

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

# Поверхностный импеданс монокристаллов ВТСП в микроволновом диапазоне

М.Р. Трунин

Приведены результаты современных исследований действительной  $R_s$  и мнимой  $X_s$  частей микроволнового поверхностного импеданса  $Z_s = R_s + iX_s$  высококачественных монокристаллов ВТСП:  $YBa_2Cu_3O_{6,95}$ ,  $Va_{0,6}K_{0,4}BiO_3$ ,  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_{8-\delta}$ ,  $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$  и  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ . Описана методика прецизионных измерений температурных зависимостей  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  в интервале  $4,2 \leq T \leq 150$  К. Сформулированы общие для монокристаллов ВТСП закономерности поведения поверхностного импеданса и комплексной проводимости и проанализированы особенности температурных зависимостей этих величин. Экспериментальные данные интерпретированы в рамках обобщенной двухжидкостной модели, учитывающей процессы рассеяния квазичастиц и характерное изменение плотности сверхпроводящих носителей при низких и близких к критической температурах. Рассмотрены пути развития микроскопической теории высококачественного отклика ВТСП.

PACS numbers: 74.20.-z, 74.72.-h, 74.90.+n

## Содержание

1. Введение (931).
  2. Метод измерения микроволнового импеданса сверхпроводников малого размера (933).
    - 2.1. Экспериментальная установка.
    - 2.2. Измерительная схема.
    - 2.3. Измеряемые величины и образцы.
    - 2.4. Факторы, влияющие на точность измерений.
  3. Результаты измерений поверхностного импеданса и комплексной проводимости монокристаллов YBCO, BSCCO, TBCCO, TBCO и BKBO: некоторые особенности и общие черты (938).
    - 3.1. Низкие температуры:  $T < T_c/3$ .
    - 3.2. Промежуточные температуры:  $T \sim T_c/2$ .
    - 3.3. Близкие к  $T_c$  температуры:  $T \rightarrow T_c$ .
    - 3.4. Комплексная проводимость.
  4. Феноменологическое описание экспериментальных данных (942).
    - 4.1. Обобщенная двухжидкостная модель: роль процессов рассеяния.
    - 4.2. Температурная зависимость плотности сверхпроводящих электронов.
  5. На пути к микроскопической теории (947).
    - 5.1. Изотропная модель SC и время релаксации в сверхпроводящем состоянии.
    - 5.2. Модель почти антиферромагнитной ферми-жидкости с  $d$ -спариванием.
    - 5.3. Двухзонная модель и смешанная симметрия параметра порядка.
  6. Заключение (950).
- Список литературы (951).

## 1. Введение

Вопрос о типе сверхпроводящего взаимодействия и симметрии параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) является предметом широкой дискуссии и споров. К числу экспериментальных методов исследования этих проблем относятся микроволновые измерения поверхностного импеданса  $Z_s(T) = R_s(T) + iX_s(T)$  монокристаллов ВТСП в зависимости от температуры  $T$ , содержащие информацию о механизме рассеяния, плотности состояний и природе сверхпроводящего спаривания в этих соединениях.

Действительная часть импеданса, поверхностное сопротивление  $R_s$ , определяет потери энергии электромагнитной волны при отражении от сверхпроводника. В сантиметровом диапазоне длин волн для нормального состояния монокристаллов ВТСП вблизи критической температуры  $T_c$  характерны значения  $0,1 < R_s < 0,4$  Ом. При переходе в сверхпроводящее состояние поверхностное сопротивление резко падает, но в эксперименте никогда не обращается в нуль даже при  $T \rightarrow 0$ . Величина остаточного поверхностного сопротивления  $R_{res} \equiv R_s(T \rightarrow 0)$  определяется разного рода дефектами поверхностного слоя сверхпроводника; на основании этого факта, установленного еще в опытах с классическими сверхпроводниками, считается, что, чем меньше  $R_{res}$ , тем выше качество образца. Ниже мы будем говорить об исследованиях стехиометрически совершенных монокристаллов  $YBa_2Cu_3O_{6,95}$  (YBCO),  $Va_{0,6}K_{0,4}BiO_3$  (BKBO),  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_{8-\delta}$  (TBCCO),  $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$  (TBCO) и  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  (BSCCO) со значениями  $T_c$ , соответствующими оптимальному уровню допирования, ширина  $\Delta T$  сверхпроводящего перехода в которых по измерениям  $R_s(T)$  мала,  $\Delta T \lesssim 1$  К, а величина  $R_{res}$  на

М.Р. Трунин. Институт физики твердого тела РАН,  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия  
Тел. (095) 742-01-42 (доб. 29-42)  
E-mail: trunin@issp.ac.ru

Статья поступила 16 февраля 1998 г.

сверхвысоких частотах (СВЧ)  $f \sim 10$  ГГц не превышает нескольких мОм<sup>1</sup>. Есть основания полагать, что измеряемые в таких образцах электродинамические величины отвечают внутренним микроскопическим свойствам сверхпроводника.

Мнимая часть поверхностного импеданса (реактанс),  $X_s$ , определяет недиссипативную энергию, запасенную в поверхностном слое сверхпроводника. При  $T < T_c$  и использовании международной системы единиц (СИ) имеем  $X_s(T) = \omega \mu_0 \lambda(T)$ , где  $\omega = 2\pi f$ ,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Гн/м, а  $\lambda(T)$  — глубина проникновения поля в сверхпроводник.

Хорошо известно, что сверхпроводящее состояние ВТСП характеризуется очень малой длиной когерентности  $\xi_0$ , определяющей масштаб парной корреляции электронов. Неравенство  $\xi_0 \ll \lambda$ , справедливое в ВТСП при температуре  $T < T_c$ , означает, что поле не меняется на длине  $\xi_0$ , и, следовательно, можно использовать простое локальное соотношение

$$Z_s = R_s + iX_s = \left( \frac{i\omega\mu_0}{\sigma_1 - i\sigma_2} \right)^{1/2} \quad (1)$$

для связи импеданса и комплексной проводимости  $\sigma_s = \sigma_1 - i\sigma_2$  сверхпроводника. Из (1) находим выражения для действительной  $\sigma_1$  и мнимой  $\sigma_2$  компонент проводимости:

$$\sigma_1 = \frac{2\omega\mu_0 R_s X_s}{(R_s^2 + X_s^2)^2}, \quad \sigma_2 = \frac{\omega\mu_0 (X_s^2 - R_s^2)}{(R_s^2 + X_s^2)^2}. \quad (2)$$

Выше температуры сверхпроводящего перехода длина свободного пробега  $l$  носителей мала по сравнению со скин-глубиной  $\delta$ ,  $l \ll \delta$ , что соответствует условию нормального скин-эффекта. Формулы (1) и (2) описывают и нормальное состояние ВТСП (при  $T \geq T_c$ ), в котором  $R_s(T) = X_s(T) = \sqrt{\omega\mu_0/2\sigma_n(T)}$ ,  $\sigma_n \equiv \sigma_1(T \geq T_c)$ ,  $\sigma_2 = 0$ .

Измерения температурных зависимостей  $Z_s(T)$  в абсолютных единицах, позволяющие определить  $\sigma_s(T)$ , служат экспериментальной проверкой любой теории как феноменологической, так и микроскопической, описывающей электромагнитные свойства сверхпроводника. Эти зависимости, полученные при исследовании первых высококачественных монокристаллов YBCO, не соответствовали выводам теории Бардина – Купера – Шриффера (BCS) [1].

Для частот, намного меньших ширины щели  $\Delta$ ,  $\hbar\omega \ll \Delta$ , модель BCS предсказывает две отличительные особенности микроволнового отклика сверхпроводника [1–3]: экспоненциальное уменьшение  $\sigma_1(T)$  и  $R_s(T) \propto \exp[-\Delta(0)/kT]$  в области  $T < 0,5T_c$  и возрастание проводимости  $\sigma_1(T)$  в интервале  $0,8 < T/T_c \leq 1$  по сравнению с ее значением  $\sigma_n$  в нормальном состоянии. Эти особенности обусловлены соответственно активационной зависимостью производной  $d\Delta(T)/dT$  при  $T \ll T_c$  и наличием сингулярности в плотности состояний, когда энергия элементарного возбуждения сравнивается с  $\Delta(T)$ . Экспоненциальный ход  $R_s(T)$  в классических сверхпроводниках изучен очень подробно (см., например, [4] и приведенные там ссылки). Максимум же в  $\sigma_1(T)$  в области  $T \sim 0,85T_c$  (так называемый когерентный пик) наблюдался лишь недавно в Nb и Pb на частоте

60 ГГц [5] и в Nb на частоте 10 ГГц [6], когда удалось технически реализовать одновременное измерение зависимостей  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  с высокой точностью.

Увеличение константы электрон-фононного взаимодействия приводит к подавлению сингулярности в плотности состояний сверхпроводника при  $\hbar\omega = \Delta$ , как это следует из предложенного Элиашбергом [7] обобщения теории BCS. В результате амплитуда когерентного пика падает, и, согласно [8], он практически исчезает на частотах  $\sim 10$  ГГц, если константа взаимодействия превышает единицу. На вставке к рис. 1 показаны кривые  $\sigma_1(T)/\sigma_1(T_c)$ , рассчитанные в рамках изотропных моделей BCS и сильной связи (SC). Узкий пик на рис. 1, наблюдаемый в микроволновых измерениях проводимости  $\sigma_1(T)$  монокристаллов ВТСП вблизи  $T_c$ , может быть обусловлен неоднородным уширением сверхпроводящего перехода [9, 10] или проявлением флуктуационных эффектов [11, 12]. Другим следствием модели SC является неэкспоненциальное поведение  $R_s(T)$  [13] и  $\lambda(T)$  [14]. Степенные температурные зависимости имеют место и в известной двухжидкостной модели Гортера – Казимира (GC) [15], которые вблизи  $T_c$  оказались очень похожими на рассчитанные в рамках модели SC [16]. Однако количественное отличие от экспериментов с монокристаллами ВТСП, особенно в низкотемпературной области, оказалось огромным. Это видно, например, из рис. 2, где измеренная в [17] температурная зависимость  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  в  $ab$ -плоскости YBCO сравнивается с результатами для изотропных моделей BCS и SC [18]. Кривая, соответствующая феноменологической модели GC, выглядела бы на этом рисунке практически горизонтальной линией.

Первые монокристаллы YBCO высокого качества были выращены в Ванкувере группой UBC (University of British Columbia) [19] и там же были обнаружены две особенности температурной зависимости импеданса  $Z_s(T)$  этих кристаллов:

а) линейный ход глубины проникновения поля в интервале  $0 < T < T_c/3$  [20],

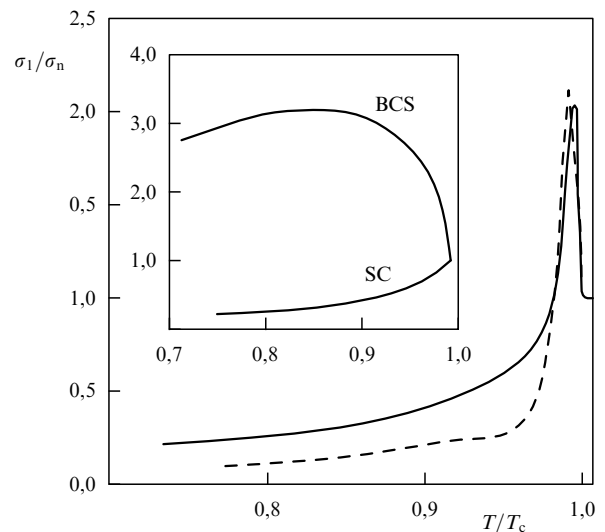


Рис. 1. Сравнение экспериментальной зависимости (штриховая линия, кристалл YBCO)  $\sigma_1/\sigma_n$  с рассчитанной в рамках модели SC, учитывающей неоднородное уширение сверхпроводящего перехода (сплошная кривая). На вставке — температурные зависимости  $\sigma_1/\sigma_n$ , вычисленные по моделям BCS и SC [10].

<sup>1</sup> Рекордно низкие значения  $R_{res} \simeq 10$  мОм на частотах  $\sim 10$  ГГц получены в настоящее время для монокристаллов YBCO.

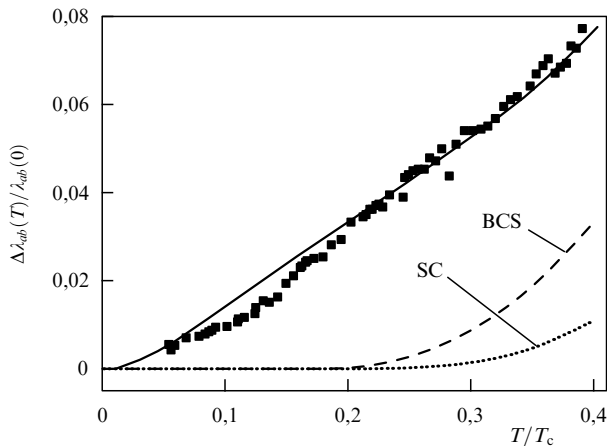


Рис. 2. Зависимость  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  в области низких температур. Символы — данные из работы [17]. Сплошная линия — расчет в рамках двухзонной модели [18] (см. раздел 5). Штриховая линия — модель BCS, пунктирная — изотропная модель SC.

б) линейный ход поверхностного сопротивления при  $T < T_c/3$ , переходящий в широкий максимум  $R_s(T)$  в области  $T_c/2$  [21].

Оба экспериментальных факта оказались необычными с точки зрения традиционных моделей высокочастотного отклика сверхпроводников. Они привели к широкой дискуссии о симметрии параметра порядка, процессах релаксации квазичастиц, роли межзонных и внутризонных эффектов и, в конечном итоге, позволили выделить наиболее вероятные механизмы сверхпроводящего спаривания в ВТСП. На сегодняшний день результаты а) и б) в YBCO подтверждены экспериментаторами из других лабораторий. С появлением высококачественных монокристаллов BSCCO, BKBO, ТВССО и ТВСО можно говорить уже об особенностях и общих чертах температурного поведения импеданса и проводимости в разных монокристаллах ВТСП.

Обзор начинается с описания методики эксперимента, используемой в лабораториях, занимающихся прецизионными измерениями температурных зависимостей поверхностного импеданса монокристаллов ВТСП в микроволновом диапазоне частот (раздел 2). В разделе 3 приведены и систематизированы результаты соответствующих измерений. Раздел 4 посвящен сравнению экспериментальных зависимостей  $Z_s(T)$  и  $\sigma_s(T)$  с полученными в рамках обобщенной двухжидкостной модели. Наконец, в разделе 5 обсуждаются микроскопические теории, возможные типы симметрии и многокомпонентность параметра порядка, проявляющиеся при измерениях микроволнового отклика кристаллов ВТСП.

## 2. Метод измерения микроволнового импеданса сверхпроводников малого размера

Для измерения поверхностного импеданса образцов ВТСП малого размера, площадь поверхности которых  $\sim 1 \text{ мм}^2$ , наиболее удобным является метод, предложенный в работе [22]. Основная идея этого метода заключается в том, что в центр цилиндрического сверхпроводящего резонатора, работающего на моде  $H_{011}$ , т.е. в область практически однородного магнитного СВЧ-поля, на сапфировом стержне помещается образец.

Меняя температуру стержня и измеряя добротность  $Q$  и сдвиг частоты  $\Delta f$  резонатора с помещенным внутрь образцом, а затем пустого резонатора ( $Q_0$ ,  $\Delta f_0$ ) можно найти температурную зависимость поверхностного сопротивления  $R_s$  и реактанса  $X_s$  образца.

Этот метод предъявляет два основных требования к измерительной установке. Во-первых, поскольку монокристаллы ВТСП имеют малые геометрические размеры и обладают малыми потерями в сверхпроводящем состоянии, то для выделения температурного хода импеданса образца на фоне пустого резонатора необходимо, чтобы сам резонатор имел высокую добротность. Во-вторых, измерения величин  $Q$  и  $\Delta f$  путем свивирования частоты требуют очень высокой стабильности генератора СВЧ.

### 2.1. Экспериментальная установка

В наших экспериментах использовался объемный цилиндрический резонатор из ниобия, диаметр и высота которого были равны 42 мм (рис. 3). Снаружи резонатор омывался жидким гелием и, таким образом, всегда находился в сверхпроводящем состоянии. В резонаторе возбуждалась мода  $H_{011}$  на частоте 9,42 ГГц. Конфигурация полей этой моды является подходящей для измерения СВЧ-характеристик небольшого образца, расположенного в центре резонатора, где микроволновое магнитное поле однородно и имеет осевое направление. Поскольку мода  $H_{011}$  является вырожденной (такую же частоту имеет колебание  $E_{111}$ ), в верхнюю и нижнюю крышки резонатора были вмонтированы ниобиевые штыри, диаметром и высотой 5 мм, что позволило развести моды  $E_{111}$  и  $H_{011}$  по частоте более чем на 50 МГц. Важной особенностью конструкции резонатор-

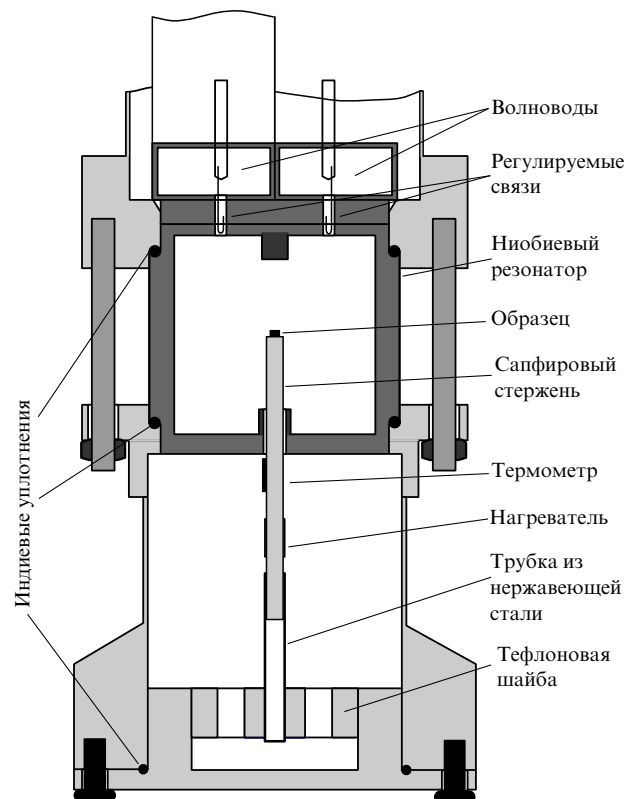


Рис. 3. Конструкция резонаторного блока.

ного блока установки является возможность плавного изменения степени связи волноводов с резонатором, что позволяло получать во время опытов при гелиевых температурах необходимые коэффициенты связи в широком диапазоне значений добротности  $Q$ . Сапфировый стержень, на верхнем торце которого помещался образец, был теплоизолирован от стенок резонатора за счет вакуумирования резонаторного блока, который герметизировался с помощью индиевых уплотнений. Нижний конец стержня плотно вставлялся в тонкостенную трубку из нержавеющей стали, которая в свою очередь крепилась в центрирующей тефлоновой шайбе. Такая теплоизоляция позволяла сохранять добротность резонатора на уровне  $10^7$  при температуре стержня и образца  $T \sim 150$  К.

## 2.2. Измерительная схема

Регулирование температуры образца осуществлялось с помощью схемы, изображенной на рис. 4. Данные с термометра поступали на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) и считывались компьютером, который, сравнивая измеренную температуру с заданной, выдавал разность температур на цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП). Далее управляющий сигнал поступал на усилитель У1 и с его помощью корректировалась выделяемая нагревателем мощность. Точность установки температуры во всем интервале  $4 < T < 150$  К была не хуже 0,3 % от заданной температуры.

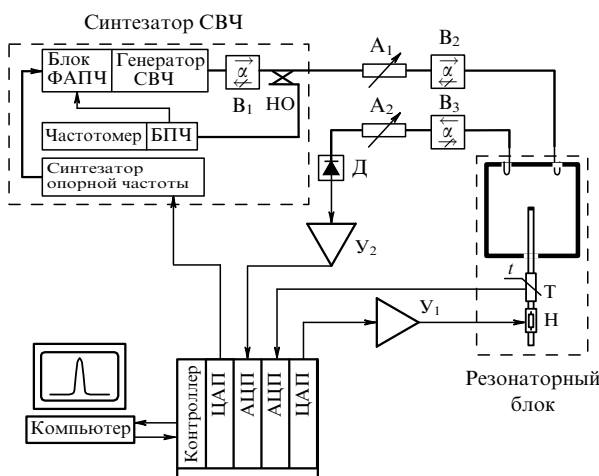


Рис. 4. Схема измерений добротности и сдвига резонансной частоты в зависимости от температуры.

Высокую стабильность ( $\approx 10^9$ ) частоты обеспечивал СВЧ-синтезатор, который работал по схеме фазовой автоматической подстройки частоты (ФАПЧ). Сигнал с генератора СВЧ проходил через вентиль В1, затем часть СВЧ-мощности ответвлялась направленным ответвителем (НО) и поступала в блок преобразователя частоты (БПЧ). Там колебания на частоте 9,4 ГГц преобразовывались в низкочастотные (до 50 МГц) и подавались на блок ФАПЧ, где низкая частота сравнивалась с частотой опорного мегагерцевого синтезатора. В результате вырабатывался фазоразностный сигнал управления генератором СВЧ, который замыкал, таким образом, контур стабилизации СВЧ-синтезатора. Регулирование частоты производилось изменением частоты опорного синтеза-

тора, управляемого выходным напряжением 20-разрядного ЦАП.

Электромагнитная волна из СВЧ-синтезатора по прямоугольному волноводу через аттенуатор А1 и вентиль В2 поступала в резонатор, который был связан с волноводами посредством регулируемых петель связи. Далее из резонатора через вентиль В3 и аттенуатор А2 СВЧ-волна попадала на диод Д, который работал в квадратичном режиме. Степень соответствия квадратичной характеристике детектора надежно контролировалась. Сигнал с диода, усиленный усилителем У2, поступал на АЦП и далее считывался компьютером.

Вынужденные колебания резонатора при наличии потерь характеризуются комплексной частотой [23]

$$\hat{\omega}_i = \omega_i + \frac{i\omega_i}{2Q_{iL}}, \quad (3)$$

где  $\omega_i = 2\pi f_i$  и  $Q_{iL}$  — собственная частота и нагруженная добротность резонатора. Для используемого нами резонатора проходного типа

$$\frac{1}{Q_{iL}} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2}. \quad (4)$$

Здесь  $Q_i$  — собственная (ненагруженная) добротность резонатора,  $Q_1$  и  $Q_2$  — входная и выходная внешние добротности, которые характеризуют степень связи резонатора с волноводами. В (3) и (4)  $Q_{iL} = Q_L$ ,  $Q_i = Q$  и  $f_i = f$ , если образец находится в резонаторе, и  $Q_{iL} = Q_{0L}$ ,  $Q_i = Q_0$  и  $f_i = f_0$  для резонатора без образца, но с сапфировым стержнем внутри.

Изменяя частоту СВЧ-синтезатора  $f_{sw}$  и измеряя напряжение на диоде Д, регистрировалась зависимость прошедшей через резонатор СВЧ-мощности от частоты, которая имеет вид обычной резонансной кривой:

$$P(f_{sw}) = \frac{P_0}{4(f_{sw} - f_i)^2/f_i^2 + 1/Q_{iL}^2}, \quad (5)$$

где  $P_0$  — константа, не зависящая от частоты  $f_{sw}$ . По частоте максимума кривой  $P(f_{sw})$  определялась собственная частота  $f_i$  резонанса, а по ширине  $\delta f_i$  полосы пропускания резонатора на уровне  $0,5P(f_i)$  вычислялась добротность резонансной системы  $Q_{iL} = f_i/\delta f_i$ . Достигнутая нами точность измерения добротности  $\sim 10^7$  была не хуже 1 %, а точность определения частоты резонанса составляла  $\sim 10$  Гц.

## 2.3. Измеряемые величины и образцы

На рисунке 5 в качестве примера приведены записи кривых добротности  $Q_0(T)$  и сдвига резонансной частоты  $\Delta f_0(T)$  пустого резонатора и резонатора с монокристаллом YBCO внутри ( $Q, \Delta f$ ). Добротность  $Q_0$  (символы  $\square$ ) практически не зависит от температуры, а заметное монотонное изменение частоты  $\Delta f_0$  (символы  $\circ$ ) обусловлено температурной зависимостью диэлектрической проницаемости и тепловым расширением сапфирового стержня. В измерениях, воспроизведенных на рис. 5, использовался толстый стержень, диаметр которого был равен 3,5 мм. Использование тонкого (2 мм) стержня приводит к уменьшению приблизительно на порядок сдвига  $\Delta f_0(T)$  в интервале  $4,2 \leq T \leq 120$  К.

Для нахождения связи компонент  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  поверхностного импеданса с измеряемыми величинами

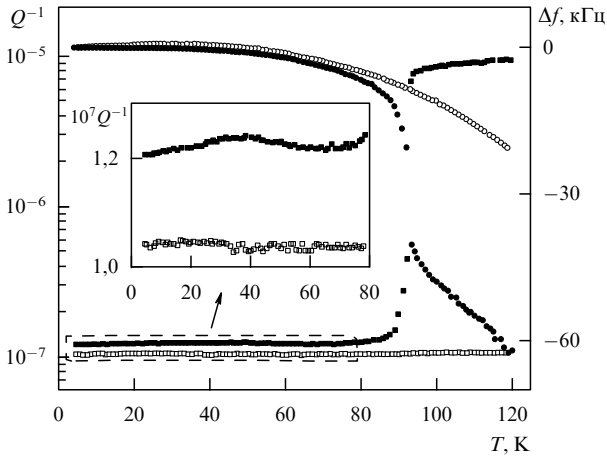


Рис. 5. Измеренные температурные зависимости  $1/Q$  и  $\Delta f$  в монокристалле YBCO. Черные символы соответствуют резонатору с образцом, белые — без образца. На вставке — низкотемпературные части кривых  $1/Q(T)$ .

$Q_i(T)$  и  $\Delta\omega_i(T) = 2\pi\Delta f_i(T)$  введем понятие о геометрическом факторе образца  $\Gamma_s$ .

Разность средних мощностей потерь в резонаторе с образцом и в пустом резонаторе равна мощности  $P$ , поглощаемой самим образцом:

$$P = \frac{1}{2} \int_S R_s H_s^2 dS, \quad (6)$$

где  $H_s$  — тангенциальная составляющая магнитной компоненты поля на поверхности образца, а интегрирование идет по площади  $S$  поверхности образца. Энергия, запасенная в резонаторе, равна

$$W = \frac{\mu_0}{2} \int_V H^2 dV, \quad (7)$$

где  $V$  — объем резонатора,  $H^2$  — квадрат напряженности полного поля, установившегося в резонаторе после введения туда образца. Разность обратных собственных добротностей резонатора находится из соотношения

$$\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} = \frac{P}{\omega W} = \frac{R_s \int_S H_s^2 dS}{\omega \mu_0 \int_V H^2 dV} = \frac{R_s}{\Gamma_s}, \quad (8)$$

где

$$\Gamma_s = \frac{\omega \mu_0 \int_V H^2 dV}{\int_S H_s^2 dS}. \quad (9)$$

Пусть при одной и той же температуре комплексная частота резонатора с образцом равна  $\hat{\omega}$ , а без образца —  $\hat{\omega}_0$ . Разность  $\hat{\omega} - \hat{\omega}_0$  определяет частоту  $\hat{\omega}_s$ , связанную с внесением образца в резонатор. При одинаковых внешних добротностях  $Q_1$  и  $Q_2$  из формул (3), (4), (8) находим величину  $\hat{\omega}_s$ :

$$\hat{\omega}_s = \omega_s + \frac{i\omega R_s}{2\Gamma_s}. \quad (10)$$

Изменение температуры образца, приводящее к изменению его импеданса  $\Delta Z_s(T) = \Delta R_s(T) + i\Delta X_s(T)$ , можно

рассматривать как малое возмущение, результатом которого является сдвиг  $\Delta\hat{\omega}_s(T)$  комплексной частоты  $\hat{\omega} = \hat{\omega}(Z_s)$ :

$$\Delta\hat{\omega}_s(T) = \frac{\partial\hat{\omega}}{\partial Z_s} \Delta Z_s = \frac{\partial\hat{\omega}}{\partial Z_s} (\Delta R_s + i\Delta X_s). \quad (11)$$

С другой стороны, согласно (10),

$$\Delta\hat{\omega}_s(T) = \frac{i\omega}{2\Gamma_s} \left( \Delta R_s - \frac{2i\Gamma_s \Delta\omega_s(T)}{\omega} \right), \quad (12)$$

откуда, сравнивая с (11), находим изменение поверхностного реактанса образца

$$\Delta X_s(T) = -\frac{2\Gamma_s \Delta\omega_s(T)}{\omega}, \quad (13)$$

где  $\Delta\omega_s(T) = \Delta\omega(T) - \Delta\omega_0(T)$ .

Итак, температурные зависимости действительной и мнимой частей поверхностного импеданса определяются из измеренных кривых  $Q_i(T)$  и  $\Delta f_i(T)$  с помощью соотношений

$$\begin{aligned} R_s(T) &= \Gamma_s [Q^{-1}(T) - Q_0^{-1}(T)], \\ X_s(T) &= -\frac{2\Gamma_s}{f_0} [\Delta f(T) - \Delta f_0(T)] + X_0, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $\Gamma_s$  — геометрический фактор образца (9), а  $X_0$  — аддитивная постоянная.

Величина  $X_0$  находилась из условия равенства мнимой и действительной частей импеданса в нормальном состоянии:  $R_s(T_c) = X_s(T_c)$ , поскольку для всех исследованных нами образцов выполнялись критерии нормального скин-эффекта. При  $T \geq T_c$  температурные зависимости  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  совпадали. Задача о вычислении второй величины,  $\Gamma_s$ , зависящей от формы образца, в общем случае может быть решена только численными методами.

Кристаллы ТВССО и YBCO, способы выращивания которых изложены соответственно в работах [24, 25], имели форму пластинок с характерными размерами  $a \times b \times c = 1 \times 1 \times 0,1$  мм<sup>3</sup> (ТВССО) и  $1,5 \times 1,5 \times 0,1$  мм<sup>3</sup> (YBCO). Образец устанавливался на торце сапфирового стержня так, чтобы ось  $c$  кристалла была направлена вдоль микроволнового поля  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{c}$  (по оси резонатора). При этом высокочастотные токи циркулируют в  $ab$ -плоскости кристаллов, и простую оценку их геометрических факторов обычно получают из (9) в предположении, что напряженность магнитного поля на поверхности образца совпадает с амплитудой поля  $H_0$  в центре невозмущенного резонатора:

$$\Gamma_s = \frac{\omega \mu_0 V}{4\gamma_0 A}, \quad \gamma_0 = \frac{V H_0^2}{2 \int_V H^2 dV}, \quad (15)$$

здесь  $A$  — площадь  $ab$ -грани кристалла,  $\gamma_0$  — константа, которая определяется известной структурой полей моды  $H_{011}$  [26]. С учетом размеров нашего резонатора  $\gamma_0 = 5,3$ . Для одного из кристаллов величина  $\Gamma_s$  была найдена исходя из формулы (14) по экспериментальным значениям  $Q(T_c)$  и удельного сопротивления  $\rho(T_c) = 2R_s^2(T_c)/\omega\mu_0$ . Это экспериментальное значение  $\Gamma_s$  оказалось на 60% меньше величины, вычисленной без учета размагничивающего фактора в выражении (15). В

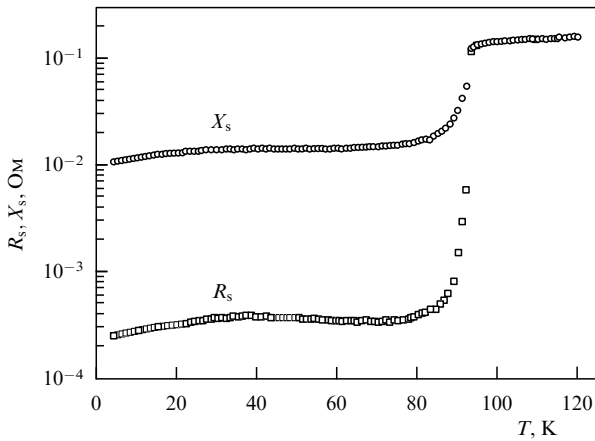


Рис. 6. Температурные зависимости поверхностного сопротивления  $R_s$  и реактанса  $X_s$  в монокристалле YBCO.

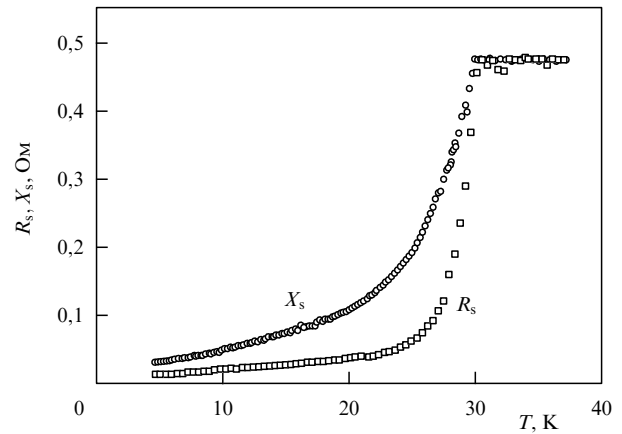


Рис. 7. Температурные зависимости поверхностного сопротивления  $R_s$  и реактанса  $X_s$  в монокристалле BKBO.

дальнейшем мы учтем эту поправку к геометрическому фактору при определении абсолютных значений импеданса  $Z_s(T)$  кристаллов YBCO и ТВССО. На рисунке 6 представлены зависимости  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  для монокристалла YBCO, в котором  $\Gamma_s = 1,76 \times 10^4$  Ом. Они найдены из выражений (14) по измеренным кривым  $1/Q_i(T)$  и  $\Delta f_i(T)$  на рис. 5.

Кристаллы BKBO были приготовлены методом электрохимической кристаллизации [27, 28] и имели форму, близкую к кубу. Исследовались образцы разных размеров; их объем менялся от 0,2 до 1,5 мм<sup>3</sup>. Процедура нахождения геометрического фактора была следующей. Из Nb изготавливался имитатор приблизительно той же формы и размеров, что и исследуемый кристалл BKBO. Если бы образцы имели эллипсоидальную форму, то их геометрические факторы  $\Gamma_{\text{BKBO}}$  и  $\Gamma_{\text{Nb}}$  можно было бы вычислить точно. Например, для сфероида радиусом  $r$ , помещенного в центр работающего на моде  $H_{011}$  резонатора, величина  $\Gamma_s = \omega \mu_0 V / 12 \pi \gamma_0^2$  [29]. Поэтому первым нашим шагом была оценка  $\Gamma_{1,\text{Nb}}$  и  $\Gamma_{1,\text{BKBO}}$  в предположении, что оба образца — сфериды, объем которых равен известному объему образцов Nb и BKBO. Вторым шагом основан на экспериментальном определении  $\Gamma_{\text{Nb}}$ . Мы измерили удельное сопротивление  $\rho_{\text{Nb}}(10 \text{ K})$  тонкой полоски Nb, вырезанной из того же материала, что и сам ниобиевый образец, вычислили по формуле нормального скин-эффекта поверхностное сопротивление  $R_s(10 \text{ K})$  и подставили это значение в выражение (14) с измеренными  $Q_{i,\text{Nb}}(T)$ . В результате величина  $\Gamma_{\text{Nb}}$  оказалась всего лишь на 24 % меньше вычисленной  $\Gamma_{1,\text{Nb}}$  первым способом. Учитывая сходство формы исследуемых образцов Nb и BKBO, геометрический фактор кристаллов BKBO был принят равным  $\Gamma_{\text{BKBO}} = 0,76 \times \Gamma_{1,\text{BKBO}}$ . На рисунке 7 проиллюстрирован ход экспериментальных зависимостей  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  для кристалла BKBO с геометрическим фактором  $\Gamma_s = 3,3 \times 10^4$  Ом.

#### 2.4. Факторы, влияющие на точность измерений

Методику измерений добротности и сдвига резонансной частоты и нахождения абсолютных значений компонент импеданса следует дополнить обсуждением факторов, влияющих на точность определения этих величин. Эти факторы можно разделить на две группы: контролируе-

мые в эксперименте и неконтролируемые, причем последние обусловлены неопределенностью, вносимой самим образцом.

К первой группе относятся следующие факторы:

**1. Вакуумирование резонаторного блока.** При нагревании образца потоки остаточного теплообменного газа в области между сапфировым стержнем и крышками резонатора порождают температурные градиенты, направленные вдоль держателя образца. Эти градиенты незначительны, если давление в резонаторном блоке не превышает  $10^{-3}$  мм рт.ст. В экспериментах с монокристаллами YBCO, например, превышение этой величины в несколько раз приводило к увеличению измеряемой величины  $T_c$  на несколько градусов.

**2. Внешнее давление.** Изменение внешнего (по отношению к резонатору, погруженному в жидкий гелий) давления на 1 мм рт.ст. приводит к сдвигу резонансной частоты на  $\approx 0,7$  кГц, что особенно существенно при измерениях  $\Delta f(T)$  в области низких температур. Поэтому в ходе эксперимента внешнее давление стабилизировалось с точностью 0,02 мм рт.ст.

**3. Термоциклирование.** После завершения цикла измерений температурных зависимостей импеданса образца в сверхпроводящем и нормальном состояниях требуются обязательные измерения параметров пустого (без образца) резонатора в том же температурном интервале. При этом всегда надо быть уверенным в воспроизводимости положений сапфирового стержня и петель связей волноводов с резонатором, строго контролируемом влиянии этих связей на измеряемые величины  $Q_i(T)$  и  $\Delta f_i(T)$ , неизменности уровня жидкого гелия в криостате во всех опытах и, наконец, в стабильной работе электронной схемы в целом.

Таковы основные "внешние" факторы, которые могут привести к погрешностям измерений. Они устраняются при аккуратном соблюдении вышеуказанных условий в ходе выполнения экспериментов. Существуют, однако, неконтролируемые "внутренние" факторы, влияние которых может оказаться столь же заметным.

**1. Распределение поля на поверхности образца и геометрический фактор  $\Gamma_s$ .** Как следует из формулы (9), для нахождения величины  $\Gamma_s$  нужно вычислить интеграл  $\int_S H_s^2 dS$  по площади поверхности образца. В случае, если образец приблизительно имеет форму квадратной

тонкой пластинки с размерами  $a \cdot a \cdot c$ ,  $c \ll a$ , и в предположении, что тангенциальная компонента напряженности поля  $H_s$  на поверхности образца равна амплитуде  $H_0$  поля в центре резонатора, значение интеграла равно  $2H_0^2 a^2 (1 + 2c/a)$ . С точностью до величины  $c/a \ll 1$  это соотношение совпадает с формулой (15) для определения  $G_s$ . Ясно, однако, что приближение  $H_s \approx H_0$  оправданно лишь в случае, когда  $ab$ -плоскость пластинки расположена вдоль направления поля  $\mathbf{H}_0$ , и размагничивающий фактор образца очень мал. При поперечной ориентации поля  $\mathbf{H}_0$  относительно ориентации пластинки,  $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{c}$ , когда измеряются относящиеся к  $ab$ -плоскости микроволновые характеристики кристалла, неудивительно, что большой размагничивающий фактор приводит к заметной разнице между вычисленным из (15) и экспериментально найденным значениями  $G_s$ . В этом случае для оценки величины  $G_s$  также некорректно приближение сплюснутого эллипсоида вращения с полуосями  $c/2$ ,  $a/2$  и известным распределением поля  $H_s$  на поверхности кристалла [30–32], потому что поле на краю эллипсоида  $H_{\text{edge}} = 2\pi a H_0 / c$  значительно превышает реальную величину. Более подходящим оказывается представление образца в форме плоской пластины со слабокруглыми краями [33]. Такой подход приводит к известной величине геометрического барьера для проникновения вихрей с краев образца [33–35]. При этом в мейснеровском состоянии<sup>2</sup> распределение поля на поверхности пластины принимается равным [33]

$$H_s(x) = \frac{H_0 x}{\sqrt{(a/2)^2 - x^2}}, \quad -\frac{a}{2} + \frac{c}{4} \leq x \leq \frac{a}{2} - \frac{c}{4},$$

за исключением очень узкой области ( $\approx c/4$ ) вблизи краев, где  $\int_S H_s^2 dS$  расходится логарифмически. На боковых гранях кристалла поле считается однородным и равным  $H_{\text{edge}} \approx H_0 \sqrt{a/c}$ . В результате при  $c \ll a$  интеграл

$$\begin{aligned} \int_S H_s^2 dS &= 16 \int_0^{(a-c/2)/2} H_s^2(x) x dx + 4ac H_0^2 \frac{a}{c} \simeq \\ &\simeq 2H_0^2 a^2 \left( \ln\left(\frac{a}{c}\right) + 1 \right) \end{aligned} \quad (16)$$

в  $(\ln(a/c) + 1)$  раз превышает значение  $2H_0^2 a^2$ , используемое в формуле (15). Во столько же раз меньше будет и геометрический фактор  $G_s$ , вычисленный с помощью (9) и (16). Для монокристаллов YBCO  $a/c \approx 15$ , и уменьшение  $G_s$  составляет приблизительно 60%, что соответствует найденному в эксперименте значению.

**2. Тепловое расширение образца.** Неконтролируемым источником возможных ошибок при измерениях зависимости  $\lambda(T)$  является тепловое расширение кристалла. Изменения  $\Delta l_i$  ( $\Delta a$  и  $\Delta c$ ) размеров образца  $a \cdot a \cdot c$ ,  $c \ll a$  из-за термоциклирования приводят к изменению его объема на величину  $(\Delta c \cdot a^2 + 2\Delta a \cdot ac)$  и к дополнитель-

ному сдвигу частоты резонатора

$$\Delta f_i(T) = \frac{f_0 \mu_0}{4W} \int_S \Delta l_i(T) H_s^2 dS, \quad (17)$$

где  $W$  определяется формулой (7). Величина  $\Delta f_i(T)$ , строго говоря, наряду с  $\Delta f_0(T)$  должна быть учтена в выражении (14) для  $X_s(T)$ . Оценим этот вклад, сравнив (17) со сдвигом резонансной частоты, обусловленным изменением глубины проникновения поля  $\Delta \lambda(T)$ :

$$\Delta f_\lambda(T) = \frac{f_0 \mu_0}{4W} \int_S \Delta \lambda(T) H_s^2 dS. \quad (18)$$

Если  $ab$ -плоскость кристалла (в нашем случае  $a \approx b$ ) расположена перпендикулярно магнитному полю (поперечная ориентация) при измерениях величины  $\Delta \lambda_{ab}(T)$ , то, используя соотношения (16)–(18), нетрудно показать, что

$$\frac{\Delta f_i}{\Delta f_\lambda} = \frac{\Delta c/2(\ln(a/c) - 1) + \Delta a}{\Delta \lambda_{ab}(\ln(a/c) + 1)}, \quad (19)$$

т.е. для реальных значений  $a/c$  отношение  $\Delta f_i/\Delta f_\lambda \simeq 0,25(\Delta c + \Delta a)/\Delta \lambda_{ab}$ .

В монокристаллах YBCO и BSCCO с  $T_c \simeq 90$  К при увеличении температуры от 4,2 К до 80 К величина  $\lambda_{ab}$  растет приблизительно на тысячу ангстрем, а при  $T > 80$  К — во много раз быстрее. Согласно экспериментальным данным относительное изменение размеров  $\varepsilon_i = \Delta l_i/l_i$  кристаллов YBCO [36–38] и BSCCO [39, 40] при  $T < 30$  К очень мало,  $\varepsilon_i < 10^{-5}$ . В интервале температур  $30 < T < 100$  К коэффициенты теплового расширения  $\alpha_i = d\varepsilon_i/dT$  почти линейно зависят от  $T$ , причем в  $ab$ -плоскости YBCO  $\alpha_{ab} \approx 0,3 \times 10^{-7} T$ , а в  $c$ -направлении —  $\alpha_c \approx 10^{-7} T$ . Отсюда находим  $\varepsilon_{ab} \approx 10^{-4}$ ,  $\varepsilon_c \approx 3 \times 10^{-4}$  и для характерных размеров  $a \approx b \approx 1$  мм и  $c \approx 0,1$  мм кристалла получаем, что при нагревании от 30 до 100 К они увеличиваются на  $\Delta a \approx \Delta b \approx 1000$  Å и  $\Delta c \approx 300$  Å.

В монокристаллах BSCCO величина  $\varepsilon_{ab}$  вдвое больше, а  $\varepsilon_c$  приблизительно такая же, как в YBCO. В случае монокристаллов ВКВО в интервале  $0 < T \leq 2T_c$  относительные изменения размеров образца очень малы:  $\varepsilon < 10^{-5}$  [41]. Нам неизвестны данные по тепловому расширению кристаллов ТВСО и ТВССО при  $T \leq T_c$ .

Таким образом, вклад  $\Delta f_i(T)$  в общий сдвиг частоты резонатора с помещенным внутрь кристаллом YBCO или BSCCO в области низких температур пренебрежимо мал. Однако в промежуточной области он может оказаться заметным, хотя и меньшим  $\Delta f_\lambda(T)$  в соответствии с оценкой (19). Это обстоятельство следует учитывать при использовании формулы (14) для определения  $\lambda_{ab}(T)$ . Поскольку в микроволновых экспериментах тепловое расширение образцов не контролируется, единственным критерием достоверности получаемых кривых  $\lambda_{ab}(T)$  может служить их воспроизводимость для кристаллов разных размеров.

Приведем еще оценку фактора  $\Delta f_i(T)$  при параллельной полю  $\mathbf{H}_0$  ориентации  $ab$ -плоскости кристалла (продольная ориентация). В этом случае тангенциальную компоненту магнитного поля  $H_s$  на поверхности образца можно считать равной  $H_0$ ,  $H_s \approx H_0$ . Высокочастотные токи циркулируют по всем граням кристалла и, следовательно, все они дают вклад в измеряемое эффективное

<sup>2</sup> При  $T < T_c$  высокочастотное поле проникает в образец на глубину  $\lambda \sim 10^{-4}$  мм, а при  $T \geq T_c$  — на глубину скин-слоя  $\delta = \sqrt{2\rho/\omega\mu_0}$ , которая на частоте  $\sim 10$  ГГц с характерным для кристаллов ВТСП значением  $\rho(T_c) \sim 100$  мкОм см равна  $\delta \sim 5 \times 10^{-3}$  мм. Поскольку толщина исследуемых нами кристаллов  $c \approx 10^{-1}$  мм и  $\lambda \ll c$ ,  $\delta \ll c$ , распределение поля  $H_s$  и, следовательно, значение  $G_s$  можно считать практически не меняющимися в зависимости от температуры.

значение импеданса. Токи, текущие в  $ab$ -плоскостях, проникают в образец на глубину  $\lambda_{ab}$ , в  $c$ -направлении — на глубину  $\lambda_c$ , в эксперименте же измеряется некоторое эффективное значение  $\lambda_{\text{eff}}$ . Из формулы (18) легко найти соотношение, связывающее изменения этих величин<sup>3</sup>:

$$\Delta\lambda_c = \frac{1}{c} [(a + 2c)\Delta\lambda_{\text{eff}} - (a + c)\Delta\lambda_{ab}]. \quad (20)$$

Из выражений (17) и (18) при  $c/a \ll 1$  получаем

$$\frac{\Delta f_1}{\Delta f_\lambda} \simeq \frac{\Delta c(1 + 2\varepsilon_{ab}/\varepsilon_c)}{2\Delta\lambda_{\text{eff}}}. \quad (21)$$

Как следует из (21), тепловое расширение кристалла в продольной ориентации может вносить искажения  $\sim \Delta c$  в определяемую из (14) зависимость  $\lambda_{\text{eff}}(T)$ .

### 3. Результаты измерений поверхностного импеданса и комплексной проводимости монокристаллов YBCO, BSCCO, TBCCO, TBCO и VKBO: некоторые особенности и общие черты

Измерения поверхностного импеданса ВТСП в микроволновом диапазоне частот начались сразу же после их открытия в 1986–1987 гг. Первые исследования керамических образцов и вскоре появившихся пленок и кристаллов носили фрагментарный и оценочный характер, так как качество образцов оставляло желать много лучшего. В частности, величина остаточного поверхностного сопротивления  $R_{\text{res}} = R_s(T \rightarrow 0)$  на несколько порядков превышала значение  $R_{\text{res}}$  в классических сверхпроводниках типа Nb или Pb, и все понимали, что высокочастотные свойства образцов ВТСП определяются, в основном, несовершенством их кристаллической структуры: неоднородностью, наличием слабых связей, двойников и других дефектов в поверхностном слое. Пожалуй, единственным достоверным в то время экспериментальным фактом было доказательство отсутствия когерентного пика в микроволновой проводимости  $\sigma_1(T)$ : вместо широкого максимума в области  $T \sim 0,85T_c$ , как это следует из теории BCS (см. рис. 1), вблизи  $T_c$  наблюдался узкий пик  $\sigma_1(T)$ , ширина которого практически совпадала с шириной перехода из нормального в сверхпроводящее состояние на кривой  $R_s(T)$ .

Ситуация резко изменилась в 1992–1993 гг., когда были сделаны первые высококачественные монокристаллы [19–21] и пленки [42] YBCO с заметно меньшими значениями  $R_{\text{res}}$ . Измерения, выполненные на этих образцах, выделили ранее скрытые под большим уровнем остаточных потерь особенности низкотемпературной зависимости поверхностного импеданса  $Z_s(T)$ . Потребовались еще два года исследований, чтобы подтвердить эти (впервые обнаруженные УВС-группой) особенности в монокристаллах YBCO. Эксперименты в сантиметровом диапазоне длин волн с использованием метода, описанного в предыдущей главе, проводились в Мэрилендском университете [43], Северо-Восточном универ-

ситете (NEU) в Бостоне [44], Токийском университете [45]. Суммарный итог этих работ сводился к демонстрации:

а) линейных зависимостей  $\lambda_{ab}(T)$  и  $R_s(T)$  при  $5 < T < 30$  К,

б) широкого максимума  $R_s(T)$  с центром в области 40 К.

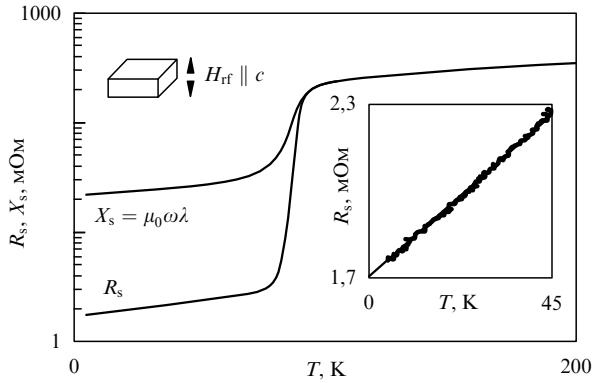
Подчеркнем, что отмеченные свойства импеданса  $Z_s(T)$  присущи только самым чистым кристаллам YBCO. Как было показано в работах [46–48], введение в исходно совершенный монокристалл примесей Zn приводило к смене линейного хода  $\lambda_{ab}(T)$  на квадратичный и "сглаживанию" максимума  $R_s(T)$ . Зависимость  $\Delta\lambda_{ab}(T) \propto T^2$  типична для пленок YBCO [49–51], в которых наличие примесей или слабых связей более вероятно, чем в монокристаллах. Поэтому считается, что  $T^2$ -зависимость  $\lambda(T)$  в большей степени обусловлена проявлением "дефектности" образцов (extrinsic origin), нежели особенности а) и б), отвечающие внутренним микроскопическим свойствам (intrinsic behaviour). Этот вывод позднее был подтвержден систематическими исследованиями пленок YBCO [52]: с улучшением качества пленок квадратичная по температуре зависимость  $\lambda(T)$  при низких температурах сменялась линейной.

Подробный анализ перечисленных выше результатов, полученных при микроволновых измерениях кристаллов и пленок YBCO до 1996 г., содержится в обзоре [53] и, наверное, нет нужды заниматься здесь повторением уже пройденного. При очевидной разнице в температурном поведении импеданса монокристаллов YBCO и классических сверхпроводников возникал естественный вопрос об универсальности особенностей а) и б) применительно к другим ВТСП-соединениям, в отличие от YBCO имеющим тетрагональную структуру и не содержащим CuO-цепочки или медь вообще. В последние 2–3 года в технологии изготовления образцов ВТСП был достигнут значительный прогресс, приведший к возможности исследовать микроволновые свойства монокристаллов BSCCO [54–56], VKBO [28], TBCCO [57], TBCO [58] высокого качества. Кроме того, значительное сокращение времени гомогенизации ростового раствора и времени роста кристаллов в известной процедуре выращивания монокристаллов YBCO из стандартных тиглей диоксида циркония ( $ZrO_2$ ), стабилизированного иттрием [19], а также применение других тиглей ( $BaZrO_3$ ) [59] позволили получить очень чистые монокристаллы YBCO с наименьшими на фоне опубликованных ранее значениями удельного сопротивления  $\rho(T_c) < 40$  мкОм см. Микроволновые измерения этих кристаллов, выращенных ускоренным способом в  $ZrO_2$  и в новых  $BaZrO_3$  тиглях, были сделаны недавно в Институте физики твердого тела (ИФТТ) [25, 57] и в бостонской NEU-группе [60, 61]. Эти исследования продемонстрировали как ранее наблюдавшиеся в работах [20, 21, 43–45, 48] низкотемпературные а) и б) зависимости  $\lambda_{ab}(T)$  и  $R_s(T)$ , так и новые особенности у кривых  $Z_s(T)$  при более высоких температурах.

Примеры экспериментальных записей  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$ , полученных на частоте  $\approx 10$  ГГц, приведены на рис. 6 для монокристалла YBCO, на рис. 7 — VKBO, на рис. 8 — BSCCO. На всех этих рисунках  $R_s(T) = X_s(T)$  при  $T \geq T_c$ , что соответствует условию нормального скин-эффекта. Значения  $X_s(T)$  найдены из формулы (14), в которой аддитивная постоянная  $X_0$  определена в результате

<sup>3</sup> Измерения  $\lambda_{ab}(T)$  в случае поперечной ориентации кристалла и  $\lambda_{\text{eff}}(T)$  в продольной позволяют с помощью формулы (20) определить температурную зависимость  $\lambda_c(T)$ .





**Рис. 8.** Температурная зависимость поверхностного импеданса  $Z_s = R_s + iX_s$  в нормальном и сверхпроводящем состояниях монокристалла BSCCO [54]. На вставке — низкотемпературная часть  $R_s(T)$ .

совмещения одинаковых температурных ходов  $\Delta X_s(T)$  и  $\Delta R_s(T)$  при  $T \geq T_c$ . В свою очередь, зависимость  $X_s(T)$  по данным абсолютных измерений определяет величину  $\lambda(0) = X_s(0)/\omega\mu_0$ . Исходя из экспериментального значения  $R_s(T_c) = \sqrt{\omega\mu_0\rho(T_c)/2} \approx 0,12$  Ом в монокристалле YBCO (см. рис. 6) находим величину  $\rho(T_c) \approx 38$  мкОм см [25]. Все температурные зависимости  $R_s(T) = X_s(T)$  в приведенных на рис. 6–8 областях  $T \geq T_c$  хорошо описываются формулой  $2R_s^2(T)/\omega\mu_0 = \rho(T) = \rho_0 + bT$ . В монокристалле BSCCO (см. рис. 8), например,  $\rho_0 \approx \approx 11$  мкОм см,  $b \approx 1,4$  мкОм см/К [54].

В сверхпроводящем состоянии удобно сравнивать зависимости  $Z_s(T)$ , относящиеся к монокристаллам ВТСП разного типа, выделив при этом три температурных интервала: низких ( $T < T_c/3$ ), промежуточных ( $T \sim T_c/2$ ) и близких к  $T_c$  температур.

**3.1. Низкие температуры:  $T < T_c/3$**

На рисунке 9 приведены типичные кривые  $R_s(T)$  и  $\lambda(T)$  при  $T < 0,7T_c$  для монокристаллов YBCO [25], ТВССО [57] и ВКВО [28], выращенных в ИФТТ. Зависимости для YBCO и ВКВО соответствуют низкотемпературным частям кривых на рис. 6 и 7 в линейном масштабе по оси ординат.

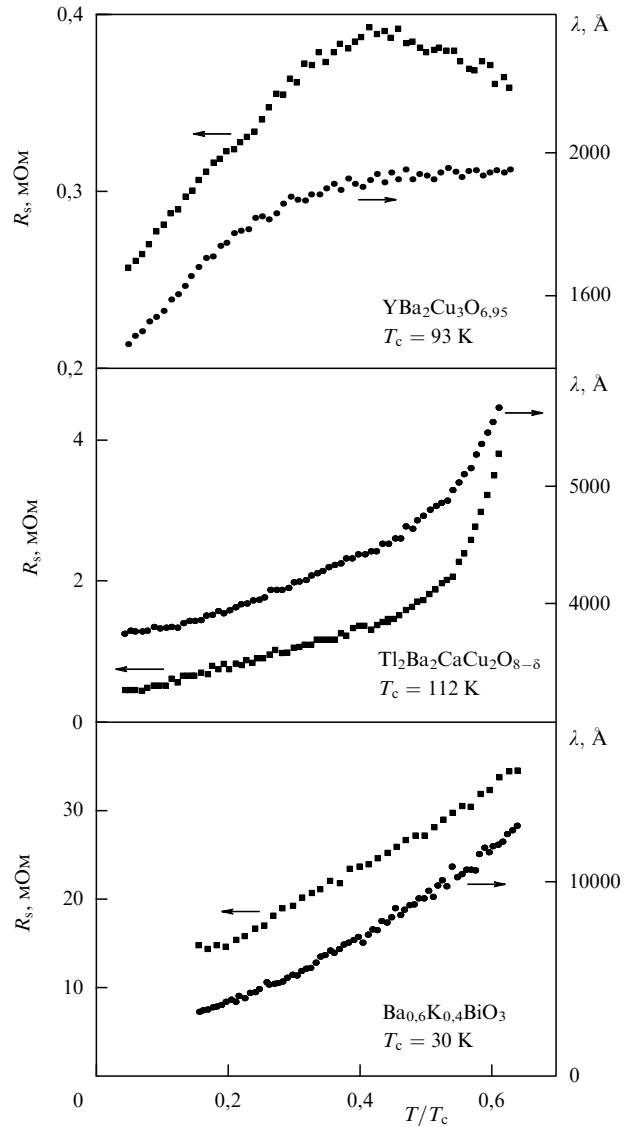
В области низких температур наблюдается изменение поверхностного сопротивления  $\Delta R_s(T) \propto T$  во всех кристаллах на рис. 9. Аналогичная линейная зависимость  $\Delta R_s(T)$  имеет место в монокристаллах BSCCO (см. вставку на рис. 8) и ТВСКО [58].

При  $T < T_c/3$  зависимости  $\Delta\lambda(T) = \Delta X_s(T)/\omega\mu_0$  также линейны в монокристаллах YBCO (см. рис. 9), BSCCO (рис. 8, 10) и ТВСКО (рис. 11). Кривые  $\lambda(T)$  на рис. 9 для ТВССО при  $T > 12$  К и для ВКВО при  $T > 5$  К тоже отчетливо демонстрируют линейный ход.

Экстраполяция к  $T = 0$  низкотемпературных участков кривых  $\lambda(T)$  на рис. 9 и  $X_s(T) = \omega\mu_0\lambda(T)$  на рис. 8 дает следующие значения  $\lambda_{ab}(0)$  в разных монокристаллах: 1400 Å (YBCO), 3700 Å (ТВССО), 3000 Å (ВКВО) и 2600 Å (BSCCO).

**3.2. Промежуточные температуры:  $T \sim T_c/2$**

В диапазоне частот  $\sim 10$  ГГц линейная зависимость  $\Delta R_s(T) \propto T$  в монокристаллах BSCCO (см. рис. 8), ТВССО, ВКВО (см. рис. 9) и ТВСКО [58] простирается



**Рис. 9.** Температурные зависимости поверхностного сопротивления  $R_s$  и глубины проникновения поля  $\lambda$  в монокристаллах YBCO, ТВССО и ВКВО при  $T < 0,7T_c$ .

вплоть до температур  $\sim T_c/2$ . Глубина проникновения поля  $\lambda(T)$  в эти кристаллы монотонно растет с увеличением температуры.

Общее для монокристаллов ВТСП, имеющих тетрагональную структуру, поведение поверхностного импеданса нарушается в случае YBCO: как уже неоднократно подчеркивалось, все микроволновые измерения на высококачественных монокристаллах YBCO демонстрируют широкий максимум у кривой  $R_s(T)$  с центром при  $T \sim 40$  К (см. рис. 5, 6, 9). В настоящее время главная причина такого отличия YBCO от других монокристаллов ВТСП не установлена. Маловероятно, чтобы отсутствие максимума в кристаллах с тетрагональной структурой было связано с недостаточной степенью их совершенства, как это происходит при "загрязнении" кристаллов YBCO примесями Zn [46–48]. Во-первых, уже имеется достаточный набор экспериментальных свидетельств монотонной зависимости  $R_s(T)$  в BSCCO, ТВСКО, ТВССО, ВКВО и, во-вторых, максимум  $R_s(T)$  наблюдался и в таких кристаллах YBCO [44, 45, 57],

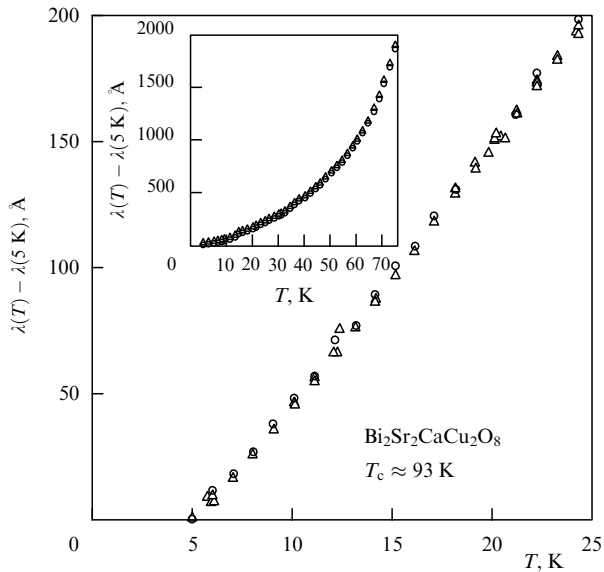


Рис. 10. Линейное изменение глубины проникновения поля  $\Delta\lambda(T)$  в монокристалле BSCCO при низких температурах [56]. На вставке — кривая  $\Delta\lambda(T)$  во всей температурной области.

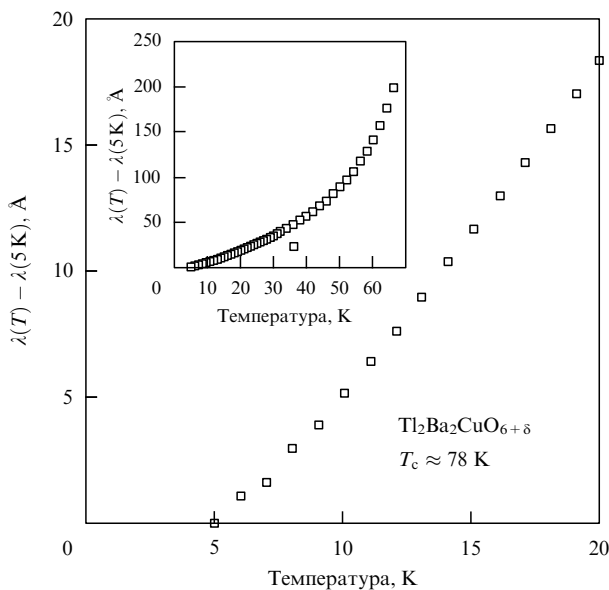


Рис. 11. Линейная низкотемпературная зависимость глубины проникновения поля  $\lambda$  в монокристалл ТВСКО [58]. На вставке — кривая  $\Delta\lambda(T)$  в широком интервале температур.

параметры  $R_{\text{res}}$ ,  $\rho(T_c)$  в которых, характеризующие качество образца, были хуже, чем, например, в BSCCO [56] или в ТВСКО [57]. Причина этого, скорее всего, обусловлена присутствием только в орторомбической структуре YBCO добавочного элемента — CuO цепочек, электроны которых, образуя дополнительную энергетическую зону, дают свой вклад в наблюдаемую зависимость  $Z_s(T)$ . С проявлением этого вклада, по-видимому, связана и другая, присущая только YBCO, особенность — плато (см. рис. 9) или горб ("bump", рис. 12) на кривой  $\lambda_{ab}(T)$ .

Рассматриваемая особенность наблюдалась пока только в самых чистых монокристаллах [25, 57, 60, 61] и пленках [42, 62] YBCO. На рисунке 12 кривая 1 соответ-

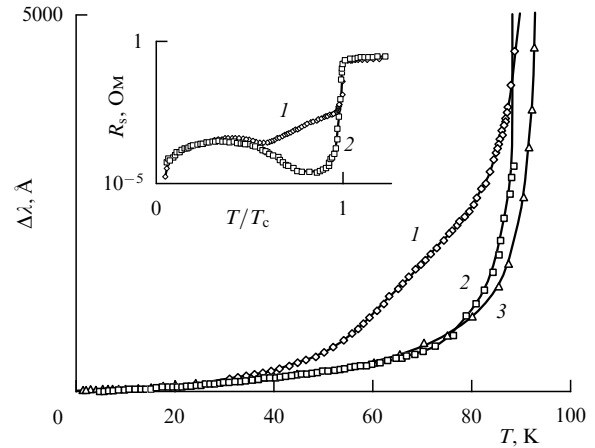


Рис. 12. Температурные зависимости глубины проникновения поля  $\Delta\lambda$  в монокристаллах YBCO [60], выращенных разными способами: 1 — с использованием тиглей BaZrO<sub>3</sub>; 2 — тиглей из ZrO<sub>2</sub>, стабилизированных иттрием; 3 — данные работы [20]. На вставке — кривые поверхностного сопротивления  $R_s(T)$  в кристаллах 1 и 2.

ствует монокристаллу YBCO с действительно меньшими значениями  $\rho(T_c)$  и  $R_{\text{res}}$ , чем у кристаллов 2 и 3, зависимостями  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  в которых имеют стандартный вид. На рисунках 6 и 9 в интервале  $35 < T < 65$  К величины  $X_s$  и  $\lambda_{ab}$  практически не зависят от температуры. Плато на кривых  $\lambda_{ab}(T)$  приблизительно одинаковой ширины  $\sim 20$  К, но в разных относительно  $T_c/2$  температурных интервалах, наблюдалось для нескольких исследованных нами монокристаллов YBCO, выращенных одним и тем же способом [25]. Например, в работе [57] приведены кривые  $Z_s(T)$  для кристалла меньшей, чем в [25] (см. рис. 6, 9), площади, в котором плато оказалось смещенным в интервал более высоких температур  $60 < T < 85$  К.

Говоря об особенностях мнимой части  $X_s(T)$  поверхностного импеданса в промежуточной области температур, надо быть осторожным, имея в виду возможность искажения кривых  $\lambda(T)$  за счет теплового расширения кристалла. С учетом этого процесса определенную из двух последовательных экспериментов (резонатор с образцом и без образца) величину  $\Delta f_{\text{exp}}(T) = \Delta f(T) - \Delta f_0(T)$  в формуле (14) следует представить в виде  $\Delta f_{\text{exp}}(T) = \Delta f_i(T) - \Delta f_j(T)$ , где  $\Delta f_i(T)$  и  $\Delta f_j(T)$  — сдвиги резонансной частоты, обусловленные изменениями глубины проникновения поля и размеров кристалла в зависимости от температуры. При поперечной ориентации образца относительно поля  $\mathbf{H}_0$  оценить отношение  $\Delta f_i/\Delta f_j$  можно по формуле (19). Сравним теперь кривые  $\Delta\lambda_{\text{exp}}(T) \propto [\Delta f(T) - \Delta f_0(T)]$ , измеренные в кристаллах YBCO с размерами  $a \approx b \approx 1,4$  мм,  $c \approx 0,1$  мм [57] и  $a \approx b \approx 1,5$  мм,  $c \approx 0,1$  мм [25], с зависимостями  $\Delta\lambda(T) \propto [\Delta f_{\text{exp}}(T) + \Delta f_i(T)]$ , которые получаются при учете вклада  $\Delta f_i(T)$ . В нижней части рис. 13 сплошная линия 1 и штриховая линия 2 демонстрируют температурные зависимости числителя правой части выражения (19) для двух кристаллов YBCO с указанными размерами  $a$  и  $c$ . Экспериментальные значения

$$\Delta c(T) = c \int \alpha_c(T) dT \quad \text{и} \quad \Delta a(T) = \frac{a}{2} \int [\alpha_a(T) + \alpha_b(T)] dT$$

взяты из работы [38]. Темные символы ( $\lambda_{\text{exp}}$ ) на рис. 13 отвечают данным измерений из работ [57] — 1 и [25] — 2, тогда как светлые символы ( $\lambda$ ) отвечают их уточнению по формуле (19) и учитывают тепловое расширение кристаллов. При  $T < 50$  К зависимости  $\lambda_{\text{exp}}(T)$  и  $\lambda(T)$  совпадают, а в области более высоких температур имеется небольшое различие. Следовательно, можно утверждать, что обнаруженные в работах [25] и [57] плато на кривых  $\lambda(T)$  представляют собой реальные особенности поверхностного реактанса  $X_s(T)$ , присущие монокристаллам YBCO в промежуточной области температур. Кривые же поверхностного сопротивления  $R_s(T)$  в этих экспериментах имели обычный вид (см. рис. 6).

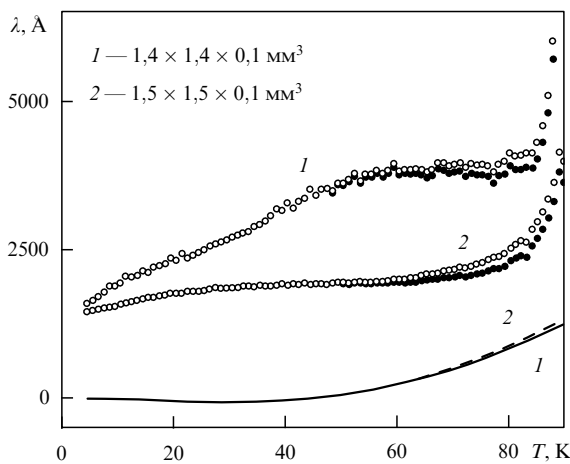


Рис. 13. Влияние теплового расширения на температурную зависимость глубины проникновения поля  $\lambda_{ab}$  в двух монокристаллах YBCO.

Наконец, отметим еще одну особенность импеданса высококачественных кристаллов YBCO — следующий за максимумом при  $T \sim 40$  К заметный рост сопротивления  $R_s(T)$  по мере увеличения температуры, который недавно наблюдался в экспериментах [60, 61]. Зависимость  $R_s(T)$  из работы [60] показана на вставке к рис. 12 (кривая 1). Температурная зависимость поверхностного сопротивления легко определяется по измерениям добротности резонатора в соответствии с формулой (14). Тепловое расширение кристалла не влияет на эту зависимость. Выращенные с использованием тиглей  $\text{BaZrO}_3$  монокристаллы YBCO [60, 61] представляют собой рекордно чистые, однофазные<sup>4</sup> образцы, для которых плавный рост  $R_s(T)$  в интервале  $T_c/2 < T < T_c$  является общей характерной особенностью [61].

### 3.3. Близкие к $T_c$ температуры: $T \rightarrow T_c$

Во всех монокристаллах ВТСП при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние резко убывает поверхностное сопротивление  $R_s(T)$ . На частотах

<sup>4</sup> В микроволновых измерениях импеданса ВТСП указанием на сверхпроводящую фазу с определенным значением  $T_c$  может служить скачок (резкое падение) на кривой  $R_s(T)$  при этой температуре  $T_c$ , что наблюдалось, например, в кристалле ТВССО [57], имеющем две сверхпроводящие фазы — 2212 ( $T_{c1} \approx 112$  К) и 1212 ( $T_{c2} \approx 81$  К) [64].

$\sim 10$  ГГц в совершенных кристаллах YBCO величина  $R_s$  уменьшается в 100 и более раз при понижении температуры на 1 К от  $T_c$ . Величина  $X_s(T)$  также скачкообразно, но слабее по сравнению с  $R_s(T)$ , уменьшается в области фазового перехода. Нет единого мнения о температурной зависимости глубины проникновения поля  $\lambda_{ab}(T)$  в кристалл вблизи критической температуры, которая подробно исследовалась пока лишь в высококачественных монокристаллах YBCO, выращенных разными способами. Авторы работ [63, 12] наблюдали зависимость  $\lambda_{ab}(T) \propto (1 - T/T_c)^{-0,33}$ , соответствующую так называемой 3D XY флуктуационной модели [65–67]. В работе [61] вблизи  $T_c$  была найдена зависимость  $\lambda_{ab}(T) \propto (1 - T/T_c)^{-0,5}$ , отвечающая модели BCS. В случае монокристаллов YBCO, приготовленных в ИФТТ, показатель степени оказался промежуточным между  $-0,33$  и  $-0,5$ .

### 3.4. Комплексная проводимость

Рассмотрим теперь температурные зависимости комплексной проводимости  $\sigma_s = \sigma_1 - i\sigma_2$ . Компоненты  $\sigma_1(T)$  и  $\sigma_2(T)$  не определяются непосредственно в эксперименте, но могут быть найдены по формуле (2) из измеренных значений  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$ .

При не очень близких к  $T_c$  температурах в кристаллах ВТСП высокого качества  $R_s(T) \ll X_s(T)$ , и формула (2) упрощается:

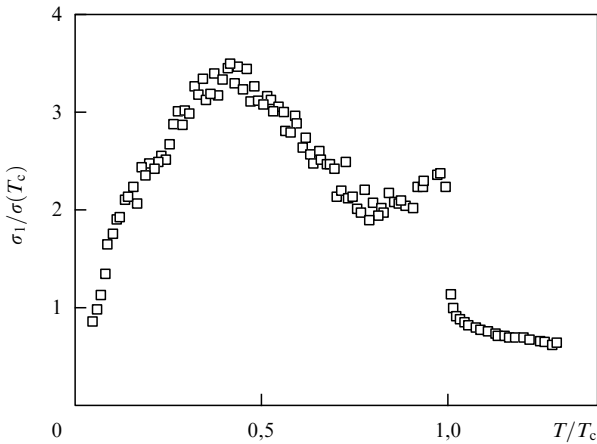
$$\sigma_1(T) = \frac{2\omega\mu_0 R_s(T)}{X_s^3(T)}, \quad \sigma_2(T) = \frac{\omega\mu_0}{X_s^2(T)}. \quad (22)$$

Из (22) следует, что в области низких и промежуточных температур  $\sigma_1/\sigma_2 = 2R_s/X_s \ll 1$ . Приращения  $\Delta\sigma_1(T)$  и  $\Delta\sigma_2(T)$  определяются относительными изменениями  $\Delta R_s(T)$  и  $\Delta X_s(T)$ :

$$\Delta\sigma_1 \propto \left( \frac{\Delta R_s}{R_s} - 3 \frac{\Delta X_s}{X_s} \right), \quad \Delta\sigma_2 \propto - \frac{\Delta X_s}{X_s}. \quad (23)$$

Таким образом, кривые  $\sigma_2(T)$  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 монокристаллах ВТСП и особенности, наблюдаемые в YBCO в промежуточной области температур. Поведение действительной части проводимости  $\sigma_1(T)$ , как видно из (23), определяется конкуренцией относительных вкладов  $\Delta R_s/R_s$  и  $\Delta X_s/X_s$ . В классических сверхпроводниках типа Nb при  $T \leq T_c/2$  величина  $X_s(T)$  ( $\gg R_s$ ) практически не зависит от температуры ( $\Delta X_s \approx 0$ ), а  $R_s(T)$  экспоненциально уменьшается, выходя на постоянный уровень остаточного поверхностного сопротивления  $R_{\text{res}}$  при  $T \rightarrow 0$ . Вычитая это значение  $R_{\text{res}}$  из измеренного  $R_s(T)$ , в соответствии с формулами (22) и (23) получим известную в теории BCS зависимость  $\sigma_1(T)$ :  $\sigma_1 = 0$  при  $T = 0$  и экспоненциально слабый рост с повышением температуры в области  $T \leq T_c/2$ . В монокристаллах ВТСП кривые  $\sigma_1(T)$  кардинально отличаются от предсказываемых стандартными моделями (BCS, SC, GC) высокочастотного отклика сверхпроводников. При  $T < T_c$  изменения  $\Delta R_s(T)$  и  $\Delta X_s(T)$  в ВТСП не малы, причем  $\Delta X_s(T) \gg \Delta R_s(T)$ . Поэтому, хотя и имеет место  $R_s(T) < X_s(T)$ , приращение  $\Delta\sigma_1(T)$  в (23) по мере увеличения температуры от  $T = 0$  меняет знак с плюса на минус, т.е. кривая  $\sigma_1(T)$  будет

иметь максимум. Его положение и амплитуда зависят от выбора величины  $R_{\text{res}}$ <sup>5</sup>. Если продолжить линейный ход  $R_s(T)$  при  $T \ll T_c$  до  $T = 0$  и считать полученное значение  $R_s(0)$  равным остаточному поверхностному сопротивлению,  $R_s(0) = R_{\text{res}}$ , а затем по аналогии с классическими сверхпроводниками использовать для определения  $\sigma_1(T)$  в числителе формулы (22) лишь зависящую от температуры разность  $R_s(T) - R_{\text{res}}$  (intrinsic behaviour), то все кривые  $\sigma_1(T)$  в монокристаллах ВТСП будут иметь форму широкого максимума. Начинаясь от  $\sigma_1(0) = 0$  с крутого линейного участка, кривая  $\sigma_1(T)$  быстро достигает максимального значения  $\sigma_{1\text{max}}$ , которое всегда заметно превосходит проводимость  $\sigma_1(T_c)$  в нормальном состоянии,  $\sigma_{1\text{max}} \gg \sigma_1(T_c)$ . В тетрагональных кристаллах ВТСП значение  $\sigma_{1\text{max}}$  достигается в окрестности температуры  $T_m \approx T_c/3$ ; в YBCO величина  $T_m$  практически совпадает с положением максимума на кривой  $R_s(T)$ . Кроме того, рассмотренные выше особенности импеданса  $Z_s(T)$  монокристаллов YBCO, наблюдавшиеся в промежуточной области температур [25, 57, 60, 61], проявляют себя также и на ходе проводимости  $\sigma_1(T)$  этих образцов. Пример зависимости  $\sigma_1(T)$  в кристалле YBCO, характеризующемся кривыми  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  на рис. 6 и 9, показан на рис. 14.



**Рис. 14.** Действительная часть проводимости  $\sigma_1(T)/\sigma(T_c)$  в монокристалле YBCO, найденная по формуле (25). Значения  $R_s(T)$  в этой формуле получены из приведенной на рис. 6 (или 9) кривой вычитанием остаточного поверхностного сопротивления  $R_{\text{res}} \approx 230$  мкОм.

Остановимся далее на поведении  $\sigma_s(T)$  вблизи  $T_c$ , когда формулы (22) и (23) уже неприменимы. В этой области температур следует использовать локальные соотношения (1) и (2) или их аналоги для нормированных величин, связывающие действительную и мнимую части импеданса с компонентами комплексной проводимости, и наоборот:

$$\frac{R_s(T)}{R_s(T_c)} = \sqrt{\frac{\sigma(T_c)(\varphi^{1/2} - 1)}{\sigma_2\varphi}}, \quad \frac{X_s(T)}{X_s(T_c)} = \sqrt{\frac{\sigma(T_c)(\varphi^{1/2} + 1)}{\sigma_2\varphi}}, \quad (24)$$

<sup>5</sup> Из-за этого кривые  $\sigma_1(T)$  при  $T \leq T_c/2$  не являются строго однозначными, в отличие от измеряемых в эксперименте зависимостей  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$ .

$$\frac{\sigma_1(T)}{\sigma(T_c)} = \frac{4R_s^2(T_c)R_sX_s}{(R_s^2 + X_s^2)^2}, \quad \frac{\sigma_2(T)}{\sigma_2(0)} = \frac{\lambda^2(0)}{\lambda^2(T)} = \frac{X_s^2(0)(X_s^2 - R_s^2)}{(R_s^2 + X_s^2)^2}. \quad (25)$$

Здесь  $R_s(T_c) = X_s(T_c)$  и  $\sigma(T_c) = \sigma_1(T_c)$  — значения импеданса и проводимости при  $T = T_c$ , а  $X_s(0)$  и  $\sigma_2(0)$  — при  $T = 0$ ;  $\lambda = (1/\omega\mu_0\sigma_2)^{1/2}$ ;  $\varphi = 1 + (\sigma_1/\sigma_2)^2$ . Проводимость  $\sigma_2(T)$  в  $ab$ -плоскости монокристаллов ВТСП резко обращается в нуль в нормальном состоянии. Величина производной  $(T_c/\sigma_2(0))d\sigma_2(T)/dT$  при  $T = T_c$  в разных кристаллах изменяется от  $-2$  до  $-4$ . В действительной части проводимости  $\sigma_1(T)$  не наблюдается характерный для теории BCS когерентный максимум (см. рис. 1) в области  $T \sim 0,85T_c$ . Обычно в интервале температур около 1 К ниже  $T_c$  зависимость  $\sigma_1(T)$  в монокристаллах ВТСП имеет вид очень узкого пика, с уменьшением температуры сразу переходящего в широкий максимум с центром при  $T < T_c/2$ . Происхождение этого пика в непосредственной окрестности  $T_c$  обусловлено неоднородным уширением сверхпроводящего перехода [9, 10], проявлением флуктуационных эффектов [11] и подробно исследовано в работе [12]. Однако в очень чистых кристаллах YBCO типичная кривая  $\sigma_1(T)$  в области  $T > T_c/2$  искажается (см. рис. 14) из-за существующих в этой температурной области особенностей в импедансе  $Z_s(T)$ .

#### 4. Феноменологическое описание экспериментальных данных

Макроскопические свойства классических сверхпроводников просто и весьма успешно описываются феноменологической теорией Лондонов [68] и соответствующей ей двухжидкостной моделью ГС [15], разработанной Гортером и Казимиром и основанной на локальной связи между плотностью тока и векторным потенциалом магнитного поля. Применительно к анализу поведения сверхпроводников в электромагнитном поле частоты  $\omega$  суть модели ГС состоит в следующем. Предполагается, что в сверхпроводнике имеется часть  $n_s$  сверхпроводящих носителей и вторая часть  $n_n$  нормальных носителей (и те, и другие обладают одинаковыми зарядами  $e$  и массами  $m$ ), причем при любой температуре  $T \leq T_c$  полная концентрация носителей  $n = n_n + n_s$ . Уравнением движения сверхпроводящих носителей служит первое уравнение Лондонов. На нормальные носители тока действуют переменное электрическое поле и усредненная "сила трения", содержащая время релаксации  $\tau$  нормальных носителей, а их движение описывается вторым законом Ньютона. Решая уравнения движения, находим выражения для компонент комплексной проводимости  $\sigma_s = \sigma_1 - i\sigma_2$ :

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau}{m} \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad \sigma_2 = \frac{n_s e^2}{m\omega} \left[ 1 + \frac{n_n}{n_s} \frac{(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2} \right]. \quad (26)$$

В модели ГС величина  $\tau$  не зависит от температуры. Это вполне естественно, если поведение нормальных носителей в сверхпроводнике считать адекватным поведению электронов в обычном металле: при низких температурах (в классических сверхпроводниках  $T_c < 10$  К) рассеяние происходит на примесях и не

зависит от  $T$ . Поэтому температурная зависимость компонент проводимости (26) в модели GC определяется только функциями  $n_n(T)$  и  $n_s(T) = n - n_n(T)$ . Наилучшее согласие с экспериментальными данными для классических сверхпроводников обеспечивал выбор  $n_s(t)$  в виде  $n_s(t) = n(1 - t^4)$ ,  $t = T/T_c$ , приводящий к известной зависимости  $\lambda(t) = \lambda_L(1 - t^4)^{-1/2}$ ,  $\lambda_L = (m/\mu_0 n e^2)^{1/2}$ . В результате из (26) находим  $\sigma_1(T)$  и  $\sigma_2(T)$ , а затем из (1) или (24) определяем составляющие поверхностного импеданса  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$ . В диапазоне сантиметровых и более длинных волн вид всех этих кривых слабо зависит от параметра  $\omega\tau < 1$ . При уменьшении  $T < T_c$ , когда  $\sigma_1 \ll \sigma_2$ , и, согласно (24), (25), имеем

$$\begin{aligned} R_s &\simeq \frac{(\omega\mu_0)^{1/2}\sigma_1}{2\sigma_2^{3/2}} = \frac{1}{2}\omega^2\mu_0^2\sigma_1\lambda^3, \\ X_s &\simeq \left(\frac{\omega\mu_0}{\sigma_2}\right)^{1/2} = \omega\mu_0\lambda, \end{aligned} \quad (27)$$

функции  $X_s(T)/X_s(T_c)$  и  $\sigma_2(T)/\sigma(T_c)$  быстро насыщаются, достигая своих предельных значений  $(2\omega\tau)^{1/2}$  и  $(\omega\tau)^{-1}$ , соответствующих нулевой температуре, а  $\sigma_1(T)$  и  $R_s(T)$  степенным образом стремятся к нулю. В обратном предельном случае ( $\sigma_1 \gg \sigma_2$ ) очень близких к  $T_c$  температура  $\sigma_1 \rightarrow \sigma(T_c)$ ,  $\sigma_2 \rightarrow 0$ , а величины

$$R_s \approx \left(\frac{\omega\mu_0}{2\sigma_1}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{\sigma_2}{2\sigma_1}\right), \quad X_s \approx \left(\frac{\omega\mu_0}{2\sigma_1}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\sigma_2}{2\sigma_1}\right) \quad (28)$$

становятся равными при  $T = T_c$  ( $t = 1$ ), причем непосредственно перед  $T_c$  имеется очень узкий и экспериментально трудноразрешимый по температуре пик на кривой  $X_s(T)$  при  $t_m = (1 - \omega\tau/\sqrt{3})^{1/4}$ , амплитуда которого  $X_s(t_m) \simeq 1,14X_s(1)$ .

Для дальнейшего полезно сравнить температурные зависимости поверхностного импеданса и комплексной проводимости в двухжидкостной модели GC и в микроскопических моделях BCS (слабовзаимодействующая ферми-жидкость, слабая связь) и SC (сильная связь). Общие формулы электродинамики сверхпроводников в моделях BCS и SC приведены в обзоре [69]. Из этих формул нетрудно получить простые аналитические выражения для компонент проводимости в двух предельных случаях теории BCS, подходящих для описания грязных лондоновских или чистых пиппардовских сверхпроводников<sup>6</sup> на частотах  $\omega \ll \Delta/\hbar$  [70 – 72]:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_1(T)}{\sigma(T_c)} &\approx \frac{\Delta(T)}{2kT} \cosh^{-2}\left(\frac{\Delta}{2kT}\right) \ln\left(\frac{\Delta}{\hbar\omega}\right), \\ \frac{\sigma_2(T)}{\sigma(T_c)} &= \frac{\pi\Delta(T)}{\hbar\omega} \tanh\left(\frac{\Delta}{2kT}\right). \end{aligned} \quad (29)$$

<sup>6</sup> В зависимости от соотношения длин  $l$ ,  $\xi_0$  и  $\lambda$  при  $T = 0$  сверхпроводники делятся на чистые ( $l > \xi_0$ ) и грязные ( $l < \xi_0$ ), лондоновские ( $\xi \ll \lambda$ ) и пиппардовские ( $\xi \gg \lambda$ ). В лондоновских чистых сверхпроводниках  $\xi = \xi_0 \ll \lambda = \lambda_L$ , а в грязных  $\xi(l) \sim (\xi_0 l)^{1/2} \ll \lambda(l) \sim \lambda_L(\xi_0/l)^{1/2}$ . В пиппардовских чистых сверхпроводниках  $\xi = \xi_0 \gg \lambda \sim \lambda_L(\xi_0/\lambda_L)^{1/3}$ , а в грязных  $\xi(l) \gg \lambda(l)$ . В лондоновских сверхпроводниках связь между током и полем является локальной (лондоновский предел), в пиппардовских — существенно нелокальной (пиппардовский предел). По этой классификации монокристаллы ВТСП относят к лондоновским, скорее чистым, чем грязным, сверхпроводникам.

Сравнивая (29) и (26), легко видеть, что в отличие от модели GC зависимости  $\sigma_s(T)$  и  $Z_s(T)$  в модели BCS имеют следующие особенности:

- 1) преобладающий при  $T < T_c/2$  экспоненциальный ход  $\propto \exp(-\Delta(0)/kT)$ ;
- 2) приблизительно вдвое меньший наклон кривой  $\sigma_2(T)$  при  $T \rightarrow T_c$ ;
- 3) возникающий из-за логарифмического множителя в (29) рост  $\sigma_1(T)$  в интервале  $0,85 < T/T_c < 1$  (когерентный пик). В стандартной двухжидкостной модели GC невозможно объяснить превышение  $\sigma_1(T)$  над  $\sigma(T_c)$ , так как для этого потребовалось бы количество одних только нормальных носителей  $n_n$ , превышающее их общее число  $n$ .

Тем не менее модель BCS допускает двухжидкостную трактовку в лондоновском пределе, если, следуя [72], положить

$$n_n(T) = n - n_s(T) = nT^{-1} \frac{d\Delta}{dT} \left(\frac{d\Delta}{dT}\right)^{-1}.$$

Подставляя эти функции  $n_s(T)$  и  $n_n(T)$  в (26), получим характерные для теории BCS зависимости типа 1) и 2). Единственную возможность достичь максимума  $\sigma_1(T)/\sigma(T_c)$  в рамках двухжидкостной модели открывает энергетическая зависимость времени релаксации  $\tau$  [73].

В модели BCS при любой температуре  $T < T_c$  существует щель  $\Delta$  в спектре возбуждений, зависящая только от  $T$ . При  $T = 0$  в BCS-сверхпроводнике нет квазичастиц, а поглощение электромагнитных волн может начаться лишь на оптических частотах  $\omega > 2\Delta(0)/\hbar$ . Энергия  $2\Delta$  расходуется на то, чтобы разорвать куперовскую пару и создать два возбуждения. С ростом температуры щель сужается и уже меньшей энергии  $\hbar\omega$  достаточно для образования нормальных квазичастиц путем их возбуждения через энергетическую щель. Именно эти квазичастицы и использовались формально в качестве "нормальной жидкости" модели BCS, хотя они и не являются полными аналогами носителей заряда в нормальном металле из-за эффектов когерентности, связанных с волновыми функциями пар. Более естественным двухжидкостное описание высокочастотного отклика сверхпроводника выглядит в условиях модели SC, как это было показано в обзоре [74]. Отличительным свойством систем с сильным взаимодействием является размытие щели в спектре электронных возбуждений. Строго говоря, она вообще отсутствует при  $T \neq 0$  [75, 76]. Это приводит к разрушению куперовских пар, расплыванию пика плотности состояний и подавлению когерентных эффектов. Если константа связи достаточно велика ( $> 2$ ), то когерентный пик в проводимости  $\sigma_1(T)$  исчезает, а механизм возбуждения нормальных квазичастиц становится принципиально другим по сравнению с моделью BCS [77]: они возникают уже без переброса через энергетическую щель и могут находиться в состояниях с любой энергией вплоть до  $\hbar\omega = 0$ . Такие состояния можно отнести к бесщелевым, а возникающие квазичастицы рассматривать в рамках двухжидкостной модели как нормальные носители. Численно рассчитанные кривые  $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$  в изотропной модели SC [16, 78, 79] оказались очень похожими на зависимость  $n_s(t)/n = 1 - n_n(t)/n = 1 - t^4$  в модели GC. Тангенс угла наклона этих кривых при  $T = T_c$  соответствует измеренному в разных моно-

кристаллах YBCO и равному  $-3$  [48] или  $-4$  [25, 43, 57]. Вместе с экспериментально установленным фактом отсутствия предсказываемого теорией BCS когерентного пика в монокристаллах ВТСП это указывает на необходимость учета эффектов сильного взаимодействия вблизи  $T_c$  и на возможность описания высокочастотных свойств ВТСП в рамках двухжидкостного подхода.

#### 4.1. Обобщенная двухжидкостная модель: роль процессов рассеяния

Как уже отмечалось во введении, ни одна из кратко рассмотренных нами моделей (GC, BCS, SC) не может объяснить характерных для монокристаллов ВТСП зависимостей поверхностного импеданса  $Z_s(T)$  и проводимости  $\sigma_s(T)$  в области низких и промежуточных температур. Существует, однако, очень простой способ описать всю совокупность наблюдаемых особенностей, если усовершенствовать обычную двухжидкостную модель, включив в нее отличительные признаки высокотемпературной сверхпроводимости. Например, общим таким признаком являются большие значения  $T_c$ ; в нормальных металлах при этих температурах существенны процессы неупругого рассеяния квазичастиц и, следовательно, естественным изменением в стандартной двухжидкостной модели может быть учет зависимости  $\tau(T)$ .

Первые попытки установить вид этой зависимости путем сравнения экспериментальных значений  $\sigma_1(T)$  и  $\sigma_2(T)$  с выражениями (26) были сделаны на примере кристаллов ВТСП, в которых был обнаружен максимум у действительной части проводимости при  $T \sim T_c/2$  [21, 80, 81]. Из этого сравнения следовало, что при уменьшении температуры  $T < T_c$  величина  $\tau$  должна значительно возрастать, однако по ряду причин (недостаточно высокое качество кристаллов, использование кривых  $\sigma_1(T)$  и  $\lambda(T)$ , полученных в разных опытах, и т.д.) получившиеся зависимости  $\tau(T)$  оказались весьма экзотическими:  $1/\tau \propto \exp(T/T_0)$ ,  $T_0 \sim 10$  К [81] или  $1/\tau \propto (AT^6 + B)$  [80]. Требовался более детальный анализ, учитывающий общие закономерности и специфические черты поведения импеданса и проводимости в высококачественных монокристаллах ВТСП (см. раздел 3), который и был проведен нами в работах [25, 28, 57, 82].

Величина  $\omega\tau(T_c)$  определяется по измеренным значениям проводимости:  $\omega\tau(T_c) = \sigma_1(T_c)/\sigma_2(0)$ . В сантиметровом диапазоне длин волн в лучших монокристаллах ВТСП  $\omega\tau(T_c) \sim 10^{-3}$ . Нет реального механизма, который при понижении температуры  $T < T_c$  привел бы к росту времени релаксации более чем на три порядка. Поэтому при любой температуре  $\omega\tau \ll 1$  и выражения для компонент проводимости (26) в двухжидкостной модели приобретают совсем простой вид:

$$\sigma_1 = \frac{e^2\tau}{m} n_n, \quad \sigma_2 = \frac{e^2}{m\omega} n_s. \quad (30)$$

При заданных значениях  $n_s(t)/n$  и, следовательно,  $n_n(t)/n = 1 - n_s(t)/n$ , единственной недостающей для определения проводимости  $\sigma_s(t)$  в (30) и импеданса  $Z_s(t)$  в (1) функцией температуры является  $\tau(t)$ . Говоря конкретнее, попробуем сначала описать экспериментальные кривые  $R_s(T)/R_s(T_c)$  формулой (24), подставляя в нее измеренные в том же опыте значения  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0) =$

$= \lambda^2(0)/\lambda^2(T) = n_s(T)/n$  и найденные из (30) значения  $\sigma_1(T)/\sigma_1(T_c)$ , которые, в свою очередь, определяются измеренной зависимостью  $n_n(T)/n = 1 - \sigma_2(T)/\sigma_2(0)$  и подходящим образом выбранной зависимостью  $\tau(T)$ .

При выборе вида функции  $\tau(T)$  будем исходить из простой аналогии свойств "нормальной жидкости" в сверхпроводнике и носителей заряда в нормальном металле. Согласно правилу Матиссена, при температурах  $T$ , много меньших дебаевской температуры  $\Theta$  ( $T \ll \Theta$ ), имеем

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{imp}}} + \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} + \frac{1}{\tau_{\text{ee}}}. \quad (31)$$

Первое слагаемое (рассеяние на примесях) не зависит от температуры, второе (электрон-фононное рассеяние) пропорционально  $T^5$ , а третье (электрон-электронное рассеяние) пропорционально  $T^2$ . Складывая первое и второе слагаемые, запишем  $\tau(T)$  в виде

$$\frac{1}{\tau(t)} = \frac{1}{\tau(T_c)} \frac{\beta + t^5}{\beta + 1} \approx \frac{\beta + t^5}{\tau(T_c)}, \quad (32)$$

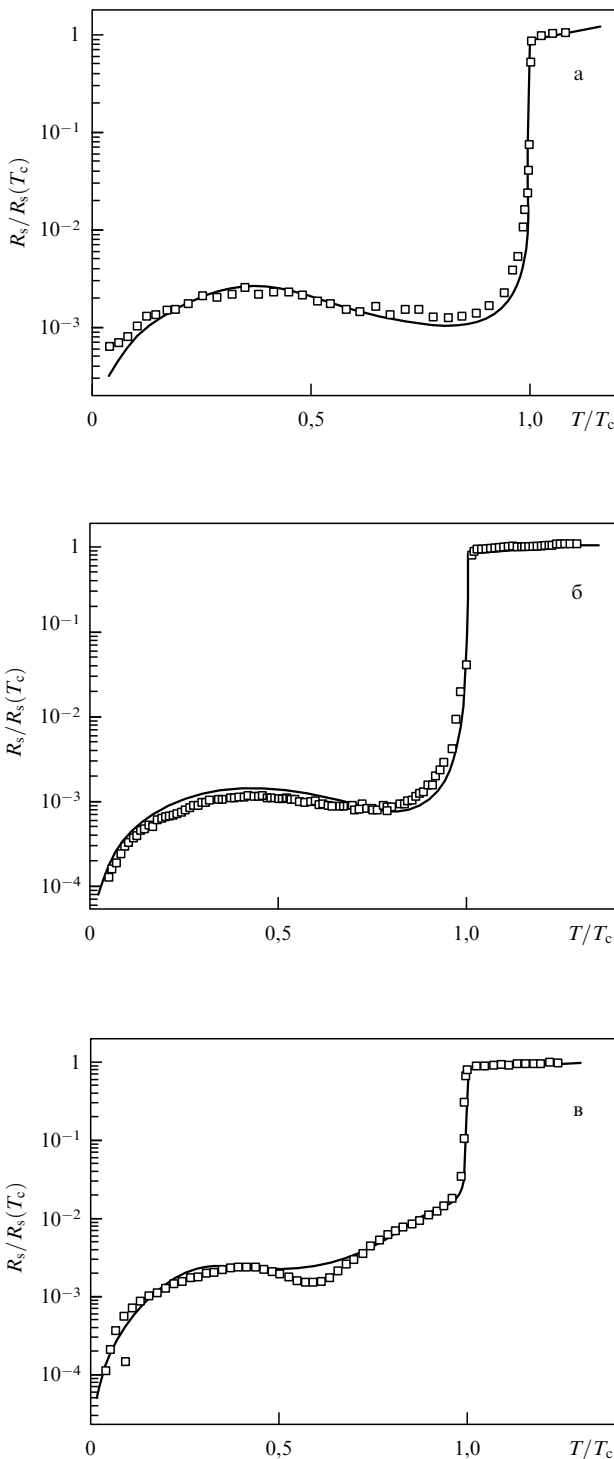
где  $\beta \approx \tau(T_c)/\tau(0) \ll 1$  — численный параметр. Выражение (32) соответствует низкотемпературному пределу формулы Блоха–Грюнайзена, учитывающей примесное рассеяние, которую в широкой области температур можно представить как

$$\frac{1}{\tau(t)} = \frac{1}{\tau(T_c)} \frac{\beta + t^5 \mathcal{J}_5(\kappa/t)/\mathcal{J}_5(\kappa)}{1 + \beta}, \quad (33)$$

$$\mathcal{J}_5\left(\frac{\kappa}{t}\right) = \int_0^{\kappa/t} \frac{z^5 e^z dz}{(e^z - 1)^2},$$

где  $\kappa = \Theta/T_c$ . При  $\kappa \gg 1$  или, точнее,  $T < \Theta/10$  ( $\kappa > 10t$ ) из (33) следует (32); при  $T > \Theta/5$  ( $\kappa < 5t$ ) из (33) получаем известный закон  $1/\tau(t) \propto t$ .

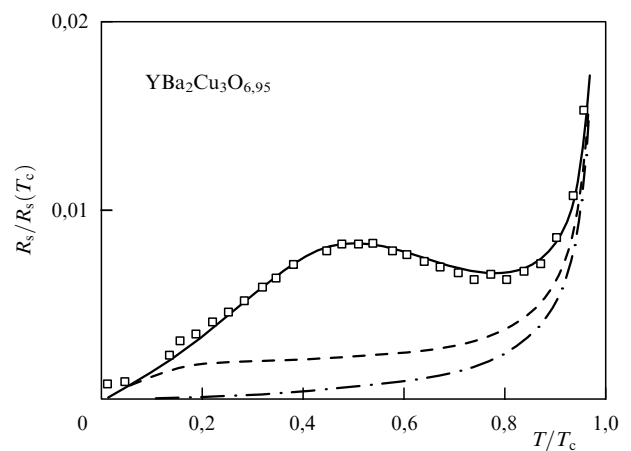
Все экспериментальные кривые  $R_s(T)$  в высококачественных монокристаллах YBCO могут быть описаны двухжидкостной моделью, в которой температурная зависимость  $\tau(T)$  определяется выражениями (32) или (33). Это демонстрирует рис. 15а–в, где собраны данные из работ [48, 25, 60], приведенные к одинаковой частоте 10 ГГц; график (б) соответствует кривой  $R_s(T)$  на рис. 6, график (в) — кривой 1 на вставке к рис. 12. Для этой частоты значения  $\omega\tau(T_c) = [\rho(T_c)\sigma_2(0)]^{-1}$  оказались приблизительно равными  $4 \times 10^{-3}$ , т.е. в опытах [48, 25, 60]  $1/\tau(T_c) \approx 2 \times 10^{13}$  с $^{-1}$ . Сплошные линии на рис. 15 — расчет  $R_s(T)/R_s(T_c)$  по формулам (24) и (30), для которого величины  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0)$  были взяты из тех же измерений [48, 25, 60] и представлены ниже на рис. 18а–в. Кривая на рис. 15а получена с использованием единственного подгоночного параметра  $\beta = 0,01$  в формуле (32); кривая на рис. 15б —  $\beta = 0,2$  в (32); кривая на рис. 15в —  $\beta = 0,02$  и  $\kappa = 4$  в формуле (33). Рассчитанные кривые практически совпадают с измеренными во всем интервале температур и демонстрируют общие и специфические особенности  $R_s(T)$  в монокристаллах YBCO, приготовленных разными способами: широкий максимум в промежуточной области температур, обусловленный быстрым ростом времени релаксации  $\tau(T) \propto T^{-5}$  с уменьшением температуры, и обнаруженный в работе [60] рост  $R_s(T)$  в интервале  $T_c/2 < T < T_c$  (рис. 15в),



**Рис. 15.** Сравнение рассчитанных (линии) и измеренных (символы) зависимостей поверхностного сопротивления  $R_s(T)/R_s(T_c)$  в монокристаллах YBCO. Экспериментальные данные взяты из работ [48] (а, 4,13 ГГц), [25] (б, 9,42 ГГц), [60] (в, 10 ГГц) и преобразованы ( $\propto \omega^{3/2}$ ) к одинаковой частоте 10 ГГц.

связанный с переходом от режима  $T^{-5}$  к  $T^{-1}$  в формуле (33) для  $\tau(T)$ , наступившем в этом кристалле (рис. 15в) при более низких (по сравнению с рис. 15а, б) температурах. Отсюда делаем вывод об определяющей роли электрон-фононного механизма рассеяния нормальных квазичастиц в формировании сигнала  $R_s(T)$  монокристаллов YBCO.

На рисунке 16 в линейном масштабе приведена экспериментальная запись  $R_s(T)$  из работы [48] для того же образца, что и на рис. 15а, но на большей частоте, для которой в расчете использовалось значение  $\omega\tau(T_c) \approx 1,5 \times 10^{-2}$  (сплошная кривая). Штриховая и штрихпунктирная линии, тоже изображающие зависимость  $R_s(T)/R_s(T_c)$  на рис. 16, соответствуют в первом случае замене температурной зависимости  $1/\tau(t)$  в формуле (32) с  $t^5$  на  $t^2$ , а во втором — отсутствию температурной зависимости  $\tau$  вообще. Вновь подчеркнем, что характерный для YBCO максимум  $R_s(T)$  при  $T \sim 0,4T_c$  может быть описан только при использовании функции  $1/\tau(t) \propto t^5$ . Кроме того, только такая функция приводит к заметному подъему кривых  $R_s(T)$  в широкой области температур — свойству, общему для любого класса соединений ВТСП.



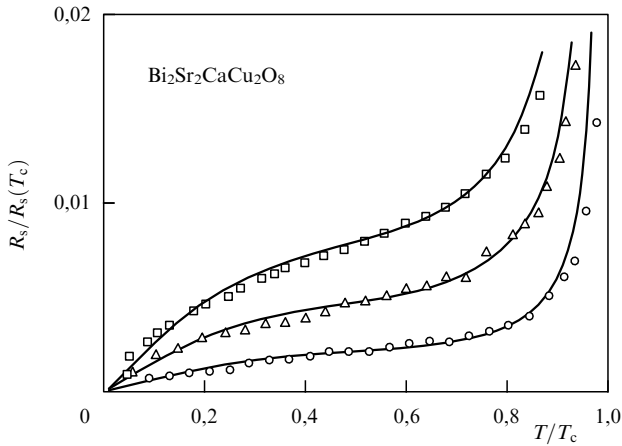
**Рис. 16.** Символы — экспериментальные результаты для монокристалла YBCO из работы [48] на частоте 34,8 ГГц, линии — расчет по формуле (24). Штриховая линия соответствует замене в числителе (32) слагаемого  $t^5$  на  $t^2$ , а штрихпунктирная — отсутствию температурной зависимости в (32).

Учет третьего слагаемого в (31), т.е. добавление квадратичного по температуре члена в числитель выражения (32), приводит к "сглаживанию" максимума. Это оказалось существенным при сравнении модельных кривых с измеренными в монокристаллах ВТСП с тетрагональной структурой, в которых характерный для YBCO максимум  $R_s(T)$  не наблюдается. На рисунке 17 символами изображены экспериментальные данные из работы [56], полученные в кристалле BSCCO на трех различных частотах: 14,4 ГГц ( $\omega\tau(T_c) = 0,8 \times 10^{-2}$ ), 24,6 ГГц и 34,7 ГГц. Сплошные линии — расчет для этих частот, выполненный по формулам (24) и (30) с использованием экспериментальных значений  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0) = n_s(T)/n$  из той же работы [56] и функции

$$\frac{1}{\tau(t)} = \frac{\beta + \gamma t^2 + t^5}{\tau(T_c)(\beta + \gamma + 1)} \tag{34}$$

с  $\beta = 0,1$  и  $\gamma = 0,9$ .

Относящиеся к измерениям поверхностного импеданса разных кристаллов на различных частотах рис. 15–17 демонстрируют прекрасное совпадение экспериментальных и вычисленных в рамках двухжидкостной модели кривых  $R_s(T)$ .



**Рис. 17.** Экспериментальные данные из работы [56] для монокристалла BSCCO, полученные на разных частотах, изображены следующими символами:  $\circ$  — 14,4 ГГц,  $\triangle$  — 24,6 ГГц,  $\square$  — 34,7 ГГц. Сплошные линии — рассчитанные кривые  $R_s(T)/R_s(T_c)$  для указанных значений частоты.

**4.2. Температурная зависимость плотности сверхпроводящих электронов**

Попробуем теперь описать сами экспериментальные кривые  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0)$ . На рисунке 18а изображена зависимость  $\lambda^2(0)/\lambda^2(t) = n_s(t)/n$  в  $ab$ -плоскости монокристалла YBCO [48]. С небольшими вариациями наклонов при низких и близких к  $T_c$  температурах аналогичные кривые были получены и в других измерениях как на кристаллах YBCO [43, 44], так и на тетрагональных по структуре BSCCO [54, 56] и ТВСО [58]. Все они характеризуются линейным низкотемпературным ходом и хорошо описываются функцией

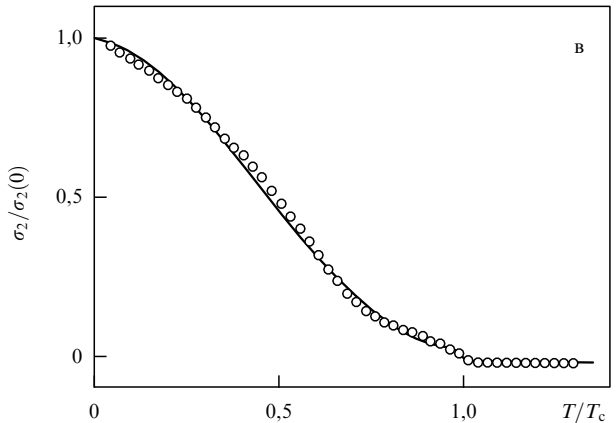
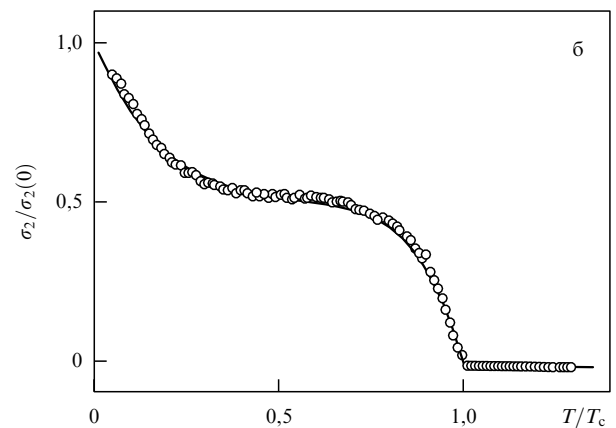
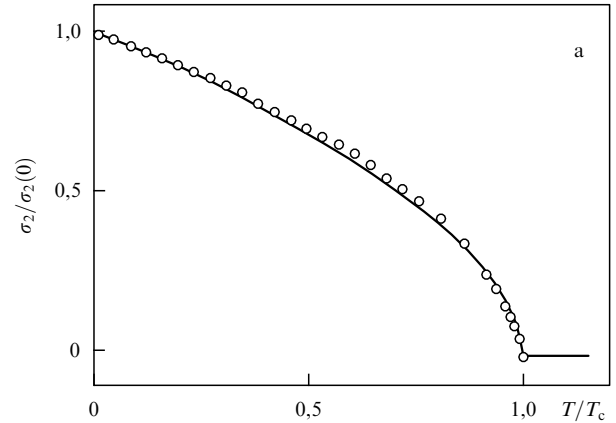
$$\frac{n_s}{n} = (1 - t)^\alpha, \tag{35}$$

где  $\alpha$  — численный параметр. При  $t \ll 1$  имеем  $n_s(t)/n = \sigma_2(t)/\sigma_2(0) \simeq (1 - \alpha t)$ . В указанных экспериментах  $0,5 \leq \alpha \leq 0,7$ ; на рис. 18а сплошной линией показана зависимость (35) при  $\alpha = 0,5$ . Вблизи  $T_c$  находим  $\lambda(t) \propto n_s(t)^{-1/2} \propto (1 - t)^{-\alpha/2}$ , что также неплохо согласуется с экспериментами, и, пожалуй, единственным недостатком формулы (35) при описании типичных кривых  $\sigma_2(T)$ , похожих на рис. 18а, остается бесконечное значение производной  $d\sigma_2(t)/dt \propto (1 - t)^{\alpha-1}$  при  $t = 1$  и  $\alpha < 1$ .

Однако простейшая зависимость  $n_s(t)$  в (35) не описывает особенностей кривых  $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ , недавно обнаруженных в монокристаллах YBCO в промежуточной области температур [25, 57, 60, 61]. Кроме того, наклон этих кривых при  $T \ll T_c$  соответствует значениям  $\alpha > 1$  в (35), что привело бы к нулевой крутизне  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0)$  при  $T = T_c$ . Поэтому приходится ввести еще одно слагаемое в правую часть (35), не нарушая при этом условия  $n_s + n_n = n$  двухжидкостной модели:

$$\frac{n_s}{n} = (1 - t)^\alpha(1 - \delta) + \delta(1 - t^{4/\delta}), \tag{36}$$

где  $0 < \delta < 1$  — весовой множитель. При  $\delta \ll 1$  ( $\delta \rightarrow 0$ ) и  $\alpha > 1$  основной вклад в  $\sigma_2(T)$  во всей температурной области по-прежнему вносит первый член в (36), а второй обеспечивает лишь конечную величину тангенса



**Рис. 18.** Сравнение рассчитанных (линии) и измеренных (символы) зависимостей  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0) = \lambda^2(0)/\lambda^2(T)$  в монокристаллах YBCO. Экспериментальные данные взяты из работ [48] (а), [25] (б) и [60] (в).

угла наклона  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0)$  при  $T = T_c$ , равную  $-4$  в соответствии с моделью GC. С увеличением  $\delta$  влияние второго слагаемого в (36) становится более существенным. Экспериментальная зависимость  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0)$  на рис. 18б, полученная исходя из приведенных на рис. 6 значений  $R_s(T)$  и  $X_s(T)$  по формуле (25), хорошо описывается функцией (36) при  $\delta = 0,5$  и  $\alpha = 5,5$ . Кривая, изображающая эту функцию на рис. 18б, отражает характерные особенности экспериментальной зависимо-



сти: линейный ход с положительной второй производной ( $\alpha > 1$ ) при низких температурах; плато в промежуточной области, сформированное равными ( $\delta = 0,5$ ) вкладами слагаемых в (36), и правильный наклон вблизи  $T_c$ . Весь набор кривых  $\sigma_2(T)$ , измеренных нами в  $ab$ -плоскости кристаллов YBCO (выращенных в ИФТТ одинаковым способом), описывался формулой (36), в которой параметр  $\alpha \approx 5,5$  практически не менялся, а варьировался параметр  $\delta$  в интервале  $0,1 < \delta \leq 0,5$ .

Третья кривая на рис. 18в, взятая из работы [60] и соответствующая зависимости  $\lambda(T)$  на рис. 12 (кривая 1), отличается от типичных кривых на рис. 18а или 12 (2, 3) заметно меньшим интервалом  $0 < T \ll T_c$  с линейным ходом  $\sigma_2(T)$ , быстро переходящим в квадратичный по мере увеличения температуры. Этот переход можно описать [25], введя дополнительный множитель  $(1 + \eta t)$  в первое слагаемое для  $n_s(t)$  в (36); тогда при  $\alpha = 2,2$ ,  $\eta = 2$ ,  $\delta = 0,04$  получим сплошную кривую на рис. 18в.

Таким образом, в рамках двухжидкостной модели, основанной на формулах (30)–(36), удастся описать общие свойства кривых  $Z_s(T)$  и  $\sigma_s(T)$  в высококачественных монокристаллах ВТСП. Как следует из этих формул, при низких температурах,  $t \ll 1$ , все кривые имеют линейный участок:  $\sigma_1 \propto at/\beta$ , поскольку  $n_n/n \approx at$  и  $\tau \approx \tau(0) \approx \tau(T_c)/\beta$ ;  $\Delta\sigma_2 \propto -at$ ;  $R_s \propto at/\beta$  согласно (27);  $\Delta X_s \propto \Delta\lambda \propto at/2$ . С увеличением температуры функция  $\sigma_1(t)$  проходит через максимум при  $t < 0,5$ . Происхождение этого максимума обусловлено наложением двух противоположных эффектов: уменьшением числа нормальных носителей с понижением температуры  $t < 1$  и ростом времени релаксации, который прекращается при  $t \sim \beta^{1/5}$ . В рассмотренной модели описываются и особенности температурных зависимостей поверхностного импеданса и комплексной проводимости в монокристаллах YBCO, выращенных разными способами.

## 5. На пути к микроскопической теории

Имеется огромное количество статей и немало обзоров [74, 83–89], посвященных теоретическому изучению механизмов сверхпроводимости ВТСП. Обычно в них рассматривается какой-либо один из принципиально возможных механизмов спаривания, с позиций которого разбираются какие-то конкретные экспериментальные результаты<sup>7</sup>. В целом же общепринятой микроскопической теории высокотемпературной сверхпроводимости вообще, и микроскопической модели высокочастотного отклика ВТСП в частности, в настоящее время нет. "Масло в огонь" добавляют и экспериментаторы, которые обнаруживают все новые черты поведения ВТСП по мере улучшения качества образцов и совершенствования техники измерений. Примером тому в микроволновых исследованиях могут служить особенности температурной зависимости поверхностного импеданса высококачественных монокристаллов YBCO. И если в 1994 г. казалось, что на основе простой  $d$ -волновой модели [90–92] могут быть объяснены известные к тому времени данные измерений  $Z_s(T)$  и  $\sigma_s(T)$  в YBCO [48], то за последние 3 года экспериментаторы существенно "подпортили" это впечатление.

Не обсуждая возможные механизмы сверхпроводящего спаривания, попробуем кратко проанализировать уже существующие микроскопические теории высокочастотного отклика ВТСП. Сформулировав в предыдущем разделе феноменологическую модель, очень хорошо описывающую результаты измерений  $Z_s(T)$  в монокристаллах ВТСП, кажется уместным сравнить предположения этой простой модели с результатами микроскопического рассмотрения. Может быть, на этом пути удастся продвинуться в понимании общего микроскопического подхода к описанию микроволновых свойств ВТСП.

### 5.1. Изотропная модель SC и время релаксации в сверхпроводящем состоянии

Уравнения Элиашберга, учитывающие эффекты запаздывания и затухания квазичастиц, применимы для описания сверхпроводников с любым сильным ферми-жидкостным взаимодействием. В случае электрон-фононного взаимодействия в изотропном однозонном сверхпроводнике с синглетным спариванием  $s$ -типа и дебаевским спектром фононов функция  $\Gamma(T) = 1/2\tau(T)$ , соответствующая коэффициенту затухания квазичастиц, пропорциональна  $T^3$  при  $T < T_c$  [14, 74], если при решении уравнений Элиашберга пренебречь фононными поправками к электромагнитной вершине (vertex correction). Если же эти поправки учесть, то, согласно работе [93],  $\Gamma(T) \propto T^5$ , что соответствует формуле (32). Используя этот результат, авторы работы [13] показали, что даже в условиях обычной изотропной модели SC удастся получить характерные для YBCO максимумы в температурных зависимостях  $R_s(T)$  и  $\sigma_1(T)$ , хотя о количественном сравнении с экспериментальными результатами речь не идет. Работа [93] до сих пор остается единственным известным нам примером, в котором учитывались вершинные поправки к проводимости. Интересно было бы знать, изменится или нет результат работы [93] в более подходящих для описания ВТСП микроскопических моделях.

### 5.2. Модель почти антиферромагнитной ферми-жидкости с $d$ -спариванием

В этой модели [94–96] низкочастотными возбуждениями среды служат не фононы, а слабозатухающие спиновые волны, и спаривание обеспечивается спиновыми флуктуациями. Парамагнитный механизм спаривания приводит к  $d$ -типу симметрии параметра порядка, когда на поверхности Ферми имеются линии, где щель обращается в нуль. Это означает, что в сверхпроводнике даже при  $T = 0$  имеются нормальные возбуждения, в результате чего, в частности, возникает конечная проводимость [97]

$$\sigma_{\min} = \frac{ne^2}{m\pi\Delta_0} = \frac{2\Gamma(T_c)\sigma(T_c)}{\pi\Delta_0}. \quad (37)$$

Здесь  $2\Gamma(T_c) = 1/\tau(T_c)$ , а  $\Delta_0$  — максимальная ширина щели на поверхности Ферми, равная  $\Delta_0 = 2,14T_c$  (здесь и далее  $\hbar = k = 1$ ) без учета эффектов сильной связи. Вспоминая значение  $2\Gamma(T_c) = 2 \times 10^{13} \text{ c}^{-1} \approx 0,8T_c$  для монокристаллов YBCO [25, 48, 60], из (37) находим  $\sigma_{\min} \approx 0,1\sigma(T_c)$ , а подставляя эту величину в формулу (27) получим минимальное поверхностное сопротивление  $R_{s,\min}$  в сверхпроводнике с  $d$ -спариванием. На частоте

<sup>7</sup> Исключением является обзор [87], где сопоставлены разные теоретические подходы.

10 ГГц в YBCO  $R_{s \min} \sim 1$  мкОм, т.е. приблизительно на порядок меньше достигнутых в настоящее время экспериментальных значений.

Столь необычные с точки зрения традиционных представлений проявления  $d$ -типа симметрии стимулировали теоретические исследования различных свойств ВТСП на основе модели почти антиферромагнитной ферми-жидкости.

В работах [90–92] были проведены вычисления зависимостей  $\sigma_s(T)$  и  $R_s(T)$  и выполнено сравнение с результатами экспериментов [48]. Разберемся с этим вопросом подробнее.

Обсудим сначала случай относительно низких температур  $T < 0,4T_c$ , когда затухание квазичастиц обусловлено только процессами рассеяния на примесях. В этой области, согласно [90–92], имеем:

1) интегральные выражения, описывающие микроволновый отклик сверхпроводника, допускают представление проводимости в виде (26) или (30) с величиной  $\tau(T) \approx \tau(0) \equiv 1/2\Gamma$ , где  $\Gamma$  — частота упругой релаксации;  $\Gamma$  всегда значительно меньше  $\Gamma(T_c)$ , например, в эксперименте [48]  $\Gamma/\Gamma(T_c) \approx \tau(T_c)/\tau(5\text{ К}) \approx \beta \approx 0,01$ ;

2) рассматриваются варианты слабого (борновский предел) и сильного (унитарный предел) рассеяния, характеризующиеся сдвигом фазы  $\delta = 0$  и  $\delta = \pi/2$  соответственно. В борновском приближении должно происходить эффективное подавление  $T_c$ , чего в микроволновых измерениях не наблюдается;

3) существует температура кроссовера  $T^*$ , разделяющая "бесщелевой" ( $T < T^* \ll T_c$ ) и "чистый" ( $T^* < T \ll T_c$ ) режимы. В близком к экспериментальным условиям унитарном пределе  $T^* \approx 0,8(\Gamma\Delta_0)^{1/2} \approx 0,1T_c \approx 9$  К для лучших оптимально допированных кристаллов YBCO. Введение примесей (например, Zn в работе [48]) увеличивает  $\Gamma$  и температура кроссовера  $T^*$  растет.

В "чистом" режиме глубина проникновения поля в кристалл линейно изменяется с температурой  $t = T/T_c$ :

$$\frac{\lambda(t)}{\lambda(0)} = 1 + c_1 t, \quad c_1 = \frac{T_c \ln 2}{\Delta_0}. \quad (38)$$

Эта зависимость согласуется с формулой (35), согласно которой

$$\frac{\lambda(t)}{\lambda(0)} = 1 + \frac{\alpha t}{2}, \quad t \ll 1. \quad (39)$$

Приравнявая  $\alpha = 0,5$  (рис. 18а) и  $2c_1$  из (38), находим величину  $\Delta_0 \approx 2,7T_c$  в эксперименте [48]. На частотах 4 ГГц ( $\omega/T_c \approx 0,002$ ) и 35 ГГц ( $\omega/T_c \approx 0,019$ ) значения  $\omega/\Gamma$  приблизительно равны  $0,2T_c$  и  $1,9T_c$  [48], что соответствует промежуточной области между гидродинамическим ( $\omega/\Gamma \ll 1$ ) и бесстолкновительным ( $\omega/\Gamma \gg 1$ ) пределами. Согласно численным расчетам [91, 92] в этой промежуточной области (особенно подходящей к измерениям на 35 ГГц в работе [48]) проводимость  $\sigma_1(T)$  линейно зависит от  $T$ . Из рисунка 9 статьи [92] легко видеть, что тангенс угла наклона прямой  $\sigma_1(T)/\sigma(T_c)$  при  $T \ll T_c$  очень близок к величине  $\alpha/\beta$ , получающейся из феноменологической модели.

С увеличением количества примесей при низких температурах "чистый" режим сменяется "бесщелевым", а промежуточный — гидродинамическим, что приводит к характерным изменениям  $\Delta\lambda(T) \propto T^2$  и

$\sigma_1(T) \propto T^2$ . Обе зависимости подтверждаются данными [48] при замещении атомов Cu в YBCO примесями Zn.

В области температур  $T > 0,4T_c$  существенны процессы неупругого рассеяния. Температурная зависимость затухания квазичастиц из-за рассеяния на спиновых флуктуациях была вычислена без учета вершинных поправок в [98] и оказалась пропорциональной  $T^3$ ,  $1/\tau(T) \propto T^3$ . Принимая во внимание этот результат, авторы [91, 92] сделали вычисления в области промежуточных и близких к  $T_c$  температур и получили максимумы на кривых  $\sigma_1(T)$  и  $R_s(T)$ . К сожалению, использованное ими значение  $\Gamma/T_c = 0,0008$  было слишком занижено, что не позволяет провести детальное количественное сравнение с экспериментальными данными. Можно лишь отметить, что положение максимума на кривой  $R_s(T)$  смещено относительно измеренного в [48] в область меньших температур, что, вероятно, связано с недостаточно сильной температурной зависимостью  $1/\tau$  (см. рис. 16).

Таким образом,  $d$ -волновая модель микроволнового отклика [90–92] качественно описывает низкотемпературные зависимости поверхностного импеданса и проводимости, измеренные в кристаллах YBCO [48], и формально согласуется с рассмотренной выше феноменологической моделью при  $T \ll T_c$ . Достоинством работ [90–92] является наглядная, использующая минимальное число параметров, демонстрация нетривиальных следствий  $d$ -симметрии параметра порядка применительно к результатам микроволновых исследований первых высококачественных монокристаллов YBCO. По-видимому, измеренные в случае тетрагональных кристаллов ВТСП кривые  $\sigma_2(T)$ , похожие на рис. 18а, также могут быть описаны этой моделью. Однако за ее рамками остаются такие особенности, как линейный ход  $R_s(T)$ , простирающийся в этих кристаллах вплоть до  $T_c/2$  (на частотах  $\sim 10$  ГГц), возможность принципиально другого наклона кривых  $\sigma_2(T)$  при  $T \ll T_c$  (соответствующего  $\alpha > 1$  в (36), что, согласно (38), привело бы к  $\Delta_0 < T_c$ ) в опытах [25, 57, 60, 61] с монокристаллами YBCO, не говоря уже об особом поведении в промежуточной области температур, и, наконец, большая крутизна кривых  $R_s(T)$  и  $\sigma_2(T)$  при  $T \rightarrow T_c$ .

Дальнейшее развитие описанный подход получил в недавней работе [62], где сделано подробное сравнение рассчитанных и измеренных на частоте 87 ГГц кривых  $Z_c(T)$  в двух разных пленках YBCO. Авторы [62] теоретически проследили эволюцию зависимостей  $\sigma_s(T)$  и  $R_s(T)$  при переходе от унитарного к борновскому пределу и показали, что величина минимальной проводимости в (37) не является универсальной, а экспериментальные кривые лучше всего описываются при промежуточной фазе рассеяния  $\delta \approx 0,4\pi$ . Оптимального совпадения удается достичь, комбинируя шесть (или даже девять) подгоночных параметров. Три параметра содержатся в задаваемой феноменологически температурной зависимости неупругого времени релаксации  $\tau(1)/\tau(t) = at^3 + (1-a)\exp\{b_1(t-1)[1+b_2(t-1)^2]\}$ ,  $t = T/T_c$ . Для более качественной пленки (б) в [62] параметр  $a = 0$ , и оставшиеся члены хорошо аппроксимируются функцией  $1/\tau(T) \propto T^5$ . Было бы желательно применить развитую в [62] технику вычислений и ее обобщение на случай сильной связи [99] к результатам измерений монокристаллов ВТСП в сантиметровом диапазоне длин волн.

### 5.3. Двухзонная модель и смешанная симметрия параметра порядка

Объяснение особенностей кривых  $Z_s(T)$  и  $\sigma_s(T)$ , обнаруженных недавно в монокристаллах YBCO [25, 57, 60, 61], может быть проведено в рамках двухзонной модели и (или) при условии смешанной симметрии параметра порядка. Уже только сам вид экспериментальных зависимостей на рис. 18б, в, а также функция (36), их описывающая и содержащая 2 слагаемых, дают основания для такого предположения. Кроме того, смешанный ( $d+s$ )-тип параметра порядка обладает симметрией орторомбической решетки и более естествен для YBCO, нежели чистый  $d$ -тип, характеризующийся тетрагональной симметрией.

Описание ВТСП на основе двухзонной модели было предложено в серии работ [100]. Эта модель представляет собой обобщение модели SC на случай слоистых ВТСП, в частности YBCO, где имеются две подсистемы: зона CuO<sub>2</sub> плоскостей ( $S$ -зона) и зона CuO цепочек ( $N$ -зона). Поведение плотности состояний такой системы в зависимости от температуры и концентрации примесей рассмотрено в статье [101].

В расчетах микроволнового отклика [18, 102, 103] предполагалось сильное электрон-фононное взаимодействие в  $S$ -зоне и слабая, наведенная за счет эффекта близости, сверхпроводимость в  $N$ -зоне. Решалась система связанных уравнений Элиашберга для параметров порядка  $s$ -типа и функций перенормировки в каждой из зон [18, 102]. Параметрами в этих уравнениях служили константы связи  $\lambda_{ij}$  и коэффициенты рассеяния  $\gamma_{ij}$  и  $\gamma_{ij}^M$  из  $i$ -й зоны в  $j$ -ю на обычных и магнитных примесях соответственно.

В работах [18, 103] число и значения параметров подбирались по известным экспериментальным данным для монокристаллов YBCO. Для  $S$ -зоны  $\lambda_{11} = 3$ , в  $N$ -зоне  $\lambda_{22} = 0$ , а ненулевая щель в CuO цепочках индуцируется межзонным взаимодействием, для которого  $\lambda_{12} = \lambda_{21} = 0,2$ . Выбранный набор констант связи обеспечивает  $T_c \approx 92$  К. Эффекты межзонного рассеяния считались пренебрежимо малыми:  $\gamma_{12}, \gamma_{21} \ll T_c$ . Учитывались процессы примесного рассеяния в каждой из зон  $\gamma_{11}, \gamma_{22}$ , а также рассеяние на магнитных примесях  $\gamma_{22}^M \equiv \gamma^M$  только в  $N$ -зоне ( $\gamma_{11}^M = 0$ ), где атомы кислорода наиболее подвижны и, покидая цепочки, приводят к образованию там магнитных моментов на некомпенсированных ионах меди Cu<sup>2+</sup>. Параметр  $\gamma^M$  пропорционален концентрации магнитных примесей, число которых растет с уменьшением концентрации кислорода в образце. Значения коэффициентов упругой релаксации в зонах полагались равными  $\gamma_{11} = \gamma_{22} \equiv \gamma^{\text{imp}}$  и оценивались исходя из абсолютной величины и анизотропии удельного сопротивления в нормальном состоянии кристаллов YBCO: значения  $2 \leq \gamma^{\text{imp}}/T_c \leq 4$  соответствуют измеряемым  $50 \leq \rho(100 \text{ К}) \leq 100$  мкОм см и равной 2 анизотропии  $\rho$  в  $ab$ -плоскости. Заметим, что  $\gamma^{\text{imp}}$  не совпадает с  $\Gamma = 1/2\tau(0)$  в рассмотренных выше однозонных моделях. Температурная зависимость коэффициентов неупругого рассеяния автоматически получалась пропорциональной  $T^3$  для используемого в [18, 103] дебаевского спектра фононов и без учета вершинных поправок к проводимости. Таким образом, большое число параметров, изначально содержащихся в системе уравнений Элиашберга для двухзонной модели, фактически сократилось до четырех:  $\lambda_{11}, \lambda_{12}, \gamma^{\text{imp}}, \gamma^M$ , два из

которых ( $\lambda_{11} = 3$  и  $\lambda_{12} = 0,2$ ) не менялись, а варьировались только параметры  $\gamma^{\text{imp}}$  и  $\gamma^M$ .

На рисунке 19 приведены рассчитанные и измеренные в работах [43, 48] (рис. 18а) зависимости  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0)$ . Для всех кривых ( $1-4$ )  $\gamma^M = 0,2T_c = \text{const}$  и они отличаются лишь возрастающими значениями  $\gamma^{\text{imp}}$ :  $2T_c$  (1),  $4T_c$  (2),  $8T_c$  (3) и  $20T_c$  (4). Влияние магнитного рассеяния (кислородного содержания в YBCO) продемонстрировано на вставке к рис. 19 и сводится к следующему. В полностью окисдованном образце магнитные рассеиватели в цепочках ( $N$ -зона) отсутствуют и  $\gamma^M = 0$ . В этом случае расчет в рамках двухзонной модели (кривая 1 на вставке) и экспериментальные данные (■), полученные на пленке YBCO [42], дают экспоненциальную зависимость  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  при  $T \ll T_c$ <sup>8</sup>, обусловленную малой величиной энергетической щели, наведенной в  $N$ -зоне. Введение небольшого количества магнитных примесей ( $\gamma^M = 0,1T_c$ , кривая 2) сопровождается ростом наклона  $\Delta\lambda_{ab}(T)$ , но не меняет характера зависимости. Однако дальнейшее увеличение  $\gamma^M$  (удаление кислорода) приводит к тому, что сверхпроводящее состояние в цепочках становится бесщелевым, и зависимость  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  превращается в линейную при  $T > 0,05T_c \approx 5$  К. Линейный ход  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  при низких температурах изображен также на рис. 2, где рассчитанная в рамках рассматриваемой модели ( $\gamma^M = 0,3T_c$ ,  $\gamma^{\text{imp}} = 4T_c$ ) кривая сравнивается с измеренной в пленке YBCO на частоте 87 ГГц [17]. При достаточно больших  $\gamma^{\text{imp}}$  вклад  $N$ -зоны в глубину проникновения поля исчезает, и зависимость  $\Delta\lambda(T)$  становится похожей на предсказываемую изотропной моделью SC:  $\Delta\lambda(T) \propto T^n$  с показателем степени  $n > 2$  [14, 93]. Переход от линейной зависимости  $\Delta\lambda(T)$  к степенной

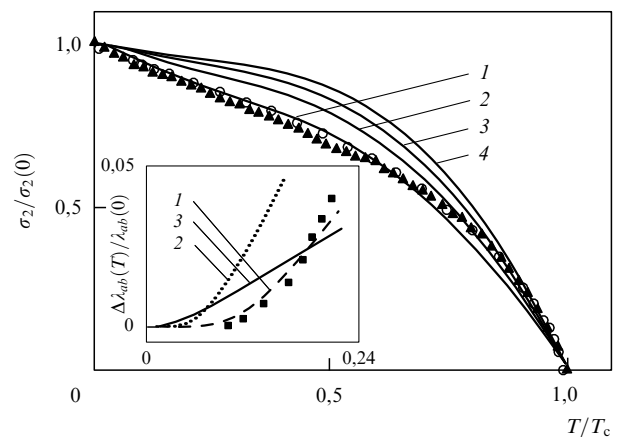


Рис. 19. Сравнение рассчитанных ( $\gamma^M = 0,2T_c$ ) кривых  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0)$  с экспериментальными, взятыми из работ [43] (▲) и [48] (○): 1 —  $\gamma^{\text{imp}} = 2T_c$ , 2 —  $\gamma^{\text{imp}} = 4T_c$ , 3 —  $\gamma^{\text{imp}} = 8T_c$ , 4 —  $\gamma^{\text{imp}} = 20T_c$ . На вставке ( $\gamma^{\text{imp}} = 2T_c$ ) демонстрируется кроссовер от экспоненциальной (кривые 1,  $\gamma^M = 0$  и 2,  $\gamma^M = 0,1T_c$ ) к линейной (кривая 3,  $\gamma^M = 0,4T_c$ ) зависимости  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  по мере увеличения концентрации магнитных примесей. Квадратики на вставке — данные работы [42].

<sup>8</sup> Экспоненциальная зависимость  $\Delta\lambda(T)$  до сих пор наблюдалась в единственном эксперименте с пленками YBCO очень высокого качества [42, 104], которые быстро деградировали со временем [105]. В лучших монокристаллах ВТСП такого поведения не обнаружено. Заметим, что активационные зависимости  $\sigma_s(T)$  и  $R_s(T)$  не совместимы с  $d$ -волновой симметрией параметра порядка.

( $n = 4$ ) по мере увеличения концентрации примесей недавно наблюдался в эксперименте [106] с кристаллами YBCO, в которых атомы Y замещались ионами Pr.

Комплексная проводимость  $\sigma_s = \sigma_1 - i\sigma_2$  двухзонного сверхпроводника складывается из проводимости  $S$ -зоны ( $\sigma_s^S = \sigma_1^S - i\sigma_2^S$ ) и  $N$ -зоны ( $\sigma_s^N = \sigma_1^N - i\sigma_2^N$ ):

$$\sigma_s = \sigma_s^S + \zeta \sigma_s^N, \quad \zeta = \frac{v^S m^N}{v^N m^S}, \quad (40)$$

где  $v^{S,N}$  и  $m^{S,N}$  — плотности состояний и массы носителей в соответствующих зонах. Численно рассчитанные зависимости  $\sigma_1(T)$  и  $R_s(T)$  в [103] демонстрируют в целом хорошее совпадение с измеренными на образцах YBCO [17], хотя подробного анализа в области низких и близких к  $T_c$  температур пока не проводилось.

Несмотря на очевидные достоинства двухзонной модели, ее трудно применить для описания микроволновых свойств тетрагональных монокристаллов ВТСП, в которых нет цепочек, а следовательно, нет и таких, как в YBCO, явных магнитных рассеивателей. Между тем магнитные примеси играют принципиальную роль — рассеяние на них приводит к занулению щели в  $N$ -зоне и возникновению линейного хода  $\Delta\lambda_{ab}(T)$  при  $T \ll T_c$ . Такой проблемы нет в сверхпроводнике с  $d$ -типом симметрии параметра порядка<sup>9</sup>. Кроме того, в рассмотренном выше случае  $s$ -спаривания в обеих зонах, по видимому, невозможно объяснить особенности экспериментальных кривых  $Z_s(T)$  и  $\sigma_s(T)$  в монокристаллах YBCO в промежуточной области температур. Поэтому напрашивается естественный вариант ввода  $d$ -симметричного параметра порядка для одной из зон<sup>10</sup>. Такая попытка была предпринята совсем недавно и результат расчета  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0)$  представлен на рис. 20 [112]. Вычисления сделаны в рамках двухзонной модели с  $d$ -симметрией щели в  $S$ -зоне и  $s$ -симметрией в  $N$ -зоне. Параметры модели были следующими:  $\lambda_{11} = 3$ ,  $\lambda_{22} = 0,5$ , в формуле (40) с  $\zeta = 0,5$  учитывается только межзонное рассеяние и  $\gamma_{12} = \gamma_{21} \equiv \gamma$ . Сплошная линия на рис. 20 демонстрирует особенность при  $T \approx 0,6T_c$ , исчезающую с увеличением беспорядка. Аналогичный подход использовался авторами [61] при интерпретации экспериментальных данных и, в частности, феноменологическом описании кривой на рис. 18в. Стоит отметить, что в последнее время следствиям, возникающим из-за смешанной ( $d + s$ )-симмет-

<sup>9</sup> Третий закон термодинамики запрещает линейное поведение  $\Delta\lambda(T) \propto T$  в области очень низких температур  $T \rightarrow 0$  [107]. Для сверхпроводника с  $d$ -щелью это означает, что всегда существует физический механизм, приводящий к температуре кроссовера  $T^* \ll T_c$ , ниже которой обязательно возникнут отклонения от линейного хода  $\Delta\lambda(T)$ . В настоящее время известны два таких механизма: рассеяние на примесях [90], а в чистом  $d$ -сверхпроводнике — эффекты нелокальности [108]. В ряде микроволновых экспериментов линейная зависимость  $\Delta\lambda(T)$  при  $T \ll T_c$  действительно начиналась не сразу от 4,2 К, а при чуть больших температурах (см., например, кривые  $\lambda(T)$  в ТВССО и ВКВО на рис. 9), но систематических измерений  $\Delta\lambda(T)$  при  $T < 5$  К не проводилось.

<sup>10</sup>  $d$ -симметрия параметра порядка обеспечивается знакопеременным в обратном пространстве взаимодействием. Наличие квазиодномерных участков электронного спектра в ВТСП и связанные с ними корневые особенности Ван-Хова в плотности состояний, согласно [109], приводят к  $d$ -спариванию за счет анизотропного электрон-фононного взаимодействия. Другие способы формирования параметра порядка  $d$ -типа в рамках фононного механизма рассматривались в работах [110, 111].

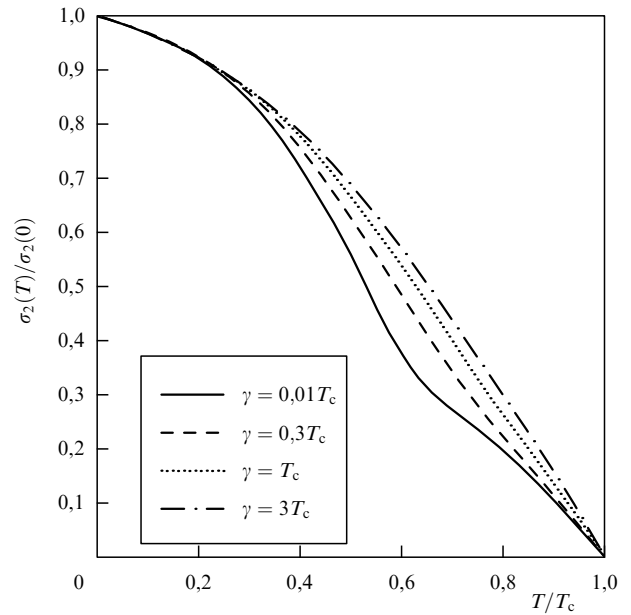


Рис. 20. Эволюция кривых  $\sigma_2(T)/\sigma_2(0)$  при изменении коэффициента межзонного рассеяния  $\gamma$ . Вычисления проведены в рамках двухзонной модели с  $d$ -типом симметрии параметра порядка в  $S$ -зоне и  $s$ -типом в  $N$ -зоне [112].

рии параметра порядка и относящимся к микроволновым свойствам ВТСП, уделяется все большее внимание (см., например, [113–116]), и на этом пути нас еще ждут интересные открытия.

## 6. Заключение

В данном обзоре сделана попытка систематизировать и обобщить результаты измерений поверхностного импеданса  $Z_s(T) = R_s(T) + iX_s(T)$  высококачественных монокристаллов YBCO, ВКВО, ТВССО, ТВСО и ВССО в интервале температур  $4,2 \leq T \leq 150$  К. Общими для всех кристаллов закономерностями являются линейные при  $T \ll T_c$  зависимости поверхностного сопротивления  $\Delta R_s(T) \propto T$  и реактанса  $\Delta X_s(T) \propto \Delta\lambda_{ab}(T) \propto T$ , их резкий рост при приближении  $T \rightarrow T_c$  и, соответствующее линейному изменению  $\Delta\rho_{ab}(T) \propto T$ , поведение  $R_s(T) = X_s(T) = \sqrt{\omega\mu_0\rho(T)}/2$  в нормальном состоянии. Наблюдаются также отличия кривых  $Z_s(T)$  в монокристаллах ВССО, ТВССО, ТВСО с тетрагональной решеткой и в ВКВО с кубической от кристаллов YBCO, имеющих орторомбическую кристаллическую структуру. Если в первых из упомянутых кристаллов линейный ход  $\Delta R_s(T) \propto T$  на частотах  $\sim 10$  ГГц может простираться вплоть до  $T_c/2$ , то в YBCO он оканчивается при температурах  $T < T_c/3$  и переходит в широкий максимум  $R_s(T)$ . Кроме того, в монокристаллах YBCO обнаружены особенности у кривых  $\lambda_{ab}(T)$  в промежуточной области температур.

Предложен простой способ описания всех перечисленных свойств  $Z_s(T)$  в рамках двухжидкостной модели, учитывающей процессы рассеяния квазичастиц и характерное изменение плотности сверхпроводящих носителей при низких и близких к критической температурах. Предположения, лежащие в основе этой модели, могут оказаться существенными для построения микроскопической теории высокочастотного отклика ВТСП.

Подробно рассматривались микроволновые свойства только оптимально допированных монокристаллов ВТСП самого высокого качества, потому что для таких образцов сегодня накоплен достаточно большой экспериментальный материал. Тем самым были опущены три важных, по нашему мнению, момента, о которых следует хотя бы кратко упомянуть.

Во-первых, недостаточно изучена эволюция температурных зависимостей  $Z_s(T)$  по мере отклонения от оптимального уровня допирования. Микроволновых измерений одного и того же кристалла, но с разной и четко регулируемой концентрацией носителей, пока еще нет. В то же время в поисках путей микроскопического объяснения природы ВТСП теоретические исследования существенным образом затрагивают эту проблему, напрямую связанную с возможными изменениями симметрии параметра порядка [87, 117], поведением псевдощели [88, 89, 118], переходом сверхпроводник – диэлектрик [119] и т.д.

Во-вторых, неясна сама природа наблюдаемого остаточного поверхностного сопротивления в монокристаллах ВТСП. Не изучено влияние состояния поверхности образца на формирование в нем сигнала  $Z_s(T)$ , хотя имеется ряд феноменологических [120–126] и микроскопических [127–132] моделей, указывающих на актуальность такого рода исследований. Например, в работе [132] показано, что в случае диффузного отражения от поверхности к исходной  $d$ -симметрии параметра порядка в объеме сверхпроводника добавляется  $s$ -компонента вблизи поверхности. Возможно, где-то здесь кроется и объяснение причин разных зависимостей  $\sigma_2(T)$  на рис. 18 в кристаллах YBCO с приблизительно одинаковыми параметрами, характеризующими качество этих образцов?

В-третьих, не обсуждались результаты пока еще небольшого числа измерений анизотропии поверхностного импеданса. В  $ab$ -плоскости монокристаллов YBCO, не содержащих двойников, анизотропия  $Z_s(T)$  была обнаружена в единственной известной нам работе [133]; имеется также несколько экспериментальных свидетельств отличных от  $ab$ -зависимостей  $Z_s(T)$  в  $c$ -направлении [43, 45, 54, 55]. Теория [18, 103, 134–139] предсказывает разные сценарии высокочастотного поведения ВТСП в зависимости от механизмов, приводящих к анизотропии, поэтому сравнение с прецизионными микроволновыми измерениями было бы, безусловно, полезным.

Перечисленные вопросы еще ждут своего решения и, по-видимому, дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования микроволнового отклика ВТСП будут развиваться в этих направлениях.

Я искренне благодарю моих коллег и соавторов — экспериментаторов А.А. Жукова, А.Т. Соколова, Г.Э. Цыдынжапова; теоретиков А.А. Голубова, О.В. Долгова, С.В. Шульгу; материаловедов Л.А. Клинову, Н.В. Барковского, Г.А. Емельченко, И.Г. Наumenko, Н.Н. Колесникова. В.Ф. Гантмахер во многом способствовал нормальному ходу работ, и обсуждения затронутых здесь вопросов с ним, Е.Г. Максимовым, Д.В. Шовкуном и Г.М. Элиашбергом были очень полезны. Я помню внимательное участие и поддержку И.Ф. Щеголева на начальном этапе этих исследований в ИФТТ. С благодарностью вспоминаю также сотрудников лаборатории Х. Пиля из Вупертальского универси-

тета, где был приобретен опыт прецизионных измерений поверхностного импеданса ВТСП. Я признателен С. Сридхару и его коллегам из Северо-Восточного университета в Бостоне за предоставленную возможность воспроизвести на их установке главные особенности температурных зависимостей импеданса монокристаллов YBCO и ТВССО, выращенных в ИФТТ.

Исследования ведутся при финансовой поддержке РФФИ (проект 97-02-16836) и Научного совета по направлению "Сверхпроводимость" (проект 96060).

## Список литературы

1. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
2. Абрикосов А А, Горьков Л П, Халатников И М *ЖЭТФ* **35** 265 (1958)
3. Mattis D C, Bardeen J *Phys. Rev.* **111** 412 (1958)
4. Turneaure J P, Halbritter J, Schwettman H A *J. Supercond.* **4** 341 (1991)
5. Klein O et al. *Phys. Rev. B* **50** 6307 (1994)
6. Трунин М Р, Жуков А А, Соколов А Т *ЖЭТФ* **111** 696 (1997)
7. Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **38** 966 (1960)
8. Marsiglio F *Phys. Rev. B* **44** 5373 (1991)
9. Olsson H K, Koch R H *Phys. Rev. Lett.* **68** 2406 (1992)
10. Golubov A A et al. *Physica C* **213** 139 (1993)
11. Horbach M L, van Saarloo W, Huse D A *Phys. Rev. Lett.* **67** 3464 (1991)
12. Anlage S M et al. *Phys. Rev. B* **53** 2792 (1996)
13. Dolgov O V et al. *Solid State Commun.* **89** 827 (1994)
14. Климович Г В, Рыляков А В, Элиашберг Г М *Письма в ЖЭТФ* **53** 381 (1991)
15. Gorter C J, Casimir H *Phys. Z.* **35** 963 (1934)
16. Mikhailovsky A A et al. *Solid State Commun.* **80** 511 (1991)
17. Orbach-Werbig S et al. *Physica C* **235–240** 2383 (1994)
18. Golubov A A et al. *Письма в ЖЭТФ* **62** 477 (1995)
19. Liang R et al. *Physica C* **195** 51 (1992)
20. Hardy W N et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 3999 (1993)
21. Bonn D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 2390 (1992)
22. Sridhar S, Kennedy W L *Rev. Sci. Instrum.* **54** 531 (1988)
23. Альтман Дж Л *Устройства сверхвысоких частот* (М.: Мир, 1968)
24. Колесников Н Н и др. *СФХТ* **4** 957 (1991)
25. Трунин М Р и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 893 (1997)
26. Пул Ч *Техника ЭПР-спектроскопии* (М.: Мир, 1970)
27. Клиникова Л А и др. *СФХТ* **7** 1437 (1994)
28. Трунин М Р и др. *Письма в ЖЭТФ* **64** 783 (1996)
29. Klein O et al. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **14** 2423 (1993)
30. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Физматлит, 1982)
31. Trofimov V N et al. *Physica C* **183** 135 (1991)
32. Gough G E, Exon N J *Phys. Rev. B* **50** 488 (1994)
33. Benkraouda M, Clem J R *Phys. Rev. B* **53** 5716 (1996)
34. Zeldov E et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 1428 (1994)
35. Indenbom M V, Brandt E H *Phys. Rev. Lett.* **73** 1731 (1994)
36. You H et al. *Phys. Rev. B* **38** 9213 (1988)
37. Meingast C et al. *Phys. Rev. B* **41** 11299 (1990)
38. Meingast C et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 1634 (1991)
39. Kierspel H et al. *Physica C* **262** 177 (1996)
40. Meingast C, Junod A, Walker E *Physica C* **272** 106 (1996)
41. Аншукова Н В и др. *ФТТ* **35** 1415 (1993)
42. Klein N et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 3355 (1993)
43. Mao J et al. *Phys. Rev. B* **51** 3316 (1995)
44. Jacobs T et al. *J. Phys. Chem. Solids* **56** 1945 (1995)
45. Kitano H et al. *Phys. Rev. B* **51** 1401 (1995)
46. Achkir D et al. *Phys. Rev. B* **48** 13184 (1993)
47. Zhang K et al. *Appl. Phys. Lett.* **62** 3019 (1993)
48. Bonn D A et al. *Phys. Rev. B* **50** 4051 (1994)
49. Annett J, Goldenfeld N, Renn S R *Phys. Rev. B* **43** 2778 (1991)
50. Ma Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 781 (1993)
51. Porch A, Lancaster M J, Humphreus R G *IEEE Trans. MTT* **43** 306 (1995)
52. de Vaulchier L A et al. *Europhys. Lett.* **33** 153 (1996)
53. Bonn D A, Hardy W N, in *Physical Properties of High-Temperature Superconductors V* Vol. 5 (Ed. D M Ginsberg) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 7

54. Jacobs T et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4516 (1995)
55. Shibauchi T et al. *Physica C* **264** 227 (1996)
56. Lee S F et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 735 (1996)
57. Жуков А А и др. *ЖЭТФ* **112** 2210 (1997)
58. Broun D M et al. *Phys. Rev. B* **56** R11443 (1997)
59. Erb A, Walker E, Flukiger R *Physica C* **258** 9 (1996)
60. Srikanth H et al. *Phys. Rev. B* **55** R14733 (1997)
61. Srikanth H et al. *Phys. Rev. B* **57** 7986 (1998)
62. Hensen S et al. *Phys. Rev. B* **56** 6237 (1997)
63. Kamal S et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 1845 (1994)
64. Симонов В С, Молчанов В Н *Кристаллография* **41** 31 (1996)
65. Lobb C J *Phys. Rev. B* **36** 3930 (1987)
66. Fisher D S, Fisher M P A, Huse D A *Phys. Rev. B* **43** 130 (1991)
67. Salamon M B et al. *Phys. Rev. B* **47** 5520 (1993)
68. London F, London H *Proc. R. Soc. London Ser. A* **149** 71 (1935)
69. Nam S V *Phys. Rev.* **156** 470, 487 (1967)
70. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Физматлит, 1979)
71. Тинкхам М *Введение в сверхпроводимость* (М.: Атомиздат, 1980)
72. Абрикосов А А *Основы теории металлов* (М.: Физматлит, 1987)
73. Waldram J R et al. *Phys. Rev. B* **55** 3222 (1997)
74. Гинзбург В Л, Максимов Е Г *СФХТ* **5** 1543 (1992)
75. Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **39** 1437 (1960)
76. Каракозов А Е, Максимов Е Г, Машков С А *ЖЭТФ* **68** 1937 (1975)
77. Каракозов А Е, Максимов Е Г, Михайловский А А *ЖЭТФ* **102** 132 (1992)
78. Collins R T, Schlesinger Z, Holtzberg F *Phys. Rev. B* **43** 3701 (1991)
79. Rammer J *Europhys. Lett.* **5** 77 (1988)
80. Shibauchi T et al. *Physica C* **203** 315 (1992)
81. Bonn D A et al. *Phys. Rev. B* **47** 11314 (1993)
82. Trunin M R, Zhukov A A, Sokolov A T *J. Phys. Chem. Solids* (to be published)
83. Dagotto E *Rev. Mod. Phys.* **66** 763 (1994)
84. Kampf A P *Phys. Rep.* **249** 219 (1994)
85. Scalapino D J *Phys. Rep.* **250** 329 (1995)
86. Shen Z X, Dessau D S *Phys. Rep.* **253** 1 (1995)
87. Локтев В М *ФНТ* **22** 3 (1996)
88. Изюмов Ю А *УФН* **167** 465 (1997)
89. Овчинников С Г *УФН* **167** 1043 (1997)
90. Hirschfeld P J, Goldenfeld N *Phys. Rev. B* **48** 4219 (1993)
91. Hirschfeld P J, Putikka W O, Scalapino D J *Phys. Rev. Lett.* **71** 3705 (1993)
92. Hirschfeld P J, Putikka W O, Scalapino D J *Phys. Rev. B* **50** 4051 (1994)
93. Eliashberg G M, Klimovitch G V, Rylyakov A V *J. Supercond.* **4** 393 (1991)
94. Millis A, Monien H, Pines D *Phys. Rev. B* **42** 167 (1990)
95. Monien H, Monthoux P, Pines D *Phys. Rev. B* **43** 275 (1991)
96. Monthoux P, Balatsky A, Pines D *Phys. Rev. B* **46** 14803 (1992)
97. Lee P A *Phys. Rev. Lett.* **71** 1887 (1993)
98. Quinlan S M, Scalapino D J, Bulut N *Phys. Rev. B* **49** 1470 (1994)
99. Bille A, Scharnberg K *J. Phys. Chem. Solids* (to be published)
100. Kresin V Z, Wolf S A *Phys. Rev. B* **41** 4278 (1990); **46** 6458 (1992); **51** 1229 (1995)
101. Adrian S D et al. *Phys. Rev. B* **56** 7878 (1997)
102. Adrian S D et al. *Phys. Rev. B* **51** 6800 (1995)
103. Golubov A A et al. *J. Phys. I (Paris)* **6** 2275 (1996)
104. Klein N et al. *J. Supercond.* **7** 459 (1994)
105. Hein M, in *Studies of High-Temperature Superconductors* Vol. 18 (Ed. A Narlikar) (New York: Nova Sciences, 1996) p. 141
106. Srikanth H et al. *Physica C* **291** 235 (1997)
107. Schopohl N, Dolgov O V *Phys. Rev. Lett.* **80** 4761 (1998)
108. Kosztin I, Leggett A J *Phys. Rev. Lett.* **79** 135 (1997)
109. Abrikosov A A *Physica C* **214** 107 (1993); **222** 191 (1994); **244** 243 (1995)
110. Santi G et al. *Physica C* **259** 253 (1996)
111. Kamimura H et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 723 (1996)
112. Golubov A A (unpublished)
113. Combescot R, Leyronas X *Phys. Rev. Lett.* **75** 3732 (1995)
114. O' Donovan C, Carbotte J P *Phys. Rev. B* **52** 4568 (1995); **55** 8520 (1997)
115. Kim H, Nicol E J *Phys. Rev. B* **52** 13576 (1995)
116. Pokrovsky S V, Pokrovsky V L *Phys. Rev. B* **54** 13275 (1996)
117. Пашицкий Э А, Пентегов В И *ЖЭТФ* **111** 298 (1997)
118. Wen X-G, Lee P A *Phys. Rev. Lett.* **80** 2193 (1998)
119. Gantmakher V F et al. *Письма в ЖЭТФ* **65** 834 (1997)
120. Halbritter J *J. Supercond.* **5** 171 (1992); **5** 331 (1992); **8** 691 (1995)
121. Portis A M, in *Electrodynamics of High-Temperature Superconductors* Vol. 48 (Lecture Notes in Physics) (Singapore: World Scientific, 1993)
122. Vendik O G, Popov A Yu *Philos. Mag. Lett.* **65** 219 (1992)
123. Mahel M *Solid State Commun.* **97** 209 (1996)
124. Velichko A V et al. *Physica C* **77** 101 (1997)
125. McDonald J, Clem J R *Phys. Rev. B* **56** 14723 (1997)
126. Jacobs T et al. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7** 1917 (1997)
127. Matsumoto M, Shiba H *J. Phys. Soc. Jpn.* **64** 3384 (1995)
128. Tanaka Y, Kashiwaya S *Phys. Rev. Lett.* **74** 3451 (1996); *Phys. Rev. B* **53** 11957 (1996)
129. Bahkal S R *Phys. Rev. Lett.* **76** 3634 (1996)
130. Barash Yu S, Svidzinsky A A, Burkhardt H *Phys. Rev. B* **55** 15282 (1997)
131. Fogelström M, Rainer D, Sauls J A *Phys. Rev. Lett.* **79** 281 (1997)
132. Golubov A A, Kupriyanov M Yu *Письма в ЖЭТФ* **67** 478 (1998)
133. Zhang K et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 2484 (1994)
134. Klemm R A, Liu S H *Phys. Rev. Lett.* **74** 2343 (1995)
135. Atkinson W A, Carbotte J P *Phys. Rev. B* **52** 10601 (1995); **55** 12748 (1997)
136. Abrikosov A A *Physica C* **258** 53 (1996)
137. Radtke R J, Kostur V N, Levin K *Phys. Rev. B* **53** R522 (1996)
138. Xiang T, Wheatley J M *Phys. Rev. Lett.* **76** 134 (1996); **77** 4632 (1996)
139. Hirschfeld P J, Quinlan S M, Scalapino D J *Phys. Rev. B* **55** 12742 (1997)

### Microwave frequency surface impedance of high- $T_c$ single crystals

M.R. Trunin

*Institute of Solid-State Physics, Russian Academy of Sciences,  
142432 Chernogolovka, Moscow Region, Russia  
Tel. (7-095) 742-01 42 (add. 29-42)  
E-mail: trunin@issp.ac.ru*

Currently available data on the real,  $R_s$ , and imaginary,  $X_s$ , parts of the microwave frequency surface impedance  $Z_s = R_s + iX_s$  are presented for high quality single-crystal high-temperature superconductors  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ ,  $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ ,  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_{8-\delta}$ ,  $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ , and  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ . A high-precision technique for measuring the temperature dependences  $R_s(T)$  and  $X_s(T)$  in the range  $4.2 \leq T \leq 150$  K is described. Surface impedance and complex conductivity features common to single crystal high temperature superconductors are formulated and the temperature variation of these properties is analyzed. To explain the experimental data, a modified two-liquid model is used, which includes quasiparticle scattering and accounts for the characteristic change in the density of superconducting carriers at low at near-critical temperatures. Prospects for the microscopic theory of high frequency response of high-temperature superconductors is discussed.

PACS numbers: **74.20.-z**, **74.72.-h**, **74.90.+n**

Bibliography — 139 references

Received 16 February 1998