

ИНВЕРСИЯ ЗНАКА КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В ТУННЕЛЬНЫХ SFIFS КОНТАКТАХ

Е.А.Кошина, В.Н.Криворучко¹⁾

Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина НАН Украины
83114 Донецк, Украина

Поступила в редакцию 6 января 2000 г.

Вычислен джозефсоновский ток в SFIFS туннельном контакте (I – изолятор), берега которого образованы массивным сверхпроводником (S) и тонким слоем нормального ферромагнитного металла (F). В рамках микроскопической теории эффекта близости для SF бислоя показано, что из-за эффекта близости даже при мезоскопических размерах ферромагнитной прослойки в SFIFS контактах можно реализовать переход в состояние с π -сдвигом разности сверхпроводящих фаз на берегах контакта. Найдена зависимость амплитуды критического тока от параметров бислоя. Показано, что значение обменного поля, при котором наблюдается инверсия джозефсоновского тока в SFIFS контакте (переход в π -состояние), можно существенно варьировать параметрами SF бислоя – сопротивлением SF-границы и величиной эффекта близости.

PACS: 03.67.Lx, 73.23.Hk, 73.40.-c, 85.25.Cp

1. Среди джозефсоновских структур, проявляющих в основном состоянии спонтанный π -сдвиг макроскопической разности фаз сверхпроводящих волновых функций на берегах джозефсоновского перехода, S/F/S-переходы представляются наиболее предпочтительными для использования в перспективных элементах квантовой логики [1, 2]. Несмотря на то, что указанная особенность S/F контактов была предсказана еще в работах [3–5], только недавно выполнены измерения поперечных (по отношению к направлению слоев) резистивных характеристик S/F/S-переходов, дающих непосредственную информацию о транспортных свойствах таких систем [2, 6, 7]. Следует отметить, что в настоящее время не существует и сколь-нибудь общей теории туннельных контактов в случае, когда нормальный металл является ферромагнитным.

Теория туннельных переходов SNINS (N – нормальный немагнитный металл, I – изолятор) с произвольной прозрачностью SN-границы в настоящее время получила значительное развитие (см., например, [8, 9]). Как известно, принципиальное различие между нормальными немагнитным и ферромагнитным металлами состоит в спиновой поляризации электронов проводимости в F слое. Как и в S/N структурах, из-за эффекта близости с S слоем сверхпроводящие корреляции наводятся и в F слое, однако обменная поляризация электронов на ферми-поверхности изменяет условия спаривания. В F слое возникают две группы (подзоны) электронов: куперовские пары образуют квазичастицы из состояний $\{\mathbf{p} \uparrow, (-\mathbf{p} + \Delta\mathbf{p}) \downarrow\}$ и из состояний $\{\mathbf{p} \downarrow, (-\mathbf{p} - \Delta\mathbf{p}) \uparrow\}$, где $\Delta\mathbf{p} \sim H_{exz}/v_F$; H_{exz} – обменное поле в энергетических единицах, v_F – фермиевская скорость. Если спин-орбитальное рассеяние электронов достаточно мало, то пары из различных спиновых подзон практически не перемешиваются [10, 11]. Таким образом, особенности поведения S/F/S-переходов связаны с

¹⁾ e-mail: krivoruc@host.dipt.donetsk.ua

пространственными осцилляциями, $\sim \cos(\Delta p x)$, наведенного сверхпроводящего параметра порядка в F слое.

Одновременно с осциллированием плотность куперовских пар экспоненциально убывает с характерной длиной затухания $\xi_F \sim (D_F/H_{exc})^{1/2}$, где D_F – коэффициенты диффузии F металла ($\hbar = k_B = 1$). Ввиду такого сильного разрушения обменным полем сверхпроводящих свойств, для практической реализации π -контакта интерес представляют SF системы, у которых толщина F слоя мала, $d_F \ll \xi_F$, а обменное поле H_{exc} достаточно слабо. Однако в этом пределе далеко не очевидной становится возможность перехода в состояние с π -сдвигом разности фаз на берегах контакта.

В данной работе исследована зависимость амплитуды критического тока в SFIFS туннельном контакте от параметров SF бислоя, а именно: величины эффекта близости, степени прозрачности SF границы и величины обменного поля. Показано, что из-за эффекта близости даже при мезоскопических размерах ферромагнитной прослойки в SFIFS контактах можно реализовать состояние с π -разностью фаз на берегах перехода. Существенно, что, меняя параметры SF бислоя, можно заметно изменить условия перехода в состояния с инверсией знака джозефсоновского тока.

2. Модель контакта. Пусть оба электрода туннельного джозефсоновского контакта представляют собой SF бислой, а изолирующий слой обладает столь малой прозрачностью, что влиянием токов на состояние электродов можно пренебречь. Пусть для S и F металлов выполнены условия грязного предела, а критическая температура сверхпроводящего перехода для F металла равна нулю. Будем предполагать, что все величины зависят от координаты вдоль нормали к поверхности раздела (поперечные размеры перехода много меньше джозефсоновской глубины проникновения λ_J). Будем рассматривать наиболее интересный случай, когда

$$d_S \gg \xi_S, \quad d_F \ll \min(\xi_F, \xi). \quad (1)$$

Здесь $\xi_S = (D_S/2\pi T_C)^{1/2}$, $\xi = (D_F/2\pi T_C)^{1/2}$ – эффективные длины когерентности металлов (для F металла выбор “удобной” длины когерентности зависит от соотношения параметров T_C – критической температуры S металла и H_{exc}), D_S – коэффициент диффузии S металла. Первое условие в (1) позволяет пренебречь уменьшением критической температуры SF бислоя по сравнению с критической температурой массивного S металла, а второе условие – считать все величины внутри F слоя пространственно независимыми.

Как известно, задачу о туннельных свойствах переходов, берега которых представляют собой близкие бислои, следует решать в два этапа, вначале определяются сверхпроводящие характеристики бислоя, а затем находятся электрические параметры контакта. Эффект близости для слоистых S/F систем с массивным S слоем и тонким (мезоскопическим) F слоем с произвольной прозрачностью SF границы рассмотрен нами в работе [12]. Показано, что степень взаимовлияния S и F слоев зависит от параметров $\gamma_M = \gamma d_F/\xi$, $\gamma_B = \gamma_{BF} d_F/\xi$ и величины обменного взаимодействия H_{exc} . Здесь $\gamma = \rho_S \xi_S / \rho_F \xi$ – параметр эффекта близости, характеризующий интенсивность наведенных сверхпроводящих корреляций в F слое из-за близости с S слоем; γ_{BF} – параметр, учитывающий эффекты конечной прозрачности SF границы; $\rho_{S,F}$ – сопротивления S и F металлов в нормальном состоянии. (Мы пользуемся эффективной длиной когерентности ξ нормального немагнитного металла с коэффициентом диффузии D_F , которую удобно ввести для анализа предела $H_{exc} \rightarrow 0$.)

Используя полученные в [12] общие выражения, вычислим амплитуду критического тока SFIFS контакта как функцию параметров системы, а именно: величины эффекта близости, степени прозрачности SF границы и величины обменного поля ферромагнитного металла.

3. Критический сверхток SFIFS контакта. Выражение для критического тока туннельного SFIFS контакта можно представить в виде [12]

$$(eR_N/2\pi T_C)I_C = (T/T_C)\text{Re}\Sigma_{\omega>0}G_{F1}(\omega)\Phi_{F1}(\omega)G_{F2}(\omega)\Phi_{F2}(\omega)/\tilde{\omega}^2 = \\ = \text{Re}\Sigma_{\omega>0}\{G_S(\omega)\Phi_S(\omega)/\omega\}^2\{1 + 2\omega G_S(\gamma_B/\pi T_C) + \tilde{\omega}^2(\gamma_B/\pi T_C)^2\}^{-1}, \quad (2)$$

где R_N – сопротивление перехода в нормальном состоянии, $\tilde{\omega} = \omega + iH_{exc}$, $\omega = \pi T(2n + 1)$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – мацубаровские частоты; индексы 1, 2 относятся к первому и второму электродам. Мы учли нормировку, $G^2 + F^2 = 1$, обычных функций Грина Узаделя явно и ввели, аналогично [8], модифицированные функции Узаделя $\Phi_{S,F}$, определив их соотношениями: $G_S = \omega/(\omega^2 + \Phi_S^2)^{1/2}$, $F_S = G_S\Phi_S/\omega$ и $G_F = \tilde{\omega}/(\tilde{\omega}^2 + \Phi_F^2)^{1/2}$, $F_F = G_F\Phi_F/\tilde{\omega}$.

Приведем аналитические результаты рассмотрения эффекта близости для SF бислоя с малым параметром эффекта близости $\gamma_M \ll 1$. Выражение (14) работы [12] для функции $\Phi_S(\omega) \equiv \Phi_S(\omega, 0)$ дает следующее соотношение:

$$\Phi_S(\omega) = \Delta_0 \left(1 - \frac{\gamma_M \beta \tilde{\omega}}{\gamma_M \beta \tilde{\omega} + \omega A} \right). \quad (3)$$

Здесь Δ_0 – модуль параметра порядка в глубине S слоя;

$$\beta = [(\omega^2 + \Delta_0^2)^{1/2}/\pi T_C]^{1/2}; \quad A \equiv A(\omega) = \left(1 + \frac{\gamma_B \tilde{\omega}}{(\pi T_C)^2} \left(\frac{2\omega}{\beta^2} + \gamma_B \tilde{\omega} \right) \right)^{1/2}.$$

Используя это выражение в (2), можно получить в аналитическом виде выражение для критического тока, справедливое при $\gamma_M \ll 1$ и произвольных прозрачности SF границы γ_B и величине обменного поля. Заметим, что при $H_{exc} \rightarrow 0$ переменная $\tilde{\omega} \rightarrow \omega$ и найденное значение для I_C воспроизводят соответствующие результаты работы [8] для SNINS контакта.

На рисунках показаны результаты численного расчета по формулам (2), (3) зависимости амплитуды джозефсоновского тока от обменного поля при слабом эффекте близости $\gamma_M \ll 1$ и высокой $\gamma_B \ll 1$ (рис.1) и слабой $1 \leq \gamma_B$ (рис.2) прозрачности SF границы. Как это видно из рисунков, обменное поле F слоя в некотором интервале своих значений формирует состояние, отвечающее смене знака (направления) сверхтока, то есть разность сверхпроводящих фаз на берегах перехода меняется на π . Переход в состояние с π -сдвигом разности фаз существенно зависит от параметров бислоя γ_M и γ_B . Меняя параметры SF бислоя, можно заметно изменить условия реализации состояния с π -разностью фаз на берегах контакта. Так, при $\gamma_M = 0.1$ инверсия тока происходит при $H_{exc} \approx 8\pi T_C$, если $\gamma_B = 0.0$ и уже при $H_{exc} \approx 3\pi T_C$, если $\gamma_B = 0.2$ (см. сплошные линии на рис.1). Аналогично, инверсия тока происходит не при $H_{exc} \approx 8\pi T_C$, а при $H_{exc} \approx 3\pi T_C$, если $\gamma_B = 0.1$, но $\gamma_M = 0.2$ (см. штриховые линии на рис.1). В отсутствие эффектов близости ($\gamma_M = 0$) инверсия знака критического тока исчезает.

Физика явления состоит в следующем. Из-за эффектов близости в области S слоя толщиной $\sim \xi_S$, примыкающей к F слою, формируются ферромагнитные корреляции

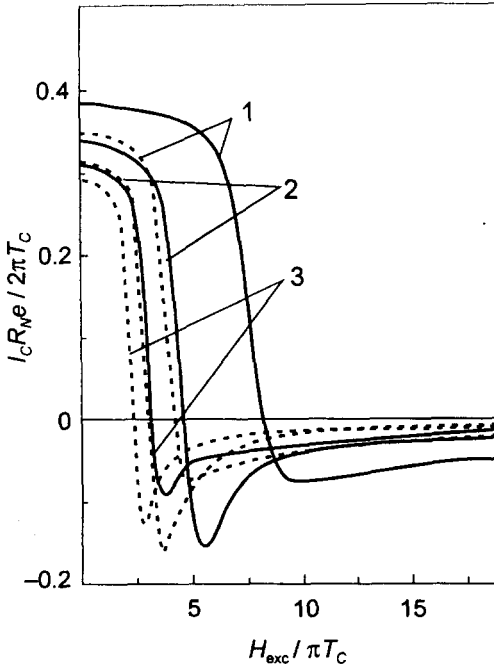


Рис.1. Зависимость критического тока SFIFS контакта от энергии обмена при $T/T_C \ll 1$ и $\gamma_M = 0.1$ (сплошные кривые), $\gamma_M = 0.2$ (штриховые кривые) и высокой прозрачности SF границы: $\gamma_B = 0, 0.1$ и 0.2 (соответственно кривые 1, 2 и 3)

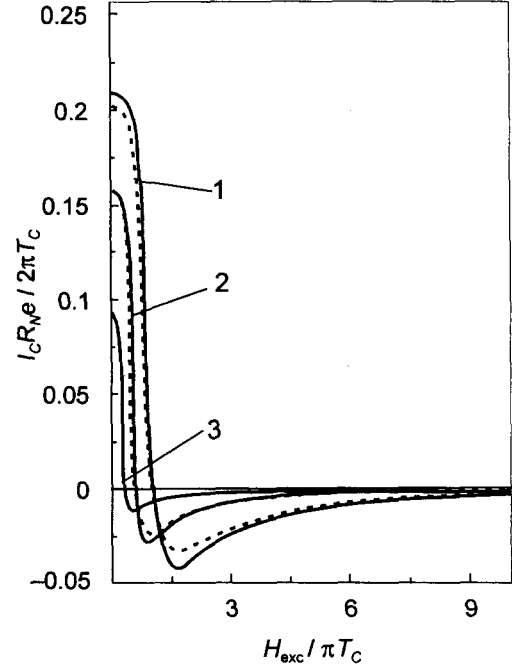


Рис.2. Зависимость критического тока SFIFS контакта от энергии обмена при $T/T_C \ll 1$ и $\gamma_M = 0.1$ (сплошные кривые), $\gamma_M = 0.2$ (штриховые кривые) и слабой прозрачности SF границы: $\gamma_B = 1, 2$ и 5 (соответственно кривые 1, 2 и 3)

[12]. В результате эффективная толщина “магнитного слоя” достигает порядка ξ_S . При достаточно толстом ферромагнитном слое переход в π -фазу становится энергетически выгодным (см., например, [5, 13]).

В приближении среднего поля, в котором и рассматривается ферромагнетизм в излагаемом подходе, обменное поле H_{exc} пропорционально произведению константы обменного взаимодействия на намагниченность $M(T)$. Учитывая, что $M(T) \approx M_0[1 - (T/T_0)^{3/2}]$, экспериментально изменение H_{exc} в заданном джозефсоновском контакте можно реализовать, меняя температуру. Такого типа эксперименты были недавно поставлены авторами работ [6, 7], где обнаружены джозефсоновские сверхтоки в сэндвичах с ферромагнитными слоями сплава Cu/Ni. При изменении температуры критический ток перехода монотонно изменялся, проходя через нуль. По-видимому, параметры исследованных в [6, 7] переходов были близки к условиям смены знака критического тока и перехода в π -состояние, что и достигалось изменением температуры.

Авторы благодарны А.И.Буздину за чтение рукописи и ее обсуждение, А.А.Голубову – за полезное обсуждение результатов. Мы также признательны В.В.Рязанову за предоставленную возможность ознакомления с экспериментальными результатами [6, 7] до их опубликования и интерес к работе.

2. В.В.Рязанов, УФН **169**, 920 (1999).
3. А.И.Буздин, Л.Н.Булаевский, С.В.Панюков, Письма в ЖЭТФ **35**, 147 (1982).
4. А.И.Буздин, М.Ю.Куприянов, Письма в ЖЭТФ **53**, 308 (1991).
5. A.V.Andreev, A.I.Buzdin, and R.M.Osgood, Phys. Rev. **B43**, 10124 (1991).
6. A.V.Veretennikov, V.V.Ryazanov, V.A.Obozov et al., Physica **B** (1999).
7. V.V.Ryazanov, V.A.Obozov, A.V.Veretennikov et al., Proc. of Intern. Seminar "Chernogolovka 99", Quasi-Two-Dimensional Metal and Superconducting Systems, Chernogolovka, Russian, 1999, p.46.
8. А.А.Голубов, М.Ю.Куприянов, ЖЭТФ **96**, 1420 (1989).
9. A.A.Golubov, E.P.Houwman, J.G.Gisbertsen et al., Phys. Rev. **B51**, 1073 (1995).
10. E.A.Demler, G.V.Arnold, and M.R.Bealley, Phys. Rev. **B55**, 15174 (1997).
11. J.Aarts, J.M.E.Geers, E.Bruck et al., Phys. Rev. **B56**, 2779 (1997).
12. Е.А.Кошина, В.Н.Криворучко, ФНТ **26**, 157 (2000).
13. Z.Radovic, M.Ledvij, and L.Dobrosavljevic-Grujic, Phys. Rev. **B44**, 759 (1991).