

О ВОЗМОЖНОСТИ СРАВНЕНИЯ ТУННЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ BiSrCaCuO (2212) С МОДЕЛЬЮ БКШ

С.И.Веденев, К.А.Кузнецов, В.А.Степанов, А.А.Цветков

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН

117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 января 1993 г.

После переработки 25 февраля 1993 г.

Измерены вольт-амперные характеристики туннельных переходов из высококачественных монокристаллов BiSrCaCuO (2212) типа $S-I-S$. Предложен метод извлечения туннельной плотности состояний $N(E)$ из экспериментальных данных с учетом конечного времени жизни квазичастиц. Найденные функции $N(E)$ хорошо описываются в рамках модели БКШ при введении одного дополнительного параметра Γ . Температурная зависимость энергетической щели 2Δ имеет вид БКШ-зависимости $2\Delta(T)$ с величиной отношения $2\Delta(0)/k_B T_c$, равной $6,7 \pm 0,3$.

Многочисленные измерения величины энергетической щели 2Δ в высокотемпературном сверхпроводнике $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+n}$ (BSCCO), проведенные в различных лабораториях, с хорошей точностью подтвердили наши данные ^{1,2}. Значения величин $2\Delta(4,2\text{K})$ в ^{1,2}, как и в случае простых низкотемпературных сверхпроводников, определялись по максимуму дифференциальной проводимости $dI/dV(V)$ туннельных переходов (ТП) BSCCO- Nb . ТП изготавливались при 4,2K *in situ* на свежих сколах монокристаллов BSCCO. Такие жесткие условия изготовления ТП увеличивали вероятность получения данных, относящихся к массивному материалу. Тем не менее, и наши в ^{1,2}, и последующие экспериментальные зависимости $dI/dV(V)$ резко отличались от получаемых ранее на ТП из простых сверхпроводников. Обычно кривые сильно размыты, при нулевых напряжениях смещения V имеется дополнительная большая проводимость (до 50% от проводимости при $eV > \Delta$), за щелевым максимумом наблюдается "провал", а при $eV > \Delta$ проводимость ТП сильно зависит от V . Результаты туннельных исследований $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ пока еще очень плохо воспроизводятся, и возникает проблема с их интерпретацией. Эти отличия и ряд других необычных свойств дают основания подозревать нетрадиционный механизм сверхпроводимости в ВТСП.

Однако последние наши исследования ^{3,4} показали, что с улучшением качества монокристаллов BSCCO все аномалии дифференциальной проводимости ТП значительно уменьшаются. Недавно в ⁵ было показано, что такая же тенденция имеет место и в случае $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. В настоящей работе сделана попытка показать, что экспериментальные результаты изучения туннельной плотности состояний высококачественных, монофазных и совершенных монокристаллов BSCCO можно описать в рамках модели БКШ.

В наших экспериментах использовались монокристаллы BSCCO (фаза 2212), выращенные из раствора-расплава ⁴. Кристаллы имели форму пластинок с размерами до $3 \times 3 \times 0,2$ мм. Химический состав, определенный с помощью микроанализа, соответствовал формуле $\text{Bi}_{2,4}\text{Sr}_{1,5}\text{Ca}_{0,9}\text{Cu}_{2,2}\text{O}_{8+n}$. Рентгеновские исследования показали блочную структуру кристаллов с размерами блоков 100–200 мкм и разориентацией $1^\circ - 2^\circ$. Ось c была направлена перпендикулярно плоскости кристалла. Параметры решетки были $a = b = 5,39 \text{ \AA}$

и $c = 30,731 \text{ \AA}$. Величины T_c и ΔT_c , измеренные резистивным методом и по ВЧ восприимчивости, составляли $T_c = 75 - 81 \text{ K}$ (по началу перехода) и $\Delta T_c(10\% - 90\%) = 6 - 2 \text{ K}$. Удельное сопротивление $\rho(90 \text{ K}) = 40 - 50 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ и $d\rho/dT = 0,3 - 0,4 \text{ мкОм}\cdot\text{см}/\text{K}$ ⁴.

Туннельные исследования были выполнены на симметричных ($S - I - S$) ТП BSCCO-BSCCO типа break-junction ⁶. Предварительно в местах крепления токовых и потенциальных проводов на кристалл наносились золотые пленки, что позволяло уменьшить сопротивление контактов до $1-0,01 \text{ Ом}$ ⁷. Кристалл крепился на гибкой подложке, которая в жидком гелии с помощью прецизионного устройства выгибалась до образования микротрещины в плоскости, перпендикулярной плоскости $a - b$ кристалла, и появления туннельного тока. Туннельный ток вдоль плоскости $a - b$ в данной геометрии всегда преобладал над током вдоль оси c из-за сильной анизотропии проводимости и длинны когерентности, несмотря на ступенчатый рельеф скола. Регулируя затем давление на подложку, можно было менять сопротивление ТП. Лучшие результаты были получены на ТП с сопротивлением при $eV > 2\Delta$, равном $1 - 10 \text{ кОм}$.

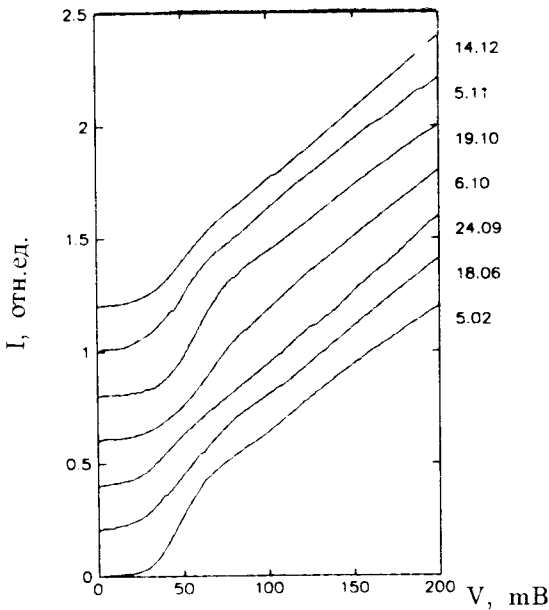


Рис.1. Вольт-амперные характеристики ТП BSCCO-BSCCO, изготовленных из 7 монокристаллов с разными величинами T_c . Характеристики нормированы на максимальные значения тока и смещены по вертикальной оси на одинаковую величину, $T = 4,2 \text{ K}$

На рис.1 представлены вольт-амперные ($I - V$) характеристики ТП, изготовленных из 7 монокристаллов с разными значениями T_c . Температура измерений T во всех случаях составляла $4,2 \text{ K}$. Характеристики нормированы на максимальные значения тока и смещены по вертикальной оси на одинаковую величину. Видно, что кривые довольно хорошо воспроизводятся и показывают относительно высокое качество ТП. При $eV > 2\Delta$ $I - V$ -характеристики линейны с незначительными отклонениями от линейности при больших напряжениях. Поскольку в разных ТП даже на одном монокристалле эти отклонения имели различный характер, то, скорее всего, изменение дифференциальной проводимости при $eV \gg 2\Delta$ обусловлено изменением прозрачности туннельного барьера с энергией. Проводимость при нулевом смещении для лучших ТП составляла $3 \cdot 10^{-2}$ от величины проводимости при $eV > 2\Delta$. На измеренных зависимостях dI/dV от V , соответствующих таким кривым, непосредственно за миниму-

мом проводимости, как правило, отсутствовал "провал", который ранее всегда наблюдался в туннельных исследованиях BSCCO. Хорошо воспроизводилась и структура в области фононных энергий. Только конечная проводимость при нулевом смещении и размытая шелловая особенность отличают наши кривые $dI/dV(V)$ от туннельной проводимости, предсказываемой моделью БКШ. В последнее время, следуя Дайнсу⁸, эти два фактора принято объяснять конечным временем жизни квазичастиц и учитывать, вводя мнимую часть Γ в энергию квазичастиц $E - i\Gamma$. Тогда плотность состояний БКШ имеет вид⁸

$$N(E) = \text{Re}[(E - i\Gamma)/((E - i\Gamma)^2 - \Delta^2)^{1/2}]. \quad (1)$$

Чтобы сравнить наши экспериментальные данные с этой формулой, измеренные при $T = 4,2\text{ К}$ кривые $dI/dV(V)$, сглаживались и нормировались на дифференциальные проводимости ТП в нормальном состоянии $dI/dV(V)_n$, измеренные при $T > T_c$. ТП типа break-junction механически нестабильны, поэтому для тех ТП, у которых не удалось измерить зависимости $dI/dV(V)_n$ при $T > T_c$, кривые $dI/dV(V)_n$ определялись из зависимостей $dI/dV(V)$, сглаживанием шелловых особенностей, как в³. При этом требовалось выполнение правила сумм и совпадение при больших напряжениях с кривой проводимости в сверхпроводящем состоянии. Форма полученных таким образом кривых $dI/dV(V)_n$ оказалась близкой к измеренным зависимостям $dI/dV(V)_n$ при $T > T_c$ на других ТП. Затем по методу наименьших квадратов, используя Δ , Γ и величину проводимости, шунтирующей ТП, в качестве параметров, мы, по аналогии с³, подгоняли производную от туннельного тока по напряжению V :

$$\frac{dI(V)}{dV} = \frac{d}{dV} \int_0^V N(E)N(E - eV)dE \quad (2)$$

к экспериментальным нормированным дифференциальным проводимостям $dI/dV(V)$ и, тем самым, находили Δ и Γ для каждого ТП. Все кривые хорошо описывались формулой (2), но лучшее согласие было достигнуто для кристаллов 24,09 и 14,12 при $\Delta_1 = 18,5\text{ мэВ}$, $\Gamma_1 = 5,8\text{ мэВ}$ и $\Delta_2 = 23,8\text{ мэВ}$, $\Gamma_2 = 5,5\text{ мэВ}$, соответственно. Величина шунтирующей проводимости (ток утечки) во всех случаях не превышала 0,5% от проводимости при больших напряжениях.

Для нахождения экспериментальной туннельной плотности состояний BSCCO и сравнения ее с теоретической решалась обратная задача, то есть подбиралась функция $N_e(E)$, близкая к (1) и способная описать экспериментальные данные для $dI/dV(V)$ по формуле (2). Критерием подбора служил минимум суммы среднеквадратичных отклонений, взятых с весовыми коэффициентами, $N_e(E)$ от функции (1) и $dI/dV(V)$, вычисленной из (2) с $N(E) = N_e(E)$, от измеренной в эксперименте. Результаты решения этой задачи для двух монокристаллов 24,09 (1) и 14,12 (2) представлены на рис.2 точками. Здесь же для сравнения показаны две кривые, вычисленные по формуле (1) с параметрами $\Delta_1 = 18,5\text{ мэВ}$, $\Gamma_1 = 5,8\text{ мэВ}$ и $\Delta_2 = 23,8\text{ мэВ}$, $\Gamma_2 = 5,5\text{ мэВ}$ (кривая 1 и соответствующие ей экспериментальные данные смещены вверх по вертикальной оси на 0,4). На рис.3 гладкой линией приведена рассчитанная дифференциальная проводимость $dI/dV(V)$, которая отвечает показанной точками на рис.2 (кривая 1) плотности состояний $N(E)$, вместе с экспериментальной кривой $dI/dV(V)$. Видно, что экспериментальная кривая

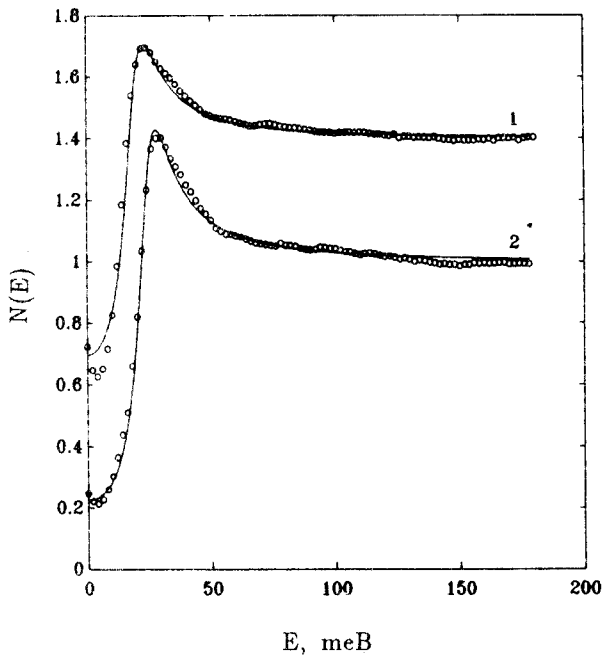


Рис.2. Туннельные плотности состояний двух монокристаллов 24,09 (1) и 14,12 (2), определенные из экспериментальных данных по формуле (2) (точки). Сплошной линией показаны кривые, вычисленные по формуле (1) с параметрами $\Delta_1 = 18,5$ мэВ, $\Gamma_1 = 5,8$ мэВ и $\Delta_2 = 23,8$ мэВ, $\Gamma_2 = 5,5$ мэВ (кривая 1 и соответствующие ей экспериментальные данные смещены вверх по вертикальной оси на 0,4

маскирует теоретическую везде, за исключением небольшой области вблизи нуля, где на измерения оказывает влияние эффект Джозефсона. Хорошее совпадение этих кривых доказывает правильность найденной нами плотности состояний $N(E)$ для BSCCO. На рисунке также хорошо заметна коленообразная форма обеих кривых при напряжении, соответствующем энергии одинарной щели Δ . На теоретической кривой этот изгиб вызван конечным значением плотности состояний $N(E)$ при $E = 0$. Наличие аналогичной особенности на экспериментальных кривых может служить указанием на то, что отличная от нуля проводимость $dI/dV(V)$, при нулевом напряжении смещения обусловлена конечной плотностью состояний на поверхности Ферми внутри щели BSCCO в плоскости $a - b$, а не является следствием плохого качества ТП.

Наконец, для двух из 7 монокристаллов, записывая кривые $dI/dV(V)$ при разных температурах, мы измерили температурную зависимость величины энергетической щели 2Δ BSCCO. В обоих случаях щели "закрывались" при температурах, близких к температуре начала сверхпроводящего перехода. Значения $\Delta(T)$ и $\Gamma(T)$ определялись с использованием формулы, аналогичной (2), учитывающей конечность температуры. Как и в других работах (например ⁹), зависимость $\Delta(T)/\Delta(0)$ от T/T_c имела вид БКШ-зависимости $\Delta(T)$, а экспериментальные точки в пределах ошибки совпадали с температурной зависимостью $\Delta(T)$ для Pb и Pb₇Bi₃ – сверхпроводников с сильным электрон-фононным взаимодействием, у которых величины отношения $2\Delta(0)/k_B T_c$ равны 4,67 и 4,86 ¹⁰, соответственно. Значение отношения $2\Delta(0)/k_B T_c$ для этих двух монокристаллов составляло $6,5 \pm 0,3$ и $6,9 \pm 0,3$. Параметр размытия $\Gamma(T)$, в отличие от ¹¹, не зависел от температуры вплоть до $T \approx 0,9T_c$ и резко возрастал при больших температурах.

Таким образом, полученные результаты, по нашему мнению, свидетель-

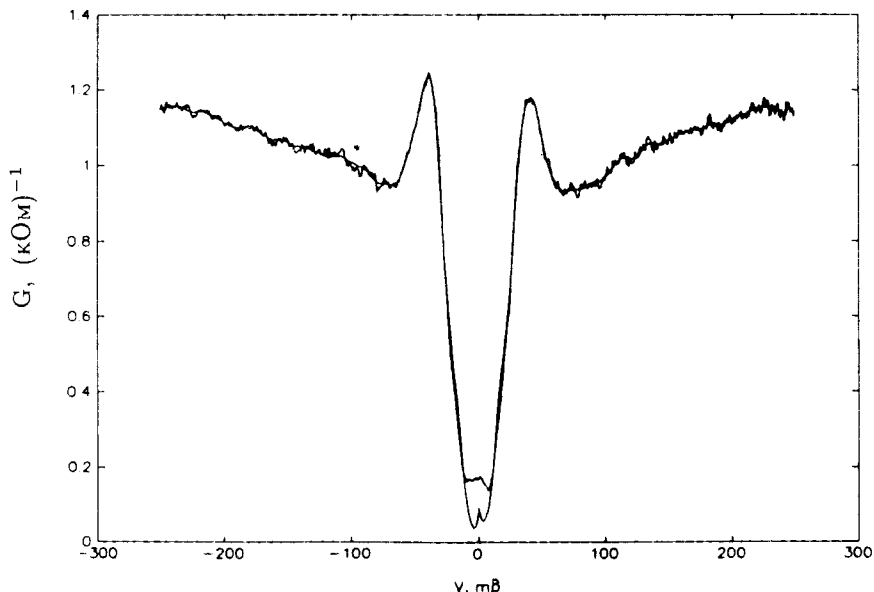


Рис.3. Экспериментальная зависимость $dI/dV(V)$, для ТП BSCCO-BSCCO, изготовленного из монокристалла 24,09, и рассчитанная дифференциальная проводимость $dI/dV(V)$ (гладкая кривая), которая отвечает плотности состояний $N(E)$, показанной на рис.2 (1) точками

ствуют о возможности описания данных туннельных исследований высококачественных монокристаллов BSCCO в рамках модели БКШ при введении одного параметра Γ . По-видимому, можно объяснить и наличие последнего, если предположить существование конечной плотности состояний внутри энергетической щели BSCCO.

1. С.И.Веденев, И.П.Казаков, С.Н.Максимовский, В.А.Степанов, Письма в ЖЭТФ **47**, 585 (1988).
2. С.И.Веденев, В.А.Степанов, Письма в ЖЭТФ **49**, 510 (1989); S.I.Vedenev and V.A.Stepanov, Physica C **162-164**, 1131 (1989).
3. S.I.Vedenev, P.Samuely, S.V.Meshkov, et. al., Physica C **198**, 47 (1992).
4. J.I.Gorina, G.A.Kaljujaia, V.I.Ktitorov, et al., Solid. State Commun. **85**, 695 (1993).
5. H.L.Edwards, J.T.Markert, and A.L.de Lozanne, Phys. Rev. Lett. **69**, 2967 (1992).
6. J.Moreland and J.M.Ekin, J. Appl. Phys. **58**, 3888 (1985); J.Moreland, A.F.Clark, H.C.Ku, and R.N.Shelton, Cryogenics **27**, 227 (1987).
7. Y.P.Liu, K.Warner, C.Chan, et al., J. Appl. Phys. **66**, 5514 (1989).
8. R.C.Dynes, V.Narayanamurti, and J.P.Garno, Phys. Rev. Lett. **41**, 1509 (1978).
9. N.Miyakawa, D.Shimada, T.Kido, and N.Tsuda, J.Phys. Soc. Jpn. **59**, 2473 (1990).
10. E.L.Wolf, Principles of Electron Tunneling Spectroscopy, Oxford University Press, New York, 1985.
11. E.L.Wolf, H.J.Tao, and B.Susla, Solid State Commun. **77**, 519 (1991).