

АНИЗОТРОПИЯ НОРМАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ С ДЕФИЦИТОМ КИСЛОРОДА

В.Н.Зверев¹⁾, Д.В.Шовкун

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 15 июня 2000 г.

Исследованы температурные зависимости компонент ρ_{ab} и ρ_c тензора электросопротивления монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с различным содержанием кислорода. Установлено, что анизотропия сопротивления ρ_c/ρ_{ab} экспоненциально возрастает с понижением температуры. Проведено сравнение полученных результатов с предсказаниями различных моделей, описывающих поперечный транспорт в нормальном состоянии купратных высокотемпературных сверхпроводников.

PACS: 74.72.Bk

Известно, что купратные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) – сильно анизотропные вещества с ярко выраженной слоистой структурой. Общей особенностью этих соединений является наличие в них купратных CuO_2 -плоскостей, которые, как считается, ответственны за сверхпроводимость. Несмотря на то, что экспериментальные и теоретические исследования нормальной проводимости купратных ВТСП интенсивно ведутся с самого момента открытия высокотемпературной сверхпроводимости, механизм проводимости в нормальном состоянии до сих пор является предметом дискуссии.

В плоскости CuO_2 -слоев проводимость купратных ВТСП является металлической, а удельное сопротивление ρ_{ab} линейно уменьшается с понижением температуры в широком интервале температур. Для объяснения такой зависимости предлагались RVB-модель, основанная на введении новых квазичастиц – холлонов и спинов [1] и теория маргинальной ферми-жидкости [2]. Впрочем, такую зависимость вполне успешно можно объяснить обычным электрон-фононным рассеянием [3].

В поперечном к CuO_2 -слоям направлении в образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ даже при оптимальном уровне допирования ($x \approx 0$) сопротивление может возрастать при понижении температуры [4], а по мере уменьшения концентрации кислорода зависимость $\rho_c(T)$ становится все более резкой и характеризуется отрицательной производной во всем интервале температур от комнатной до T_c . Первоначально такое поведение объяснялось несовершенством исследуемых кристаллов, а именно, влиянием полупроводниковых прослоек или учетом беспорядка и эффектов локализации для движения поперек CuO_2 -плоскостей [5]. Позже было предложено несколько теоретических моделей, объясняющих такое поведение в идеальных кристаллах. Теория Андерсона и Зу [1] предсказывает температурную зависимость, в которой помимо линейного по температуре члена имеется также член, пропорциональный $1/T$. Гораздо более сильное – экспоненциальное возрастание предсказывает теория Александра и Мотта [6, 7]. В рамках этой теории поперечная проводимость осуществляется посредством поляронов, концентрация которых экспоненциально падает при понижении температуры за счет связывания поляронов в биполярны.

¹⁾ e-mail: zverev@issp.ac.ru

Недавно Абрикосовым [8] был предложен новый механизм переноса носителей вдоль оси c в ВТСП – процесс резонансного туннелирования электронов между CuO_2 -плоскостями через локализованные состояния в цепочках CuO . Подчеркнем, что теория Абрикосова требует, чтобы центры, через которые идут процессы резонансного туннелирования, располагались точно посередине между соседними CuO_2 -плоскостями. Такая ситуация автоматически реализуется в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с пониженным содержанием кислорода, где роль таких резонансных уровней могут играть фрагменты разорванных CuO -цепочек. В какой мере модель Абрикосова описывает другие купратные ВТСП – неизвестно. Как следует из расчета [8], температурная зависимость анизотропии электросопротивления для этого процесса должна описываться формулой

$$\rho_c / \rho_{ab} = AT \cosh^2(T_0/T), \quad (1)$$

где A – константа, зависящая от параметров электронного спектра и степени допирования кристалла, T_0 – характерная энергия активации, определяемая энергетическим положением уровней, через которые идут процессы резонансного туннелирования. Соотношение (1) должно выполняться в образцах с концентрацией кислорода ниже оптимальной, когда CuO -цепочки разорваны, а ограничение снизу по концентрации кислорода возникает вблизи перехода металл – диэлектрик из-за конкуренции с процессами прямого туннелирования носителей между CuO_2 -плоскостями. Насколько нам известно, после появления теории [8] экспериментальных работ, посвященных проверке этой модели, пока опубликовано не было.

Целью данной работы является экспериментальное исследование температурных зависимостей анизотропии сопротивления совершенных монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при разных концентрациях носителей и сравнение полученных результатов с теорией. Для таких исследований необходимо измерять на одном и том же образце компоненты ρ_{ab} и ρ_c тензора электросопротивления при разных уровнях допирования. Мы использовали для этой цели методику [9], позволяющую рассчитать эти компоненты из измерений разностей потенциалов, возникающих на противоположных поверхностях центральной части образца при пропускании тока через контакты, расположенные на краях одной из поверхностей (dc flux transformer method). Эти измерения требуют как минимум шести контактов (двух токовых и четырех потенциальных). Мы работали с образцами, имеющими восемь контактов –

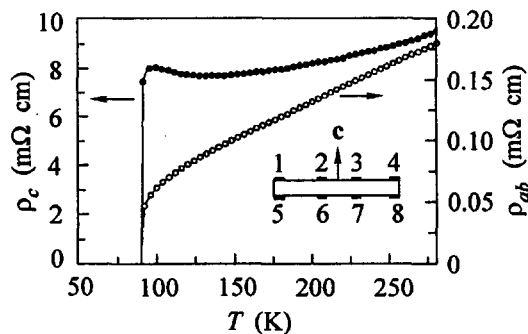


Рис.1. Температурная зависимость компонент ρ_{ab} и ρ_c удельного сопротивления исходного монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. На вставке показана геометрия контактов

по четыре на каждой из поверхностей (см. рис.1). Это позволяло проводить измерения, пропуская ток как через верхнюю пару токовых контактов (контакты 1,4),

так и через нижнюю (контакты 5,8), регистрируя каждый раз напряжения $V_{2,3}$ и $V_{6,7}$ с последующим усреднением результатов измерений. Это позволяло свести к минимуму ошибку, связанную с неточностью в расположении контактов.

В данной работе представлены результаты, полученные на монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, имеющем форму прямоугольной пластины размером $1.5 \times 0.2 \times 0.05$ мм, для которой кристаллографическое направление совпадало с нормалью к плоскости пластины. Контакты изготавливались на поверхностях, перпендикулярных оси c , приклеиванием золотых проволочек диаметром 30 мкм серебряной пастой. Размер контактных площадок не превышал 0.15 мм, сопротивление вожженных контактов было порядка 1 Ом. Исходные монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ были выращены в ZrO_2 -тигле по методу, описанному в работе [10]. После отжига при 500°C в кислороде образцы имели узкий сверхпроводящий переход шириной менее 0.5 К и критическую температуру $T_c \approx 91$ К (рис.1). Необходимое пониженное содержание кислорода достигалось выбором температуры отжига образца на воздухе при атмосферном давлении и последующей закалкой в жидком азоте в соответствии с данными работ [11–13].

При отжиге образцы засыпались порошком $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ для сохранения высокого качества поверхности.

Для измерений температурных зависимостей сопротивления образец и размещенные рядом термометр и нагреватель помещались внутри стеклянного сосуда Дьюара, который погружался в жидкий гелий дном вверх. Для повышения однородности температуры образец помещался в сапфировый контейнер.

Температурные зависимости $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ исходного оптимально легированного монокристалла представлены на рис.1. Как видно из рисунка, зависимость $\rho_{ab}(T)$ линейна почти во всем температурном интервале, кроме области вблизи T_c , где отклонения от линейности обусловлены флуктуационной сверхпроводимостью. Зависимость $\rho_c(T)$, напротив, нелинейна и характеризуется вблизи T_c наличием участка с отрицательным наклоном. Характерные значения компонент тензора электросопротивления и их температурные зависимости соответствуют тому, что обычно наблюдается на качественных монокристаллах [4].

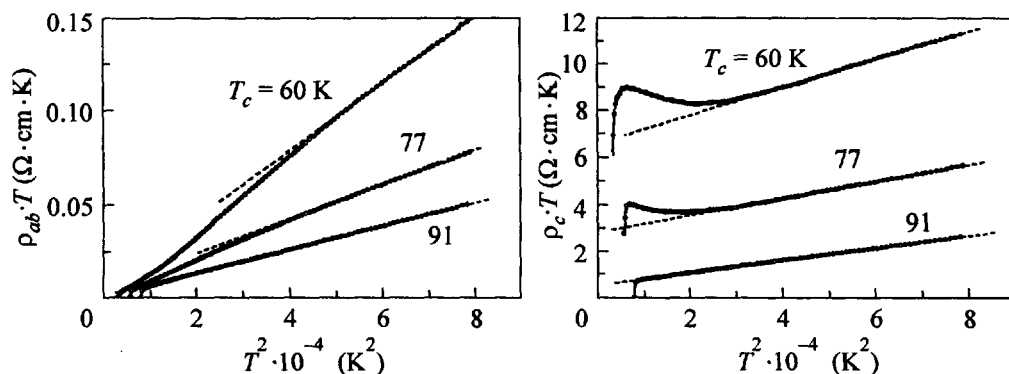


Рис.2. Температурные зависимости $\rho_{ab}T$ и ρ_cT в функции T^2 на образцах с разным содержанием кислорода. Штриховые линии проведены по прямолинейным участкам на экспериментальных кривых

Как видно из рис.2, зависимость $\rho_c(T)$ спрямляется, если откладывать произведение $\rho_c T$ в функции T^2 . Этот факт, означающий, что температурная зависимость $\rho_c(T)$ имеет вид

$$\rho_c = A_c/T + B_c T, \quad (2)$$

в ряде работ использовался в качестве аргумента в пользу RVB-модели, которая предсказывает именно такой тип температурной зависимости для обеих компонент тензора электросопротивления [1]. В данной работе мы хотели бы обратить внимание на то, что при уменьшении уровня допирования ниже оптимального температурные зависимости как $\rho_{ab}(T)$, так и $\rho_c(T)$ уже не описываются зависимостью типа (2), что демонстрируют кривые, соответствующие состояниям образца с $T_c < 91$ К на рис.2.

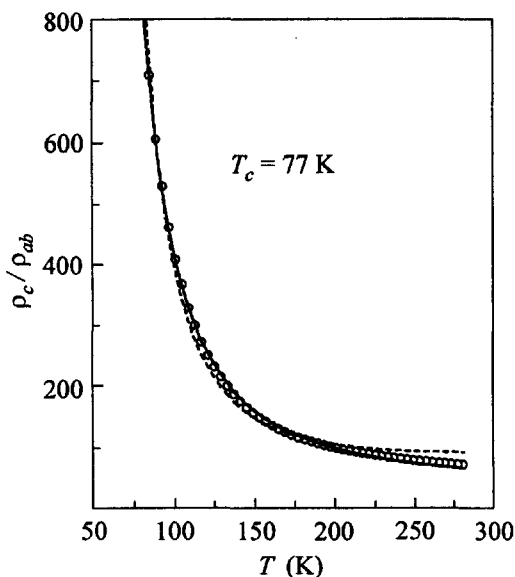


Рис.3. Температурная зависимость анизотропии сопротивления образца с $T_c = 77$ К. Штриховая и сплошная кривые – результаты интерполяции по формулам (1) и (3) соответственно

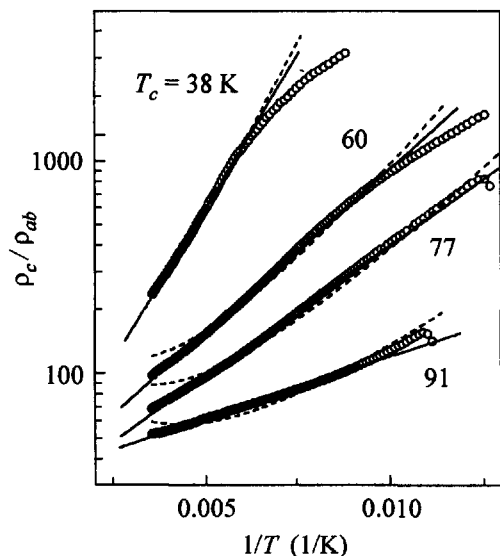


Рис.4. Температурные зависимости анизотропии сопротивления образцов с разной степенью допирования. Штриховые кривые – результаты интерполяции по формуле (1)

Перейдем теперь непосредственно к результатам по анизотропии сопротивления. Температурная зависимость ρ_c/ρ_{ab} на образце с пониженным содержанием кислорода ($T_c = 77$ К, $x \approx 6.77$) представлена на рис.3. Результат аппроксимации экспериментальных данных по формуле (1) представлен штриховой линией, которой соответствуют оптимальные значения параметров $A = 0.178$ К $^{-1}$, $T_0 = 223$ К. На том же рисунке для сравнения показан сплошной кривой результат аппроксимации экспоненциальной зависимостью

$$\rho_c/\rho_{ab} = A_1 \exp(\Delta/T). \quad (3)$$

Как видно из рисунка, формула (1), хотя и позволяет неплохо описать экспериментальную зависимость, но делает это заметно хуже, чем активационная экспонента (3). На рис.4 температурные зависимости анизотропии сопротивления для нескольких уровней допирования кислородом представлены в логарифмической шкале

в функции обратной температуры. В этих координатах экспериментальные зависимости действительно неплохо спрямляются, в то время как зависимость, отвечающая формуле (1) (штриховые линии), значительно расходится с экспериментом. Отметим, что оптимизация зависимостей по формулам (1) и (3) проводилась в одном и том же температурном диапазоне для каждого состояния образца. При высоких значениях анизотропии сопротивления $\rho_c/\rho_{ab} > 10^3$ наблюдается насыщение температурной зависимости, наиболее заметное на верхней кривой. По-видимому, это связано с эффектами шунтирования проводимости вдоль оси c , например, за счет процессов прямого туннелирования носителей между CuO_2 -слоями или проводимостью вдоль дислокаций или каких-либо других дефектов образца. Насыщение температурной зависимости $\rho_c(T)$ приводит к сужению интервала, на котором температурная зависимость может быть описана в рамках одной из обсуждаемых теоретических моделей. Для верхней кривой этот интервал сужается до области $150 \text{ K} < T < 280 \text{ K}$, внутри которой различие в зависимостях (1) и (3) становится незначительным.

Прямолинейным участкам на зависимостях, представленных на рис.4, соответствуют характерные энергии активации Δ , возрастающие с понижением T_c и равные 146 К, 295 К, 356 К и 665 К для четырех представленных кривых. При этом предэкспоненциальный множитель A_1 практически не меняется и лежит в пределах значений $20 \div 30$. Наблюдающаяся экспоненциальная зависимость анизотропии сопротивления может быть связана либо с тем, что носителям приходится преодолевать энергетический барьер для движения поперек CuO_2 -плоскостей, либо концентрация носителей, участвующих в поперечном транспорте, экспоненциально зависит от температуры при $T > T_c$. Последнее возможно, например, в случае, если нормальный транспорт обеспечивается термическим распадом каким-либо образом "заранее приготовленных" электронных пар. Одной из моделей, приводящих к температурной экспоненте в концентрации нормальных возбуждений, является биполяронная модель Александрова и Мотта [6, 7], в которой проводимость вдоль оси c осуществляется термически возбужденными поляронами. Это должно приводить к температурной зависимости анизотропии сопротивления типа (3) с характерной энергией активации, равной половине энергии связи биполяронов, которая не зависит от температуры, но растет с понижением концентрации носителей. Отметим, что экспоненциальная температурная зависимость анизотропии сопротивления наблюдалась ранее в монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ с различным содержанием кислорода [14] и интерпретировалась в рамках этой модели.

Таким образом, в работе установлено, что температурная зависимость анизотропии электросопротивления монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с дефицитом кислорода в области $0 < x < 0.5$ лучше всего описывается экспоненциальной зависимостью. Теория Абрикосова качественно согласуется с экспериментом, но приводит к более сильным температурным зависимостям. RVB-теория не описывает экспериментальные результаты на образцах с концентрацией кислорода ниже оптимальной.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру, В.В.Рязанову и М.Р.Трунину за ценные замечания, Г.А.Емельченко и И.Г.Науменко за предоставленные монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 98-02-16636) и Государственной программы "Сверхпроводимость" (# 96-060).

1. P.W.Anderson and Z.Zou, *Phys.Rev. Lett.* **60**, 132 (1988).
2. C.M.Varma, P.B.Littlewood, S.Schmitt-Rink et al., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1996 (1989).
3. Г.М.Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 275 (1988).
4. Y.Iye, in *Physical properties of High T_c Superconductors*, Ed. D.M.Ginsberg, World Scientific, Singapore, 1992.
5. A.G.Rojo and K.Levin, *Phys. Rev.* **B48**, 16861 (1993).
6. A.S.Alexandrov and N.F.Mott, *Rep. Prog. Phys.* **57**, 1197 (1994).
7. A.S.Alexandrov, V.V.Kabanov, and N.F.Mott, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4796 (1996).
8. А.А.Абрикосов, *УФН* **168**, 683 (1998).
9. G.A.Levin, *J. Appl. Phys.* **81**, 714 (1997).
10. М.Р.Трунин, А.А.Жуков, Г.А.Емельченко, И.Г.Науменко, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 893 (1997).
11. A.N.Lavrov and L.P.Kozeeva, *Physica C***253**, 313 (1995).
12. A.N.Lavrov and L.P.Kozeeva, *Physica C***248**, 365 (1995).
13. V.F.Gantmakher, L.P.Kozeeva, A.N.Lavrov et al., *Письма в ЖЭТФ* **65**, 834 (1997).
14. X.H.Chen, M.Yu.K.Q.Ruan, S.Y.Li et al., *Phys. Rev.* **B58**, 14219 (1998).