

## КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СВЕРХПРОВОДНИКА

 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 

Я. В. Копелевич, В. В. Леманов, Э. Б. Сонин, П. П. Сырников

Исследовались температурные зависимости сопротивления, вольт-амперные характеристики, критические магнитные поля и токи керамических образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Зависимость критических токов от толщины образца свидетельствует о распределении сверхпроводящего тока по всему сечению образца. Низкие значения плотности критического тока объясняются наличием множественных слабых связей, в результате чего сверхпроводник переходит в смешанное состояние уже в магнитных полях, меньших поля Земли.

В данной работе проведены исследования электрических свойств керамических образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Определены критические магнитные поля и критические токи. На основании зависимости критического тока от толщины образца установлен характер распределения сверхпроводящего тока по сечению образца.

## 1. Методика и результаты эксперимента

Керамика  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  изготавливалась по обычной технологии [1], но с использованием в качестве одного из компонентов  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ , который разлагается при температуре около  $600^\circ\text{C}$ , что позволяет получать нужное соединение прокаливанием шихты при температуре  $750\text{--}800^\circ\text{C}$ . Из изготовленной шихты под давлением 2 кбар прессовались таблетки диаметром  $10\text{--}15$  и толщиной около 5 мм. Таблетки отжигались на воздухе при температуре  $900^\circ\text{C}$  в течение 12 ч, а затем проводился отжиг в токе кислорода при  $950^\circ\text{C}$  в течение 24 ч. Плотность полученной керамики составляла  $5.8\text{ г/см}^3$ , т. е. 90 % от рентгеновской плотности, при среднем размере зерен около 10 мкм. Как показал рентгеновский фазовый анализ, керамика была однофазной (с точностью не хуже 5 %).

Все электрические измерения проводились с помощью обычного четырехзондового метода на образцах в виде пластин со средними размерами  $10\times 4\times 1$  мм. Контакты создавались вжиганием при  $200^\circ\text{C}$  серебряной пасты. Для хороших контактов, которые и использовались в эксперименте, сопротивление не превышало 1 Ом. Образец при измерениях помещался в вакуумированный объем, причем после откачки образец предварительно прогревался до температуры несколько выше  $100^\circ\text{C}$ . Измерения в интервале температур от 300 до 4.2 К проводились на 10 различных образцах, изготовленных по одинаковой технологии. Скорость изменения температуры была не более 1 К/мин. Для всех образцов удельное сопротивление  $\rho$  при 300 К составляло около  $10^3$  мкОм·см и изменялось с температурой так, как это показано на рис. 1. Отметим, что эти и последующие результаты хорошо воспроизводились при повторных измерениях. Анализ зависимостей  $\rho(T)$  показывает, что в нормальной фазе все образцы характеризуются положительным температурным коэффициентом сопротивления (ТКС), величина которого составляет около  $2\cdot 10^{-3}\text{ К}^{-1}$ . Ширина сверхпроводящего перехода составляет 3 К при измерительном

токе 0.1 мА и 4 К при токе 10 мА. Характерной особенностью температурных зависимостей удельного сопротивления, которая наблюдалась для всех образцов, является четко выраженный излом в этих зависимостях при температуре около 180 К. Температурный коэффициент сопротивления при этой температуре претерпевает скачок (см. вставку на рис. 1), что свидетельствует о наличии фазового перехода — предвестника сверхпроводящего перехода.

Совокупность данных настоящей работы и многочисленных литературных данных (в том числе для монокристаллов) показывает, что приведен-

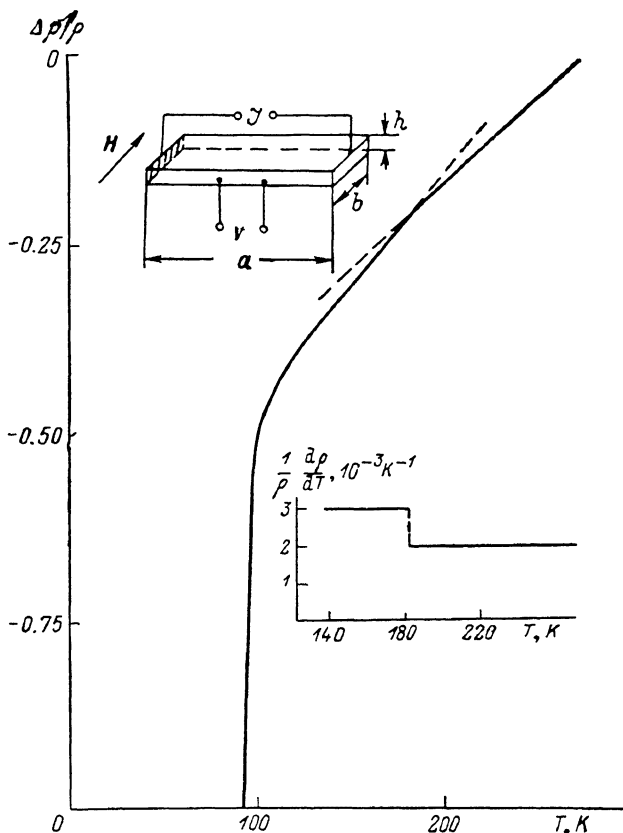


Рис. 1. Температурная зависимость относительного изменения удельного сопротивления  $\Delta\rho/\rho = [\rho(T) - \rho(273\text{ K})]/\rho(273\text{ K})$ .

На вставках приведены схема образца и зависимость ТКС от температуры.

ная выше величина ТКС является типичной для  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  при величине удельного сопротивления при комнатной температуре от  $5 \cdot 10^2$  до  $2 \cdot 10^3$  мкОм·см. Интересно отметить, что для неупорядоченных кристаллических и аморфных металлических сплавов, содержащих переходные металлы, существует эмпирическое правило [2], согласно которому при  $\rho(300\text{ K}) \geq 1.5 \cdot 10^2$  мкОм·см всегда наблюдается отрицательный ТКС. Таким образом, высокотемпературные сверхпроводники — неупорядоченные кристаллические соединения с металлической проводимостью, содержащие переходные металлы, — являются исключением из этого правила.

Мы провели также измерения для образцов, отожженных на воздухе. При удельном сопротивлении  $\rho(300\text{ K}) = (4-5) \cdot 10^3$  мкОм·см в этих образцах наблюдается отрицательный ТКС, составляющий примерно  $-2 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ , а сверхпроводящий переход имеет ширину 10 К при токе 0.1 мА и 40 К при токе 10 мА.

Отметим, что для образцов, отожженных, как обычно, в токе кислорода, но подвергнутых  $\gamma$ -облучению от источника  $Co^{60}$  при экспозиционной

дозе около  $10^8$  Р, ширина сверхпроводящего перехода составляет около 40 К уже при токе 1 мА, причем до температуры приблизительно 180 К со стороны высоких температур ход зависимости  $\rho$  описывается законом Мотта

$$\rho(T) = \rho_0 \exp[(T_0/T)^{1/4}].$$

На рис. 2 приведены зависимости падения напряжения на образце от поперечного магнитного поля, направленного вдоль широкой плоскости образца при 77 К. Измерения сначала были выполнены для образца № 1 с размерами  $10 \times 4 \times 2$  мм, а затем его толщина  $h = 2$  мм была уменьшена в 2 раза (образец № 2).

На рис. 3 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов разной толщины в отсутствие магнитного поля и в поперечном поле 2.2 кЭ при 77 К.

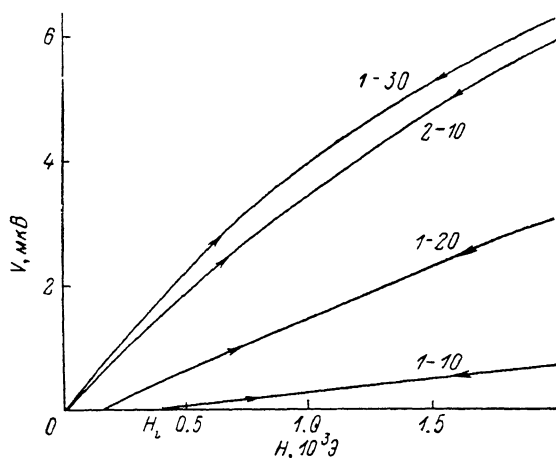


Рис. 2. Зависимости падения напряжения на образце от магнитного поля при 77 К. Толщина образцов № 1 и 2 равна 2 и 1 мм соответственно. Первая цифра у кривых — номер образца, вторая — измерительный ток (в мА).

## 2. Обсуждение результатов

Согласно существующей теории сверхпроводников второго рода [3-5], в отсутствие внешнего магнитного поля (мейснеровское состояние) и в магнитном поле, заметно превышающем нижнее критическое поле  $H_{c1}$  (смешанное состояние), должны иметь место следующие отличительные особенности.

В смешанном состоянии при достаточно больших токах ВАХ  $V(I)$  представляют собой прямые линии, наклон которых определяет удельное сопротивление  $\rho_f$ , связанное с удельным сопротивлением в нормальном состоянии  $\rho_n$  приближенным соотношением

$$\rho_f = \rho_n \frac{H}{H_{c2}}, \quad (1)$$

где  $H_{c2}$  — верхнее критическое магнитное поле. Без внешнего магнитного поля ВАХ не должны выходить на линейную асимптоту, так как магнитное поле в этом случае само пропорционально току, что, согласно (1), должно приводить к параболической зависимости  $V(I)$ .

В смешанном состоянии экстраполяция линейного участка ВАХ до пересечения с осью абсцисс (осью токов) дает один из способов определения критического тока [3], который следующим образом связан с силой пиннинга  $f$  на единицу длины вихря:

$$I_c = \frac{cf}{\Phi_0} S, \quad (2)$$

где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $S$  — сечение образца. В отсутствие же внешнего магнитного поля критический ток не может быть меньше, чем ток, создающий магнитное поле  $H_{c1}$  [4], так как в противном случае вихри, движение которых приводит к резистивности, не могут проникнуть в образец.

Обратимся теперь к экспериментальным результатам. Во внешнем магнитном поле ВАХ при больших токах выходят на линейные участки (рис. 3), при этом тангенс угла наклона этих участков увеличивается в два раза при уменьшении в два раза толщины образца. Критические токи, определенные путем экстраполяции линейных участков ВАХ во внешнем магнитном поле до пересечения с осью токов, также оказываются пропорциональными сечению образца (рис. 3). Это означает справедливость соотношения (2), если считать, что сила пиннинга не зависит от размеров сечения образца.

Используя данные рис. 3, получаем, что плотность критического тока в поле 2.2 кЭ составляет  $1.5 \text{ A/cm}^2$ .

Как следует из рис. 3, ВАХ и в отсутствие внешнего магнитного поля выходят на линейную асимптотику. Это позволяет и в данном случае определить критические токи, которые также оказываются пропорциональными сечению образца. Для плотности критического тока в отсутствие внешнего магнитного поля получаем значение  $15 \text{ A/cm}^2$ .

Используя соотношение  $H \approx 2\pi J_c / cb$ , можно оценить поле, создаваемое критическими токами. Оказывается, что это поле, которое заведомо должно превышать поле  $H_{c1}$ , составляет не более 0.5 Э. Это означает, что

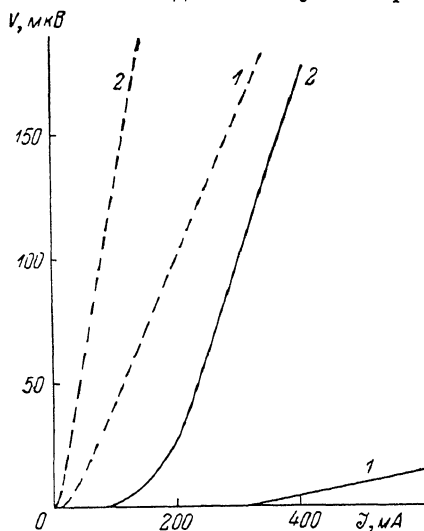


Рис. 3. ВАХ образцов при 77 К в отсутствие магнитного поля (сплошные линии) и в магнитном поле 2.2 кЭ (штрихи).

Цифры указывают номера образцов.

наши образцы уже в поле Земли (которое в наших экспериментах не контролировалось) должны находиться в смешанном состоянии, что и объясняет перечисленные выше особенности ВАХ в отсутствие приложенного магнитного поля (линейная асимптотика и пропорциональность критических токов сечению образца). Полученное таким образом исключительно малое значение нижнего критического поля ( $H_{c1} \leq 0.5 \text{ Э}$ ) может быть связано с наличием в образце множественных слабых связей (джозефсоновских контактов), вдоль которых магнитное поле легко проникает в образец. Такие связи могут возникать на границах зерен в керамике и/или на границах структурных двойников (доменов) в отдельных монокристаллических зернах [6]. При этом вплоть до некоторого поля  $H_i$  вихревые линии остаются в слабых связях, и только при  $H > H_i$  начинается проникновение вихрей в объем сверхпроводящих гранул, внутри которых сверхпроводящую среду можно считать однородной [7]. С этой точки зрения поле  $H_i$  можно рассматривать как нижнее критическое поле однородного сверхпроводника, в котором отсутствовали бы слабые связи.

Экстраполируя линейный участок зависимости  $V(H)$  на рис. 2 (1—10) до пересечения с осью абсцисс, получаем  $H_i \approx 400 \text{ Э}$ . Здесь важно отметить, что, поскольку при  $H > H_i$  ожидается изменение динамических и статических свойств вихрей, в частности ослабление их пиннинга, на эксперименте легко принять поле  $H_i$  за нижнее критическое поле образца  $H_{c1}$ ,

хотя на самом деле последнее, как следует из приведенных выше данных, по крайней мере на три порядка меньше, чем поле  $H_i$ . Использование полученных нами экспериментальных данных позволяет определить и некоторые другие характеристики образцов. Из линейной зависимости  $V(H)$  (рис. 2, 1—10) в соответствии с (1) получаем  $H_{c2} \approx 150$  кЭ. Поскольку наши образцы обладают достаточно сильным эффектом Мейснера (80—90 %), то, согласно [7], масштаб  $(\Phi_0/H_i)^{1/2}$  определяет лондоновскую глубину проникновения поля в объем гранулы, которая по этой оценке составляет около  $10^{-5}$  см. Используя (2), получаем для силы пиннинга  $f$  значения  $3 \cdot 10^{-8}$  и  $3 \cdot 10^{-9}$  дин/см в отсутствие магнитного поля и в поле 2.2 кЭ соответственно.

Эти результаты подтверждают предположение о более сильном пиннинге вихрей в слабых связях в интервале полей  $H_{c1} < H < H_i$ . Интересно отметить, что полученные нами значения силы пиннинга на много порядков меньше значений, характерных для жестких сверхпроводников [9], и на три порядка меньше, чем в керамике La—Sr—Cu—O [8].

Таким образом, на основании вышеизложенного можно предположить, что наблюдаемые малые величины критических токов в керамике  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  определяются слабыми связями между гранулами, которые могут легко разрываться и инициировать тем самым фазовый переход перколяционного типа. Этот вывод подтверждается также нашими экспериментами с композитами  $YBa_2Cu_3O_{7-x}-Al_2O_3$  со связностью O—O. При содержании  $Al_2O_3$  от 1 до 70 об. % все образцы обладали эффектом Мейснера, однако уже при концентрации  $Al_2O_3$  всего лишь 1 % резистивный сверхпроводящий переход не наблюдался даже при токе 0.01 мА.

Авторы благодарят А. М. Дьяконова за помощь в измерениях и Н. В. Зайцеву за проведение рентгеновского фазового анализа.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Cava R. J. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 16, p. 1676.
- [2] Mooji J. H. Phys. St. Sol., 1973, vol. A17, p. 521—530.
- [3] Хюбекер Р. П. Структуры магнитных потоков в сверхпроводниках. Л.: Машиностроение, 1984.
- [4] Сан Жом Д., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводимость второго рода. М.: Мир, 1970.
- [5] Кемпбелл А., Иветс Дж. Критические токи в сверхпроводниках. М.: Мир, 1975. 332 с.
- [6] Deutscher G., Müller K. A. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 59, N 15, p. 1745—1747.
- [7] Сонин Э. Б. Письма в ЖЭТФ, 1988, т. 47.
- [8] Капустин Г. А., Мейлихов Е. З., Олейник С. В., Шапиро В. Г. В сб.: Сверхпроводимость. М., 1987.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
15 марта 1988 г.