

## ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Я. В. Копелевич, В. В. Леманов, П. П. Сырников

Исследованиям температурной зависимости удельного сопротивления монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  посвящен ряд работ [1-3]. Все такие исследования проводятся обычно на монокристаллах малых размеров (типичные размеры —  $0.5 \times 0.5 \times 0.05$  мм) методом Монтгомери [4]. В настоящей работе поставлена задача на одном и том же образце провести измерения удельного сопротивления, используя методы Монтгомери и Ван-дер-По [5], а также изучить характер температурных зависимостей сопротивления и его анизотропию.

Монокристаллы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  выращивались методом, аналогичным предложенному в [6]. Извлеченные из шихты монокристаллы отжигались в атмосфере кислорода при  $500^\circ\text{C}$ . Измерение температурной зависимости сопротивления проводилось на образце с размерами  $l_1 \times l_2 \times l_3 = 2.5 \times 2.3 \times 0.07$  мм (рис. 1) в интервале температур  $4.2-300$  К на постоянном токе  $1-20$  мА. Электрические контакты, сопротивление которых не превышало  $1$  Ом, приготавливались вжиганием серебряной пасты при температуре  $200^\circ\text{C}$ . Площадь контакта составляла около  $0.5$  мм<sup>2</sup>.

Из температурных зависимостей «сопротивлений»  $R_{12,34}(T)$  и

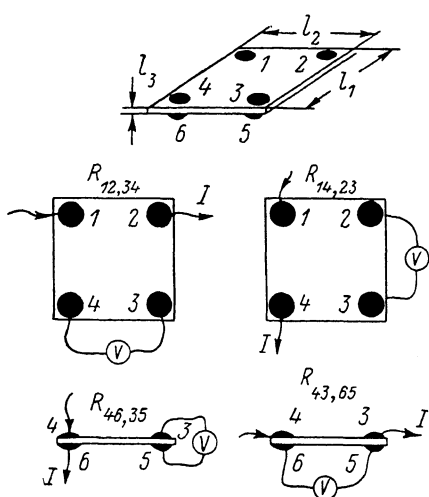


Рис. 1. Расположение измерительных контактов на образце.

$R_{14,23}(T)$  в двух взаимно перпендикулярных направлениях в плоскости  $(ab)$  (рис. 2) видно, что в обоих направлениях относительное изменение  $R_{ik}, i_m$  с температурой одинаково, т. е.  $\Delta R_{12,34}(T)/R_{12,34} = \Delta R_{14,23}(T)/R_{14,23}$ .

На основании этого равенства можно, согласно [7], сделать вывод об изотропии температурного коэффициента сопротивления  $\text{TKC} = (1/\rho)(d\rho/dT)$  в плоскости  $(ab)$ . Если предположить отсутствие анизотропии удельного сопротивления в этой плоскости ( $\rho_1 = \rho_2 = \rho_{ab}$ , где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — удельные сопротивления вдоль  $l_1$  и  $l_2$  соответственно), то  $\rho_{ab}$ , согласно Ван-дер-По [5], определяется по формуле

$$\rho_{ab} = \frac{\pi l_3}{2 \ln 2} (R_{12,34} + R_{14,23}) f(R_{12,34}/R_{14,23}), \quad (1)$$

где  $f(R_{12,34}/R_{14,23})$  — корректирующая функция. Температурная зависимость сопротивления  $\rho_{ab}$ , рассчитанного по формуле (1), приведена на рис. 3, 1.

Для получения температурных зависимостей  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$  методом Монтгомери требуется измерение температурных зависимостей  $R_{46,35}$  и  $R_{43,65}$  (рис. 2). Расчет  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$ , выполненный в соответствии с [4], также основывался на предположении изотропии удельного сопротивления в плоскости  $(ab)$ . При расчете вместо  $l_2$  бралась длина кратчайшего токового пути

между контактами 3, 4 или 5, 6, равная 0.6 мм. Температурные зависимости  $\rho_{ab}$  и  $\rho_c$ , вычисленные методом Монтгомери, приведены на рис. 3, 2, 3. Из этого рисунка видно, что температурная зависимость сопротивления носит металлический характер в плоскости (ab) и полупроводниковый вдоль оси с. Отношение сопротивлений  $\rho_c/\rho_{ab}$  (фактор анизотропии) увеличивается от 100 при 300 К до 600 при 100 К. Из рис. 3 следует также, что  $\rho_{ab}$  в нормальной фазе линейным образом меняется с температурой, причем при температуре около 180 К наблюдается четко выраженный излом зависимости  $\rho_{ab}(T)$ , т. е. ТКС претерпевает скачок.

Сравнивая температурные зависимости удельного сопротивления в плоскости (ab), полученные методами Ван-дер-По и Монтгомери, можно заключить, что их ход получается одинаковым для обоих методов. Абсо-

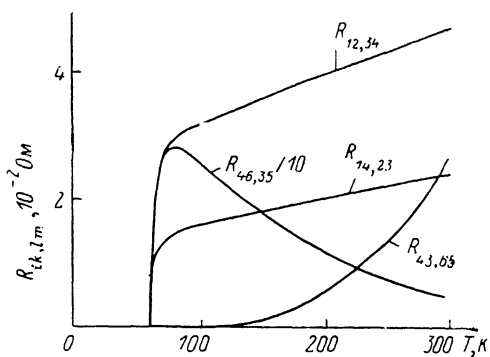


Рис. 2. Температурные зависимости  $R_{ik, l_m}$ .

Величина  $R_{ik, l_m}$  определяется как отношение напряжения на контактах  $l, m$  к току, протекающему от  $i$  к  $k$ .

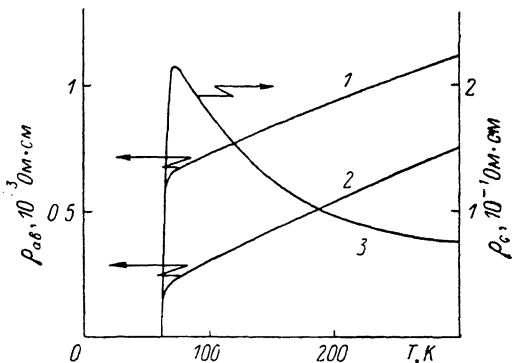


Рис. 3. Температурные зависимости удельного сопротивления в плоскости (ab) (1 — метод Ван-дер-По, 2 — метод Монтгомери) и вдоль оси с (3 — метод Монтгомери).

лютные же величины  $\rho_{ob}$ , полученные двумя методами, отличаются на 50 %. Такое различие может быть связано с неточечностью контактов [8].

В [9] на основании экспериментальных данных [1] было показано, что температурная зависимость  $\rho$  описывается общей формулой

$$\rho = A/B + BT, \quad (2)$$

причем предполагается, что в плоскости (ab)  $\rho$  меняется с температурой по закону  $\rho_{ab} = B_{ab}T$ , а вдоль оси с — по закону  $\rho_c = A_c/T$ . Следующее из эксперимента [1] отличие от нуля коэффициентов  $A_{ab}$  и  $B_c$  связывается в [9] с погрешностью в геометрическом расположении контактов. Согласно [9], такое поведение  $\rho(T)$  свидетельствует в пользу модели резонирующих валентных связей, предложенной Андерсоном [10] для объяснения механизма высокотемпературной сверхпроводимости. Из экспериментальных данных настоящей работы также следует, что  $\rho(T)$  описывается формулой (2). Это же имеет место и для экспериментальных результатов работы [2]. Из данных настоящей работы и работ [1, 2] следует, что при уменьшении от образца к образцу фактора анизотропии  $\rho_c/\rho_{ob}$  от 600 до 80 (при 100 К) коэффициент  $A_c$  уменьшается от 18 до 1 Ом·см·К при маломеняющемся коэффициенте  $B_{ab}$  (от  $2.5 \cdot 10^{-6}$  до  $1.4 \cdot 10^{-6}$  Ом·см·К<sup>-1</sup>). При этом наблюдается тенденция к переходу от полупроводникового характера зависимости  $\rho_c(T)$  к металлическому.

В заключение отметим, что скачок ТКС при 180 К наблюдался ранее и в керамических образцах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [11]. Анализ литературных данных показывает, что в монокристаллах  $RBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $R=Y, Gd, Eu$ ) также имеется скачок ТКС в области температур 170–200 К, что свидетельствует о наличии фазового перехода при этих температурах как в монокристаллах, так и в керамике.

Авторы благодарят В. А. Санину и Э. Б. Солина за обсуждение результатов.

- [1] *Tozer S. W., Kleinsasser A. W., Penney T. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 59, N 15, p. 1768—1771.
- [2] *Бураков Л. И., Винников Л. Я., Емельченко Г. А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, т. 47, № 1, с. 50—52.
- [3] *Макаренко И. Н., Никифорова Д. В., Быков А. Б.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, т. 47, № 1, с. 52—56.
- [4] *Montgomery H. C. J.* Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 7, p. 2971—2975.
- [5] *Van der Pauw L. J.* Phil. Res. Rep., 1958, vol. 13, p. 1—9.
- [6] *Schneemeyer L. F., Warczak J. V., Siegrist T. et al.* Nature, 1987, vol. 328, N 6131, p. 601—603.
- [7] *Wasscher J. D.* Phil. Res. Rep. Suppl., 1969, N 8, p. 1—82.
- [8] *Кучис Е. В.* Методы исследования эффекта Холла. М.: Сов. радио, 1974. 328 с.
- [9] *Anderson P. W., Zou Z.* Phys. Rev. Lett., 1988, vol. 60, N 2, p. 132—135.
- [10] *Anderson P. W.* Science, 1987, vol. 235, N 4793, p. 1196—1198.
- [11] *Копелевич Я. В., Леманов В. В., Сонин Э. Б., Сырников П. П.* ФТТ, 1988, т. 30, № 8, с. 2432—2436.

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

Поступило в Редакцию  
10 июня 1988 г.

УДК 539.67; 538.945-ч

Физика твердого тела, том 30, в. 10, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 10, 1988

## ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА И МОДУЛЯ ЮНГА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ МЕТАЛЛОКЕРАМИКЕ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

Ю. А. Буренков, В. И. Иванов, А. Б. Лебедев, Б. Л. Баскин,  
Б. К. Кардашев, С. П. Никаноров, Ю. П. Степанов, В. Г. Флейшер,  
В. Н. Варюхин, О. И. Дацко, А. В. Резников

В настоящее время уже имеется немало сведений о поведении модулей упругости и поглощения ультразвука в сверхпроводящих керамиках системы  $Y-Ba-Cu-O$  [1-8]. В ряде работ обнаружены аномалии в поведении модуля и поглощения в районе температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$ . Принципиальной, на наш взгляд, является работа [7], где показано, что аномальное поведение модуля является следствием крупнозернистой структуры образцов, изготовленных по «сухой» технологии. В образце, приготовленном по «мокрой» технологии, где размер зерна на порядок меньше и форма зерен близка к сферической, аномалии на температурной зависимости модуля отсутствовали. Сверхпроводящий переход наблюдался и в том, и в другом случае. Авторы [7] сделали вывод, что аномалии на зависимости модуля Юнга от температуры  $E(T)$ , а также несовпадение кривых  $E(T)$ , измеренных при охлаждении и отогреве (температурный гистерезис), не связаны с наличием сверхпроводящего перехода, а обусловлены лишь структурным несовершенством керамики.

В настоящей работе исследуются температурные зависимости (в интервале 6—300 К) модуля Юнга  $E$  и логарифмического декремента колебаний  $\delta$  на частоте около 100 кГц резонансным методом составного пьезоэлектрического вибратора. Этот метод имеет преимущество при исследовании внутреннего трения в керамиках по сравнению с высокочастотными эхо-импульсными методиками, так как на высоких частотах (порядка десятков МГц) существенный вклад в поглощение вносит механизм рассеяния ультразвука на неоднородностях [1, 4, 8]. Для регистрации декремента, амплитуды колебаний, резонансной частоты и электроспро-