

## ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ НА ВАХ ТУННЕЛЬНЫХ $SIN$ -ПЕРЕХОДОВ

*И.А.Девятков, М.Ю.Куприянов.*

Показано, что наличие не взаимодействующих локализованных центров в диэлектрическом слое  $SIN$ -переходов приводит к недостатку тока на их ВАХ в области больших напряжений и позволяет объяснить экспериментально наблюдаемые ВАХ в структурах с ВТСП электродом, а также определить его модуль параметра порядка.

Экспериментально установлено (см., например, <sup>1-3</sup>), что на ВАХ туннельных  $SIN$ -переходов с ВТСП-электродами в области напряжений  $V > \Delta/e$  ( $\Delta$  - модуль параметра порядка  $S$ -электрода) наблюдается недостаток тока (т.е. выход разности  $I - V/R_N$ , где  $I$  - ток через переход,  $R_N$  - его нормальное сопротивление, на постоянное отрицательное значение), который не следует из простой, базирующейся на теории БКШ, туннельной модели переходов. В работе <sup>1</sup> этот факт объяснялся зарядовыми эффектами, возникающими, например, при наличии в диэлектрическом слое изолированных областей с металлической проводимостью. Механизм подавления тока зарядовыми эффектами не зависит от того в нормальном или сверхпроводящем состоянии находятся электроды туннельного перехода. Однако, если один из электродов структуры является сверхпроводником, то, как мы покажем ниже, учет процессов резонансного туннелирования электронов через расположенные в диэлектрической прослойке не взаимодействующие локализованные центры (ЛС) и в отсутствие зарядовых эффектов приводит к ВАХ аналогичного типа.

При доказательстве этого утверждения мы будем считать, что плотность ЛС в диэлектрическом слое туннельного  $SIN$ -перехода достаточно мала так что взаимодействие локализованных в них электронов несущественно и гамильтониан системы представим в виде <sup>4,5</sup>:

$$H = H_l + H_r + H_t + H_e, \quad (1)$$

где  $H_{l,r}$  - гамильтонианы правого и левого электродов:

$$H_r = \sum_{p,\sigma} [\epsilon_{p,\sigma} b_{p,\sigma}^+ b_{p,\sigma} + \Delta b_{p,\sigma}^+ b_{p,\sigma}^+ + \text{э.с.}],$$

$$H_l = \sum_{n,\sigma} \epsilon_{n,\sigma} a_{n,\sigma}^+ a_{n,\sigma};$$

Слагаемое  $H_t$  описывает процессы туннелирования электронов через ЛС

$$H_t = \sum_{n,\sigma} T_n a_{n,\sigma}^+ d_\sigma + \sum_{p,\sigma} T_p b_{p,\sigma}^+ d_\sigma + \text{э.с.};$$

$H_e$  - гамильтониан ЛС с учетом кулоновского расталкивания электронов ( $U$  - кулоновская энергия расталкивания)

$$H_e = \sum_{\sigma} [\epsilon_{\sigma} d_{\sigma}^+ d_{\sigma} + U d_{\sigma}^+ d_{\sigma} d_{-\sigma}^+ d_{-\sigma}];$$

$d_{\sigma}^+$ ,  $b_{p,\sigma}^+$ ,  $a_{n,\sigma}^+$  - операторы рождения электронов на примеси и в правом и левом электродах соответственно,  $\epsilon_{\sigma}$ ,  $\epsilon_{p,\sigma}$ ,  $\epsilon_{n,\sigma}$  - энергии электронов в этих состояниях,  $T_n$ ,  $T_p$  - константы гибридизации ЛС с электродами. Ниже в процессе вычисления протекающего через переход тока мы ограничимся практически важным случаем малой ширины  $\Gamma$  примесного уровня:

$$\Gamma = \Gamma_l + \Gamma_r \ll T, \quad \Gamma_{l,r} = \pi N_{l,r} \langle T_{n,p}^2 \rangle, \quad \langle T_{n,p}^2 \rangle = T_0^2 \exp\{\pm 2\kappa z\}, \quad (2)$$

где  $T$  - температура,  $T_0^2$  - усредненный по поверхности Ферми квадрат матричного элемента гибридизации при симметричном расположении примеси,  $\kappa$  - обратный радиус ЛС,  $z$  - координата, отсчитываемая от середины изолирующего слоя в направлении, перпендикулярном плоскости перехода,  $N_l = N_l(0)$ , - плотность состояний левого ( $N$ ) электрода. Плотность состояний правого ( $S$ ) электрода, отлична от нуля при  $|\epsilon| \geq \Delta$  и равна  $N_r = N_r(0)\epsilon/(\epsilon^2 - \Delta^2)^{1/2}$ .

Полагая далее, что в ЛС электрон находится в  $S$  состоянии с уровнем энергии  $\epsilon_{\sigma}$ , расположенным вблизи энергии Ферми электродов  $E_F$  а энергия расщепления уровней ЛС  $U \gg \{T, eV\}$ , и выполняя вычисления, аналогичные проделанным в <sup>6</sup>, приходим к следующему выражению для туннельного тока через ЛС:

$$I = 4e \frac{\Gamma_l \Gamma_r}{\Gamma} [f(\epsilon + eV) - f(\epsilon)] (1 - \langle n_{\sigma} \rangle); \quad \langle n_{\sigma} \rangle = \nu / (1 + \nu),$$

$$\nu = \frac{\Gamma_l}{\Gamma} f(\epsilon + eV) + \frac{\Gamma_r}{\Gamma} f(\epsilon), \quad \epsilon = E_F - \epsilon_{\sigma}. \quad (3)$$

Здесь  $f(\epsilon)$  - фермиевская функция распределения электронов в электродах,  $\langle n_{\sigma} \rangle = \langle d_{\sigma}^+ d_{\sigma} \rangle$  - среднее число электронов на ЛС. В ситуации, когда  $\epsilon_{\sigma} + U \simeq E_F$ , ток через переход совпадает с выражением, полученным в <sup>5</sup> для  $NIN$ -структур, но со значением  $\Gamma_r$ , учитывающем сверхпроводящие свойства правого электрода (2).

Появление в (3) зависимости тока от среднего числа электронов на ЛС естественно. Учет сильного кулоновского расталкивания электронов на ЛС приводит к тому, что канал резонансного туннелирования фактически может быть одновременно открыт лишь для одного из отличающихся направлением спина электронов, находящихся в состоянии с данной энергией  $\epsilon$ .

Для нахождения ВАХ выражение (3) необходимо усреднить по положению примесей и по их энергиям <sup>6</sup>. Считая что ЛС распределены равномерно по энергии и по диэлектрической прослойке с плотностью  $dn/dE = g$  и интегрируя (3) по пространственным координатам для ВАХ  $SIN$ -перехода получаем:

$$\langle I \rangle = R_N^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} [f(\epsilon - eV) - f(\epsilon)] N^*(\epsilon) d\epsilon; \quad (4a)$$

$$R_N^{-1} = \frac{\pi e^2 g S}{\kappa} \langle T_0^2 \rangle [0,5 N_l(0) N_r(0)]^{1/2} \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\sqrt{2a} \operatorname{sh}(\kappa d)}{1 + 0,5a} \right\}; \quad (4b)$$

$$N^*(\epsilon) = \frac{(\phi(\epsilon) a^*)^{1/2}}{1 + f(eV + \epsilon)} \operatorname{arctg} \left\{ \frac{2 \operatorname{sh}(\kappa d) (\phi(\epsilon) a^*)^{1/2}}{a^* \phi(\epsilon) + 1} \right\}; \quad a = \frac{N_l(0)}{N_r(0)}; \quad (4c)$$

$$a^* = a \frac{1 + f(eV + \epsilon)}{1 + f(\epsilon)}; \quad \phi(\epsilon) = \frac{|\epsilon|}{(\epsilon^2 - \Delta^2)^{1/2}} \{ \theta(\epsilon - \Delta) + \theta(-\epsilon - \Delta) \}. \quad (4d)$$

(4)

Здесь  $S$  - площадь перехода,  $d$  - толщина слоя диэлектрика,  $\theta(x)$  - ступенчатая функция.

В интересующем нас интервале температур  $T < T_c$  функцию  $f(\epsilon)$  в (4c), (4d) можно полагать равной единице при  $\epsilon \leq 0$  и нулю при  $\epsilon > 0$ . Поэтому в интервале энергий,  $\Delta \leq |\epsilon| \leq eV$ , на который приходится основной вклад в (4a),  $N^*(\epsilon)$  фактически не зависит от  $V$  и интегрирование в (4a) при  $T < T_c$  приводит к выражению (4b) для  $R_N$ , в  $\sqrt{2}$  превосходящему сопротивлению перехода в отсутствие кулоновского расталкивания электронов на ЛС.

Необходимо также отметить, что у функции  $N^*(\epsilon)$  отсутствует расходимость при  $\epsilon = \Delta$ , причем в практически важном случае высокоомных переходов ( $\kappa L \gg 1$ ) резкий рост этой функции  $N^*(\Delta) \simeq \exp\{\kappa L\}$  локализован в узком интервале энергий  $|\epsilon - \Delta| = \delta \simeq a^2 \Delta \exp\{-4\kappa L\}$  интегрирование по которому дает при вычислении ВАХ экспоненциально малый вклад. В области  $|\epsilon| > \delta$  выражение (4c) существенно упрощается и функция  $N^*(\epsilon)$  оказывается пропорциональной квадратному корню из плотности состояний сверхпроводящего электрода, определенной в рамках теории БКШ.

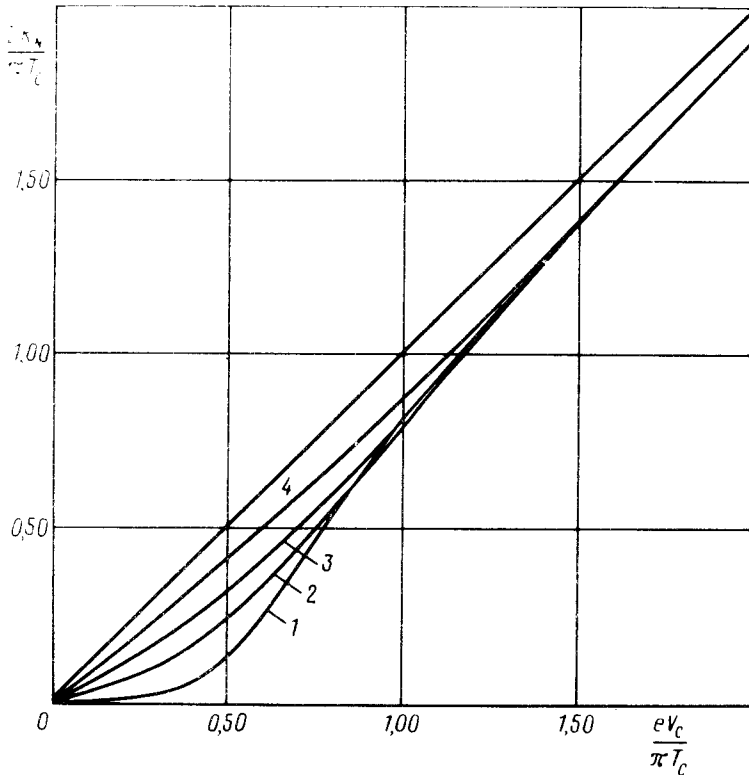


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики туннельных SIN-переходов рассчитанные в рамках теории БКШ<sup>10</sup> при различных значениях  $T/T_c = 0,1; 0,2; 0,3; 0,5$  (соответственно кривые 1; 2; 3; 4).

Рассчитанная по формуле (4а) ВАХ *SIN*-перехода (рис.1) отличается от ВАХ переходов, рассчитанных без учета процессов резонансного туннелирования (рис.2), существованием недостатка тока в области больших напряжений. В частности, при  $T \ll T_c$  из (4) для ВАХ имеем:

$$I = \frac{\Delta}{eR_N} \left\{ \frac{[v\sqrt{v^2-1}]^{1/2} (2v^2-1)}{1+2v\sqrt{v^2-1}} + \frac{1}{2\sqrt{2}} [F(\phi, 1/\sqrt{2}) - 2E(\phi, 1/\sqrt{2})] \right\},$$

$$\phi = \arccos \left\{ \frac{1-2v\sqrt{v^2-1}}{1+2v\sqrt{v^2-1}} \right\}, \quad v = eV/\Delta, \quad (5)$$

где  $F(\phi, k)$  и  $E(\phi, k)$  - эллиптические интегралы первого и второго рода. В области напряжений  $v \gg 1$  выражение (5) преобразуется к простому виду

$$IR_N = V - \frac{\Delta}{e\sqrt{2}} [2E(1/\sqrt{2}) - K(1/\sqrt{2})] \simeq V - 0,60(\Delta/e), \quad (6)$$

где  $K(k)$  и  $E(k)$  - полные эллиптические интегралы первого и второго рода. Именно такого типа ВАХ (см.рис.1) и наблюдались экспериментально<sup>1-3</sup> в области температур  $T \ll T_c$ , причем значения  $\Delta$ , определенные нами с использованием (6), практически совпадали с данными, полученными в<sup>1-3</sup> другими методами.

Важно отметить, что при  $\Delta = 0$ , т.е. в *NIN*-переходах, из выражений (4) следует закон Ома. Поэтому предложенный механизм объяснения вида ВАХ при  $T \ll T_c$  и механизм, связанный с существованием зарядовых эффектов,

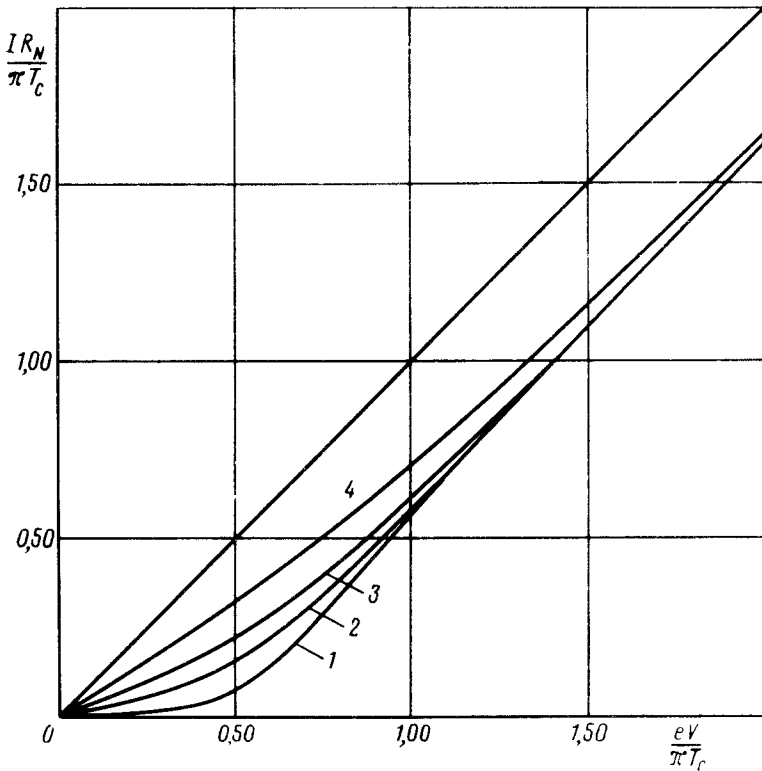


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики туннельных *SIN*-переходов с локализованными состояниями в диэлектрическом слое, рассчитанные по формулам (4) при различных значениях температуры  $T/T_c = 0,1; 0,2; 0,3; 0,5$  (соответственно кривые 1; 2; 3; 4).

оказываются легко различимыми экспериментально по характеру изменения ВАХ с увеличением температуры или внешнего магнитного поля. Это обстоятельство может дать полезную информацию о структуре диэлектрических слоев, используемых в качестве диэлектрической прослойки туннельных переходов, т.е. определить существуют ли в них независимые ЛС или макроскопически большие связанные их системы (кластеры, капли). Такая информация имеет принципиальную важность для развития технологии джозефсоновских туннельных структур, поскольку кулоновское расталкивание электронов на ЛС практически не влияет на  $R_N$ , однако, как показано в <sup>8</sup>, приводит к подавлению канала резонансного туннелирования для сверхпроводящих электронов, т.е. к существенному (по сравнению с результатом теории Амбегаокара-Баратова <sup>9</sup>) подавлению характерного напряжения переходов  $V_c = I_c R_N$ .

В заключение авторы выражают благодарность Д.В.Аверину и К.К.Лихареву за обсуждение полученных результатов.

### Литература

1. *van Bentum P.J.M. et al.* J. Magnetism and Magnetic Materials, 1988, 76,77, 561.
2. *Brocklesby W.S. et al.* Phys.Rev.B., 1988, 38, 11805.
3. *Andersen N.H. et al.* Physica Scripta, 1988, 37, 138.
4. Кулик И.О., Шехтер Р.И. ЖЭТФ, 1975, 68, 623.
5. *Likharev K.K.* IBM J.Res.Develop., 1988, 32, 144.
6. Глазман Л.И., Мамзеев К.А. Письма ЖЭТФ, 1988, 48, 403.
7. Ларкин А.И., Мамзеев К.А. ЖЭТФ, 1987, 93, 1030.
8. Глазман Л.И., Мамзеев К.А. Письма ЖЭТФ, 1989, 49, 570.
9. *Ambegaokar V., Baratoff A.* Phys.Rev.Lett., 1963, 10, 486.
10. *Werthamer N.R.* Phys.Rev., 1966, 147, 255.

НИИ ядерной физики  
Московского государственного университета  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
8 августа 1990 г.