

## ТУННЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ОДНОСЛОЙНОГО КУПРАТА $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_z$ В ВЫСОКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ.

С.И.Веденеев

Физический институт им. П.Н.Лебедева, РАН  
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 июля 1998 г.

В туннельных экспериментах с высококачественными монокристаллами однослойного купрата  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_z$  наблюдалось сосуществование сверхпроводящей щели и щели нормального состояния (псевдощели). При  $T < T_c$  щель нормального состояния, которая имела величину близкую к сверхпроводящей щели, не исчезала в магнитном поле  $H > H_{c2}$ . Большое размытие щелевой структуры в туннельных спектрах и большая проводимость туннельных переходов при нулевом напряжении смещения обусловлены сильной угловой зависимостью щелей сверхпроводящего и нормального состояний. Результаты исследований хорошо согласуются с недавно опубликованными данными экспериментов по фотоэмиссии с высоким угловым разрешением.

PACS: 74.50.+g, 74.72.Hs

Известно, что туннельная спектроскопия успешно применялась для изучения сверхпроводящего состояния обычных сверхпроводников. Однако, при использовании этого метода для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) встретились большие трудности вследствие чрезвычайно малой их длины когерентности  $\xi$  и большой неоднородности исследуемых образцов. Наиболее воспроизводимые результаты к настоящему времени получены лишь для слоистого купрата  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (Bi2212). Ранее, используя методику "break-junction", мы выполнили туннельные исследования монокристаллов Bi2212 [1]. Эксперименты показали, что из кристаллов Bi2212 можно изготовить туннельные переходы (ТП) в плоскости  $ab$  хорошего качества: с очень малыми токами утечки и хорошо разрешаемой щелевой структурой. Эксперименты по фотоэмиссии с высоким угловым разрешением (APRES) [2-4] подтвердили величину энергетической щели, найденную туннельным методом [1], но вместе с тем обнаружили сильную угловую зависимость щели, которая отвечает  $d_{x^2-y^2}$  симметрии параметра порядка. Кроме того, в экспериментах по фотоэмиссии в недодопированном Bi2212 при температурах  $T$ , выше температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$ , была обнаружена "псевдощель" (щель в квазичастичном спектре), которая связывается с образованием сверхпроводящих пар без фазовой когерентности.

Однослойный купрат  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_z$  (Bi2201) с низкой величиной  $T_c$  является очень перспективным материалом для изучения сверхпроводящих и нормальных свойств ВТСП при низких температурах. Но ситуация с его туннельными исследованиями оказалась более сложной. Первые измерения энергетической щели в Bi2201 в экспериментах с точечными туннельными контактами на основе несовершенных кристаллов Bi2201 были выполнены давно [5], но до сих пор, несмотря на многочисленные попытки, не удавалось изготовить ТП удовлетворительного качества даже с помощью break-junction методики. Поскольку величина  $\xi_{ab}$  в Bi2201 больше

чем в Bi2212 и достигает  $40 \text{ \AA}$ , очень трудно из-за эффекта близости изготовить хороший туннельный барьер в жидком гелии. Недавно в APRES экспериментах [6] в оптимально допированном и недопированном  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$  наблюдались две сильно анизотропные сверхпроводящие энергетические щели величиной  $10 \pm 2$  и  $7 \pm 3$  мэВ, соответственно. Авторы [6] обнаружили также псевдощель выше  $T_c$  и предположили, что псевдощель и сверхпроводящая щель имеют общую природу в парном взаимодействии. В настоящей работе сообщается о туннельных исследованиях высококачественных монокристаллов Bi2201 в магнитных полях до 23 Тл, результаты которых подтверждают наличие сверхпроводящей и нормальной щелей.

Монокристаллы  $\text{Bi}_{(2+x)}\text{Sr}_{2-(x+y)}\text{Cu}_{(1+y)}\text{O}_z$  с отношением  $\text{Bi}/\text{Sr} = 1.4 - 1.5$  (избыточный Bi занимал позиции Sr) были выращены в замкнутых кавернах раствора-расплава KCl [7]. Благодаря длительному процессу роста кристаллы имели высокую степень катионного упорядочения. Размеры кристаллов составляли  $(0.7-1.5) \text{ мм} \times (0.4-0.7) \text{ мм} \times (1.5-5) \text{ мкм}$ . Полуширина основных рефлексов кривых качания в рентгеновских исследованиях кристаллов не превышала  $0.3-0.1^\circ$ . Параметры решетки равнялись  $a = 5.360 \text{ \AA}$ ,  $c = 24.615 \text{ \AA}$  и период сверхрешетки составлял  $\bar{a} = 4.75a$ . Ширины сверхпроводящих переходов  $\Delta T_c$ , определенные между точкам 10% и 90% сопротивления, равнялись  $0.5 - 1 \text{ К}$ . Величины  $\Delta T_c$  и  $T_c$ , полученные в измерениях по сопротивлению на постоянном токе и в измерениях по магнитной восприимчивости, практически совпадали. Температурная зависимость сопротивления кристаллов в плоскости  $ab$  была линейной с наклоном  $\Delta\rho_{ab}/\Delta T = 0.5 - 1.5 \text{ мкОм}\cdot\text{см}/\text{К}$  при высоких температурах и с насыщением к остаточному сопротивлению ниже  $20 - 40 \text{ К}$ . Величина остаточного сопротивления  $\rho_{ab}(0)$  лежала между  $80$  и  $180 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ . ТП типа break-junction были изготовлены непосредственно в жидком гелии методом, описанным ранее [1]. Вольт-амперные ( $I - V$ ) характеристики и их производные  $dI/dV$  измерялись обычной фазочувствительной модуляционной методикой. Основываясь на результатах специальной проверки [1], можно считать, что в ТП данной геометрии измерялся туннельный ток в плоскости  $ab$ .

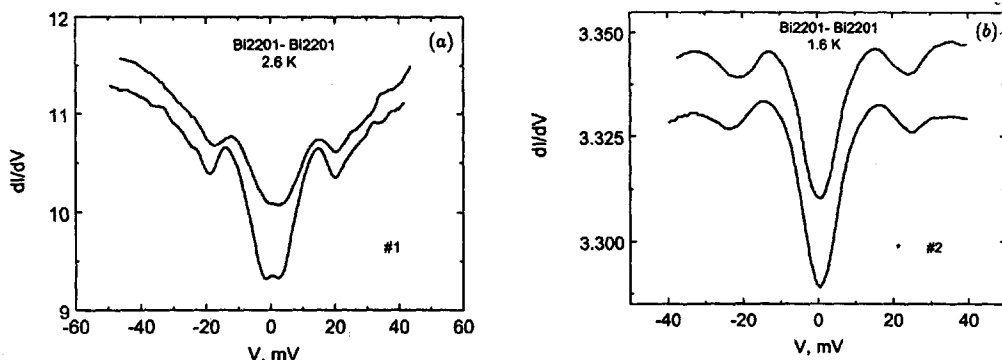


Рис.1. Дифференциальные проводимости  $dI/dV(V)$  четырех туннельных переходов при температурах 2.6 К и 1.6 К, изготовленных из двух монокристаллов ( $\#1$  и  $\#2$ ). Верхние кривые в обоих случаях для ясности смещены относительно нижних

Типичные дифференциальные проводимости  $dI/dV(V)$  четырех ТП при температурах 2.6 К и 1.6 К, изготовленных из двух монокристаллов ( $\#1$  и  $\#2$ ) показаны на рис.1. Верхние кривые в обоих случаях для ясности смещены относительно нижних.

Хотя ТП имели как низкое (а), так и высокое (б) сопротивления, они показывали очень большую проводимость при нулевом напряжении смещения, щелевая структура в туннельных спектрах была сильно "размыта", а сама проводимость  $dI/dV(V)$  в случае низкоомного ТП (а) имела  $V$ -образную форму. В наших туннельных экспериментах с монокристаллами Bi2212 [1] не наблюдалось ничего подобного. Недавно в работе [8] авторы, подробно проанализировав различные каналы токов утечки в ТП на основе ВТСП и их влияние на получаемые спектры, предложили процедуру для выделения реальной туннельной плотности состояний. Однако в данном случае проводимость ТП при  $V = 0$  мВ слишком велика (составляет 80-90% проводимости при больших  $V$ ), чтобы ее можно было полностью описать токами утечки. Несмотря на многочисленные попытки, не удалось получить туннельные спектры со щелевой структурой и малой проводимостью при  $V = 0$  мВ такими же, как в случае с монокристаллами Bi2212 [1]. Принимая во внимание это обстоятельство, кажется вероятным, что наблюдаемые аномалии в туннельных спектрах на рис.1 связаны с сильной анизотропией сверхпроводящей щели в Bi2201, обнаруженной недавно в APRES-экспериментах [6]. В недодопированных кристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$  авторы наблюдали размытую, но воспроизводимую, сверхпроводящую щель величиной  $7 \pm 3$  мэВ вдоль  $(\pi, 0)$  симметричной линии  $\mathbf{k}$ -пространства и нулевую щель в  $45^\circ$  от нее. Для изученных здесь SIS ТП расстояние между двумя основными максимумами на кривых  $dI/dV(V)$  соответствует  $4\Delta_{p-p}$  и, как можно видеть на рис.1, величина сверхпроводящей щели  $2\Delta_{p-p}$  лежит в области 13.5 – 15 мэВ и  $\Delta_{p-p} \approx 6.5 - 7$  мэВ. В ТП данной геометрии получаемые спектры отражают туннельную плотность состояний, интегрированную по полярному углу в  $\mathbf{k}_{ab}$ -пространстве [9]. Сильная угловая зависимость энергетической щели с нулевыми значениями в некоторых направлениях должна приводить к большой плотности состояний внутри щели (следовательно к большой проводимости ТП при нулевом напряжении смещения) и сильному размытию щелевой структуры с максимальным значением  $\Delta_{p-p}$ . Это полностью согласуется с данными APRES - экспериментов [6]. Как наши спектры, так и APRES-спектры имеют размытую щелевую структуру, которую трудно описать простой моделью БКШ. Для определения величины  $\Delta$  мы воспользовались феноменологическим параметром  $\Gamma$ , учитывающим эффекты разрушения пар [10], и получили  $\Delta = 3.5 - 4$  мэВ. Что очень близко к значению  $\Delta$ , которое было найдено нами ранее в экспериментах с точечными ТП на основе Bi2201 [5].

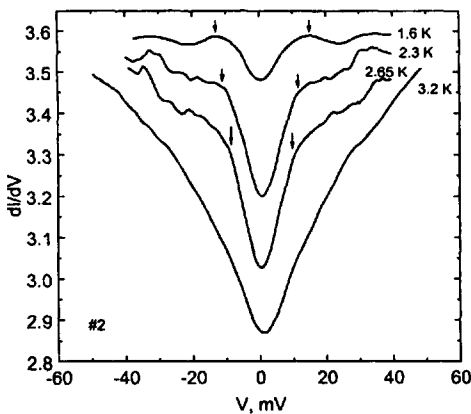


Рис.2. Туннельная проводимость  $dI/dV(V)$  перехода при различных температурах для образца №2. Кривые смещены относительно верхней кривой. Щелевая структура отмечена стрелками

Чтобы выявить связь между  $\Delta$  и  $T_c$ , мы измерили проводимость  $dI/dV(V)$  ТП при различных температурах, которая показана на рис.2. Для наглядности кривые смещены относительно верхней кривой. Видно, что с увеличением температуры особенности, связанные со щелью (отмечены стрелками), размываются еще больше и исчезают. Поскольку величина  $T_c$  данного образца составляла 3.5 К, а щелевые особенности исчезали при температуре близкой к  $T_c$ , естественно предположить, что наблюдаемая щелевая структура связана со щелью сверхпроводящего состояния Bi2201. На рис.2 видно также, что величина  $4\Delta_{p-p}$  немного уменьшалась при увеличении температуры, но из-за размытости структуры мы не смогли определить температурную зависимость  $\Delta$ .

Хорошо известно [1], что туннельные спектры обычных сверхпроводников, полученные при изучении высокоомных ТП с хорошими туннельными барьерами, при напряжениях смещения больших  $\Delta/e$  должны быть плоскими, как это следует из ферми-жидкостной модели.  $V$ -образная форма проводимости  $dI/dV(V)$  низкоомных ТП есть результат уменьшения высоты туннельного барьера под действием возрастающего напряжения смещения. Однако, как следует из рис.2, при увеличении температуры кривая  $dI/dV(V)$  из плоской переходит в  $V$ -образную с ростом величины  $dI/dV(V)$ . Это может быть опять следствием уменьшения высоты туннельного барьера в ТП или увеличения  $\xi$  в Bi2201, обусловленными возрастанием температуры. Чтобы исключить эту возможность, мы измерили туннельные спектры наших break-junction ТП в постоянных магнитных полях, превышающих верхнее критическое поле  $H_{c2}$  в Bi2201 при данной температуре. Эксперименты проводились в полях  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ ,  $\mathbf{J} \parallel \mathbf{ab}$  геометрии.

Влияние магнитного поля на проводимость  $dI/dV(V)$  при 1.4 К показано на рис.3а. Поведение break-junction ТП на основе Bi2201 и Bi2212 [1] резко отличается. Во-первых, при возрастании магнитного поля величина проводимости  $dI/dV(V)$  уменьшалась и кривые  $dI/dV(V)$  смещались в сторону больших туннельных сопротивлений с уменьшением проводимости при  $V = 0$  мВ. Во-вторых, щелевая особенность, связанная со сверхпроводящим состоянием, практически исчезала уже в поле 5 Тл, тогда как по результатам магнитотранспортных измерений, проведенных нами на данном кристалле, величина  $H_{c2}$  при температуре 1.4 К составляла 14 Тл. В случае Bi2212 в магнитных полях мы наблюдали лишь небольшое размытие туннельных спектров без изменения их формы, как и следовало при  $H < H_{c2}$ . В туннельных экспериментах исследуется область вблизи туннельного барьера  $\sim \xi$ . Для break-junction ТП в смешанном состоянии проводимость  $dI/dV(V)$  отражает суммарную туннельную плотность состояний вихрей с нормальным кором и плотности состояний сверхпроводника вблизи вихрей, уширенной под действием локального магнитного поля. Таким образом, щелевая структура может быть размыта уже при  $H \ll H_{c2}$ . Можно ожидать, что при постоянной температуре прозрачность туннельного барьера не меняется и общая форма туннельной проводимости должна сохраняться. На рис.3б показана зависимость от квадрата магнитного поля величин дифференциального сопротивления  $dV/dI(V)$  в двух крайних точках  $V = 0$  мВ и  $V = 40$  мВ, определенных из рис.3а. Зависимости квадратичны по полю без насыщения в большой области полей, как и для магнитосопротивления компенсированных металлов в поперечной геометрии ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$ ,  $\mathbf{J} \parallel \mathbf{ab}$ ). Это может служить указанием на определяющий вклад нормальных электронов в получаемые туннельные спектры.

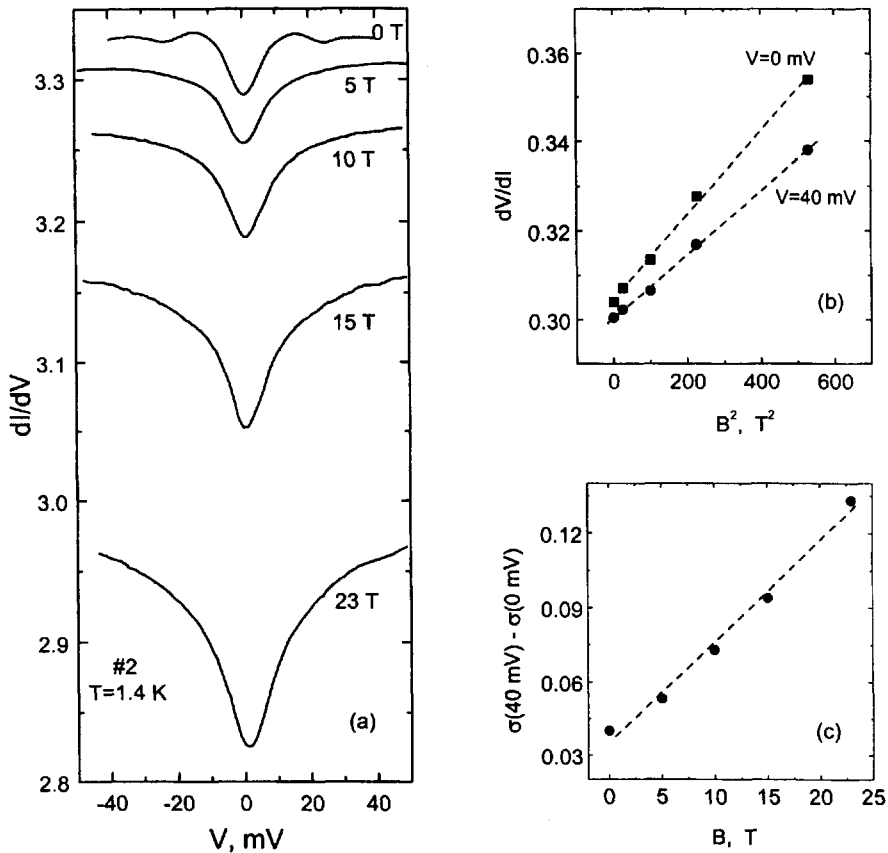


Рис.3. (а) Влияние магнитного поля на туннельную проводимость  $dI/dV(V)$  при 1.4 К. (б) Зависимость от квадрата магнитного поля величин дифференциального сопротивления  $dV/dI(V)$  туннельного перехода в двух крайних точках  $V = 0$  мВ и  $V = 40$  мВ, определенных из рис.3а. (с) Разность величин дифференциальной проводимости  $dI/dV(V)$  в двух крайних точках  $V = 40$  мВ и  $V = 0$  мВ, определенных из рис.3а, как функция магнитного поля

В туннельных исследованиях обычных сверхпроводников в магнитных полях  $H > H_{c2}$  дифференциальная проводимость  $dI/dV(V)$  вблизи щели есть константа. В данном случае кривые  $dI/dV(V)$  на рис.3а сохраняли свою форму с сильно размытой щелевой особенностью даже в нормальном состоянии ТП при  $H > H_{c2}$ . Причем, положение этой особенности на оси напряжений было близко к величине  $4\Delta_{p-p}$ . Это опять хорошо согласуется с данными APRES-экспериментов [6]. Хотя при  $H > H_{c2}$  мы не можем из рис.3 определить величину щели точно, можно говорить, что щель нормального состояния сохраняется вплоть до 23 Тл – максимальной величины поля в наших экспериментах. На рис.3с приведена разность величин дифференциальной проводимости  $dI/dV(V)$  в двух крайних точках  $V = 40$  мВ и  $V = 0$  мВ, определенных из рис.3а, как функция магнитного поля. Видно, что величина нулевого "провала" на кривых  $dI/dV(V)$  увеличивается линейно с магнитным полем. Действие магнитного поля на щелевую структуру сверхпроводящего и нормального состояний ясно можно увидеть на рис.4, где показаны вторые производные туннельного тока  $d^2I/dV^2(V)$  при разных магнитных полях. Для  $H = 0$  Тл нулевые

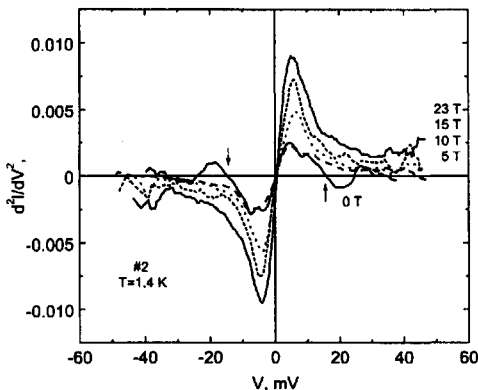


Рис.4. Влияние магнитного поля на щелевые структуры сверхпроводящего и нормального состояний во вторых производных туннельного тока  $d^2I/dV^2(V)$  при разных магнитных полях

значения  $d^2I/dV^2(V)$  при  $|eV| = 2\Delta_{p-p}$  (отмечены стрелками) соответствуют щели сверхпроводящего состояния. При возрастании магнитного поля сверхпроводящая щель исчезает и остается щель нормального состояния. Но щелевая структура на кривых  $d^2I/dV^2(V)$  в поле не размывается, как это имело место для Bi2212 [1], а наоборот обостряется. Возможно, что щель нормального состояния связана с антиферромагнитным взаимодействием, которое может быть важным в недодопированных ВТСП материалах. Уменьшение этого взаимодействия при возрастании магнитного поля приводит к обострению щелевой структуры [11]. Но более вероятно, что щель нормального состояния является псевдощелью, которая широко обсуждается в литературе последнее время. Поскольку парамагнитный предел в наших кристаллах Bi2201 составляет 24 Тл даже для  $\Delta_0 = 3.5$  мэВ, то псевдощель может быть связана со сверхпроводящими парами без фазовой когерентности, которые могут существовать как выше  $T_c$  (рис.2) так и выше  $H_{c2}$  при  $T < T_c$  (рис.3). Тогда размытие щелевой структуры и большая проводимость ТП при  $V = 0$  мВ обусловлены сильной угловой зависимостью также и щелью нормального состояния [6]. Примесное рассеяние, которое играет важную роль в размытии щели нормального состояния, в магнитном поле уменьшается, обостряя туннельные спектры.

Автор выражает благодарность проф. П.Видеру (P.Wyder) за предоставленную возможность провести измерения в Лаборатории высоких магнитных полей в Гренобле. Работа поддержана программой "Актуальные проблемы физики конденсированных сред", грант 96001.

1. С.И.Веденеев, К.А.Кузнецов, В.А.Степанов и др., Письма в ЖЭТФ **57**, 338 (1993). S.I.Vedeneev, A.G.M.Jansen, P.Samuely, et al., Phys. Rev. **B49**, 9823 (1994).
2. J.M.Harris, Z.-X.Shen, P.J.White et al., Phys. Rev. **B54**, 15665 (1996).
3. D.S.Marshall, D.S.Dessan, A.G.Loesser et al., Phys. Rev. Lett. **76**,4841 (1996).
4. H.Ding, T.Yokoya, J.C.Campuzano et al., Nature (London) **382**, 51 (1996).
5. S.I.Vedeneev, P.Samuely, A.G.M.Jansen et al., Z. Phys. B - Cond. Matt. **83**, 343 (1991).
6. J.M.Harris, P.J.White, Z.-X.Shen et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 143 (1997).
7. J.I.Gorina, G.A.Kaljujnaia, V.I.Kitorov et al., Solid State Commun. **91**, 615 (1994); V.P.Martovitsky, J.I.Gorina, and G.A.Kaljujnaia, Solid State Commun. **96**, 893 (1995).
8. P.Mallet, D.Roditchev, W.Sacks et al., Phys. Rev. **B54**,13324 (1996).
9. K.Kitazawa Science, **271**, 313 (1996).
10. R.C.Dynes, V.Narayanamurti, and J.P.Garno, Phys. Rev. Lett. **41**, 1509 (1978).
11. P.J.White, Z.-X.Shen, C.Kim et al., Phys. Rev. **B54**,15669 (1996).