

## НЕУПРУГОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В S-Sm-S ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ

И.А.Девятков<sup>1)</sup>, М.Ю.Куприянов

*НИИ ядерной физики Московского государственного университета им.*

*М.В.Ломоносова*

*119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 6 декабря 1996 г.

Рассмотрено неупругое резонансное туннелирование через переходы с аморфной прослойкой и сверхпроводящими берегами. Рассчитана форма вольт-амперной характеристики при малой температуре  $I(V)$  и температурная зависимость проводимости при малом смещении  $G(0)$ , которые оказались существенно отличными от аналогичных зависимостей структур с нормальными берегами.

PACS: 74.50.+г

В цикле экспериментальных работ [1-4], направленных на исследование транспортных свойств ВТСП джозефсоновских переходов с прослойками из полупроводниковых оксидов, было убедительно показано, что транспорт квазичастиц в таких структурах осуществляется за счет резонансного туннелирования через локализованные состояния (ЛС) в прослойке. В частности, путем сравнения экспериментальной формы вольт-амперной характеристики (ВАХ) в области напряжений  $V > 2\Delta/e$  ( $\Delta$  - модуль параметра порядка электродов) с результатами теоретических расчетов [5], было показано, что зависимости проводимости от температуры и напряжения близки к предсказанным для процессов с малым числом ЛС на резонансной траектории ( $N = 2,3$ ).

Однако полученные в [5] результаты справедливы лишь для N-Sm-N-структур и не учитывают наличия сверхпроводящего упорядочения в электродах. Целью данной работы является обобщение полученных в [5] результатов на случай S-Sm-S-структур (сверхпроводник - аморфная прослойка - сверхпроводник).

**Модель контакта.** При расчете вклада в квазичастичный ток от одной двухпримесной конфигурации в области прослойки мы будем исходить из предложенного в [5] (формула (2.1)) вида туннельного гамильтониана с дополнительными слагаемыми, учитывающими сверхпроводящее спаривание в электродах:

$$H_{left} = \sum_k \xi_k a_k^\dagger a_k + \sum_k (\Delta a_{k,\uparrow}^\dagger a_{-k,\downarrow}^\dagger + \Delta^* a_{k,\uparrow} a_{-k,\downarrow}), \quad (1)$$

$$H_{right} = \sum_p \xi_p a_p^\dagger a_p + \sum_p (\Delta a_{p,\uparrow}^\dagger a_{-p,\downarrow}^\dagger + \Delta^* a_{p,\uparrow} a_{-p,\downarrow}). \quad (2)$$

Здесь  $\xi_{k,p}$ ,  $a_{k,p}^\dagger$  - энергии и операторы рождения электронов в левом (правом) сверхпроводнике соответственно, здесь и далее мы используем обозначения работы [5].

<sup>1)</sup>e-mail: idev@rsfqi.npi.msu.su

Вычисление резонансного тока через цепочку из двух ЛС. Используя унитарное преобразование

$$i\dot{U} = H_{e-ph}U \quad (3)$$

( $H_{e-ph}$  определяется формулой (2.2) работы [5]), ограничиваясь случаем слабого электрон-фононного взаимодействия и проделывая далее вычисления, аналогичные выполненным в [5] в пределах применимости кинетического уравнения для заселенностей ЛС, используя при проведении усреднения в кинетическом уравнении по состояниям электронов в сверхпроводящих берегах известные выражения для корреляторов (см., например, [6]):

$$\begin{aligned} \langle a_k^+(t)a_{k'}(t') \rangle &= \{u_k^2 f_k \exp\{i\epsilon_k' \tau\} + |\nu_k|^2 (1 - f_k) \exp\{-i\epsilon_k' \tau\}\} \delta_{k,k'}, \\ \langle a_{k'}(t')a_k^+(t) \rangle &= \{u_k^2 (1 - f_k) \exp\{i\epsilon_k' \tau\} + |\nu_k|^2 f_k \exp\{-i\epsilon_k' \tau\}\} \delta_{k,k'}, \\ u_k^2 &= \frac{1}{2}(1 + \xi_k/\epsilon_k), \quad |\nu_k|^2 = \frac{1}{2}(1 - \xi_k/\epsilon_k), \quad \epsilon_k = \sqrt{\xi_k^2 + |\Delta|^2}, \quad \tau = t - t', \\ f_k &= f(\epsilon_k) = (1 + \exp\{\epsilon_k/k_B T\})^{-1}, \end{aligned} \quad (4)$$

получим в стационарном случае следующее выражение для квазичастичного тока:

$$\begin{aligned} J &= J_+ + J_-, \quad J_+ = \frac{4e\chi_+}{R_+ \sqrt{R_+^2 - 4\chi_+/\Gamma_1\Gamma_2}}, \quad J_- = -\frac{4e\chi_-}{R_- + \sqrt{R_-^2 - 4\chi_-/\Gamma_1\Gamma_2}}, \\ R_+ &= \frac{f_l + N}{\Gamma_2} + \frac{1 - f_r + N}{\Gamma_1} + \frac{1}{\gamma}, \quad \chi_+ = (f_l - f_r)N + f_l(1 - f_r), \\ R_- &= \frac{f_r + N}{\Gamma_1} + \frac{1 - f_l + N}{\Gamma_2} + \frac{1}{\gamma}, \quad \chi_- = -(f_l - f_r)N + f_r(1 - f_l). \end{aligned} \quad (5)$$

Слагаемые  $J_+$ ,  $J_-$  в (5) отвечают конфигурациям  $\epsilon_1 > \epsilon_2$  и  $\epsilon_1 < \epsilon_2$ , соответственно. В формуле (5)  $f_l = f(\epsilon_1 - eV)$ ,  $f_r = f(\epsilon_2)$  - функции распределения квазичастичных возбуждений в левом и правом электродах,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  - энергии ЛС,  $N = N(|\epsilon_2 - \epsilon_1|) = (\exp\{|\epsilon_2 - \epsilon_1|/k_B T\} - 1)^{-1}$  - бозе-функция распределения фононов,  $\gamma = \pi \sum_q |T_{12}|^2 |\lambda_q|^2 \delta(\epsilon_q - |\epsilon_1 - \epsilon_2|)$  - обратное время туннелирования между ЛС,  $T_{12}$  - матричные элементы связи ЛС, константа  $\lambda_q$  определяется через константы деформационного потенциала на примеси и фононный спектр формулами (2.3)-(2.5) работы [5]. Величины  $\Gamma_{1,2}$  определяют обратное время туннелирования с ЛС в сверхпроводящие электроды:

$$\Gamma_1 = \Gamma_1(\epsilon_1 - eV), \quad \Gamma_2 = \Gamma_2(\epsilon_2),$$

$$\Gamma_{1,2}(\epsilon) = \pi \langle T_{p1,k2}^2 \rangle N_n(0) \frac{|\epsilon|}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}} \{\Theta(\epsilon - \Delta) + \Theta(-\epsilon - \Delta)\}. \quad (6)$$

Здесь  $\langle T_{p1,k2}^2 \rangle$  - усредненный по углам на поверхности Ферми квадрат матричного элемента туннелирования с ЛС в левый (правый) электрод, соответственно,  $N_n(0)$  - плотность состояний нормального металла на поверхности Ферми (предполагается одинаковой для обоих электродов). Как и следовало ожидать, выражение для тока (6) отличается от выведенного в [5] лишь структурой коэффициентов  $\Gamma_{1,2}$  (6), явно учитывающих особенность в плотностях состояний берегов при  $|\epsilon| = \Delta$ .

Вычисление среднего тока. Для вычисления полного тока через переход необходимо провести усреднение в выражении (5) по координатам и энергиям ЛС:

$$\langle J \rangle = g^2 S \int d\epsilon_1 d\epsilon_2 dz_1 dz_2 d^2 \rho_{\perp} J(\epsilon_1, \epsilon_2, z_1, z_2, \rho_{\perp}), \quad (7)$$

где  $z_1, z_2$  – расстояния от ЛС до левого (правого) электродов,  $\rho_{\perp}$  – проекция вектора  $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$  на плоскость  $xy$ , перпендикулярную направлению тока,  $S$  – площадь контакта,  $g$  – концентрация ЛС.

Вычисления существенно упрощаются и сводятся к аналитическим выражениям в пределе  $eV, \Delta \gg k_B T$ . В этом пределе  $J_- = 0, \chi_+ = 1, R_+ = R = \Gamma_1^{-1} + \Gamma_2^{-1} + \gamma^{-1}$  и выражение для тока (5)–(7) приводится к виду:

$$\langle J \rangle = g^2 S \Theta(eV - 2\Delta) \int dz_1 dz_2 d^2 \rho_{\perp} \int_{\Delta}^{eV - \Delta} d\epsilon_1 \int_{\Delta}^{\epsilon_1} d\epsilon_2 \frac{4e}{R + \sqrt{R^2 - 4/\Gamma_1 \Gamma_2}}. \quad (8)$$

Учитывая экспоненциальный характер распада матричных элементов  $T_{k2}, T_{p1}, T_{12}$  от координат ЛС, обратные времена туннелирования  $\Gamma_i, \gamma$  можно записать в явном виде:

$$\Gamma_1 = \Gamma_{10} \exp(-z_1/a) |\epsilon_1 - eV| / \sqrt{|\epsilon_1 - eV|^2 - \Delta^2},$$

$$\Gamma_2 = \Gamma_{20} \exp((d - z_2)/a) |\epsilon_2| / \sqrt{|\epsilon_2|^2 - \Delta^2}, \quad (9)$$

$$\gamma = \gamma_0 |\epsilon_1 - \epsilon_2| \exp((z_2 - z_1 + \rho_{\perp}^2 / (2(z_2 - z_1))) / a).$$

Здесь  $a$  – радиус ЛС,  $d$  – толщина перехода,  $\Gamma_{10}, \Gamma_{20}, \gamma_0$  – предэкспоненциальные факторы, слабо зависящие от координат и энергий ЛС. Энергетическая зависимость  $\gamma$  определяется моделью фононов Дебая.

Из формул (8) – (9) видно, что знаменатель подинтегрального выражения в (8) зависит экспоненциально от координат ЛС и от более слабых функций их энергий. Поэтому, так же как в N-Sm-N случае [5], выражение для среднего тока (8) можно привести к форме, в которой процедуры усреднения по координатам и энергиям фактически разделяются. Для этого необходимо перейти в (8) от интегрирования по всем координатам  $|z_{1,2}| < d$  к интегрированию по окрестностям оптимальных координат  $z_{10}, z_{20}$ , определяемых минимумом подинтегрального выражения в (8). Вводя новые переменные  $\xi_1 = z_1 - z_{10}, \xi_2 = z_2 - z_{20}$  и учитывая, что оптимальное  $\rho_{\perp}$  равно нулю, выражение для среднего тока (8), с учетом соотношений (9), приводится к виду

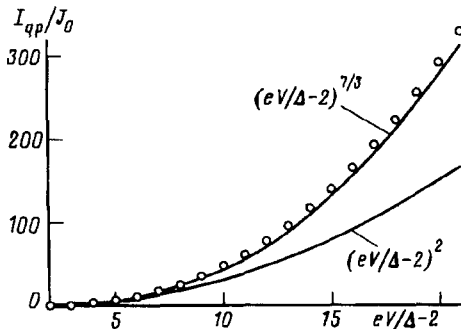
$$\langle J \rangle = C g^2 S \exp(-2d/3a) \Theta(eV - 2\Delta) \int_{\Delta}^{V - \Delta} d\epsilon_1 \int_{\Delta}^{\epsilon_1} d\epsilon_2 \times$$

$$\times \left[ \frac{|\epsilon_1 - eV|}{\sqrt{(\epsilon_1 - eV)^2 - \Delta^2}} \frac{\epsilon_2}{\sqrt{\epsilon_2^2 - \Delta^2}} (\epsilon_1 - \epsilon_2) \right]^{1/3},$$

$$C = 2^{5/3} e (\Gamma_{10} \Gamma_{20} \gamma_0)^{1/3} \int d\xi_1 d\xi_2 d^2 \rho_{\perp} \left\{ F + \sqrt{[F^2 - 4 \exp(2(\xi_1 - \xi_2))]} \right\}^{-1}, \quad (10)$$

$$F = F(\xi_1, \xi_2, \rho_{\perp}^2) = \exp(2\xi_1/a) + \exp(-2\xi_2/a) + \exp\left(2\left(\xi_1 - \xi_2 + \frac{\rho_{\perp}^2}{2(z_{10} - z_{10})}\right)/a\right).$$

Из формулы (10) следует, что экспоненциальная зависимость от толщины перехода для цепочки из двух ЛС в S-Sm-S-случае такая же, что и для N-Sm-N-перехода [5] ( $\exp(-2d/3a)$ ). Поэтому оценки предельной концентрации ЛС, начиная с которых происходит переход к преимущественному транспорту тока по неупругому 2 ЛС каналу для N-Sm-N-структуры [5] справедливы и в нашем случае S-Sm-S-перехода. Выбор соответствующих переменных в интеграле по энергиям ЛС в (10) позволяет определить форму ВАХ. Оказывается, что при малых напряжениях,  $eV \geq 2\Delta$ , ВАХ квадратична  $\propto (eV - 2\Delta)^2$ , а при больших напряжениях,  $eV \gg 2\Delta$ , выходит на зависимость  $\propto (eV - 2\Delta)^{7/3} \approx (eV)^{7/3}$  подобно N-Sm-N-переходу. Численные расчеты показывают (см. рисунок), что переход с квадратичной зависимости на дробно-степенную (7/3) имеет место при  $eV \approx 3\Delta$ . Нетрудно показать, что выход на результаты [5] при  $n \geq 3$  также имеет место при  $eV \geq 3\Delta$ .



ВАХ S-Sm-S-перехода, численно рассчитанная на основе формулы (10) для структуры с двумя ЛС на траектории. Точки - результаты численных расчетов, сплошные линии - дробно-степенная и квадратичная аппроксимации,  $J_0$  - характерная величина тока

В области малых напряжений ( $eV \ll k_B T$ ) аналогичные расчеты приводят к следующему выражению для температурной зависимости проводимости  $G(0)$ :

$$G(0) \propto T^{4/3} \exp\{-2\Delta(T)/k_B T\} \exp\{-2d/3a\}. \quad (11)$$

Температурная зависимость (11) отличается от полученной для N-Sm-N-структур [5] экспоненциальным фактором, естественно возникающим из-за наличия щели в спектре возбуждений квазичастиц. Этот фактор пропорционален числу квазичастиц, способных при данной температуре участвовать в двухчастичном процессе резонансного неупругого туннелирования. Нетрудно показать, что этот фактор обязательно содержится и в выражении для проводимости в случаях, когда число ЛС на траектории  $n \geq 3$  ( $G_n \propto T^{n-2/(n+1)} \exp\{-2\Delta/k_B T\}$ ).

Многочисленные экспериментальные данные [1-4], полученные в результате обработки ВАХ ВТСП переходов, показывают, что форма ВАХ в области больших напряжений действительно хорошо аппроксимируется выражениями (10). Однако анализ температурной зависимости проводимости в области малых напряжений дает результат  $G(0) = G(0, 0) + \alpha T^{4/3}$ , совпадающий с законом, справедливым для N-Sm-N-переходов, то есть не содержит экспоненциального фактора  $\exp\{-2\Delta/k_B T\}$ , имеющегося в формуле (11). Это проблема будет рассмотрена в отдельной публикации, так как ее нельзя разрешить в рамках данной работы.

Работа поддерживалась программой "Современные проблемы физики конденсированного состояния" и проектом РФФИ-INTAS RFBR95-1305.

---

1. И.И.Венгрус, М.Ю.Куприянов, О.В.Снигирев и др., Письма в ЖЭТФ **60**, 372 (1994).
2. T.Saton, M.Hidaka, M.Yu.Kupriyanov, and J.S.Tsai, IEEE Trans. Appl. Sup. **5**, 2612 (1995).
3. M.Yu.Kupriyanov and J.S.Tsai, IEEE Tran. Appl. Sup. **5**, 2531 (1995).
4. M.Siegel, R.Dommel, C.Horstmann, and A.I.Braginskii, in: *Extended Abstracts of Intern. Conf. on Superconductor Electronics*, Nagoya, Japan, 1995, p.141.
5. Л.И.Глазман, К.А.Матвеев, ЖЭТФ **94**, 332 (1988).
6. А.В.Свидзинский, *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости*, М.: Наука, 1982.