

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ МЕТАЛЛОКСИДОВ $YBa_2Cu_3O_{6.5+\delta}$ В ОРТО-2 ФАЗЕ В УСЛОВИЯХ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО СЖАТИЯ

Ю. Ф. Ревенко, В. М. Свистунов

Исследования под давлением металлооксидных сверхпроводников на основе меди показали аномально большой рост их критической температуры, достигающий 0.64 К/кбар у La—Ba—Cu—O керамик, и малозаметные изменения для составов Y—Ba—Cu—O. Анализ применимости различных моделей [1] для объяснения экспериментальных данных не дал однозначного ответа на столь большие изменения T_k и тесно связанного с этим вопроса о механизме сверхпроводимости. Остается открытой роль медь-кислородных подсистем Cu1—O и Cu2—O в формировании сверхпроводящих свойств иттрий-бариевых керамик.

В работе впервые изучено изменение характеристик сверхпроводящего состояния под давлением Y—Ba—Cu—O композита в ОРТО-2 фазе, в которой из-за пониженного содержания кислорода разрушена целостность Cu1—O цепочек в базовой плоскости и имеющей температуру перехода в районе 60 К. Данные эксперименты будут, как нам представляется, способствовать пониманию процессов, происходящих в перовскитоподобных структурах.

В качестве исходного были использованы плавленные образцы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, приготовленные по стандартной технологии твердофазного синтеза из оксидов исходных металлов, которые после повторного перегрева при 700 °С и закалки были переведены в заданную фазу с критической температурой $T_k=55$ К, $\delta T_k \approx 3 \div 5$ К, пригодной для количественных исследований. В экспериментах производили одновременно запись сопротивления $R(T)$ ($f=1.8$ кГц), динамической восприимчивости $\chi(T)$ ($f=0.6$ кГц) и ВАХ образцов размерами $4 \times 0.7 \times 1.4$ мм, помещенных в камеру высокого давления с керосиномазляной смесью. Давление измерялось с помощью манганинового датчика, откалиброванного с учетом термических уширений устройства по сверхпроводящему переходу индия.

На рис. 1 представлены типичные температурные записи для R , χ' и χ'' для одного из образцов с исходным $\rho_{300\text{ К}}=5$ Ом·см и $\rho_{300\text{ К}}/\rho_{60\text{ К}}=4.15$ для давлений $P=0$ (1) и 5 кбар (2). Обнаружено следующее.

1. Возрастание T_k с давлением $dT_k/dP=+(0.6 \div 0.8)$ К/кбар в ОРТО-2 фазе Y—Ba—Cu—O, причем эффект сильнее проявляется в $R(T)$ зависимостях.

2. Запаздывание по температуре на ~ 8 К сверхпроводящего перехода, фиксируемого по χ'_{mid} , по сравнению с R_{mid} , что указывает на перколяционный характер проводимости. Его можно понять исходя из пространственной неоднородности объекта и влияния межзеренных границ. Последние представляют прослойку из нормального металла [2], и из-за проявления в ней эффекта близости объемная диамагнитная экранировка наступает при более низкой температуре.

3. Смещение пика в кривой потерь χ'' , как и χ' , в область высоких температур. Сигнал χ'' обусловлен гистерезисными потерями в межзеренном сверхпроводящем кластере. Его амплитуда определяется возбуждающим магнитным полем и связана с величиной критического тока в образце, а местоположение максимума χ'' соответствует выталкиванию магнитного потока с его середины. Исчезновение электромагнитных потерь наступает в момент полной диамагнитной экранировки материала. Под давлением в связи с ростом T_k начало экранирующего действия внутренних кластеров наступает раньше.

4. Широкая (~ 10 К) флуктуационная область в $R(T)$ выше $T_{k\text{ ons}}$, которая сужается под давлением. В этой области температур барическая

производная сопротивления превосходит ее значение при 300 K $d \ln \rho / dP = 4.8 \cdot 10^{-3}$ кбар⁻¹. Начало флуктуационной области слабо зависит от давления, что указывает на возможное присутствие высокотемпературной (90-градусной) фазы, слабо зависящей от давления.

5. Рост критического тока при сжатии с $d \ln j_c / dP = 8 \cdot 10^{-2}$ кбар⁻¹ и линейная зависимость $j_c(T)$ в широком температурном диапазоне (рис. 2), которая вблизи T_k искажается эффектом близости, обусловленным межзеренной нормальной прослойкой [2]. Появление сверхтока при $P = 5$ кбар наблюдается при более высокой температуре T_{k0} , для которой $dT_{k0} / dP = 0.7$ К/кбар. Увеличение $j_c(P)$ в данном случае (при слабом падении $\rho(P)$) может быть объяснено в рамках модели слабосвязанной среды с эффектом близости ($j_c \sim \exp[-d/\xi_N]$, где d — величина межзеренных металлических связей, ξ_N — длина когерентности нормального металла) изменением под давлением длины когерентности ξ_N . Интересно, что, несмотря на сильное различие в значениях $d \ln T_k / dP$ для фаз ОРТО-1 [3]

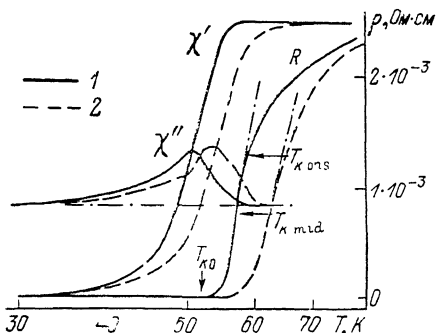


Рис. 1. Записи изменения под давлением резистивного $R(T)$ и компонент $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ диамагнитного сверхпроводящего перехода керамики $YBa_2Cu_3O_{6.5+\delta}$ в ОРТО-2 фазе.

$T_{k \text{ on set}}$, $T_{k \text{ mid}}$, T_{k0} — температуры начала, середины и конца сверхпроводящего перехода.

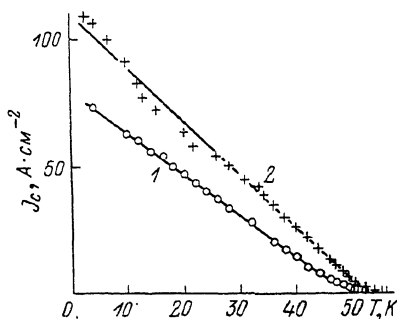


Рис. 2. Влияние давления на температурную зависимость критического тока $Y_1Ba_2Cu_3O_{6.5+\delta}$ образца в ОРТО-2 фазе. $P=0$ (1) и 5 кбар (2).

и ОРТО-2, изменения тока здесь практически одинаковы, что подчеркивает доминирующее влияние межзеренной границы на токоперенос в поликристаллических образцах металлооксидов.

Значительный рост критической температуры под давлением в $Y-Ba-Cu-O$ в ОРТО-2 фазе можно объяснить в рамках существующих теорий следующим образом. Найденные с модулем $B=1800$ кбар⁻¹ значения $d \ln T_k / d \ln V = -(18 \div 27)$ находятся в пределах, характерных для $(La_{2-x}Ba_x)CuO_4$ с их двумерной структурой медь-кислородных плоскостей. Поэтому можно предположить, что и в случае $Y-Ba-Cu-O$ с большим дефицитом кислорода изменения $T_k(P)$ связаны с процессами, происходящими в Cu_2-O слоях. Согласно [4], в слоистых перовскитах предпочтительным будет межслоевое спаривание, приводящее к уменьшению кулоновского отталкивания. При этом может работать несколько механизмов спаривания. Фононный реализуется в основном за счет сильносвязанных мод колебаний ионов Cu и O_2/O_3 (116 и 340 см⁻¹) [4]. Легко поляризуемые Cu_1-O цепочки в базовой плоскости будут обеспечивать экситонный механизм длиннодействующего межслоевого спаривания через промежуточные $BaO-Cu_1-O-BaO$ слои, который усиливает основную планарную сверхпроводимость. Необходимая поляризуемость достигается упорядочением цепочки, сильными эффектами ЭФВ ангармонических изгибных колебаний ионов O_4 [6], связывающих Cu_1 и Cu_2 , а также наличием волн зарядовой плотности [7]. В нашем случае канал длиннодействующего спаривания разрушен вследствие частичной потери кислорода в Cu_1-O слое, а поэтому рост $T_k(P)$ можно связать с динамикой колебания ионов кислорода O_3 , которые смещены из плоскости Cu_2-O в сторону ионов Y .

В рамках моделей, основанных на спиновых корреляциях (модели резонансных валентных состояний), увеличение температуры обусловлено возрастанием интеграла переноса t_b с уменьшением расстояния между разновалентными ионами меди [8]. В связи с различием в функциях этих двух медь-кислородных подсистем в формировании сверхпроводящего состояния, по-видимому, и объясняется их различная скорость влияния на T_c в ОРТО-1 и ОРТО-2 фазе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Griessen R. // Phys. Rev. 1987. V. B36. N 10. P. 5284—5290.
- [2] Ревенко Ю. Ф., Дорошенко Н. А., Григуть О. В. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 1555—1558.
- [3] Барьяхтар В. Г., Григуть О. В., Василенко А. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 9. С. 457—459.
- [4] Takemori T., Inoue M., Ohtaka M. et al. // Physica B. 1987. V. 148B. N 1—3. P. 396—398.
- [5] Cooper S. L., Klein M. V., Pozol B. G. et al. // Phys. Rev. 1988. V. B37. N 10. P. 5920—5923.
- [6] Phillips J. C. // Sol. St. Commun. 1988. V. 65. N 5. P. 369—371.
- [7] Okabe Y., Suzumura Y., Sasaki T., Katayama-Yoshida H. // Sol. St. Commun. 1987. V. 64. N 4. P. 483—487.
- [8] Yamaguchi K., Takahara Y., Fueno T., Nasu K. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. Pt. 2. V. 26. N 8. P. L1362—L1364.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
26 июля 1988 г.

УДК 535.331.34 + 538.916

Физика твердого тела, том 31, в. 1, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 1, 1989

РЕНТГЕНСПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ $YBa_2Cu_3O_7$

А. Майсте, Р. Руус

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в сложных металлооксидных керамиках стимулировало всестороннее изучение их электронной энергетической структуры. Первые зонные расчеты [1, 2] и экспериментальные исследования [2-11] показали, что в системе $YBa_2Cu_3O_7$ полосы свободных и занятых состояний имеют сложную структуру, в формировании которой основную роль играют $O(2p)$ - и $Cu(3d)$ -состояния, причем они сильно гибридизированы. На первом плане стоит вопрос о том, как расположены относительно друг друга и уровня Ферми подзоны этих состояний. Ряд авторов считает, что в валентной зоне $O(2p)$ -подобные состояния лежат ближе к E_f , чем $Cu(3d)$ -состояния [1-4], другие же придерживаются иной точки зрения [5-7]. Основные аргументы при этом извлекаются из зонных расчетов и фотоэлектронных исследований, результаты которых далеко не однозначны. Поэтому весьма актуально комплексное изучение рентгеновских эмиссионных и абсорбционных спектров для краев разной симметрии и разной атомной принадлежности.

Нами измерены $Cu(L_{2,3})$, $Ba(M_{4,5})$ и $O(K)$ спектры на образцах $YBa_2Cu_3O_7$, изученных оптическими методами в работе [12]. Спектры получены на спектрометре РСМ-500 при комнатной температуре в вакууме 10^{-6} Тор. Эмиссия возбуждалась электронным пучком, спектры поглощения получены измерением импульсного квантового выхода полной фотоэмиссии. Аппаратурное разрешение составляло 1.2, 2.2, 3.0 эВ (соответственно для $O(K)$, $Ba(M_{4,5})$ и $Cu(L_{2,3})$ краев), точность градуировки около 0.5 эВ. Абсолютное значение квантового выхода фотоэмиссии, оце-