

УВЕЛИЧЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА МЕТАЛЛООКСИДНОЙ КЕРАМИКИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

В.Г.Барьяхтар, О.В.Григуть, А.В.Василенко, А.И.Дьяченко,
В.М.Свистунов, В.Ю.Таренков, О.И.Черняк

Обнаружено значительное возрастание с давлением плотности критического тока образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ $d \ln j_c / dP \sim 0,1$ кбар $^{-1}$. При существенном сужении ширины ΔT_c резистивного $R(T)$ перехода в сверхпроводящее состояние ($d \ln \Delta T_c / dP = -0,06$ кбар $^{-1}$) критическая температура T_c увеличивалась значительно медленнее ($d \ln T_c / dP = 0,003$ кбар $^{-1}$), $P \lesssim 10$ кбар.

Определение топологии токопроводящих путей в металлокерамиках имеет принципиальное значение для выяснения природы высокотемпературной сверхпроводимости. В данной работе для этой цели используется гидростатическое давление, которое позволяет сделать определенное заключение о характере размещения сверхпроводящей фазы, исходя из реакции различных механизмов протекания тока на изменение объема образца.

Эксперименты выполнены на тонких пластинах размером $0,08 \times 0,5 \times 6$ мм 3 , плотностью $5,95$ г/см 3 , изготовленных опрессовкой порошка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, отожженных при 900°C и состоящих из плотноупакованных монокристаллических пластин размерами ~ 20 мкм. На поверхность образцов методом вакуумного осаждения наносились медные токовые и потенциальные контакты, переходное сопротивление не превышало 10^{-12} Ом/мм 2 . Это позволило избежать влияния эффектов перегрева при записи вольт-амперных характеристик в камере высокого давления вплоть до абсолютных значений токов $I \sim 100$ мА 1). Сопротивление измерялось по стандартной четырехзондовой схеме мостом переменного тока. Рабочие токи не превышали 50 мкА. Замечено, что токи до 100 мкА не влияли на ширину и форму $R(T)$ -перехода. Гидростатическое давление $P \lesssim 10$ кбар создавалось в камере высокого давления с керосино-масляной смесью. Величина давления определялась манганиновым датчиком (при комнатной температуре), а также при гелиевой температуре по известной зависимости dT_c / dP для индия. Падение давления при низких температурах относительно комнатных составляло ~ 4 кбар. Точность определения величины давления $\pm 0,5$ кбар. Температура измерялась медь-константановой термопарой, вделанной в наружную поверхность бомбы. Внешнее магнитное поле экранировалось с точностью до $0,01$ Э. Критический ток определялся при уровне напряжения $U = 1$ мкВ.

На рис. 1 показано влияние давления на величину критического тока трех образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с различной электропроводностью. Главный результат — почти двукратное увеличение критического тока при изменении давления $\Delta P = 7,0$ кбар. При этом сопротивление образца изменялось на $5 - 10\%$ (рис. 2). Эксперименты с последовательным набором и сбросом давления показали полную обратимость эффекта.

Согласно современным теоретическим представлениям 2 , в обычных сверхпроводниках изменение критического тока пиннинга (как и тока распаривания) с давлением незначительно, если при этом мало меняется электропроводность ρ и критическая температура T_c , $\delta j_c / j_c^{max}$ порядка $\delta T_c / T_c$, $\delta \rho / \rho$. Поэтому обнаруженное двукратное возрастание j_c с

¹) В опубликованных работах (см. обзор 1), где исследовалось влияние давления на сверхпроводимость $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ удалось измерить только $T_c(P)$ зависимость, причем в отличие от нашего результата, наблюдалось уширение перехода с ростом давления 1 . Нам представляется, что этот результат был связан с недостаточной однородностью образца, либо с неоднородностью приложенного давления.

давлением при $\delta\rho/\rho = 5 - 10\%$ простого объяснения в модели сверхпроводящей сетки (губки) не находит.

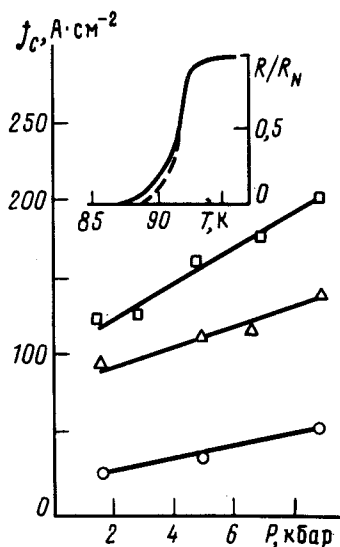


Рис. 1

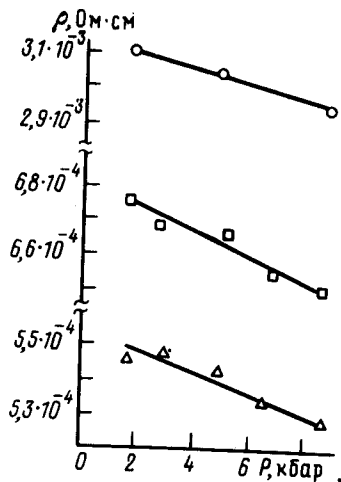


Рис. 2

Рис. 1. Барические зависимости плотности критического тока $j_c(P)$ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. На вставке: сужение $R(T)$ перехода под давлением $P \sim 9$ кбар

Рис. 2. Барические зависимости удельного сопротивления $\rho(P)$ для тех же образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

В то же время следует ожидать существенное возрастание критического тока с объемным сжатием гранулярных слабосвязанных структур с контактами туннельного $S-I-S$ или $S-N-S$ типов, критический ток I_c которых экспоненциально чувствителен к изменению параметров слабого места (ширины d и высоты φ барьера в $S-I-S$ -контактах, длины когерентности ξ_N и толщины t нормальной N -области в связях $S-N-S$ -типа). Для туннельных контактов $I_c \sim \Delta^2/eR_0$, где R_0 — сопротивление контакта, которое экспоненциально зависит от произведения $d\varphi^{1/2}$. Уменьшение величины $d\varphi^{1/2}$ с давлением должно поэтому приводить как к резкому убыванию сопротивления R_0 , так и к такому же, что очень важно, возрастанию криттока I_c . В нашем же случае сопротивление межгранулярных прослоек с давлением менялось не более чем на 10%, поэтому объяснить наблюдаемый эффект возрастания j_c реализацией в металлокерамике структуры с туннельными $S-I-S$ -связями затруднительно. В $S-N-S$ -контактах критический ток

$$I_c(T) \sim \frac{1}{R_0} \left(\frac{T_c - T}{T_c} \right)^n \exp(-\zeta) \quad \zeta(T) = t/\xi_N \quad 1 \leq n \leq 2, \quad (1)$$

где R_0 — сопротивление контакта в N -состоянии, но в отличие от $S-I-S$ -контактов имеется дополнительный экспоненциальный множитель $\exp(-\zeta)$. Здесь объемное сжатие приводит к изменению R_0 , так и к изменению показателя ζ , причем последний эффект преобладает, если отношение t/ξ_N велико. Например, при $\zeta \sim 10$, 10% изменение ζ приводит к возрастанию тока в e раз. Большие ζ характерны для сетки контактов со случайными параметрами ³.

Таким образом, в металлокерамике реализуется слабосвязанная структура $S-N-S$ -контактов. Вполне возможно роль таких контактов играют плоскости двойникования ⁴. Из экспериментальной зависимости $j_c(P)$ и формулы (1) следует, что $\zeta' = d\zeta/dP =$

$= -0,1 \pm 0,01$ кбар $^{-1}$ (изменением R_0 с давлением пренебрегаем). Поэтому, если оправдана предполагаемая модель, то $j_c(P) \approx j_c(0) \exp(-\zeta' P)$ и следует ожидать возрастания критического тока металлооксидов на два порядка при давлениях $P \sim 40 - 50$ кбар.

Используя условие установления фазовой когерентности в слабосвязанной среде $^3 k_B T_{c0} \sim \hbar I_c(T_{c0})/2e$ и формулу (1), находим, что обусловленная флуктуациями ширина ΔT_c перехода $R(T)$ должна с давлением сужаться: $\Delta T_c(P) / \Delta T_c(0) \approx [j_c(0) / j_c(P)]^\beta$, $\beta = [\xi_N(T) / \xi_N(T_{c0})]^n$, что согласуется с экспериментом (вставка рис. 1) при $n \approx 1,3 \pm 0,2$; $\xi_N(T) / \xi_N(T_{c0}) = (T_{c0} / T)^{1/2}$; $\Delta T_c = T_c(R/R_N = 0,5) - T_{c0}(R/R_N = 0,01)$.

Литература

1. Griessen R. Phys. Rev. B, 1987, 36, 5284.
2. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987, с. 520.
3. Иоффе Л. Б., Ларкин А.И. ЖЭТФ, 1981, 81, 707.
4. Deutscher G., Müller K.A. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1745.

Донецкий физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
28 марта 1988 г.