

Анизотропия проводимости и псевдощель в микроволновом отклике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

М.Р. Трунин, Ю.А. Нефедов, А.Ф. Шевчун

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

В интервале температур $5 \leq T \leq 200$ К исследованы и количественно описаны 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. При $x > 0.07$ и $T < T_c/2$ псевдощель в значительной мере определяет поведение $\sigma''_{ab}(T, x)$, но не влияет на $\sigma''_c(T, x)$.

1. В современной проблематике высокотемпературных сверхпроводников (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 ω . 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 $\sigma(T) = \sigma'(T) - i\sigma''(T) = i\omega\mu_0/Z^2(T)$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. В ВТСП величины Z и σ характеризуются двумя основными компонентами: Z_{ab} (и σ_{ab}) в слабоанизотропных ab -плоскостях CuO_2 и Z_c (и σ_c) поперек купратных плоскостей.

2. В данной работе мы продемонстрируем универсальный подход к решению обеих задач (i) и (ii), анализируя результаты измерений анизотропии и эволюции температурных зависимостей компонент проводимости кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 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 $1.6 \times 0.4 \times 0.1$ мм³. Содержание кислорода в образце менялось путем его контролируемого отжига в воздухе при разных $T \geq 500^\circ$ С, указанных в таблице 1. Измерения анизотропии проводимости были проведены на частоте 9.4 ГГц при температурах $5 \leq T \leq 200$ К 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. Используя эмпирическое соотношение¹ $T_c = T_{c,max}[1 - 82.6(p - 0.16)^2]$ с $T_{c,max} = 92$ К при $p = 0.16$ ($x = 0.07$), находим концентрации $p = 0.12, 0.106, 0.092, 0.078$ дырок, принадлежащих на атом меди в плоскости CuO_2 , для остальных

четырёх состояний $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с меньшими T_c и $x = 0.26, 0.33, 0.40, 0.47$ соответственно. Полный цикл измерений 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 обеих ориентациях. Подробное изложение всей процедуры измерений для оптимально допированного кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ содержится в работе².

3. На рис. 1 приведены температурные зависимости компонент поверхностного импеданса в ab -плоскости и вдоль c -оси для каждого из пяти состояний кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, указанных в таблице 1. 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: $\rho_{ab}(T) = 2R_{ab}^2(T)/\omega\mu_0$, $\rho_c(T) = 2R_c^2(T)/\omega\mu_0$. Эволюция кривых $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ с изменением x в интервале $T_c < T \leq 200$ К показана на рис. 2. 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; во всех других состояниях $\rho_c(T)$ растёт 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

Таблица I: Annealing and critical temperatures, doping parameters and penetration depths of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ crystal.

annealing T , °C	critical T_c , К	doping parameters		λ values at $T = 0$		$\Delta\lambda_c(T)$ $\propto T^\alpha$
		p	x	λ_{ab} , nm	λ_c , μm	
500	92	0.16	0.07	152	1.55	1.0
520	80	0.12	0.26	170	3.0	1.1
550	70	0.106	0.33	178	5.2	1.2
600	57	0.092	0.40	190	6.9	1.3
720	41	0.078	0.47	198	16.3	1.8

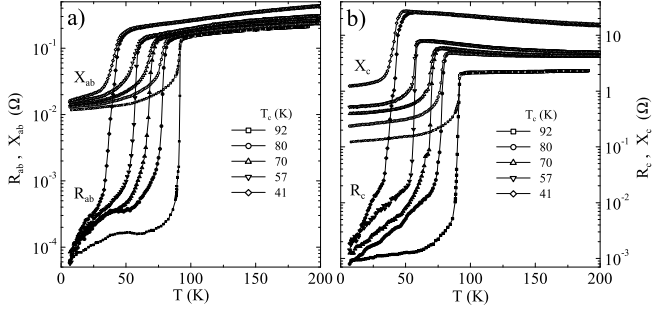


Рис. 1: a) real $R_{ab}(T)$ (solid symbols) and imaginary $X_{ab}(T)$ (open symbols) parts of the ab -plane surface impedance of the five states of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystal; b) the components of the c -axis surface impedance.

между этими слоями. Кроссовер имеет место, когда время перескока становится сравнимым с временем релаксации в слое, что эквивалентно критерию³

$$\sigma_{c,max}\sigma_{ab} \approx \frac{n_{2D}}{\pi} \left(\frac{e^2}{\hbar} \right)^2, \quad (1)$$

где $\sigma_{c,max}$ - максимальное значение туннельной c -проводимости, σ_{ab} - друдевская проводимость и n_{2D} - двумерная плотность квазичастиц в ab -плоскости. Из (1) при $n_{2D} \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$ 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. 2 произведение $\rho_c\rho_{ab} \lesssim 10^{-6} (\text{Ом}\cdot\text{см})^2$, что указывает на применимость $3D$ анизотропной ферми-жидкостной модели для объяснения транспортных свойств опти-

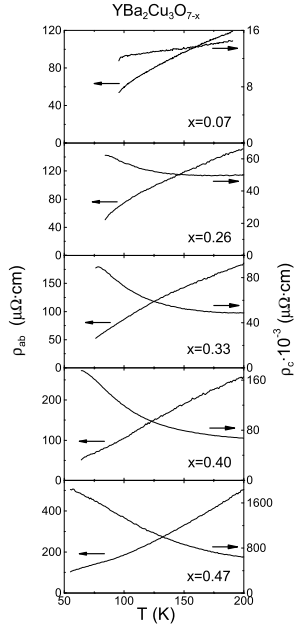


Рис. 2: The evolution of the measured $\rho_{ab}(T)$ and $\rho_c(T)$ dependences in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ with different oxygen content.

мально допированного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$. Кривые $\rho_c(T)$ на рис. 2 хорошо описываются в полярной модели c -транспорта квазичастиц⁴. Согласно этой модели, межплоскостное туннелирование квазичастиц рассматривается как возмущение исходно сильно связанной электрон-фононной системы. 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 $T \sim \omega_0$ в⁴ получено выражение

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

где ω_0 - энергия фонона, g - параметр, характеризующий силу электрон-фононного взаимодействия ($g > 1$). На рис. 3 приведен результат сравнения экспериментальных (символы) и найденных по формуле (2) (сплошные линии) зависимостей $\rho_c(T)$. В расчетах использовались данные $\rho_{ab}(T)$ на рис. 2; параметр g для всех кривых на рис. 3 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.

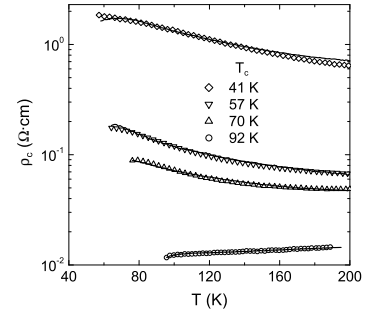


Рис. 3: Comparison of the experimental dependences $\rho_c(T)$ in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (symbols) and those calculated from Eq. (2) (solid lines).

4. По мере уменьшения концентрации $p < 0.16$ и приближения к диэлектрической фазе в ВТСП развивается конкуренция псевдощелевого и сверхпроводящего параметров порядка, что в области $T \ll T_c$ приводит к особенностям в p - and T -зависимостях плотности сверхпроводящей жидкости $n_s(T, p)$. В чистом сверхпроводнике с d -симметрией щели (DSC) величина $\Delta n_s(T) \equiv n_s(T) - n_0$ линейно зависит от температуры $T \ll T_c$: $\Delta n_s(T) \propto (-T/\Delta_0)$, где $n_0 \equiv n_s(0)$ и $\Delta_0 \equiv \Delta(0)$ - плотность сверхпроводящей жидкости и амплитуда щели при $T = 0$. Эта зависимость надежно подтверждена измерениями лондоновской глубины проникновения $\lambda_{ab}(T) = \sqrt{m^*/\mu_0 e^2 n_s(T)}$ электромагнитного поля, затухающего в купратных ab -плоскостях оптимально допированных ВТСП: $\Delta \lambda_{ab}(T) \propto T$ при $T < T_c/3$. Производная $|dn_s(T)/dT|$ при $T \rightarrow 0$

определяет величину n_0/Δ_0 . Если с уменьшением $p < 0.16$ спектр квазичастиц сверхпроводника по-прежнему определяется термически возбужденными через щель фермионами, то наклон кривых $n_s(T)$ при $T \ll T_c$ останется пропорциональным величине $n_0(p)/\Delta_0(p)$: $|dn_s(T)/dT|_{T \rightarrow 0} \propto n_0(p)/\Delta_0(p)$.

На рис. 4 приведены низкотемпературные части измеренных кривых $\lambda_{ab}(T) = X_{ab}(T)/\omega\mu_0$. Экстраполяции к $T \rightarrow 0$ линейными отрезками (штрихами) каждой кривой при $T < T_c/3$ приводят к значениям $\lambda_{ab}(0)$, указанным в таблице 1.

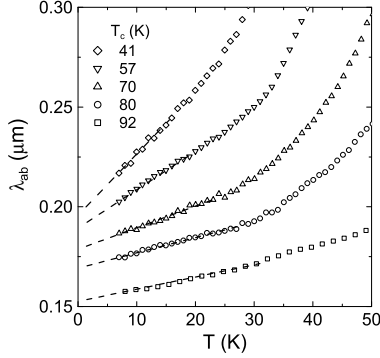


Рис. 4: Low-temperature dependences of $\lambda_{ab}(T)$ (open symbols) measured for five states of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ crystal⁵. Dashed lines are linear extrapolations at $T < T_c/3$.

При уменьшении концентрации дырок вдвое (от $p = 0.16$ до $p = 0.078$) величина $\lambda_{ab}^{-2}(0) = n_0\mu_0e^2/m^*$ тоже уменьшается приблизительно в два раза, как это следует из рис. 5. Зависимость $n_0(p) \propto p$ в интервале $0.08 < p \leq 0.16$ наблюдалась в экспериментах^{6,7}. 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 моделях⁸⁻¹⁰. В так называемой d -density wave (DDW) модели псевдощели¹¹⁻¹³ $n_0(p) \propto p$ в интервале $0.07 < p < 0.17$, где DSC параметр порядка возрастает от нулевого до максимального значения согласно фазовой диаграмме на рис. 6, однако $n_0(p)$ не обращается в нуль (рис. 1 из¹³) при $\Delta_0(p) \rightarrow 0$, что соответствует данным на рис. 5.

На рис. 5 приведены также зависимости от p наклонов $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|_{T \rightarrow 0} \propto |dn_s(T)/dT|_{T \rightarrow 0}$ кривых $\lambda_{ab}^{-2}(T)$, полученные из данных $\lambda_{ab}(T)$ на рис. 4 при $T < T_c/3$. В интервале $0.1 < p \leq 0.16$ величина $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|$ меняется слабо, что соответствует выводам⁸. Однако при $p \lesssim 0.1$ 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. 2 изображает зависимость $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT| \propto p^{-2}$ и согласуется с результатом⁹ при $p \leq 0.12$. Пунктирная линия, проведенная через все экспериментальные значения $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|$, отражает поведение этой величины в DDW модели^{12,13}. Другим подтверждением этой модели псевдощели служит изменение температурной зависимости $\Delta n_s(T)$ при $T \ll T_c$ и $p < 0.1$. Пред-

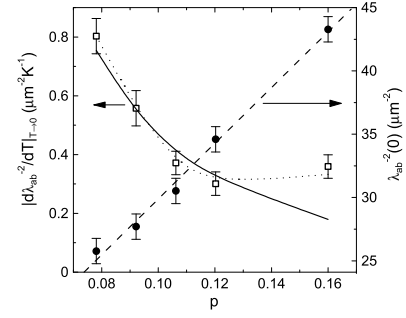


Рис. 5: The values of $\lambda_{ab}^{-2}(0) = n_0\mu_0e^2/m^*$ (right scale) and slopes $|d\lambda_{ab}^{-2}(T)/dT|_{T \rightarrow 0} = \mu_0e^2/m^*|dn_s(T)/dT|_{T \rightarrow 0}$ (left scale) as a function of doping p . Error bars correspond to experimental accuracy. The dashed and dotted lines guide the eye. The solid line is $|dn_s(T)/dT| \propto p^{-2}$ dependence.

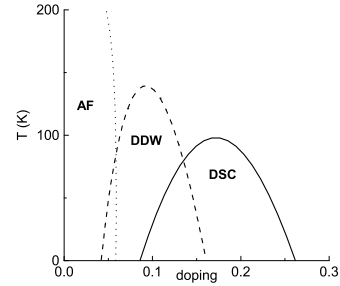


Рис. 6: The T versus p schematic phase diagram based on calculations of Ref.¹⁴. AF is the three-dimensional antiferromagnetic phase. The system is an insulator in the AF state, a metal in the DDW and DDW+AF states, and a superconductor in the DSC and DDW+DSC states.

ставленные в нормированном виде $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T) = n_s(T)/n_0$ данные рис. 4 при $T < T_c/2$ приведены на рис. 7а 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 $p = 0.16, 0.12, 0.106$. Согласно¹², $\Delta n_s(T)$ 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. 6), но при $p < 0.1$, оставаясь при асимптотически низких T линейной, зависимость $\Delta n_s(T)$ с ростом T меняется на корневую. Действительно, в достаточно широком интервале низких температур $0.1T_c < T \lesssim 0.5T_c$ экспериментальные зависимости $n_s(T)$ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.60}$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.53}$ с $p < 0.1$ не линейны и близки к корневым. Это демонстрирует рис. 7b, где измеренные кривые $\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto n_s(T)$ сравниваются с линейной ($\propto T$) в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.67}$ ($p = 0.106$) и \sqrt{T} -зависимостями $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) = -3\sqrt{T}$ (λ_{ab} и T выражены в мкм и К) в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.60}$ ($p = 0.092$) и $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) = -3.5\sqrt{T}$ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.53}$ ($p = 0.078$). Штриховые линии на рис. 7b соответствуют продол-

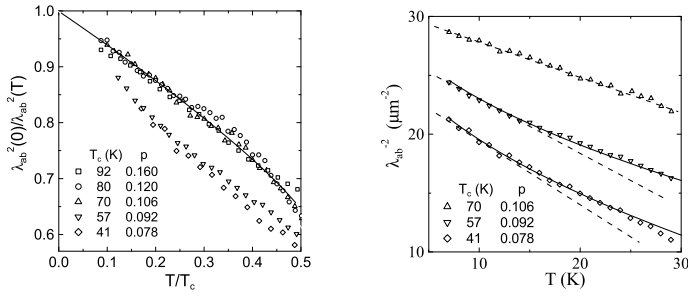


Рис. 7: a) $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T) = n_s(T)/n_0$ at $T < T_c/2$ in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ with different doping. b) comparison of experimental $\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto n_s(T)$ curves (symbols) with linear $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto (-T)$ (dashed lines) and root $\Delta\lambda_{ab}^{-2}(T) \propto (-\sqrt{T})$ (solid lines) dependences for moderately doped ($p = 0.106$) and heavily underdoped ($p = 0.092, 0.078$) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.

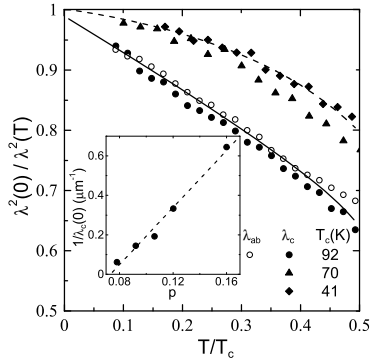


Рис. 8: a) dependence $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T)$ (open circles) in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ and $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$ (full symbols) measured for three states of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ crystal. Solid and dashed lines stand for the dependences $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$ calculated in Ref.¹⁵ for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ with different oxygen deficiency. The inset shows $1/\lambda_c$ at $T = 0$ as a function of doping p .

женной в область высоких температур линейной экстраполяции кривых $\lambda_{ab}(T)$ при $T < T_c/3$ на рис. 4.

Особенности $\lambda_{ab}^{-2}(T)$ при $p < 0.1$ на рис. 7 сопровождаются возникновением изгибов в области $T \sim 100$ К у двух нижних кривых $\rho_{ab}(T)$ на рис. 2, 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. 8 изображены зависимости $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T) = \sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ при $T \leq T_c/2$ для трех состояний кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. В таблице 1 приведены значения $\lambda_c(0)$ и показатели степени α у измеренных функций $\lambda_c(T) - \lambda_c(0) = \Delta\lambda_c(T) \propto T^\alpha$ при $T \leq T_c/3$. Кривые $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T)$ и $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$ на рис. 8 совпадают в оптимально допированном ($x = 0.07, p = 0.16$) кристалле, как должно быть в анизотропном 3D сверхпроводнике, но с уменьшением p наклоны кривых $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$ при $T < T_c/3$ заметно уменьшаются. В модели¹⁵ такое поведение $\sigma_c''(T)$ отвечает уменьшению интеграла перекрытия $t(p)$ между купратными плоскостями (сплошная и штриховая линии на рис. 8 – численные расчеты¹⁵ 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 c -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 к рис. 8 линейно изменяется с p и, в отличие от $n_0(p)$, обращается в нуль при $p \approx 0.07$, где $T_c \rightarrow 0$ (рис. 6). Другим подтверждением определяющей роли интеграла $t(p)$ (а не влияния псевдощели) на поведение $\sigma_c''(T, p)$ служит обнаруженная нами в¹⁶ одинаковая зависимость от концентрации p 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.

¹ J.L. Tallon, C. Bernhard, H. Shaked et al., Phys. Rev. B **51**, 12911 (1995).
² Yu.A. Nefyodov, M.R. Trunin, A.A. Zhohov et al., Phys. Rev. B **67**, 144504 (2003).
³ М.Р. Трунин и Ю.А. Нефедов, Письма в ЖЭТФ **77**, 696 (2003).
⁴ A.F. Ho and A.J. Schofield, cond-mat/0211675; 0407059.
⁵ M.R. Trunin, Yu.A. Nefyodov, and A.F. Shevchun, Phys. Rev. Lett. **92**, 067006 (2004).
⁶ J.W. Loram, J. Luo, J.R. Cooper et al., J. Phys. Chem. Solids **62**, 59 (2001).
⁷ C. Bernhard, J.L. Tallon, Th. Blasius et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1614 (2001).
⁸ P.A. Lee and X-G. Wen, Phys. Rev. Lett. **78**, 4111 (1997).
⁹ A.J. Millis, S.M. Girvin, L.B. Ioffe, A.I. Larkin, J. Phys. Chem. Solids **59**, 1742 (1998).

¹⁰ L.B. Ioffe and A.J. Millis, J. Phys. Chem. Solids **63**, 2259 (2002).
¹¹ S. Chakravarty, R.B. Laughlin, D.K. Morr et al., Phys. Rev. B **63**, 094503 (2001).
¹² S. Tewari, H-Y. Kee, C. Nayak et al., Phys. Rev. B **64**, 224516 (2001).
¹³ Q.-H. Wang, J.H. Han, and D.-H. Lee, Phys. Rev. Lett. **87**, 077004 (2001).
¹⁴ C. Nayak and E. Pivovarov, Phys. Rev. B **66**, 064508 (2002).
¹⁵ R.J. Radtke, V.N. Kostur, and K. Levin, Phys. Rev. B **53**, R522 (1996).
¹⁶ M.R. Trunin, Yu.A. Nefyodov, and A.F. Shevchun, Supercond. Sci. Technol. **17**, 1082 (2004).