Письма в ЖЭТФ, том 59, вып.12, стр.837 - 840 ©1994 г. 25 июня

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ГРАНУЛИРОВАННОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЫ

В.Ф.Гантмахер[1)] *, В.Н.Зверев, В.М.Теплинский*

Институт физики твердого тела РАН

142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 26 мая 1994 г.

Показано, что в сетке из джозефсоновских и туннельных контактов, в которой последние преобладают, может возникнуть неоднородное распределение тока. Критическое значение плотности среднего тока, при котором джозефсоновские связи разрушаются, будет из-за этого падать с понижением температуры.

Температурная зависимость максимального джозефсоновского тока $i_m(T)$ через туннельный барьер описывается хорошо известной формулой Амбегоакара и Баратоффа [1]

$$i_m(T) = \frac{\pi}{4}\frac{2\Delta(T)}{er}\,\mathrm{th}\frac{\Delta(T)}{2T}, \tag{1}$$

где r – сопротивление барьера выше температуры T_c, при нормальных берегах, а $\Delta(T)$ – величина сверхпроводящей щели. Согласно (1), величина $i_m(T)$ при понижении температуры сначала растет, а затем выходит на предельное значение

$$i_m(0) = \frac{\pi}{4}\frac{2\Delta(0)}{er}, \qquad i_m(T_c/2) \approx 0,9 i_m(0). \tag{2}$$

Можно было бы ожидать, что в гранулированных сверхпроводниках, представляющих из себя среду с большим количеством туннельных контактов, критический ток в среде I_m будет также меняться с температурой по формуле (1). Однако, в работе [2] на металлооксидном сверхпроводнике Pb-Ba-Bi-O был обнаружен максимум у функции $I_m(T)$. Позднее подобный максимум наблюдали на высокотемпературном сверхпроводнике K-Ba-Bi-O [3] и на высокорезистивном метастабильном сплаве Zn-Sb [4]. В двух последних случаях имел место квазивозвратный сверхпроводящий переход [5], то есть сопротивление ниже T_c нигде не обращалось в нуль, а "квази-джозефсоновский" участок на вольтамперной характеристике соответствовал сравнительно малому, но конечному сопротивлению.

Вопрос заключается в том, является ли наблюдаемый максимум отражением свойств отдельного контакта или проявлением свойств сетки таких контактов.

Формула (1) предполагает туннелирование электронов и куперовских пар через пространство, разделяющее сверхпроводники. Однако механизм проводимости через это пространство может быть более сложным. В нем могут принимать участие электронные состояния (локализованные или делокализованные) внутри промежутка. Известен один, правда, весьма специфический пример [6], когда функция $i_m(T)$ имеет максимум: при туннелировании пар через вырожденный полупроводник с температурой вырождения порядка температуры сверхпроводящего перехода T_c. В то же время, в работах [7, 8], где

[1)] e-mail: gantm@gantm.chg.free.net.

рассматривались случаи изолирующего промежутка с резонансными уровнями и с прыжковой проводимостью, полученные зависимости $i_m(T)$ не имеют максимума.

Предположение в [1] о чисто туннельном механизме прохождения электронов и куперовских пар через контакт означает отсутствие температурной зависимости r выше T_c, так как вероятность туннелирования электронов не зависит от температуры. Во всех упоминавшихся выше экспериментах сверхпроводящему переходу предшествует рост r с понижением T. Кажется естественным подставлять в (1) значение r, зависящее от температуры. Его можно определить либо экстраполяцией, либо разрушая сверхпроводимость берегов контакта магнитным полем. Рост r с понижением T может привести, на фоне $\Delta(T) \approx \mathrm{const}$, к падению i_m. Известен и эксперимент [9], в котором наблюдался максимум $i_m(T)$ на одиночных пленочных переходах Sn-SnO-Sn. Заметим, что SnO является примером "неидеального" изолятора, для которого может оказаться неприменимой теория [1]. Однако, в нем заведомо не реализуются и условия, сформулированные в [6], а других оснований для подстановки в (1) в качестве r функции, зависяшей от T, нет.

Оставляя в стороне гипотетическую возможность положительной производной $\partial i_m/\partial T$ у одиночного контакта, обратимся к обсуждению роли ансамбля контактов. Цель настоящей работы - показать, что даже при обычной зависимости типа (1) тока $i_m(T)$ через отдельные контакты, критический ток $I_m(T)$ через случайную сетку контактов, часть из которых находится в джозефсоновском состоянии, может иметь максимум. При этом под I_m понимается значение тока, при котором сопротивление среды начинает пороговым образом возрастать, возможно, и из ненулевого значения.

Рассмотрим совокупность сверхпроводящих зерен с туннельными связями между ними. Пусть малая доля $\alpha \ll 1$ этих связей с нормальными сопротивлениями r_1 находится в джозефсоновском (j-) состоянии, а остальные имеют нормальное сопротивление $r \gg r_1$ и через них течет туннельный (t-) одночастичный ток . Отсутствие j-тока через большинство контактов, вероятно, связано с тем, что величина r превышает критическое значение $r_{cr} = (\pi/2)(\hbar/e^2)$ [10-12]. Может оказаться, что с r_{cr} следует сравнивать функцию $r(T)$ и что в части контактов j-состояние будет разрушаться при уменьшении T, а α будет падать . Это – вторая возможность объяснения падения I_m. Мы будем считать, однако, что α не зависит от T.

На рис.1 приведены известные j- и t-характеристики контакта с нормальным сопротивлением r. Первая описывается формулой

$$i = [i_m^2 + (U/r)^2]^{1/2}, \tag{3}$$

вторая на нижнем участке имеет сопротивление порядка [13]

$$r_t = r(T/\Delta)\exp(\Delta/T). \tag{4}$$

Пусть средний ток через контакты мал, так что на t-характеристиках мы находимся на участках (4). Но j-связи, обладая нулевым сопротивлением, будут пропускать через себя гораздо больший ток. Это увеличит ток через z_1 t-связей, непосредственно примыкающих с каждой стороны к рассматриваемой j-связи, и переведет их с нижнего участка t-характеристики на ее круто восходящую часть, уменьшив тем самым сопротивление каждой t связи. Общее уменьшение сопротивления этого участка приведет к увеличению тока через него и, как следствие, уменьшит сопротивление второго слоя из $z_2 \approx z_1^2$ связей, и так далее, пока ток через j-связь не станет порядка i_m. При этом каждая из z_1 t-связей первого слоя будет нести ток i_m/z_1 и обладать сопротивлением rz_1, а общее сопротивление слоя будет r. То же самое справедливо и для следующих слоев. Результирующее сопротивление каждого из них будет порядка r до тех пор, пока средний ток через связи в очередном слое не станет меньше $2\Delta/er_t$.

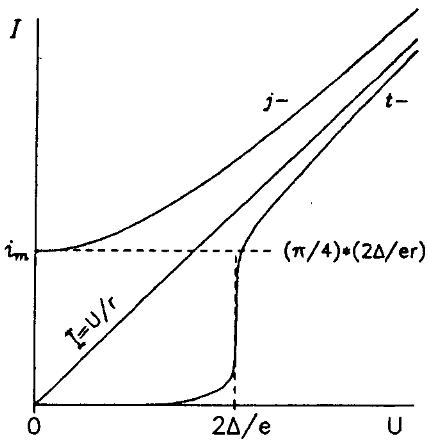

Рис.1

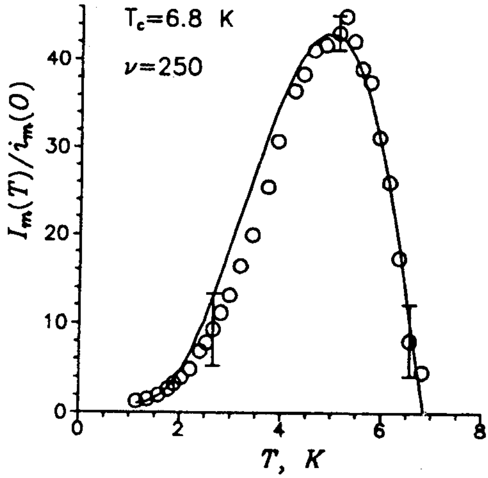

Рис.2

Рис.1. Джозефсоновская ($j-$) и туннельная ($t-$) характеристики контакта между двумя одинаковыми сверхпроводниками, имеющего нормальное сопротивление r

Рис.2. Сравнение функции (6) с экспериментальными данными из работы [4] для сплава $Zn_{41}Sb_{59}$ в метастабильном состоянии с эффективным удельным сопротивлением порядка 10 Ом·см

Таким образом, в среде, характеризуемой экспоненциально большими сопротивлениями связей r_t, вокруг j-связей возникают области с характерными сопротивлениями $r \ll r_t$. Смоделируем среднее сопротивление среды включенными параллельно сопротивлением r и ν сопротивлениями r_t. Ток I через такой пакет связан с током i через сопротивление r соотношением

$$I = i\frac{\nu r + r_t}{r_t} = i\left(1 + \nu\frac{\Delta}{T}\exp\left(-\frac{\Delta}{T}\right)\right). \tag{5}$$

Когда i достигает критического значения i_m и, соответственно,

$$I = I_m = i_m\left(1 + \nu\frac{\Delta}{T}\exp\left(-\frac{\Delta}{T}\right)\right), \tag{6}$$

то неоднородная структура тока начинает разрушаться, а эффективное сопротивление образца быстро расти. Если подставить в (6) функцию $\Delta(T)$ из теории БКШ с экспериментальным значением $T_c = 6,8K$ и функцию $i_m(T)$ из (1), то получим выражение с одним свободным параметром ν, которое мы сравнили с экспериментальной кривой из [4] - см. рис.2, где $\nu = 250$.

В приведенных рассуждениях j-связь выступает как затравка, вокруг которой формируется область малого сопротивления. По-видимому, существенно, что затравкой выступает именно j-связь. В сетке, состоящей из одних только t-связей, неоднородное распределение тока приводит к увеличению диссипации, которое должно быть скомпенсировано за счет отсутствия диссипации в j-связи. Более того, возможно, что одиночная j-связь недостаточно эффективна и в качестве затравки пригоден лишь кластер из нескольких j-связей. Это могло бы объяснить большую величину параметра ν, который пришлось подставить в формулу (6) при сравнении с экспериментом (см. рис.2).

Действительно, в описанном в [4] эксперименте при температурах порядка $0,9T_c$, когда $r_t \approx r$, общее сопротивление образца падает почти в 2 раза по сравнению с нормальным. То, что это падение исчезает при сравнительно небольшом увеличении измерительного тока (см. рис.1 в [4]), подтверждает, что оно вызвано именно j-токами. В соответствии с величиной падения тока примем в качестве оценки доли j-связей $\alpha \approx 0,1$ (при $\alpha \approx 0,15$ возникает бесконечный сверхпроводящий кластер, а при гораздо меньших α из аппроксимации эффективной среды [14] следует, что $\Delta R/R \approx 1 - 3\alpha$). В простой кубической решетке, где каждая связь контактирует с 10 другими, число кластеров из одной j-связи, нормированное на полное число связей, равно $\alpha(1-\alpha)^{10} \approx 0,035$, то есть один такой кластер приходится на $\nu_1 \approx 30$ связей исходной решетки. Для кластеров из двух и трех j-связей соответствующие числа равны [15]

$$\nu_2 = [5\alpha^2(1-\alpha)^{14}]^{-1} \approx 90 \quad \text{и} \quad \nu_3 \approx 210,$$

то есть того же порядка, что и число ν на рис.2.

Итак, в нелинейной среде, состоящей из j- и t-контактов, может возникнуть неоднородное распределение тока, причем такая неоднородность усиливается с понижением температуры. Это приводит к падению критического значения среднего тока, при котором разрушается сверхпроводящий ток через j-контакты и эффективное сопротивление среды начинает быстро возрастать.

Авторы благодарны М.В.Фейгельману за обсуждение результатов. Работа частично финансировалась Международным научным фондом (грант RE.7000) и Фондом фундаментальных исследований России (проект 93-02-3271).

---

1. V.Ambegoakar and A.Baratoff, Phys. Rev. Lett. **11**, 104 (1963).
2. T.H.Lin, X.Y.Shao, M.K.Wu et al., Phys. Rev. B **29**, 1493 (1984).
3. Н.В.Аншукова, В.Б.Гинодман, А.И.Головашкин и др., ЖЭТФ **97**, 1635 (1990).
4. В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев, В.М.Теплинский, О.И.Баркалов, Письма в ЖЭТФ **59**, 418 (1994).
5. M.Kunchur, Y.Z.Zhang, P.Lindenfeld et al., Phys. Rev. B **36**, 4062 (1987).
6. И.Ф.Ицкович, Р.И.Шехтер, ФНТ **7**, 863 (1981).
7. Л.Г.Асламазов, М.В.Фистуль, ЖЭТФ **83**, 1170 (1982).
8. И.А.Девятов, М.Ю.Куприянов, ЖЭТФ **104**, 3897 (1993).
9. H.Akoh, O.Liengme, M.Iansiti et al., Phys. Rev. B **33**, 2038 (1986).
10. A.Schmid, Phys. Rev. Lett. **51**, 1506 (1983).
11. С.А.Булгадаев, Письма в ЖЭТФ **39**, 264 (1984).
12. F.Guniea, V.Hakim, and A.Muramatsu, Phys. Rev. Lett. **54**, 263 (1985).
13. В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев, В.М.Теплинский и др., ЖЭТФ **104**, 3217 (1993).
14. S.Kirkpatrik, Rev. Mod. Phys. **45**, 574 (1973).
15. D.Stauffer. Introduction to Percolation Theory. Taylor & Francis, 1985.