. Структуры первого типа, геометрия которых была предложена в нашей работе [1], имели H -образную часть и отрезки длиной до 2,0 мкм (рис.1), на которые наносились сверхпроводящие полоски S на различных расстояниях L от точки

1. Четырехконтактным методом измерялось сопротивление R_{12} участка структуры между точками 1 и 2, длина которого была 0,2 мкм. Ширина токовых и потенциальных проводников была равна 0,08–0,1 мкм в точках 1 и 2, длина порядка 10 мкм, заканчивались они площадками размерами 3 мкм на 5 мкм. Структуры изготавливались из никеля, а полоски S – из олова и свинца. Структуры второго типа были аналогичны использовавшимся в работе [2] и представляли собой никелевые кольца диаметром 0,3 мкм, имевшие отростки, перпендикулярные линиям тока (поперечная, T -геометрия [2]). На отростки наносились свинцовые и оловянные полоски. Никелевые проводники во всех структурах имели ширину 0,08–0,1 мкм и толщину 0,02 мкм. Оловянные и свинцовые полоски имели длину, ширину и толщину соответственно 1,0, 0,2 и 0,05 мкм. Погрешность определения размеров составляет 5–10%. Структуры изготавливались методом электронно-лучевой литографии. Подложкой служил кремний, покрытый естественным окислом. Пленки наносились термически, температура подложки при этом была комнатной. Особое внимание уделялось созданию чистых, с контролируемым составом интерфейсов между нормальным металлом и сверхпроводником. Измерения проводились при температурах 1,3–4,2 К на частотах 30–300 Гц, в магнитных полях до 10 кГс, ориентированных перпендикулярно пленкам.

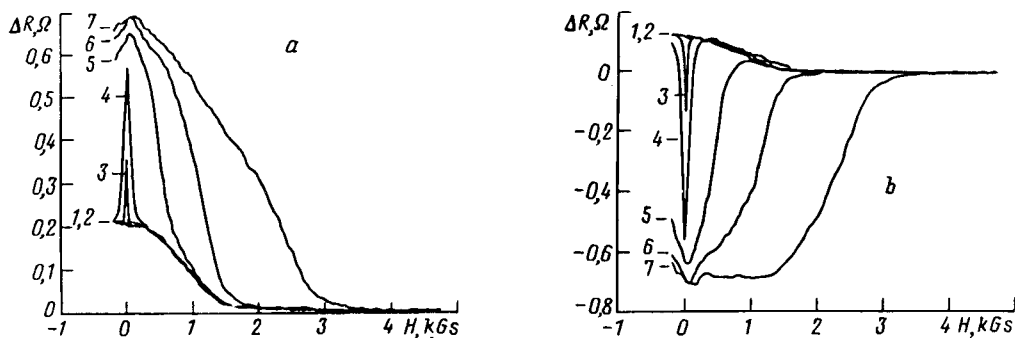


Рис.2. Зависимость сопротивления участка между точками 1 и 2 никелевой структуры (см. рис.1) от магнитного поля при разных температурах (К): 1 – $T = 4,22$; 2 – 3,65; 3 – 3,5; 4 – 3,35; 5 – 3,1; 6 – 2,7; 7 – 1,3; а – оловянная полоска расположена на расстоянии $L = 1,0$ мкм от точки 1, полное сопротивление $R = 450$ Ом в поле $H = 5$ кГс; б – $L = 0,3$ мкм, $R = 350$ Ом

На рис.2 представлены примеры зависимостей сопротивления R_{12} от магнитного при разных температурах с оловянными полосками, расположенными на различных расстояниях от точки 1. Структуры изготавливались одновременно и располагались на одной подложке. В области 4,2–3,65 К сопротивление в нулевом поле и магнитосопротивление ведут себя так же, как и в контрольных структурах без сверхпроводников, и практически не зависят от температуры. Магнитополевые зависимости по характеру близки к наблюдаемым в обычных широких ферромагнитных пленках при оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости пленки, перпендикулярной приложенному магнитному полю [3]. В магнитосопротивлении некоторых структур наблюдался гистерезис, который обычно связывается с отклонением угла между осью легкого намагничивания и нормалью к пленке от $\pi/2$. Такое поведение обычно связывают с магнитной

анизотропией [3, 4]. При дальнейшем понижении температуры сопротивление R_{12} структуры с $L = 1,0$ мкм в нулевом магнитном поле резко возрастает вблизи $T = 3,5$ К, соответствующей переходу оловянной полоски в сверхпроводящее состояние, а структуры с $L = 0,3$ мкм – резко уменьшаются (рис. 2а, б). При полном сопротивлении порядка 400 Ом изменение составляет 0,1–0,2%. Добавки к сопротивлению структур, связанные с влиянием сверхпроводника, исчезают при повышении магнитного поля выше критического поля сверхпроводника. В ряде структур амплитуда эффекта достигала 1–1,5%. В исследованном интервале $0,1 < L < 2,0$ мкм тенденций к уменьшению амплитуды из-за увеличения L замечено не было. Точность, с которой мы могли помещать сверхпроводящие полоски в нужное место, была порядка $\pm 0,1$ мкм. Для ответа на вопрос, являются ли знак и величина эффекта случайными или определяются положением сверхпроводника, необходимо получение статистических данных либо существенное повышение точности совмещения различных слоев в ходе литографии.

Таким образом, поведение проводимости односвязных структур из никеля с островками из сверхпроводника вне классических линий тока и поведение аналогичных структур из серебра [1] вблизи сверхпроводящего перехода островков качественно совпадают: знак изменения сопротивления проводников может быть как положительным, так и отрицательным, при этом влияние сверхпроводников как в никелевых проводниках, так и в серебряных, распространяется на "макроскопические" расстояния, превышающие 2 мкм.

Результаты влияния сверхпроводников на магнитосопротивление ферромагнитных и немагнитных колец оказались разными. Если в немагнитных мезоскопических кольцах возникают "гигантские" осцилляции магнитосопротивления с периодом, соответствующим "сверхпроводящему" кванту потока $\Phi_0 = \hbar c/2e$ [3, 5], то в малых ферромагнитных кольцах со сверхпроводящими границами в исследованном интервале температур осцилляций с таким периодом вообще не наблюдается. В нескольких кольцах мы наблюдали осцилляции, наложенные на монотонный ход магнитосопротивления, которые, однако, нельзя было связать с эффектами Литтла–Паркса или Ааронова–Бома, поскольку их периоды не удавалось связать с квантом потока через кольца.

Существуют отличия и между односвязными ферромагнитными и немагнитными структурами. Они возникают в области слабых магнитных полей, вдали от сверхпроводящего перехода островков. В никелевых структурах отсутствуют острые особенности вблизи нулевого поля, наблюдающиеся в серебряных [1], а величина изменения кондактанса более чем на порядок меньше изменений кондактанса серебряных проводников [1] при той же геометрии и температуре.

На основе полученных результатов можно сделать несколько выводов. Во-первых, существование аномального эффекта близости в малых никелевых проводниках, по-видимому, не связано с куперовскими парами либо со слабо локализованными (синглетными) электронными состояниями. В ферромагнетике они должны разрушаться на расстояниях порядка $L_c \sim \hbar v_F/I$, v_F – фермиевская скорость, I – энергетический параметр обменного поля [6], $I \sim k_B T_c$, T_c – температура ферромагнитного упорядочения. Для наших никелевых пленок $T_c = 620$ К, следовательно, $L_c \sim 0,07$ мкм, что в 30 раз меньше расстояний, на которых обнаруживается влияние сверхпроводника. На эксперименте о незначительности вклада слабой локализации говорит отсутствие характерного магнитосопротивления [7], а также осцилляций, о которых говорилось выше.

Отсутствие в никелевых кольцах эффекта Ааронова–Бома, связанного с триплетными слаболокализованными состояниями [8], может говорить о том, что диффузионная длина спин-орбитального рассеяния L_{so} , на которой стабильны такие состояния, в наших пленках значительно меньше периметра колец, $L_{so} \ll 1$ мкм. Для наблюдения эффекта, по-видимому, необходимы кольца диаметром меньше 0,3 мкм и, возможно, более чистый исходный никель, не содержащий тяжелых примесей.

Хотя теории мезоскопических ферромагнитных систем со сверхпроводящими областями в настоящее время пока нет, качественно наблюдаемые явления можно объяснить изменениями в электронной интерференционной картине из-за возникновения андреевских отражений интерферирующих электронов. В работе [9] с использованием формулы Ландауэра, обобщенной на случай существования андреевских отражений [10], на основе численного анализа была продемонстрирована такая возможность для немагнитных мезоскопических проводников. Такое объяснение предполагает, что длина, на которой сохраняется когерентность участвующих в интерференции электронов, в наших никелевых проводниках при гелиевых температурах превышает 2 мкм, то есть того же порядка, что и длина сбега фазы в немагнитных металлах. Одним из возможных экспериментальных подтверждений этого могло бы послужить наблюдение $\hbar c/e$ -осцилляций Ааронова–Бома в никелевых кольцах в более сильных полях.

В заключение авторы благодарят К.Ламберта, Д.Е.Хмельницкого, В.Ф.Гантмахера, а также участников семинара ИПТМ РАН за полезное обсуждение результатов работы. Мы благодарим Международный Научный Фонд (ISF) за финансовую поддержку нашего проекта Ph2-000785.

-
1. В.Т.Петрашов, В.Н.Антонов, С.В.Максимов, Р.Ш.Шайхайдаров, Письма в ЖЭТФ **58**, 48 (1993).
 2. V.T.Petrashov, V.N.Antonov, P.Delsing, and T.Claeson, Phys. Rev. Lett. **70**, 347 (1993).
 3. В.А.Буравихин, В.С.Христенко, в кн. "Физика магнитных пленок", вып.1, под редакцией Л.В.Киренского, Иркутск, 1967, с.3.
 4. G.G.Lonzarich, "Electrons at the Fermi surface", ed. M.Springford, Cambridge Univ. Press (1980).
 5. V.T.Petrashov, V.N.Antonov, and M.Persson, Physica Scripta **T42**, 136 (1992).
 6. С.В.Куплевацкий, И.И.Фалько, Письма в ЖЭТФ **52**, 957 (1990).
 7. G.Bergmann, Phys. Rep. **107**, 1 (1984).
 8. B.L.Al'tshuler, D.E.Khmelnitskii, and B.Z.Spivak, Solid. State Comm. **48**, 841 (1983).
 9. C.J.Lambert, V.C.Hui, в печати.
 10. C.J.Lambert, J.Phys.: Condens. Matter **3**, 6579 (1991).