Письма в ЖЭТФ, том 70, вып.8, стр.516 - 521 © 1999г. 25 октября

О МЕХАНИЗМЕ ДИССИПАЦИИ ПРИ ВНУТРЕННЕМ ЭФФЕКТЕ ДЖОЗЕФСОНА В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С.Н.Артеменко[1)]

Институт радиотехники и электроники РАН

103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 сентября 1999 г.

Вычисляются вольт-амперные характеристики (ВАХ) слоистого сверхпроводника с синглетным d-спариванием при низких температурах в режиме внутреннего эффекта Джозефсона (ВЭД), предполагается когерентное туннелирование электронов между слоями. Конечное сопротивление сверхпроводника в резистивном состоянии возникает из-за переходов квазичастиц через сверхпроводящую щель в районе узлов. Взаимодействие джозефсоновских переходов, образованных слоями, из-за зарядовых эффектов не приводит к значительным различиям формы разных ветвей ВАХ. Модель описывает основные качественные черты эффекта в высокотемпературных сверхпроводниках при напряжениях, малых по сравнению с амплитудой сверхпроводящей щели.

PACS: 74.25.Fy, 74.50.+r, 74.80.Dm

Теоретическое описание внутреннего эффекта Джозефсона в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках осложняется недостаточным пониманием электронной структуры как сверхпроводящего, так и нормального состояния. Исследования электронной структуры [1, 2] свидетельствуют о том, что в направлениях $(0, \pi)$ электронная спектральная плотность размыта сильным рассеянием электронов на спиновых флуктуациях [3]. А в направлениях (π, π), соответствующих узлам параметра порядка Δ в сверхпроводящем состоянии, электронная структура материала согласуется с представлениями ферми-жидкости. Это дает надежду описать внутренний эффект Джозефсона (ВЭД) с помощью обычных ферми-жидкостных подходов при низких температурах и напряжениях, когда вклад в ток должен определяться, в основном, электронами с малой энергией вблизи узлов щели Δ.

Джозефсоновские свойства слоистого сверхпроводника должны сильно зависеть от симметрии параметра порядка и качественно отличаться в случаях когерентного и некогерентного туннелирования между сверхпроводящими слоями. Некогерентное рассеяние описывает систему туннельных переходов Джозефсона, в которых параллельная компонента импульса при туннелировании между слоями не сохраняется, что приводит к конечному сопротивлению вдоль оси c, перпендикулярной слоям. Если бы такие переходы были образованы сверхпроводниками с изотропным параметром порядка (s-типа), произведение критического тока и нормального сопротивления $V_c = I_c R_N$ было бы порядка щели. Однако, при d-спаривании некогерентное туннелирование приведет к нулевому или очень малому критическому току вдоль оси c, так что для объяснения наблюдаемых больших значений I_c пришлось бы предположить нереалистичный специальный вид угловой зависимости вероятности туннелирования между слоями. Согласно недавним исследованиям туннельных

[1)] e-mail: art@mail.cplire.ru

контактов BSCCO/Pb [4], доля s-компоненты в параметре порядка BSCCO не превышает 10^{-3}. При некогерентном туннелировании между слоями это привело бы к значениям V_c примерно на три порядка меньше, чем наблюдаемые значения, близкие по порядку величины к амплитуде щели Δ_0 [5]. Более того, при таких малых величинах I_c режим, при котором часть межслоевых переходов находится в резистивном состоянии, а часть – в сверхпроводящем, был бы невозможен при напряжениях на один переход $V \sim \Delta_0$. Подобный режим, характеризующийся наличием различных ветвей на ВАХ, является одним из наиболее ярких проявлений ВЭД в слоистых сверхпроводниках.

Когерентное туннелирование описывает трехмерный сильно анизотропный кристалл. В этом случае для объяснения большой экспериментальной величины I_c нет нужды искусственно предполагать специальную угловую зависимость вероятности туннелирования. Однако вопрос о характере ВЭД при когерентном туннелировании также не вполне ясен. Конечное сопротивление кристалла в нормальном состоянии в этом случае появляется вследствие рассеяния. При борновском рассеянии $\rho_c \propto 1/\tau$, причем $1/\tau \ll \Delta_0$, в противном случае рассеяние подавило бы сверхпроводимость при d-спаривании ($\hbar = e = 1$). Типичные напряжения, приходящиеся на один переход в джозефсоновских экспериментах, порядка $\Delta_0 \gg 1/\tau$. При таких напряжениях (и частотах джозефсоновских колебаний) проводимость должна была бы уменьшаться с ростом напряжения [6], что не наблюдается в экспериментах. Если примесное рассеяние внутри сверхпроводящих слоев является резонансным, то величина сопротивления в пределе малых напряжений не зависит от $1/\tau$ и согласуется с экспериментальными данными [7]. Однако этот механизм может работать только при $V < \gamma \sim \sqrt{\Delta_0/\tau}$. Для объяснения конечной проводимости при напряжениях $V > \gamma$ нужен механизм диссипации, не связанный с рассеянием на примесях. Таким механизмом могут служить переходы квазичастиц через сверхпроводящую щель. Как было показано в работе [9], подобный механизм определяет естественную ширину линии джозефсоновского плазменного резонанса при низких температурах. Этот механизм теряет эффективность при $V > \Delta_0$, когда следует принимать во внимание механизмы рассеяния, связанные со спиновыми флуктуациями и эффектами псевдощели, и наш подход, основанный на представлениях ферми-жидкости, перестает работать.

Мы исследуем слоистый сверхпроводник с d-спариванием и с когерентным туннелированием между слоями, пренебрегая рассеянием, то есть имея в виду чистый кристалл или достаточно высокие напряжения, $V > 1/\tau$ в случае борновского и $V > \gamma$ в случае резонансного рассеяния. Выражения для плотности тока и заряда выводятся с помощью бесстолкновительных кинетических уравнений для функций Грина в технике Келдыша, выведенных Волковым и Коганом [9]. Эти уравнения обобщены на случай слоистых сверхпроводников в предположении приближения сильной связи для электронного спектра в направлении, перпендикулярном слоям, и спаривания d-типа внутри сверхпроводящих слоев. Наш подход, описывающий слоистый монокристалл, противоположен модели случайных прыжков между слоями, использованной в работе [10].

Рассмотрим случай однородного тока вдоль оси c, который может быть реализован в узких образцах, ширина которых в плоскости ab меньше, чем джозефсоновская длина. Будем решать уравнения для диагональной и недиагональной по спиновым индексам компонент келдышевского пропагатора $g_{nm}(t)$ и $f_{nm}(t)$:

$$\begin{aligned} & i\frac{\partial}{\partial t}g_{nm} + \Delta_n f^*_{nm} + f_{nm}\Delta_m + (\mu_n - \mu_m)g_{nm} = \\ & = t_\perp \sum_{i=\pm 1}(A_{n,n+i}g_{n+i\,m} - g_{n,m+i}A_{m+i\,m}); \\ & i\frac{\partial}{\partial t}f_{nm} - 2\xi f_{nm} - \Delta_n g^*_{nm} + g_{nm}\Delta_m + (\mu_n + \mu_m)f_{nm} = \\ & = t_\perp \sum_{i=\pm 1}(A_{n,n+i}f_{n+i\,m} - f_{n,m+i}A^*_{m+i\,m}), \end{aligned} \tag{1}$$

где $g_{nm}(\xi,\phi,t)$, $f_{nm}(\xi,\phi,t)$ – матрицы по спиновым индексам. Здесь $\xi_p = \epsilon(\mathbf{p}) - \epsilon_F$, $\epsilon(\mathbf{p})$ – энергия электрона в нормальном состоянии, ϵ_F – энергия Ферми, $\mathbf{p}$ – импульс электрона в плоскости ab, ϕ – угол в импульсном пространстве, $t_\perp$ – интеграл переноса, $\Delta_n = \Delta_n(\phi)$ и χ_n – сверхпроводящий параметр порядка и его фаза в слое n, $\mu_n = \Phi_n + (1/2)(d\chi_n/dt)$ – градиентно инвариатный скалярный потенциал, Φ_n – электрический потенциал, и, наконец, $A_{n,n+1} = \exp\varphi_n$, где $\varphi_n = \chi_{n+1} - \chi_n - 2\pi s A_z/\Phi_0$ – градиентно инвариантная разность фаз между слоями, A_z – векторный потенциал в направлении оси c. Электрическое поле выражается как

$$E_n s = \mu_n - \mu_{n+1} + \frac{1}{2}\frac{d\varphi_n}{dt}. \tag{2}$$

Скалярный потенциал μ описывает разбаланс заселенностей ветвей электроноподобных и дырочноподобных квазичастиц и зарядовые эффекты в джозефсоновских плазменных колебаниях [13] и ВЭД [7, 14].

Плотность тока между слоями $n+1$ и n и плотность заряда в слое n вычисляется как

$$j_{n,n+1} = \frac{t_\perp}{2s}\int\frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^2}(A_{n+1,n}g_{n,n+1} - g_{n+1,n}A_{n,n+1}), \tag{3}$$

$$\rho_n = -\frac{1}{4is}\int\frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^2}(g_{nn} + g^*_{nn}), \tag{4}$$

где s – кристаллический период в направлении c.

Уравнения (1) решаем по теории возмущений относительно $t_\perp$. Вклад от переходов между слоями в плотность заряда квадратичен по $t_\perp$, поэтому в главном приближении можно пренебречь такими переходами. В представлении Фурье получим

$$g_{nn} + g^*_{nn} = \left[\frac{2\xi}{\varepsilon} - \frac{8\Delta^2\mu_\omega}{\varepsilon(4\varepsilon^2 - \omega^2)}\right]\tanh\frac{\varepsilon}{2T}, \tag{5}$$

где $\varepsilon = \sqrt{\xi^2 + \Delta^2}$. Подставляя это выражение в (4), во временном представлении получим

$$\rho_n = -\frac{\kappa^2}{8\pi}\int_0^\infty dt_1 F(t_1)\mu_n(t - t_1), \tag{6}$$

где κ – обратный радиус экранирования Томаса-Ферми,

$$F(t) = \int\frac{d\phi}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}d\xi\frac{2\Delta^2(\phi)\sin 2\varepsilon t\tanh\varepsilon/2T}{\varepsilon^2}. \tag{7}$$

Функция F описывает неэкспоненциальную релаксацию μ с характерным временем порядка $1/\Delta_0$. Нам понадобится уравнение (6) в случае медленных изменений μ, когда $F(t) \to 2\delta(t)$ и интеграл в уравнении (6) сводится к $2\mu(t)$. Подставляя теперь выражение для плотности заряда в уравнение Пуассона, мы выразим разность скалярных потенциалов между слоями $\delta\mu_n = \mu_{n+1} - \mu_n$ через временную производную разностей фаз $\dot{\varphi}_n$:

$$\delta\mu_n = \frac{a}{16\sqrt{1+a}} \sum_m (\dot{\varphi}_{n+m+1} + \dot{\varphi}_{n+m-1} - 2\dot{\varphi}_{n+m}) \left(\frac{\sqrt{1+a}-1}{\sqrt{1+a}+1}\right)^{|m|}, \tag{8}$$

где $a = 4\epsilon_\perp/(\kappa s)^2$, $\epsilon_\perp$ – диэлектрическая постоянная в направлении, перпендикулярном слоям. Оценка при $s = 15$ А, $1/\kappa = 2$ А, $\epsilon_\perp = 12$ дает $a \approx 0.85$, и величина множителя перед суммой в (8) оказывается около 0.04. Таким образом, величина $\delta\mu_n$ оказывается малой по сравнению с $\dot{\varphi}_n$, из чего следует малость зарядовых эффектов и вклада $\delta\mu_n$ в электрическое поле между слоями (см. уравнение (2)).

Для вычисления тока нам требуется решение уравнений (1) в линейном приближении по $t_\perp$. Однако эти уравнения все еще трудно решить для произвольных $\mu_n(t)$ и $\varphi_n(t)$, поэтому мы выведем уравнения для плотности тока в двух предельных случаях. Сначала мы найдем решение для $g_{n,n+i}$ в линейном приближении по потенциалу μ, описывающему зарядовые эффекты, которые, согласно оценке, сделанной выше, малы. В этом пределе ток между слоями n и $n+1$ может быть представлен в виде компоненты, зависящей только от разности фаз φ_n, и компоненты, которая дополнительно зависит от разности потенциалов $\delta\mu_n(t)$,

$$j_{n,n+1}(t) \equiv j^\varphi(t) + j^\mu(t).$$

Предположив, что $t_\perp$ не зависит от импульса, получим

$$j^\varphi(t) = j_c \int_0^\infty dt_1 F(t_1) \cos\frac{\varphi_n(t-t_1)}{2} \sin\frac{\varphi_n(t)}{2}; \tag{9}$$

$$\begin{aligned} j^\mu(t) = j_c \int_0^\infty dt_1 \int_0^\infty dt_2 F(t_2) \Bigg\{ \Bigg[&\cos\frac{\varphi_n(t-t_1)}{2}\delta\mu_n(t-t_1-t_2) - \\ - &\cos\frac{\varphi_n(t-t_1-t_2)}{2}\delta\mu_n(t-t_1)\Bigg] \cos\frac{\varphi_n(t)}{2} + \\ + &\sin\frac{\varphi_n(t-t_1)}{2}\delta\mu_n(t-t_1-t_2) + \sin\frac{\varphi_n(t)}{2}\Bigg\}. \end{aligned} \tag{10}$$

Так как согласно (8) $\delta\mu_n(t)$ зависит от разности фаз между различными парами слоев, компонента (10) тока описывает взаимодействие "джозефсоновских переходов" из-за зарядовых эффектов. Такое взаимодействие исследовалось на основе феноменологического подхода в работе Коямы и Тачики [13], в которой были получены другие результаты.

Уравнения (9) и (10) упрощаются в нескольких предельных случаях. При $T \ll \omega, V \ll \Delta_0$ ток представляется в виде суммы сверхпроводящей, нормальной и интерференционной компонент, причем ток квазичастиц содержит вклад, зави сящий от разности скалярных потенциалов:

$$j^{\varphi}(t)=j_c\sin\varphi_n+j_c\frac{\pi}{2\Delta_0}\frac{d\varphi_n}{dt}(1-\cos\varphi_n)\,; \tag{11}$$

$$j^{\mu}(t)=2j_c\int\limits_0^{\infty}dt_1\sin\frac{\varphi_n(t-t_1)}{2}\delta\mu_n(t-t_1)\sin\frac{\varphi_n(t)}{2}. \tag{12}$$

При вычислении этих формул использован явный вид угловой зависимости $\Delta(\phi)$. Диссипативные компоненты тока появляются вследствие переходов квазичастиц через сверхпроводящую щель. Причем конечная величина проводимости при малых напряжениях, то есть закон Ома, возникает из-за узлов $\Delta(\phi)$, поскольку в этом случае с ростом напряжения увеличивается область углов ϕ, в которых возможны переходы через щель. В линейном приближении по φ диссипативный вклад в ток исчезает, поскольку в пространственно однородном случае переходы через щель в отсутствие третьего тела запрещены. В нелинейном режиме этот запрет снимается, поскольку при наличии тока вдоль оси c фаза зависит от номера слоя и система становится неоднородной [9]. В линейном приближении запрет снимается при учете рассеяния, в этом случае, воспользовавшись методом расчета работы [9], мы получим

$$j(t)/j_c=\varphi_n+\frac{2\nu}{6\Delta_0^2}\frac{d\varphi_n}{dt}-\frac{\pi}{2\Delta_0}\delta\mu_n. \tag{13}$$

Выражение для плотности тока упрощается также в пределе частот, больших частоты джозефсоновского плазменного резонанса ω_p (в сильно анизотропных купратах на основе Bi и Tl $\omega_p \ll \Delta_0$), когда переменный ток электронов шунтируется током смещения,

$$v_{AC}\sim v_{DC}\left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)\ll v_{DC},$$

и временная зависимость разностей фаз имеет простой вид: $\varphi_n\approx 2\omega_n t+\varphi_\omega,\quad \varphi_\omega\ll 1$.

Когда все слои находятся в резистивном состоянии или при $a\to 0$, $\delta\mu=0$ и ВАХ при $T=0$ имеет вид

$$j=j_c\left\{\theta(2\Delta_0-V)\left[\frac{2\Delta_0}{V}\mathbf{K}\left(\frac{V}{2\Delta_0}\right)-\mathbf{E}\left(\frac{V}{2\Delta_0}\right)\right]+\right.$$

$$\left.+\theta(V-2\Delta_0)\left[\mathbf{K}\left(\frac{2\Delta_0}{V}\right)-\mathbf{E}\left(\frac{2\Delta_0}{V}\right)\right]\right\}. \tag{14}$$

При малых напряжениях наклон ВАХ (14) описывается проводимостью $\sigma_q = \pi esj_c/\Delta_0 = e^2/8\pi\lambda^2\Delta_0$. Эта величина согласуется с экспериментальными данными работы [7] и отличается от проводимости при нулевом смещении при резонансном рассеянии множителем $8/\pi^2$. Выражение (14) содержит логарифмический пик при $V=2\Delta_0$ и падающую ветвь при больших напряжениях, что на экспериментальных ВАХ не наблюдается. Это показывает неприменимость нашего подхода при больших V, когда в игру вступают электроны, энергия которых отличается от энергии Ферми на величину порядка Δ_0. Такие электроны сильно рассеиваются на спиновых флуктуациях и взаимодействия со спиновыми флуктуациями приведут к размытию логарифмического пика и к конечному сопротивлению при больших напряжениях.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда часть переходов, образованных сверхпроводящими слоями, находится в резистивном состоянии, а остальные – в сверхпроводящем. При этом переменный ток переносится через сверхпроводящие слои в виде тока смещения. Полное постоянное напряжение равняется сумме напряжений на переходах в резистивном состоянии, а число ветвей на ВАХ равно числу переходов. Причем в пределе малых a ветвь n описывается первым слагаемым в формуле (14) с V, замененным на V/n. При $\omega \gg \omega_p$ плотность тока, вычисленная при произвольном соотношении между $\delta\mu_n$ и $\dot{\varphi}_n$ и $T = 0$, имеет вид

$$j_{n,n+1} = \sqrt{\frac{\dot{\varphi}_n + \delta\mu_n}{(\dot{\varphi}_n - \delta\mu_n)^3}} \left[\mathbf{K}\left(\frac{\sqrt{\dot{\varphi}_n^2 - \delta\mu_n^2}}{2\Delta_0} \right) - \mathbf{E}\left(\frac{\sqrt{\dot{\varphi}_n^2 - \delta\mu_n^2}}{2\Delta_0} \right) \right]. \tag{15}$$

При конечной величине a форма ветвей, построенных как функция полного напряжения вдоль оси c, деленного на число переходов, зависит от того, в резистивном или сверхпроводящем состоянии находятся соседние переходы. Однако, как следует из формулы (8) и оценки после этой формулы, вклад скалярного потенциала оказывается малым. При значениях параметров материала, использованных выше, различные ветви отличаются не более чем на 3-4 %, причем эти отличия уменьшаются при уменьшении параметра a. Отметим, что форма ветвей, наблюдаемых в экспериментах на BSCCO, практически одинакова [5, 6].

Таким образом, модель с синглетным спариванием d-типа и когерентным спариванием качественно описывает ВАХ, наблюдаемые в режиме ВЭД при малых напряжениях. Переходы квазичастиц через сверхпроводящую щель в районе ее узлов обеспечивают механизм диссипации, приводящий к квазичастичной проводимости, величина которой близка к наблюдаемой. Взаимодействие джозефсоновских переходов, образованных сверхпроводящими слоями, вследствие зарядовых эффектов приводит к незначительным различиям формы ветвей ВАХ при разумных значениях параметров сверхпроводника. При напряжениях порядка Δ модель не описывает экспериментальные данные, что связывается с вступлением в игру электронов, сильно взаимодействующих со спиновыми флуктуациями.

Я благодарен Л.Н.Булаевскому и Р.Клейнеру за полезное обсуждение. Работа поддержана грантом 98-02-17221 Российского фонда фундаментальных исследований и грантом 96053 Российской государственной программы по сверхпроводимости.

---

1. M.R.Norman, P.Bourges, Y.Sidis et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3506 (1997).
2. M.R.Norman, M.Randeria, H.Ding et al., Phys. Rev. **B60**, 7585 (1999).
3. L.B.Ioffe and A.J.Millis, Phys. Rev. **B58**, 11631 (1998).
4. M.Mößle and R.Kleiner, Phys. Rev. **B59**, 4486 (1999).
5. R.Kleiner and P.Müller, Phys. Rev. **B49**, 1327 (1994).
6. S.N.Artemenko and A.G.Kobelkov, Phys. Rev. Lett. **78**, 3551 (1997).
7. Yu.I.Latyshev, T.Yamashita, L.N.Bulaevskii et all, Phys. Rev. Lett. **83**, 2336 (1999).
8. S.N.Artemenko, L.N.Bulaevskii, M.P.Maley, and V.M.Vinokur, Phys. Rev. **B59**, 11 587 (1999).
9. A.F.Volkov and Sh.M.Kogan, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **65**, 2038 (1973).
10. M.J.Graf, M.Palumbo, D.Rainer, and J.A.Sauls, Phys. Rev. **B52**, 10588 (1995).
11. S.N.Artemenko and A.G.Kobel'kov, Письма в ЖЭТФ **58**, 445 (1993); Physica **C253**, 373 (1995).
12. D.Ryndyk, Phys. Rev. Lett. **80**, 3376 (1998).
13. S.Koyama and M.Tachiki, Phys. Rev. **B45**, 16183 (1996).