

Анизотропия микроволновой проводимости $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в сверхпроводящем и нормальном состояниях: кроссовер 3D–2D

М. Р. Трунин¹⁾, Ю. А. Нефедов

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

Поступила в редакцию 23 апреля 2003 г.

В интервале температур $5 \leq T \leq 200$ К измерены мнимые части микроволновой проводимости $\sigma''(T < T_c)$ и удельного сопротивления $\rho(T) = 1/\sigma(T > T_c)$ вдоль (σ''_{ab} и ρ_{ab}) и поперек (σ''_c и ρ_c) купратных ab -плоскостей кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, в котором уровень допирования кислородом x менялся от 0.07 до 0.47. Обнаружено, что в сверхпроводящем состоянии кривые $\sigma''_{ab}(T)/\sigma''_{ab}(0)$ и $\sigma''_c(T)/\sigma''_c(0)$ совпадают в оптимально допированном ($x = 0.07$) кристалле, но с увеличением x наклоны кривых $\sigma''_c(T)/\sigma''_c(0)$ при $T < T_c/3$ заметно уменьшаются на фоне слабых изменений $\sigma''_{ab}(T)/\sigma''_{ab}(0)$. При этом в нормальном состоянии $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ двумерный (2D) транспорт в ab -плоскостях всегда остается металлическим, но происходит кроссовер от друдевской (при $x = 0.07$) проводимости вдоль оси c к прыжковой (при $x > 0.07$), что подтверждается как оценками минимальной металлической и максимальной туннельной c -проводимости, так и количественным сравнением измеренных кривых $\rho_c(T)$ с рассчитанными в поляронной модели c -транспорта квазичастиц.

PACS: 74.25.–q

В последнее время повышенный интерес вызывают исследования эволюции транспортных свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в зависимости от уровня их допирования кислородом и другими примесями замещения или, иными словами, в зависимости от концентрации p дырок, происходящих на атом меди в плоскости CuO_2 . Величина p и критическая температура T_c сверхпроводящего перехода ВТСП связаны эмпирическим соотношением [1]: $T_c = T_{c,\text{max}}[1 - 82.6(p - 0.16)^2]$.

Наиболее изученной является узкая область фазовой диаграммы ВТСП, соответствующая оптимальному допированию ($p \approx 0.16$) и максимальным значениям критической температуры $T_c = T_{c,\text{max}}$. В нормальном состоянии оптимально допированных ВТСП удельное сопротивление $\rho_{ab}(T)$ купратных ab -плоскостей растет пропорционально температуре, $\Delta\rho_{ab}(T) \propto T$. Величина $\rho_{ab}(T)$ намного меньше сопротивления в перпендикулярном направлении $\rho_c(T)$, которое тоже имеет металлический характер (производные $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ по температуре положительны). Исключением является самое анизотропное среди ВТСП соединение Bi-2212 (отношение $\rho_c/\rho_{ab} \approx 10^5$ при $p \approx 0.16$), где сопротивление $\rho_c(T)$ растет по мере приближения T к T_c ($d\rho_c(T)/dT < 0$). Эта особенность Bi-2212 согласуется с оценкой минимальной металлической проводимости в c -направлении для

анизотропной трехмерной (3D) ферми-жидкостной модели [2]:

$$\sigma_{c,\text{min}}^{3\text{D}} = \sqrt{\rho_{ab}/\rho_c} n e^2 d^2 / h, \quad (1)$$

где $n \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ – концентрация носителей, d – период решетки вдоль оси c , h – постоянная Планка. В Bi-2212 при $T = T_c$ проводимость $\sigma_c = 1/\rho_c \ll \sigma_{c,\text{min}}^{3\text{D}}$, но в других оптимально допированных ВТСП $\sigma_c(T_c) > \sigma_{c,\text{min}}^{3\text{D}}(T_c)$. Проводимость $\sigma_{c,\text{min}}$ в (1) меньше предела $\sigma_{IR} = e^2 k_F / h$ Иоффе-Регеля в двумерном случае, $\sigma_{c,\text{min}} \approx \sqrt{\rho_{ab}/\rho_c} \sigma_{IR} d/a \ll \sigma_{IR}$ ($a \approx 2\pi/k_F$ – постоянная решетки плоскости CuO_2), в то время как $\sigma_{ab,\text{min}} \approx \sigma_{IR}$ [2].

В сверхпроводящем состоянии мерой анизотропии ВТСП служит отношение плотностей сверхпроводящей жидкости в купратных плоскостях и в перпендикулярном им направлении, равное $\sigma''_{ab}(0)/\sigma''_c(0) = \lambda_{ab}^2(0)/\lambda_c^2(0)$, где σ''_{ab} и σ''_c – мнимые части проводимости, λ_{ab} и λ_c – глубины проникновения высокочастотного поля для токов, текущих соответственно в ab -плоскостях и перпендикулярно к ним. Хорошо известно, что в высококачественных оптимально допированных монокристаллах ВТСП изменение $\Delta\lambda_{ab}(T) \propto T$ при $T < T_c/3$, и этот экспериментальный факт отражает $d_{x^2-y^2}$ симметрию параметра порядка в них [3]. В литературе нет единого мнения о низкотемпературном поведении $\Delta\lambda_c(T)$. Даже в наиболее подробно исследованных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ ($T_c \approx 93$ К) наблюдались как линейная зависимость $\Delta\lambda_c(T) \propto T$ при $T < T_c/3$ [4–6], так и квадратичная [7].

¹⁾e-mail: trunin@issp.ac.ru

Температуры отжига, параметры допирования и характеристики сверхпроводящего и нормального состояний $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

Температура отжига T , °С	Критическая температура T_c , К	Параметры допирования		Значения λ при $T = 0$		$\Delta\lambda_c(T) \propto T^\alpha$ α	λ_c/λ_{ab} при $T = 0$	$\sqrt{\rho_c/\rho_{ab}}$ при $T = 200$ К
		p	x	λ_{ab} , нм	λ_c , мкм			
500	92	0.15	0.07	152	1.55	1.0	10	11
520	80	0.12	0.26	170	3.0	1.1	18	18
550	70	0.105	0.33	178	5.2	1.2	29	16
600	57	0.092	0.40	190	6.9	1.3	36	16
720	41	0.078	0.47	198	16.3	1.8	83	35

В гораздо меньшей степени исследована широкая область псевдощелевых состояний фазовой диаграммы ВТСП, возникающих при уменьшении концентрации $p < 0.16$. При $T < T_c$ из измерений динамической восприимчивости ориентированных порошков ВТСП следует [8], что кривые $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ в них имеют меньший наклон при $T \rightarrow 0$ по сравнению с $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$. Общими свойствами нормального состояния недопированных ВТСП являются неметаллическое поведение сопротивления $\rho_c(T)$ при приближении T к T_c , отклонения от линейной зависимости $\Delta\rho_{ab}(T) \propto T$ и резкий рост отношения ρ_c/ρ_{ab} с уменьшением концентрации p . Существует много теоретических моделей, предлагающих объяснение этих свойств, но ни одна из них не описывает в полной мере эволюцию кривых $\sigma_{ab}''(T)$, $\sigma_c''(T)$ и $\rho_{ab}(T)$, $\rho_c(T)$ в широком диапазоне изменений концентрации и температуры. Не установлен механизм с-транспорта и, в частности, неясно, может ли он быть металлическим (друдевским) или при любом p проводимость вдоль оси c обусловлена туннелированием квазичастиц между купратными слоями, которое сопровождается рассеянием как в самих слоях, так и между ними.

В данной работе анализируются результаты измерений анизотропии и эволюции температурных зависимостей компонент проводимости кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при вариациях кислородного допирования в интервале $0.07 \leq x \leq 0.47$. Кристалл был выращен в $BaZrO_3$ тигле, имел правильную форму и размеры $1.6 \times 0.4 \times 0.1$ мм. Измерения проводились на частоте $\omega/2\pi = 9.4$ ГГц при температурах $5 \leq T \leq 200$ К. Содержание кислорода в образце менялось путем его контролируемого отжига в воздухе при разных $T \geq 500$ °С, указанных в таблице. Измерения анизотропии проводимости были проведены для каждого из пяти состояний кристалла, ширина сверхпроводящего перехода в которых, согласно измерениям восприимчивости на частоте 100 кГц, составляла 0.1 К в оптимально допированном ($x = 0.07$)

состоянии, но увеличивалась с ростом x , достигая 4 К при $x = 0.47$. Температуры сверхпроводящего перехода имели значения $T_c = 92, 80, 70, 57, 41$ К. Полный цикл микроволновых исследований кристалла включал: (i) измерения температурных зависимостей добротности и сдвига частоты сверхпроводящего ниобиевого резонатора с образцом в двух, поперечной и продольной, ориентациях кристалла относительно микроволнового магнитного поля; (ii) определение из измерений в первой ориентации поверхностного сопротивления $R_{ab}(T)$, реактанса $X_{ab}(T)$ и проводимости $\sigma_{ab}(T)$ купратных плоскостей кристалла в нормальном и сверхпроводящем состояниях и (iii) определение $\sigma_c(T)$, $X_c(T)$, $R_c(T)$ с использованием данных, полученных в продольной ориентации. Подробное изложение всей процедуры измерений для оптимально допированного кристалла $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ содержится в [6]. Температурные зависимости компонент поверхностного импеданса $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при разных x демонстрировались нами в коротком сообщении [9].

На рис.1 представлены кривые $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$ (светлые символы) и $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ (темные символы) при $T \leq T_c$ для кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в состояниях с $T_c = 92$ К, $T_c = 70$ К и $T_c = 41$ К. Значения глубин проникновения поля $\lambda_{ab}(0)$ и $\lambda_c(0)$ при $T = 0$ приведены в таблице. Общий температурный ход кривых $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$ слабо меняется при вариациях p . Отличительной особенностью оптимально допированного состояния $YBa_2Cu_3O_{6.93}$ является хорошее совпадение температурных зависимостей $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$ и $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$. Этот факт находит строгое объяснение только в теории линейного отклика анизотропного 3D сверхпроводника [8]. С уменьшением p зависимости $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ при $T < T_c/3$ становятся заметно слабее $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$.

Подходящей для сравнения с экспериментальными данными настоящей работы является модель [10], в которой рассматриваются следующие вклады в с-транспорт квазичастиц в сверхпроводящем и нор-

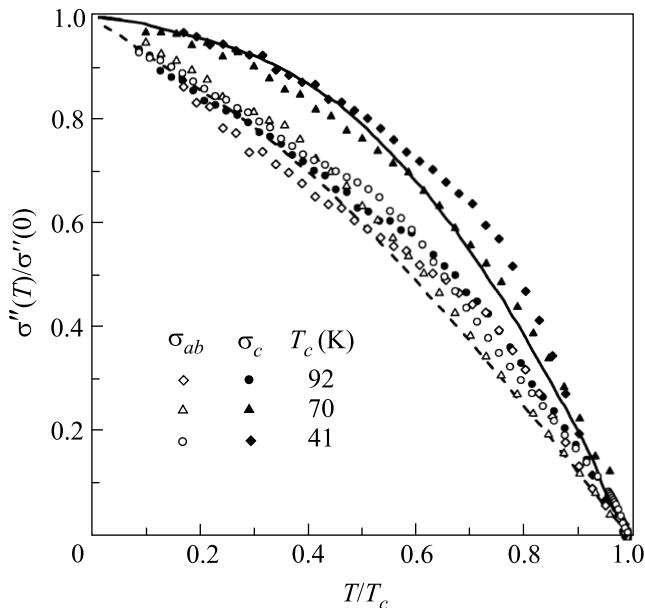


Рис.1. Измеренные зависимости $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$ (светлые символы) и $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ (темные символы) для трех состояний кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с $T_c = 92$ К, $T_c = 70$ К и $T_c = 41$ К. Сплошная и штриховая линии – рассчитанные в [10] кривые $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ и $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с дефицитом кислорода

мальном состоянии ВТСП: (а) прямые перескоки с одной купратной плоскости на другую и (б) перескоки, сопровождающиеся неупругим рассеянием на фононах и упругим рассеянием на примесях, лежащих между плоскостями. В самих купратных плоскостях проводимость считается друдевской:

$$\sigma_{ab} = \frac{e^2 \nu_{2D} D_{ab}}{d} = \frac{n_{2D} e^2 \tau}{m d}, \quad (2)$$

где $\nu_{2D} = m/\pi\hbar^2$ – двумерная плотность состояний на единицу площади, $D_{ab} = v_F^2 \tau/2$, v_F , τ и $n_{2D} = k_F^2/2\pi$ – соответственно коэффициент диффузии, фермиевская скорость, время релаксации и двумерная плотность квазичастиц в ab -плоскости. Полный гамильтониан электронной системы в модели [10] представляет собой сумму гамильтонианов отдельных m слоев CuO_2 , $\sum_m H_m$, и межплоскостного гамильтониана H_\perp , который предполагается малым по сравнению с $\sum_m H_m$. В результате во втором порядке теории возмущений по H_\perp квазичастичный транспорт между соседними слабо связанными слоями оказывается аналогичным туннелированию в SIS -переходе при $T < T_c$ и NIN -переходе при $T > T_c$. При этом в процессе (а) сохраняется компонента импульса электрона в ab -плоскости (зеркальное туннелирование), а в процессе (б) – нет (диффузное туннелирование) [11].

При вычислениях анизотропии сверхпроводящего состояния ВТСП в [10] использовалась модель БКШ с d -симметрией параметра порядка в CuO_2 слоях. С учетом обоих процессов (а) и (б) результат численного расчета $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ показан сплошной линией на рис.1, а штриховой линией – $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$. Сравнение с экспериментальными данными при $T < T_c/2$ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с дефицитом кислорода $x > 0.07$ отчетливо демонстрирует сильное уменьшение наклонов кривых $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ с увеличением x и слабые изменения кривых $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$. При $T > T_c/2$ более крутой ход экспериментальных зависимостей по сравнению с теоретическими может быть проявлением эффектов сильного электрон-фононного взаимодействия [3], не учитываемых в модели [10]. Штриховая линия на рис.1 совпадает также с рассчитанной в [10] кривой $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ в отсутствие диффузного туннелирования (б), когда оставшийся режим (а) зеркального туннелирования вдоль оси c становится идентичным c -транспорту в анизотропном 3D сверхпроводнике. Этот исключительный случай соответствует оптимально допированному $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$.

Измеренные при каждом x из таблицы действительные и мнимые части поверхностного импеданса кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ совпадали при $T > T_c$ [9]: $R_{ab}(T) = X_{ab}(T)$, $R_c(T) = X_c(T)$. Поэтому сопротивления $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ были найдены из $R_{ab}(T)$ и $R_c(T)$ по обычным формулам нормального скин-эффекта: $\rho_{ab}(T) = 2R_{ab}^2(T)/\omega\mu_0$, $\rho_c(T) = 2R_c^2(T)/\omega\mu_0$. Эволюция кривых $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ с изменением x в интервале $T_c < T \leq 200$ К показана на рис.2, а величины $(\rho_c/\rho_{ab})^{1/2}$ при $T = 200$ К – в последней колонке таблицы. Только в оптимально допированном $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ обе зависимости, $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$, имеют металлический характер, а отношение ρ_c/ρ_{ab} приблизительно соответствует анизотропии эффективных масс носителей заряда $m_c/m_{ab} = \lambda_c^2(0)/\lambda_{ab}^2(0)$ в чистом 3D лондоновском сверхпроводнике, каковым и является $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$. Во всех других состояниях $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с меньшей концентрацией дырок сопротивление $\rho_c(T)$ растет с уменьшением температуры, демонстрируя неметаллическое поведение. На рис.3 экспериментальные зависимости $\sigma_c(T)$ сравниваются с рассчитанными по формуле (1) значениями $\sigma_{c,\min}^{3D}$ для трех состояний кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$: $T_c = 92$ К (штриховая линия), $T_c = 70$ К (пунктир) и $T_c = 41$ К (штрих-пунктир). Во всем интервале температур лишь c -проводимость $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ превышает минимальное металлическое значение $\sigma_{c,\min}^{3D}$.

Таким образом, естественно предположить, что, как и в сверхпроводящем состоянии $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, незначительное уменьшение концентрации носите-

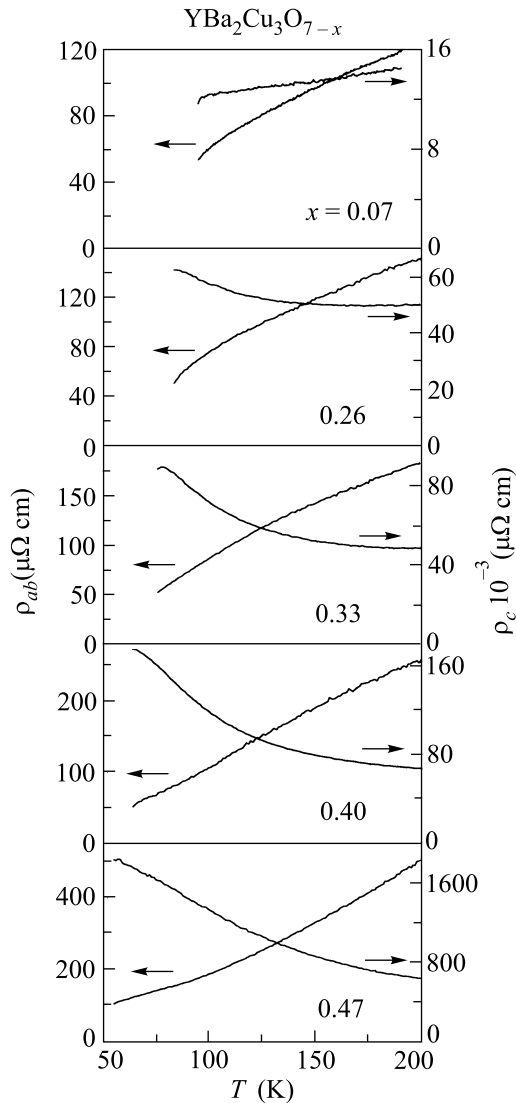


Рис.2. Эволюция измеренных зависимостей $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с разным содержанием кислорода

лей по сравнению с оптимальным уровнем в нормальном состоянии приводит к кроссоверу от 3D металлической проводимости к 2D друдевской проводимости в слоях CuO_2 и туннельной проводимости между этими слоями (кроссовер 3D–2D). При анализе этого предположения удобно вновь использовать модель [10]. Если t_\perp – туннельный матричный элемент перескока, то c -проводимость квазичастиц в процессе (а) будет равна [10–13]

$$\sigma_c^{dir} = 2e^2\tau\nu_{2D} \left(\frac{t_\perp}{\hbar}\right)^2 = 4\sigma_{ab} \left(\frac{t_\perp d}{\hbar v_F}\right)^2, \quad (3)$$

где $2\tau(t_\perp/\hbar)^2$ – интенсивность прямого туннелирования между соседними плоскостями CuO_2 , а σ_{ab} –

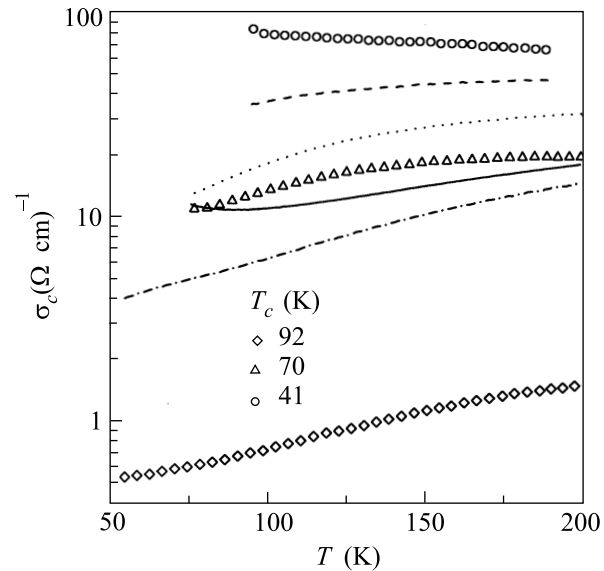


Рис.3. Символы – экспериментальные зависимости $\sigma_c(T)$ в трех состояниях $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с $T_c = 92$ К, $T_c = 70$ К и $T_c = 41$ К. Штриховая, пунктирная и штрих-пунктирная линии – соответствующие этим состояниям значения $\sigma_{c,\min}^{3D}(T)$, найденные по формуле (1) с использованием измеренных $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ на рис.2. Сплошная линия – расчет $\sigma_c(T)$ по формулам [10] для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$

проводимость (2) в этих плоскостях. В этом случае характерное время перескока \hbar/t_\perp существенно превышает время релаксации τ в плоскости [11]: $\hbar/t_\perp \gg \tau$. В обратном пределе, $\hbar/t_\perp \ll \tau$, проводимость во всех направлениях является друдевской, как в анизотропном 3D металле. Кроссовер имеет место, когда $\hbar/t_\perp \approx \tau$. При этом достигается максимальное значение туннельной c -проводимости $\sigma_{c,\max}^{dir} = 2\sigma_{IR}\sqrt{\rho_{ab}/\rho_c}$ из (3), приблизительно равное минимальной металлической проводимости $\sigma_{c,\min}^{3D}$ из (1). В случае диффузного туннелирования квазичастиц (процессы (b) в модели [10]), проводимость вдоль оси c равна [11, 14]

$$\sigma_c^{diff} = \frac{e^2\nu_{2D}D_c}{d} = \frac{e^2\nu_{2D}d}{\tau_c}, \quad (4)$$

где $D_c = d^2\tau_c$ – коэффициент диффузии и $1/\tau_c$ – вероятность рассеяния между купратными плоскостями. Как и в предыдущем случае, при $\tau_c \approx \tau$ находим $\sigma_{c,\max}^{diff} = \sigma_{IR}\sqrt{\rho_{ab}/\rho_c} \approx \sigma_{c,\min}^{3D}$, а из (2) и (4) получаем другую запись критерия перехода 3D–2D:

$$\sigma_{c,\max}\sigma_{ab} \approx \frac{n_{2D}}{\pi} \left(\frac{e^2}{\hbar}\right)^2. \quad (5)$$

Из (5) при $n_{2D} = n/d \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$ следует, что кроссовер 3D–2D наступает при достижении значе-

ния $\rho_c \rho_{ab} \approx 10^{-6}$ (Ом·см)². Возвращаясь к данным на рис.2, убеждаемся, что только при $x = 0.07$ произведение $\rho_c \rho_{ab} \lesssim 10^{-6}$ (Ом·см)², подтверждая тем самым применимость 3D анизотропной фермижидкостной модели для объяснения свойств оптимально допированного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$.

Из формул (3) и (4) следуют принципиально различные температурные зависимости c -проводимостей при $T \geq T_c$: в случае прямого туннелирования $\sigma_c^{\text{dir}}(T) \propto \sigma_{ab}(T)$ увеличивается с ростом $\tau(T)$ при приближении T к T_c , в то время как $\sigma_c^{\text{diff}}(T)$ падает при увеличении $\tau_c(T)$. Согласно модели [10], полная проводимость σ_c вдоль оси c равна сумме проводимостей, обусловленных каждым, (а) и (б), из рассмотренных выше процессов. В области близких к T_c температур σ_c^{diff} определяется, в основном, рассеянием квазичастиц на примесях, лежащих между купратными плоскостями, и не зависит от T , поскольку другой вклад в σ_c^{diff} от взаимодействия с фононами вымерзает. При $T \gg T_c$, наоборот, этот фононный вклад становится определяющим. В результате, температурная зависимость проводимости $\sigma_c(T)$ имеет приближенный вид $A/T + C + BT$ (A, B, C – не зависящие от T величины) и не описывает экспериментальных данных: пример расчета $\sigma_c(T)$ по формулам [10] показан сплошной линией на рис.3 для образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$.

Однако совсем недавно в работе [15] предложена модель c -транспорта, в рамках которой хорошо описываются все зависимости $\rho_c(T)$ на рис.2. В отличие от [10], где эффекты взаимодействия с фононами возникали во втором порядке теории возмущений, в гамильтониане модели [15] они учитываются точно с помощью канонического преобразования [16], а уже затем межплоскостное туннелирование квазичастиц рассматривается как возмущение исходно сильно связанной электрон-фононной системы. Такое рассмотрение применимо, если $\epsilon_F \gg \omega_0 \gg t_\perp$, где ϵ_F – фермиевская энергия и ω_0 – характерная энергия фононов. Оба неравенства выполняются для слоистых анизотропных ВТСП, в c -направлении которых, согласно [15], электрон движется в окружении большого числа фононов, образуя полярон [17], слабо влияющий на поперечный ab -транспорт. Для эйнштейновского спектра c -поляризованных фононов в области температур $T \sim \omega_0$ в [15] получено аналитическое выражение

$$\rho_c(T) \propto \rho_{ab}(T) \frac{\exp[g^2 \tanh(\omega_0/4T)]}{\sqrt{\sinh(\omega_0/2T)}}, \quad (6)$$

где g – параметр, характеризующий силу электрон-фононного взаимодействия, $g > 1$. На рис.4 приведен

результат сравнения экспериментальных (символы)

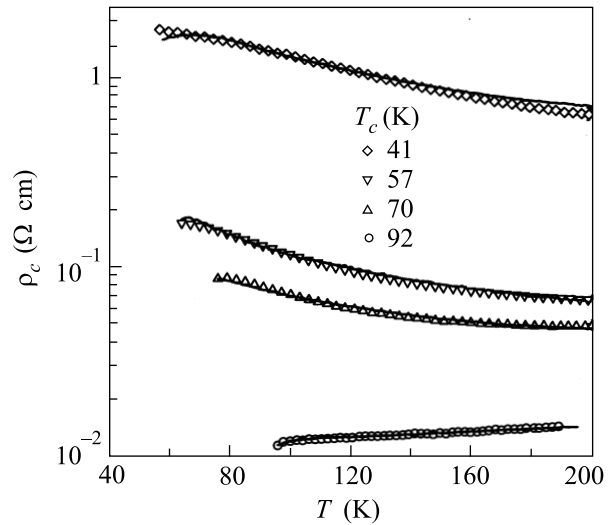


Рис.4. Сравнение экспериментальных (символы) и рассчитанных по формуле (6) (сплошные линии) зависимостей $\rho_c(T)$ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

и найденных по формуле (6) (сплошные линии) зависимостей $\rho_c(T)$. В расчетах использовались данные $\rho_{ab}(T)$ на рис.2; параметр g для всех кривых на рис.4 оставался практически неизменным: $g \approx 3$; величина ω_0 возрастала от 110 К (75 см⁻¹) до 310 К (215 см⁻¹) при уменьшении кислородного содержания ($7-x$) в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ от 6.93 до 6.53. По-видимому, неслучайно в указанном диапазоне частот ω_0 наблюдаются аномалии оптической c -проводимости кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с дефицитом кислорода [18].

Итак, в данной работе проведены измерения анизотропии микроволновой проводимости кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, в котором концентрация дырок p варьировалась в интервале $0.08 \leq p \leq 0.15$. Анализ температурных зависимостей мнимых частей тензора проводимости $\hat{\sigma}''(T)$ в сверхпроводящем состоянии и сопротивления $\hat{\rho}(T)$ в нормальном состоянии показывает, что оптимально допированный $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ является трехмерным анизотропным металлом. Уменьшение концентрации носителей в нем приводит к кроссоверу от друдевской к прыжковой проводимости вдоль оси c . При этом для количественного описания эволюции зависимостей $\sigma_c''(T)$ и $\rho_c(T)$ при изменении p необходимо учитывать эффекты сильного электрон-фононного взаимодействия.

Мы благодарим В. Ф. Гантмахера и А. Ф. Шевчуна за полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 03-02-16812, 03-02-06386, 02-02-08004).

-
1. J. L. Tallon, C. Bernhard, H. Shaked et al., Phys. Rev. **B51**, 12911 (1995).
 2. Y. B. Xie, Phys. Rev. **B45**, 11375 (1992).
 3. M. R. Trunin and A. A. Golubov, in *Spectroscopy of High- T_c Superconductors. A Theoretical View*, Taylor and Francis, London and New York, 2003, p. 159.
 4. J. Mao, D.H. Wu, J.L. Peng et al., Phys. Rev. **B51**, 3316 (1995).
 5. H. Srikanth, Z. Zhai, S. Sridhar et al., J. Phys. Chem. Solids **59**, 2105 (1998).
 6. Yu. A. Nefyodov, M. R. Trunin, A. A. Zhohov et al., Phys. Rev. **B67**, 144504 (2003).
 7. A. Hosseini, S. Kamal, D. A. Bonn et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 1298 (1998).
 8. T. Xiang, C. Panagapoulos, and J.R. Cooper, Int. Journ. Mod. Phys. **B12**, 1007 (1998).
 9. Yu. A. Nefyodov and M. R. Trunin, Physica **C** (2003), in press.
 10. R. J. Radtke, V. N. Kostur, and K. Levin, Phys. Rev. **B53**, R522 (1995); R. J. Radtke and K. Levin, Physica **C250**, 282 (1995); R. J. Rojo and K. Levin, Phys. Rev. **B48**, 16861 (1993).
 11. M. Turlakov and A. J. Legget, Phys. Rev. **B63**, 064518 (2001).
 12. N. Kumar and A. M. Jayannavar, Phys. Rev. **B45**, 5001 (1992).
 13. L. B. Ioffe, A. I. Larkin, A. A. Varlamov et. al., Phys. Rev. **B47**, 8936 (1993).
 14. M. J. Graf, D. Rainer, and J. A. Sauls, Phys. Rev. **B47**, 12089 (1993).
 15. A.F. Ho and A.J. Schofield, cond-mat/0211675.
 16. И. Г. Ланг и Ю. А. Фирсов, ЖЭТФ **43**, 1843 (1962); **45**, 378 (1963).
 17. T. Holstein, Ann. of Phys. **8**, 343 (1959).
 18. T. Timusk and B. Statt, Rep. Prog. Phys. **62**, 61 (1999).