

О симметрии спаривания в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($\text{Bi}2212$)

В.А. Степанов, Г.А. Калужная

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Представлено исследование симметрии спаривания в высокотемпературном купрате $\text{Bi}2212$, выполненное методом микроконтактной спектроскопии. Работа проводилась на высококачественных монокристаллах с критической температурой $T_c \approx 82$ К. Показано, что энергетическая щель имеет симметрию $d_{x^2-y^2} + is$ типа и что соотношение $d_{x^2-y^2}$ и s компонент изменяется в широких пределах.

Интенсивные исследования высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) не привели вплоть до настоящего времени к определению механизма образования пар [1]. Нет однозначного мнения и о симметрии спаривания в ВТСП [2, 3]. Многочисленные эксперименты показали, что вдали от поверхностей и границ раздела энергетическая щель Δ в дырочных ВТСП имеет симметрию $d_{x^2-y^2}$ типа, тогда как вблизи этих объектов Δ имеет более сложную симметрию [4]. Среди ряда кандидатов выделяются $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ и $d_{x^2-y^2} + is$ типы симметрии, которые, как было установлено в результате изучения спектров андреевского отражения (АО), реализуются в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [5] и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ [6]. Характерная форма проводимости баллистического микроконтакта (БМК), её зависимость от симметрии Δ , силы барьера, разделяющего металлы Z , и ориентации поверхности раздела относительно кристаллической решетки сверхпроводника, предоставляет большие возможности для изучения симметрии спаривания [7]. В $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ВТСП, несмотря на большое число туннельных исследований с помощью STM ($Z \gg 1$, ток протекает вдоль оси c кристалла), систематического изучения симметрии Δ с помощью БМК не проводилось.

В данной работе представлены результаты исследований симметрии энергетической щели, проведенных на БМК $\text{Au}/\text{Bi}2212$ с барьером $Z \leq 10$ и током, протекающим вдоль плоскости ab . Измерения проводились на монокристаллах $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, выращенных в кавернах раствора-расплава шихты в KCl [8]. Составы кристаллов в среднем соответствовали соотношению $\text{Bi}:\text{Sr}:\text{Ca}:\text{Cu} = 2.2:1.7:1.2:1.9$. Кристаллы имели форму прямоугольников, вытянутых вдоль плоскости ab , с зеркальными поверхностями и размерами до $(1.5 \times 1.0 \times 0.001 \div 0.003)$ мм³. Рентгендифракционный анализ показал высокое совершенство структуры кристаллов. Критическая температура кристаллов T_c лежала в диапазоне (79 ÷ 83) К. Ширина перехода, измеренная по магнитной восприимчивости, не превышала (1 ÷ 2) К. Легирование кислородом “as-grown” кристаллов было близко к оптимальному –

сдвиги T_c после отжига в кислороде или аргоне не превышали ± 2 К. Избыток Bi , по-видимому, приводил к пониженному T_c относительно максимального для этой фазы. Удельное сопротивление кристаллов в плоскости ab при $T \approx 100$ К находилось в диапазоне (40 ÷ 50) мком*см [9]. Микроконтакт создавался в жидком гелии прижатием с помощью дифференциального винта к ребру вертикально стоящего кристалла петли из золотой проволоки диаметром 15 мкм. Вольт-амперные характеристики и проводимости $\sigma(V)$ записывались по стандартной четырёхконтактной схеме в память РС.

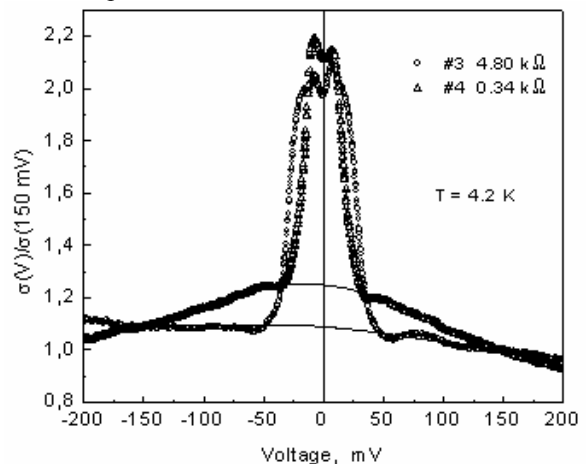


Рис. 1. Типичные проводимости двух андреевских МК (символы). Линиями показаны проводимости МК в нормальном состоянии. Для удобства проводимости нормированы на их величины при $V = 150$ мВ.

Были получены МК с сопротивлениями от 100 ом до 6 ком (сопротивление баллистического МК ~ 100 ом). На Рис. 1 символами показаны типичные проводимости двух МК. Для удобства проводимости нормированы на их величины при $V = 150$ мВ. Справа даны сопротивления контактов, измеренные при $V \approx 150$ мВ. При сопротивлении МК ≈ 300 ом (#1) $\sigma_{NS}(V)$ при больших смещениях уменьшалась с ростом V , что указывало на рассеяние дырок в области МК [10]. Тем не менее для этого МК сопротивление, связанное с рассеянием, не превышало 30% полного сопротивления и разрушения сверхпроводимости током смещения для всех $V \leq \pm 200$ мВ не происходило. Это позволило применять теоретическую модель баллистического МК для анализа характеристик таких контактов и использовать их для измерений симметрии Δ . При сопротивлении МК большем (500 ÷ 700) ом (#4) $\sigma_{NS}(V)$ при $|V| > (75 \div 100)$ мВ почти не зависела от напряже-

ния, что характерно для БМК. Отметим заметную асимметрию левой и правой частей проводимостей $\sigma_{NS}(V)$. Подобная асимметрия наблюдалась ранее на туннельных [11] и андреевских контактах [6]. Причина её возникновения не установлена. Тонкими линиями на Рис. 1 показаны проводимости МК в нормальном состоянии $\sigma_{NN}(V)$, также для удобства нормированные на $\sigma_{NN}(V=150 \text{ мВ})$. $\sigma_{NN}(V)$ необходимы для получения нормированных проводимостей $\sigma(V)=\sigma_{NS}(V)/\sigma_{NN}(V)$, которые вычисляются в теоретических работах и полностью симметричны относительно $V = 0$. Мы получали $\sigma_{NN}(V)$ сглаживанием $\sigma_{NS}(V)$ с помощью полинома, проведённого так, чтобы $\sigma_{NN}(V) = \sigma_{NS}(V)$ при $|V| > (75 \div 100) \text{ мВ}$. Сложная форма $\sigma_{NN}(V)$ МК, как и туннельных контактов, полученных с помощью STM [11], лучше всего описывалась полиномом шестой степени. Величины компонент энергетической щели слабо, в пределах (10 ÷ 15)% процентов, зависели от процедуры сглаживания.

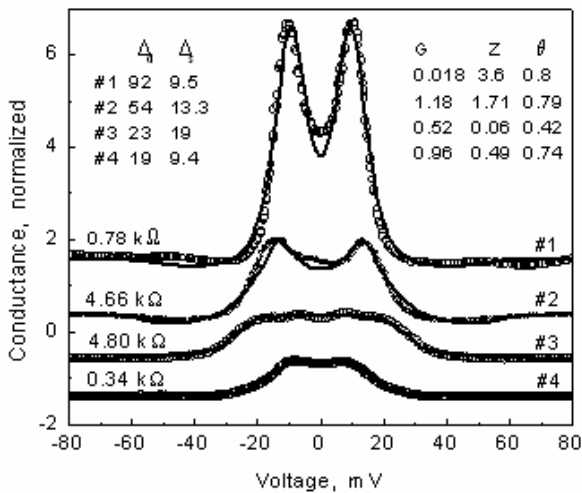


Рис. 2. Нормированные проводимости нескольких БМК $\sigma(V)$ (символы). Линии - теоретические проводимости, вычисленные для $d_x^2 - y^2 + is$ симметрии Δ [7]. Для удобства проводимости смещены по вертикали. Слева и справа от $\sigma(V)$ приведены характеристики МК ($[\Delta_{d,s}]$ - мэВ; $[G, Z]$ - безразмерные ед.; $[\theta]$ - рад.).

На Рис. 2 символами показаны нормированные проводимости нескольких БМК $\sigma(V)$. Видно, что для контактов #1 и #2 отношение максимальной проводимости к $\sigma(V \gg \Delta)$ значительно превышало 2. В этом случае мы наблюдали типичный расщеплённый пик при $V = 0$ (ZBCP) в нулевом магнитном поле. Отметим, что наблюдение расщеплённого ZBCP большой амплитуды исключило $d_x^2 - y^2 + id_{xy}$ симметрию Δ [12]. Проводимости МК #3 и #4 - типичные проводимости андреевских МК. Линиями показаны теоретические $\sigma(V)$, вычисленные для $d_x^2 - y^2 + is$ симметрии Δ с помощью теории [7], в которую для учёта конечного времени жизни квазичастиц τ введён параметр $G = 1/\tau$. Для этой симметрии

$\Delta = \Delta_d \cdot \cos(2\varphi + \theta) + i \cdot \Delta_s$, где Δ_d и Δ_s - амплитуды d и s компонент, φ - угол, задающий траектории движения квазичастиц в плоскости ab , и θ - угол, определяющий ориентацию поверхности раздела металлов. В качестве подгоночных параметров при вычислении $\sigma(V)$ использовались: Δ_d , Δ_s , G , Z и θ . Подгонка проводилась автоматически по критерию минимума суммы квадратов отклонений подгоняемых точек от измеренных. Характеристики БМК #1 (1 ÷ 4), полученные в результате подгонки, приведены на Рис. 2 в виде таблицы. Для МК #1 теоретическая кривая сдвинута вверх на 0.27. В этом случае она довольно точно совпадала с измеренной $\sigma(V)$. Увеличение проводимости при $|V| < \Delta_d$, по видимому, было связано с рассеянием дырок на несовершенном поверхностном слое в области контакта [14]. Для других МК измеренные проводимости хорошо (за исключением небольшой асимметрии) описывались теоретическими зависимостями.

Полученные данные (на более чем 30 БМК) показали, что симметрия Δ Bi2212 согласуется с $d_x^2 - y^2 + is$ типом. Амплитуды как d , так и s компонент изменялись в широких пределах, и в ряде случаев одна из компонент была близка к нулю. Амплитуда d компоненты щели определялась, по-видимому, как неоднородностью электронной структуры Bi2212 [15], так и подавлением этой компоненты вблизи поверхности сверхпроводника [7]. Не было выявлено зависимости амплитуды s компоненты от амплитуды d компоненты, силы барьера Z и угла θ .

Работа поддержана РФФИ (проект 02-02-17133) и МПНТ РФ (контракт 40.012.1.1.1357).

1. Ю. В. Копаев, УФН **172**, 712 (2002).
2. M. Sutherland, D. G. Hawthorn, R. W. Hill et al., Phys. Rev. B **67**, 174520 (2003).
3. D. R. Harshman W. J. Kossler, X. Wan et al., Phys. Rev. B **69**, 174505 (2004).
4. C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).
5. D. Daghero R. S. Gonnelli, G. A. Ummarino et al., Int. J. Mod. Phys. B **17**, 649 (2003).
6. A. Kohen, G. Leibovitch, G. Deutscher, Phys. Rev. Lett. **90**, 207005 (2003).
7. S. Kashiwaya, Y. Tanaka, Rep. Prog. Phys. **63**, 1641 (2000).
8. Ю. И. Горина, Г. А. Калужная, Н. Н. Сентюрин, Б. И. № 13(II), 288 (2002).
9. S. I. Vedenev A. G. M. Jansen, P. Samuely et al., Phys. Rev. B **49**, 9823 (1994).
10. J. R. Kirtley, Phys. Rev. B **47**, 11379 (1993).
11. J. F. Zasadzinski, L. Coffey, P. Romano et al., Phys. Rev. B **68**, 180504 (2003).
12. N. Stefanakis, J. Phys. Cond. Matter. **13**, 1265 (2001).
14. M. S. Kalenkov, M. Fogelstrom, Yu. S. Barash, condmat/0404317.
15. S. H. Pan, J. P. O'Neal, R. L. Badzey et al., Nature **413**, 282 (2001).