

ФЛУКТУАЦИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ВЫШЕ ТОЧКИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА

А.Ф.Волков

*Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, Россия*

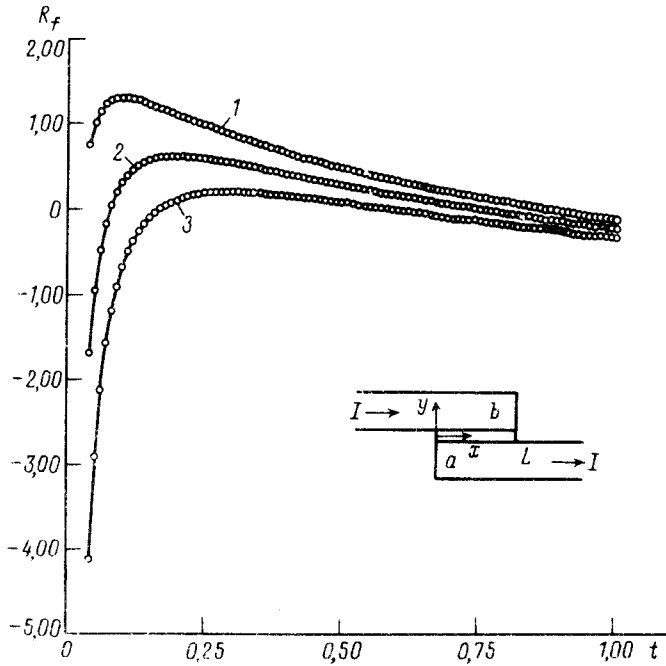
Поступила в редакцию 12 января 1993 г.

Без использования теории возмущений по прозрачности вычислено флуктуационное сопротивление δR в туннельных переходах SIS и SIN при $T > T_c$. Показано, что в обоих случаях δR имеет максимум, положение которого зависит от прозрачности барьера и от затухания в спектре возбуждений.

В высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) типа BSCCO при понижении температуры T наблюдался рост сопротивления R вдоль оси c ¹⁻⁴. Если фаза ВТСП была сверхпроводящей, то рост R происходил до некоторой температуры T_m ; ниже T_m сопротивление резко уменьшалось и обращалось в ноль при $T = T_c$. В работе⁵ была предложена идея объяснения немонотонной зависимости $R(T)$ в слоистых ВТСП. Согласно этой идее пик $R(T)$ обусловлен сверхпроводящими флуктуациями, которые можно разделить на два типа. Одни из них приводят к уменьшению плотности состояний при малых энергиях за счет флуктуационного образования виртуальной щели⁶. Это дает увеличение сопротивления ($\delta R_{DOS} > 0$) джозефсоновского туннельного перехода или слоистого сверхпроводника с джозефсоновским взаимодействием между слоями. Другие приводят к вкладу в проводимость виртуальных куперовских пар (поправки Асламазова-Ларкина⁷, $\delta R_{AL} < 0$); они растут быстрее при уменьшении разности $(T - T_c)$, но содержат лишнюю степень прозрачности. Разный знак и величина, а также различная температурная зависимость этих вкладов приводят к появлению максимума на температурной зависимости флуктуационного сопротивления $\delta R(T) = \delta R_{DOS} + \delta R_{AL}$. Величина δR вычислялась в⁵ аналогично тому, как это сделано в⁷, с тем отличием, что электронный спектр предполагался близким к двумерному (гофрированный цилиндр). Хотя флуктуационный механизм максимума $R(T)$ в слоистых сверхпроводниках должен иметь место, его применимость к материалу типа BSCCO не очевидна, так как рост $R(T)$ при понижении температуры наблюдается и в несверхпроводящих образцах BSCCO. Поэтому представляется необходимым изучить этот механизм более детально, например, - в туннельных переходах. Между тем расчет δR для туннельного перехода SIS с учетом вклада обоих типов флуктуаций отсутствует. В работе Варламова и Дорина⁶ вычислена только часть δR_{DOS} для перехода SIS, приводящая к увеличению сопротивления. Вычисление полного флуктуационного сопротивления требует выхода за рамки теории возмущений по степеням прозрачности.

В настоящей статье, пользуясь точными условиями сшивки для гриновских функций \check{G} на барьере, мы вычислим флуктуационное сопротивление перехода SIS и SIN $\delta R(T)$ при $T > T_c$. Метод расчета легко обобщается для случая периодической системы SIS1..., с помощью которой можно моделировать слоистый сверхпроводник с малой частотой перескоков между слоями⁸ (например, в

ВТСП типа BSCCO при $T > T_c$ движение электронов вдоль оси c носит прыжковый, а не зонный характер). Граничные условия для \check{G} в сверхпроводящих системах с барьером были получены Зайцевым ⁹ в общем виде и упрощены в ¹⁰ для грязного предела (позднее эти условия были выведены также в ¹¹⁻¹²). С помощью этих условий в работах ¹³⁻¹⁵ вычислена проводимость систем SININ ¹³⁻¹⁴ и SIN ¹⁵ при $T < T_c$. Выход за рамки теории возмущений по прозрачности позволил объяснить аномалию (пик) проводимости при нулевом смещении, наблюдавшуюся в контактах S-Sm и S-Sm-S (выше использованы обозначения: S – сверхпроводник, N – нормальный металл, I – изолятор, Sm – полупроводник). Для вычисления флуктуационного сопротивления в туннельных переходах также требуется точный подход.



Зависимость флуктуационного сопротивления $\delta R_f = \delta \check{R} / \delta \check{R}_0$ от "температуры" $t = (T - T_c) / T_c$ при различных параметрах $\tilde{\epsilon}_i = 1,44 \epsilon_0 / \gamma$; $\tilde{\epsilon}_i = 0,1$ (кривая 1), 0,2 (кривая 2) и 0,3 (кривая 3). На вставке изображена рассматриваемая система

Рассмотрим переход SIS (или SIN), изображенный на рис.1 (вставка). Как и в ¹⁵, мы рассмотрим грязный случай ($l < \xi$) и предположим, что толщина электродов a и b мала ($d_{a,b} < \xi_T \approx \sqrt{D/T}$). Тогда усредняя уравнения для гриновских функций \check{G} по толщинам электродов с учетом граничных условий ¹⁰, приходим к уравнению для функции Грина электрода a

$$D_a \partial_{\perp} (\check{G} \partial_{\perp} \check{G})_a + \epsilon_a [\check{G}_a, \check{G}_b]_{\perp} - (\check{\sigma}_z \partial_t \check{G}_a + \partial_t' \check{G}_a \check{\sigma}_z) + i(\check{\Delta}(t) \check{G} - \check{G} \check{\Delta}(t'))_a + i(V(t) \check{G} - \check{G} V(t'))_a = \check{L}_{ph}. \quad (1)$$

Здесь D_a – коэффициент диффузии, $\partial_{\perp} = (\partial_x, 0, \partial_z)$, $\epsilon_a = D_a / (rld)_{\perp}$; коэффициент r характеризует прозрачность барьера и связан с сопротивлением туннельного

перехода в нормальном состоянии на единицу площади $R_{\square} = (rl/2\sigma)_a$, где σ_a – удельная проводимость электрода a . Член в правой части (1) описывает взаимодействие с фононами. Уравнение для \hat{G}_b получается из (1) перестановкой индексов a и b . Поправку к сопротивлению будем находить, отыскивая отклик системы на флуктуации параметра порядка $\hat{\Delta}(x, z, t)$. Подобный подход использовался в ¹⁶ для нахождения δR в однородной системе и в ¹⁷ для определения δR микроустройства с непосредственной проводимостью. В первом порядке по $\hat{\Delta}$ из (1) найдем для запаздывающих (опережающих) функций Грина

$$\hat{G}_{1a}^{R(A)}(\epsilon, \epsilon'; q) = \hat{G}_{1a}^{R(A)} \delta(\epsilon - \epsilon' - \omega), \quad \hat{G}_{1a}^{R(A)} = \hat{\Delta}_a(\omega, q) \alpha_a^{R(A)} + \hat{\Delta}_b(\omega, q) \beta_a^{R(A)}. \quad (2)$$

Здесь $\alpha_{a,b}^{R(A)} = (N_{b,a}/B)^{R(A)}$; $\beta_{a,b}^{R(A)} = i\epsilon_{a,b}/B^{R(A)}$; $N_{a,b}^{R(A)} = \pm[(\epsilon + \epsilon')/2 \pm ia_{a,b}(q)/2]$, $a_{a,b}(q) = 2\epsilon_{a,b} + (Dq^2 + \gamma)_{a,b}$, $\gamma = \tau_{\epsilon}^{-1} + 2\tau_s^{-1}$ – коэффициент, описывающий затухание сверхпроводящих флуктуаций, $B^{R(A)} = (N_a N_b)^{R(A)} + \epsilon_a \epsilon_b$. Поправка второго порядка легко находится из соотношения ортогональности, она выражается через $G_{1a,b}^{R(A)}$ ¹⁷. Корреляторы $\langle \hat{\Delta}_a \hat{\Delta}_a \rangle$ и $\langle \hat{\Delta}_b \hat{\Delta}_b \rangle$ найдем, подставляя $G_{1a,b}^{R(A)}$ в условие самосогласования с ланжевеновскими источниками, которые описывают термодинамически равновесные флуктуации. Здесь для краткости мы приведем выражения для корреляторов в случае идентичных электродов (SIS система)

$$\begin{aligned} \langle \Delta_a(\omega, q) \Delta_a(\omega', q') \rangle &= K_f [\tilde{\epsilon}_0^2 - L(\omega, q)L(\omega', q')]/[D(\omega, q)D(\omega', q')], \\ \langle \Delta_a(\omega, q) \Delta_b(\omega', q') \rangle &= -K_f [i\tilde{\epsilon}_0(L(\omega, q) + L(\omega', q'))]/[D(\omega, q)D(\omega', q')]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\tilde{\epsilon}_0 = 2\epsilon_a/T_0 = 2\epsilon_b/T_0$, $T_0 = 8T/\pi$, $K_f = 2\pi\delta(\omega + \omega')\delta_{qq'}\pi/(2\nu_F)$, $\nu_F = p_F m/(2\pi^2)$ – плотность состояний, $L(\omega, q) = \tilde{\omega} + i(a_q/T_0 + \kappa_0)$, $\kappa_0 = \ln(T/T_{c0})$,

$$\tilde{a}_q \equiv a_q/T_0 = \tilde{\epsilon}_0 + \tilde{q}^2 + \tilde{\gamma}, \quad \tilde{q}^2 = Dq^2/T_0, \quad \tilde{\gamma} = \gamma/T_0, \quad D(\omega, q) = L^2(\omega, q) + \epsilon_0^2.$$

Далее запишем уравнения для функций Келдыша $\hat{G} = \hat{G}^R \hat{F} - \hat{F} \hat{G}^A$, то есть возьмем элемент (1,2) уравнения (1), умножим его на $\hat{\sigma}_z$ и вычислим шпур. Усредняя по флуктуациям и интегрируя по энергиям, приходим к уравнению

$$\int d\epsilon \{ D_a \partial_x \{ \partial_x F_a - \langle G^R \partial_x F G^A \rangle_a - \langle F^R \partial_x F F^A \rangle_a \} - \epsilon_a \langle A(\epsilon) \rangle \} = 0. \quad (4)$$

Здесь $A(\epsilon) = G_a^R F_a G_b^A + G_b^R F_a G_a^A - F_a G_a^A G_b^A - G_b^R G_a^R F_a + F_b^R F_a^R F_a + F_a F_a^A F_b^A + F_a^R F_a F_b^A + F_b^R F_a F_a^A$, $\langle F_a^R F_b^A \rangle = -\langle \hat{G}_{1a}^R \hat{G}_{1b}^A \rangle$, $\langle G_a^{R(A)} \rangle = \pm 1 + \langle G_{2a}^{R(A)} \rangle$ и так далее. Функция F_a является функцией распределения в электроде a , которая определяет электрический потенциал V_a

$$V_a = (1/4) \int d\epsilon (G^R - G^A)_a F_a. \quad (5)$$

Уравнение (4) является уравнением непрерывности тока в электроде a . Первое слагаемое есть дивергенция тока, усредненного по толщине, а второе слагаемое – приток (отток) за счет туннелирования квазичастиц через барьер и вклада эффекта близости ¹⁴⁻¹⁵. Мы опустили в (4) функцию распределения F_b в электроде b , считая, что там потенциал равен нулю, и предполагая, что

сопротивление барьера велико по сравнению с сопротивлением электродов. Это означает, что длина перехода L не слишком велика: $L \ll l_0 \equiv \{[(\sigma d)_a^{-1} + (\sigma d)_b^{-1}]/R_D\}^{-1/2}$, где l_0 – характерная длина пространственного изменения разности потенциалов по оси x в нормальном состоянии. Полагая в (4) $G^{R(A)} = \pm 1$, $F^{R(A)} = 0$ и интегрируя (4) по x от 0 до L , мы можем выразить сопротивление перехода при $T \gg T_c$ (на единицу длины в направлении z) через $\epsilon_{a,b}$: $R_N = R_D/L = (rl/2\sigma)_a/L = (rl/2\sigma)_b/L$. Аналогичным образом найдем безразмерное сопротивление перехода, обусловленное флуктуациями

$$\delta \tilde{R} \equiv [R(T) - R_N]/R_N = -(8V)^{-1} \int d\epsilon < \delta A(\epsilon) >, \quad (6)$$

где $\delta A = A - A_N = A - 4F_a$, $F_a = [\tanh(\epsilon + V)\beta - \tanh(\epsilon - V)\beta]/2$.

Формулы (2-6) определяют флуктуационное сопротивление перехода $\delta \tilde{R}$ в довольно общем виде. Мы найдем его предполагая, что характерные энергии туннелирования $\epsilon_{a,b}$ малы по сравнению с T_c . Из выражения для $A(\epsilon)$ следует, что существует два типа флуктуаций, дающих различный вклад в $\delta \tilde{R}$. Один, который можно назвать регулярным¹⁷, происходит от слагаемых в A , имеющих полюса в одной полуплоскости ϵ , то есть от слагаемых типа $G_{2a}^R F_a$, $F_{1a}^R F_a F_{1a}^R$ и тому подобное. Вклад этих слагаемых сводится в основном к изменению плотности состояний за счет флуктуаций $\delta \nu \sim < \delta G_{2a}^R - \delta G_{2a}^A >$. Другой тип флуктуаций, называемый аномальным¹⁷, возникает от слагаемых в A , имеющих полюса в разных полуплоскостях ϵ , то есть от слагаемых вида $F_{1a}^R F_a F_{1a}^A$ и тому подобное. Эти слагаемые содержат лишнюю степень $\epsilon_{a,b}$, но быстрее растут при $T \rightarrow T_c$. Формулу для $\delta \tilde{R}$ при $\epsilon_{a,b} \ll T_c$ можно получить в аналитическом виде. Из-за ее громоздкости здесь мы ограничимся случаем достаточно малой прозрачности, когда $\epsilon_{a,b} \ll \gamma_{a,b}$, $(T - T_c)$. В этом случае имеем

$$\delta \tilde{R} = \delta \tilde{R}_0 [\rho_r(t) - \rho_{an}(t)]. \quad (7)$$

Здесь $\delta \tilde{R}_0 = 84\zeta(3)/(\pi^2 p_F^2 l d) \cong 10, 2/(p_F^2 l d)$, $\rho_r(t) = -\ln t$ – регулярная часть; $\rho_{an}(t) = \bar{\epsilon}_1/t$ – аномальная часть; $\bar{\epsilon}_1 = 1, 44\epsilon_0/\gamma$, $t = (T - T_c)/T$, $T_c = T_{c0}(1 - \tilde{\gamma})$ – критическая температура, перенормированная за счет затухания. Максимум $\delta \tilde{R}(t)$ достигается при $t_m = \bar{\epsilon}_1$, а t_m существенно зависит от γ . Зависимость $\delta \tilde{R}(t)$ изображена на рисунке. Видно, что максимум δR наиболее ярко выражен при $\bar{\epsilon}_1 \ll 1$.

Можно провести оценки характерных параметров. В случае низкотемпературных сверхпроводников энергию ϵ_0 удобно записать в виде $\epsilon_0 = 3\pi^2 \hbar^3 j_c / (5k_F T_c e m d)$. Получим при $d = 1000 \text{ \AA}$, $T_c = 4 \text{ К}$, $j_c = 10^5 \text{ А/см}^2$ и $\tau_e = 10^{-10} \text{ с}$, что $\epsilon_0 = 0, 015 \text{ К}$, $\gamma = 0, 1 \text{ К}$. Максимум $\delta R(T)$ достигается при $T_m = 1, 22 T_c$. В случае ВТСП типа BSCCO ϵ_0 можно представить в виде $\epsilon_0 = (\hbar D/d^2 Z)$, где $Z = rl/2d$ – параметр анизотропии. Для $Z \cong 10^5$, $d = 10^{-7} \text{ см}$, $l = 10^{-6} \text{ см}$, $\tau_e = 10^{-12} \text{ с}$ получим $\epsilon_0 \cong 0, 2 \text{ К}$ и $\gamma = 10 \text{ К}$. Тогда $T_m = 1, 03 T_c$. Отметим, что в ВТСП мы имеем дело скорее с чистым случаем, поэтому проведенные оценки для ВТСП справедливы лишь по порядку величины.

В случае SIN-контакта, как можно показать, максимум $\delta \tilde{R}(t)$ достигается при $t_m = \bar{\epsilon}_1$, если выполнено условие $\bar{\epsilon}_1 \gg \tilde{\gamma}$.

Автор признателен А.Варламову за ознакомление с работами⁴⁻⁵ до их опубликования.

1. S.Martin, A.T.Fiory, P.M.Fleming, et al., Phys. Rev. B **41**, 846 (1990); Appl. Phys. Lett. **54**, 72 (1989).
2. Yu.Latyshev and A.F.Volkov, Physica C **182**, 47 (1991); Письма в ЖЭТФ **53**, 201 (1991).
3. G.Briceno, M.F.Crommie, and A.Zettl, Phys. Rev. Lett. **66**, 2164 (1991).
4. G.Balestrino, M.Marinelli, E.Milani, A.Varlamov, and L.Yu, Preprint, 1992.
5. L.Ioffe, A.I.Larkin, A.Varlamov, and L.Yu, Preprint, 1992.
6. A.Варламов, И.Дорин, ЖЭТФ **84**, 1868 (1983).
7. L.G.Asiamasov and A.I.Larkin, Phys. Lett. A **26**, 238 (1968).
8. K.E.Grey and D.H.Kim, Preprint, 1992.
9. A.В.Зайцев, ЖЭТФ **86**, 1772 (1984).
10. М.Куприянов, В.Лукичев, ЖЭТФ **94**, 159 (1988).
11. G.Kieselman, Phys. Rev. B **35**, 6762 (1986).
12. K.Nagai and J.Hara, J. Low Temp. Phys. **71**, 351 (1988).
13. A.В.Зайцев, Письма в ЖЭТФ **51**, 35 (1990); Physica C **185-189**, 2539 (1991).
14. A.F.Volkov and T.M.Klapwijk, Phys. Lett. A **168**, 217 (1992).
15. A.F.Volkov, Phys. Lett. (in press).
16. A.I.Larkin and Yu.N.Ovchinnikov, J. Low Temp. Phys. **10**, 407 (1973).
17. A.В.Зайцев, ФГТ **26**, 2669 (1984).