



# Beyn İxalq Konfrans "Fizika-2005" International Conference "Fizika-2005" "Fizika-2005"

7 - 9  
yun  
June 2005

80  
s hif  
page 295-304

Bakı, Az rbaycan

Baku, Azerbaijan

## АНИЗОТРОПИЯ МИКРОВОЛНОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ И ПСЕВДОЩЕЛЕВЫЕ ЭФФЕКТЫ В КРИСТАЛЛАХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

НЕФЕДОВ Ю.А., ТРУНИН М.Р., ШЕВЧУН А.Ф.

*Институт физики твердого тела РАН,  
142432 Черногловка, Московская обл., Россия  
e-mail: trunin@issp.ac.ru; http: www.issp.ac.ru/lek/trunin.html;  
тел.: 7-096-25222942; факс: 7-096-5764111*

Анализируются общие и отличительные свойства температурных зависимостей микроволнового поверхностного импеданса  $Z(T)=R(T) + iX(T)$  и комплексной проводимости  $\sigma(T)=\sigma'(T) + \sigma''(T)$  в  $ab$ -плоскостях и вдоль  $c$ -оси кристаллов высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Главное внимание сконцентрировано на эволюции этих зависимостей и измерениях анизотропии кристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , в котором уровень допирования кислородом  $x$  менялся от 0.07 до 0.47. При  $x > 0.07$  и  $T < T_c/2$  псевдощель в значительной мере определяет поведение  $\sigma''_{ab}(T, x)$ , но не влияет на  $\sigma'_c(T, x)$ . Обсуждаются возможные механизмы проводимости в рамках моделей нормального, сверхпроводящего и псевдощелевого состояний ВТСП.

### I. ВВЕДЕНИЕ

В современной проблематике ВТСП выделяются две актуальные задачи: (i) выяснение механизмов транспорта квазичастиц вдоль кристаллографических направлений этих анизотропных соединений и (ii) изучение природы и свойств псевдощелевых состояний фазовой диаграммы ВТСП. К числу экспериментальных методов исследования этих задач относятся измерения температурных зависимостей поверхностного импеданса  $Z(T) = R(T) + iX(T)$  в абсолютных единицах (омах) на сверхвысоких частотах  $\omega$ . Действительная часть импеданса, поверхностное сопротивление  $R(T)$ , связана с потерями энергии электромагнитной волны при отражении от сверхпроводника и механизмом рассеяния нормальных носителей. Мнимая часть, реактанс  $X(T)$ , характеризует отклик сверхпроводящих носителей. В локальной электродинамике, подходящей для ВТСП, импеданс  $Z(T)$  определяет проводимость  $\sigma(T)=\sigma'(T) + \sigma''(T) = i\omega\mu_0/Z^2(T)$ , где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м. Известно, что прецизионные измерения  $Z(T)$  в классических сверхпроводниках были очень информативными: величина щели  $\Delta$  извлекалась из температурной зависимости поверхностного сопротивления  $R(T) \sim e^{-\Delta/k_B T}$  при  $T < T_c/2$ , глубина проникновения  $\lambda(T)$  поля в сверхпроводник - из реактанса  $X(T) = i\omega\mu_0(T)$  при  $T <$

$T_c$ , длина свободного пробега электронов -из измерений  $R(T)$  и  $X(T)$  в нормальном состоянии ( $T > T_c$ ). Мощной демонстрацией применимости теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ)<sup>1</sup> для объяснения свойств классических сверхпроводников было немонотонное в области  $0.8 < T/T_c < 1$  поведение (когерентный пик) действительной части микроволновой проводимости  $\sigma'(T)$ . Однако уже первые исследования импеданса и проводимости ВТСП не соответствовали выводам теории БКШ: когерентный пик в  $\sigma'(T)$  отсутствовал, а в области низких температур вместо экспоненциальных наблюдались степенные температурные зависимости  $Z_s(T)$ .

В ВТСП величины  $Z$  и  $\sigma$  характеризуются двумя основными компонентами:  $Z_{ab}$  (и  $\sigma_{ab}$ ) в слабоанизотропных  $ab$ -плоскостях  $CuO_2$  и  $Z_c$  (и  $\sigma_c$ ) поперек купратных плоскостей. Наиболее изученной является узкая область фазовой диаграммы ВТСП, соответствующая оптимальному допированию  $p \approx 0.16$  ( $p$  - концентрация дырок, приходящихся на атом меди в плоскости  $CuO_2$ ) и максимальным значениям критической температуры  $T_c = T_{cmax}$ . В нормальном состоянии оптимально допированных ВТСП удельное сопротивление  $\rho_{ab}(T) = 1/\sigma_{ab}(T)$  растет пропорционально температуре,  $\Delta\rho_{ab}(T) \sim T$ . 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 ( $\rho_c/\rho_{ab} \sim 10^5$  при  $T \approx T_c$  и  $p \approx 0.16$ ) среди ВТСП соединение  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  (BSCCO), где сопротивление  $\rho_c(T)$  растет по мере приближения  $T$  к  $T_c$  ( $d\rho_c(T)/dT < 0$ ).

В сверхпроводящем состоянии мерой анизотропии ВТСП служит отношение плотностей сверхпроводящей жидкости в купратных плоскостях и в перпендикулярном им направлении, равное  $\sigma_{ab}''(0)/\sigma_c''(0) = \lambda_c^2(0)/\lambda_{ab}^2(0)$ , где  $\sigma_{ab}''$  и  $\sigma_c''$  - мнимые части проводимости,  $\lambda_{ab}$  и  $\lambda_c$  - 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  $\Delta\lambda_{ab}(T) \sim T$  при  $T < T_c/3$ , и этот экспериментальный факт отражает  $d_{x^2-y^2}$  симметрию параметра порядка в них<sup>2</sup>. В литературе нет единого мнения о низкотемпературном поведении  $\Delta\lambda_c(T)$ . Даже в наиболее

подробно исследованных монокристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  (YBCO) с  $T_c \sim 93\text{K}$  наблюдались как линейная зависимость  $\Delta\lambda_c(T) \sim T$  при  $T < T_c/3$ <sup>3-5</sup>, так и квадратичная<sup>6</sup>.

Другой важной особенностью микроволнового отклика оптимально допированных кристаллов ВТСП является линейное при низких температурах изменение поверхностного сопротивления  $R_{ab}(T)$  в  $ab$ -плоскостях. На частотах  $\sim 10$  ГГц и ниже в кристаллах BSCCO<sup>7-10</sup>,  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$  (TBCCO)<sup>11</sup> и  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$  (TBCO)<sup>12-14</sup> с тетрагональной решеткой линейный ход  $\Delta R_{ab}(T) \sim T$  наблюдается в области  $0 < T < T_c/2$ . В орторомбических кристаллах YBCO он оканчивается при  $T < T_c/3$  и переходит в широкий пик при более высоких температурах<sup>15-23</sup>.

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<sup>24</sup>, 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 недодопированных ВТСП являются неметаллическое поведение сопротивления  $\rho_c(T)$  при приближении  $T$  к  $T_c$ , отклонения от линейной зависимости  $\Delta\rho_{ab}(T) \sim T$  и резкий рост отношения  $\rho_c/\rho_{ab}$  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.

В данной работе мы обсудим общие свойства и отличительные особенности температурных зависимостей поверхностного импеданса  $Z(T) = R(T) + iX(T)$  и комплексной проводимости  $\sigma(T) = \sigma'(T) - i\sigma''(T)$  в  $ab$ -плоскостях и вдоль  $c$ -оси в нормальном и сверхпроводящем состояниях кристаллов ВТСП. Анализируя главным образом результаты измерений анизотропии и эволюции температурных зависимостей компонент проводимости кристалла  $\text{UBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  при вариациях кислородного допирования в интервале  $0.07 < x < 0.47$ , мы продемонстрируем универсальный подход к решению обеих упомянутых вначале задач (i) и (ii).

## II. ИЗМЕРЕНИЯ АНИЗОТРОПИИ ИМПЕДАНСА И ПРОВОДИМОСТИ

В сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн для измерения поверхностного импеданса образцов ВТСП малого размера, площадь поверхности которых  $\sim 1$  мм<sup>2</sup>, используется так называемый "hot-finger" метод<sup>25</sup>. Мы помещали образец на сапфировом стержне в центр цилиндрического резонатора из Nb, работающего на частоте  $f = 9.42$  ГГц и моде  $\text{H}_{001}$ <sup>26</sup>, т.е. в максимум квазиоднородного СВЧ магнитного поля (рис. 1).

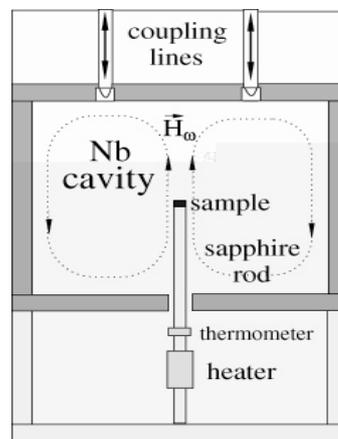


Рис. 1. Схематический вид резонансной системы, используемой в "hot-finger" методе.

Температура стержня и образца менялась от гелиевых до комнатных температур без нагрева самого резонатора, который снаружи омывался жидким гелием и всегда находился в сверхпроводящем состоянии. При некоторой установившейся температуре  $T$  регистрировалась зависимость прошедшей через резонатор мощности СВЧ от частоты (резонансная кривая), из которой в первой серии опытов определялись добротность  $Q_S(T)$  и частота  $f_S(T)$  резонатора с образцом внутри, а во второй -  $Q_e(T)$  и  $f_e(T)$  резонатора без образца. Температурные зависимости поверхностного

сопротивления  $R$  и реактанса  $X$  образца находятся из соотношений<sup>26</sup>:

$$R(T) = \Gamma \Delta(1/Q) = \Gamma [Q_s^{-1}(T) - Q_e^{-1}(T)] \quad (1)$$

$$X(T) = -2\Gamma \frac{\delta f}{f} = -\frac{2\Gamma}{f} [\Delta f_s(T) - \Delta f_e(T) - f_0] \quad (2)$$

где  $\Gamma$  - геометрический фактор образца и  $\delta f$  - разность между частотами резонатора с образцом и резонатора с идентичным по форме и размерам идеальным проводником, в который не проникает магнитное поле. Значение  $\delta f$  отличается от разности измеряемых сдвигов резонансной частоты  $[\Delta f_s - \Delta f_e = \Delta f]$  на константу  $f_0$ , включающую как уход частоты, обусловленный идеальным проводником, так и невоспроизводимые изменения начала отсчета частоты резонатора при помещении или удалении из него образца. Как следует из (1) и (2), для определения значений  $R(T)$  и  $X(T)$  по измеряемым  $Q(T)$  и  $\Delta f(T)$  необходимо знать две величины:  $\Gamma$  и  $f_0$ . В кристаллах ВТСП константа  $f_0$  может быть найдена из измерений микроволнового отклика в нормальном состоянии. Геометрический фактор образца, порядок величины которого равен десяткам кОм на частотах  $\sim 10$  ГГц, зависит от формы, размеров кристалла и его расположения в резонаторе. Полный цикл измерений измерений анизотропии микроволнового отклика кристалла включает: (i) измерения температурных зависимостей добротности и сдвига частоты сверхпроводящего ниобиевого резонатора с образцом в двух, поперечной (Т) и продольной (L), ориентациях кристалла относительно микроволнового магнитного поля (рис. 2); (ii) определение из измерений в Т-ориентации поверхностного сопротивления  $R_{ab}(T)$ , реактанса  $X_{ab}(T)$  и проводимости  $\sigma(T)$  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 обеих ориентациях. Этот метод определения компонент тензора поверхностного импеданса и комплексной проводимости монокристаллов ВТСП по измеряемым величинам добротности и сдвига частоты резонатора изложен в работе<sup>5</sup>. Для образца, имеющего форму плоскопараллельной пластины с размерами  $b \gg a > c$ , в<sup>5</sup> получено выражение для его геометрического фактора  $\Gamma$  в микроволновом магнитном поле  $H_\omega \parallel c$ . Зная  $\Gamma$ , из (1) и (2) находим импеданс  $Z_{ab}$  в Т-ориентации образца и его проводимость  $\sigma_{ab}(T) = i\omega\mu_0 / Z_{ab}^2(T)$ . В<sup>5</sup> указана также подробная процедура определения компонент проводимости и импеданса вдоль  $c$ -оси кристалла, учитывающая влияние размерного эффекта при измерениях в L-ориентации ( $H_\omega \perp c$ ).

Вместе эти результаты позволяют с высокой точностью определить тензор комплексной проводимости как в нормальном, так и в сверхпроводящем состояниях, и служат электродина-

мической основой метода исследований анизотропии крист:

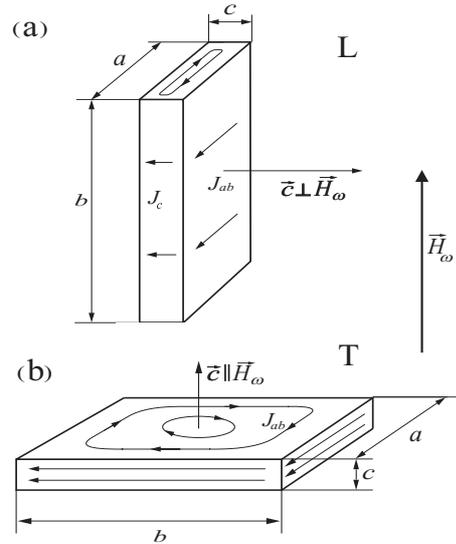


Рис. 2. Две ориентации кристалла относительно микроволнового магнитного поля  $H_\omega$  в резонаторе: (a) - продольная (L),  $H_\omega \perp c$  и (b) - поперечная (Т),  $H_\omega \parallel c$ . Стрелки указывают направления высокочастотных токов.

Мы иллюстрируем эффективность этого метода на примере измерений анизотропии и эволюции температурных зависимостей компонент проводимости кристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  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<sup>3</sup>. Содержание кислорода в образце менялось путем его контролируемого отжига в воздухе при разных  $T \geq 500^\circ C$ , указанных в таблице 1. Измерения анизотропии проводимости были проведены при температурах  $5 \leq T \leq 200 K$  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  $T_c = 92, 80, 70, 57, 41 K$ . Используя эмпирическое соотношение<sup>27</sup>  $T_c = T_{c,max}[1 - 82.6(p - 0.16)^2]$  с  $T_{c,max} = 92 K$  при  $p = 0.16$  ( $x = 0.07$ ), находим концентрации  $p = 0.12, 0.106, 0.092, 0.078$  дырок, приходящихся на атом меди в плоскости  $CuO_2$ , для остальных четырех состояний  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  с меньшими  $T_c$  и  $x = 0.26, 0.33, 0.40, 0.47$  соответственно.

### III. НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ

На рис. 3 приведены температурные зависимости компонент поверхностного импеданса в  $ab$ -плоскости и вдоль  $c$ -оси для каждого из пяти состояний кристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , указанных в таблице 1.

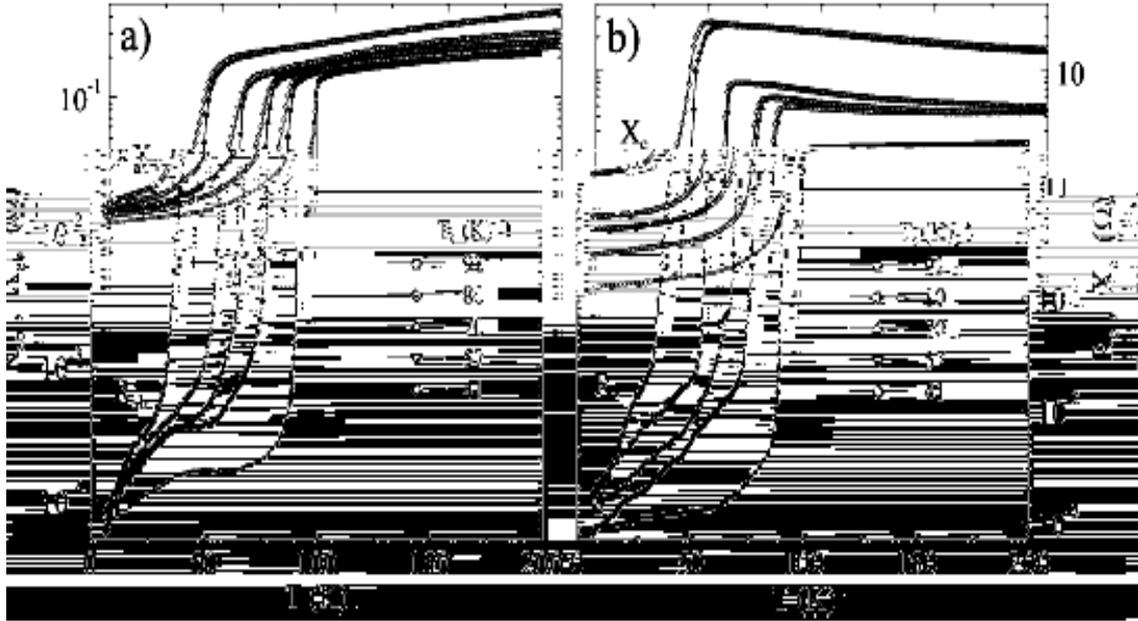


Рис. 3. а) действительные  $R_{ab}(T)$  (сплошные символы) и мнимые  $X_{ab}(T)$  (светлые символы) части поверхностного импеданса  $ab$ -плоскостей пяти состояний кристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , б) компоненты поверхностного импеданса вдоль  $c$ -оси.

При каждом  $x$  в нормальном состоянии (при  $T > T_c$ )  $R_{ab}(T) = X_{ab}(T)$  и  $R_c(T) = X_c(T)$ . 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:

$$\rho_{ab}(T) = 2R_{ab}^2(T)/\omega\mu_0, \quad \rho_c(T) = 2R_c^2(T)/\omega\mu_0.$$

Эволюция кривых  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$  с изменением  $x$  в интервале  $T_c < T < 200 K$  показана на рис. 4.

Таблица I: Температуры отжига и критические температуры, параметры допирования и глубины проникновения полей в кристалл  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ .

Anneal temp. T, °C	Critic. temp. TC, K	Dopping parameters		$\lambda$ values at T=0		$\Delta\lambda_c(T) \sim T^\alpha$ $\alpha$
		$p$	$x$	$\lambda_{ab}$ nm	$\lambda_c$ $\mu m$	
500	92	0.16	0.07	152	155.	1.0
520	80	0.12	0.26	170	3.0	1.1
550	70	0.10	0.33	178	5.2	1.2
600	57	0.09	0.40	190	6.9	1.3
720	41	0.07	0.47	198	16.3	1.8

Только в оптимально допированном обе зависимости  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$  имеют металлический характер; во всех других состояниях  $\rho_c(T)$  растет с уменьшением температуры. Можно предположить, что незначительное уменьшение концентрации носителей по сравнению с оптимальным уровнем приводит к кроссоверу от 3D металлической

проводимости к 2D друдевской проводимости в слоях  $CuO_2$  и туннельной проводимости между этими слоями.

Кроссовер имеет место, когда время перескока становится сравнимым с временем релаксации в слое, что эквивалентно критерию<sup>28,29</sup>

$$\sigma_{c,max} \sigma_{ab} \approx \frac{n_{2D}}{\pi} \left( \frac{e^2}{\hbar} \right)^2 \quad (3)$$

где  $\sigma_{c,max}$  - максимальное значение туннельной  $c$ -

проводимости,  $\sigma_{ab}$  - друдевская проводимость и  $n_{2D}$  - двумерная плотность квазичастиц в  $ab$ -плоскости.

Из (3) при  $n_{2D} = 10^{14} \text{ см}^{-2}$  в ВТСП следует, что кроссовер 3D-2D наступает при достижении значения  $\rho_c \rho_{ab} \approx 10^{-6} (\text{Ом} \cdot \text{см})^2$ . Только при  $x = 0.07$  на рис.

4 произведение  $\rho_c \rho_{ab} \leq 10^{-6} (\text{Ом} \cdot \text{см})^2$ , что указывает на применимость 3D анизотропной ферми-жидкостной модели для объяснения транспортных свойств оптимально допированного  $YBa_2Cu_3O_{6.93}$ .

Кривые  $\rho_c(T)$  на рис. 4 хорошо описываются в поляронной модели  $c$ -транспорта квазичастиц<sup>30</sup>. Согласно этой модели, межплоскостное туннелирование квазичастиц рассматривается как возмущение исходно сильно связанной электрон-фононной системы.

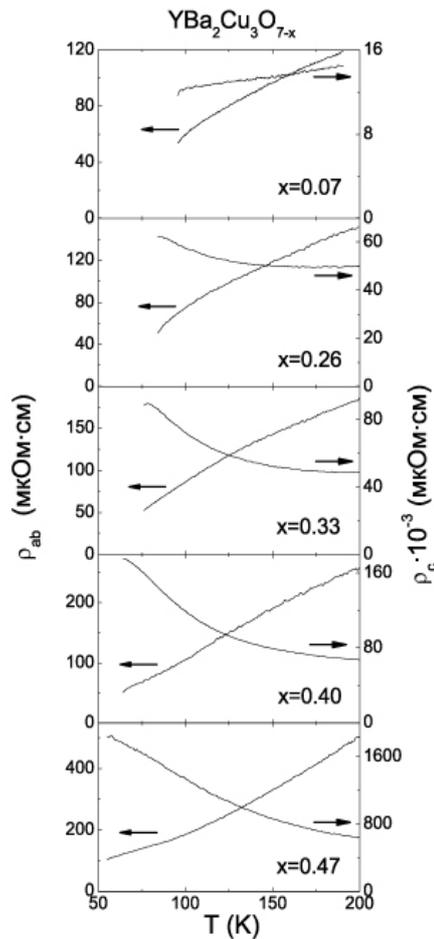


Рис. 4. Эволюция измеренных зависимостей  $\rho_{ab}(T)$  и  $\rho_c(T)$  в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с разным содержанием кислорода.

В  $c$ -направлении электрон движется в окружении большого числа фононов, образуя полярон, слабо влияющий на поперечный  $ab$ -транспорт. Для эйнштейновского спектра  $c$ -поляризованных фононов в области температур  $T \sim \omega_0$  в<sup>30</sup> получено выражение

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

где  $\omega_0$  - , g5.4(-)6d>7(TIlgTf0.3348 74.08-0.0022 Tc[79w(□)TjE268>-5.3<0266 0)Tj.993 88]TJ/TT66 16802625f>87.7<0266 1680



Из измерений  $\lambda_{ab}(0)$  в недодопированных ВТСП известно, что  $n_0(p) \propto \lambda_{ab}^{-2}(0)$  увеличивается приблизительно линейно с  $p > 0.08$ , достигая максимального значения при  $p \approx 0.16$ <sup>32,33</sup>. В наших опытах при уменьшении концентрации дырок вдвое (от  $p = 0.16$  до  $p = 0.078$ ) величина  $\lambda_{ab}^{-2}(0) = n_0 \mu_0 e^2 / m^*$  тоже уменьшается приблизительно в два раза, как это следует из рис. 7.

Измерений  $n_0(p)$  при  $p < 0.08$  в ВТСП не проводилось. Поведение  $n_0(p) \propto p$  вплоть до  $p = 0$  предсказывалось в обобщенных ферми-жидкостных моделях<sup>34-36</sup>.

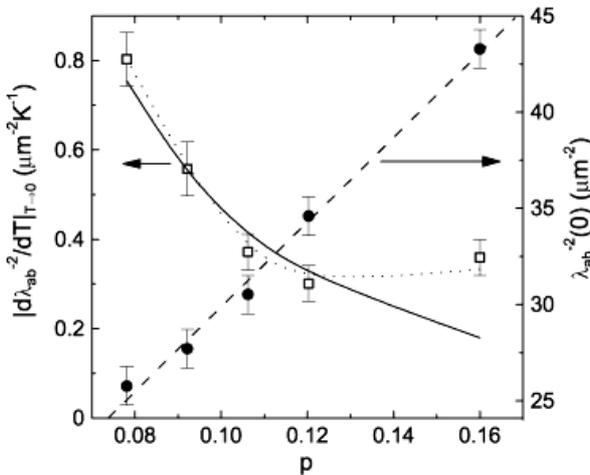


Рис. 7: Значения  $\lambda_{ab}^{-2}(0) = n_0 \mu_0 e^2 / m^*$  (правая шкала) и наклоны  $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|_{T \rightarrow 0} = \mu_0 e^2 / m^* |dn_S(T)/dT|_{T \rightarrow 0}$  (левая шкала) как функции  $p = 0,16 - \sqrt{(1 - T_C / T_{C,max})} / 82,6$  с  $T_{C,max} = 92$  К в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ . Планки погрешностей соответствуют экспериментальной точности. Штриховая и пунктирная линии проведены на глаз. Сплошная линия – зависимость  $|dn_S(T)/dT| \propto p^{-2}$

В так называемой d-density wave (DDW) модели псевдощели<sup>37-40</sup>  $n_0(p) \propto p$  в интервале  $0.07 < p < 0.17$ , где DSC параметр порядка возрастает от нулевого до максимального значения согласно фазовой диаграмме на рис. 8, однако  $n_0(p)$  не обращается в нуль (рис. 1 из<sup>39</sup>) при  $\Delta_0(p) \rightarrow 0$ , что соответствует данным на рис.7.

На рис. 7 приведены также зависимости от  $p$  наклонов  $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|_{T \rightarrow 0} \propto |dn_S(T)/dT|_{T \rightarrow 0}$

кривых  $\lambda_{ab}^{-2}(T)$ , полученных из данных  $\lambda_{ab}(T)$  на рис. 6 при  $T < T_C$ . В интервале  $0.1 < p < 0.16$  величина  $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|$  меняется слабо, что соответствует выводам<sup>34</sup>. Однако при  $p < 0.1$  происходит ее резкий рост: наклон  $\lambda_{ab}^{-2}(T)$  увеличивается в 2.5 раза при уменьшении  $p$  от 0.12 до 0.08. Сплошная линия на рис. 7 изображает зависимость  $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT| \propto p^{-2}$  и согласуется с результатом<sup>35</sup> при  $p < 0.12$ .

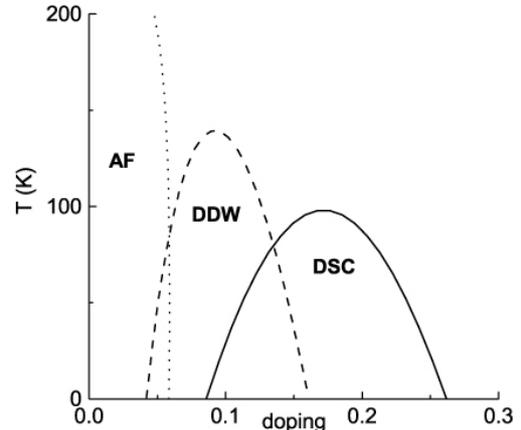


Рис. 8:  $(T - p)$  схематическая фазовая диаграмма ВТСП в DDW модели псевдощели, основанная на расчетах<sup>40</sup>. AF -трехмерная антиферромагнитная фаза. Система является изолятором в AF состоянии, металлом в DDW и DDW+AF состояниях и сверхпроводником в DSC и DDW+DSC состояниях.

Пунктирная линия, проведенная через все экспериментальные значения  $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|$ , отражает поведение этой величины в DDW модели<sup>38,39</sup>. Другим подтверждением этой модели псевдощели служит изменение температурной зависимости  $\Delta n_S(T)$  при  $T \ll T_C$  и  $p < 0.1$ . Представленные в

нормированном виде  $\lambda_{ab}^2(0) / \lambda_{ab}^2(T) = n_S(T) / n_0$  данные рис. 6 при  $T < T_C/2$  приведены на рис. 9а для всех состояний кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с разными  $p$  (символы). Сплошной линией изображена зависимость  $n_S(T) / n_0$  в DSC. Явной особенностью сильно недодопированных ( $p = 0.078$  и  $p = 0.092$ ) состояний является вогнутость кривых  $n_S(T) / n_0$  на фоне DSC зависимости и кривых  $n_S(T) / n_0$  для состояний с  $p = 0.16, 0.12, 0.106$ . Отметим, что эта особенность несильно зависит от значений  $\lambda_{ab}(0)$ . Это продемонстрировано на вставке рис. 9а, где

экспериментальные данные  $n_S(T)/n_0$  для  $s = 0.092$  (треугольники) сравниваются с полученными путем увеличения  $\lambda_{ab}(0)$  (светлые звезды) и уменьшения (сплошные звезды) на 40 нм - величину, значительно превосходящую экспериментальную неточность ( $\sim 5$

нм) определения  $\lambda_{ab}(0)$ . Согласно<sup>38</sup>,  $\Delta n_S(T)$  линейно зависит от температуры  $T < T_c/2$  в интервале  $0.1 < p < 0.2$ , где DSC-щель превышает или сравнима с DDW-щелью (рис. 8), но при  $p < 0.1$ , оставаясь при асимптотически низких  $T$  линейной, зависимость  $\Delta n_S(T)$  с ростом  $T$  меняется на корневую.

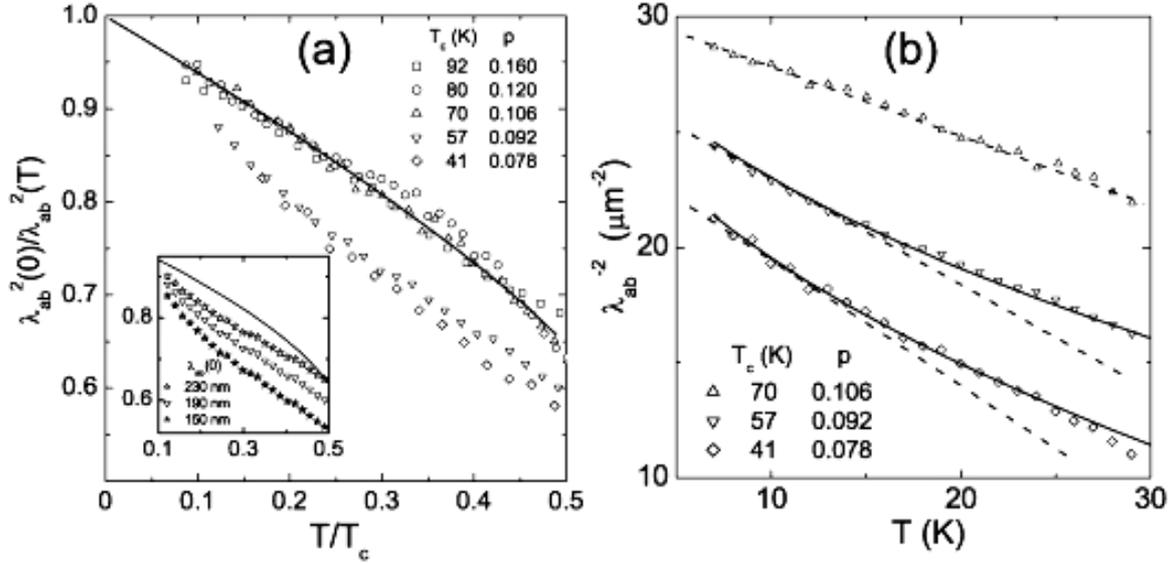


Рис. 9: а)  $\lambda_{ab}^{-2}(0)/\lambda_{ab}^{-2}(T) = n_S(T)/n_0$  при  $T < T_c/2$  в  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  с разными уровнями допирования.

Сплошная линия - зависимость  $\lambda_{ab}^{-2}(0)/\lambda_{ab}^{-2}(T)$  в чистом БКШ d-волновом сверхпроводнике (DSC). На вставке приведены экспериментальная кривая  $n_S(T)/n_0$  для  $p = 0.092$  (треугольники) и кривые, построенные с увеличенными (светлые звезды) и уменьшенными (сплошные звезды) на 40 нм значениями  $\lambda_{ab}(0)$ ; б) сравнение экспериментальных кривых  $\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto n_S(T)$  (символы) с линейной  $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto (-T)$  (штриховые линии) и корневой  $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto (-\sqrt{T})$  (сплошные линии) зависимостями в умеренно допированном ( $p = 0.106$ ,  $x = 0.33$ ) и сильно недопированных ( $p = 0.092$ ,  $x = 0.40$ ;  $p = 0.078$ ,  $x = 0.47$ ) кристаллах.

Действительно, в достаточно широком интервале низких температур  $0.1 T_c < T < 0.5 T_c$  экспериментальные зависимости  $n_S(T)$  в  $YBa_2Cu_3O_{6.60}$  и  $YBa_2Cu_3O_{6.53}$  с  $p < 0.1$  не линейны и близки к корневым. Это демонстрирует рис. 9б, где измеренные кривые  $\lambda_{ab}^{-2} \propto n_S(T)$  сравниваются с линейной (от  $T$ ) в  $YBa_2Cu_3O_{6.63}$  ( $p = 0.106$ ) и  $\sqrt{T}$ -зависимостями  $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) = -3\sqrt{T}$  ( $\lambda_{ab}$  и  $T$  выражены в мкм и К) в  $YBa_2Cu_3O_{6.60}$  ( $p = 0.092$ ) и  $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) = -3,5\sqrt{T}$  в  $YBa_2Cu_3O_{6.53}$  ( $p = 0.078$ ). Штриховые линии на рис. 9б соответствуют продолженной в область высоких температур линейной экстраполяции кривых  $\lambda_{ab}(T)$  при  $T < T_c/3$  на рис. 6.

Особенности  $\lambda_{ab}^{-2}$  при  $p < 0.1$  на рис. 9 сопровождаются возникновением изгибов в области  $T \sim 100$  К у двух нижних кривых  $\rho_{ab}(T)$  на рис. 4, а эволюция зависимостей  $\rho_c(T)$  с изменением  $x$  коррелирует с температурным поведением мнимой части проводимости вдоль  $c$ -оси  $\sigma_c''(T, p) = \lambda_c^{-2}(T, p)/\omega\mu_0$ . Сплошными символами на рис. 10 изображены зависимости  $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T) = \sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$  при  $T < T_c/2$  для трех состояний кристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ . В таблице 1 приведены значения  $\lambda_c(0)$  и показатели степени  $\alpha$  у измеренных функций  $\lambda_c(T) - \lambda_c(0) = \Delta\lambda_c(T) \propto T^\alpha$  при  $T < T_c/3$ . Кривые  $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T)$  и  $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$  на рис. 10 совпадают

в оптимально допированном ( $x = 0.07$ ,  $p = 0.16$ ) кристалле, как должно быть в анизотропном 3D сверхпроводнике, но с уменьшением наклона кривых  $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$  при  $T < T_c/3$  заметно уменьшаются. В модели<sup>41</sup> такое поведение  $\sigma_c''(T)$  отвечает уменьшению интеграла перекрытия  $t(p)$  между купратными плоскостями (сплошная и штриховая линии на рис. 10 - численные расчеты<sup>41</sup> для  $p = 0.16$  и  $p \sim 0.1$  соответственно) и коррелирует с переходом при  $T > T_c$  от друдевской ( $p = 0.16$ ) проводимости вдоль с-оси к прыжковой ( $p < 0.16$ ). Итак, низкотемпературные зависимости  $\lambda_c(T)$  описываются без учета псевдощелевых эффектов.

Величина  $1/\lambda_c(0, p)$  на вставке рис. 10 линейно изменяется с  $p$  и, в отличие от  $n_0(p)$  на рис. 7, обращается в нуль при  $p \sim 0.07$ , где  $T_c \rightarrow 0$  (рис. 8). Другим подтверждением определяющей роли интеграла  $t(p)$  (а не влияния псевдощели) на поведение  $\sigma_c''(T, p)$  служит обнаруженная нами в одинаковая зависимость от концентрации с величин  $\sigma_c''(0, p)$  и  $\sigma_c''(T_c, p)$  или, другими словами, прямая связь  $\sigma_c''(0, p) = U(p)\sigma_c''(T_c, p)$ , где коэффициент пропорциональности  $U(p)$  определяется только зависимостями псевдо и сверхпроводящей щелей от  $p$ . Во всем интервале  $0.07 < p < 0.16$  величина  $U(p)/U(0.16)$  изменялась меньше, чем вдвое, в то время как  $\sigma_c(p)/\sigma_c(0.16)$  при  $T = T_c$ , зависящая от интеграла перекрытия  $t(p)$ , изменялась на два порядка.

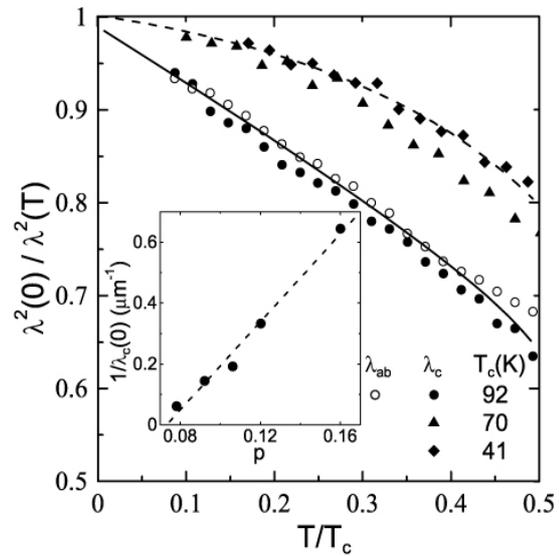


Рис.10. Зависимости  $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T)$  (светлые символы) в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$  и  $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$  (сплошные символы) для трех состояний кристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с  $T_c = 92$  К,  $T_c = 70$  К и  $T_c = 41$  К. Сплошная и штриховая линии - зависимости  $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$ , рассчитанные в<sup>41</sup> для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  с разным кислородным дефицитом. Вставка демонстрирует  $1/\lambda_c$  при  $T = 0$  как функцию  $p$ .

- [1]. J. Bardeen, L. N. Cooper, and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- [2]. M. R. Trunin, and A. A. Golubov, in Spectroscopy of High $T_c$  Superconductors. A Theoretical View . M. Plakida ed. (Taylor and Francis, London and New York, 2003),pp. 159-233.
- [3]. J. Mao, D. H. Wu, J. L. Peng et al., Phys. Rev. B 51, 3316 (1995).
- [4]. 3. Srikanth, Ж. Zhai, S. Sridhar et al., J. Phys. Chem.Solids 59, 2105 (1998).
- [5]. Yu. A. Nefyodov, M. R. Trunin, A. A. Zhohov et al., Phys.Rev. B 67, 144504 (2003).
- [6]. A. Hosseini, S. Kamal, D. A. Bonn et al., Phys. Rev. Lett.81, 1298 (1998).
- [7]. T. Jacobs, S. Sridhar, Q. Li et al., Phys. Rev. Lett. 75,4516 (1995).
- [8]. T. Shibauchi, N. Katase, T. Tamegai et al., Physica C 264,227 (1996).
- [9]. S-F. Lee, D. C. Morgan, R. J. Ormeno et al., Phys. Rev.Lett. 77, 735 (1996).
- [10]. D. V. Shovkun, M. R. Trunin, A. A. Zhukov et al., Pis'ma Zh. Exp. Teor. Fiz. 71, 132 (2000) [JETP. Lett. 71, 92 (2000)].
- [11]. A. A. Zhukov, M. R. Trunin, A. T. Sokolov et al. Zh. Exp. Teor. Fiz. 112, 2210 (1997) [JETP 85, 1211(1997)].
- [12]. D. M. Broun, D. C. Morgan, R. J. Ormeno et al., Phys.Rev. B 56, R11443 (1997).
- [13]. J. R. Waldram, D. M. Broun, D. C. Morgan et al., Phys.Rev. B 59, 1528 (1999).
- [14]. Yu. A. Nefyodov, PhD thesis, Institute of Solid State Physics (2003).
- [15]. D. A. Bonn, P. Dosanjh, R. Liang et al., Phys. Rev. Lett.68, 2390 (1992).
- [16]. D. A. Bonn, R. Liang, T. M. Riseman et al., Phys. Rev. B47, 11314 (1993).
- [17]. D. A. Bonn, S. Kamal, K. Zhang et al., Phys. Rev. B 50,4051 (1994).
- [18]. 3. Kitano, T. Shibauchi, K. Uchinokura et al., Phys. Rev.B 51, 1401 (1995).
- [19]. M. R. Trunin, A. A. Zhukov, G. A. Emel'chenko et al.,Pis'ma Zh. Exp. Teor. Fiz. 65, 893 (1997) [JETP Lett.65, 938 (1997)].
- [20]. H. Srikanth, B. A. Willemsen, T. Jacobs et al., Phys. Rev.B 55, R14733 (1997).
- [21]. 3. Srikanth, Ж. Zhai, S. Sridhar et al., Phys. Rev. B 57,7986 (1998).

- [22]. S. Kamal, R. Liang, A. Hosseini et al., Phys. Rev. B 58,8933 (1998).
- [23]. A. Hosseini, R. Harris, S. Kamal et al., Phys. Rev. B 60,1349 (1999).
- [24]. T. Xiang, C. Panagopoulos, and J. R. Cooper, Int. Journ.Mod. Phys. B 12, 1007 (1998).
- [25]. S. Sridhar and W. L. Kennedy, Rev. Sci. Instrum. 54, 531(1988).
- [26]. М. Р. Трунин, УФН 168, 931 (1998); М. R. Trunin, J.Supercond. 11, 381 (1998).
- [27]. J. L. Tallon, C Bernhard, H. Shaked et al., Phys. Rev. B51, 12911 (1995).
- [28]. M. Turlakov, cond-mat/0111136.
- [29]. М. Р. Трунин и Ю. А. Нефедов, Письма в ЖЭТФ 77,696 (2003).
- [30]. A. F. Ho and A. J. Schofield, cond-mat/0211675; 0407059.
- [31]. M.R. Trunin, Yu.A. Nefyodov, and A.F. Shevchun, Phys.Rev. Lett. 92, 067006 (2004).
- [32]. J. W. Loram, J. Luo, J. R. Cooper et al., J. Phys. Chem.Solids 62, 59 (2001).
- [43].
- [33]. C. Bernhard, J.L. Tallon, Th. Blasius et al., Phys. Rev.Lett. 86, 1614 (2001).
- [34]. P. A. Lee and X-G. Wen, Phys. Rev. Lett. 78, 4111 (1997).
- [35]. A. J. Millis, S. M. Girvin, L. B. Ioffe et al., J. Phys. Chem.Solids 59, 1742 (1998).
- [36]. L. B. Ioffe and A. J. Millis, J. Phys. Chem. Solids 63, 2259(2002).
- [37]. S. Chakravarty, R. B. Laughlin, D. K. Morr et al., Phys.Rev. B 63, 094503 (2001).
- [38]. S. Tewari, H-Y. Kee, C Nayak et al., Phys. Rev. B 64,224516 (2001).
- [39]. Q.-H. Wang, J. H. Han, and D.-H. Lee, Phys. Rev. Lett.87, 077004 (2001).
- [40]. C. Nayak and E. Pivovarov, Phys. Rev. B 66, 064508(2002).
- [41]. R. J. Radtke, V. N. Kostur, and K. Levin, Phys. Rev. B53, R522 (1996).
- [42]. M. R. Trunin, Yu. A. Nefyodov, and A. F. Shevchun, Supercond. Sci. Technol. 17, 1082 (2004).