

Эффект близости и спонтанная вихревая фаза в планарных SF-структурах

В. В. Рязанов¹⁾, В. А. Обознов, А. С. Прокофьев, С. В. Дубонос*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 4 декабря 2002 г.

Исследованы особенности эффекта близости в SF-структурах. Показано, что минимум критической температуры SF-бислоя, связанный с осцилляциями наведенного сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике, имеет место, когда толщина ферромагнитного слоя близка к четверти периода пространственных осцилляций. Обнаружено возникновение спонтанного вихревого состояния в сверхпроводнике, связанного с близостью доменной магнитной структуры ферромагнетика и приводящего к заметным магнеторезистивным эффектам.

PACS: 74.78.Fk, 75.47.Pq, 75.70.Cn

Металлические многослойные системы с чередованием магнитных и немагнитных слоев вызывают в последнее время значительный интерес. Структуры нормальный металл– ферромагнетик (NF-системы), проявляющие гигантское магнетосопротивление, уже находят практическое применение в компьютерной технике [1]. Предложены и исследуются также перспективные элементы на основе многослойных структур сверхпроводник–ферромагнетик (SF-систем), такие как спиновый FSF-клапан [2], джозефсоновский SFS π -контакт [3] и другие. Проблемы сосуществования сверхпроводимости и ферромагнетизма представляют давний фундаментальный интерес. Антагонизм этих двух явлений с различным спиновым упорядочением является причиной сильного подавления сверхпроводимости в области контактов S и F материалов [4]. Другим фундаментальным следствием близости ферромагнетика и сверхпроводника является возникновение осциллирующего знакопеременного параметра порядка в F-слое вблизи SF-границы [3, 7]. Несмотря на большое количество теоретических работ, экспериментальное исследование SF-структур находится в начальной стадии. В связи с этим, практически не исследовано влияние реальной доменной структуры на перечисленные выше и другие явления в SF-системах. В данной работе приготовлены и исследованы три различных по размерам и геометрии типа двуслойных SF-структур: непрерывная SF-бислойная тонкопленочная полоска, макроскопи-

ческий сверхпроводящий S–SF–S мостик (мостик Нотариса–Мерсеро [8]) и одномерная цепочка субмикронных (мезоскопических) S–SF–S мостиков. Целью работы было наблюдение следующих эффектов: 1) влияние толщины F-слоя и знакопеременного параметра порядка на критическую температуру $T_{c,SF}$ SF-бислоя; 2) появление спонтанного вихревого состояния, связанного с близостью доменной магнитной структуры ферромагнетика; 3) возникновение дополнительных резистивных вкладов в цепочках S–SF–S мостиков, обусловленных инжекцией неравновесных квазичастиц из SF-областей в сверхпроводник.

Экспериментальные исследования проводились на двухслойных SF-структурах Nb–Cu/Ni, в которых в качестве ферромагнитного слоя использовались пленки сплава $\text{Cu}_{0.43}\text{Ni}_{0.57}$ с температурой Кюри $T_K \sim 150$ К [9]. Нижний сверхпроводящий слой с толщиной 9–11 нм (близкой к длине когерентности) формировался осаждением ниобиевой пленки магнетронным распылением в разряде постоянного тока. Далее в едином вакуумном цикле производилось осаждение пленки медно-никелевого сплава высокочастотным ионно-плазменным распылением. Слабость ферромагнетизма Cu/Ni сплава позволяла сохранить сверхпроводимость SF-бислоя с $T_{c,SF}$, близкой к стандартному “гелиевому” интервалу температур 2–4 К, а также сравнить полученные результаты с результатами джозефсоновских экспериментов [3] на сэндвичах Nb– $\text{Cu}_{0.43}\text{Ni}_{0.57}$ –Nb, в которых слабый ферромагнетизм был необходим для получения сплошных и однородных F-слоев, толщина которых была

¹⁾e-mail: ryzanov@issp.ac.ru

бы сравнима с длиной затухания пар ξ_F . В слоях из классических ферромагнитных металлов (Co, Fe, Ni) длина затухания пар близка к 1 нм, поэтому приготовление тонкопленочных джозефсоновских SFS переходов с использованием этих металлов затруднительно. Использование ферромагнитных сплавов с низкими температурами Кюри позволило увеличить длину затухания пар в десятки раз и наблюдать переход джозефсоновского SFS контакта в π -состояние при понижении температуры [3].

На рис.1 представлена экспериментальная геометрия и результаты измерений критической темпе-

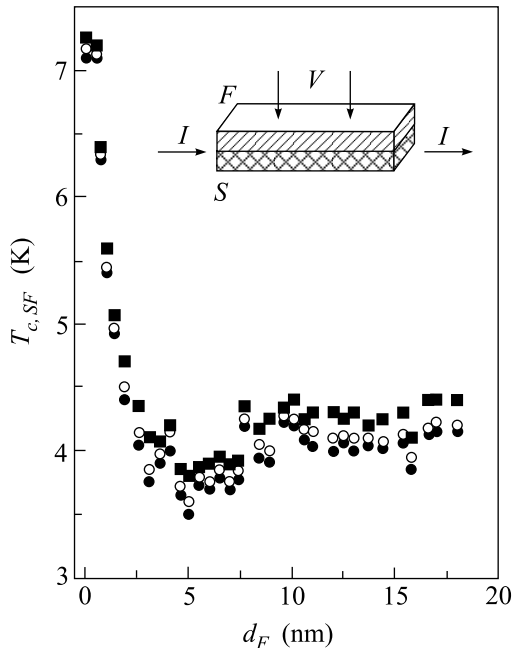


Рис.1. Зависимость критической температуры двуслойной структуры Nb–Cu_{0.43}Ni_{0.57} от толщины ферромагнитного слоя

ратуры $T_{c,SF}$ двуслойных SF-структур с толщиной сверхпроводящего ниобиевого слоя 11 нм, близкой к длине когерентности в тонкопленочном ниобии (7–8 нм) и различной толщиной d_F ферромагнитного слоя. Ширина сверхпроводящего перехода составляла ~ 0.3 К. На кривой представлены значения $T_{c,SF}$, определенные по началу, середине и концу перехода. Хорошо видно, что зависимость $T_{c,SF}$ от d_F немонотонна и имеет минимум при толщинах ферромагнетика 5–8 нм. Такая зависимость предсказана в работе [6] и впервые наблюдалась на двуслойной структуре Nb/Gd [10]. Это явление связано с появлением сверхпроводящих электронных пар с ненулевым суммарным импульсом в присутствии обменного поля, приводящего к возникновению специфического LOFF-состояния с неоднородным знакопе-

ременным параметром порядка, который был предсказан в 1964 г. в работах Ларкина и Овчинникова [11], а также Фульде и Феррела [12]. Вполне реализуемой модификацией LOFF-состояния оказалась наведенная сверхпроводимость в ферромагнетике вблизи SF-границы [5, 6, 13]. Как показано в работах [14, 15], пространственные осцилляции параметра порядка в SF-бислое с толщиной ферромагнитного слоя d_F порядка длины когерентности в ферромагнетике ξ_F приводят к осцилляциям прозрачности SF-границы, что и является простейшим объяснением немонотонной зависимости $T_{c,SF}$ от d_F . Причем, из простых соображений, минимальному барьеру на SF-границе (минимальной $T_{c,SF}$) соответствует толщина d_F , близкая к $1/4$ периода пространственных осцилляций λ_{LOFF} наведенного сверхпроводящего параметра порядка в F-слое [16]. Сравнение представленной на рис.1 кривой с результатами подробного теоретического анализа проведено в работах [16, 17]. Мы имели также возможность сравнить значение периода пространственных осцилляций с результатами, полученными из экспериментов с джозефсоновскими SFS сэндвичами, в которых в качестве джозефсоновской прослойки использовался тот же состав Cu/Ni сплава и та же технология распыления (подробнее о приготовлении и исследовании джозефсоновских SFS переходов см. работу [3]). Переход в π -состояние [3, 5, 13, 18], в котором параметр порядка имеет разный знак на берегах SFS сэндвича, происходит при толщинах сверхпроводящего слоя, близких к половине периода пространственных осцилляций параметра порядка. Для сэндвичей Nb–Cu_{0.43}Ni_{0.57}–Nb мы наблюдали такой переход [19] при толщине F-слоя 15 нм, то есть вдвое большей по сравнению с толщиной соответствующей минимуму $T_{c,SF}$ двуслойной SF-структуры, что согласуется с теоретическими представлениями [3, 16].

Для более подробного исследования резистивных процессов при протекании тока вдоль SF-бислоя были приготовлены планарные S–SF–S-структуры, показанные в разных проекциях на вставках к рис.2 и 3. SF-бислоем находился только в центральной части сверхпроводящего мостика и был образован ферромагнитной полоской, полностью перекрывающей сверхпроводящий мостик и подавляющей сверхпроводимость в области квадрата 10×10 мкм. Во избежание проявлений эффектов, обсуждаемых в предыдущем абзаце данной статьи, толщина F-слоя была сделана достаточной большой (18 нм), чтобы создать значительное подавление S-слоя и исключить возникновение барьера, связанного с осцилляциями сверхпроводящего параметра порядка в ферромагне-

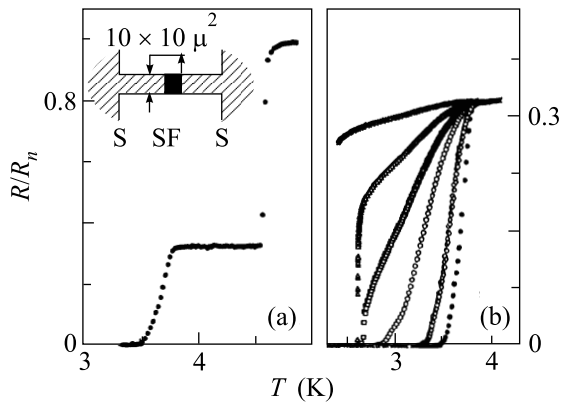


Рис.2. Резистивный переход S–SF–S мостика: (a) полная кривая при токе 0.5 мкА; (b) часть перехода, относящаяся к SF-бислою, при токах 0.5; 1; 10; 30; 80 и 110 мкА

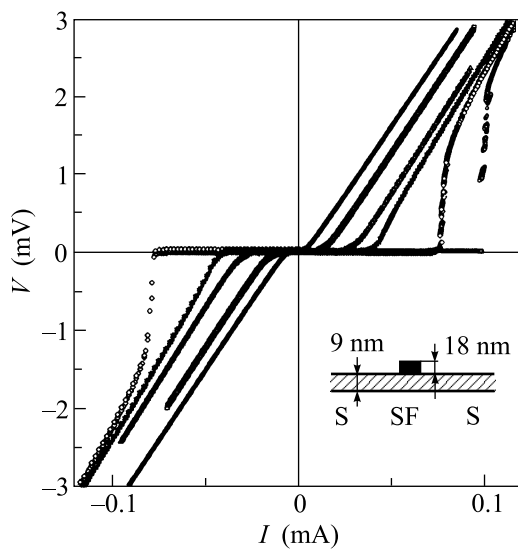


Рис.3. Вольт-амперные характеристики S–SF–S мостика при температурах 3.47; 3.2; 2.89; 2.66; 2.6 и 2.49 К

тике. Мостики с указанными выше размерами, а также сверхпроводящие мостики с F-островками субмикронных размеров, описанные в последнем разделе статьи, формировались с помощью электронной литографии. Двухступенчатый резистивный переход, полученный при минимальном транспортном токе 0.5 мкА, показан на рис.2а. Более высокотемпературная ступень, выходящая на нормальное сопротивление структуры R_n , соответствует сверхпроводящему переходу свободной от ферромагнетика тонкой ниобиевой пленки. Переход в области $T_{c,SF} = 3.6–3.8$ К – это резистивный переход SF-бислоя с толщинами $d_S = 9$ нм и $d_F = 18$ нм. Как показано на рис.2б, нижний переход заметно уширяется с

увеличением транспортного тока. Однако при температуре $T^* = 2.6–2.65$ К возникает новая резкая ступенька, свидетельствующая о внезапном сильном увеличении критического тока S–SF–S мостика ниже этой температуры. Вольт-амперные характеристики мостика для разных температур (в отсутствие приложенного магнитного поля) показаны на рис.3. Хорошо видно, что скачкообразное увеличение критического тока ниже T^* связано с полным изменением механизма резистивности в мостике. В интервале температур $T^* < T < T_{c,SF}$ характеристики имеют постоянное дифференциальное сопротивление, соответствующее режиму течения магнитного потока. Ниже T^* поведение типично для длинных сверхпроводящих мостиков, в которых диссипация обеспечивается последовательным возникновением линий проскальзывания вихрей, возникающих на краях мостика. Появлению каждой линии на ВАХ соответствует новая наклонная ступенька, для прописывания которых в эксперименте использовалось многократное сканирование тока на соответствующих участках. Неожиданный на первый взгляд режим течения потока при высоких температурах в нулевом поле легко может быть объяснен наличием “спонтанной” вихревой фазы в сверхпроводнике, связанной с рассеянным магнитным полем в областях доменных стенок ферромагнитной пленки. Возникновение такой спонтанной вихревой фазы для “сверхпроводящих ферромагнетиков” и SF-многослойных структур теоретически обсуждалось в работах [20, 21].

На вставке к рис.4 показано возникновение линий вихревой фазы в сверхпроводящем слое вблизи доменных границ ферромагнитного слоя с параллельной плоскости слоев магнитной анизотропией. Связь величины сопротивления потока с количеством доменов (доменных границ) подтверждается магнетопольными измерениями, представленными на рис.4. Магнитное поле прикладывалось в плоскости бислоя. Наблюдаемое четное по знаку поля симметричное поведение $R(H)$ связано с непосредственным влиянием поля на сверхпроводящую пленку. Вместе с тем, на зависимости возникают пики положительного магнетосопротивления при полях “переманчивания” образца, соответствующих коэрцитивному полю (петля гистерезиса $M(H)$ схематически изображена выше кривой $R(H)$; значения коэрцитивных полей измерялись в магнитных и холловских экспериментах). В области ступеньки на зависимости $R(T)$, то есть при температурах T , несколько превышающих T^* , и токах $I \geq I_c$ можно получить весьма значительный коэффициент магнетосопротивления, превышающий 100%.

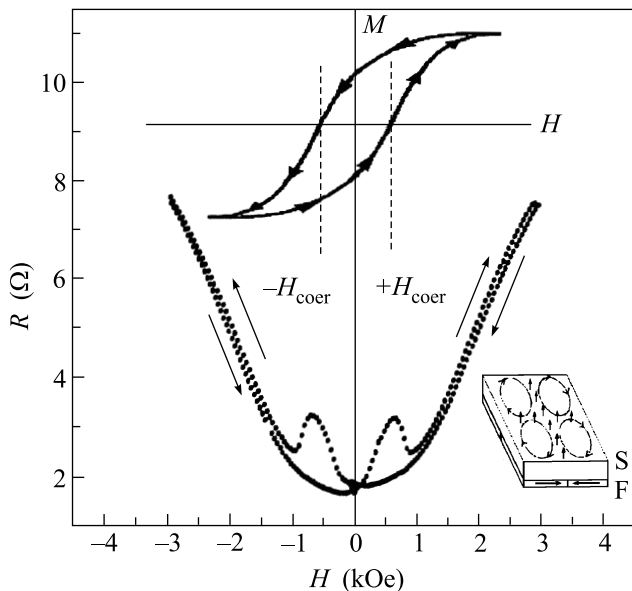


Рис.4. Зависимость сопротивления S–SF–S мостика от продольного магнитного поля при $T = 2.66$ К и токе 50 мкА. Стрелки показывают направление сканирования поля. В верхней части схематически показана кривая намагничивания Cu/Ni слоя

Обсудим условия возникновения спонтанной вихревой фазы в SF-бислое и величину критической температуры T^* перехода в “мейсснеровскую” фазу. Нижнее критическое поле проникновения перпендикулярного магнитного потока в пленку определяется эффективной глубиной проникновения $\lambda_{\perp} = \lambda^2/d_s$ и ее температурной зависимостью (где λ – глубина проникновения магнитного поля в толстую пленку). Исходя из параметров нашей пленки, можно оценить $H_{c1}(0) \sim 10\text{--}20$ Гс, что вполне сравнимо с оценками полей рассеяния доменной структуры нашего слабого ферромагнетика, если полагать, что ширина доменной стенки имеет порядок размеров самого домена ($\sim 0.2\text{--}0.5$ мкм). Величина T^* , таким образом, это температура, при которой рассеянное поле сравнивается с $H_{c1}(T)$. Ниже этой температуры поле ферромагнитной пленки не пронизывает насквозь сверхпроводящую пленку, и режим течения потока прекращается. Дополнительным подтверждением приведенной выше модели является факт исчезновения постоянного дифференциального сопротивления на ВАХ S–SF–S мостиков с размерами F-островка порядка 0.2×0.5 мкм. Ферромагнитные островки с такой площадью являются, фактически, монодоменными, поэтому рассеянное поле в области такого домена заметно слабее поля, излучаемого доменной стенкой.

Нами была предпринята попытка связать соседние SF-области в одномерной цепочке S–SF–S-мос-

тиков с помощью спин-поляризованных квазичастиц, инжектируемых в участки сверхпроводящей пленки, свободной от ферромагнетика. Как показано на

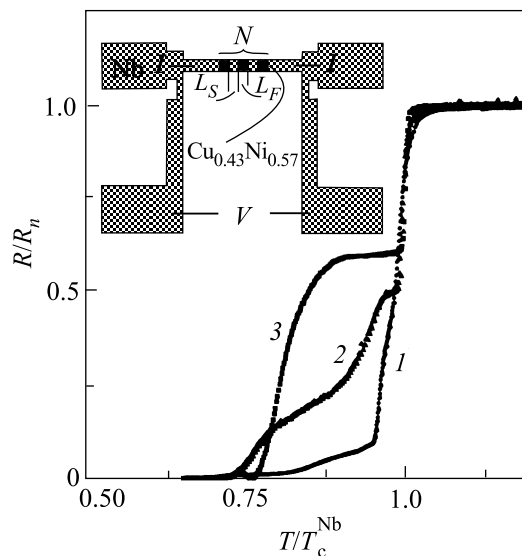


Рис.5. Резистивные переходы одномерных цепочек S–SF–S мостиков: 1 – $N = 30$; 2 – $N = 70$; 3 – $N = 100$

вставке к рис.5, участок исходного SF-бислоя на длине 50 мкм “нарезался” так, чтобы создать SF-мостики, разделенные участками Nb пленки. Поскольку длина ферромагнитного островка $L_F = 0.2$ мкм оставалась постоянной, мы изменяли расстояние между островками, меняя их число N в структуре. На рис.5 показаны результаты для трех структур с величинами сверхпроводящих промежутков $L_S = 1; 0.5$ и 0.2 мкм и соответственно с числом SF-островков $N = 30; 70$ и 100 . Ширина мостиков во всех случаях составляла 0.5 мкм. Кривые резистивных переходов приведены в координатах T/T_c^{Nb} , поскольку критические температуры свободных участков Nb-пленок несколько различались в связи с тем, что было невозможно контролировать точно момент окончания травления Cu/Ni-слоя, и ниобиевые слои несколько отличались по толщине и критической температуре. Кроме указанного перехода и довольно размытого резистивного перехода SF-островков, начиная с $L_S = 1$ мкм, в средней части перехода развивается новая ступенька, связанная с сопротивлением сверхпроводящих промежутков, которое обусловлено неравновесной инжекцией квазичастиц. При $L_S = 0.2$ мкм этот вклад становится доминирующим. Оценка глубины проникновения неравновесных квазичастиц в сверхпроводящий Nb (длины релаксации зарядового разбаланса λ_Q) при температурах, близких к T_c^{Nb} , дает величину, сравнимую с 0.2 мкм.

В случае спонтанного антипараллельного выстраивания намагниченностей в соседних F-островках можно было бы ожидать заметных магнеторезистивных эффектов при наложении магнитного поля в плоскости слоев перпендикулярно цепочке мостиков. Однако заметных эффектов обнаружено не было, что скорее всего связано с отсутствием антиферромагнитного выстраивания и малой спиновой поляризации квазичастиц в нашей системе.

Таким образом, в работе исследованы особенности эффекта близости в SF-системе; показано, что минимум критической температуры $T_{c,SF}$ бислоя, связанный с пространственными осцилляциями наведенного сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетике, имеет место, когда толщина ферромагнитного слоя близка к четверти периода пространственных осцилляций. Обнаружено возникновение спонтанного вихревого состояния в сверхпроводнике, связанного с близостью доменной магнитной структуры ферромагнетика и приводящего к заметным магнеторезистивным эффектам.

Авторы признательны А. И. Буздину, А. А. Варламову, Е. Б. Сонину и И. Ф. Люксютову за полезные обсуждения и Н. С. Степакову за помощь в проведении эксперимента. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Министерства Науки РФ и грантов CRDF (# RP1-2413-CG-02) и NATO (# PST CLG 978153).

1. S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant et al., *J. Appl. Phys.* **85**, 5828 (1999); B. N. Engel, *Abstracts of International Symposium on Metallic Multilayers*, Aachen, Germany, June, 2001, p.26.
2. L. R. Tagirov, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2058 (1999).
3. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001).
4. P. G. de Gennes and G. Sarma, *J. Appl. Phys.*

- 34**, 1380 (1963); J. J. Hauser, H. C. Theuerer, and N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **142**, 118 (1966); Н. В. Заварицкий, В. Н. Григорьев, *Письма в ЖЭТФ* **14**, 112 (1971).
5. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, С. В. Панюков, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 147 (1982).
6. Z. Radovic, L. Ledvij, L. Dobrosavljevic-Grujic et al., *Phys. Rev.* **B44**, 759 (1991).
7. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, and X. Gison, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 304 (2001).
8. H. A. Notarys and J. E. Mercereau, *Physica (Utr.)* **55**, 424 (1971).
9. A. Rusanov, R. Boogaard, M. Hesselberth et al., *Physica* **C369**, 300 (2002).
10. J. S. Jiang, D. Davidovic, D. H. Reich, and C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 314 (1995).
11. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **47**, 1136 (1964).
12. P. Fulde and R. A. Ferrel, *Phys. Rev.* **A135**, 550 (1964).
13. А. И. Буздин, Б. Вуйчич, М. Ю. Куприянов, *ЖЭТФ* **101**, 231 (1992).
14. J. Aarts, J. M. E. Geers, E. Bruck et al., *Phys. Rev.* **B56**, 2779 (1997).
15. L. Lazar, K. Westerholt, H. Zabel et al., *Phys. Rev.* **B61**, 3711 (2000).
16. Ya. V. Fominov, N. M. Chtchelkatchev, and A. A. Golubov, *Phys. Rev.* **B66**, 014507 (2002).
17. Ya. V. Fominov, N. M. Chtchelkatchev, and A. A. Golubov, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 101 (2001).
18. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov, and A. Yu. Rusanov, *Phys. Rev.* **B65**, 020501R, (2002).
19. V. V. Ryazanov et al., to be published.
20. E. B. Sonin, *Phys. Rev.* **B66**, 100504R, (2002); E. B. Sonin, cond-mat/0102102; E. B. Sonin, cond-mat/0202193.
21. S. Erdin, A. F. Kayali, I. F. Lyuksyutov, and V. L. Pokrovsky, *Phys. Rev.* **B66**, 014414 (2002); I. F. Lyuksyutov and V. L. Pokrovsky, cond-mat/9903312.