

# О микроволновом отклике эпитаксиальной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ при низких температурах с применением новой техники измерений

А.А. Баранник, С.А. Буняев, Н.Т. Черпак

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
ул. Акад. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина  
E-mail: barannik@ire.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 16 июля 2008 г., после переработки 4 августа 2008 г.

Исследована температурная зависимость поверхностного сопротивления  $R_S(T)$  высококачественной эпитаксиальной пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$  толщиной 600 нм, нанесенной на монокристаллическую подложку MgO. Измерения проведены в интервале температур от  $T_c$  до 2 К с применением новой техники — с использованием сапфирового полусферического резонатора с волнами шепчущей галереи в 8-миллиметровом диапазоне волн (Ka-band). Развитая техника измерений позволяет при низких температурах достичь высокой чувствительности измерений  $R_S(T)$  (до 10 мкОм). Получена линейная зависимость  $R_S(T)$  в интервале температур 2–15 К, которая согласуется с представлениями о  $d$ -волновой симметрии параметра порядка. Найденное в работе значение остаточного сопротивления  $R_{\text{res}} = R_S(T \rightarrow 0)$  показывает, что пленка по микроволновым свойствам близка к монокристаллам и  $R_{\text{res}}$ , по-видимому, определяется внутренними свойствами сверхпроводника. Из анализа опубликованных данных следует, что  $R_{\text{res}}(\omega) \sim \omega^{3/2}$  для монокристаллов и пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ , при этом природа остаточного микроволнового сопротивления остается невыясненной.

Досліджено температурну залежність поверхневого опору  $R_S(T)$  високоякісної епітаксіальної плівки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$  товщиною 600 нм, яку нанесено на монокристалічну підкладку MgO. Вимірювання проведено в інтервалі температур від  $T_c$  до 2 К із застосуванням нової техніки — з використанням сапфірового напівсферичного резонатора з хвилями типу шепчучої галереї у 8-міліметровому діапазоні хвиль (Ka-band). Техніка вимірювання, яку розвинуто, дозволяє при низьких температурах досягнути високої чутливості вимірювання  $R_S(T)$  (до 10 мкОм). Отримано лінійну залежність  $R_S(T)$  в інтервалі температур 2–15 К, яка узгоджується з уявленнями про  $d$ -хвильову симетрію параметра порядку. Знайдене у роботі значення залишкового опору  $R_{\text{res}} = R_S(T \rightarrow 0)$  показує, що плівка за мікрохвильовими властивостями близька до монокристалів і  $R_{\text{res}}$ , очевидно, визначається внутрішніми властивостями надпровідника. Из аналізу опублікованих даних випливає, що  $R_{\text{res}}(\omega) \sim \omega^{3/2}$  для монокристалів і плівок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ , при цьому природа залишкового мікрохвильового опору залишається нез'ясованою.

PACS: 74.20.Rp Симметрии спаривания;  
74.25.Nf Отклик на воздействие электромагнитных полей;  
74.72.Bk Купраты на основе Y;  
74.78.Bz Пленки с высокой  $T_c$ ;  
**07.57.-с** Приборы, оборудование и техника в области инфракрасных, субмиллиметровых, микро- и радиоволн.

Ключевые слова: микроволновое поверхностное сопротивление, пленка  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ , низкотемпературные измерения, волновая симметрия параметра порядка, сапфировый резонатор с модами шепчущей галереи.

## 1. Введение

Измерения микроволнового поверхностного импеданса  $Z_S(T, \omega)$  высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) имеют большое значение, поскольку этот

подход — один из самых точных и мощных методов исследования фундаментальных свойств указанных веществ [1]. Микроволновые измерения показали ряд

принципиальных отличий в свойствах ВТСП и сверхпроводников типа БКШ [2].

При установлении указанных отличий в условиях отсутствия микроскопической теории ВТСП важным является вопрос о разграничении свойств номинального вещества (intrinsic properties) и свойств реального материала, подверженного внешним влияниям (extrinsic effects) [3]. Понимание роли примесей в купратных сверхпроводниках стоило больших усилий в течение многих лет [2]. Продолжающаяся работа по установлению физики ВТСП зависит от дальнейшего улучшения качества образцов и совершенствования экспериментальной техники измерений.

На сегодняшний день наиболее развитой считается технология изготовления сверхпроводников состава  $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$ , причем наиболее совершенными из них являются образцы в виде монокристаллов. Систематические исследования монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$  дают возможность утверждать об установлении основных характеристик вещества, связанных с  $Z_S(T, \omega)$ , и по крайней мере о возможности построения феноменологической модели, описывающей температурную и частотную зависимости  $Z_S(T, \omega)$  и комплексной проводимости  $\sigma(T, \omega)$  [2,4].

Определенную трудность для экспериментов представляет малость размеров монокристаллов (~1 мм в плоскости  $ab$  и десятки мкм в направлении оси  $c$ ). Поэтому для их исследований развита техника «горячего пальца» в цилиндрическом резонаторе, стенки которого изготовлены из низкотемпературного сверхпроводника [5]. Эта техника дает высокую разрешающую способность при определении поверхностного сопротивления  $R_S(T, \omega) = \text{Re } Z_S(T, \omega)$  и изменения глубины проникновения  $\lambda(T)$ , однако встречает затруднения при определении абсолютного значения остаточного сопротивления  $R_{\text{res}} = R_S(T \rightarrow 0)$ .

С другой стороны, разработан ряд технологий, дающих высококачественные пленки  $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$  со сходными свойствами вне зависимости от технологии производства [6], которые в свою очередь подобны свойствам высококачественных монокристаллов [3]. Стоит заметить, что измерение микроволновых свойств пленок ВТСП важно как для физических исследований свойств сверхпроводника и влияния на эти свойства внешних факторов (дефектов), так и для приложений, так как пленки используются для создания микроволновых устройств [1]. В пленках сложнее по сравнению с монокристаллами избавиться от дефектов, обусловленных наличием диэлектрической подложки, или дефектов типа двойников [3,7]. Однако пленки имеют большие размеры в плоскости  $ab$  и требуют другой техники измерений  $Z_S(T, \omega)$ . Разработанная ранее техника обеспечивает необходимые точность и чувствительность во всем интервале темпера-

тур, от критической  $T_c$  и ниже, кроме очень низких температур ( $T < 10 - 15$  К) [1].

Исключением является техника с использованием диэлектрических резонаторов с низкими модами, однако она применима только для частот  $f < 25$  ГГц [8,9]. Основная часть экспериментальных результатов по измерению  $R_S(T)$  получена при  $T > 4,2 - 20$  К [3,6,7,10,11,23], что, по-видимому, обусловлено недостаточной чувствительностью измерительной техники при низких температурах.

Обширные микроволновые исследования  $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$  позволили обобщить выводы, которые приведены в обзорных работах [2-4]: 1) широкий максимум (или плато) в зависимости  $R_S(T)$  при  $T \sim T_c/2$  обусловлен сильными конкурирующими температурными зависимостями плотности квазичастиц  $n_n$  и времени их рассеяния  $\tau$ ; 2) температурная зависимость  $Z_S(T, \omega)$  при низких температурах ( $T < 10$  К) вместе с фазочувствительными исследованиями указывает, по всей видимости, на  $d$ -волновую симметрию параметра порядка; 3) природа остаточного сопротивления  $R_{\text{res}} = R_S(T \rightarrow 0)$  остается невыясненной и для установления ее требуются дополнительные измерения  $R_S$  при низких температурах.

Наиболее спорными считаются вопросы о волновой симметрии параметра порядка и природе остаточного сопротивления. Несмотря на ряд систематических исследований, которые подтверждают  $d$ -волновую симметрию [2-4], имеются работы с выводами о смешанной симметрии [6,7].

Недавно появились сообщения о наблюдении с помощью рассеяния нейтронов особенности в поведении  $\lambda_L(T)$ , которая также указывает на возможность сверхпроводимости одновременно с  $s$ - и  $d$ -волновыми параметрами порядка, причем сделано категорическое утверждение о том, что эта особенность является внутренне присущей и общей для всех ВТСП [12,13].

Цель данной работы — экспериментальное исследование зависимости поверхностного сопротивления  $R_S YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$  в температурном интервале  $T < T_c$ , включая интервал  $T = 2 - 10$  К, с использованием техники квазиоптического полусферического сапфирового резонатора в 8-миллиметровом диапазоне волн, разработанной авторами и позволяющей повысить чувствительность при измерении  $R_S$  пленок при низких температурах. При этом также поставлена задача сравнения полученных в настоящей работе данных с результатами исследований монокристаллов и пленок других авторов (в основном полученных в течение последнего десятилетия).

## 2. Экспериментальная техника

Эксперимент проведен с помощью квазиоптического сапфирового полусферического резонатора

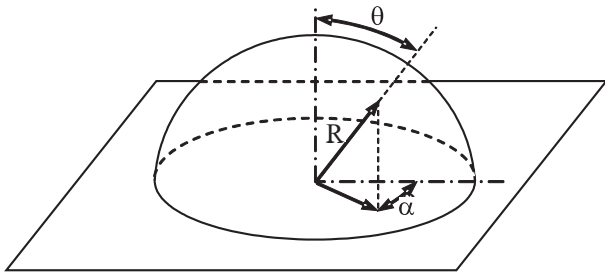


Рис. 1. Полусферический квазиоптический диэлектрический резонатор с торцевой проводящей плоскостью.

(рис. 1) [14], основное преимущество которого, по сравнению с ранее используемым цилиндрическим дисковым резонатором [15], — возможность работы с одной пленкой. При этом собственная добротность  $Q_0$ , определяющая чувствительность и точность измерения  $R_S$ , остается высокой благодаря малым радиационным потерям. Указанные достоинства используемых в [15] и в данной работе сапфировых резонаторов связаны со спецификой волн шепчущей галереи (ШГ), возбуждаемых в этих резонаторах.

Диаметр полусферического резонатора выбран равным  $D = 14,8$  мм, т.е. близким к диаметру диска в [15]. Измерения проводились в диапазоне частот 35–40 ГГц. Использовались волны ШГ  $H$ -типа, т.е. с нулевой радиальной компонентой электрического поля ( $E_R = 0$ ). Для измерений можно использовать волны только с одной или двумя вариациями поля по радиусу. Это связано с тем, что эффективность возбуждения волн с тремя вариациями по радиусу становится уже практически неприемлемой.

В измерениях использовалась мода  $H_{1221}$ . Собственная добротность  $Q_0$  резонатора без торцевой проводящей стенки (см. рис. 1) составляла  $4,5 \cdot 10^4$  при 300 К,  $5,6 \cdot 10^5$  при 77 К и  $6,4 \cdot 10^6$  при 4,2 К. Более подробно свойства и характеристики используемого резонатора будут изложены в другой работе.

Анализ, аналогичный проведенному в [16] для дискового цилиндрического резонатора, указывает на более высокую чувствительность измерения  $R_S$  пленок ВТСП с помощью используемого в данной работе резонатора по сравнению с резонаторами, применяемыми другими авторами в миллиметровом (мм) диапазоне длин волн. При этом уже сам переход в мм диапазон позволяет повысить чувствительность измерений в силу зависимости  $R_S(T, \omega) \sim \omega^\alpha$ , где  $\alpha > 1,5-2$  для ВТСП, в то время как все остальные потери в резонаторе изменяются как  $\omega^\beta$ , где  $\beta \leq 1$ . При  $T = 4,2$  К чувствительность измерительного прибора на основе полусферического сапфирового резонатора оценивается величиной  $R_S^{\min} \leq 10$  мкОм при  $\text{tg}\beta = 10^{-7}$  для сапфира.

Исследуемая пленка  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$  изготовлена фирмой THEVA. Для уменьшения влияния подложки

$\text{MgO}(001)$  и дефектов в структуре ВТСП, которые могут быть связаны с подложкой, толщина пленки выбрана равной 600 нм (вместо обычно используемой толщины 300–350 нм). Пленка напылялась магнетронным способом. По данным фирмы-изготовителя, пленка определенно имеет двойники. Она также имеет некоторый избыток (несколько %) натрия и меди, что приводит к образованию очень малых частиц окислов натрия в матрице  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$  (источник образования пор) и некоторого количества частиц окислов меди на поверхности  $T_c = 88$  К,  $J_c(T = 77 \text{ К}) = 2,6 \text{ мА/см}^2$ .

Путем измерения добротности  $Q$  резонатора с пленкой  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$  определяли  $R_S(T)$  на основе выражения

$$Q_0^{-1} = k \text{tg}\delta + A_S R_S + Q_{\text{rad}}^{-1}, \quad (1)$$

где  $k$  — коэффициент включения диэлектрика ( $k \approx 1$ );  $\text{tg}\delta$  — тангенс угла диэлектрических потерь;  $A_S$  — коэффициент включения ВТСП пленки;  $R_S$  — поверхностное сопротивление ВТСП пленки;  $Q_{\text{rad}}$  — радиационная добротность резонатора.

Измерения  $Q$  проводились при минимальной связи резонатора с диэлектрическими волноводами, ограничиваемой чувствительностью измерительного прибора (HP8510C vector network analyzer), так что полученное значение  $Q$  можно с большой точностью считать значением собственной добротности  $Q \leq Q_0$ . Величина  $Q_{\text{rad}}^{-1}$ , зависящая от радиационных потерь, может быть вычислена согласно [17]. Для данного резонатора  $Q_{\text{rad}} \geq 4,6 \cdot 10^6$  (в приближении изотропного диэлектрика).

### 3. Феноменология температурной зависимости $Z_S(T, \omega)$ и остаточное сопротивление

Квазидвумерная электронная система купратных сверхпроводников позволяет использовать локальный предел электродинамики даже в том случае, когда длина свободного пробега превосходит глубину проникновения поля (см., например, [2]). В этом случае легко получить известное соотношение

$$Z_S(T, \omega) = R_S(T, \omega) + iX_S(T, \omega) = \sqrt{i\omega\mu_0/\sigma(T, \omega)}, \quad (2)$$

где  $X_S$  — поверхностный реактанс,  $\sigma(T, \omega) = \sigma_1(T, \omega) - i\sigma_2(T, \omega)$  — комплексная проводимость, которая может быть выражена в виде суммы двух проводимостей: одна из них,  $\sigma_{sf}$ , обусловлена сверхпроводящим конденсатом, и  $\sigma_{qp}$ , обусловлена квазичастицами, возбужденными тепловым образом:

$$\sigma(T, \omega) = \sigma_{sf}(T, \omega) + \sigma_{qp}(T, \omega).$$

При этом

$$\sigma_{sf}(T, \omega) = -i \frac{n_s(T) e^2}{m \omega} = -i \frac{1}{\mu_0 \omega \lambda_L^2(T)}, \quad (3)$$

$$\sigma_{qp}(T, \omega) = \frac{n_n(T) e^2}{m} \frac{\tau}{1 + i\omega\tau(T)}, \quad (4)$$

где  $n_s + n_n = n_0$  — плотность носителей заряда вблизи уровня Ферми,  $e$  и  $m$  — заряд и масса (эффективная) носителей заряда.

Согласно классической двухжидкостной модели, плотность квазичастиц  $n_n$  увеличивается с температурой согласно закону  $n_n \propto (T/T_c)^\beta$ , где для ВТСП  $\beta \approx 2$  [10]. Измеряя  $R_S(T, \omega)$  и  $X_S(T, \omega)$ , можно определить  $\sigma_{sf}(T, \omega)$  и  $\sigma_{qp}(T, \omega)$  (или  $\sigma_1(T, \omega)$  и  $\sigma_2(T, \omega)$ ). Путем совмещения экспериментальных данных с результатами вычислений в рамках модели определяется применимость формулы Друде или ее модификации и, соответственно, время рассеяния  $\tau(T)$  (в формуле Друде) или параметра  $\Lambda(T)$  как обратную спектральную ширину и аномальный показатель степени  $\gamma(T)$ , если показатель степени в формуле Друде отличается от 2 [17].

Правило сумм, сформулированное в [18] (Fermi–Tinkham–Glover sum rule), утверждает, что сумма спектральных весов квазичастиц и сверхтекучей жидкости должна равняться температурно-независимой константе

$$\sum_i \left[ \left( \frac{n_n(T) e^2}{m} \right)_i + \left( \frac{n_s(T) e^2}{m} \right)_i \right] = \sum_i \left( \frac{ne^2}{m} \right), \quad (5)$$

где  $i$  — число энергетических зон.

Поскольку правило сумм (5) не требует перехода всех квазичастиц в конденсат при  $T \rightarrow 0$ , используют два подхода к анализу низкотемпературных данных по  $R_S(T, \omega)$ . В одном из них полагают, что при  $T \rightarrow 0$  остается часть квазичастиц вне конденсата [2], во втором —  $R_{res}$  может быть обусловлено другими внутренними или даже внешними факторами. В последнем случае при сопоставлении экспериментальных и феноменологических вычислений величину  $R_{res}$  просто вычитают из  $R_S(T, \omega)$  [4]. Если  $R_{res}$  обусловлено квазичастицами с малой энергией, то оценки показывают, что концентрация таких квазичастиц в Y-123 при  $T \rightarrow 0$  составляет около 3% от общей концентрации носителей заряда [2].

Из соотношения (2) следуют выражения [4]

$$R_S = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma_2}} \sqrt{\frac{\phi^{1/2} - 1}{\phi}}; \quad X_S = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\sigma_2}} \sqrt{\frac{\phi^{1/2} + 1}{\phi}}, \quad (6)$$

где  $\phi = 1 + (\sigma_1/\sigma_2)^2$ .

Для  $T < T_c$ , когда  $\sigma_1 \ll \sigma_2$ , уравнения (6) имеют вид

$$R_S \approx (\omega \mu_0)^2 \lambda_L^3 \sigma_1 / 2; \quad X_S = (\omega \mu_0 / \sigma_2)^{1/2} = \omega \mu_0 \lambda_L. \quad (7)$$

Уравнения (7) обычно используются для интерпретации экспериментальных результатов. При низких температурах зависимости  $R_S(T)$  и  $\sigma_1(T)$  определяются температурной зависимостью плотности квазичастиц. При линейной зависимости  $n_n(T)$  сопротивление  $R_S(T) \propto T$  [19].

Выражение для  $R_S$  в (7) часто используется для вычислений  $\sigma_{res} = 1/\rho_{res}$ :

$$\sigma_{res} = 2R_{res} / (\omega \mu_0)^2 \lambda_L^3(0) \quad (8)$$

и/или числа квазичастиц вне конденсата при  $T \rightarrow 0$ .

#### 4. Результаты измерения и их обсуждение

На рис. 2,а приведена зависимость  $R_S(T)$  пленки  $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$  в интервале от  $T_c$  до 2 К. Она имеет вид, в основном типичный для пленок этого состава. При этом отсутствует широкий максимум, отмечаемый в монокристаллах и некоторых пленках. Вместо этого наблюдается широкое плато в окрестности  $\sim 50$  К. Сравнение с данными измерений других авторов, представленное в форме  $R_S(T)/\omega^2$  на рис. 3, показы-

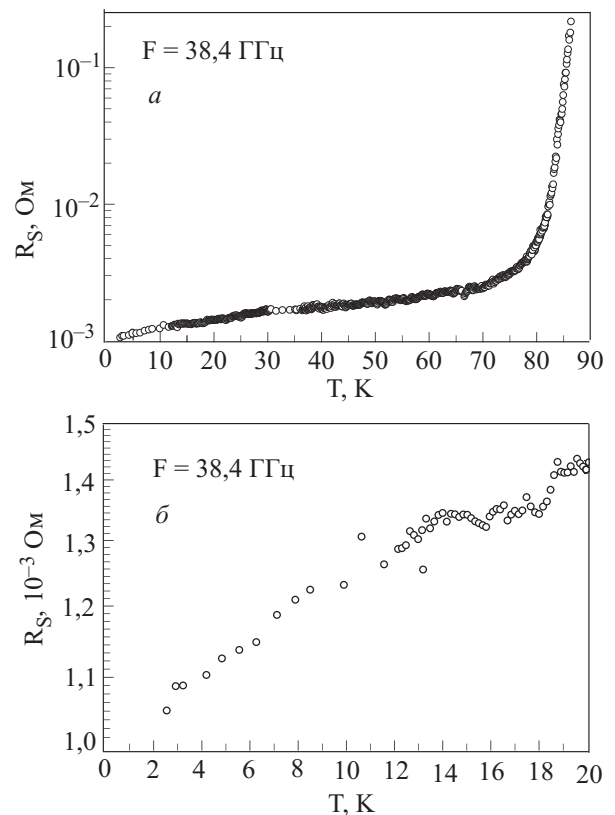


Рис. 2. Температурная зависимость поверхностного сопротивления  $R_S(T)$  для эпитаксиальной пленки  $YBa_2Cu_3O_{7-\sigma}$  толщиной 600 нм на монокристаллической подложке MgO.



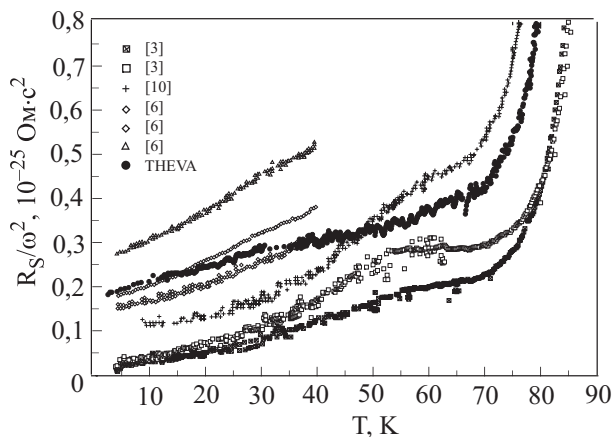


Рис. 3. Сравнение температурных зависимостей  $R_S$ , полученных различными авторами для пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ .

вает, что по аналогии с монокристаллами в области температур  $T_c/2$  и ниже для пленок также наблюдается тенденция к снижению  $R_S(T)/\omega^2$  с ростом  $\omega$ . При этом подтверждается вывод [3,6] о том, что высококачественные пленки независимо от подложки и толщины (в пределах 300–600 нм) имеют близкие характеристики. Наиболее важным выводом, следующим из этой зависимости в данной работе, является линейный закон изменения  $R_S(T)$  в области  $T < 15$  К (см. рис. 2,б).

По имеющимся данным остаточное сопротивление  $R_{\text{res}}$  зависит от частоты и типа подложки [6]. При этом минимальное значение  $R_{\text{res}}$  наблюдалось в пленках на подложках  $\text{MgO}$  и  $\text{LaAl}_2\text{O}_3$ . Как видно на рис. 4,  $R_{\text{res}}(\omega)$  для монокристаллов имеет частотную зависимость в виде  $\sim \omega^{3/2}$  (по данным [4,21,22]). Функция  $R_{\text{res}}(\omega)$  пленок по данным [3,6,7,23] и настоящей работы близка к  $R_{\text{res}}(\omega)$  монокристаллов как по частотной зависимости, так и по численным значениям. Полученное в данной работе значение  $R_{\text{res}}(\omega) = 1$  мОм на частоте 38 ГГц

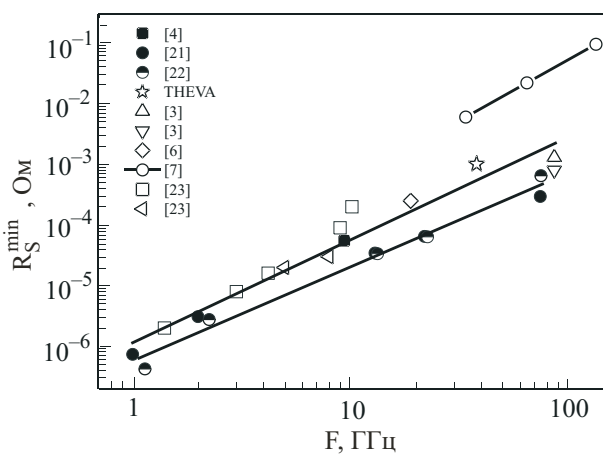


Рис. 4. Частотная зависимость остаточного поверхностного сопротивления  $R_{\text{res}}$  для пленок и монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ .

позволяет вычислить  $\sigma_{\text{res}} = (8,02 - 5,38) \cdot 10^6$  См (см. (8)). Значение  $\lambda_L(0) = 140-160$  нм взято из работы [3].

Наблюдаемое в настоящей работе отсутствие экспоненциальной зависимости  $R_S(T)$  при низких температурах согласуется с представлениями о  $d$ -волновой симметрии параметра порядка, когда имеют место нули функции щели в диагональных направлениях по отношению к  $k_x$  и  $k_y$  [21,22].

Близость значений  $R_{\text{res}}$  для пленок и монокристаллов в достаточно большой полосе частот ( $\sim 10-100$  ГГц) показывает, что их основные физические свойства близки, несмотря на явное наличие двойников в пленках.

Зависимость  $R_{\text{res}}(\omega)$  представляет особый интерес с точки зрения выяснения природы этого явления. Известно, что  $R_{\text{res}}$  в ВТСП на порядки величин больше, чем в сверхпроводниках БКШ. С другой стороны, величины  $R_{\text{res}}$ , вычисленные в соответствии с различными моделями, основанными на наличии дефектов, оказываются меньше измеряемых [1]. Таким образом, измеряемые значения  $R_{\text{res}}$  можно считать внутренними характеристиками самого вещества или близкими к ним. Зависимость  $R_{\text{res}}(\omega)$  в виде  $\omega^{3/2}$  показывает, что остаточные потери не связаны с нормальной проводимостью, так как вклад последней был бы пропорционален  $\omega^{1/2}$ . Наиболее естественным, по крайней мере для пленок, могло бы быть предположение о диэлектрическом «следе» в  $R_{\text{res}}$ , однако потери в диэлектриках пропорциональны  $\sim \omega$ , а не  $\omega^{3/2}$ . Поэтому имеющиеся на сегодня данные указывают на внутренний эффект, приводящий к наблюдаемым величинам  $R_{\text{res}}(\omega)$ . Этот эффект, по-видимому, обусловлен свойствами квазичастиц с малой энергией при  $d$ -волновой симметрии параметра порядка в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ .

### Заключение

Экспериментально получена температурная зависимость поверхностного сопротивления  $R_S$  относительно толстой эпитаксиальной пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ , нанесенной на монокристаллическую пленку  $\text{MgO}$ , в широком температурном интервале, от 2 К до  $\sim 90$  К. Измерения впервые проведены с использованием новой техники — с применением сапфирового полусферического резонатора с волнами шепчущей галереи, позволяющей повысить чувствительность измерений  $R_S$  в миллиметровом диапазоне волн, в том числе измерений при низких температурах. Получена линейная зависимость  $R_S(T)$  при  $T < 15$  К, которая согласуется с результатами других авторов, что, по-видимому, указывает на  $d$ -волновую симметрию параметра порядка в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ .

Близость данных по  $R_S$ , в том числе и по остаточному сопротивлению  $R_{\text{res}} = R_S(T \rightarrow 0)$  для монокристаллов и пленок, свидетельствует о том, что зависи-

мость  $R_S(T)$  в основном определяется внутренними свойствами ВТСП. Однако природа  $R_{\text{res}}$  остается по-прежнему неясной. Для ее установления необходимо проведение систематических исследований поверхности импеданса  $Z_S(T, \omega)$  в области низких температур, в частности при  $T < 2$  К.

1. M. Hein, *High-Temperature-Superconductor Thin Films at Microwave Frequencies*, Springer, Berlin, Germany (1999).
2. R. Harris, P.J. Turner, Saeid Kamal, A.R. Hosseini, P. Dosanjh, G.K. Mullins, J.S. Bobowski, C.P. Bidinosti, D.M. Broun, Ruixing Liang, W.V. Hardy, and D.A. Bonn, *cond-mat/0605434 v1*, 17 may 2006.
3. S. Hensen, G. Muller, C.T. Rick, and Sharuberg, *Phys. Rev.* **B56**, 6237 (1997-II).
4. M.R. Trunin, Y.A. Nefyodov, and H.J. Fink, *ЖЭТФ* **118**, 923 (2000).
5. S. Sridhar and W. Kennedy, *Rev. Sci. Instr.* **59**, 531 (1988).
6. M. Hein, T. Kaiser, and G. Muller, *Phys. Rev.* **B61**, 640 (2000).
7. V.M. Pan, O.A. Kalenyuk, O.L. Kasatkin, V.A. Komashko, O.M. Ivanyuta, and G.A. Melkov, *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 651 (2006).
8. Y. Kobayashi, T. Imai, and H. Kayano, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **40**, 2424 (1992).
9. J. Mazierska and C. Wilker, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 4140 (2001).
10. J. Einfeld, P. Lahl, R. Kutzner, R. Wordenweber, and G. Kustner, *Physica C* **351**, 103 (2001).
11. M.I. Tsindlekht, E.B. Sonin, M.A. Golosovsky, D. Davidov, X. Castel, M. Guilloux-Viry, and A. Perrin, *Phys. Rev.* **B61**, 1596 (2000).
12. R. Khasanov, A. Shengelaya, A. Bussmann-Holder, J. Karpinski, H. Keller, and K.A. Muller, *arXiv:cond-mat/0705.0577v1* (2004).
13. R. Khasanov, S. Strassle, D. Di Castro, T. Masui, S. Miyasaka, S. Tajima, A. Bussmann-Holder, and H. Keller, *arXiv:cond-mat/0708.2374v1* (2007).
14. A.A. Barannik, S.A. Bunyaev, and N.T. Cherpak, *MSMW-2004 Symposium Proc.* (Kharkov) **1**, 430 (2004).
15. N.T. Cherpak, A.A. Barannik, Yu.V. Prokopenko, Yu.F. Filipov, and S.A. Vitusevich, *Fiz. Nizk. Temp* **32**, 795 (2006).
16. N. Cherpak, A. Barannik, Yu. Prokopenko, and S. Vitusevich, *Supercond. Sci. Technol.* **17**, 899 (2004).
17. P.J. Turner, R. Harris, Saeid Kamal, M.E. Hayden, D.M. Broun, D.C. Morgan, A. Hosseini, P. Dosanjh, G. Mullins, J.S. Preston, Ruixing Liang, D.A. Bonn, and W.N. Hardy, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 237005 (2003).
18. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, Mc-Graw Hill Inc. Toronto, Canada (1996).
19. H.J. Fink, *Phys. Rev.* **B58**, 9415 (1998-II).
20. D.A. Bonn, S. Kamal, A. Bonakdarpour, Ruixing Liang; W.N. Hardy, C.C. Homes, D.N. Basov, and T. Timusk, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S6, 3195 (1996).

21. A. Hosseini, R. Harris, S. Kamal, P. Dosanjh, J. Preston, R. Liang, W.N. Hardy, and D.A. Bonn, *Phys. Rev.* **B60**, 1349 (1999).
22. R. Harris, A. Hosseini, S. Kamal, P. Dosanjh, R. Liang, W.N. Hardy, and D.A. Bonn, *Phys. Rev.* **B64**, 64509 (2001).
23. N. Klein, *Electrodynamic Properties of Oxide Superconductors*, Berichte des Forschungszentrums Julich; 3773, Julich (1997).
24. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).
25. Z.-A. Ren, W. Lu, J. Yang, W. Yi, X.-L. Shen, Z.-C. Li, G.-C. Che, X.-L. Dong, L.-L. Sun, F. Zhou, and Z.-X. Zhao, *Chin. Phys. Lett.* **25**, 2215 (2008).
26. O. Millo, I. Asulin, O. Yuli, I. Felner, Z.-A. Ren, X.-L. Shen, G.-C. Che, and Z.-X. Zhao, *arXiv:cond-mat/0807.0359v1* (2008).

### About low-temperature microwave response of epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$ film measured by a novel measurement technique

A.A. Barannik, S.O. Bunyayev, and N.T. Cherpak

The temperature dependence of surface resistance  $R_S(T)$  of a high-quality epitaxial  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$  film of 600 nm sputtered onto a single crystal MgO substrate has been measured. The measurements were carried out in the temperature interval from  $T_c$  to 2 K by means of a new technique, namely, using a sapphire hemispherical resonator excited with whispering gallery modes in the Ka-band. This technique allows one to achieve high sensitivity of  $R_S(T)$  measurement, up to  $10 \mu\Omega$ , at low temperatures. A linear dependence was obtained in a temperature interval of 2–15 K, in agreement with the idea of  $d$ -wave symmetry of order parameter. The value of  $R_{\text{res}} = R_S(T \rightarrow 0)$  found in the work shows that the film properties are similar to those of single crystals, and it seems that  $R_{\text{res}}$  is determined by intrinsic properties of a superconductor. Analysis of the data published results in  $R_{\text{res}}(\omega) \sim \omega^{3/2}$  for  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$  single crystals and films, and at the same time the nature of residual microwave resistance remains unclear.

PACS: 74.20.Rp Pairing symmetries;  
 74.25.Nf Response to electromagnetic fields;  
 74.72.Bk Y-based cuprates;  
 74.78.Bz High- $T_c$  films;  
**07.57.-c** Infrared, submillimeter wave, microwave and radiowave instruments and equipment.

Keywords: microwave surface resistance,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$  film, low-temperature measurement, wave symmetry of order parameter, whispering gallery mode sapphire resonator.