Письма в ЖЭТФ, том 84, вып. 5, с. 320 – 324

Аномальный эффект близости в сверхпроводниковых оксидных структурах с антиферромагнитной прослойкой

Г. А. Овсянников[+*1)], *И. В. Борисенко*[+], *Ф. В. Комиссинский*[+*], *Ю. В. Кислинский*[+], *А. В. Зайцев*[+]

[+]*Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия*

[*]*Чалмерский технологический университет, Факультет микроэлектроники и нанонауки, Гетеборг, Швеция*

Поступила в редакцию 21 июля 2006 г.

Исследовались электрофизические параметры структур сверхпроводник/антиферромагнитный изолятор на основе гибридной гетероструктуры $Nb/Au/Ca_{1-x}Sr_xCuO_2/YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Эпитаксиальные пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ выращивались методом лазерной абляции на монокристаллических подложках $NdGaO_3$, толщина прослойки $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ варьировалась от 20 до 50 нм, $x = 0.15$ и 0.5. Было обнаружено, что сверхпроводящий парный потенциал в контакте сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и антиферромагнетика $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ проникает в антиферромагнетик на расстояния, существенно большие длины когерентности, рассчитанной для ферромагнитной прослойки. Критический ток сверхпроводникового перехода, изготовленного на такой границе, обладает высокой чувствительностью к магнитному полю.

PACS: 74.45+c

Джозефсоновские магнитные гибридные структуры, содержащие материалы с магнитным упорядочением, обладают целым рядом необычных свойств, представляющих интерес как для фундаментальной физики, так и для приложений. Наибольшие успехи в изучении магнитных джозефсоновских переходов связаны с исследованием структур, содержащих ферромагнитные (F) металлические прослойки [1 – 4].

Гораздо в меньшей степени изучены сверхпроводниковые структуры, содержащие магнитные материалы с анитиферромагнитным (AF) упорядочением. Такие материалы представляют особый интерес вследствие возможности управления их свойствами (а значит, и параметрами слабой связи) за счет влияния слабого внешнего магнитного поля. На это обстоятельство было обращено внимание в работе Горькова и Кресина [5], в которой теоретически анализировался критический ток сверхпроводящих структур с AF прослойкой и предсказана аномально высокая зависимость критического тока от магнитного поля. Экспериментальное изучение джозефсоновского тока проводилось для структур с поликристаллической AF прослойкой [6], где не было обнаружено аномального поведения магнитно-полевых зависимостей критического тока. Отметим, что гигантский эффект близости неоднократно наблюдался в сверхпроводниковых оксидных структурах с купратной прослойкой, находящейся в AF состоянии [7, 8]; возможная интерпретация наблюдавшегося в [7] эффекта была предложена в работе [9].

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты исследования сверхпроводящего тока в гибридной тонкопленочной гетероструктуре $Nb/Au/Ca_{1-x}Sr_xCuO_2/YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, в которой Nb – сверхпроводник (S) с обычным s-типом спаривания, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO)-оксидный сверхпроводник с доминирующим d-типом спаривания (D), а $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ (CSCO) при низких температурах является квазидвумерным гайзенберговским антиферромагнетиком. В отличие от работы [6], в которой исследовались джозефсоновские S-AF-S структуры на основе обычных сверхпроводников, а слой AF являлся поликристаллической пленкой, в нашей работе используются эпитаксиальные антиферромагнитные пленки, направление намагниченности в которых фиксируется ориентацией кристаллографических осей.

Двухслойная эпитаксиальная структура CSCO/YBCO выращивалась методом лазерной абляции в едином вакуумном процессе на подложках $NdGaO_3$ с ориентациями (110) и (320), что соответствует ориентации оси c пленок YBCO и CSCO по нормали к поверхности подложки в первом случае и наклону на $\gamma = 11^\circ$ относительно нормали – во втором. Уровень допирования стронцием в пленке CSCO составлял $x = 0.15$ и $x = 0.5$ и толщина пленок CSCO была 20 и 50 нм. Сверху CSCO наносилась тонкая пленка золота толщиной $10 \div 20$ нм, пассиви-

[1)]e-mail: gena@hitech.cplire.ru

рующая поверхность CSCO, а верхний электрод из Nb напылялся методом магнетронного распыления без дополнительного нагрева. Переходы с площадями A от 10×10 мкм до 50×50 мкм изготавливались с помощью фотолитографии и ионно-лучевого травления, дополнительная изоляция из SiO_2 позволяла избежать протекания тока по торцам двуслойной гетероструктуры CSCO/YBCO. В целом методика изготовления гетероструктур была аналогична используемой в [10].

Морфология поверхности пленок YBCO и YBCO/CSCO изучалась при помощи микроскопа атомных сил. Шероховатость поверхности (максимальное отклонение по вертикали) c-ориентированных пленок YBCO и CSCO не превышала $\delta_Y = 2$ нм; для двухслойной гетероструктуры CSCO/YBCO она увеличивается до $\delta_{YC} = 5$ нм. Следовательно, при толщинах $d > \delta_Y$ пленка CSCO полностью покрывает YBCO и в ней отсутствуют "проколы". На наклонных пленках были обнаружены ступени роста с наклоном 11°, что вызвано наклоном оси c в пленке.

Исследования транспортных свойств пленок CSCO показали, что они имеют прыжковую проводимость в широком диапазоне температур 300–4.2 К [11], а температура Нееля, измеренная с помощью электронного парамагнитного резонанса, при уровне допирования $x = 0.15$ равна $T_N = 90-120$ К [12]. Полученное значение T_N значительно отличается от найденного по нейтронным исследованиям [13], что, возможно, вызвано изменением содержания кислорода в эпитаксиальной пленке по сравнению с порошковыми образцами, исследованными в [13].

Для измерения электрофизических характеристик образцов использовались два контакта к верхнему электроду из Nb и два к YBCO пленке. В результате, в области температур $T < T_c$ (T_c – критическая температура пленки YBCO) сопротивление структуры определялось сопротивлением границ раздела гетероструктуры Nb/Au/CSCO/YBCO, поскольку YBCO находится в сверхпроводящем состоянии. При $T > T_c$ следует учитывать сопротивление участка пленки из YBCO. Именно поэтому зависимость сопротивления перехода $R(T)$ при $T > T_c$ (рис.1) аналогична зависимости пленки YBCO. В области температур $T_c > T > T'_c$ (T'_c – критическая температура пленки ниобия) R слабо изменяется (в нашей топологии использовалась 4-точечная схема измерения), $R(T)$ определяется контактным сопротивлением границ раздела YBCO/CSCO/Au/Nb и сопротивлением прослойки CSCO. Учитывая удельное сопротивление пленки CSCO $\rho \cong 1$ Ом · см, из-

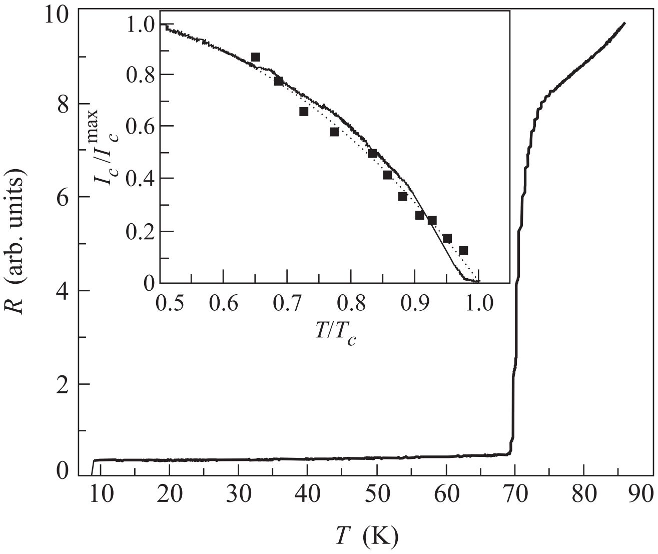

Рис.1. Зависимость сопротивления от температуры перехода с CSCO прослойкой $R(T)$. На вставке приведены температурные зависимости критического тока для двух типов гетероструктур с толщинами CSCO прослойки $d = 50$ нм (сплошная линия) и $d = 0$ (пунктир). Для сравнения показаны зависимости щелевых особенностей Δ_{Nb}/e, определенные по зависимости дифференциального сопротивления структуры от напряжения для гетероструктуры Nb/Au/YBCO(квадраты)

меренное независимо [12], мы получаем, что вклад от прослойки мал, ~ 0.1 Ом при полном сопротивлении структуры $R = 5$ Ом. Дополнительные измерения показали, что удельное сопротивление границ раздела, которые характеризуют их прозрачность, для Nb/Au $R_N A$(Au/Nb)$\sim 10^{-12}$ Ом · см^2 (A – площадь контакта) существенно меньше сопротивления границы золота с оксидной пленкой из YBCO $R_N A$(YBCO/Au)$\sim 10^{-8}$ Ом · см^2 в первую очередь из-за различия электронных параметров граничащих материалов [14]. Предполагая, что сопротивление границы раздела YBCO/CSCO мало из-за близости электронных параметров и эпитаксиального роста, получаем, что определяющим является сопротивление границы Au/CSCO. Слабая зависимость $R(T)$ при $T_c > T > T'_c$, вызвана конкуренцией двух механизмов: ростом R, обусловленным наличием энергетического барьера на границе Au/CSCO по аналогии с Au/YBCO [14], как в обычных туннельных переходах сверхпроводник-нормальный металл, и возникновением андреевских состояний на границе сверхпроводник-антиферромагнетик, приводящих к уменьшению R [15].

Наличие связанных андреевских состояний на границе сверхпроводник-антиферромагнетик

Таблица электрофизических параметров структур

№ образца	d_{sc}, нм	γ, град	x	A, мкм^2	I_c, мкА	j_c, А/см^2	R_N, Ом	V_c, мкВ	$R_N A$, Ом $\cdot$ мкм^2
273	20	11	0.5	20×20	890	$2.2\cdot10^2$	0.15	137	60
274	50	11	0.5	20×20	10	2.5	20	200	8000
269	50	0	0.15	20×20	555	$1.4\cdot10^2$	0.38	211	152
125	0	11	0	20×20	20	5.0	3.6	72	1400
710	0	0	0	15×15	15	6.7	5.1	76.5	1150

Примечание. d_{sc} –толщина CSCO прослойки, γ – угол наклона оси с YBCO пленки относительно нормали к плоскости подложки, x – доля содержания Sr в CSCO, A – площадь структуры, I_c – критический ток, j_c – плотность критического тока, R_N – нормальное сопротивление, $V_c = I_cR_N$ – характерное напряжение структуры.

подтверждается исследованием трансформации зависимостей дифференциального сопротивления гетероструктуры от температуры, представленным на рис.2. В области больших напряжений $V \geq 5$ мВ при температурах $T_c > T > T_c'$ для обоих

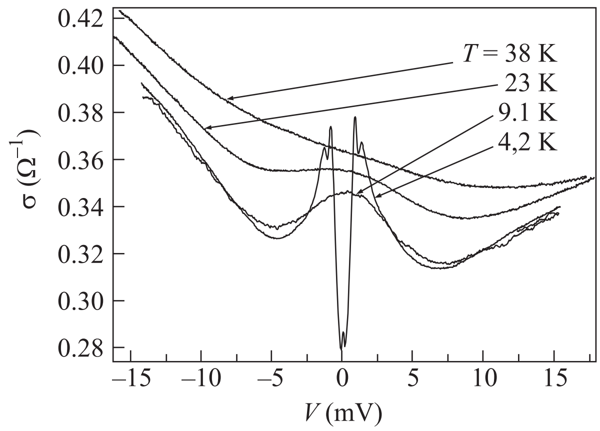

Рис.2. Трансформация зависимостей дифференциального сопротивления структуры от напряжения при изменении температуры

ориентаций пленки YBCO наблюдалась аномалия проводимости перехода, скорее всего вызванная связанными андреевскими состояниями малой энергии [15]. Такая аномалия наблюдалась в переходах без CSCO прослойки, только при наклоне оси c пленки YBCO электродов [10]. В структурах Nb/Au/CSCO/YBCO туннельная аномалия наблюдалась и в c-ориентированных переходах. При $T < T_c'$ на зависимости дифференциального сопротивления переходов от напряжения $R_d(V)$ наблюдаются особенности, связанные со щелью ниобия. Форма ВАХ всех представленных переходов в области малых напряжений ($V \leq 1$ мВ) была близка к гиперболической, типичной для джозефсоновских переходов.

На вставке рис.1 показаны зависимости критического тока перехода $I_c(T)$ от температуры перехода №269 ($x = 0.15$, $d_{sc} = 50$ нм, $\gamma = 11°$). Для сравнения показаны зависимости $I_c(T)$ перехода Nb/Au/YBCO, в котором отсутствует прослойка из CSCO ($d_{sc} = 0$). Видно, что обе зависимости в целом следуют температурной зависимости сверхпроводящего параметра в пленке Nb $\Delta_{\rm Nb}$ в хорошем соответствии с расчетом [16]. Однако отсутствие квадратичного нарастания критического тока с уменьшением температуры и слабая зависимость от толщины CSCO прослойки указывает на то, что в случае нашей толщины прослойки условие $\xi_N \ll d_{sc}$, обусловливающее экспоненциальную зависимость критического тока, не выполняется [17].

Как следует из [16], амплитуда сверхпроводящей компоненты сверхтока в туннельном контакте между синглетным сверхпроводником и сверхпроводником со смешанным $(s+d)$ параметром порядка определяется (в основном) s-компонентой. Из анализа экспериментальных данных, приведенных в таблице, видно, что у всех переходов с прослойкой из CSCO величина I_cR_N не ниже, а в несколько раз выше, чем для переходов без CSCO прослойки. Следовательно, можно сделать вывод, по аналогии с [18, 19], что в исследуемой структуре наличие AF прослойки способствует преобразованию d-компоненты параметра порядка сверхпроводника YBCO в s-компоненту вследствие рассеяния электронов на границе CSCO-YBCO. Именно наличие s-компоненты (Δ') является определяющим фактором, обусловливающим ненулевое значение критического тока структуры, пропорционального произведению $\Delta'\Delta_{\rm Nb}$. Отметим, что механизм такого преобразования по сути дела аналогичен обсуждавшемуся ранее для случая гетероструктуры D/N (N – нормальный металл) [18, 19].

Другим фактором, определяющим величину критического тока, является глубина проникновения конденсатной волновой функции в AF области. Качественные выводы о глубине проникновения можно получить, моделируя антиферромагнетик цепочкой F-F′-F-F′ ... тонких (макроскопических) по сравнению с длиной когерентности слоев с противоположной, параллельной их плоскости, ориентацией обменного поля в соседних слоях. При этом для анализа координатной зависимости конденсатных волновых функции $f_\pm = f_\pm(x, \omega, \cos\theta)$, соответствующих противоположной ориентации электронного спина, можно воспользоваться линеаризованным уравнением Эйленбергера (см., например, [1–3]). Решение этого уравнения показывает, что выводы о глубине проникновения конденсатной функции при знакопеременной ориентации обменного поля такие же, как и в случае однородной его ориентации [2]. Этот вывод позволяет заключить, что объяснение аномальной величины джозефсоновского тока возможно только в условиях баллистического электронного транспорта $l > d_{sc}$, при котором, учитывая, что $H_{ex}\tau \gg 1$ (где $\tau = l/v_F$), аналогично работе [2] можно придти к выводу о том, что глубина проникновения конденсатной волновой функции в AF область оказывается не зависящей от величины H_{ex} и по порядку величины оценивается как $\min\{l, v_F/kT\}$. При этом величина критического тока, определяемая суммой по мацубаровским частотам $\sum\limits_{\omega}\langle D(\theta)(f_+ + d_-)f_s\rangle$ (где $f_\pm$ – значения конденсатной функции непосредственно у барьера, имеющего прозрачность $D(\theta)$, угловые скобки означают усреднение по углам), может быть не малой величиной, как показывают вышеприведенные оценки.

Предполагая, что длина свободного пробега $l \cong 10$ нм порядка толщины пленки CSCO при $k_F l = 1$, где $k_F = (2\pi)2p_F/h$, получаем импульс Ферми $p_F \cong 1.6\cdot 10^{-27}$ кг · м/с [14]. При условии, что масса носителей совпадает с массой электрона в чистом пределе получаем при низкой температуре ($T = 4.2$ К) для глубины проникновения конденсатных волновых сверхпроводящих функций $\xi_N^0 = hv_F/2\pi kT \cong 4.5$ нм. Таким образом, глубина проникновения меньше толщины прослойки CSCO, определенной из калибровки скорости напыления. Возможно, что толщина прослойки CSCO, определенная из калибровки скорости роста CSCO, в 3–4 раза больше эффективной толщины CSCO, на что указывают рентгеновские измерения[2)].

[2)] При росте поверх пленки YBCO качество пленки CSCO заметно ухудшается, ширина кривой качания увеличивается на порядок, а увеличение ширины кривой спектра $\theta-2\theta$ свидетельствует о том, что область когерентного рассеяния (ОКР) у пленки CSCO, выращенной поверх пленки YBCO, в 3–4 раза меньше, чем у такой же пленки, выращенной на подложке. ОКР коррелирует с толщиной пленки при условии примерно одинакового качества пленок.

Зависимости критического тока двух типов переходов (с CSCO прослойкой и без) одинаковых размеров (20×20 мкм) от внешнего магнитного поля $I_c(H)$, измеренные на одной и той же экспериментальной установке, показаны на рис.3. Видно, что в

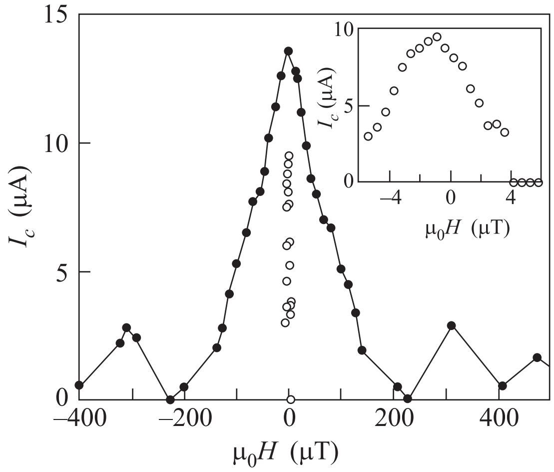

Рис.3. Зависимости от магнитного поля критических токов переходов с прослойкой CSCO (черные точки) и без (светлые точки) На вставке показана зависимость $I_C(H)$ перехода с прослойкой при $T = 4.2$ К в малом масштабе по магнитному полю

отсутствие прослойки CSCO эта зависимость близка к фраунгоферовой, что подтверждает однородность распределения тока в наших структурах. Нули фраунгоферовой зависимости соответствуют вхождению кванта потока Φ_0 в переход. Для перехода с прослойкой из CSCO обращение в нуль критического тока происходит при полях, на два порядка меньших, чем для перехода без прослойки. В работе [4] была предсказана аномально высокая чувствительность перехода с антиферромагнитной прослойкой, если прослойка представляет собой A-структуру, состоящую из слоев с противоположно направленной намагниченностью. Как показано в работе [20], CSCO имеет магнитную подрешетку с A-структурой, плоскости которой не совпадают с плоскостями CuO_2 в CSCO. Мы действительно наблюдали сильную зависимость формы $I_c(H)$ от угла между направлением магнитного поля и осями базовой плоскости CSCO прослойки. Более того, для переходов больших размеров ($A = 50\times 50$ мкм) на зависимости $I_c(H)$ наблюдаются дополнительные осцилляции, предсказанные в [4], при полях существенно меньших, чем поле проникновения кванта потока в переход. Вероятно, дополнительные осцилляции вызваны взаимодействием намагниченности CSCO прослойки с внешним магнитным полем [4].

Отметим, что в джозефсоновских структурах S-F-S типа на основе обычных сверхпроводников с синглетным параметром порядка недавно наблюдался эффект Джозефсона [21], масштаб которого в известной степени также можно назвать аномальным (хотя масштаб его значительно меньше эффекта, наблюдавшегося в настоящей работе), поскольку он определяется аномально большой глубиной проникновения триплетной компоненты конденсатной волновой функции в ферромагнетик. Такая интерпретация следует из теории [22, 3], показывающей, что при спиральной намагниченности ферромагнетика и диффузионном транспорте электронов триплетная компонента конденсатной волновой функции проникает в F область на глубину, значительно превышающую глубину проникновения синглетной компоненты. Следствия такого вывода, проявляющиеся в фазово-когерентной зависимости кондактанса гибридного S-F андреевского интерферометра изучались в работе [23]. Подчеркнем еще раз, что, в отличие от работы [21], масштаб наблюдавшегося в настоящей работе эффекта Джозефсона определяется синглетной компонентой конденсатной волновой функции.

Таким образом, экспериментально показано, что в джозефсоновской гибридной структуре с эпитаксиальной антиферромагнитной прослойкой сверхпроводящий критический ток может быть аномально большим, то есть превосходить его значение, реализующееся в отсутствие AF прослойки. Определяющим фактором, обусловливающим аномально большую величину критического тока, является трансформация доминирующей d-компоненты параметра порядка в YBCO в s-компоненту. Такая трансформация может происходить либо непосредственно вблизи YBCO-AF границы (в образующемся вблизи нее нормальном слое), либо в самой AF прослойке. Показано также, что в исследуемой гетероструктуре, благодаря наличию AF прослойки критический ток обладает аномальной чувствительностью к магнитному полю.

Авторы благодарны Д. Винклеру, В.В. Демидову, Т. Клаесону, Ф. Ломбарди, В.А. Лузанову, К.И. Константиняну, И.М. Котелянскому за полезное обсуждение полученных результатов. Работа выполнялась при частичной поддержке программ Отделения физических наук РАН, Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 04-02-16818), Гранта Президента России НШ-# 7812.2006.2 и МК-# 2654.2005.2. и 6-рамочной программой Европейского союза.

1. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
2. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
3. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
4. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001); J. Low Temp. Phys. **136**, 385 (2004).
5. L. P. Gorkov and V. Z. Kresin, Physica C **367**, 103 (2002).
6. C. Bell, E. J. Tarte, G. Burnell et al., Phys. Rev. B **68**, 144517 (2003).
7. Y. Tarutani, T. Fukazawa, U. Kabasawa et al., Appl. Phys. Lett. **58**, 2707 (1991).
8. I. Bozovic, G. Logvenov, M. A. J. Verhoeven et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 157002 (2004).
9. K.-U. Barholtz, M. Yu. Kupriyanov, U. Hubner et al., Physica C **334**, 175 (2000).
10. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, Ю. В. Кислинский и др., ЖЭТФ **95**, 1074 (2002).
11. Г. А. Овсянников, С. А. Денисюк, И. К. Бдикин, ФТТ **47**, 417 (2005).
12. Г. А. Овсянников, В. Демидов, Ю. В. Кислинский, Ф. В. Комиссинский, *Нанофизика и наноэлектроника*, Материалы X симпозиума "Нанофизика и Наноэлектроника",т. 2, Н.-Новгород, 2006 с. 277.
13. D. Vaknin, E. Caignol, P. K. Davis et al., Phys. Rev. B **39**, 9122 (1989).
14. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, З. Г. Иванов, ФТТ **43**, 769 (2001).
15. I. V. Bobkova, P. J. Hirschfeld, and Yu. S. Barash, Phys. Rev. Lett. **94**, 037005 (2005).
16. P. V. Komissinski, E. Il'ichev, G. A. Ovsyannikov et al., European Physics Letters **57**, 585 (2002).
17. K. A. Delin and A. W. Kleinsasser, Superconducting Science and Technology **9**, 227 (1996).
18. A. A. Golubov and M. Yu. Kupriyanov, JEPT Lett. **67**, 501 (1998); Superlattice and Microstructure **25**, 949 (1999).
19. T. Lofwander, Phys. Rev. B **70**, 094518 (2004).
20. M. Matsumura, F. Raffa, and D. Brinkmann, Phys. Rev. B **60**, 6285 (1999).
21. R. S. Keizer, S. T. B. Goennenwein, T. M. Klapwijk et al., Nature **439**, 825 (2006).
22. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **86**, 4096 (2001).
23. I. Sosnin, H. Cho, V. T. Petrashov, and A. F. Volkov, Phys. Rev. Lett. **96**, 157002 (2006).