

П И С Ь М А  
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

---

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ  
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Проект РФФИ # 97-02-16836

---

Письма в ЖЭТФ, том 72, вып.11, стр.845 - 858

© 2000г. 10 декабря

**МИКРОВОЛНОВЫЙ ОТКЛИК КРИСТАЛЛОВ ВТСП: ИТОГИ,  
ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ**

*М.Р.Трунин<sup>1)</sup>*

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

Поступила в редакцию 30 октября 2000 г.

Анализируются результаты исследований температурных зависимостей микроволнового поверхностного импеданса  $Z_s(T)$  и тензора проводимости  $\hat{\sigma}(T)$  монокристаллов ВТСП. Выделены экспериментальные факты, которые не соответствуют известным электродинамическим представлениям о механизмах проводимости в этих материалах. Обсуждаются возможные причины такого несоответствия, связанные с особенностями структуры кристаллов ВТСП, и задачи будущих исследований.

PACS: 74.20.De, 74.25.Nf, 74.72.-h

**Введение.** Несмотря на определенные успехи в исследованиях физических свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), даже для сравнительно узкой области фазовой диаграммы, соответствующей оптимальному допированию ВТСП и максимальным значениям критической температуры  $T_c$ , пока не существует последовательной микроскопической теории, способной объяснить совокупность уже имеющихся и надежно установленных экспериментальных результатов. Не решена и главная проблема о типе сверхпроводящего взаимодействия в ВТСП. Спорными остаются также вопросы о симметрии параметра порядка в них, механизмах релаксации квазичастиц, роли примесей и анизотропии. К числу экспериментальных методов изучения этого круга проблем относятся измерения линейного микроволнового отклика монокристаллов ВТСП, то есть исследования температурных зависимостей поверхностного импеданса  $Z_s(T) = R_s(T) + iX_s(T)$  и комплексной проводимости  $\sigma(T) = \sigma'(T) - i\sigma''(T)$  на сверхвысоких частотах (СВЧ) при малых ( $< 0.1 \text{ Э}$ ) амплитудах переменного поля. Известно, что прецизионные измерения  $Z_s(T)$  в классических сверхпроводниках были очень информативными: величина щели  $\Delta$  извлекалась из температурной зависимости поверхностного сопротивления

---

<sup>1)</sup> e-mail: trunin@issp.ac.ru

$R_s(T) \propto e^{-\Delta/k_B T}$  при  $T < T_c/2$ , глубина проникновения  $\lambda(T)$  поля в сверхпроводник – из реактанса  $X_s(T) = \omega\mu_0\lambda(T)$  при  $T < T_c$ , длина свободного пробега электронов – из измерений  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  в нормальном состоянии ( $T \geq T_c$ ). Мощной демонстрацией применимости теории Бардина – Купера – Шриффера (БКШ) [1] для объяснения свойств классических сверхпроводников было немонотонное в области  $0.8 < T/T_c \leq 1$  поведение (когерентный пик) 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  $Z_s(T)$ . Обнаруженный в 1993 году линейный ход глубины проникновения поля  $\Delta\lambda_{ab}(T) \propto T$  в  $ab$ -плоскости монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  при  $T < 25$  К [2] положил начало широкой дискуссии о симметрии параметра порядка в ВТСП.

В предлагаемой работе мы рассмотрим основы метода измерений импеданса, общие свойства и особенности кривых  $Z_s(T)$  и  $\hat{\sigma}(T)$  в нормальном и сверхпроводящем состояниях разных кристаллов ВТСП и обсудим феноменологическую модель для описания их микроволнового отклика. В ходе этого анализа будут выделены проблемы остаточного поверхностного сопротивления, необычно большого изменения  $\Delta X_s(T) > \Delta R_s(T)$  в некоторых кристаллах ВТСП и анизотропии проводимости.

**Измеряемые величины и образцы.** 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. Мы помещали образец на сапфировом стержне в центр цилиндрического резонатора из Nb, работающего на частоте  $f = 9.42$  ГГц и моде  $H_{011}$ , то есть в максимум однородного СВЧ магнитного поля  $\mathbf{H}_\omega$  [3]. 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. Достигнутая нами точность измерения добротности  $\sim 10^7$  была не хуже 1%, а точность определения частоты резонанса  $\sim 10$  Гц. Температурные зависимости поверхностного сопротивления  $R_s$  и реактанса  $X_s$  образца находятся из соотношений

$$R_s(T) = \Gamma_s \Delta(1/Q) = \Gamma_s [Q_s^{-1}(T) - Q_e^{-1}(T)], \quad (1)$$

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

где  $\Gamma_s$  – 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  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  по измеряемым  $Q(T)$  и  $\Delta f(T)$  необходимо знать две величины:  $\Gamma_s$  и  $f_0$ . Геометрический фактор  $\Gamma_s$  зависит от формы, размеров кристалла и его расположения в резонаторе относительно поля  $\mathbf{H}_\omega$ . Известны экспериментальные и

теоретические способы определения  $\Gamma_s$  [3], порядок величины которой равен десяткам кОм на частотах  $\sim 10$  ГГц. Константа  $f_0$  может быть найдена из измерений микроволнового отклика в нормальном состоянии (см. ниже).

В данной работе будут рассмотрены результаты измерений температурных зависимостей импеданса и проводимости кристаллов медно-оксидных соединений ВТСП, имеющих форму пластинок с поперечными размерами  $a \sim b \sim 1$  мм и толщиной  $c \sim 0.1$  мм:  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  (YBCO,  $T_c \approx 93$  K),  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (BSCCO #1,  $T_c \approx 83$  K; BSCCO #2,  $T_c \approx 92$  K),  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-\delta}$  (TBCCO,  $T_c \approx 112$  K) и  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$  (TBCO,  $T_c \approx 90$  K). За исключением слабо передопированного кристалла BSCCO #1, экспериментальные зависимости  $R_s(T)$  и  $\Delta\lambda_{ab}(T) = \Delta X_s(T)/\omega\mu_0$  в  $ab$ -плоскости которого приведены на рис.1, состав всех остальных кристаллов соответствовал оптимальному уровню допирования.

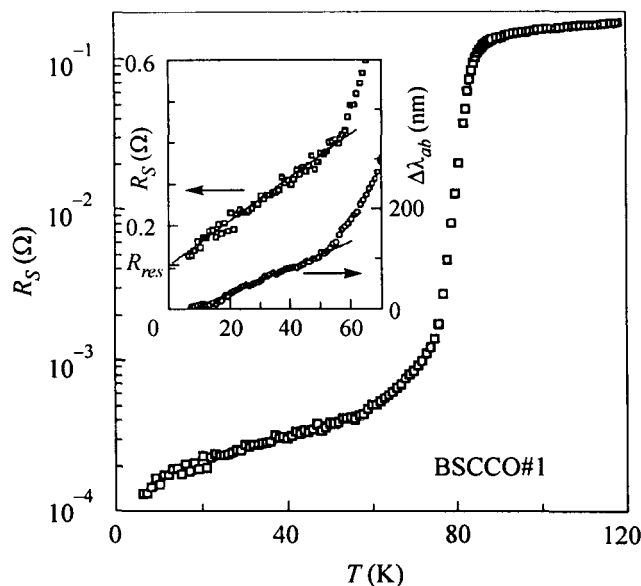


Рис.1. Поверхностное сопротивление  $R_s(T)$  в  $ab$ -плоскости кристалла BSCCO #1 на частоте 9.4 ГГц. На вставке зависимости  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  и  $R_s(T)$  при низких  $T$ . Указано значение остаточного поверхностного сопротивления  $R_{res} \approx 120$  мкОм

**Проблема 1.** Обратим внимание на определяющую качество кристалла величину остаточного поверхностного сопротивления  $R_{res} = R_s(T \rightarrow 0)$ . Если в классических сверхпроводниках значение  $R_{res}$  четко определено как уровень плато у кривой  $R_s(T)$  при  $T < T_c/4$ , то в кристаллах ВТСП никакого плато нет, и мы принимаем за величину  $R_{res}$  в них значение  $R_s(T = 0)$ , полученное экстраполяцией к нулевой температуре линейного участка кривой  $R_s(T)$  при  $T \ll T_c$  (рис.1). В опытах с классическими сверхпроводниками было установлено, что величина  $R_{res} \propto \omega^2$  и определяется разного рода дефектами поверхностного слоя образца [4, 5]; на основании этого факта считается, что чем меньше  $R_{res}$ , тем выше качество образца. В ВТСП остаточное сопротивление тоже изменяется пропорционально квадрату частоты, но даже в самых лучших кристаллах в десятки раз превышает величину  $R_{res}$  в обычных сверхпроводниках. Если учесть, что за последние 5–7 лет развития методов выращивания кристаллов ВТСП величину  $R_{res}$  заметно уменьшить не удалось, и, забегая вперед, добавить, что в образцах одинакового химического состава температурный ход проводимости  $\sigma'(T)$  кардинально меняется в зависимости от значения

$R_{тес}$ , в них, то становится ясным, что выяснение природы остаточных потерь в ВТСП является чрезвычайно актуальной задачей.

При  $T > 4$  К связь электрического поля с плотностью тока в нормальном и сверхпроводящем состояниях ВСТП является локальной:  $j = \hat{\sigma}E$ , где  $\hat{\sigma}$  – тензор проводимости, который в тетрагональном кристалле характеризуется двумя компонентами: проводимостью  $\sigma_{ab}$  в  $ab$ -плоскостях  $\text{CuO}_2$  и  $\sigma_c$  поперек купратных плоскостей. В “hot-finger” методе компоненты тензора  $\hat{\sigma}$  могут быть найдены из измерений микроволнового отклика кристалла в двух различных его положениях относительно направления поля  $H_\omega$ : поперечной (Т) ориентации,  $H_\omega \parallel c$  (рис.2а), и продольной (L) ориентации,  $H_\omega \perp c$  (рис.2б).

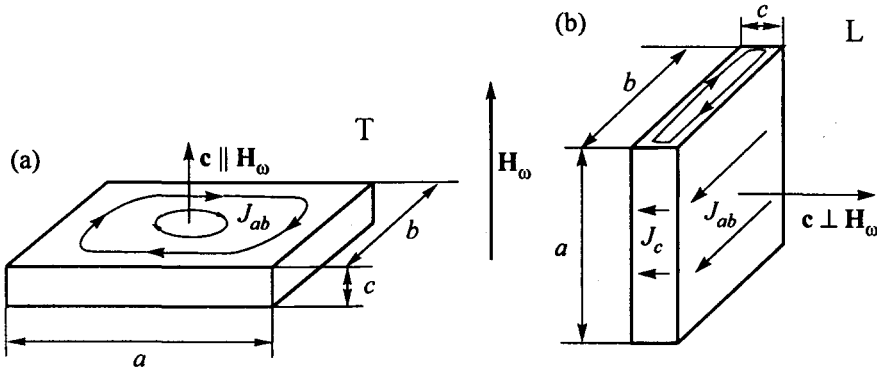


Рис.2. (а) – поперечная (Т) ориентация кристалла,  $H_\omega \parallel c$ . Стрелки указывают направления высокочастотных токов; (б) – продольная (L) ориентация,  $H_\omega \perp c$

**Анализ экспериментов в поперечной ориентации.** Поверхностный импеданс. Рассмотрим сначала случай Т-ориентации, когда высокочастотные токи циркулируют в  $ab$ -плоскостях (рис.2а). На частотах  $\sim 10$  ГГц при  $T \geq T_c$  поле проникает в образец ВТСП на глубину скин-слоя  $\delta_{ab} \sim 5 \cdot 10^{-3}$  мм, при  $T < T_c$  – на  $\lambda_{ab} \sim 10^{-4}$  мм. Так как обе величины намного меньше толщины кристалла  $c$ , то можно при любой температуре рассматривать импеданс  $Z_s^{ab}$  кристалла в Т-ориентации определенным как коэффициент в граничном условии Леонтовича [6] и использовать локальное соотношение

$$Z_s^{ab} = R_s + iX_s = (i\omega\mu_0/\sigma_{ab})^{1/2} \quad (3)$$

для связи импеданса и проводимости  $\sigma_{ab}$ . Если при  $T \geq T_c$  на микроволновых частотах проводимость ВТСП вещественна, то в Т-ориентации константа  $f_0$  в (2) находится, согласно (3), из условия равенства мнимой и действительной частей импеданса в нормальном состоянии, то есть в результате совмещения одинаковых температурных ходов  $R_s(T)$  и  $\Delta X_s(T)$  при  $T \geq T_c$ . Так определены значения  $X_s(T)$  во всем диапазоне температур в кристалле BSCCO #2 на рис.3. Следует иметь в виду, что на температурное поведение реактанса в Т-ориентации существенное влияние может оказывать тепловое расширение кристалла. Поскольку резонансная частота определяется объемом, занимаемым полем, расширение кристалла эквивалентно уменьшению глубины проникновения поля и приводит к дополнительному сдвигу частоты  $\Delta f_t$  в квадратных скобках (2). В [3] показано, что вклад  $\Delta f_t$  в общий сдвиг частоты резонатора пренебрежимо мал в области низких температур, но при  $T > 0.9 T_c$  он ста-

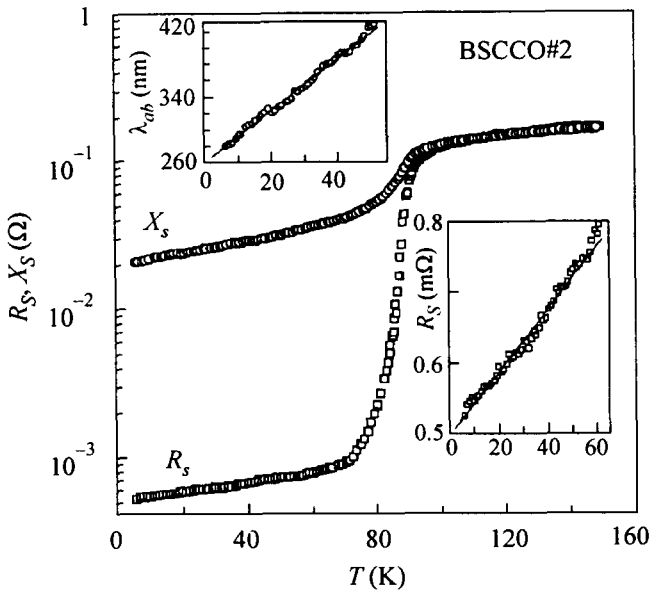


Рис.3.  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  в Т-ориентации кристалла BSCCO #2 на частоте 9.4 ГГц. На вставках зависимости  $\lambda_{ab}(T)$  и  $R_s(T)$  при низких температурах

новится заметным, особенно в сильно анизотропных кристаллах ВТСП. Зависимость  $X_s(T)$  на рис.3 построена с учетом теплового расширения кристалла BSCCO #2. В противном случае, то есть без сдвига  $\Delta f_i$  в (2), кривая реактанса, совпадая с изображенной на рис.3 до  $T \approx T_c$ , при  $T > T_c$  имеет меньший наклон, и расхождение составляет 25 мОм при  $T = 150$  К.

Условие нормального скин-эффекта  $R_s(T) = X_s(T)$  при  $T \geq T_c$  в Т-ориентации экспериментально доказано для кристаллов BSCCO [7–9], YBCO [7, 10–12], ТВСКО [13] LaSrCuO [14], ВаКВiO [15]. Все температурные зависимости  $R_s(T)$  кристаллов ВТСП при  $T \geq T_c$  хорошо описываются формулой  $2R_s^2(T)/\omega\mu_0 = \rho_{ab}(T) = \rho_{ab}(0) + bT$ . В кристалле BSCCO #2, например,  $\rho_{ab}(0) \approx 13$  мкОм·см,  $b \approx 0.3$  мкОм·см/К.

Проблема 2. Дискуссионным является вопрос о поведении  $Z_s(T)$  кристаллов ТВСКО [16, 17] и HgBaCuO<sup>2)</sup>. Даже если удастся совместить кривые  $R_s(T)$  и  $\Delta X_s(T)$ ,  $R_s(T) = X_s(T)$  при  $T \geq T_c$ , изменение реактанса  $\Delta X_s(T)$  в сверхпроводящей области  $T < T_c$  оказывается большим изменением  $\Delta R_s(T)$  настолько, что приводит к отрицательным значениям  $X_s(0)$ . Проблема осложняется еще и тем, что в литературе не приведены коэффициенты теплового расширения кристаллов ТВСКО и HgBaCuO. Если допустить, что при  $T > T_c$  в купратных плоскостях ТВСКО этот коэффициент такой же, как в кристаллах BSCCO [18] или ТВСКО [19], то с учетом сдвига  $\Delta f_i(T)$  в (2) кривые  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  в нормальном состоянии ТВСКО будут параллельными. Однако попытка их совместить, чтобы удовлетворить условию нормального скин-эффекта, приводит к величине  $X_s(0) = \omega\mu_0\lambda_{ab}(0) < 0$ . Таким образом, задача состоит в поиске либо причины, приводящей при  $T < T_c$  к отрицательной добавке  $dX_s < 0$ , которую нужно вычесть из измеренной кривой  $\Delta X_s(T)$ , чтобы получить истинное значение реактанса  $X_s(T) > 0$ , равное  $R_s(T)$  при  $T > T_c$ , либо причины, объясняющей положительную разность  $X_s(T) - R_s(T)$  в нормальном состоянии ТВСКО, обеспечивающую разумное значение  $X_s(0) > 0$ . Приведем два

<sup>2)</sup> S.Sridhar, private communication.

соображения, которые отражают особенности роста и структуры кристаллов ТВСО в сравнении с BSCCO. Известно, что на поверхность кристаллов ТВСО могут выходить так называемые плоскости спаянности, в то время как поверхность кристаллов BSCCO является гладкой. Если следы этих плоскостей образуют на поверхности выступы (выемки) в виде вытянутых каналов и размеры (высота, ширина, период) этих шероховатостей превышают глубину проникновения поля, перпендикулярного поверхности, то, как показано в [5], экранировка магнитного поля такими шероховатостями влечет за собой отрицательную добавку  $dX_s < 0$  к измеряемому реактансу  $X_s(T)$ . По мере увеличения температуры глубина проникновения растет и при некоторой  $T^* < T_c$  достигает размеров шероховатостей. Поэтому при  $T > T^*$  добавкой  $dX_s$  к реактансу уже можно пренебречь. Другой причиной, приводящей к превышению измеряемой величины  $X_s(T)$  над  $R_s(T)$  в нормальном состоянии ТВСО, может служить размерный эффект в Т-ориентации. В элементарной ячейке BSCCO содержатся две проводящие плоскости  $\text{CuO}_2$ , а в приблизительно такой же по размеру ячейке ТВСО – только одна. Если высокочастотные токи затухают преимущественно в этих плоскостях, то экранирующая толщина  $c^*$  кристалла ТВСО будет меньше его реальной толщины  $c$  и может оказаться сравнимой с глубиной скин-слоя. Из решения электродинамической задачи о распределении полей в тонкой пластине в Т-ориентации можно ожидать, что из-за размерного эффекта измеряемое эффективное значение  $X_s^{eff}(T)$  будет больше эффективного  $R_s^{eff}(T)$  при  $T \geq T_c$ .

В сверхпроводящем состоянии проводимость  $\sigma_{ab}$  является комплексной величиной и, согласно (3), действительная  $R_s$  и мнимая  $X_s$  части импеданса не равны:

$$R_s(T) = \sqrt{\frac{\omega\mu_0(\varphi^{1/2} - 1)}{2\sigma''\varphi}}, \quad X_s(T) = \sqrt{\frac{\omega\mu_0(\varphi^{1/2} + 1)}{2\sigma''\varphi}}, \quad (4)$$

где  $\varphi = 1 + (\sigma'/\sigma'')^2$ . Очевидно, что  $R_s(T) < X_s(T)$  при  $T < T_c$ . В случае  $\sigma' \ll \sigma''$ , справедливым в области температур, не слишком близких к  $T_c$ , из (4) находим:

$$R_s \simeq \frac{(\omega\mu_0)^{1/2}\sigma'}{2(\sigma'')^{3/2}} = \frac{1}{2}\omega^2\mu_0^2\sigma'\lambda^3, \quad X_s \simeq \left(\frac{\omega\mu_0}{\sigma''}\right)^{1/2} = \omega\mu_0\lambda. \quad (5)$$

Общими для всех кристаллов ВТСП закономерностями являются линейные при  $T \ll T_c$  зависимости реактанса  $\Delta X_s(T) \propto \Delta\lambda_{ab}(T) \propto T$ , а на частотах  $\sim 10$  ГГц и ниже и поверхностного сопротивления  $\Delta R_s(T) \propto T$  (см. рис.1, 3, обзоры [3, 20–22] и указанные в них ссылки). Наклон прямых  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  при  $T \ll T_c$  неодинаков. Например, в кристаллах YBCO, приготовленных разными способами, наклоны  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  могут отличаться почти на порядок [12, 23, 24]. Имеются также отличия у кривых  $Z_s(T)$  в кристаллах BSCCO, ТВССО, ТВСО с тетрагональной решеткой от кристаллов YBCO, имеющих орторомбическую структуру. Если в первых линейный ход  $\Delta R_s(T) \propto T$  на частотах  $\sim 10$  ГГц может простираться вплоть до  $T_c/2$  (рис.1,3), то в YBCO он оканчивается при  $T < T_c/3$  и переходит в широкий пик  $R_s(T)$  (рис.4). При увеличении частоты пик сдвигается в более высокие температуры, а его амплитуда уменьшается. Известно также, что чем выше качество кристалла YBCO, тем больше амплитуда пика и при меньшей температуре он наблюдается [25]. Наконец, в монокристаллах YBCO обнаружены особенности у кривых  $\lambda_{ab}(T)$  [12, 23] и  $R_s(T)$  [23] в промежуточной области температур  $T \sim T_c/2$ .

*Комплексная проводимость.* Компоненты  $\sigma'(T)$  и  $\sigma''(T)$  не определяются непосредственно в эксперименте, но могут быть найдены из (4) по измеренным в соот-

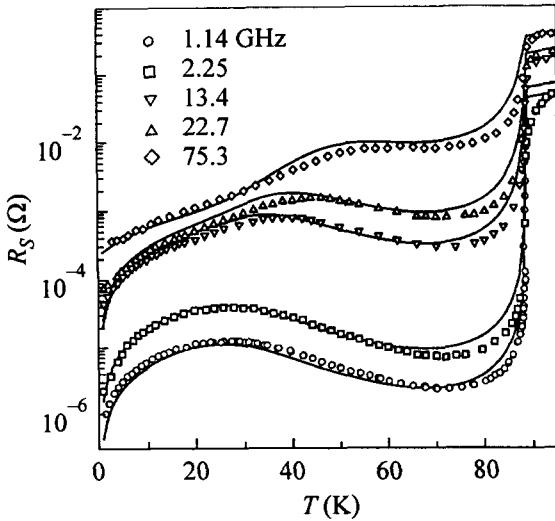


Рис.4. Символы - измеренные значения  $R_s(T)$  в  $ab$ -плоскости кристалла YBCO на разных частотах [25]. Сплошные линии - расчет по формулам (4), (8), (9) с параметром  $\kappa = 9$  и найденными из эксперимента значениями  $\tau(T_c) = 10^{-13}$  с,  $\beta = 0.005$  и  $n_s(T)/n = \sigma''(T)/\sigma''(0)$ . Для верхней кривой (75.3 ГГц) к вычисленной величине  $R_s(T)$  добавлено значение  $R_{res} = 0.3$  мОм

ветствии с (1) и (2) значениям  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$ :

$$\sigma' = \frac{2\omega\mu_0 R_s X_s}{(R_s^2 + X_s^2)^2}, \quad \sigma'' = \frac{\omega\mu_0 (X_s^2 - R_s^2)}{(R_s^2 + X_s^2)^2}. \quad (6)$$

Подчеркнем, что для определения компонент проводимости необходимо знать величины  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  в абсолютных единицах. При не очень близких к  $T_c$  температурах в кристаллах ВТСП  $R_s(T) \ll X_s(T)$ . Следовательно, кривые  $\sigma''(T)$  определяются только видом функции  $X_s(T) = \omega\mu_0\lambda(T)$  и отражают основные свойства температурной зависимости глубины проникновения поля: линейный ход при низких температурах во всех высококачественных кристаллах ВТСП и особенности, наблюдаемые в YBCO в промежуточной области температур. Форма кривых  $\sigma'_{ab}(T)$  зависит от величины остаточного поверхностного сопротивления  $R_{res}$ . Из (6) следует, что  $\sigma'_{ab}(T)$  будет иметь максимум при  $T < T_c$ , если [22]

$$R_{res} < \frac{X_s(0)}{3} \left. \frac{dR_s(T)}{dX_s(T)} \right|_{T \rightarrow 0}. \quad (7)$$

При увеличении  $R_{res}$  пик в  $\sigma'_{ab}(T)$  сдвигается в область меньших температур, а при достижении  $R_{res}$  правой части (7) он исчезает. Если значение  $R_{res}$  кристалла таково, что неравенство (7) нарушается, его проводимость  $\sigma'_{ab}(T)$  будет монотонно убывающей функцией температуры  $T < T_c$ . Рис.5 демонстрирует обе возможные формы кривых  $\sigma'_{ab}(T)$  на частоте 9.4 ГГц - проявление пика в кристалле BSCCO #1 на рис.5а ( $R_{res} \approx 120$  мОм) и полное его отсутствие в BSCCO #2 на рис.5б ( $R_{res} \approx 500$  мОм). Чем выше качество кристалла, тем отчетливее пик в проводимости при  $T < T_c$ . Кривой  $\sigma'_{ab}(T)$  на рис.6 отвечает зависимость  $R_s(T)$  кристалла YBCO на частоте 1.14 ГГц (рис.4) с  $R_{res} \sim 1$  мОм. Начиная с крутого линейного участка,  $\sigma'_{ab}(T)$  быстро достигает максимального значения, которое всегда заметно превосходит проводимость  $\sigma(T_c)$  в нормальном состоянии. При увеличении частоты пик в  $\sigma'_{ab}(T)$  сдвигается в сторону больших температур и амплитуда его уменьшается. В области близких к  $T_c$  температур зависимость  $\sigma'(T)$  в ВТСП имеет вид узкого пика, ширина которого практически совпадает с шириной перехода из нормального в сверхпроводящее состояние на кривой  $R_s(T)$ .

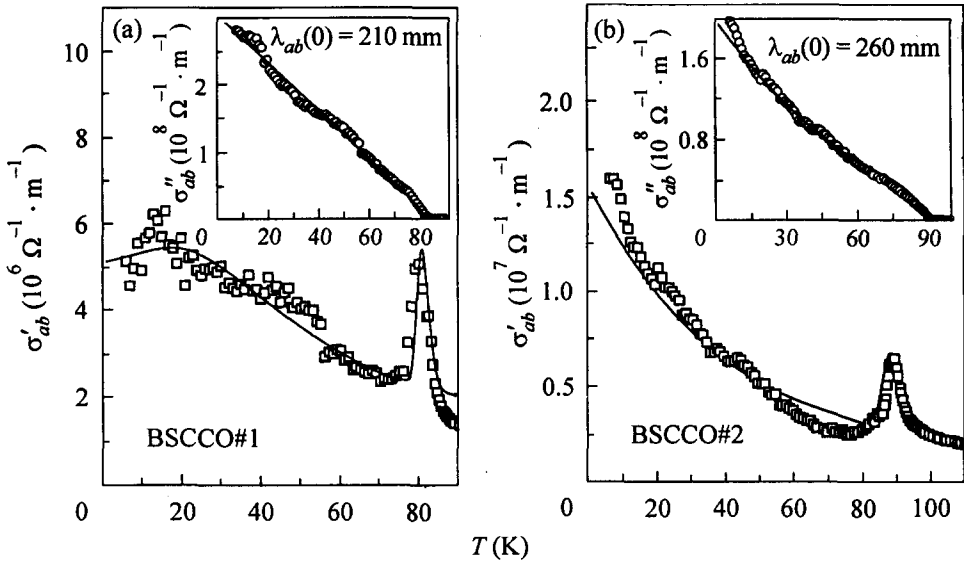


Рис.5. Символы –  $\sigma'_{ab}(T)$  и  $\sigma''_{ab}(T)$  (на вставке) кристаллов BSCCO #1 и #2, найденные из (6) по измеренным значениям  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$ . Сплошные линии – расчет по формулам (8) и (9) с  $\kappa = 2$  для кристалла BSCCO #1 и  $\kappa = 3$  для BSCCO #2, использующий экспериментальные значения  $T_c = 83$  К,  $\delta T_c = 2.5$  К,  $\omega\tau(T_c) = 7 \cdot 10^{-3}$ ,  $\beta = 0.3$ ,  $\alpha = 1$ ,  $R_{res} = 120$  мкОм в BSCCO #1 и  $T_c = 92$  К,  $\delta T_c = 4.5$  К,  $\omega\tau(T_c) = 9 \cdot 10^{-3}$ ,  $\beta = 2$ ,  $\alpha = 2$ ,  $R_{res} = 500$  мкОм в BSCCO #2

**Обобщенная двухжидкостная модель (ОДМ).** Существует простой способ описания всей совокупности наблюдаемых зависимостей  $Z_s^{ab}(T)$  и  $\sigma_{ab}(T)$ , который был предложен в [15, 26] и затем развит в работах [3, 21, 22, 27, 28]. Идея состоит в обобщении двухжидкостной модели Гортера-Казимира (ГК) [29] на случай ВТСП, общим признаком которых являются большие значения  $T_c$ . В металлах при таких температурах существенны процессы неупругого рассеяния квазичастиц, и, следовательно, естественным изменением ГК модели должен быть учет зависимости времени релаксации  $\tau$  квазичастиц “нормальной жидкости” от температуры. Полагая, что процессы рассеяния в этой жидкости подобны происходящим в обычных металлах, для функции  $\tau(T)$  в нормальном и сверхпроводящем состояниях ВТСП мы использовали формулу Блоха-Грюнайзена (электрон-фононное рассеяние) и оставили не зависящее от температуры время релаксации на примесях  $\tau(0)$ , фигурирующее в ГК модели:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau(0)} \left[ 1 + \frac{t^5 \mathcal{J}_5(\kappa/t) / \mathcal{J}_5(\kappa)}{\beta} \right], \quad \mathcal{J}_5(\kappa/t) = \int_0^{\kappa/t} \frac{z^5 e^z dz}{(e^z - 1)^2}, \quad (8)$$

где  $t \equiv T/T_c$ ,  $\kappa = \Theta/T_c$  ( $\Theta$  – дебаевская температура) и  $\beta$  – численный параметр, равный, согласно (8),  $\beta = \tau(T_c) / [\tau(0) - \tau(T_c)]$ . Продолжая формальную аналогию с металлами, можно сказать, что  $\beta$  характеризует “степень чистоты” ВТСП:  $\beta \approx \tau(T_c) / \tau(0) \ll 1$ , если  $\tau(0) \gg \tau(T_c)$ . В [22] показано, что параметр  $\beta$  может быть найден из измеренных значений  $R_s(T)$ ,  $X_s(0)$  и наклонов  $dR_s/dT$  и  $dX_s/dT$  при  $T \ll T_c$ . Величина, отвечающая температуре  $\Theta$  в ВТСП, оценивается в несколько сотен градусов. При  $T < \Theta/10$  ( $\kappa > 10t$ ) второе слагаемое в квадратных скобках (8) пропорционально  $T^5$ ; при  $T > \Theta/5$  ( $\kappa < 5t$ ) оно пропорционально  $T$ . Таким об-



разом, при  $\beta < 1$  обратное время релаксации (коэффициент затухания квазичастиц) равно  $1/\tau(0)$  в области  $T \ll T_c$ , а с увеличением температуры плавно растет степенным образом от  $\propto T^5$  до  $\propto T$  в районе  $T_c$ , обеспечивая при  $T > T_c$  линейный ход сопротивления  $\Delta\rho_{ab}(T) \propto 1/\tau(T) \propto T$ .

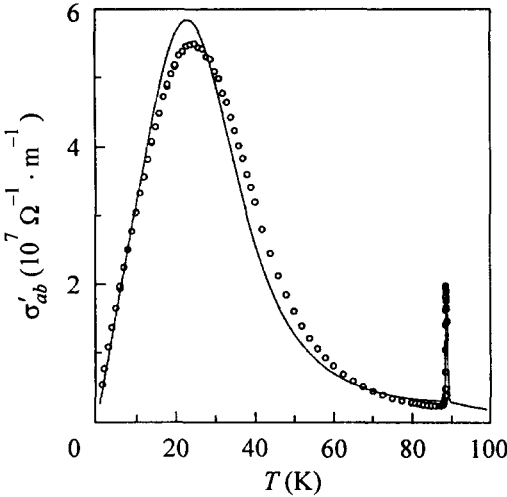


Рис.6.  $\sigma'_{ab}(T)$  (кружки) кристалла YBCO на частоте 1.14 ГГц [25] и расчет (сплошная линия) по формулам (8) и (9) с  $\kappa = 9$ ,  $\tau(T_c) = 10^{-13}$  с,  $\beta = 0.005$  и  $\delta T_c = 0.4$  К

Несмотря на сильное упрощение, сделанное при выборе вида  $\tau(T)$  для ВТСП со сложной зонной структурой, оказалось, что все общие черты и особенности кривых  $R_s(T)$  и  $\sigma'_{ab}(T)$  описываются в ОДМ с использованием, фактически, единственного подгоночного параметра  $\kappa$  в (8). Действительно, компоненты проводимости равны

$$\sigma' = \frac{n_n e^2 \tau}{m} \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad \sigma'' = \frac{n_s e^2}{m\omega} \left[ 1 + \frac{n_n}{n_s} \frac{(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2} \right], \quad (9)$$

где  $n_n(T)$  – плотность нормальных, а  $n_s(T)$  – сверхпроводящих носителей (и те, и другие обладают одинаковыми зарядами  $e$  и массами  $m$ ), причем полная концентрация  $n = n_n + n_s$  равна концентрации носителей заряда в нормальном состоянии и не зависит от  $T$ . Если воспользоваться измеренной зависимостью  $n_s(T)/n = \sigma''(T)/\sigma''(0) = \lambda^2(0)/\lambda^2(T)$  и, следовательно, определить функцию  $n_n(T)/n = 1 - n_s(T)/n$ , то, используя (8), (9) и подбирая параметр  $\kappa$  для данного образца, можно сначала по формуле (4) описать все приведенные выше экспериментальные кривые  $R_s(T)$ , а затем, по формуле (6), и действительную часть проводимости  $\sigma'_{ab}(T)$  кристаллов ВТСП в Т-ориентации. Сплошные линии на рис.4–6 демонстрируют примеры сравнения измеренных и вычисленных в рамках ОДМ кривых.

Здесь мы должны остановиться на двух важных моментах, которые пока не обсуждались, но использовались в расчетах. Во-первых, вблизи  $T_c$  мы учли неоднородное уширение  $\delta T_c$  сверхпроводящего перехода на основе предложенного в работах [21, 22] подхода, приводящего к максимуму в эффективной проводимости  $\sigma'(T)$  при температуре  $T_m = T_c - \delta T_c$ , близкой к критической. Относительная амплитуда этого пика  $[\sigma'(T_m) - \sigma(T_c)]/\sigma(T_c)$  обратно пропорциональна частоте и тем меньше, чем уже ( $\delta T_c$  меньше) сверхпроводящий переход [22].

Во-вторых, при сравнении с данными измерений поверхностного сопротивления мы добавляли к вычисленной по общей формуле (4) величине  $R_s(T)$  не зависящее от

температуры значение  $R_{res}$ , взятое из того же эксперимента. Вот почему рассчитанные далее по формуле (6) зависимости  $\sigma'_{ab}(T)$  на рис.5 не обращаются в нуль при  $T \rightarrow 0$ , хотя по условию двухжидкостной модели при  $T = 0$  плотность  $n_n = 0$ , и, согласно (9), проводимость  $\sigma'(0) = 0$ . Мы не учитывали в (4) и (6) величины  $R_{res}$  при сравнении с данными на рис.4 (за исключением верхней кривой) и рис.6, так как для них отношение  $R_{res}/R_s(T_c)$  очень мало, меньше  $10^{-3}$ . В большинстве же кристаллов ВТСП  $R_{res}/R_s(T_c) > 10^{-3}$  и при  $T \ll T_c$  влияние остаточного поверхностного сопротивления становится заметным. Еще одним основанием для учета величины  $R_{res}$  служит рост отношения  $R_{res}/R_s(T_c) \propto \omega^{3/2}$  с увеличением частоты, что оказалось существенным при сравнении с верхней кривой на рис.4.

**Проблема 1 (продолжение).** Вопрос о природе остаточных потерь в ВТСП остается открытым. В ряде работ (см., например, [30]) происхождение этих потерь связывалось с наличием в образце некоторого количества  $n_0$  носителей, остающихся неспаренными при  $T = 0$ . Для оценки величины  $R_{res}$  использовалась формула (5) с отличной от нуля проводимостью  $\sigma'(0) = n_0 e^2 \tau(0)/m$  из (9) при  $(\omega\tau)^2 \ll 1$ . Нетрудно, однако, показать, что при таком способе описания получаемые значения  $R_{res}$  обязаны удовлетворять неравенству (7); в противном случае, который, как мы видели (рис.5b), также имеет место в кристаллах ВТСП, число  $n_0$  должно превосходить полную концентрацию  $n$  носителей. Развивая традиционный подход, в котором за остаточное сопротивление отвечают разного рода несовершенства поверхности, во многих публикациях учитывались потери за счет слабых связей [31–33], границ двойников [33, 34], нормально проводящих кластеров [35] и т.д. Оценки показывают, однако, что вклад таких потерь мал по сравнению с измеряемыми значениями  $R_{res}$  в ВТСП. Кроме того, в совершенных медно-оксидных кристаллах ВТСП разного химического состава, приготовленных разными способами, содержащих двойники или нет, со свежесколотой или вовсе необработанной поверхностью, величина остаточного сопротивления приблизительно одинакова:  $R_{res} \sim 100$  мкОм на частоте 10 ГГц. Этот факт указывает на “внутреннее”, присущее всем высококачественным кристаллам ВТСП происхождение остаточных потерь, связанное, скорее всего, с особенностями их структуры, а именно, ярко выраженной слоистостью этих соединений. Другими словами, в поверхностном слое кристаллов ВТСП возможно протекание тока по несверхпроводящей части слоя, обладающей некоторым удельным сопротивлением  $\rho_n$ . В рамках обсуждаемой модели этот дополнительный вклад может быть учтен как элемент цепи  $\rho_n$ , параллельный двухжидкостной схеме (9), то есть сопротивлению  $\rho = 1/\sigma'$ , шунтированному кинетической индуктивностью  $l = 1/\omega\sigma''$  (параллельное соединение  $\rho$  и  $l$  соответствует принятой в двухжидкостной модели связи токов и поля). Очевидно, что комплексный импеданс цепи будет состоять из мнимой части  $iX_s = i\omega\mu_0\lambda$  при  $T < T_c$  и суммы двух вещественных слагаемых:  $R_s$  из (5) и  $R_0 = \omega^2\mu_0^2\lambda^3/2\rho_n$ . Последнее при  $T = 0$ , когда  $R_s(0) = 0$ , может играть роль остаточного поверхностного сопротивления  $R_{res}$ , пропорционального  $\omega^2$ , как следует из экспериментов. На частоте 10 ГГц с характерными для кристаллов ВТСП значениями  $R_{res} \approx 100$  мкОм и  $\lambda(0) \approx 0.2$  мкм получаем  $\rho_n(0) \approx 25$  мкОм·см – типичную для металлов величину. В соответствии с нашей процедурой сравнения с экспериментальными кривыми  $R_s(T)$  нужно потребовать еще, чтобы  $R_0$  не зависело от температуры  $T \ll T_c$ . Это возможно, если  $\rho_n(T) \propto \lambda^3(T)$ , то есть зависимость  $\rho_n(T)$  при  $T \ll T_c$  должна быть линейной функцией температуры:  $\rho_n(t) = \rho_n(0)(1 + 1.5\alpha t)$ ,

где  $\alpha$  – тангенс угла наклона кривой  $\sigma''(t)$  при  $t \ll 1$  в данном образце:

$$\sigma''(t)/\sigma''(0) = \lambda^2(0)/\lambda^2(t) \simeq (1 - \alpha t). \quad (10)$$

В кристалле BSCCO #2 коэффициенты  $\rho_n(0)$  и  $1.5\alpha\rho_n(0)/T_c$  приблизительно равны  $\rho_{ab}(0)$  и  $b$  в сопротивлении  $\rho_{ab}(T) = \rho_{ab}(0) + bT$  этого образца в нормальном состоянии, то есть  $\rho_n(T) \approx 2R^2(T)/\omega\mu_0$ , где  $R(T)$  есть продолжение линии  $R_s(T)$  при  $T > T_c$  на рис.3 в сверхпроводящую область  $T < T_c$  до  $T = 0$ .

Закончить обсуждение ОДМ следовало бы указанием формул, описывающих экспериментальные данные  $n_s(T)/n = \sigma''(T)/\sigma''(0)$ , которые мы использовали для расчетов  $R_s(T)$  и  $\sigma'_{ab}(T)$  в Т-ориентации. Несколько вариантов таких эмпирических формул приведены в работах [3, 21, 22, 26, 27]. Здесь мы лишь отметим, что все они при  $T \ll T_c$  имеют вид (10), поскольку все кривые  $\sigma''_{ab}(T)$  в монокристаллах ВТСП характеризуются линейным низкотемпературным ходом.

Таким образом, в рамках модели, основанной на формулах (8)–(10), удается описать общие свойства кривых  $Z_s(T)$  и  $\sigma_{ab}(T)$  в высококачественных кристаллах ВТСП. Как следует из этих формул, при низких температурах,  $t \ll 1$ , все кривые имеют линейный участок:  $\sigma' \propto \alpha t/\beta$ , поскольку  $n_n/n \approx \alpha t$  и  $\tau \approx \tau(0) \approx \tau(T_c)/\beta$ ;  $\Delta\sigma'' \propto -\alpha t$ ;  $R_s \propto \alpha t/\beta$  согласно (5);  $\Delta X_s \propto \Delta\lambda \propto \alpha t/2$ . С увеличением температуры функция  $\sigma'(t)$  проходит через максимум при  $t < 0.5$ , если величина остаточного поверхностного сопротивления  $R_{res}$  настолько мала, что выполняется неравенство (7). Происхождение этого пика обусловлено суперпозицией двух противоположных эффектов: уменьшением числа нормальных носителей с понижением температуры  $t < 1$  и ростом времени релаксации, который прекращается при  $t \sim \beta^{1/5}$ . Если неравенство (7) не выполняется, зависимость  $\sigma'(t)$  монотонно убывает с увеличением температуры. В рассмотренной модели описываются и особенности температурных зависимостей поверхностного импеданса и комплексной проводимости в монокристаллах YBCO, выращенных разными методами. Предположения и следствия ОДМ анализировались с точки зрения современных микроскопических теорий микроволнового отклика ВТСП в недавних работах [21, 22].

**Проводимость кристаллов ВТСП в с-направлении.** Проблема 3. Рассмотрим теперь случай L-ориентации кристалла относительно поля  $\mathbf{H}_\omega$  в резонаторе,  $\mathbf{H}_\omega \perp c$  (рис.2b). В сверхпроводящем состоянии высокочастотные токи, текущие в  $ab$ -плоскостях, затухают на глубине  $\lambda_{ab}$ , в с-направлении – на глубине  $\lambda_c$ . При  $T < 0.9T_c$  эти величины малы по сравнению с характерными размерами кристаллов, что позволяет говорить об эффективном импедансе  $Z_s^{ab+c}$  в L-ориентации, определенном как усредненное по площади значение  $Z_s^{ab+c} \simeq (bZ_s^{ab} + cZ_s^c)/(b + c)$ , где верхние индексы в  $Z_s$  отражают направления экранирующих токов. Измерив  $Z_s^{ab}(T)$  в Т-ориентации кристалла и  $Z_s^{ab+c}(T)$  в L-ориентации, можно найти потери  $R_s^c(T)$  и изменение  $\Delta\lambda_c(T) = \Delta X_s^c(T)/\omega\mu_0$  [8, 10, 14, 36–39]. Для определения величины  $\lambda_c(T)$  приходится использовать результаты независимых измерений  $\lambda_c(0)$ . В литературе нет единого мнения о низкотемпературном поведении  $\Delta\lambda_c(T)$ . Даже в наиболее подробно исследованных монокристаллах YBCO наблюдались как линейная зависимость  $\Delta\lambda_c(T) \propto T$  при  $T < T_c/3$  [36, 39], так и квадратичная [40]. В кристаллах BSCCO поведение  $\Delta\lambda_c(T)$  зависит от степени допирования образцов кислородом: линейная зависимость  $\Delta\lambda_c(T)$  [8, 9, 38] в кристаллах с максимальными  $T_c \simeq 90$  К меняется на квадратичную [38] с увеличением содержания кислорода.

В недавней работе [40] были сделаны подробные измерения анизотропии импеданса и найдены компоненты проводимости вдоль кристаллографических осей оптимально допированных кристаллов YBCO, не содержащих двойников. Мы попробовали применить ОДМ к описанию всей совокупности экспериментальных данных в [40]. Для вещественных частей тензора проводимости результат сравнения показан на рис.7 [28]. Отсутствие пика в  $\sigma'_c(T)$  обусловлено очень слабой зависимостью времени релаксации нормальных квазичастиц вдоль оси  $c$  от температуры  $T < T_c$ ,

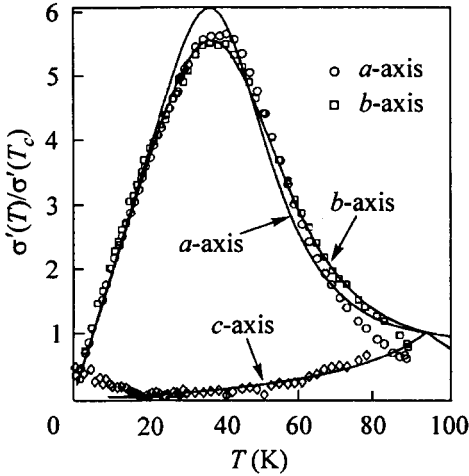


Рис.7. Компоненты тензора проводимости  $\sigma'(T)/\sigma'(T_c)$  в YBCO на частоте 22 ГГц [40] при  $T < T_c$  (символы). Сплошные линии – расчет [28] по формулам (8) и (9)

$\tau_c(T) \approx \text{const}$ ,  $\beta_c \gg 1$  в (8). Кроме того, поскольку индуктивные потери, определяемые большим значением  $\lambda_c$ , заметно превышают активные (малые значения  $R_s^c$  и  $\sigma'_c$ ), кажется, что микроволновый  $c$ -отклик в основном формируется туннелированием куперовских пар между  $\text{CuO}_2$  плоскостями. Отметим, что в опытах [40] поверхностное сопротивление  $R_s^c(T) < R_s^{ab}(T)$  в области  $10 < T < 65$  К. Однако все предшествующие этой работе измерения потерь в оптимально допированных кристаллах ВТСП демонстрировали обратное соотношение:  $R_s^c(T) \gg R_s^{ab}(T)$  при  $T < T_c$ .

Рассмотренный подход к изучению анизотропии импеданса кристаллов ВТСП при  $T < T_c$  не позволяет определить величину  $\lambda_c(T)$  из измерений добротности и сдвигов резонансной частоты в L-ориентации и, кроме того, не может быть распространен на область более высоких температур. Дело в том, что при  $T > 0.9 T_c$  в L-ориентации существенную роль играет размерный эффект, из-за которого температурный ход измеряемой в нормальном состоянии эффективной величины  $R_{s,eff}^{ab+c}(T)$  не совпадает с  $\Delta X_{s,eff}^{ab+c}(T)$ , что делает невозможным прежнее определение константы  $f_0$  в выражении (2). Недавно мы предложили новую процедуру [9] нахождения  $f_0$  в L-ориентации и, следовательно, компонент проводимости  $\sigma'_c(T)$  и  $\sigma''_c(T)$  вдоль оси  $c$ , которая основана на применении известных формул [41] для распределения поля в анизотропной длинной полоске с размерами  $a \gg b, c$  (рис.2b), учитывающих влияние размерного эффекта. Зависимости  $\sigma'_c(T)$  и  $\sigma''_c(T)$  для кристаллов BSCCO #1 и BSCCO #2, полученные с использованием такой процедуры, представлены на рис.8 [42]. Величина  $\lambda_c(0)$  в образце #1 оказалась приблизительно равной 50 мкм, в образце #2 – 150 мкм, что согласуется с результатами наших измерений  $\lambda_c(0)$  в этих же кристаллах другими методами [43, 44]. Как видно из рис.8, в обоих образцах с уменьшением температуры  $T < T_c$  проводимость  $\sigma'_c(T)$  растет, несмотря на разное

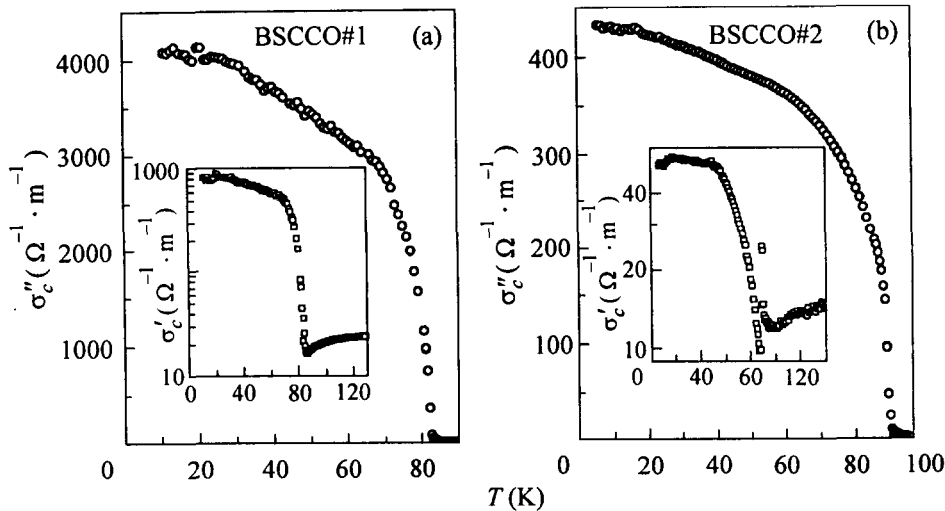


Рис.8. Компоненты проводимости  $\sigma''_c(T)$  и  $\sigma'_c(T)$  кристаллов BSCCO #1 и #2

поведение  $\sigma'_{ab}(T)$  в них (рис.5). Формальная причина этого роста ясна: остаточные потери  $R_{res}^c$  вдоль оси с кристаллов BSCCO #1 и BSCCO #2 достаточно велики, и неравенство (7) не выполняется. Вместе с тем измеренные другими способами [45, 46] зависимости  $\sigma'_c(T)$  в кристаллах BSCCO демонстрировали полупроводниковое поведение при  $T < T_c$ .

**Заключение.** Результаты измерений поверхностного импеданса и комплексной проводимости в поперечной ( $\mathbf{H}_\omega \parallel \mathbf{c}$ ) ориентации оптимально допированных образцов разного химического состава удается систематизировать и описать в рамках ОДМ. Общим признаком экспериментальных кривых  $Z_s^{ab}(T)$  и  $\sigma_{ab}(T)$  в монокристаллах ВТСП при  $T \ll T_c$  являются линейные зависимости компонент проводимости  $\sigma'_{ab}(T)$  и  $\sigma''_{ab}(T)$ , реактанса  $\Delta X_s(T) \propto \Delta \lambda_{ab}(T) \propto T$  и поверхностного сопротивления  $\Delta R_s(T) \propto T$ . В ОДМ такое поведение микроволнового отклика ВТСП обусловлено уменьшением плотности  $n_s(T)$  сверхпроводящих носителей с ростом температуры  $T \ll T_c$  по линейному закону. Отличительным свойством кристаллов YBCO является широкий пик в зависимости  $R_s^{ab}(T)$  при  $T < T_c$ . В ОДМ наличие или отсутствие этого пика определяется скоростью изменения времени релаксации  $\tau(T)$  нормальных носителей: если при  $T = T_c$  величина  $\tau(T_c) \approx 10^{-13}$  с приблизительно одинакова во всех высококачественных кристаллах ВТСП, то при  $T \ll T_c$  в YBCO значение  $\tau(0)$  в десять и более раз превосходит  $\tau(0)$  в других соединениях. Остаются неясными причины большего изменения реактанса  $\Delta X_s(T)$  по сравнению с поверхностным сопротивлением  $\Delta R_s(T)$  в кристаллах YBCO. Одной из наиболее острых проблем является происхождение остаточных потерь в ВТСП, от величины которых зависит поведение действительных компонент тензора проводимости  $\hat{\sigma}'(T)$  при  $T < T_c$ . Детально не изучена и анизотропия высокочастотной проводимости ВТСП.

Благодарю за сотрудничество и творческое отношение к делу всех участников проектов Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 97-02-16836 и # 00-02-17053): И.Е.Батова, А.А.Жукова, Г.В.Мерзлякова, Ю.А.Нефедова, А.Т.Соколова, Г.Э.Цыдынжапова, А.Ф.Шевчуна и Д.В.Шовкуна. Многочислен-

ные обсуждения затронутых здесь вопросов с В.Ф.Гантмахером, А.А.Голубовым и Е.Г.Максимовым были очень полезны. Высоко ценю плодотворное сотрудничество с зарубежными коллегами А.Agliolo-Gallitto, N.Bontemps, A.Buzdin, I.Ciccarello, H.Fink, J.Halbritter, M.Li Vigni, S.Sridhar, T.Tamegai, которое проходило или продолжается при финансовой поддержке грантов CNRS-RAS # 4985, CLG NATO, Coll. Int. Li Vigni, РФФИ-ННИО # 00-02-04021.

1. J.Bardeen, L.N.Cooper, and J.R.Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
2. W.N.Hardy, D.A.Bonn, D.C.Morgan et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3999 (1993).
3. М.Р.Трунин, УФН **168**, 931 (1998); *J. Supercond.* **11**, 381 (1998).
4. J.P.Turneaure, J.Halbritter, and H.A.Schwetman, *J. Supercond.* **4**, 341 (1991).
5. Ф.Ф.Менде и А.А.Спицын, *Поверхностный импеданс сверхпроводников*, Киев: Наукова думка, 1985.
6. Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Физматлит, 1982.
7. T.Shibauchi, A.Maeda, H.Kitano et al., *Physica C* **203**, 315 (1992).
8. T.Jacobs, S.Sridhar, Q.Li et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4516 (1995).
9. D.V.Shovkun, M.R.Trunin, A.A.Zhukov et al., *Pis'ma v ZhETF* **71**, 132 (2000).
10. H.Kitano, T.Shibauchi, K.Uchinokura et al., *Phys. Rev.* **B51**, 1401 (1995).
11. D.Achir, M.Poirier, D.A.Bonn et al., *Phys. Rev.* **B48**, 13184 (1993).
12. М.Р.Трунин, А.А.Жуков, Г.А.Емельченко и др., *Письма в ЖЭТФ* **65**, 893 (1997).
13. А.А.Жуков, М.Р.Трунин, А.Т.Соколов и др., *ЖЭТФ* **112**, 2210 (1997).
14. T.Shibauchi, H.Kitano, K.Uchinokura et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2263 (1994).
15. М.Р.Трунин, А.А.Жуков, Г.Э.Цыдынжапов и др., *Письма в ЖЭТФ* **64**, 783 (1996).
16. J.R.Waldrum, D.M.Broun, D.C.Morgan et al., *Phys. Rev.* **B59**, 1528 (1999).
17. N.Hakim, Yu.A.Nefyodov, S.Sridhar et al., unpublished.
18. C.Meingast, A.Junod, and E.Walker, *Physica C* **272**, 106 (1996).
19. M.Hasegawa, Y.Matsushita, and H.Takei, *Physica C* **267**, 31 (1996).
20. D.A.Bonn and W.N.Hardy, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors V*, Ed. D.M.Ginsberg, World Scientific, Singapore, 1995, p.7.
21. M.R.Trunin and A.A.Golubov, in *HTSC Spectroscopy*, Ed. N.M.Plakida, Gordon and Breach, 2001, to be published.
22. M.R.Trunin, Yu.A.Nefyodov, and H.J.Fink, *ЖЭТФ* **118**, 923 (2000).
23. H.Srikanth, B.A.Willemsen, T.Jacobs et al., *Phys. Rev.* **B55**, R14733 (1997).
24. S.Kamal, R.Liang, A.Hosseini et al., *Phys. Rev.* **B58**, 8933 (1998).
25. A.Hosseini, R.Harris, S.Kamal et al., *Phys. Rev.* **B60**, 1349 (1999).
26. H.J.Fink, *Phys. Rev.* **B58**, 9415 (1998).
27. H.J.Fink and M.R.Trunin, *Physica B* **284**, 923 (2000); H.J.Fink, *Phys. Rev.* **B61**, 6346 (2000).
28. H.J.Fink and M.R.Trunin, *Phys. Rev.* **B62**, 3046 (2000).
29. C.S.Gorter and H.Casimir, *Phys. Z.* **35**, 963 (1934).
30. M.Hein, T.Kaiser, and G.Müller, *Phys. Rev.* **B61**, 640 (2000).
31. T.L.Hilton and M.R.Beasley, *Phys. Rev.* **B39**, 9042 (1989).
32. A.M.Portis and D.W.Cooke, *Supercond. Sci. Technol.* **5**, S395 (1992).
33. J.Halbritter, *J. Appl. Phys.* **68**, 6315 (1990); *ibid.* **71**, 339 (1992).
34. O.G.Vendik, A.B.Kozyrev, and A.Yu.Popov, *Rev. Phys. Appl.* **25**, 255 (1990).
35. О.Г.Вендик, Л.Ковалевич, А.П.Митрофанов и др., *СФХТ* **3**, 1573 (1990).
36. J.Mao, D.H.Wu, J.L.Peng et al., *Phys. Rev.* **B51**, 3316 (1995).
37. D.A.Bonn, S.Kamal, K.Zhang et al., *J. Phys. Chem. Solids* **56**, 1941 (1995).
38. T.Shibauchi, N.Katase, T.Tamegai et al., *Physica C* **264**, 227 (1996).
39. H.Srikanth, Z.Zhai, S.Sridhar et al., *J. Phys. Chem. Solids* **59**, 2105 (1998).
40. A.Hosseini, S.Kamal, D.A.Bonn et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1298 (1998).
41. C.E.Gough and N.J.Exon, *Phys. Rev.* **B50**, 488 (1994).
42. I.E.Batov, Yu.A.Nefyodov, M.R.Trunin et al., unpublished.
43. M.R.Trunin, Yu.A.Nefyodov, D.V.Shovkun et al., *J. Supercond.*, to be published.
44. H.Enriquez, N.Bontemps, A.A.Zhukov et al., *Phys. Rev. B*, to be published.
45. H.Kitano, T.Hanaguri, and A.Maeda, *Phys. Rev.* **B57**, 10946 (1998).
46. M.B.Gaifullin, Y.Matsuda, N.Chikumoto et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3928 (1999).