

СВОЙСТВА "ГРЯЗНЫХ" $S-S^*-N$ - И $S-S^*-S$ -СТРУКТУР С ПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ БАРЬЕРАМИ НА ГРАНИЦАХ МЕТАЛЛОВ

А.В. Зайцев

Исследованы зависимости тока I и проводимости от напряжения V , температуры и прозрачности барьеров в "грязных" структурах типа $S-S^*-N(S)$. Наличие двух барьеров может приводить в частности к немонотонной, знакопеременной зависимости от температуры величины $I-V/R_n$ при больших V , что наблюдалось в экспериментах с микроконтактами на основе ВТСП.

В работе исследуется ток в структурах типа $S-S^*-N(S)$ (S^* — сверхпроводник, критическая температура $T_c^* < T_c$, N — нормальный металл), в которых на границах между металлами имеются потенциальные барьеры малой прозрачности. Решение этой задачи приобретает особую актуальность в связи с экспериментальным изучением такого типа структур, полученных на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и обычных металлов, границы между которыми как правило, имеют малую прозрачность (обсуждение этого вопроса и ссылки на экспериментальные работы см. в ¹). Вычисление тока не может быть проведено разложением по степеням прозрачности, несмотря на ее малую величину. Поэтому, в частности, метод туннельного гамильтониана не применим и требуется микроскопический подход. Отметим, что для джозефсоновских переходов $S-S^*-S$ в равновесном случае (при $I=0$) аналогичная задача решалась в ².

При построении теории в качестве модели структур $S-S^*-N$ и $S-S^*-S$ рассматривался стержень длиной d , границы которого между берегом и сужением характеризуются коэффициентами прозрачности D_1 и D_2 . Вычисления проводились для случая "грязных" металлов, когда наименьшей из всех характерных длин в каждом металле является длина свободного пробега (равная l^* в S^*). При этом система квазиклассических уравнений ³⁻⁵ и граничных условий к ним ⁵ могут быть получены для проинтегрированной по углам матричной гриновской функции \hat{G} , состоящей из запаздывающей \hat{G}^R , опережающей \hat{G}^A и функции Грина $\hat{G} = \hat{G}^R \hat{f} - \hat{f} \hat{G}^A$, где $\hat{f} = f_1 + f_2 \hat{\tau}_z$, f_1, f_2 — функции распределения ⁴. Граничные условия ⁵ к уравнению для G в "грязном" пределе приводятся к виду ²

$$4l^*(\check{G}d\check{G}/dx|_{x_j}) = 3\mathcal{D}_j(-1)^j[\check{G}(x_j), \check{G}_j], \quad \mathcal{D}_j = \langle \kappa_j D_j / (1 - D_j) \rangle = (l^*/d)(R_*/R_j), \quad (1)$$

где $x_1 = +0$, $x_2 = d - 0$, $\check{G}_{1(2)}$ — равновесные гриновские функции берегов, $R_* = d/\sigma_* A$ — сопротивление S^* -металла в нормальном состоянии, определяемое проводимостью σ_* , A — площадь сечения, R_j — сопротивление j -го барьера (при $T > T_c$), $\kappa_j = p_x^k/p_F^k$, где индекс k ($=*$ или $=N$) соответствует металлу, имеющему меньшее значение импульса Ферми p_F^k .

При вычислении тока в структурах $S-S^*-N$ будем проводить предполагая, что ($\hbar = 1$)

$$d \ll (l^* v_F^*/T_c)^{1/2}, \quad v_F^* \tau_{in} \gg \mathcal{D}_j; \quad R_j \gg R_*, \quad (2)$$

где τ_{in} — характерное время неупругой релаксации в S^* . При условии (2) все функции в области $0 < x < d$ в главном приближении не зависят от x . Полагая потенциал и фазу параметра порядка в S равными нулю, из уравнений для \hat{G}^R ⁴ и (1) получим (в стационарном слу-

$$\hat{G}^R = g^R \hat{\tau}_z + f^R = [u^R \hat{\tau}_z + i(\delta^R \hat{\tau}_y + \Delta_* \sin \varphi \hat{\tau}_x)]/\zeta^R, \quad u^R = \epsilon + i(\epsilon_1 g_s^R + \epsilon_2), \quad (3)$$

$$\zeta^R = [(u^R)^2 - (\delta^R)^2 - (\Delta_* \sin \varphi)^2]^{1/2}, \quad \delta^R = \Delta_* \cos \varphi + i\epsilon_1 f_s^R, \quad \epsilon_j = \mathcal{D}_j v_F^*/4d,$$

где g_s^R, f_s^R — функции Грина сверхпроводника S , Δ_* — модуль, а φ — фаза параметра порядка

в S^* , которая при нашем выборе отсчета совпадает с разностью фаз на $S-S^*$ -границе. Учитывая связь параметра порядка с функцией $f^R f^A - f^S f^A$ ^{3,4} можно найти уравнения для Δ_* и φ , которые в рамках модели слабой связи имеют вид

$$\lambda \Delta_* = \epsilon_1 (\alpha \cos \varphi - \beta \sin \varphi), \quad \operatorname{tg} \varphi = (\alpha \rho - \lambda \beta) / (\lambda \alpha + \beta \rho), \quad (4)$$

где $\lambda = \ln(T/T_{co}^*) - \int_0^{\infty} d\epsilon [f_t \operatorname{Re}(1/\zeta^R) - n(\epsilon)/\epsilon]$, $\rho = - \int_0^{\infty} d\epsilon \operatorname{Im}(1/\zeta^R) f_t$, $\alpha = - \int_0^{\infty} d\epsilon \operatorname{Im}(f_s^R/\zeta^R) f_t$, $\beta = \int_0^{\infty} d\epsilon f_t \operatorname{Re}(f_s^R/\zeta^R)$, $n(\epsilon) = \operatorname{th}(\epsilon/2T)$, T_{co}^* – критическая температура в отсутствие распаривания. Можно показать, что в той области параметров T, ϵ_j , в которой функция $\lambda > 0$ – это условие выполняется, в частности, при $\max(T, \epsilon_j) > T_{co}^*$ – решение остается стационарным при любых (стационарных) токах. Это же утверждение справедливо и для сверхпроводящего тока $I_s (< I)$, протекающего через $S-S^*$ -границу, который определяется выражением $I_s = \Delta_* \sin \varphi / eR_1$. Здесь мы ограничимся изучением указанного стационарного случая. Решая систему уравнений для f_t, f_t^A ⁴ при условии (2), можно получить следующие выражения для тока и функций распределения

$$I = (1/eR_n) \int_0^{\infty} d\epsilon \{ F_1(\epsilon) n_-(\epsilon) + F_2(\epsilon) [n_+(\epsilon) - n(\epsilon)] \}, \quad (5)$$

где $R_n = R_1 + R_2$ – сопротивление структуры в нормальном состоянии, $n_{\pm}(\epsilon) = [n(\epsilon + eV) \pm n(\epsilon - eV)]/2$,

$$F_1 = [(1+a)v - M_t F_2 / \eta], \quad F_2 = a(1+a)\eta v^2 / [M_t M_l + \eta^2], \quad \eta = \Delta_* \sin \varphi \operatorname{Re} f_s^R \operatorname{Im} 1/\zeta^R,$$

$$M_l = v(v_s + a) - \operatorname{Re} f_s^R \operatorname{Re} \delta^R / \zeta^R, \quad M_t = v(v_s + a) - \operatorname{Im}[\delta^R \operatorname{Re} \delta^R + (\Delta_* \sin \varphi)^2] / \epsilon_1 \zeta^R, \quad (6)$$

$$f_t = n_- - [F_1 n_- + F_2 (n_+ - n)] / v(1+a), \quad f_t^A = n + [\eta f_t + av(n_+ - n)] / M_l. \quad (7)$$

Здесь $v_{(s)} = \operatorname{Re} g_{(s)}^R$, а $a = D_2/D_1 = R_1/R_2$. Подставляя (7) в (4), можно в принципе найти зависимость $\Delta_*(V)$ и $\varphi(V)$ ($= -\varphi(-V)$) и, используя (5), вычислить ток. Аналитические выражения удастся получить в ряде предельных случаев. Наиболее простой результат получается из (5), (6) в случае $S-N-N'$ -структуры, где N – металл, имеющий $T_{co}^N = 0$ ($\Delta_N = 0$). При этом $F_2 = 0$,

$$F_1 = (1+a) / \{ 1/v + a/[v_s v + \epsilon_1 \operatorname{Im} f_s^R \operatorname{Re}(f_s^R/\zeta^R)] \}, \quad (8)$$

где ζ^R определяется выражением (3) при $\Delta_* = 0$. Обсудим результаты, следующие из (5), (8) для случая, в котором функции Грина сверхпроводника S определяются обычными выражениями теории БКШ: $g_s^R = \epsilon f_s^R / \Delta = \epsilon / [(\epsilon + i0)^2 - \Delta^2]^{1/2}$. На рис. 1 показаны численно рассчитанные для этого случая зависимости $I(V)$ при $a = 1$, $T = 0$ и различных значениях параметра $b = \Delta/\epsilon_1$ (2). В области $eV \gg \Delta$ вольт-амперная характеристика (при произвольных T) имеет обычный вид ^{5,6}

$$I = V/R_n + I_0 \operatorname{th}(eV/2T), \quad eR_n I_0 = \int_0^{\infty} d\epsilon [F_1(\epsilon) - 1] \equiv \Omega(b_1, a), \quad (b_j = \Delta/\epsilon_j). \quad (9)$$

Однако в отличие от микроконтактов с "непосредственной" проводимостью ($R_j = 0$) ^{5,6}, и с одним барьером ⁵ ток I_0 может быть как положительной, так и отрицательной величиной¹⁾ и иметь температурную зависимость, существенно отличающуюся от зависимости $\Delta(T)$. Отме-

¹⁾ К аналогичному выводу при изучении сэндвичей с полупроводниковой прослойкой пришли авторы работы ⁷, в которой рассматривался другой механизм переноса тока.

гим, что эти выводы справедливы и для $S-N-S$ структуры, в которой $eI_0R_n = \Omega(b_1, a) + \Omega(b_2, 1/a)$. На рис. 2 представлена зависимость $I_0(T)$ для случая $a = 1$. Видно, что с уменьшением прозрачности D (увеличением $b_0 = \Delta(0)/\epsilon_{1(2)}$) функция $I_0(T)$ становится немонотонной и знакопеременной. Подобные зависимости $I_0(T)$ наблюдались²⁾ в экспериментах с джозефсоновскими контактами на микротрещинах⁸ (структура которых, по-видимому, соответствует модели $S-N-S$), получившихся на базе различных ВТСП. На вставке к рис. 2 представлена зависимость $v_0 \equiv eI_0R_n/2\Delta$ от $b = (b_1 + b_2)/2$ для $S-N-S$ структуры при двух значениях a .

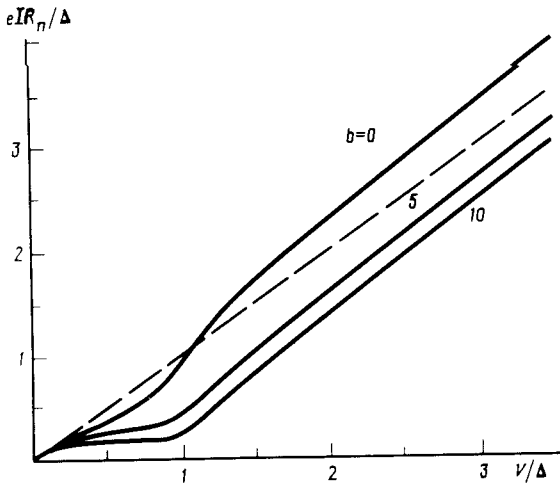


Рис. 1

Рис. 1. ВАХ $S-N-N'$ структуры при $T = 0$, $R_1 = R_2$ для различных $b = 4d\Delta/Dv_F^*$, пунктир соответствует зависимости $I = V/R_n$

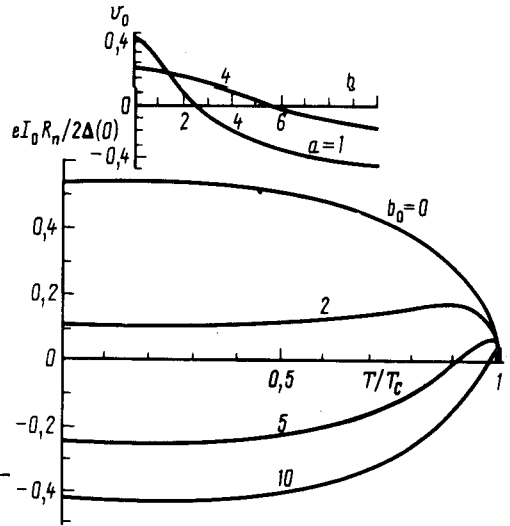


Рис. 2

Рис. 2. Температурная зависимость I_0 в случае $R_1 = R_2$ при различных $b_0 = 4d\Delta(0)/Dv_F^*$.

На вставке представлена зависимость $eR_n I_0/2\Delta \equiv v_0(b; a) = v_0(b; 1/a)$ для $S-N-S$ структуры, где $b = 4d\Delta(1/D_1 + 1/D_2)/v_F^*$; при $a = 1$ ($v_0(0; 1) \approx 0,53$; $v_0(\infty; 1) = -2/3v_0$ определяет также значение $eR_n I_0/\Delta$ в $S-N-N'$ структурах.

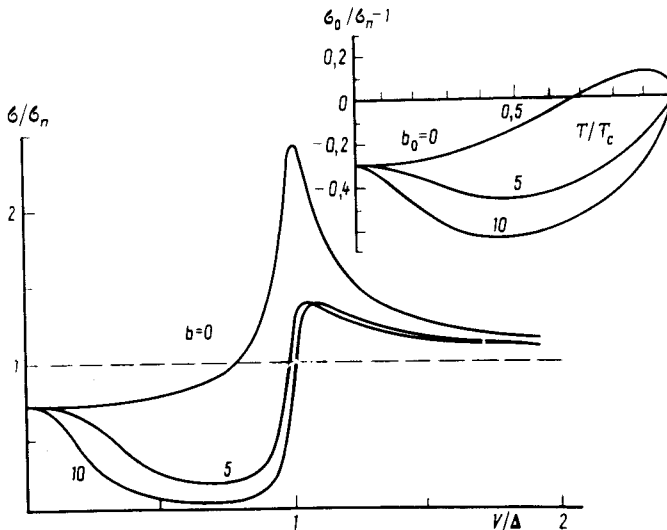


Рис. 3. Зависимость $\sigma(V)$ в $S-N-N'$ структурах при низкой температуре $T = \Delta/10$ в случае $R_1 = R_2$; на вставке представлена зависимость $\sigma_0(T) = \sigma(V = 0, T)$ при различных b_0 .

²⁾ Автор благодарен Б.А.Аминову за информацию об экспериментальных результатах до опубликования.

Интересными являются также зависимости $\sigma(V) = dI/dV$ (при низких температурах) и $\sigma_0(T) = \sigma(V=0, T)$ для $S-N-N'$ -структуры (представленные на рис. 3), качественный вид которых существенно отличается от найденных в ^{5,6}, а также от известных зависимостей, характерных для $S-N$ -туннельных контактов (у которых проводимость в нуле имеет не пик, а минимум).

Для $S-S^*-N$ -структур получение аналитических выражений из (4-7) возможно в ряде предельных случаев. В частности интересной оказывается область $T, eV \ll \Delta$, для которой наиболее простая формула получается в случае, когда параметр распаривания в $S^*/\gamma_* = \epsilon_1 + \epsilon_2 + 1/\tau_s^* \gg \epsilon_{jT}$. $\Delta_*(\tau_s^*)$ - время переворота спина, обусловленное рассеянием на магнитных примесях в S^* , $\gamma = 1/\tau_s \ll \Delta$

$$I = \text{Im} \Psi(\Gamma_* + iV/2\pi T) [1 + 2(\Delta_*/\epsilon_1) \cos \varphi + (\Delta_*/\epsilon_1)^2] (\epsilon_1 + \epsilon_2) / aeR_n, \quad (10)$$

где $\Gamma_* = 1/2 + \gamma_*/2\pi T$, $\Delta_*(V)$ и $\cos \varphi(V)$ определяются из (4) с учетом, того что

$$\lambda \approx \ln T/T_{co}^* + \text{Re} \Psi(\Gamma_* + iV/2\pi T) - \Psi(1/2), \quad \rho \approx -\beta \approx \text{Im} \Psi(\Gamma_* + iV/2\pi T), \quad (11)$$

$$\alpha \approx \int_0^\Delta d\epsilon n_+(\epsilon) \Delta \epsilon / (\epsilon^2 + \gamma_*^2) (\Delta^2 - \epsilon^2)^{1/2},$$

где $\Psi(z)$ - дигамма функция. Из (10), (11) следует, что при $\gamma_*, T < eV \ll \Delta$ имеется участок, где $\sigma(V) < 0$ и ВАХ имеет N-образный вид, т.е. в режиме заданного тока должны наблюдаться скачки напряжения и гистерезис. Этот вывод сохраняет свою силу и в случае $\tau_s^* = \infty$.

В области больших напряжений $eV \gg \Delta$, T, γ_* для $S-S^*-N$ -структуры получим

$$I - V/R_n = [I_0 + I_* \Phi(\ln(e|V|/\epsilon_*))] \text{sign } V \equiv \delta I(V; \epsilon_1, a), \quad (12)$$

где I_* может быть как больше, так и меньше тока I_0 , определяемого выражениями (9), (8); при $x \gg 1$ $\Phi(x) = 1/x$, ϵ_* - характерная энергия, зависящая от Δ , T_{co}^* , T, γ_* . В частности при сильном распаривании в S ($\gamma \gg \Delta$) имеем

$$eR_n I_0 = [\Delta^2 \pi a / 8\gamma(1+a)] [2\epsilon_1 / (\gamma + \gamma_*) - (\Delta/2\gamma)^2 / (1+a)], \quad (13)$$

$$eR_n I_* = \pi \Delta^2 \epsilon_1 [\Psi(\Gamma) - \Psi(\Gamma_*)] / (1+a) (\gamma^2 - \gamma_*^2), \quad \epsilon_* = 0,88 T_{co}^* [\gamma(\gamma_*/2\pi T) T_{co}^* / T]^{1/a},$$

где $y(x) = \exp[\Psi(1/2) - \Psi(1/2 + x)]$, $y(x) \approx 1/x$ при $x \gg 1$. В структурах $S-S^*-S$ при больших напряжениях $I - V/R_n = \delta I(V; \epsilon_1, a) + \delta I(V; \epsilon_2, 1/a)$. Из (13) в частности следует, что в отличие от случая слабого распаривания, при сильном с уменьшением прозрачности барьеров происходит переход от зависимости $I_0 \sim \Delta^2$ к зависимости $I_0 \sim -\Delta^4$.

Автор благодарен Г.А.Овсянникову, Б.А.Аминову, М.Ю.Куприянову за полезное обсуждение. Работа поддерживается Научным советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках проекта № 42 Государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

Литература

1. Куприянов М.Ю. СФХТ, 1989, 2, 5.
2. Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф. ЖЭТФ, 1988, 94, 139.
3. Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1971, 61, 1254.
4. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. ЖЭТФ, 1977, 73, 299.
5. Зайцев А.В. ЖЭТФ, 1984, 86, 1472.
6. Artemenko S.N. et al. Sol. St. Comm., 1979, 30, 771.

7. *Тартаковский А.В., Фистуль М.В. ЖЭТФ, 1988, 94, 353.*

8. *Аминов Б.А. и др. СФХТ, 1989, 2, 93.*

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 ноября 1989 г.
