

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЗНАКА ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В УПРАВЛЯЕМОМ ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ SINIS-ПЕРЕХОДЕ

А.Ф.Волков¹⁾

Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 февраля 1995 г.

Рассматривается джозефсоновский SINIS-переход, в котором по N -электроду течет дополнительный ток, так что в отсутствие напряжения между S -электродами имеется напряжение V между N - и S -электродами. Вычисление джозефсоновского тока как функции V показывает, что критический ток I_c уменьшается с ростом V и при $V \approx 0,71 \Delta/e$ меняет знак. Обсуждаются способы экспериментального наблюдения перехода SINIS-структуры от обычного джозефсоновского контакта к π -контакту.

В последнее время активно изучаются процессы переноса заряда в системах типа SIN или $SINIS$ при низких температурах (здесь S , I , N – сверхпроводник, изолятор и нормальный металл, соответственно). Проведенные исследования показывают, что переходы S/Sm или $S/Sm/S$, образованные сверхпроводником S и сильно легированным полупроводником Sm , обнаруживают похожее поведение. В этом случае роль потенциального барьера (или изолирующего слоя) играет барьер Шоттки, часто возникающий на границе раздела S/Sm . В работе [1], по-видимому впервые, обнаружена необычная зависимость дифференциальной проводимости $G(V)$ в контактах S/Sm , отличающаяся от той, которая предсказывается традиционной теорией SIN -контакта. Оказалось, что при понижении температуры ($T < 1K$) на зависимости $G(V)$ появляется пик при $V = 0$, величина которого растет с уменьшением T (zero-bias anomaly). Затем пик проводимости при $V = 0$ был обнаружен и в других системах [2-5]. Величина пика подавлялась магнитным полем H небольшой величины ($H < 100 \text{ Э}$). В работах [4с-6] экспериментально изучалась зависимость проводимости систем типа $SINIS$ (см. рис.1а), в которых сверхпроводники были замкнуты сверхпроводящей петлей, от магнитного поля. Было обнаружено, что сопротивление системы R (то есть сопротивление между N электродом и S петлей) при малых V осциллирует с изменением H , а период осцилляций соответствует кванту магнитного потока в сверхпроводящей петле.

Теория проводимости в подобных системах при низких температурах и малых напряжениях ($V < \Delta/e$) была развита в работах [4б, 7-12]. Согласно теории, представленной в [7-9], проводимость SIN -контактов при $(eV, T) \ll \Delta$ обусловлена аномальным эффектом близости и связана с компонентой тока, которая в случае SIS -переходов дает так называемый интерференционный ток. Эта компонента тока определяется произведением конденсатных функций N - и S -электродов (F_N и F_S). Величина F_N пропорциональна прозрачности барьера и мала в случае малой прозрачности. Однако при уменьшении энергии ϵ ($\epsilon \approx \{eV, T\}$) она растет и может достигать значений порядка F_S ($|F_S| \approx 1$

¹⁾e-mail: lab185@ire.rc.ac.ru

при $\epsilon \ll \Delta$). Осцилляции $R(H)$ в системе *SINIS* связаны с нелокальной связью F_N и $F_{S_{a,b}}$, в силу чего F_N зависит от косинуса разности фаз ϕ параметра порядка в сверхпроводниках S_a и S_b . Разность фаз ϕ растет с увеличением H , так как в сверхпроводящем контуре возникает экранирующий ток.

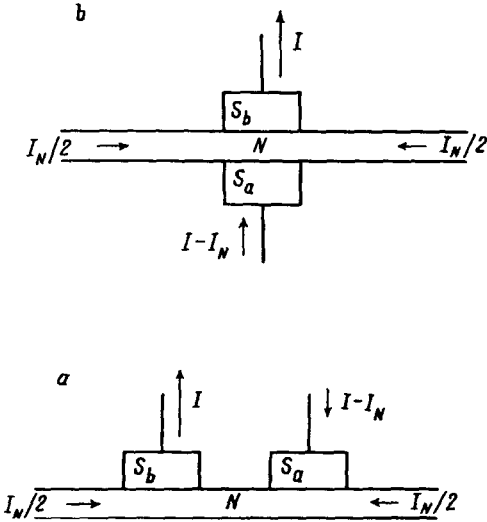


Рис.1. Схематическое изображение *SINIS*-переходов. Система, изображенная на рис.1а, использовалась в экспериментальной работе [5] для измерения сопротивления между *N*- и *S*-пленками в зависимости от приложенного магнитного поля. В этом случае сверхпроводники замыкались сверхпроводящей петлей

В работе [13] изучалась обратная задача – влияние дополнительного тока через *N*-электрод на характеристики джозефсоновского *SINIS*-перехода (см. рис.1а и 1б). Было обнаружено, в частности, что в случае малой прозрачности барьеров критический ток перехода I_c может менять знак, если напряжение между *S* и *N* электродами V превысит определенное значение. В настоящем сообщении мы исследуем явление перехода от обычного ($I_c > 0$) контакта к π -контакту ($I_c < 0$) и укажем на некоторые возможности его наблюдения²⁾.

Рассмотрим систему, изображенную на рис.1б (наши результаты справедливы и для системы на рис.1а, если расстояние между сверхпроводниками меньше ξ_N). Предположим, что концентрация примесей в *S* и *N* пленках велика (грязный предел), толщина *N* пленки мала по сравнению с ξ_N , а ширина w велика по сравнению с $\xi_S = \sqrt{D/\Delta}$. Для вычисления тока через переход при низких температурах и малых напряжениях ($T, eV \ll \Delta$) нам необходимо найти конденсатные гриновские функции в *N* слое $F^{R(A)}$ (индекс *N* для краткости опустим). Усредняя микроскопические уравнения для матричных гриновских функций \hat{G} и пользуясь граничными условиями на *SIN* границах [14], придем к уравнению

$$\epsilon_a[\hat{G}, \hat{G}_a]_- + \epsilon_b[\hat{G}, \hat{G}_b]_- + i\epsilon[\hat{\sigma}_z, \hat{G}]_- - (\gamma/2)[\hat{\sigma}_z \hat{G} \hat{\sigma}_z, \hat{G}]_- = 0. \quad (1)$$

Здесь скобки означают коммутаторы, $\epsilon_{a,b} = D/(2R_{a,b}\sigma d_N)$ – характерные энергии, связанные с прозрачностью *SIN*-границ; D, σ, d_N – коэффициент диффузии, проводимость и толщина *N*-пленки, соответственно; $R_{a,b}$ – сопротивления $S_{a,b}$ /*IN*-границ на единицу площади; γ – параметр расспаривания в *N*-пленке;

²⁾Некоторые результаты работы представлены в [17].

$\hat{G}_{a,b}^{R(A)}$ и $\hat{G}^{R(A)}$ – матричные гриновские функции в сверхпроводниках $S_{a,b}$ и в N слое, соответственно (индексы $R(A)$ в (1) опущены), $\hat{G}^{R(A)} \equiv G^{R(A)}\hat{\sigma}_x + \hat{F}^{R(A)}$.

Уравнение (1) решается в двух предельных случаях, когда параметр распаривания γ велик или мал по сравнению с $\epsilon_{a,b}$ [8] (отметим, что в эксперименте, выполненном на переходе Al/Cu/Al [5], величины γ и $\epsilon_{a,b}$ соответствовали частотам 10^{10} с^{-1} и 10^8 с^{-1} , соответственно). Если выполнено соотношение $\epsilon_{a,b} \ll \gamma \ll \Delta$ (случай 1), то конденсатные функции $F^{R(A)}$ в N -слое малы, а спектр там остается бесщелевым, хотя и имеет особенности при $\epsilon \approx \gamma$ и $\epsilon \approx \Delta$. Линеаризуя (1), находим

$$\hat{F}^{R(A)} = \pm i(\epsilon_a \hat{F}_a + \epsilon_b \hat{F}_b)^{R(A)} / (\epsilon \pm i\gamma). \quad (2)$$

Здесь $\hat{F}_a^{R(A)} = i\hat{\sigma}_y \Delta / \xi_\epsilon^{R(A)}$, $\hat{F}_b^{R(A)} = i(\hat{\sigma}_x \sin \phi + \hat{\sigma}_y \cos \phi) \Delta / \xi_\epsilon^{R(A)}$, $\xi_\epsilon^{R(A)} = ((\epsilon \pm i0)^2 - \Delta^2)^{1/2}$ – конденсатные функции Грина в сверхпроводниках S_a и S_b , ϕ – разность фаз параметра порядка между S_a и S_b .

В случае (случай 2) малой скорости распаривания ($\gamma \ll \epsilon_{a,b} \ll \Delta$) конденсатные функции в N пленке не малы. Пренебрегая γ в (1), находим

$$G^{R(A)} = \epsilon / (\epsilon - (m_\epsilon^{R(A)})^2)^{1/2}, \quad F_x^{R(A)} = [m_\epsilon^{R(A)} / (\epsilon^2 - (m_\epsilon^{R(A)})^2)^{1/2}] \sin \vartheta,$$

$$F_y^{R(A)} = [m_\epsilon^{R(A)} / (\epsilon^2 - (m_\epsilon^{R(A)})^2)^{1/2}] \cos \vartheta. \quad (3)$$

Здесь $F_{x,y}^{R(A)}$ являются компонентами $\hat{F}^{R(A)}$: $\hat{F}^{R(A)} = i(\hat{\sigma}_x F_x + \hat{\sigma}_y F_y)^{R(A)}$; $m_\epsilon^{R(A)} = \epsilon_g (i\Delta / \xi_\epsilon^{R(A)})$, $\epsilon_g = (\epsilon_a^2 + \epsilon_b^2 + 2\epsilon_a \epsilon_b \cos \phi)^{1/2}$ – энергетическая щель в спектре возбуждений в N слое, зависящая от разности фаз ϕ , фаза ϑ связана с ϕ соотношением $\epsilon_g \sin \vartheta = \epsilon_b \sin \phi$.

Ток конденсата или джозефсоновский ток через S_aIN -границу находится по формуле

$$I_{S,a} = -(w/16R_a) \text{Tr} \hat{\sigma}_x \int d\epsilon \{ (\hat{F}^R \hat{F}_a^R - \hat{F}^A \hat{F}_a^A)(f_0 + f_{0a}) + (\hat{F}^R \hat{F}_a^A - \hat{F}^A \hat{F}_a^R)(f_0 - f_{0a}) \}, \quad (4)$$

где w – ширина S -пленок; f_0, f_{0a} – функции распределения в N и S_a пленках. Мы будем предполагать их равновесными, считая выполненным условие $\epsilon_{a,b} \ll D/w^2$. Тогда $f_0 = [\tanh(\epsilon + V)\beta + \tanh(\epsilon - V)\beta]/2$ и $f_{0a} = \tanh(\epsilon\beta)$, $\beta = (2T)^{-1}$, заряд e включен в V , V – напряжение между N и S пленками. Подставляя выражения (2) и (3) в (4), получим для джозефсоновского тока I_S выражение

$$I_S(V, T) = I_c(V, T) \sin \phi. \quad (5)$$

Приведем выражения для критического тока $I_c(V, T)$, зависящего от напряжения V и температуры, предполагая температуру низкой ($T \ll \gamma$ в случае 1 и $T \ll \epsilon_g$ в случае 2):

$$I_c(V, 0)R \approx 2\epsilon_0 \begin{cases} (1/2) \ln[(\Delta^2 - V^2)/(V^2 + \gamma^2)] + (\pi/2)\gamma/\Delta, & \epsilon_0 \ll \gamma \ll \Delta \\ \ln(2\Delta/\epsilon_g) - L(V), & \gamma \ll \epsilon_0 \ll \Delta \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $R = R_a + R_b$ – полное сопротивление системы, $\epsilon_0 = (\epsilon_a + \epsilon_b)/2$, а функция $L(V)$ определяется следующими выражениями: $L(V) = 0$ при $V < \epsilon_g$, $L(V) = \ln[2\Delta V/\epsilon_g(\Delta^2 - V^2)^{1/2}]$ при $\epsilon_g \ll V < \Delta$ и $L(V) = \ln(V + (V^2 - \epsilon_g^2)^{1/2}/\epsilon_g)$ при $V \ll \Delta$. Из (5) следует, что джозефсоновский ток через S_aIN - и NIS_b переходы один и тот же. Порядок величины критического тока I_c одинаков для бесщелевого случая (1) и случая с неравной нулю энергетической щелью в N пленке (2). Зависимости $I_c(V, 0)$ в этих случаях отличаются друг от друга только при малых напряжениях. При $V \gg \gamma, \epsilon_g$ эти зависимости примерно одинаковы. Как видно из (6), критический ток $I_c(V, 0)$ меняет знак и $SINIS$ -система превращается в π -контакт Джозефсона, если напряжение V превысит значение $V_0 \approx \Delta/\sqrt{2} \approx 0,71\Delta$.

При увеличении температуры T критический ток $I_c(V, T)$ уменьшается. Например, при условии $\epsilon_g, \gamma \ll T \ll \Delta$ можно получить $I_c(0, T)R \approx 2\epsilon_0[\ln(2\Delta/\pi T) + C]$, где $C = 0,577\dots$ – постоянная Эйлера. Однако с увеличением напряжения V ($\epsilon_g, \gamma \ll V$) и при выполнении приведенного выше условия на температуру получим $I_c(V, T)R \approx 2\epsilon_0 \ln[(\Delta^2 - V^2)^{1/2}/V]$. Это означает, что при $T \ll \Delta$ напряжение V_0 , при котором I_c меняет знак, слабо зависит от температуры. На рис.2 приведена зависимость $I_c(V, T)$ от V в случае 1 для нескольких значений температуры.

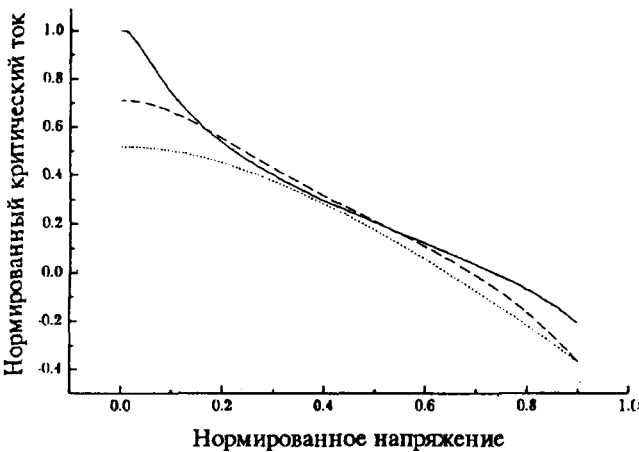


Рис.2. Нормированный критический ток системы $I_c(V, T_i)/I_c(0, T_i)$ как функция нормированного напряжения eV/Δ при разных температурах ($i = 1, 2, 3$): $\pi T_1/\Delta = 0,01$ (сплошная кривая), $\pi T_2/\Delta = 0,3$ (штриховая кривая) и $\pi T_3/\Delta = 0,6$ (точечная кривая). Параметр распаривания выбран равным $\gamma = 0,05\Delta$ и считается много большим ϵ_0 (случай 1)

Если ширина S пленок w не велика по сравнению с $\xi_\Delta = \sqrt{D/\Delta}$, то эффект близости ослабляется и выражения для $F^{R(A)}$ изменятся. Тогда в области перекрытия пленок вместо (2) для бесщелевого случая имеем

$$\hat{F}^R = (\hat{F}^A)^* = (w/\sqrt{2D})[\epsilon_a \hat{F}_a^R + \epsilon_b \hat{F}_b^R]/(-i\epsilon + \gamma)^{1/2}. \quad (7)$$

Можно показать, что и в этом случае критический ток обращается в нуль, если напряжение на среднем электроде превысит значение V_0 , которое при $T = 0$ определяется условием

$$\pi - \text{arctang} \sqrt{V_0/\Delta} + 0,5 \ln[(1 - \sqrt{V_0/\Delta})/(1 + \sqrt{V_0/\Delta})] = 0, \quad (8)$$

откуда получим $V_0/\Delta \approx 0,96$, то есть в этом случае напряжение на среднем электроде должно быть весьма близко к Δ .

Возможность экспериментального обнаружения отрицательного джозефсоновского тока обсуждалась во многих работах (см., например, [15] и цитированные там работы). Например, в сверхпроводящем контуре, содержащем π -контакт, может возникнуть спонтанный циркулирующий ток и связанный с ним магнитный поток, если индуктивность контура L достаточно велика: $L > L_0 \approx \hbar c^2 / 2eI_c$. Это условие может оказаться трудно выполнимым в SINIS системе, так как критический ток I_c там мал. По-видимому, более подходящей системой для наблюдения смены знака I_c является двухконтактный СКВИД с одним обычным (I_{c2}) и другим π -контактом (I_{c1}). Тогда максимальный сверхпроводящий ток СКВИДа равен $I_m = |I_{c1}| [1 + \tau^2 \pm 2\tau \cos(2\pi \cdot \Phi_{ex} / \Phi_0)]^{1/2}$ при I_{c1} положительном (отрицательном), где $\Phi_{ex} = H_{ex} S$ - поток внешнего магнитного поля, S - площадь контура, $\tau = I_{c2} / |I_{c1}|$ (мы пренебрегли магнитным потоком экранирующих токов, считая $L \ll L_0$). Тогда I_m максимален (минимален) при $H = 0$ в случае обычного контакта (π -контакта).

Тип джозефсоновской связи (π -тип или обычный тип) можно определить и другим способом, измеряя критический ток I_c как функцию напряжения V между пленкой и S электродами. При $T < \Delta$ должна наблюдаться немонотонная зависимость критического тока I_c от V : ток I_c должен обратиться в нуль при $V \approx V_0$ и вновь возрасти при $V > V_0$. Джоулев нагрев контакта должен быть минимальным.

Кроме того, измерения сопротивления (или кондактанса) между N и S электродами как функции сверхпроводящего тока $I = I_c \sin \phi$ также позволяют судить о знаке I_c . В случае малой прозрачности барьеров кондактанс, измеренный между N и S пленками, при $T = 0$ равен [16]

$$G = \text{Re}\{[1 - \sinh \alpha / \alpha + 2 \sinh^2(\alpha/2) / \alpha] + (\sinh^2(\alpha/2) / \alpha) \exp(-\alpha - kL) \cos \phi\} / k^2, \quad (9)$$

где $\alpha = kw$, $k^2 = 2(-ieV + \gamma) / D$. Разность фаз связана с током конденсата $I = I_c \sin \phi$. В случае обычного контакта $\phi = \arcsin(I / I_c)$ и поэтому $\cos \phi = (1 - (I / I_c)^2)^{1/2}$, а в случае π -контакта $\phi = \pi + \arcsin(I / I_c)$ и поэтому $\cos \phi = -(1 - (I / I_c)^2)^{1/2}$. Следовательно, знак второго слагаемого меняется при $V = V_0$.

Отметим, что параметр распаривания определяется парамагнитными примесями и скоростью конденсата v_s : $\gamma = \tau^{-1} + Dp_s^2$, где τ^{-1} - скорость рассеяния на магнитных примесях с переворотом спина, $p_s = mv_s$ - импульс конденсата. Например, при наличии магнитного поля $p_s = \lambda H / \Phi_0$, где λ - лондоновская глубина проникновения поля в сверхпроводник. Кроме того, скорость распаривания определяется также и неупругими процессами рассеяния. В этом случае γ зависит от энергии ϵ и зависимость F^R от γ будет более сложной. Однако качественные выводы сохранятся и в случае, когда неупругая релаксация доминирует. Тогда $\gamma = \langle \tau_e^{-1} \rangle$, где $\langle \tau_e^{-1} \rangle$ - некоторая средняя скорость неупругой релаксации.

В заключение отметим, что рассмотренный способ получения π -контакта отличается от предложенных ранее в том отношении, что он позволяет переходить от обычного контакта к π -контакту, изменяя напряжение на N пленке относительно S пленок.

Автор признателен Д.Хомскому за обсуждение. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

1. A.Kastalsky, A.W.Kleinsasser, L.H.Green et al., Phys. Rev. Lett. 67, 3026 (1991); A.W.Kleinsasser and A.Kastalsky, Phys. Rev. B47, 8361 (1993).
2. J.Nitta, T.Aazaki, H.Takayanagi, and K.Arai, Phys. Rev. B46, 14286 (1992); N.van der Post, J.Nitta, and H.Takayanagi, Appl. Phys. Lett. 63, 2555 (1993).
3. C.Nguen, J.Werking, H.Kroemer, and E.L.Hu, et al., Appl. Phys. Lett. 57, 87 (1990); C.Nguen, H.Kroemer, and E.L.Hu, Phys. Rev. Lett. 69, 2847 (1992).
4. a) W.M.van Huffelen, F.M.Klapwijk, and L. de Lange, Phys. Rev. B45, 535 (1992); b) B.van Wees, P.de Vries, P.Magnee, and T.M.Klapwijk, Phys. Rev. Lett. 69, 510 (1992); c) H.Dimoulas, J.P.Heida, B.J. van Wees, and T.M.Klapwijk, Phys. Rev. Lett. (in press); d) P.H.C.Magnee, N.van der Post, P.H.Kooistra et al., Phys. Rev. B50, 4594 (1994).
5. H.Pothier, S.Gueron, D.Esteve, and M.H.Devoret, Phys. Rev. Lett., 73, 2488 (1994).
6. V.T.Petrashov, V.N.Antonov, P.Desling, and T.Claeson, Phys. Rev. Lett. 70, 347 (1993); Письма в ЖЭТФ 60, 589 (1994).
7. A.V.Zaitsev, Sov. Phys. JETP Lett. 51,41 (1990); Physica C185-189, 2539 (1991); Phys. Lett. A194, 315 (1994); In: Proc. of the NATO Workshop on *Mesoscopic Superconductivity* (May 1994, Karlsruhe, Germany); Physica B203, 274 (1994)
8. A.F.Volkov, a)Phys. Lett., A174, 144 (1993); b) Phys. Lett. A187, 404 (1994); In: Proc. of the NATO Workshop on *Mesoscopic Superconductivity* (may 1994, Karlsruhe, Germany); Physica B203, 267 (1994).
9. A.F.Volkov, A.V.Zaitsev, and T.M.Klapwijk, Physica C210, 21 (1993).
10. C.W.J.Beenakker, Phys. Rev. B46, 12841 (1992); I.K.Marmorkos, C.W.J.Beenakker, and R.A.Jalabert, Phys. Rev. B48, 2811 (1993).
11. F.W.Hekking and Yu.V.Nazarov, Phys. Rev. Lett. 71, 1525 (1993); Phys. Rev. B49, 6847 (1994).
12. C.Lambert, In: Proc. of the NATO Workshop on *Mesoscopic Superconductivity* (May 1994, Karlsruhe, Germany); Physica B203, 201 (1994).
13. A.F.Volkov, in press.
14. M.Yu.Kupriyanov and V.F.Lukichev, Sov. Phys. JETP 67, 1163 (1988).
15. D.Khomskii, J. Low Temp. Phys. 95, 205 (1994).
16. A.F.Volkov and A.V.Zaitsev, in press.
17. A.F.Volkov, Report presented at IFT Workshop *Quantum Impurity Problems* (Feb.24-26, 1995, Gainesville, FL, USA; unpublished).