

ПОСТОЯННАЯ ХОЛЛА, ТЕРМОЭДС И ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ В $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 100—450 К

П. П. Константинов, М. В. Ведерников, А. Т. Бурков,
В. Г. Деуниткин, Д. А. Колгунов, В. А. Алексеев,
Д. А. Лапшин, Н. В. Шишков

Проведены измерения постоянной Холла R , коэффициента термоэдс S и электросопротивления ρ на одном и том же образце высокотемпературной сверхпроводящей (ВТСП) керамики с составом $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при температурах 100—450 К.

Образец был приготовлен керамическим методом с последующим отжигом в атмосфере кислорода и, согласно рентгенодифрактометриче-

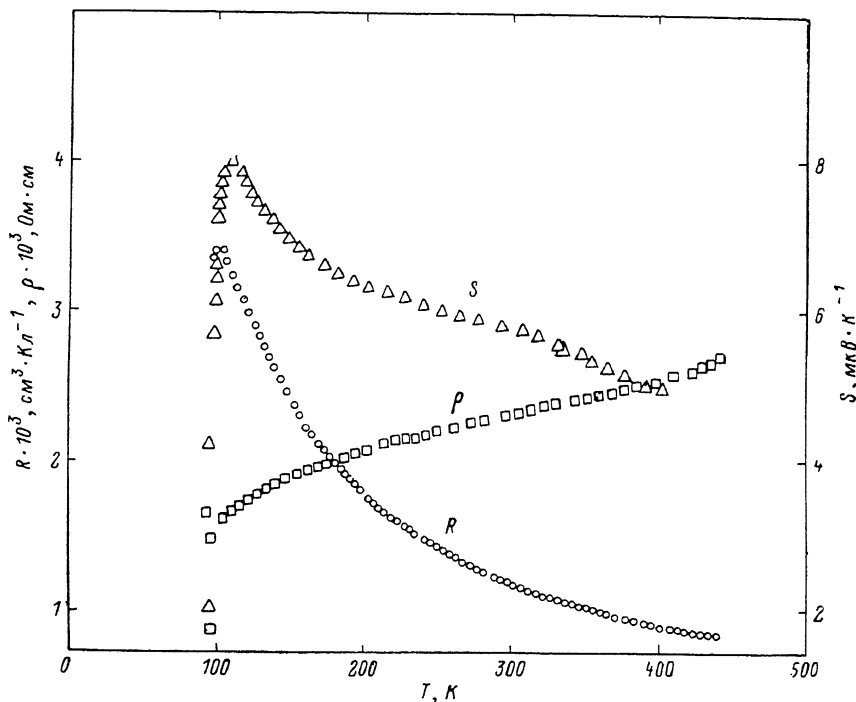


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления ρ , термоэдс S и постоянной Холла R в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

ским исследованиям, имел в основном ромбическую кристаллическую структуру. Измерения R и ρ выполнялись одновременно на автоматизированной установке [1]. В ней используются метод измерения ρ на переменном токе частотой 71 Гц и двухчастотный метод измерения R (магнитное поле амплитудой 1.7 кЭ и частотой 50 Гц). Измерения термоэдс проведены на автоматизированной установке [2].

На рис. 1 показаны результаты измерения зависимостей $R(T)$, $\rho(T)$ и $S(T)$. По всем свойствам переход в сверхпроводящее состояние фиксировался приблизительно при 95 К. Поведение этих свойств в области перехода и в сверхпроводящем состоянии специально не изучалось. В нормальном состоянии благодаря автоматизации получена практически непрерывная запись температурных зависимостей. По-видимому, для постоянной Холла столь подробные данные получены впервые. Также впервые, насколько нам известно, получены данные о $R(T)$ и $S(T)$ выше ком-

натной температуры. Кривая $\rho(T)$ демонстрирует так называемый «металлический» характер проводимости, при этом величина удельного сопротивления укладывается в широкий интервал значений ρ , полученный в целом ряде предыдущих работ. При понижении температуры и приближении ее к T_c наблюдается относительно более быстрое уменьшение ρ , что отмечено также в недавней работе [3]. Данные по термоэдс в интервале 100—300 К достаточно близки к новейшим результатам [3-5]. В [4], как и у нас, наблюдался участок более быстрого возрастания S при приближении к T_c . Затем в непосредственной близости от T_c S начинает

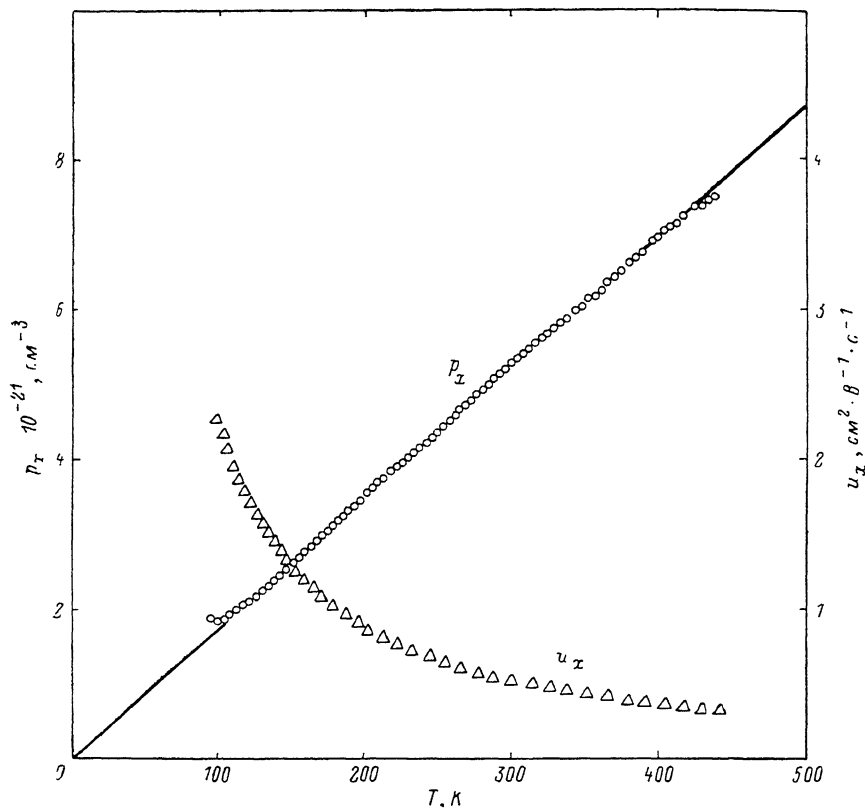


Рис. 2. Температурные зависимости холловской концентрации дырок p_x и холловской подвижности u_x в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

уменьшаться. Это обусловлено тем, что ее измерение производится при наличии разности температур на образце (в наших измерениях — это 1.5 К), а термоэдс в сверхпроводящем состоянии уменьшается до нуля.

Наибольший интерес представляет температурная зависимость постоянной Холла. Она с высокой точностью описывается обратно пропорциональной зависимостью от температуры. Наиболее наглядно это видно из рис. 2, где представлена температурная зависимость холловской концентрации дырок $p_x = 1/eR$ от температуры (на дырочный характер проводимости указывают положительные знаки S и R). Там же представлена аппроксимирующая прямая $p_x = 1.75 \cdot 10^{19} T$ (см^{-3}). По имеющимся в литературе данным можно проанализировать общность наблюдаемого поведения $R(T)$. В [6] для керамических образцов соединений $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ имеются сведения о R и ρ в интервале температур 100—300 К. Эти данные очень близки к нашим результатам как по характеру зависимостей, так и по величинам. В интервале 100—200 К представленные в [6] результаты соответствуют наблюдаемой нами зависимости $p_x(T)$, однако выше 200 К R перестает уменьшаться с температурой. Здесь следует сказать, что точность представленных в [6] данных для R , очевидно,

значительно уступает результатам настоящей работы. При подготовке настоящей статьи нам стали известны результаты работы [3], в которой отмечается, что ρ_x в $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, измеренная при четырех температурах в интервале 100—300 К, описывается линейной зависимостью. Перечисленные факты, по-видимому, свидетельствуют о том, что зависимость постоянной Холла от температуры вида $R=AT^{-1}$ является для ВТСП керамики в нормальном состоянии достаточно типичной.

В связи с этим возникает вопрос о происхождении этой зависимости. Пока, по-видимому, нельзя сделать выбор модели, но можно обсудить доводы за и против в отношении некоторых наиболее простых. В чистом виде $R \sim T^{-1}$ наблюдается в некоторых сильных парамагнетиках, тогда, когда доминирует так называемая аномальная константа Холла и выполняется закон Кюри для магнитной восприимчивости [7]. Однако в нашем случае против этого механизма свидетельствует тот факт, что, согласно [3], однофазные материалы типа «1—2—3» нельзя отнести к классу сильных парамагнетиков, для которых выполняется закон Кюри. Другим возможным источником наблюдаемой сильной зависимости $R(T)$ могло бы быть явление перетекания носителей между двумя зонами, узким пиком плотности

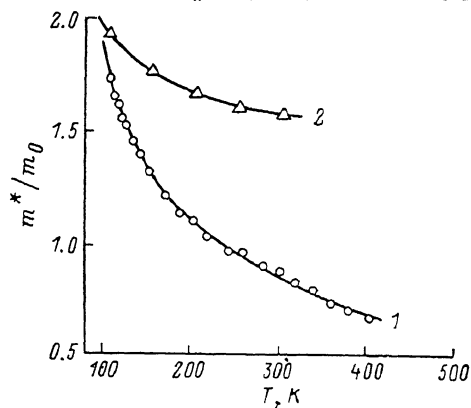


Рис. 3. Температурные зависимости эффективной массы плотности состояний для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (1) по данным наст. раб. и $\text{CdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (2) по данным [3].

состояний и зоной и т. д. В этом случае строго зависимость $R=AT^{-1}$ выполняться не должна. Она может наблюдаться только как случайный фрагмент более сложной зависимости. В связи с этим вызывает удивление отсутствие заметного отклонения экспериментальных данных от $R=AT^{-1}$ в довольно широком интервале температур. Еще одно явление могло бы объяснить сильное увеличение R с понижением температуры — это явление локализации носителей. Однако в своей простейшей форме оно плохо согласуется с наблюдаемым «металлическим» поведением проводимости и с сильным увеличением холловской подвижности u_x при понижении температуры. Зависимость $u_x(T)=R(T)/\rho(T)$ приведена на рис. 2 и функционально хорошо описывается степенной функцией $u_x \sim T^{-1.3}$.

Хотя не ясна степень достоверности, с которой константа Холла отражает концентрацию дырок, мы, имея данные о $S(T)$, по формулам для термоэдс при условии полного вырождения для стандартной зоны, используя $\rho_x(T)$, провели оценку эффективной массы плотности состояний m^* , результаты которой приводим на рис. 3 в виде температурной зависимости m^* для случая, когда энергетическая зависимость времени релаксации имеет вид $\tau \sim e^{-r/0.5}$ при $r=0$ (независимость длины свободного пробега от энергии). Там же приведены результаты нашей оценки m^* для $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с использованием данных о $S(T)$ и $\rho_x(T)$, опубликованных в [3]. В обоих случаях наблюдается сходная качественная картина поведения $m^*(T)$, которая состоит в значительном возрастании m^* с понижением температуры и стремлении к величине $m^*=2m_0$ при температуре перехода в сверхпроводящее состояние. Здесь следует заметить, что, пока достоверно не определены принципиальные особенности модели проводимости ВТСП в нормальном состоянии, не следует, по-видимому, относиться к результатам нашей оценки m^* как к точным значениям.

В заключение следует сказать, что обоснованный выбор модели проводимости в нормальном состоянии новых ВТСП материалов требует деталь-

ного изучения и анализа комплекса кинетических явлений в широком интервале температур и концентраций носителей тока и, по-видимому, при учете ферми-жидкостных эффектов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Грузинов Б. Ф., Константинов П. П. ПТЭ, 1972, № 5, с. 225—227.
 [2] Бурков А. Т., Ведерников М. В. Метрология, 1981, № 4, с. 53—58.
 [3] Cheong S. W., Brown S. E., Fisk Z. et al. Phys. Rev. B, 1987, vol. 36, N 7, p. 3913—3916.
 [4] Bayot V., Delannay F., Dewitte C. et al. Proc. European workshop on: High T_c superconductors and potential applications. Genova, 1987, p. 99—100.
 [5] Howson M. A., Wang J., Jassin S. et al. Proc. European workshop on: High T_c superconductors and potential applications. Genova, 1987, p. 373—374.
 [6] Uchida S., Tajima S., Takagi H. et al. Jpn. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, suppl. 3, p. 1105—1106.
 [7] Hurd C. M. The Hall Effect in Metals and Alloys. New York; London: Plenum Press, 1972. 400 p.

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

Поступило в Редакцию
19 февраля 1988 г.

УДК 54 124/128+588.11

Физика твердого тела, том 30, в. 7, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 7, 1988

ДВУХЭЛЕКТРОННЫЙ ПЕРЕНОС В КЛАСТЕРАХ СМЕШАННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ

М. И. Белинский, Б. С. Цукерблат

1. В настоящее время спектроскопическими и дифракционными методами надежно доказано существование зарядово-упорядоченных кристаллов смешанной валентности (СВ) с двухэлектронным переносом типа $M(N) - M'(N-2)$ [1^{-5}]. К числу таких систем относятся квазиодномерные полупроводники на основе дисульфитных комплексов платины $Pt^{II} - Pt^{IV}$, линейные цепи гомо- и гетерометаллического типа, содержащие 4d- и 5d-металлы ($M, M' = Pt, Pd$) [$2, 3$], $M^{III}Sb^V$ ($M = Sb, Bi, In, Te, Eu, Rh$) [4], сложные окислы [5]. Корректное исследование условий зарядового упорядочения, фазовых переходов и магнитных свойств такого рода систем требует детального расчета структурной единицы типа $M(N) - M'(N-2)$. Проведенное ниже рассмотрение основано на идеях феноменологической теории смешанной валентности Андерсона—Хасегавы [6] и квантовой теории [7]. Цель настоящей работы состоит в рассмотрении электронных состояний двухатомной структурной единицы (кластера СВ с двухэлектронным переносом).

2. Рассмотрим общий случай гетерометаллической системы $M - M'$, предполагая ионы M и M' высокоспиновыми и их основные состояния в локальном кристаллическом поле невырожденными. Обозначим через s спин иона в состоянии наибольшего окисления ($s = s_{M(N-2)} = s_{M'(N-2)}$). Кластер с локализованными электронами описывается гайзенберговским гамильтонианом вида $H = -2J s_{MSM'}$ с собственными значениями $E(S) = = J [S(S+1) - (s+1)(s+3)]$ (предполагается, что обменный интеграл одинаков для двух возможных локализаций электронов); S — полный спин кластера: $S = 2s + 1, 2s, \dots, 1$. Рассмотрим теперь матричный элемент скалярного оператора двухэлектронного переноса

$$\langle s_{M(N)} s_{M'(N-2)}^S | \hat{T} | s_{M(N-2)} s_{M'(N)}^S \rangle = K \tau_0, \quad (1)$$