

Российская академия наук
Институт физики твёрдого тела

На правах рукописи

НЕФЁДОВ Юрий Александрович

**АНИЗОТРОПИЯ МИКРОВОЛНОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ
МОНОКРИСТАЛЛОВ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ
СВЕРХПРОВОДНИКОВ**

01.04.07 - физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

научный руководитель:
доктор физико-математических наук
М.Р. Трунин.

Черноголовка – 2003

Оглавление

Введение	3
1 Поверхностный импеданс и проводимость сверхпроводников	8
1.1 Связь импеданса и проводимости	8
1.2 Поверхностный импеданс купратных плоскостей ВТСП	12
1.3 Теория Бардина-Купера-Шриффера	13
1.4 Теория сильной связи	16
1.5 Смешанная симметрия сверхпроводящего параметра порядка	18
1.6 Двухжидкостная модель Гортера-Казимира	21
1.7 Обобщенная двухжидкостная модель	22
2 Методика измерений	29
2.1 Экспериментальная установка	29
2.2 Измерительная схема	30
2.3 Измеряемые величины	32
2.4 Геометрический фактор квадратного образца	35
2.5 Геометрический фактор вытянутой пластины	36
2.6 Измерения анизотропии микроволнового отклика	40
2.7 Точность измерений	43
2.7.1 Влияние давления гелия	44
2.7.2 Воспроизводимость	44
2.7.3 Распределения полей	46
2.7.4 Форма резонансной линии	46
2.7.5 Тепловое расширение	47

3	Результаты измерений <i>ab</i>-отклика	49
3.1	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	49
3.2	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$	55
3.3	$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$	56
4	Результаты измерений <i>c</i>-отклика	62
4.1	Определение импеданса $Z_c(T)$ из измеряемых в эксперименте величин	62
4.2	Анализ экспериментальных результатов	66
4.3	Точность измерений <i>c</i> -отклика	71
	Заключение	73
	Литература	76

Введение

С момента открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1] прошло уже более пятнадцати лет, а научный интерес к изучению этих систем не ослабевает. Это объясняется, во-первых, разнообразием нетривиальных физических явлений, обнаруживающихся при исследовании ВТСП-соединений, и, во-вторых, чисто прикладным аспектом – уже сейчас ВТСП применяются в различных областях техники.

Настоящая диссертация посвящена исследованию линейного микроволнового отклика ВТСП, а именно, исследованиям действительной (поверхностного сопротивления) и мнимой (поверхностного реактанса) частей поверхностного импеданса $Z(T) = R(T) + iX(T)$ и комплексной проводимости $\sigma(T) = \sigma'(T) - i\sigma''(T)$ на частотах $\omega/2\pi \sim 10$ ГГц при малых ($\lesssim 0.1$ Э) амплитудах H_ω переменного магнитного поля. Основными задачами диссертации являются:

- изучение температурных зависимостей поверхностного импеданса $Z_{ab}(T) = R_{ab}(T) + iX_{ab}(T)$ и комплексной проводимости $\sigma_{ab}(T) = \sigma'_{ab}(T) - i\sigma''_{ab}(T)$ купратных плоскостей монокристаллов ВТСП, различающихся как элементным составом, так и содержанием кислорода в них (уровнем допирования);
- исследования температурных зависимостей поверхностного импеданса $Z_c(T) = R_c(T) + iX_c(T)$ и комплексной проводимости $\sigma_c(T) = \sigma'_c(T) - i\sigma''_c(T)$ вдоль оси c этих кристаллов;
- определение в абсолютных единицах электродинамических величин, характеризующих сверхпроводящее и нормальное состояния исследуемых образцов ВТСП;
- выбор и разработка моделей, которые были бы применимы для описания общих и специфических закономерностей высокочастотного отклика различных ВТСП.

Фактическое решение этих задач позволяет, с одной стороны, приблизиться к ответу на главный и до сих пор открытый вопрос – "Каков же механизм высокотемпературной сверхпроводимости?", а с другой – указать реальные значения параметров образцов ВТСП, уже применяемых в СВЧ электронике. Двумя этими положениями определяется научная и практическая ценность диссертации.

Исследования сверхпроводников в СВЧ диапазоне являются очень информативными. Они позволяют исследовать как нормальное, так и сверхпроводящее состояния и экспериментально определить важные физические величины, например, глубину проникновения магнитного поля, время релаксации квазичастиц. Опыты с классическими сверхпроводниками позволили также определить величину сверхпроводящей щели Δ . Как следует из микроскопической теории [2, 3, 4], наличие щели в спектре элементарных возбуждений приводит к активационным, т.е. пропорциональным $e^{-\Delta/k_B T}$ (k_B – постоянная Больцмана), температурным зависимостям как действительной, так и мнимой частей импеданса при $T < T_c/2$. Из этих опытов также следовало, что поверхностное сопротивление кроме активационного члена содержит еще не зависящую от температуры константу $R_{res} \equiv R(T \rightarrow 0)$. Ее величина приближенно следует квадратичной зависимости от частоты $R_{res} \propto \omega^2$ и уменьшается по мере улучшения качества поверхности исследуемого сверхпроводника, никогда не обращаясь в ноль. На основании этого факта считается, что, чем меньше R_{res} , тем выше качество образца. В качестве иллюстрации на рис. 1 приведены результаты проведенных в нашей группе измерений поверхностного импеданса монокристалла MgB_2 , сверхпроводимость в котором была недавно открыта [5]. Тангенсы углов наклона прямых на рис. 1 приводит к значению $\Delta = 0.76k_B T_c$; вычтенная из значений реактанса константа $X(0)$ даёт значение глубины проникновения $\lambda(0) = X(0)/\omega\mu_0 = 70$ нм.

При измерениях поверхностного импеданса первых монокристаллов ВТСП выяснилось, что при переходе в сверхпроводящее состояние поверхностное сопротивление падает и практически сразу выходит на константу порядка нескольких мОм. Низкотемпературную зависимость выделить не удавалось. Только с появлением высококачественных, т.е. обладающих малыми остаточными потерями $R_{res} \sim 100\mu\text{Ом}$, монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [6] в работе [7] был обнаружен широкий максимум в температурной зависимости поверхностного сопротивления, а в работе [8] – линейная низкотемпературная зависимость глубины проникновения магнитного поля $\lambda_{ab}(T) = X_{ab}(T)/\omega\mu_0$. Последний факт противоречил классическим, т.е. основанным на изотропности сверхпроводящей ще-

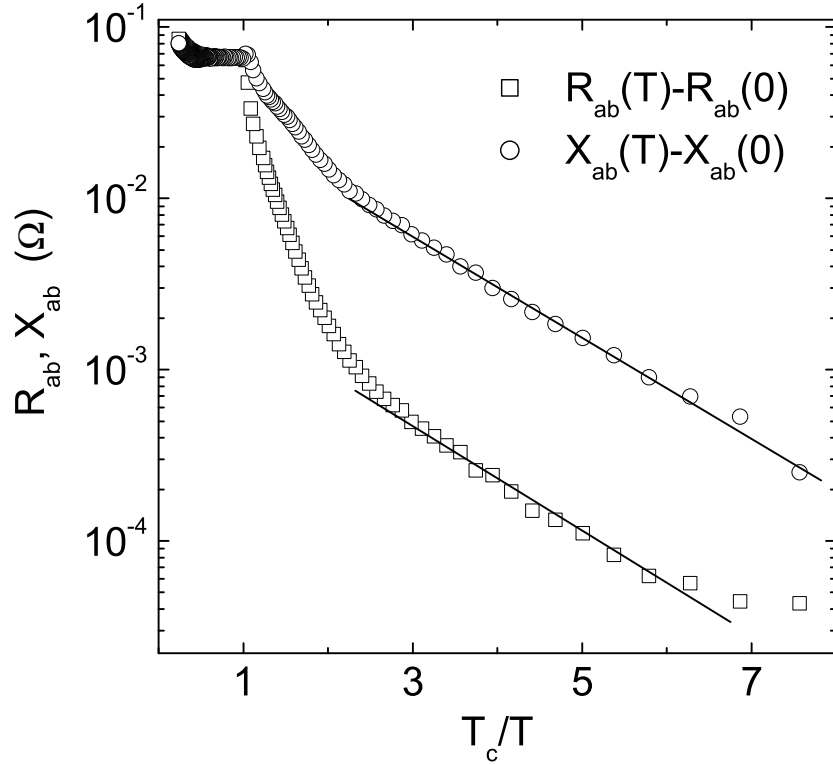


Рис. 1: Температурные зависимости поверхностного сопротивления $R_{ab}(T)$ и реактанса $X_{ab}(T)$ монокристалла MgB_2 , демонстрирующие экспоненциальное поведение.

ли $\Delta(\mathbf{k})$, представлениям. Позднее линейная зависимость $\lambda_{ab}(T) - \lambda_{ab}(0) \propto T$ была обнаружена и в других купратных соединениях на основе таллия [9], висмута [10] и ртути [11]. Эти эксперименты положили начало дискуссии о симметрии параметра порядка в ВТСП, поскольку линейная зависимость $\lambda_{ab}(T)$ легко объясняется наличием нулей щели в спектре элементарных возбуждений, что, в частности имеет место при d -волновой симметрии $\Delta(\mathbf{k})$.

Соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ имеет орторомбическую структуру и такие его характеристики, как проводимость (поверхностный импеданс), являются тензором, имеющим три независимые компоненты - $\sigma_a, \sigma_b, \sigma_c$ (Z_a, Z_b, Z_c). Другие купратные ВТСП имеют тетрагональную структуру, и, следовательно, у них отсутствует анизотропия свойств в купратных ab -плоскостях.

Из измерений кристаллов ВТСП на постоянном токе выяснилось, что в этих соединениях, имеющих слоистую структуру, свойства, связанные с транспортом вдоль и поперек купратных плоскостей, сильно различаются. В оптимально допированном $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$

отношение удельных проводимостей выше температуры T_c сверхпроводящего перехода составляет $\sigma_{ab}/\sigma_c \sim 100$ (в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ слабая анизотропия в ab -плоскости и наличие двойников, т.е. кластеров с различной ориентацией кристаллографических осей \mathbf{a} и \mathbf{b} , в кристаллах, не подвергнутых процедуре раздвойнивания, позволяют говорить об усредненной проводимости σ_{ab} купратных плоскостей). В оптимально допированном $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ анизотропия проводимостей достигает величин порядка 10^5 .

В оптимально допированных ВТСП сопротивление купратных плоскостей линейно зависит от температуры $\Delta\rho_{ab}(T) \propto T$.

Общими свойствами нормального состояния недодопированных ВТСП [12] являются (i) отклонения от зависимости $\Delta\rho_{ab}(T) \propto T$, связывающиеся с проявлениями псевдощели, происхождение которой сейчас широко обсуждается, (ii) неметаллическое поведение сопротивления $\rho_c(T)$ (его рост с понижением температуры) при приближении T к T_c и (iii) резкий рост отношения ρ_c/ρ_{ab} с уменьшением концентрации носителей.

Анизотропия сверхпроводящего состояния ВТСП с различными уровнями допирования наиболее подробно изучалась в ориентированных порошках методом динамической магнитной восприимчивости. Систематизированные в обзоре [13] результаты таких измерений следующие: (i) низкотемпературная зависимость $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$ является более слабой по сравнению с $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T)$, (ii) зависимости $\Delta\lambda_c(T) \propto T^\alpha$, где показатель степени α в образцах различного химического состава меняется от 1 до 5.

Исследования анизотропии поверхностного импеданса кристаллов ВТСП проводились в работах [14]–[21]. Тем не менее, в литературе нет единого мнения о низкотемпературном поведении $\Delta\lambda_c(T)$. Даже в наиболее подробно исследованных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ наблюдались как линейная зависимость $\Delta\lambda_c(T) \propto T$ при $T < T_c/3$ [18, 21], так и квадратичная [16]. В кристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ поведение $\Delta\lambda_c(T)$ зависит от степени допирования образцов кислородом: линейная зависимость $\Delta\lambda_c(T)$ [15, 20] в кристаллах с максимальными $T_c \simeq 90$ К меняется на квадратичную [20] с увеличением содержания кислорода.

Если проводимость в ab -плоскостях ВТСП является металлической (друдевской), то механизм c -транспорта до сих пор не установлен, и, в частности, неясно, может ли он быть друдевским или при любом уровне допирования проводимость вдоль оси c обусловлена туннелированием квазичастиц между купратными слоями, которое сопровождается рассеянием как в самих слоях, так и между ними. Существует много теоретических мо-

делей, предлагающих объяснение анизотропных свойств ВТСП, но ни одна из них не описывает в полной мере эволюцию кривых $\lambda_{ab}^2(0)/\lambda_{ab}^2(T)$, $\lambda_c^2(0)/\lambda_c^2(T)$, $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ в широком диапазоне изменений концентрации и температуры.

Одной из основных трудностей, возникающих на пути изучения анизотропии транспорта, является недостаточная точность извлечения параметров образца из измеряемых в эксперименте величин, которая обусловлена как методическими проблемами, так и сложностью электродинамических расчетов распределения полей (токов) в реальных, т.е. трехмерных образцах.

Таким образом, подробные исследования анизотропии микроволновой проводимости ВТСП с различными уровнями допирования являются крайне актуальной задачей как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения. В данной работе будет описана предложенная нами процедура измерения анизотропии импеданса, которая, по-видимому, является наиболее точной на сегодняшний день. Кроме того, будут приведены результаты измерений различных монокристаллов ВТСП в широком диапазоне уровней допирования.

Диссертация основана на восьми публикациях, посвященных измерениям и теоретическому описанию линейного микроволнового отклика ВТСП. Помимо Введения она состоит из четырех глав и Заключения, содержит 36 рисунков и три таблицы. Список литературы включает 82 наименования.

В первой главе вводятся понятия поверхностного импеданса и комплексной проводимости, обсуждаются существующие модели высокочастотного отклика. В частности, в ней описана обобщенная двухжидкостная модель и приведены расчеты, выполненные в рамках модели смешанной симметрии параметра порядка. Во второй главе подробно описаны электродинамические основы измерений поверхностного импеданса $Z_{ab}(T)$, экспериментальная установка, методика и точность измерений. Также в ней анализируются методы измерения анизотропии поверхностного импеданса и проводимости, и приведены расчеты распределения микроволнового поля на поверхности и в объеме образца. В третьей главе приведены результаты измерений микроволнового отклика купратных плоскостей монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$. Четвертая глава посвящена исследованиям транспорта поперек купратных плоскостей в этих образцах. Экспериментальные результаты сравниваются с существующими моделями c -транспорта квазичастиц. Наконец, в Заключении сформулированы основные результаты работы, выносимые на защиту.

Глава 1

Поверхностный импеданс и проводимость сверхпроводников

1.1 Связь импеданса и проводимости

Поверхностный импеданс Z металла или сверхпроводника является одной из наиболее важных физических характеристик, которая полностью определяет амплитудные и фазовые соотношения между компонентами электромагнитного поля на поверхности образца. Если глубина проникновения δ электромагнитного поля в проводник (независимо от того, находится он в нормальном или сверхпроводящем состоянии) мала по сравнению с наименьшим пространственным масштабом L , характеризующим поле в окружающей этот проводник среде (длина волны, размер образца, радиус кривизны его границ и т.д.), то поле внутри проводника с точностью до членов $\sim \delta/L$ имеет структуру плоской волны, распространяющейся в направлении внутренней нормали \mathbf{n} к поверхности [22]. Тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей в этой волне связаны соотношением (везде используется международная система единиц)

$$\mathbf{E}_t = Z[\mathbf{H}_t \mathbf{n}]. \quad (1.1)$$

Поскольку \mathbf{E}_t и \mathbf{H}_t непрерывны на границе раздела, соотношение (1.1) должно быть справедливым вне металла у его поверхности. Поэтому его можно использовать для определения полей вне проводника в качестве граничного условия (условие Леонтовича). Оно приобретает особую важность, т.к. внешнюю электромагнитную задачу при этом условии можно решать не рассматривая поля внутри проводника.

Величина Z в общем случае комплексная, и, если поверхность образца совпадает с плоскостью xy , а ось z направлена внутрь металла, то поверхностный импеданс записывается в виде (напряженности полей изменяются пропорционально $e^{i\omega t}$)

$$Z = R + iX = \frac{E_x(0)}{H_y(0)} = \frac{E_x(0)}{\int_0^{\infty} j_x(z) dz}, \quad (1.2)$$

где $E_x(0)$ и $H_y(0)$ – напряженности полей на поверхности металла или сверхпроводника. Поверхностное сопротивление R определяет скорость диссипации энергии, т.е. от него зависят потери энергии в образце. Действительно, скорость, с которой теряется энергия в направлении оси z в расчете на единицу площади поверхности, определяется средним по времени от вещественной части вектора Пойнтинга

$$Q = \frac{1}{2} R |\mathbf{H}_t|^2. \quad (1.3)$$

Реактанс X определяет недиссипативную энергию, запасенную в поверхностном слое проводника.

Подчеркнем, что поверхностный импеданс есть величина, непосредственно измеряемая в эксперименте. Знание Z в абсолютных единицах (в Омах) позволяет определить другую важную характеристику проводника – электрическую проводимость σ .

В нормальных металлах простейшее соотношение между Z_n и σ_n реализуется в случае классического скин-эффекта, когда справедлив закон Ома $\mathbf{j} = \sigma_n \mathbf{E}$, предполагающий локальную связь поля и тока:

$$Z_n = R_n + iX_n = \left(\frac{i\omega\mu_0}{\sigma_n} \right)^{1/2} = \frac{1+i}{\delta_n\sigma_n}, \quad (1.4)$$

где $\delta_n = \sqrt{2/\omega\mu_0\sigma_n}$ – глубина скин-слоя. Условие локальности означает, что поле не меняется на длине l свободного пробега электрона, так что $\delta_n \gg l$. Это неравенство выполняется для всех монокристаллов ВТСП при температурах выше критической. Действительно, даже при $T = T_c$ характерное значение их удельного сопротивления $\rho(T_c) = 1/\sigma(T_c)$ составляет $\rho(T_c) \sim 100$ мкОм·см, что дает $\delta_n \sim 5 \cdot 10^{-4}$ см на частоте ~ 10 ГГц, в то время как длина пробега $l < 10^{-6}$ см. С ростом температуры величина δ_n еще более увеличивается, а l уменьшается. Таким образом, как видно из (1.4), в нормальном состоянии действительная и мнимая части поверхностного импеданса ВТСП должны быть равны:

$$R_n = X_n = \frac{1}{\delta_n\sigma_n} = \left(\frac{\omega\mu_0}{2\sigma_n} \right)^{1/2}. \quad (1.5)$$

В сверхпроводящем состоянии функциональная связь между импедансом Z и проводимостью σ зависит от соотношения между тремя величинами, имеющими размерность длины: длиной свободного пробега l , длиной когерентности $\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta(0)$ (v_F – скорость Ферми, $\Delta(0)$ – величина сверхпроводящей щели при $T = 0$), определяющей масштаб парной корреляции электронов, и глубиной проникновения поля λ в сверхпроводник. Понятие длины когерентности ввел Пипшард [23] для объяснения обнаруженного им роста глубины проникновения поля λ по мере добавления примесей в сверхпроводник, т.е. уменьшения длины свободного пробега l электронов. Измеренные им значения $\lambda(0)$ отличались от лондоновской глубины проникновения поля $\lambda_L \equiv (m/\mu_0 n e^2)^{1/2}$ (m , n , e – масса, концентрация, заряд носителей), приблизительно в $\sqrt{\xi_0/\xi(l)}$ раз, $\lambda \approx \lambda_L \sqrt{\xi_0/\xi(l)}$, где $\xi(l) \rightarrow \xi_0$ при $l \rightarrow \infty$, но $\xi(l) \rightarrow l$ при $l \rightarrow 0$. Поэтому, если роль скин-глубины, на которой затухает поле внутри металла, в сверхпроводнике играет глубина проникновения λ , то роль длины пробега, т.е. расстояния, на котором поле в данной точке влияет на величину тока в соседних точках, играет длина когерентности ξ .

Согласно Абрикосову [24], сверхпроводники делятся на чистые ($l \gg \xi_0$) и грязные ($l \ll \xi_0$), лондоновские ($\xi \ll \lambda$) и пипшардовские ($\xi \gg \lambda$). При $T = 0$ 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 пипшардовских 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 пипшардовских – существенно нелокальной (пипшардовский предел). По этой классификации монокристаллы ВТСП относятся к лондоновским сверхпроводникам, но столь же определенно отнести их к чистым или грязным трудно. Например, купратные слои кристаллов $YBa_2Cu_3O_{6.93}$ характеризуются следующими параметрами при $T = 0$: $\lambda_L \simeq 1400 \text{ \AA}$, $\xi_0 \sim 20 \text{ \AA}$, $l \sim 50 \text{ \AA}$, $\lambda_L \gg l \gtrsim \xi_0$.

Если проводимость σ сверхпроводника представить в виде $\sigma = \sigma' - i\sigma''$, то в монокристаллах ВТСП для связи импеданса и проводимости можно использовать простое локальное соотношение

$$Z = R + iX = \left(\frac{i\omega\mu_0}{\sigma' - i\sigma''} \right)^{1/2} = \frac{1 + i}{\delta\sigma}, \quad (1.6)$$

аналогичное (1.4) в нормальном состоянии с

$$\delta = \sqrt{2/\omega\mu_0(\sigma' - i\sigma'')}. \quad (1.7)$$

В сверхпроводнике действительная R и мнимая X части импеданса не равны:

$$R(T) = \sqrt{\frac{\omega\mu_0(\varphi^{1/2} - 1)}{2\sigma''\varphi}}, \quad X(T) = \sqrt{\frac{\omega\mu_0(\varphi^{1/2} + 1)}{2\sigma''\varphi}}, \quad (1.8)$$

где $\varphi = 1 + (\sigma'/\sigma'')^2$. Очевидно, что $R < X$ при $T < T_c$.

В предельном случае $\sigma' \ll \sigma''$, справедливом в сверхпроводящем состоянии в области температур, не слишком близких к T_c , из (1.8) находим:

$$R \simeq \frac{(\omega\mu_0)^{1/2}\sigma'}{2\sigma''^{3/2}} = \frac{1}{2}\omega^2\mu_0^2\sigma'\lambda^3, \quad X \simeq (\omega\mu_0/\sigma'')^{1/2} = \omega\mu_0\lambda, \quad (1.9)$$

где глубина проникновения поля $\lambda = (1/\omega\mu_0\sigma'')^{1/2}$.

В обратном предельном случае ($\sigma' \gg \sigma''$) очень близких к T_c температур $\sigma' \rightarrow \sigma_n$, $\sigma'' \rightarrow 0$, а величины

$$R \approx \left(\frac{\omega\mu_0}{2\sigma'}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{\sigma''}{2\sigma'}\right), \quad X \approx \left(\frac{\omega\mu_0}{2\sigma'}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{\sigma''}{2\sigma'}\right) \quad (1.10)$$

становятся равными при $T = T_c$ в соответствии с выражениями (1.5) для нормального скин-эффекта. При этом действительная часть δ из (1.7),

$$\delta = \text{Re}(\delta_s) = \lambda\sqrt{(\varphi^{1/2} + \sigma'/\sigma'')/\varphi}, \quad (1.11)$$

плавно переходит в глубину скин-слоя ($\delta \rightarrow \delta_n$ при $T \rightarrow T_c$), оставаясь при $T < T_c$ ($\sigma' \ll \sigma''$) глубиной λ проникновения поля в сверхпроводник.

Определив значения R и X , из (1.6) нетрудно найти действительную σ' и мнимую σ'' компоненты проводимости:

$$\sigma' = \frac{2\omega\mu_0RX}{(R^2 + X^2)^2}, \quad \sigma'' = \frac{\omega\mu_0(X^2 - R^2)}{(R^2 + X^2)^2}. \quad (1.12)$$

1.2 Поверхностный импеданс купратных плоскостей ВТСП

Известные к началу работы над диссертацией результаты измерений поверхностного импеданса $Z_{ab}(T)$ купратных плоскостей оптимально допированных монокристаллов ВТСП систематизированы в следующей таблице [25]:

Таблица 1.1: Поверхностный импеданс $Z_{ab}(T) = R_{ab}(T) + iX_{ab}(T)$ монокристаллов ВТСП в микроволновом диапазоне частот (~ 10 ГГц)

ВТСП	Сверхпроводящее состояние, $T < T_c$			Нормальное состояние ($T \geq T_c$)
	Низкие ($4 \text{ K} < T \ll T_c$) температуры	Промежуточные ($T \sim T_c/2$) температуры	$T \rightarrow T_c$	
Ортором- бический YBaCuO (123) $T_c \approx 92 \text{ K}$	$\Delta R_{ab}(T) \propto T$ и $\Delta X_{ab}(T) \propto T$ при $T \lesssim T_c/4$ ^{abcd}	Максимум $R_{ab}(T)$, $T \sim 40 \text{ K}$, ^{abcde} <u>Особенности:</u> 1. Возрастание $R_{ab}(T)$, $T > 40 \text{ K}$ ^b , 2. плато ^c или "горб" (a bump) ^b на кривой $X_{ab}(T)$ при $50 < T < 80 \text{ K}$	Резкий рост	Нормальный скин-эффект
Тетраго- нальные BiSrCaCuO ^{bef} (2212), $T_c \approx 90 \text{ K}$ TlBaCaCuO ^c (2212), $T_c \approx 110 \text{ K}$ TlBaCuO ^f (2201), $T_c \approx 80 \text{ K}$	$\Delta R_{ab}(T) \propto T$, $T \lesssim T_c/2$ $\Delta X_{ab}(T) = \omega\mu_0\Delta\lambda_{ab}(T) \propto T$, $T \lesssim T_c/3$	$R_{ab}(T)$ и $X_{ab}(T)$	$R_{ab}(T) = X_{ab}(T)$ $= \sqrt{\omega\mu_0\rho_{ab}(T)}/2$ $\Delta\rho_{ab}(T) \propto T$	$R_{ab}(T) \neq X_{ab}(T)$

^aHardy et al., University of British Columbia

^bSridhar et al., Northeastern University

^cТрунин и др., ИФТТ РАН

^dAnlage et al., Maryland University

^eShibauchi et al., University of Tokyo

^fWaldram et al., Cambridge University

В следующих параграфах мы обсудим возможность описания высокочастотного отклика купратных плоскостей ВТСП на основе известных теорий сверхпроводимости.

1.3 Теория Бардина-Купера-Шриффера

В основе теории сверхпроводимости Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) лежит утверждение о неустойчивости основного состояния нормального металла со сколь угодно слабым притяжением между электронами по отношению к образованию связанных состояний – пар электронов (или куперовских пар). В теории БКШ это межэлектронное притяжение, превосходящее кулоновское отталкивание обязано своим происхождением взаимодействию электронов с фононами, приводящему к образованию области избыточного положительного заряда, окружающего данный электрон. Такое взаимодействие практически изотропно, поэтому куперовские пары образуются в состоянии с нулевым орбитальным моментом (*s*-спаривание).

В основном состоянии ($T = 0$) сверхпроводника все электроны связаны в куперовские пары, и мерой этой связи является величина $\Delta(0)$, определяющая щель в спектре одночастичных возбуждений. При $T = 0$ в БКШ сверхпроводнике нет квазичастиц, а поглощение электромагнитных волн может начаться лишь на оптических частотах $\omega > 2\Delta(0)$ (в этом и следующих двух параграфах постоянные Больцмана k_B и Планка \hbar равны 1). Энергия 2Δ требуется, чтобы разорвать куперовскую пару и создать два возбуждения. В пределе $\omega \gg 2\Delta$ разница между сверхпроводящим и нормальным состояниями пропадает, т.е. связь между током и полем стремится к той, что имеет место в нормальном металле.

При $T > 0$ из-за тепловых возбуждений возникает конечная вероятность разрушения куперовских пар и появления квазичастиц, которые могут поглощать электромагнитные кванты любой частоты. В положении термодинамического равновесия вероятность возбуждения квазичастиц определяется функцией Ферми

$$f(E_k) = (1 + e^{E_k/T})^{-1}, \quad (1.13)$$

где E_k – энергия элементарного возбуждения: $E_k = \sqrt{\epsilon_k^2 + \Delta^2}$, ϵ_k – кинетическая энергия электрона в нормальной фазе с волновым вектором \mathbf{k} , отсчитанная от уровня Ферми.

Наличие щели приводит к особенности в плотности состояний $N_s(E)$ квазичастиц сверхпроводника вблизи уровня Ферми, $\epsilon \rightarrow 0$, $N_s \rightarrow \infty$ при $E \rightarrow \Delta$:

$$N(E) = \begin{cases} N(0) \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}, & E > \Delta, \\ 0, & E < \Delta, \end{cases} \quad (1.14)$$

где $N(0)$ – плотность электронных состояний в нормальном металле.

Величина щели $\Delta(\mathbf{k})$ определяется из самосогласованного уравнения вида (см., например, [26])

$$\Delta(\mathbf{k}) = \pi T \sum_m \frac{N(0)V(\mathbf{k}, \mathbf{k}')\Delta(\mathbf{k}')}{\sqrt{\omega_m^2 + \Delta^2(\mathbf{k}')}}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (1.15)$$

где $V(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ - матричный элемент притяжения электронов с импульсами \mathbf{k} и \mathbf{k}' , $\omega_m = \pi T(2m + 1)$ - мацубаровская частота, а суммирование по m обрывается на максимальной энергии ω_c , характеризующей притяжение электронов (в теории БКШ ω_c равна температуре Дебая). В приближении не зависящего от импульсов матричного элемента $V(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ интегральное уравнение (1.15) для $\Delta(\mathbf{k})$ превращается в трансцендентное. Это уравнение определяет два хорошо известных соотношения теории БКШ: величину энергетической щели при нулевой температуре

$$\Delta(0) = 2\omega_c \exp\left(-\frac{1}{N(0)V}\right) = 2\omega_c \exp(-1/\lambda) \quad (1.16)$$

и температуру сверхпроводящего перехода T_c

$$T_c = 1.14\omega_c \exp(-1/\lambda), \quad (1.17)$$

где $\lambda = N(0)V$ - параметр, описывающий силу электрон-электронного притяжения. Как следует из выражений (1.16) и (1.17) температура сверхпроводящего перехода и величина энергетической щели связаны соотношением:

$$2\Delta(0) = 3.53 T_c. \quad (1.18)$$

В общем случае теория высокочастотного отклика сверхпроводников в модели БКШ крайне сложна с математической точки зрения (подробный обзор можно найти в работе Нама [27]). Мы рассмотрим здесь лишь свойства сверхпроводников второго рода, к которым относятся ВТСП. Кроме того, ограничимся случаем $l \ll \xi_0$ и частот $\omega \ll \Delta$. Тогда, согласно [27], компоненты проводимости сверхпроводника имеют следующий вид:

$$\frac{\sigma'}{\sigma_n} = \frac{2}{\omega} \int_{\Delta}^{\infty} [f(E) - f(E + \omega)] g_2(E) dE, \quad (1.19)$$

$$\frac{\sigma''}{\sigma_n} = \frac{1}{\omega} \int_{\Delta-\omega}^{\Delta} [1 - 2f(E + \omega)] g_2(E) dE. \quad (1.20)$$

Здесь σ_n - проводимость в нормальном состоянии, $f(E)$ - функция распределения (1.13),

$$g_2(E) = \frac{E(E + \omega) + \Delta^2}{\sqrt{E^2 - \Delta^2} \cdot \sqrt{(E + \omega)^2 - \Delta^2}} \quad (1.21)$$

– так называемый фактор когерентности II-го типа, расходящийся, как и плотность состояний (1.14), при $E = \Delta$.

Как показал Тинкхам [28], интеграл (1.20) берется точно и равен

$$\frac{\sigma''(T)}{\sigma(T_c)} = \frac{\pi\Delta(T)}{\omega} \operatorname{th} \left(\frac{\Delta}{2T} \right). \quad (1.22)$$

Формулу (1.19) можно упростить, исключив близкую к T_c окрестность. При $\Delta \gg \omega$, T существенной областью интегрирования оказывается область $(E - \Delta) \sim \omega \ll \Delta$ [29]. Разложив в подынтегральном выражении (1.19) разность функций распределения по степеням ω/Δ и введя переменную $x = E/\Delta - 1$, находим с логарифмической точностью

$$\frac{\sigma'(T)}{\sigma(T_c)} \approx \frac{\Delta(T)}{2T} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{\Delta}{2T} \right) \int_0^1 \frac{dx}{\sqrt{x(x + \omega/\Delta)}} \approx \frac{\Delta(T)}{2T} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{\Delta}{2T} \right) \ln \left(\frac{\Delta}{\omega} \right). \quad (1.23)$$

Из-за логарифмического множителя в (1.23), проводимость $\sigma'(T)$ возрастает по сравнению с σ_n при переходе в сверхпроводящее состояние сразу ниже T_c . При более низких температурах $T \ll T_c$ функция $\sigma'(T)$ экспоненциально спадает до нуля. В результате, в температурной зависимости действительной части микроволновой проводимости имеется максимум при $T \gtrsim 0.85 T_c$. Он называется когерентным пиком и наблюдается также в температурных зависимостях скорости релаксации ядерного спина.

Как следует из формул (1.22) и (1.23), температурные зависимости комплексной проводимости $\sigma(T)$ и поверхностного импеданса $Z(T)$ в модели БКШ имеют следующие особенности:

- 1) преобладающий при $T < T_c/2$ экспоненциальный ход $\propto \exp(-\Delta(0)/T)$;
- 2) возникающий из-за логарифмического множителя в (1.23) рост $\sigma'(T)$ в интервале $0.85 < T/T_c < 1$ (когерентный пик).

Оба этих факта были обнаружены при экспериментальном исследовании классических сверхпроводников и явились блестящим подтверждением теории Бардина-Купера-Шриффера. В кристаллах ВТСП обе эти особенности отсутствовали, и потребовалось найти причины столь явного расхождения.

Как показано в работе [30], когерентный пик исчезает при переходе от грязного сверхпроводника к чистому. На рис. 1.1 представлены кривые $\sigma'(T)/\sigma(T_c)$, рассчитанные в [30] по точным формулам для проводимости, учитывающим конечность отношения l/ξ_0 . Видно, что исчезновение когерентного пика происходит, когда длина пробега электрона в нор-

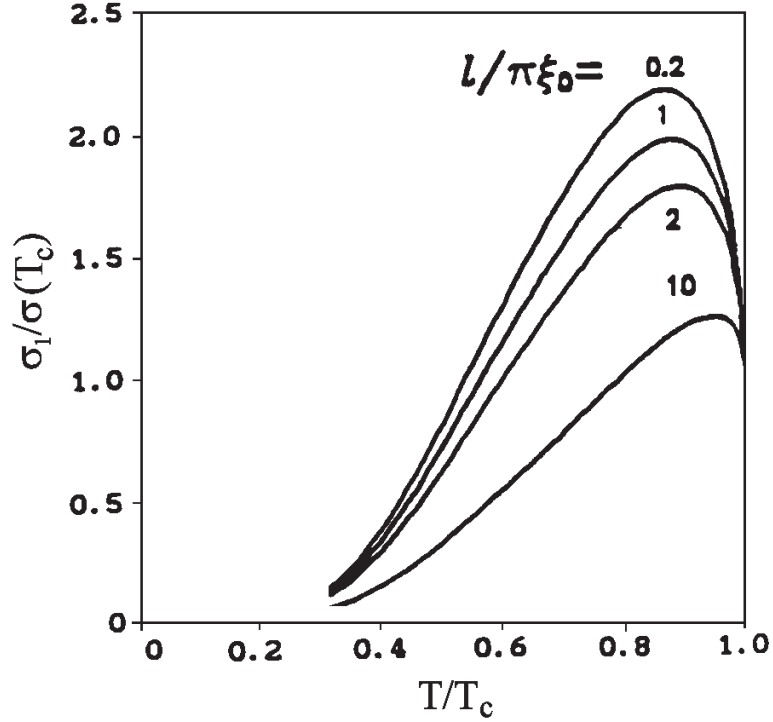


Рис. 1.1: Температурные зависимости действительной части проводимости, рассчитанные для разных значений l/ξ_0 .

мальном состоянии $l > 10\xi_0$. Однако, это неравенство заведомо *не реализуется* в монокристаллах ВТСП, относящихся к промежуточному между чистым и грязным пределами случаю лондоновских сверхпроводников.

1.4 Теория сильной связи

Теорией БКШ не учитывались два важнейших фактора: кулоновское отталкивание, описываемое с помощью кулоновского псевдопотенциала μ^* , и эффект запаздывания в электрон-фононном взаимодействии.

В БКШ константа электрон-фононной связи λ в формулах (1.16) и (1.17) предполагается малой, и, действительно, во многих классических сверхпроводниках она таковой и является: $\lambda \ll 1$. Сверхпроводники, для которых неравенство $\lambda \ll 1$ не выполняется, получили название сверхпроводников с сильной связью. Количественная теория для них строится на основе численных решений уравнений Элиашберга [31], которые учитывают электрон-фононное взаимодействие в высших порядках теории возмущений при сохране-

нии частотной зависимости матричных элементов, т.е. при учете эффектов запаздывания. Эти уравнения имеют следующий вид [26]:

$$\Delta_n Z_n = \pi T \sum_m (\lambda_{m,n} - \mu^*) \frac{\Delta_m}{\sqrt{(\Delta_m)^2 + (\omega_m)^2}} \quad (1.24)$$

$$Z_n = 1 + \frac{\pi T}{\omega_n} \sum_m \lambda_{m,n} \frac{\omega_m}{\sqrt{(\Delta_m)^2 + (\omega_m)^2}} \quad (1.25)$$

Здесь Z_n - функция перенормировки, а величина

$$\lambda_{m,n} = 2 \int_0^\infty \frac{\Omega \alpha^2 F(\Omega) d\Omega}{\Omega^2 + (\omega_n - \omega_m)^2} \equiv \lambda(m - n) \quad (1.26)$$

определяет степень связи электронов за счет обмена фононами и выражается через функцию распределения $F(\omega)$ частот фононного спектра и эффективный квадрат $\alpha^2(\omega)$ матричного элемента электрон-фононного взаимодействия. В пределе слабой связи, т.е. малой и не зависящей от индексов m, n константы связи $\lambda_{m,n} = \lambda \ll 1$, уравнения (1.24) и (1.25) сводятся к уравнению (1.15) теории БКШ.

Отличительным свойством систем с сильным взаимодействием является размытие щели в спектре электронных возбуждений. Строго говоря, она вообще отсутствует при $T \neq 0$ [32]. Это приводит к разрушению куперовских пар, расплыванию пика в плотности состояний и подавлению когерентных эффектов. В работе [33] показано, что плотность электронных состояний при конечных температурах отлична от нуля при всех ω , и в спектре сверхпроводников имеются возбуждения с энергиями "внутри щели", что приводит к существенному перераспределению числа нормальных и сверхпроводящих электронов и значительным отклонениям свойств сверхпроводников с сильной связью от модели БКШ:

- 1) Если константа связи достаточно велика ($\lambda > 2$), когерентный пик в проводимости $\sigma'(T)$ исчезает [34]. Это демонстрируют кривые на рис. 1.2.

- 2) При $\lambda > 2$ механизм возбуждения нормальных квазичастиц становится принципиально другим по сравнению с моделью БКШ: они возникают уже без переброса через энергетическую щель и могут находиться в состояниях с любой энергией вплоть до $\omega = 0$. Как следствие, получаются неэкспоненциальные зависимости $R(T)$ [35] и $\lambda(T)$ [36] в области низких температур.

- 3) Наклон кривых $\sigma''(T)/\sigma''(0)$ вблизи T_c увеличивается по сравнению с результатом теории БКШ.

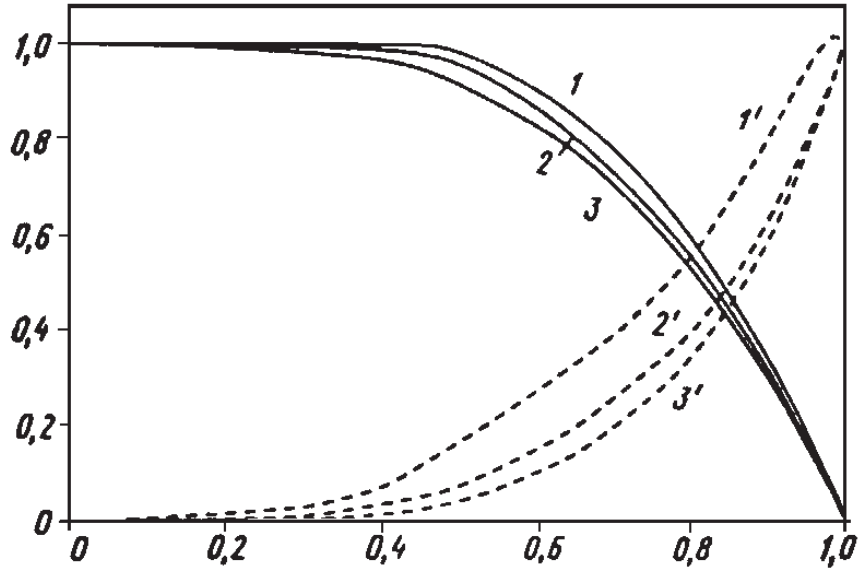


Рис. 1.2: Зависимости от приведенной температуры $t = T/T_c$ функций $\lambda^2(0)/\lambda^2(t)$ (сплошные кривые) и скорости релаксации ядерного спина (штрихи) для констант связи 2 (1,1'); 3.5 (2,2') и 5 (3,3') [33].

Заметим также, что в случае электрон-фононного взаимодействия в изотропном сверхпроводнике с синглетным s -типом спаривания и дебаевским спектром фононов коэффициент затухания квазичастиц $\Gamma(T)$ оказывается пропорциональным T^3 при $T < T_c$ [36, 37], если при решении уравнений Элиашберга пренебречь фононными поправками к электромагнитной вершине (vertex correction). Если же эти поправки учесть, то, согласно работе [38], $\Gamma(T) \propto T^5$.

Отсутствие когерентного пика в ВТСП и большое отношение $\Delta(0)/T_c$ являются аргументами в пользу сильного взаимодействия в этих системах.

1.5 Смешанная симметрия сверхпроводящего параметра порядка

Несмотря на более точный характер теории сильной связи, линейную низкотемпературную зависимость глубины проникновения в ее рамках при изотропной щели по-прежнему объяснить не удастся. Как уже отмечалось во Введении, простым выходом из ситуации

является предположение о наличии нулей щели в спектре элементарных возбуждений. На смену изотропного s -спаривания приходит d - или, в более общем виде, смешанная $d + s$ -волновая симметрия параметра порядка. В последнем случае щель в спектре возбуждений имеет угловую зависимость вида $\Delta(\mathbf{k}) = \Delta[\cos(2\phi) + r]$, где ϕ - угол между квазиимпульсом и кристаллографической осью a кристалла, а величина r определяет относительный вклад s -компоненты щели.

Для дальнейших расчетов мы будем пользоваться моделью слабой связи, расширенной на $d + s$ случай [39]. В случае анизотропной щели потенциал взаимодействия $V(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ электронов с импульсами \mathbf{k} и \mathbf{k}' должен иметь угловую зависимость:

$$N_n V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = -2\lambda\{\cos(2\phi)\cos(2\phi') + g[\cos(2\phi) + \cos(2\phi')]\} + \mu, \quad (1.27)$$

где ϕ и ϕ' - углы, которые образуют с осью a , соответственно, вектора \mathbf{k} и \mathbf{k}' , N_n - плотность состояний в нормальной фазе, λ - константа притяжения между фермионами, g - мера орторомбического искажения, а μ - кулоновское отталкивание. Поверхность Ферми будем считать эллиптической с эксцентриситетом ϵ . Уравнение (1.15) в этом случае обобщается путем усреднения по углам в правой части и приводит к следующей системе уравнений относительно переменных z и r :

$$z + r = \pi T \sum_{\omega} \left\langle \frac{2\lambda(zz' + g(z + z') - \mu)(z' + r)}{\sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2(z' + r)^2}} (1 + \alpha_1 z' + \alpha_2(2z'^2 - 1)) \right\rangle_{\phi}, \quad (1.28)$$

где введены следующие обозначения:

$$z = \cos(2\phi) \quad z' = \cos(2\phi') \quad \alpha_1 = \frac{2}{\epsilon} \left(\sqrt{1 - \epsilon^2} - 1 \right) \quad \alpha_2 = -2 \left(\frac{\alpha_1}{\epsilon} + 1 \right). \quad (1.29)$$

В результате численного решения уравнения (1.28) можно получить температурные зависимости $\Delta(T)$ и $r(T)$. На Рис. 1.3 в качестве примера приведены температурные зависимости щели для случаев s - и d -спаривания. Заметим, что полученные температурные зависимости весьма похожи и отличаются, в основном, отношением $2\Delta(0)/T_c$, которое для d -спаривания оказывается равным 4.27. Гораздо более сильное влияние наличие нулей в угловой зависимости щели оказывает на электронную плотность состояний

$$N(E) = N_n \left\langle \Re \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2(z + r)^2}} (1 + \alpha_1 z + \alpha_2(2z^2 - 1)) \right\rangle_{\phi}, \quad (1.30)$$

которая, как показано на рисунке 1.4 отлична от нуля при всех энергиях $E > 0$. В случае d -симметрии плотность состояний имеет максимум при $E = \Delta$, а в случае $d + s$ - два максимума при $E = \Delta(1 \pm r)$.

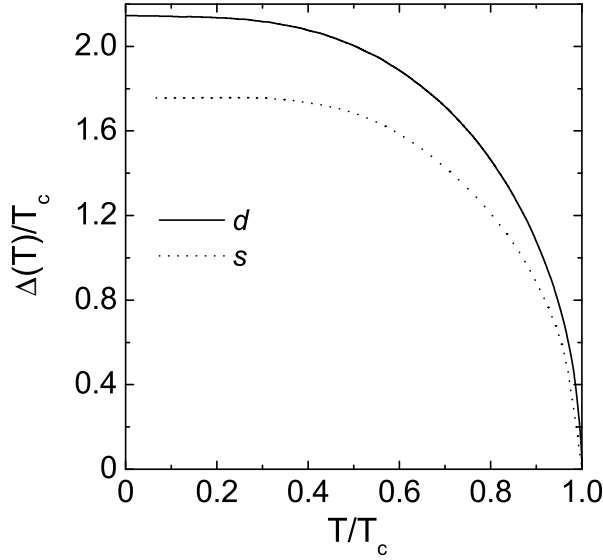


Рис. 1.3: Зависимости от приведенной температуры величины щели в спектре элементарных возбуждений для симметрии s и d типа.

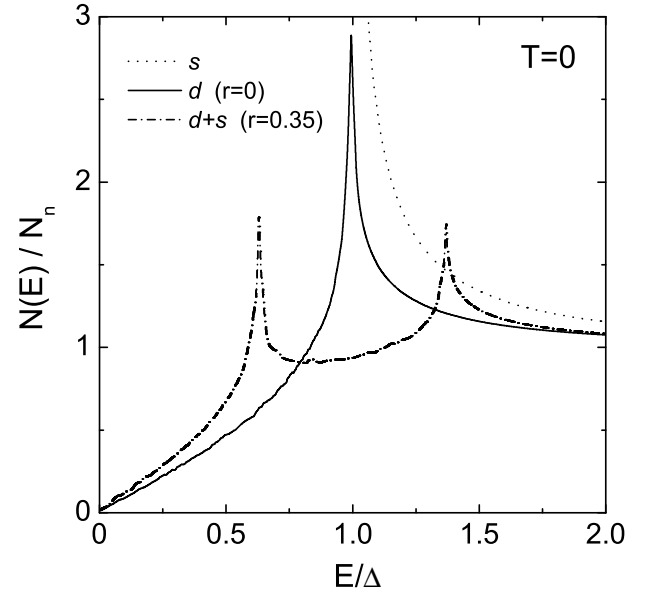


Рис. 1.4: Энергетическая зависимость плотности состояний при нулевой температуре для различных симметрий $\Delta(\mathbf{k})$.

Глубина проникновения поля определяется следующей формулой [40]:

$$\frac{1}{\lambda_{a,b}^2(T)} = 2\pi T \mu_0 e^2 N_n v_F^2 \left\langle (1 \pm z)(1 \pm \epsilon)^2 (1 + z\epsilon)^{-2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Delta^2(z+r)^2}{[\omega_n^2 + \Delta^2(z+r)^2]^{\frac{3}{2}}} \right\rangle_{\phi}. \quad (1.31)$$

На рисунке 1.5 результаты расчетов глубины проникновения по формулам этого параграфа сравниваются с экспериментальными данными из работ [8] (квадраты) и [41] (треугольники). Видно, что использовавшаяся модель позволяет, по крайней мере качественно, описать такие особенности поведения кривых $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$, как сильно отличающиеся наклоны при низких температурах и перегиб в промежуточной области температур. В работе [42] нами была предпринята попытка расчетов в этой же модели, обобщенной на предмет наличия примесей [43]. Было обнаружено, в частности, что по мере увеличения амплитуды рассеяния Γ перегиб в кривой $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ становится все более отчетливым. Однако области заметных изменений рассчитанных зависимостей соответствуют, по-видимому, слишком завышенные значения $\Gamma \sim \Delta(0)$. В качестве примера на правой части рисунка 1.5 результат таких расчетов показан сплошной линией.

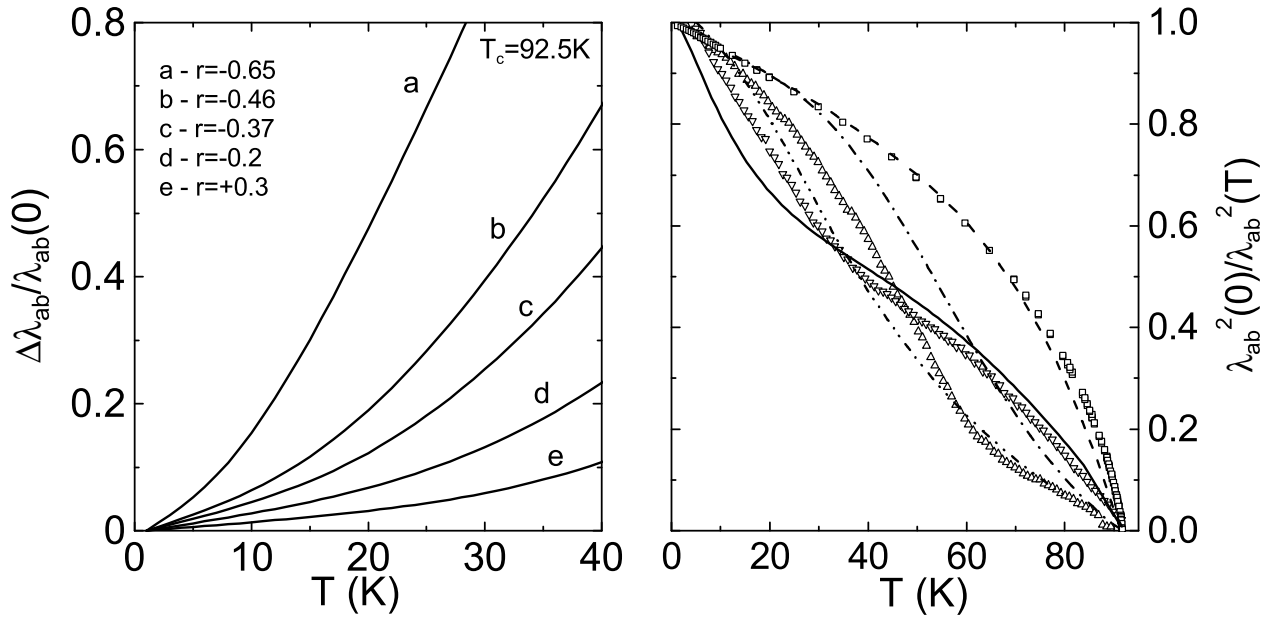


Рис. 1.5: Температурные зависимости $\Delta\lambda(T)$, рассчитанные в рамках модели слабой связи с $d + s$ -симметрией щели для различных значений r . На правом рисунке зависимости $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ из работ [8] (квадраты) и [41] (треугольники) сравниваются с рассчитанными; сплошной линией показан расчет при наличии магнитных примесей.

1.6 Двухжидкостная модель Гортера-Казимира

Макроскопические свойства классических сверхпроводников просто описываются феноменологической теорией Лондонов [44] и соответствующей ей двухжидкостной моделью Гортера и Казимира [45], основанной на локальной связи между плотностью тока и векторным потенциалом магнитного поля. Применительно к анализу поведения сверхпроводников в электромагнитном поле частоты ω суть модели 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 τ нормальных носителей; их движение описывается вторым законом Ньютона. Решая уравнения движения, находим выражения для

компонент комплексной проводимости $\sigma' = \sigma' - i\sigma''$:

$$\sigma' = \frac{n_n e^2 \tau}{m} \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad \sigma'' = \frac{n_s e^2}{m\omega} \left[1 + \frac{n_n}{n_s} \frac{(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2} \right]. \quad (1.32)$$

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 диапазоне сантиметровых и более длинных волн вид всех этих кривых слабо зависит от параметра $\omega\tau < 1$. При уменьшении $T < T_c$, когда $\sigma' \ll \sigma''$, согласно (1.9), поверхностное сопротивление $R(T) \propto \sigma'(T)$ степенным образом стремятся к нулю, а реактанс $X(T) \rightarrow \omega\mu_0\lambda_L$. Из выражений (1.8) следует, что функции $X(T)/X(T_c)$ и $\sigma''(T)/\sigma(T_c)$ при $T < T_c$ быстро насыщаются, достигая своих предельных значений $(2\omega\tau)^{1/2}$ и $(\omega\tau)^{-1}$, соответствующих нулевой температуре.

В обратном предельном случае $\sigma' \gg \sigma''$ ($T > T_c$), согласно (1.10), $R(T_c) = X(T_c)$, причем в непосредственной окрестности T_c имеется очень узкий пик на кривой $X(T)$ при $T_m = T_c(1 - \omega\tau/\sqrt{3})^{1/4}$, амплитуда которого $X(T_m) \simeq 1.16X(T_c)$. Такой пик наблюдался в классических сверхпроводниках Ta и Nb [46, 47].

Температурные зависимости (1.8), рассчитанные в рамках двухжидкостной модели Гортера и Казимира при $\omega\tau = 0.1$, представлены на рис. 1.6.

1.7 Обобщенная двухжидкостная модель

В отсутствие полной микроскопической модели, описывающей свойства ВТСП, полезным кажется поиск простого и физически ясного феноменологического подхода, аналогичного модели Гортера и Казимира. В этом параграфе мы будем следовать обобщенной двухжидкостной модели (ОДМ), предложенной в работе [48] и развитой в [25].

В модели Гортера и Казимира величина τ не зависит от температуры. Это вполне естественно, если поведение нормальных носителей в сверхпроводнике считать аналогичным поведению электронов в обычном металле. В соответствии с правилом Матиссена время релаксации квазичастиц нормального металла при температуре ниже температуры Дебая Θ имеет вид:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{imp}}} + \frac{1}{\tau_{\text{e-ph}}}. \quad (1.33)$$

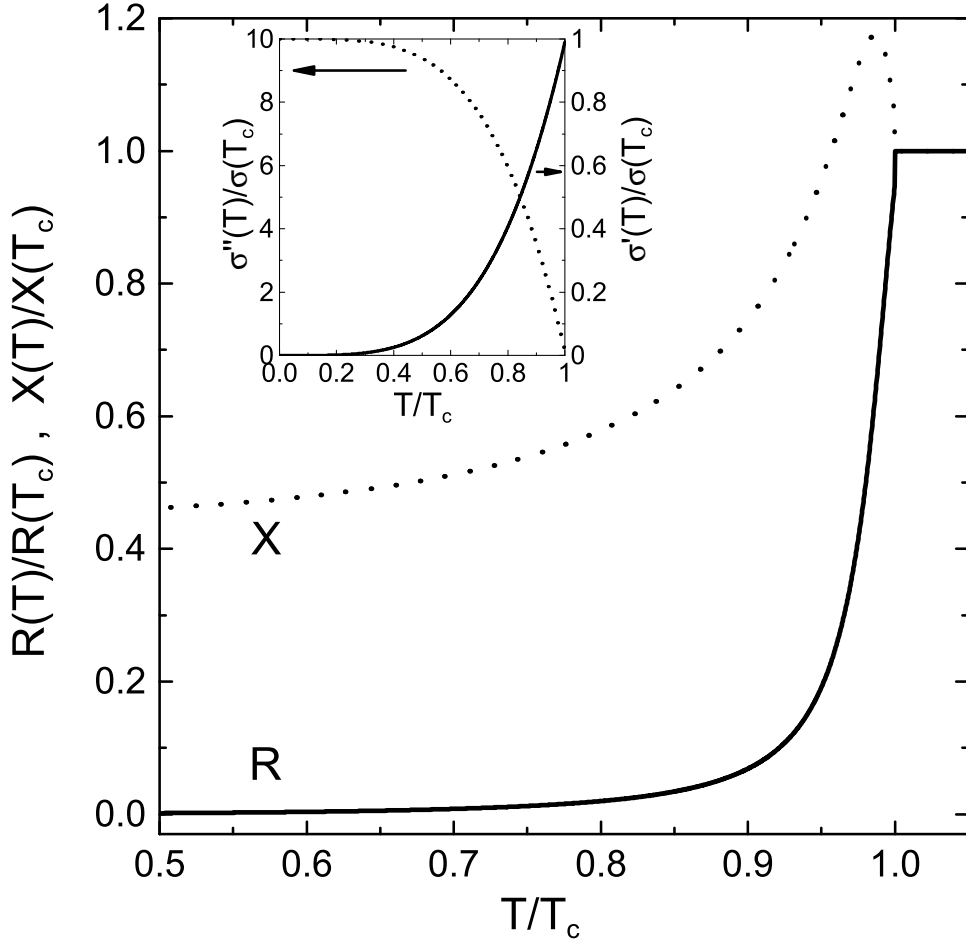


Рис. 1.6: Температурные зависимости компонент поверхностного импеданса и проводимости в модели Гортера-Казимира.

Первый член в правой части этого уравнения описывает рассеяние на примесях, а второй – неупругое рассеяние электронов на фононах. В классических сверхпроводниках характерное значение $T_c \lesssim 10$ К и рассеяние происходит на примесях, т.е. не зависит от T . Поэтому температурная зависимость компонент проводимости (1.32) определяется только функциями $n_n(T)$ и $n_s(T) = n - n_n(T)$. Характерное значение критической температуры ВТСП составляет $T_c \sim 100$ К и вполне естественным является учет члена, отвечающего неупругому рассеянию. Запишем формулу Блоха-Грюнайзена в следующем виде:

$$\frac{1}{\tau(t)} = \frac{1}{\tau(T_c)} \frac{\beta + t^5 \mathcal{J}_5(\kappa/t) / \mathcal{J}_5(\kappa)}{\beta + 1}, \quad \mathcal{J}_5(\kappa/t) = \int_0^{\kappa/t} \frac{z^5 e^z dz}{(e^z - 1)^2}, \quad (1.34)$$

где $\kappa = \Theta/T_c$, $t = T/T_c$. При $T > \Theta/5$ ($\kappa < 5t$) из (1.34) получаем линейную температурную зависимость $1/\tau(t) \propto t$ и, следовательно, линейную зависимость электросопротивления в

нормальном состоянии. При $T < \Theta/10$ ($\kappa > 10t$), выражение (1.34) принимает вид

$$\frac{1}{\tau(t)} = \frac{1}{\tau(T_c)} \frac{\beta + t^5}{\beta + 1}. \quad (1.35)$$

Как отмечалось выше, степенные зависимости времени релаксации характерны для сверхпроводников с сильной связью. Кроме того, в условиях сильной связи квазичастицы возникают без переброса через энергетическую щель и могут находиться в состояниях с любой энергией вплоть до нуля. Такие состояния можно отнести к бесщелевым, а возникающие квазичастицы рассматривать как нормальные носители в двухжидкостной модели. Эти факты являются связующим звеном между нашей феноменологической моделью и микроскопической теорией.

Используя зависимость (1.35) и измеренную температурную зависимость плотности сверхпроводящих носителей мы можем вычислить значения поверхностного сопротивления $R_{ab}(T)$ по формуле (1.6). На Рис. 1.7 результаты таких расчетов сравниваются с экспериментальными данными из работы [49]. Заметим, что подгоночные параметры в этом случае отсутствуют, т.к. времена релаксации при температурах $T = 0$ и $T = T_c$ находятся из следующих соотношений:

$$\omega\tau(T_c) = \frac{\sigma'(T_c)}{\sigma''(0)} = \frac{X^2(0)}{2R^2(T_c)} \quad \omega\tau(0) = \left. \frac{dR}{dX} \right|_{T \rightarrow 0}. \quad (1.36)$$

Для сравнения на этом же графике приведены зависимости поверхностного сопротивления, полученные заменой члена t^5 в формуле (1.35) на t^4 и t^6 .

При низких частотах остаточное сопротивление $R_{\text{res}} = R(T)|_{T \rightarrow 0}$ в высококачественных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ столь мало, что можно обойтись без его учета. При повышении частоты R_{res} возрастает, как правило, как квадрат частоты. По этой причине к рассчитанной на рисунке 1.8 зависимости $R(T)$, соответствующей наибольшей частоте $f = 75.3$ ГГц, мы добавили независящую от температуры константу R_{res} . В тетрагональных ВТСП остаточное сопротивление обычно больше, чем в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, и его учет бывает важен и при более низких частотах. На Рис. 1.9 приведены результаты измерений поверхностного сопротивления монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ из работы [50]. Теоретические зависимости получены аналогично предыдущему случаю. В качестве времени релаксации взята формула (1.34), кроме того, добавлена константа $R_{\text{res}} \propto \omega^2$. Как видим, все три экспериментальные кривые замечательно описываются с помощью всего двух подгоночных параметров ($\kappa = 4$ и $R_{\text{res}}(14.4 \text{ ГГц}) = 0.3 \text{ м}\Omega$). Заметим также, что с используемой

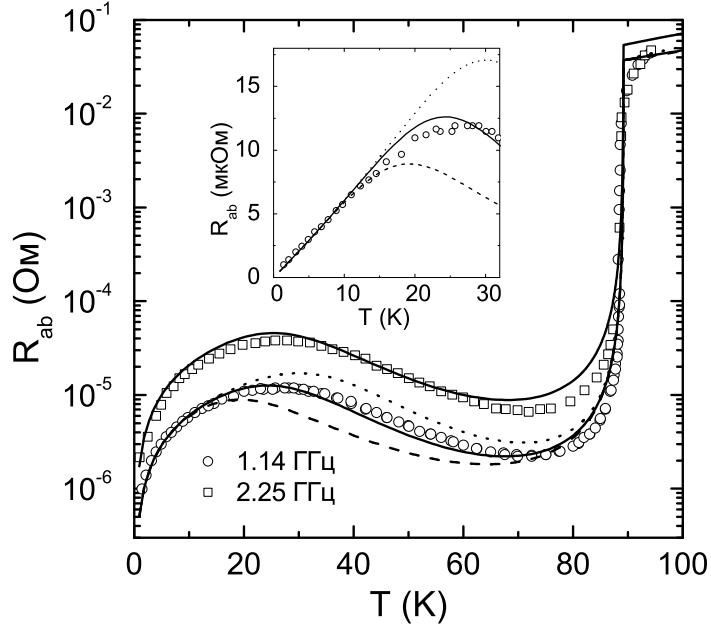


Рис. 1.7: Температурные зависимости поверхностного сопротивления на частотах $f = 1.14$ и 2.25 ГГц из работы [49]. Соответствующие расчеты в рамках ОДМ ($\tau(T_c) = 10^{-13}$ с, $\beta = 0.005$) показаны сплошной линией. Штриховая линия соответствует замене члена t^5 в формуле (1.35) на t^4 , а пунктирная – на t^6 .

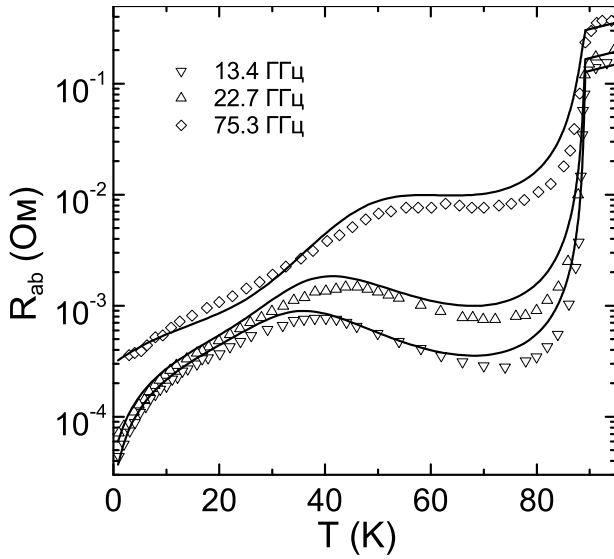


Рис. 1.8: Сравнение ОДМ ($R_{res}(75.3\text{ГГц}) = 0.3$ мОм) с температурными зависимостями поверхностного сопротивления $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ на более высоких частотах из работы [49].

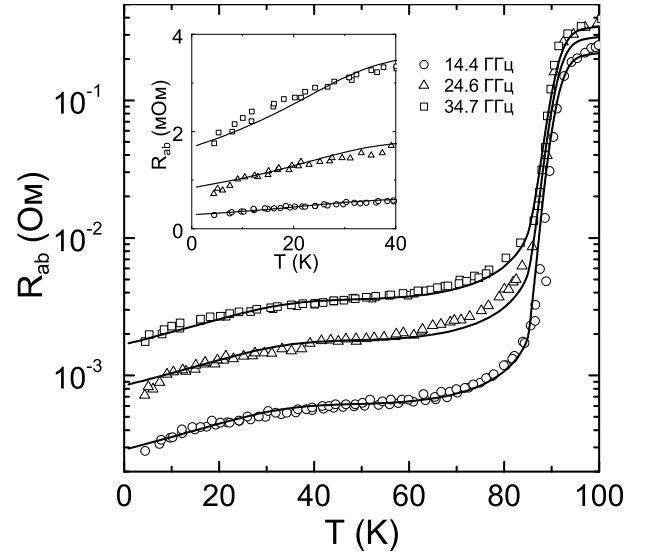


Рис. 1.9: Сравнение ОДМ ($\tau(T_c) = 8 \cdot 10^{-14}$ с, $\beta = 0.1$, $\kappa = 4$, $R_{res}(14.4\text{ГГц}) = 0.3$ мОм) с температурными зависимостями поверхностного сопротивления $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ из работы [50].

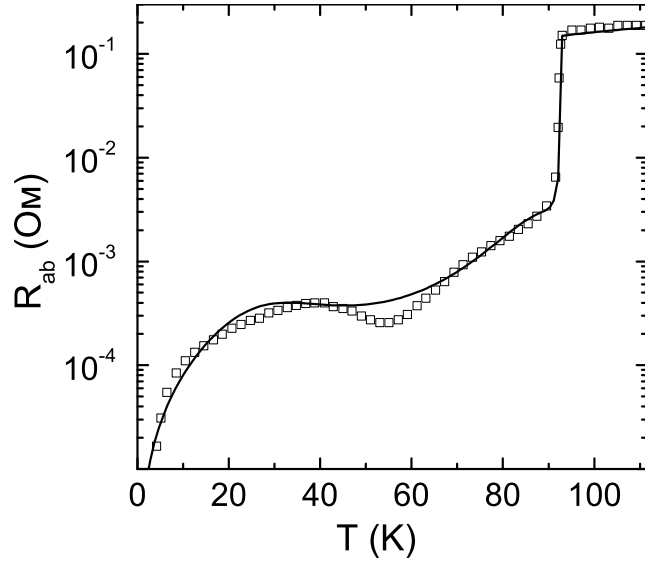


Рис. 1.10: Сравнение ОДМ ($\tau(T_c) = 6.3 \cdot 10^{-14}$ с, $\beta = 0.02$, $\kappa = 4$) с температурными зависимостями поверхностного сопротивления $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ из работы [51].

зависимостью времени релаксации от температуры можно описать такую экзотическую особенность, как "плечо" у кривой $R(T)$, наблюдавшееся в работе [51] и показанное на Рис. 1.10.

В температурной зависимости действительной части проводимости образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ из работы [50], изображенной на Рис. 1.11, видны два характерных для кристаллов ВТСП пика – широкий при низких температурах и узкий вблизи перехода. Первый легко объясняется в терминах двухжидкостной модели: при понижении температуры время релаксации заметно увеличивается, что приводит к росту проводимости; при еще более низких температурах $\tau(t)$ насыщается, выходя на время рассеяния на примесях, а концентрация нормальных носителей уменьшается, что приводит к падению проводимости. Большая величина остаточного сопротивления может приводить к отсутствию спада проводимости, что отражено в критерии наличия максимума в $\sigma'(T)$ [25]:

$$R_{\text{res}} < \frac{X(0)}{3} \left. \frac{dR(T)}{dX(T)} \right|_{T \rightarrow 0} = \frac{X(0)}{3} \omega \tau(0). \quad (1.37)$$

Качественным объяснением второго пика могут служить флуктуационные эффекты [52]. Экспериментально измеряемая ширина пика в проводимости варьируется от долей до нескольких градусов даже в соединениях одного и того же стехиометрического состава, в результате чего получить количественное согласие теории с экспериментом довольно сложно. Более простой и наглядной причиной этого пика является неоднородное уши-

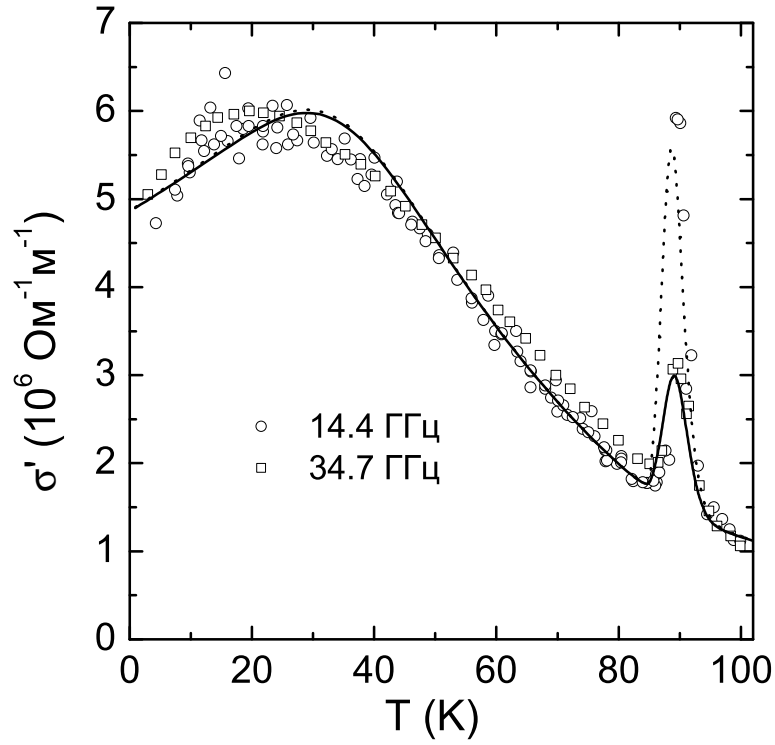


Рис. 1.11: Температурные зависимости действительной части проводимости монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ из работы [50] в сравнении с результатами ОДМ ($\delta T_c = 2$ К).

рение сверхпроводящего перехода. В рамках этого подхода предполагается, что разные области сверхпроводника имеют слегка отличающиеся критические температуры. Если размер каждой такой области меньше глубины проникновения поля, то вычисление эффективного поверхностного импеданса Z_{eff} сводится к усреднению по объему импеданса таких областей, т.е.

$$Z^{\text{eff}}(T) = R^{\text{eff}}(T) + iX^{\text{eff}}(T) = \int_{\delta T_c} Z(T, T_c) f(T_c) dT_c, \quad (1.38)$$

где $f(T_c)$ - такая функция распределения, что объем областей, имеющих критическую температуру в диапазоне $T_c < T < T_c + dT_c$, равен $f(T_c)dT_c$, а δT_c - разброс значений критической температуры. В простейшем случае можно взять $f(T_c)$ в виде распределения Гаусса с шириной δT_c . Найдя температурную зависимость $Z_{\text{eff}}(T)$ можно по общим формулам пересчитать ее в эффективную проводимость $\sigma'_{\text{eff}}(T)$, которая будет иметь пик при $T = T^*$ шириной δT_c и амплитудой

$$\frac{\sigma'(T^*) - \sigma'(T_c)}{\sigma'(T_c)} \approx \begin{cases} \gamma & \text{if } \gamma > 1, \\ \gamma^2 & \text{if } \gamma < 0.1, \end{cases} \quad (1.39)$$

где $\gamma = \delta T_c / [T_c \omega \tau(T_c)]$. На Рис. 1.11 линиями изображена полученная таким способом зависимость проводимости.

Для того, чтобы наша феноменологическая модель была полной, приведем эмпирическую формулу для $n_s(t)$, хорошо описывающую все известные результаты измерений мнимой части проводимости монокристаллов ВТСП:

$$n_s/n = (1 - t)^\alpha (1 - \delta) + \delta(1 - t^{4/\delta}), \quad (1.40)$$

первый член в которой обязан своим происхождением линейной низкотемпературной зависимости глубины проникновения, а наличие второго вызвано необходимостью описать перегибы в кривых $\sigma''(T)$, наблюдавшиеся в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

Отметим также недавнюю теоретическую работу [53], в которой была рассчитана действительная часть микроволновой проводимости $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Ее авторы предполагали параметр порядка имеющим d -волновую симметрию и подавляющимся вблизи примесных центров. Результаты расчетов хорошо описывали использовавшиеся экспериментальные данные [49] и практически неотличимы от результатов, полученных в рамках обобщенной двухжидкостной модели.

Глава 2

Методика измерений

2.1 Экспериментальная установка

Для прецизионных измерений микроволнового импеданса и проводимости монокристаллов ВТСП, имеющих, как правило, размеры не более одного миллиметра, наиболее удобным является так называемый "hot finger" метод, предложенный в работе [54]. Его суть заключается в следующем. В определенную точку высокочастотного резонатора вносится образец, смонтированный на теплоизолированном от самого резонатора диэлектрическом стержне. Измеряются зависимости добротности и сдвига частоты резонатора с образцом $(Q, \Delta f)$ и без образца $(Q_0, \Delta f_0)$ как функции температуры T образца. Зная распределение полей в резонаторе, полученные зависимости можно пересчитать в импеданс или проводимость. Мы использовали цилиндрический объемный ниобиевый резонатор диаметром и высотой 42 мм, который омывался снаружи жидким гелием и находился в сверхпроводящем состоянии. Распределения электромагнитных полей для такого резонатора хорошо известны, см., например, монографию [56]. Эскиз резонаторного блока показан на Рис. 2.1. В качестве рабочей была выбрана мода H_{011} , отличительными особенностями которой являются (i) отсутствие высокочастотных токов между крышками и цилиндрическими стенками резонатора, что не снижает добротности при использовании разборного резонатора и (ii) наличие в центре резонатора максимального и однородного магнитного СВЧ-поля и отсутствие там электрического. В качестве держателя образца использовался сапфировый стержень диаметром 2 мм, обладающий хорошей теплопроводностью и низким поглощением СВЧ-излучения. Резонатор запитывался СВЧ-мощностью с помощью петель связи.

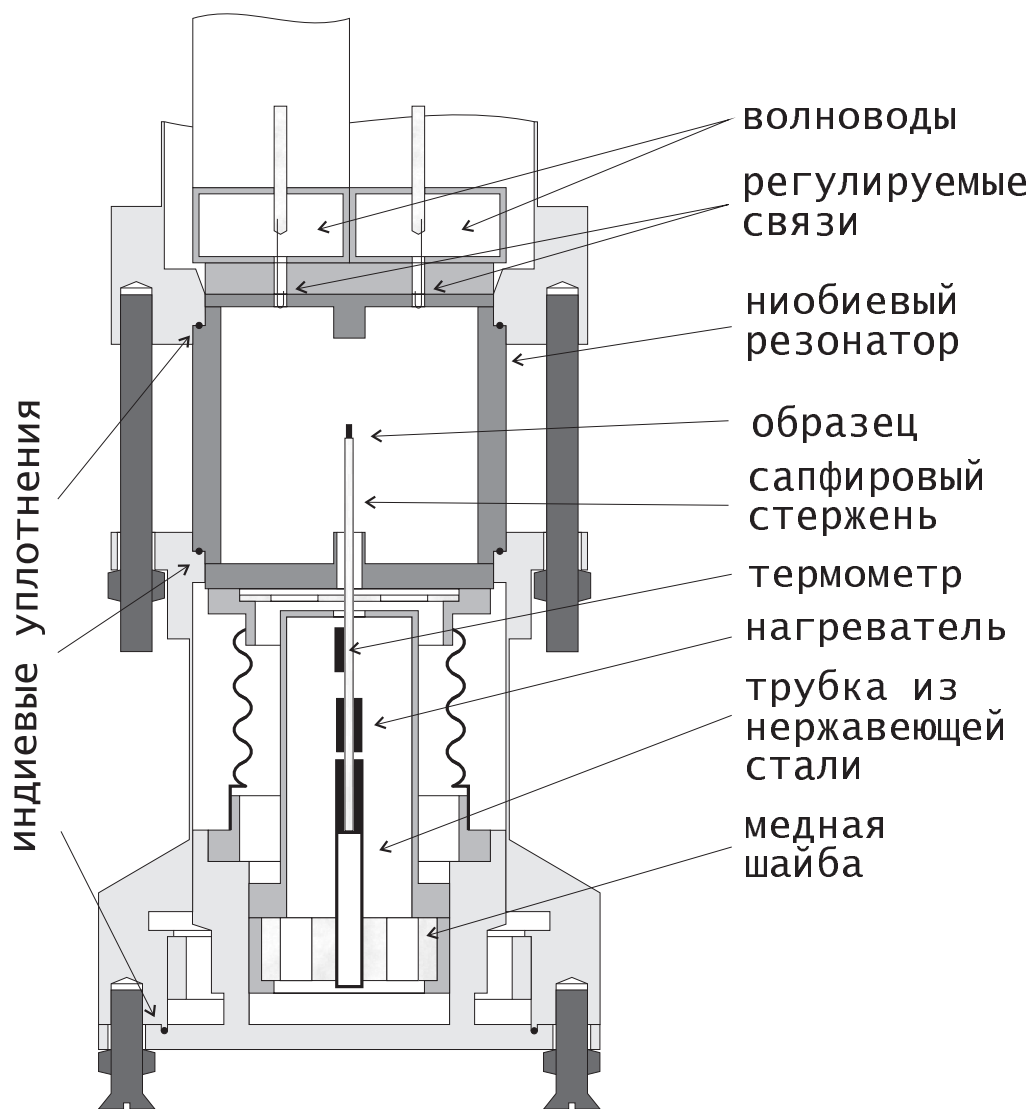


Рис. 2.1: Эскиз резонаторного блока.

Важной особенностью данной конструкции является возможность регулирования степени связи микроволнового тракта с резонатором во время гелиевого опыта. Это достигается за счет перемещения петель связи на расстояние вплоть до ~ 5 мм внутрь и наружу резонатора и приводит к изменению добротности резонатора от $Q_0^{max} \sim 10^7$ до $Q_0^{min} \sim 10^4$ и изменению мощности, входящей в резонатор на ~ 20 dB.

2.2 Измерительная схема

Измерительная схема изображена на Рис. 2.2. Ее основными составляющими являются компьютер, СВЧ-генератор, резонаторный блок и блоки регулировки температуры и изме-

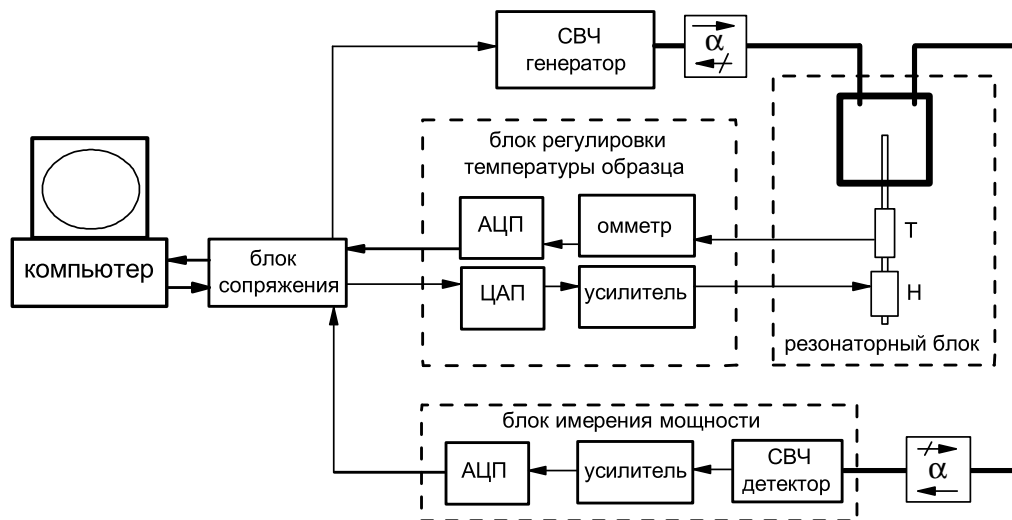


Рис. 2.2: Измерительная схема. Жирными линиями показаны элементы микроволнового тракта.

рения прошедшей мощности. В качестве генератора использовался собранный совместно с группой из НИИФТРИ (г. Иркутск) синтезатор ГС-9, работающий по принципу фазовой автоматической подстройки частоты. В качестве датчика температуры использовался резистор марки TVO, сопротивление которого измерялось омметром Ш-300. Связь приборов с компьютером осуществлялась с помощью блока сопряжения САМАС.

Измерение частоты и добротности резонатора проходит следующим образом. Компьютер считывает значение текущей температуры образца и выдает управляющий сигнал на нагреватель. После установления необходимой температуры компьютер разворачивает частоту генератора в необходимой полосе, снимая при этом сигнал с измерителя мощности и не прекращая при этом стабилизировать температуру. Полученная в результате резонансная кривая анализируется, вычисляются значения частоты, добротности, амплитуды сигнала. Полученные данные, температура образца, текущее время и оценочная ошибка в определении добротности записываются на жесткий диск компьютера, и эксперимент продолжается.

Измерения сверхпроводящих образцов проходят в два этапа. На первом происходят измерения начиная с температуры $T_{min} \sim 2 \div 5$ К при минимальных связях СВЧ-тракта с резонатором, когда достигается максимальная добротность и, следовательно, максимальная точность измерения малых потерь в сверхпроводящем состоянии. При приближении температуры к T_c потери энергии в образце растут, и проходящий сигнал падает, что

делает невозможным измерить свойства нормального состояния. На втором этапе связи увеличиваются до значения, обеспечивающего достаточный сигнал в нормальном состоянии, после чего проводятся измерения от T_{min} до максимально необходимой температуры (обычно $T_{max} \sim 200$ К). Полученные при разных связях кривые сшиваются путем вычитания из измерений $1/Q(T)$ и $\Delta f(T)$ проведенных при больших связях констант, необходимых для их совмещения с измерениями при малых связях. Из полученных в результате этого совмещения зависимостей во всем температурном диапазоне вычитаются температурные зависимости $1/Q_0(T)$ и $\Delta f_0(T)$, полученные при измерениях с сапфировым стержнем внутри резонатора, но без образца. Это и есть экспериментальные данные по отклику образца, которые, как будет показано ниже, пересчитываются в импеданс и проводимость.

2.3 Измеряемые величины

Электродинамика слоистых ВТСП характеризуется компонентами $\sigma_{ab} = \sigma'_{ab} - i\sigma''_{ab}$ и $\sigma_c = \sigma'_c - i\sigma''_c$ тензора проводимости. Затухание магнитного поля вдоль оси c определяется действительной частью глубины проникновения δ_{ab} , а в плоскости ab – действительной частью δ_c , где

$$\delta_{ab} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma_{ab}}}, \quad \delta_c = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma_c}}. \quad (2.1)$$

В сверхпроводящем состоянии, если $\sigma' \ll \sigma''$, величины $\Re(\delta_{ab})$ и $\Re(\delta_c)$ переходят, соответственно, в $\lambda_{ab} = \sqrt{1/\omega\mu_0\sigma''_{ab}}$ и $\lambda_c = \sqrt{1/\omega\mu_0\sigma''_c}$. В нормальном состоянии выполняется противоположное неравенство, $\sigma' \gg \sigma''$, и величины глубин проникновения совпадают с соответствующими глубинами скин-слоя.

Измерение микроволнового отклика удобно проводить в двух ориентациях образца относительно микроволнового магнитного поля: в поперечной (T -ориентации, Рис. 2.3б) и продольной (L -ориентации, Рис. 2.3а). В первом случае экранирующие токи текут только в ab -плоскости кристалла (измеряется отклик купратных плоскостей), а во втором – как в ab -плоскости, так и в c -направлении. Остановимся сначала на случае T -ориентации.

Вынужденные колебания резонатора при наличии потерь характеризуются комплексной частотой

$$\hat{\omega} = \omega + i\omega/2Q, \quad (2.2)$$

где $\omega = 2\pi f$ и Q – собственная частота и нагруженная добротность резонатора.

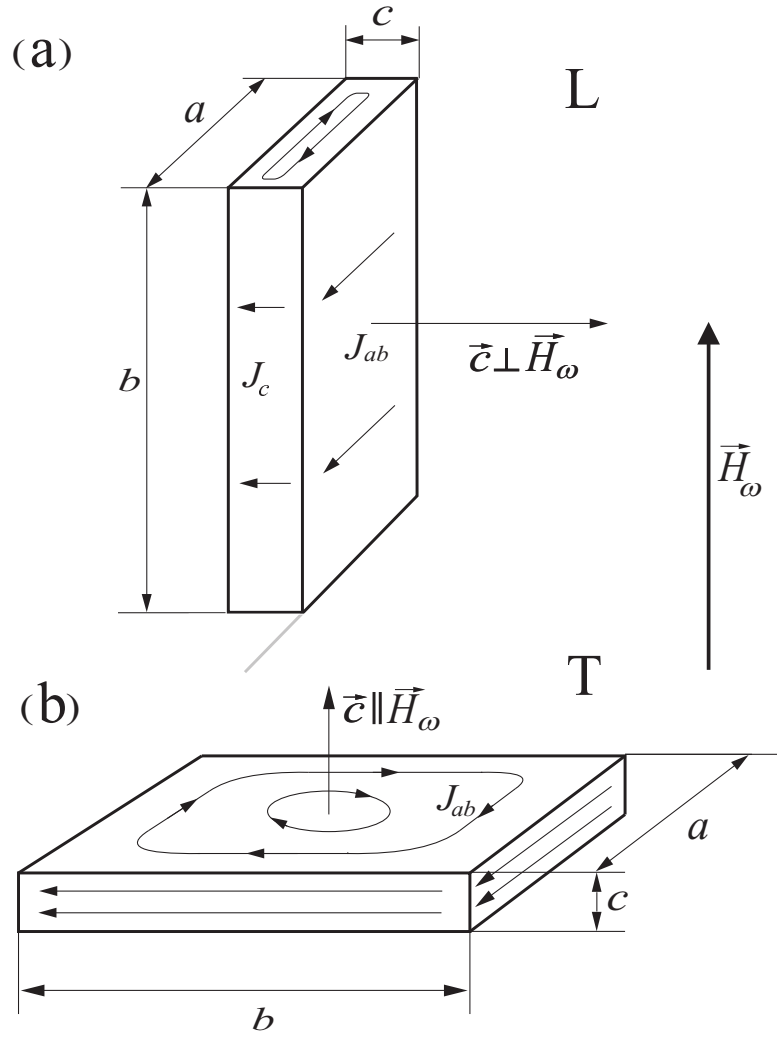


Рис. 2.3: Две ориентации образца относительно переменного магнитного поля: (а) – продольная (L) и (б) – поперечная (T).

Разность средних мощностей потерь в резонаторе с образцом и в пустом резонаторе равна мощности P , поглощаемой самим образцом, которая при выполнении условия $\text{Re}(\delta_{ab}) \ll c$, где c – размер образца в направлении оси c (рис. 2.3), равна

$$P = \frac{1}{2} \int_S R H_\tau^2 dS, \quad (2.3)$$

где интегрирование тангенциальной составляющей магнитного поля H_τ идет по площади S образца. Энергия, запасенная в резонаторе,

$$W = \frac{\mu_0}{2} \int_V H^2 dV, \quad (2.4)$$

где V – объем резонатора, H^2 – квадрат полного поля, установившегося в резонаторе.

Разность обратных добротностей резонатора равна

$$\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} = \frac{P}{\omega W} = \frac{R \int_s H_\tau^2 dS}{\omega \mu_0 \int_V H^2 dV} = \frac{R}{\Gamma}, \quad (2.5)$$

где

$$\Gamma = \frac{2\omega W}{\gamma}, \quad \gamma = \int_s H_\tau^2 ds, \quad (2.6)$$

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 $\hat{\omega}$, связанную с внесением образца в резонатор. Из формул (2.2), (2.5) находим величину $\hat{\omega}$:

$$\hat{\omega} = \omega + \frac{i\omega R}{2\Gamma}. \quad (2.7)$$

Изменение температуры образца, приводящее к изменению его импеданса $\Delta Z(T) = \Delta R(T) + i\Delta X(T)$, можно рассматривать как малое возмущение, результатом которого является сдвиг $\Delta\hat{\omega}(T)$ комплексной частоты $\hat{\omega} = \hat{\omega}(Z)$:

$$\Delta\hat{\omega}(T) = \frac{\partial\hat{\omega}}{\partial Z} \Delta Z = \frac{\partial\hat{\omega}}{\partial Z} (\Delta R + i\Delta X). \quad (2.8)$$

С другой стороны, согласно (2.7),

$$\Delta\hat{\omega}(T) = \frac{i\omega}{2\Gamma} (\Delta R - 2i\Gamma\Delta\omega(T)/\omega), \quad (2.9)$$

откуда, сравнивая с (2.8), находим изменение поверхностного реактанса образца

$$\Delta X(T) = -2\Gamma\Delta\omega(T)/\omega, \quad (2.10)$$

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

Итак, температурные зависимости действительной и мнимой частей поверхностного импеданса определяются из измеренных зависимостей с помощью соотношений:

$$R(T) = \Gamma [Q^{-1}(T) - Q_0^{-1}(T)], \quad X(T) = -\frac{2\Gamma}{f_0} [\Delta f(T) - \Delta f_0(T)] + X_0, \quad (2.11)$$

где Γ — геометрический фактор образца (2.6), X_0 — аддитивная константа.

При $T \geq T_c$ на микроволновых частотах проводимость ВТСП вещественна, следовательно, в T -ориентации константа X_0 , необходимая для определения величины $X(T)$ в (2.11), может быть найдена, согласно (1.5), из условия равенства мнимой и действительной частей импеданса в нормальном состоянии.

2.4 Геометрический фактор квадратного образца

Простую оценку геометрического фактора обычно получают из (2.6) в предположении, что напряженность магнитного поля на поверхности образца совпадает с амплитудой H_0 поля в центре невозмущенного резонатора:

$$\Gamma = \frac{\omega\mu_0 V}{4\gamma_0 A}, \quad \gamma_0 = \frac{V H_0^2}{\int_V H^2 dV}, \quad (2.12)$$

где A – площадь ab -границ кристалла, γ_0 – константа резонатора, которая определяется известной структурой полей и для моды H_{011} [56] равна $\gamma_0 = 10.6$.

Несмотря на то, что формула (2.12) дает правильное по порядку величины значение геометрического фактора, она не обеспечивает требуемой точности при исследовании тонких пластин (монокристаллы ВТСП имеют характерный поперечный размер $a \sim 1$ мм и толщину $c \sim 0.1$ мм), т.к. в (2.12) не учтен размагничивающий фактор.

Величину Γ можно определить экспериментально. Для этого необходимо измерить проводимость того же материала на постоянном токе и убедиться в справедливости соотношения для нормального скин-эффекта (1.5). Следует отметить, что точное измерение проводимости тонкой сильно анизотропной пластины даже на постоянном токе является не простой технической задачей. Тем не менее, можно измерить импеданс металлического имитатора образца тех же размеров и проводимость на постоянном токе объемного объекта, выполненного из того же материала, убедиться в справедливости соотношения (1.5) и, имея в виду малость глубины проникновения по сравнению с геометрическими размерами образца и имитатора, считать Γ образца равным экспериментально найденному геометрическому фактору имитатора и не зависящим от температуры.

Попробуем уточнить выражение (2.12). Как следует из формулы (2.6), для этого нужно вычислить интеграл γ . Будем использовать представление образца в форме плоской пластины со слабокруглыми краями [57]. Такой подход приводит к известной величине геометрического барьера для проникновения вихрей с краев образца [57, 58, 59]. При этом в мейснеровском состоянии распределение поля на поверхности пластины принимается равным $H_\tau(x) = H_0 x / \sqrt{(a/2)^2 - x^2}$, $-a/2 + c/4 \leq x \leq a/2 - c/4$, за исключением очень узкой области ($\approx c/4$) вблизи краев, где $\int_S H_\tau^2 dS$ логарифмически расходится. На боковых гранях кристалла поле считается однородным и равным $H_{edge} \approx H_0 \sqrt{a/c}$. В результате

при $c \ll a$ интеграл

$$\gamma = 16 \int_0^{\frac{1}{2}(a-c/2)} H_\tau^2(x) x dx + 4acH_0^2 a/c \simeq 2H_0^2 a^2 \left(\ln \left(\frac{a}{c} \right) + 1 \right) \quad (2.13)$$

в $(\ln(a/c)+1)$ раз превышает значение $2H_0^2 a^2$, используемое в формуле (2.12). Во столько же раз меньше будет и геометрический фактор Γ , вычисленный с помощью (2.6) и (2.13).

2.5 Геометрический фактор вытянутой пластины

Распределения полей на поверхности вытянутой пластины, т.е. кристалла с размерами $b \gg a > c$ были выведены нами в работе [60]. Как будет видно в дальнейшем, этот результат имеет важное значение, рассмотрим, поэтому, данный вопрос подробно.

Пусть вытянутый в направлении оси y идеальный проводник в форме параллелепипеда размерами $L_y \gg L_x, L_z$ помещен в постоянное магнитное поле $\mathbf{H} \parallel z$ (рис. 2.4). Задача о распределении поля вокруг такого проводника становится двумерной и может быть решена методом, предложенным в работе [61]. Вне проводника магнитное поле удовлетворяет уравнениям Максвелла $\nabla \times \mathbf{H} = 0$ и $\nabla \mathbf{B} = 0$. Первое из этих уравнений позволяет ввести скалярный потенциал φ , а второе - векторный потенциал \mathbf{A} : $\mathbf{H} = -\nabla\varphi = \nabla \times \mathbf{A}/\mu_0$. Выберем \mathbf{A} направленным вдоль оси y : $\mathbf{A} = (0, A, 0)$. Компоненты магнитного поля можно представить в виде [62]:

$$H_x - iH_z = -\frac{d\psi}{dw}, \quad (2.14)$$

где комплексный потенциал $\psi = \varphi + iA/\mu_0$ является аналитической функцией переменной $w = x + iz$, определяющей конформное отображение плоскости (x, z) на плоскость $(\varphi, A/\mu_0)$. Преобразование Шварца

$$\frac{dw}{d\psi} = -\frac{i}{H} \sqrt{\frac{(\psi - \psi_3)(\psi - \psi_{3'})}{(\psi - \psi_2)(\psi - \psi_{2'})}} \quad (2.15)$$

определяет соответствие между незаштрихованными областями на рис. 2.4. Поместив начало координат плоскости $(\varphi, A/\mu_0)$ в точку ψ_ϵ , получим $\varphi_\epsilon = 0$ и $A = 0$ ($\psi = \varphi$) вдоль пути $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow \epsilon \rightarrow 3' \rightarrow 2' \rightarrow 1'$. Из симметрии задачи $\varphi_2 = -\varphi_{2'}$ и $\varphi_3 = -\varphi_{3'}$. Интегрируя уравнение (2.15), получим связь координат x, z с потенциалом φ на поверхности проводника:

$$x = -\frac{\varphi_3}{H} \frac{\sqrt{1-k^2}}{k} E \left(\sqrt{1 - \frac{\varphi^2}{\varphi_2^2}}, \frac{1}{\sqrt{1-k^2}} \right), \quad (z = L_z/2, \quad 0 \leq x \leq L_x/2),$$

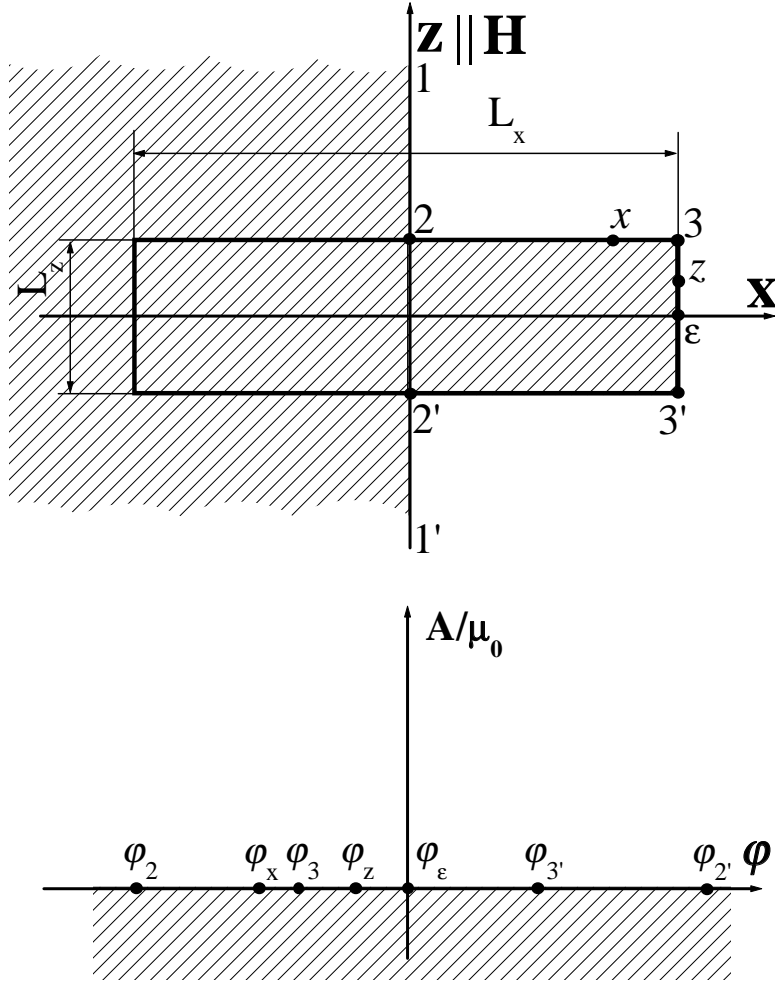


Рис. 2.4: Комплексные плоскости в пространствах координат и потенциалов.

$$z = -\frac{\varphi_3}{H} E\left(\frac{\varphi}{\varphi_2}, \frac{1}{k}\right), \quad (x = L_x/2, \quad 0 \leq z \leq L_z/2), \quad (2.16)$$

где $k = \varphi_3/\varphi_2$, а $E(u, v)$ - неполный эллиптический интеграл второго рода. Уравнения (2.14) и (2.16) определяют неявную зависимость величины магнитного поля на поверхности проводника от координат. Зависимость компонент $H_z(z)$ и $H_x(x)$ магнитного поля от координат, соответственно, на плоскостях $L_z L_y$ и $L_x L_y$ образца показана на верхней вставке рис. 2.5 для трех разных отношений L_z/L_x .

С помощью формул (2.14)-(2.16) легко вычислить магнитный момент проводника

$$M = \left| \frac{1}{2} \int \mathbf{j} \times \mathbf{r} dv \right| = -4L_y \left(\int_0^{L_x/2} x |H_x| dx + \frac{L_x}{2} \int_0^{L_z/2} H_z dz \right) \quad (2.17)$$

и интеграл γ в (2.6):

$$\gamma = 4L_y \left(\int_0^{L_x/2} H_x^2 dx + \int_0^{L_z/2} H_z^2 dz \right). \quad (2.18)$$

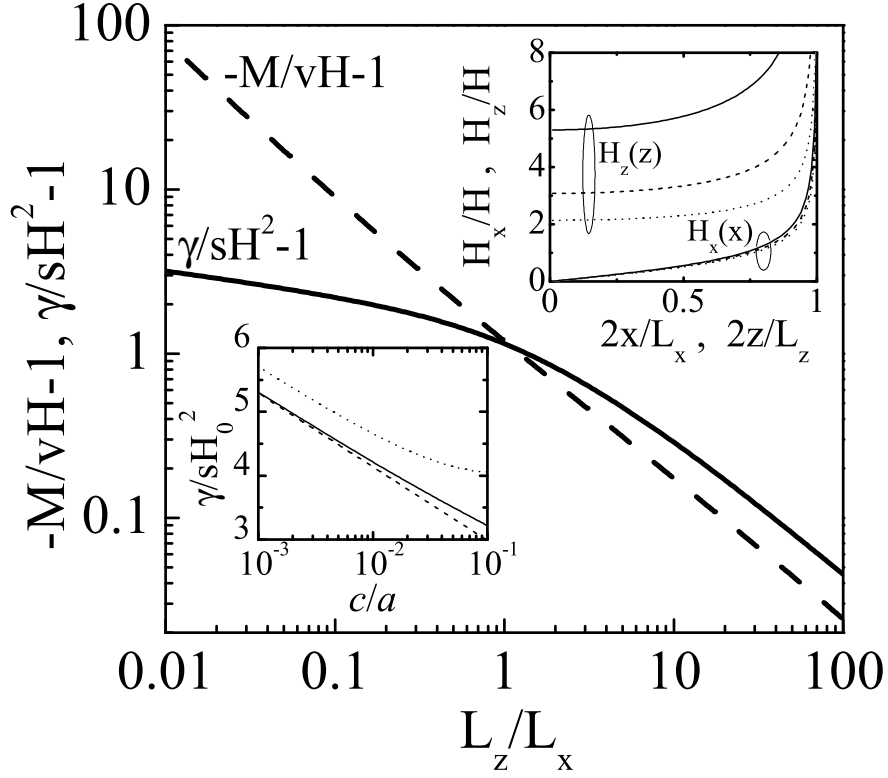


Рис. 2.5: Значения $[-M/vH - 1]$ (штриховая линия) и $[\gamma/sH^2 - 1]$ (сплошная линия), рассчитанные по формулам (2.19) и (2.20) как функции отношения L_z/L_x . На верхней вставке показаны распределения магнитного поля на гранях L_zL_y (верхние кривые) и L_xL_y (нижние кривые) для значений $L_z/L_x = 0.25$ (пунктир), 0.1 (штриховая линия), и 0.03 (сплошная линия). Нижняя вставка: γ/sH_0^2 как функция c/a . Сплошная и штриховая линии соответствуют расчетам по формулам (2.20) и (2.23). Пунктир – оценка сверху для γ/sH_0^2 полученная из Ур. (2.24) для $b = 4a$.

Для этого от интегрирования по координатам в (2.17) и (2.18) перейдем к интегрированию по потенциалу, используя (2.14) и (2.15):

$$-\frac{M}{L_y H} = \frac{4}{H} \left(\int_{\varphi_2}^{\varphi_3} x d\varphi - \frac{L_x}{2} \int_0^{\varphi_3} d\varphi \right) = \frac{\pi(1-k^2)L_z^2}{4} (E(k) - (1-k^2)K(k))^2, \quad (2.19)$$

$$\frac{\gamma}{L_y H^2} = \frac{4}{H} \left(\int_{\varphi_2}^{\varphi_3} \sqrt{\frac{\varphi_2^2 - \varphi^2}{\varphi^2 - \varphi_3^2}} d\varphi + \int_{\varphi_3}^0 \sqrt{\frac{\varphi_2^2 - \varphi^2}{\varphi_3^2 - \varphi^2}} d\varphi \right) = 2(L_x f_x + L_z f_z), \quad (2.20)$$

где

$$f_x = \frac{K(\sqrt{1-k^2}) - E(\sqrt{1-k^2})}{E(\sqrt{1-k^2}) - k^2 K(\sqrt{1-k^2})}, \quad f_z = \frac{E(k)}{E(k) - (1-k^2)K(k)}, \quad (2.21)$$

а $K(v)$ и $E(v)$ - полные эллиптические интегралы первого и второго рода. Формула (2.19) совпадает с результатом, полученным ранее в работе [63]. Для вычисления момента M/v ($v = L_x L_y L_z$ - объем проводника) и фактора γ/s ($s = 2L_y(L_z + L_x)$ - площадь) требуется еще связь величин L_z/L_x и k , которая получается подстановкой значений $x = L_x/2$ и $z = L_z/2$ в левые части (2.16):

$$\frac{L_z}{L_x} = \frac{E(k) - (1 - k^2)K(k)}{E(\sqrt{1 - k^2}) - k^2K(\sqrt{1 - k^2})}. \quad (2.22)$$

Зависимости M и γ от L_z/L_x , вычисленные по формулам (2.19) и (2.20), представлены на рис. 2.5. При $L_z \gg L_x$ магнитное поле на поверхности проводника стремится по величине к внешнему приложенному полю, а значения M и γ к $(-vH)$ и sH^2 соответственно.

Применим полученные формулы к определению геометрического фактора кристалла ВТСП при поперечном его расположении относительно поля \mathbf{H}_ω (рис. 2.3b) в резонаторе. Распределение поля на поверхности идеального проводника будет совпадать с распределением переменного магнитного поля на поверхности сверхпроводящего образца тех же размеров ($L_x = a$, $L_y = b$, $L_z = c$) в микроволновом поле $\mathbf{H}_\omega = \mathbf{H}$, если глубина проникновения поля мала по сравнению с размерами образца. Для очень тонкого кристалла ($c \ll a \ll b$) нетрудно получить элементарную оценку γ . Оставив первый член разложения правой части формулы (2.22) в ряд по $k \ll 1$, получим $k \simeq \sqrt{4L_z/\pi L_x}$. Следовательно, малые значения k соответствуют $c/a \ll 1$ и, подставляя далее $k = \sqrt{4c/\pi a}$ в асимптотики $f_x(k) \simeq K(\sqrt{1 - k^2}) - 1$, $f_z(k) \simeq 2/k^2$ выражений (2.21) при $k \ll 1$, находим из (2.20)

$$\gamma \simeq 2H_0^2 ab \left(\frac{\pi}{2} - 1 + \frac{1}{2} \ln \frac{4\pi a}{c} \right). \quad (2.23)$$

Сравнение рассчитанных значений γ по общей (2.20) и асимптотической (2.23) формулам приведено на нижней вставке к рис. 2.5.

Обсудим теперь влияние конечности длины (размера b) кристалла на величину γ . Если учесть возникающий при этом дополнительный вклад от ac -граней кристалла (рис. 2.3b) и считать распределение тангенциальной компоненты поля на них таким же, как и на bc -гранях кристалла, то из (2.20) получим:

$$\gamma = 2H_0^2 (abf_x + bcf_z + acf_z). \quad (2.24)$$

Оценка (2.24) дает, однако, завышенное значение γ для реального трехмерного образца. Действительно, ограничение длины b кристалла приведет к уменьшению тангенциальной компоненты магнитного поля на поверхности образца. Это уменьшение γ не сможет

компенсировать даже появление компоненты $\mathbf{H}_t \parallel b$, отсутствующей при $b \rightarrow \infty$. Таким образом, (2.24) является верхним пределом γ , а его зависимость от c/a изображена на нижней вставке к рис. 2.5.

2.6 Измерения анизотропии микроволнового отклика

Чтобы измерить анизотропию импеданса мы с необходимостью должны провести измерения в L -ориентации (рис. 2.5а). В этом случае общепринятым является предположение о том, что поле на поверхности образца равно полю в невозмущенном резонаторе. Тогда в левых частях формул (2.11) будут стоять компоненты импеданса, усредненного по поверхности:

$$Z_{ab+c} \simeq \frac{abZ_{ab} + bcZ_c}{ab + bc}, \quad (2.25)$$

где нижние индексы отражают направление тока. При записи формулы (2.25) пренебрегается слабой анизотропией в ab -плоскости и вкладом от ac -граней кристалла. Кроме того, она справедлива только в случае, когда глубины проникновения поля малы по сравнению с размерами образца, т.е. когда работает условие Леонтовича.

В работе [16] анизотропия импеданса монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ исследовалась следующим образом. В параллельной ориентации измерялся импеданс Z_{ab+c} , после чего образец раскалывался вдоль оси b , затем измерялся импеданс полученных кусочков. Вклад от токов вдоль c -направления увеличивался пропорционально площади. Компоненты импеданса извлекались далее с помощью формулы (2.25). Однако, эта процедура содержит ряд недостатков:

- она предполагает неизменным вклад abZ_{ab} от токов в ab -плоскости, что может существенно уменьшить точность в случае неидеального раскалывания образца;
- как будет показано ниже, при температурах $T > 0.9T_c$ размерный эффект играет существенную роль даже при слабой анизотропии, характерной для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$. Это делает формулу (2.25) неприменимой и не позволяет, в частности, найти абсолютное значение глубины проникновения λ_c из такого эксперимента;
- раскалывание образца исключает возможность его дальнейшего исследования и, в частности, изучения на одном и том же образце эволюции микроволнового отклика при изменении уровня допирования.

Поэтому более естественным способом определения Z_c являются последовательные измерения кристалла сначала в поперечной ориентации для нахождения Z_{ab} , а затем в продольной.

При исследованиях высокотемпературных сверхпроводников нередко возникают ситуации, когда глубины проникновения поля, предполагавшиеся малыми по сравнению с размерами образца при записи формулы (2.25), перестают быть таковыми. Например, в кристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ проводимость $\sigma_c(T)$ такова, что в окрестности T_c и в нормальном состоянии глубина проникновения поля $\delta_c(T)$ в боковые грани этих кристаллов оказывается сравнимой или даже большей размеров $a, c \sim 1$ мм образца. Микроволновое магнитное поле \mathbf{H}_ω , приложенное к боковым граням пластины, не распространяется вглубь в форме плоской волны, и выражения (1.2) не будут иметь место.

В таком случае для описания данных вводится так называемый эффективный импеданс $Z_{\text{эфф}}$, который в предельных случаях $\delta \ll a, c$ должен совпадать с определением (1.2) поверхностного импеданса полубесконечной (или достаточно толстой) пластины. Рассмотрим для начала пластину толщиной d и бесконечную в двух оставшихся измерениях. Можно показать, что для такой пластины, помещенной в параллельное ее граням микроволновое магнитное поле, измеряемые в эксперименте (т.е. эффективные) значения действительной и мнимой частей импеданса будут выражаться через R и X объемного образца следующим образом:

$$\begin{aligned} R^{\text{эфф}}(d) &= R \frac{\sinh \eta_1 - \frac{\eta_1}{\eta_2} \sin \eta_2}{\cosh \eta_1 + \cos \eta_2} & X^{\text{эфф}}(d) &= X \frac{\sinh \eta_1 + \frac{\eta_2}{\eta_1} \sin \eta_2}{\cosh \eta_1 + \cos \eta_2} \\ \eta_1 &= \frac{\omega \mu_0 X d}{X^2 + R^2} & \eta_2 &= \frac{\omega \mu_0 R d}{X^2 + R^2}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

На рис. 2.6 изображены результаты вычислений по формулам (2.26) для случая нормального металла.

Возвращаясь к образцу конечных размеров воспользуемся формулой (2.25). Тогда

$$\Delta \left(\frac{1}{Q} \right) - 2i \frac{\delta f}{f} = \frac{H_0^2}{\omega W} \left[ab Z_{ab}^{\text{эфф}}(c) + bc Z_c^{\text{эфф}}(a) \right], \quad (2.27)$$

где эффективные значения $Z_{ab}^{\text{эфф}}(c) = R_{ab}^{\text{эфф}}(c) + iX_{ab}^{\text{эфф}}(c)$ и $Z_c^{\text{эфф}}(a) = R_c^{\text{эфф}}(a) + iX_c^{\text{эфф}}(a)$ находятся из (2.26). Ниже мы покажем, что формулы (2.27) лишь качественно описывают проявления размерного эффекта.

Для анализа экспериментов в L -ориентации воспользуемся распределением полей [64] в анизотропной металлической пластине с размерами ($b \gg a, c$). Эти формулы не учиты-

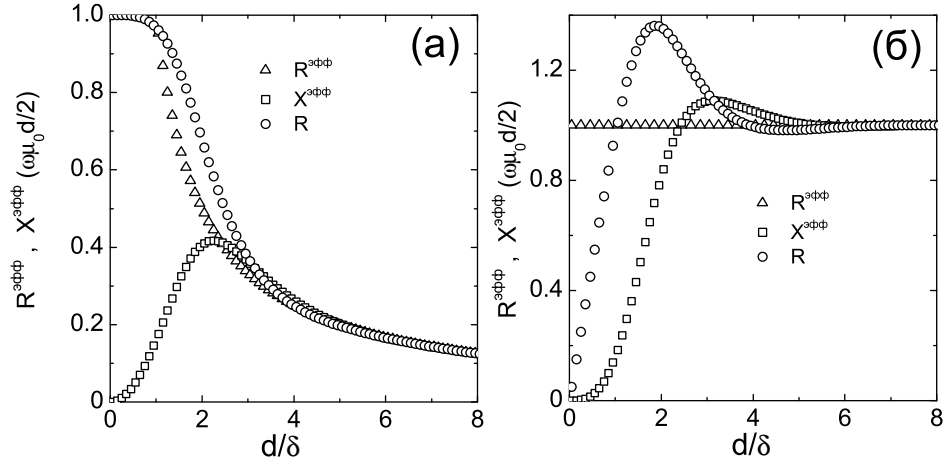


Рис. 2.6: Результаты вычислений эффективных значений поверхностного импеданса по формулам (2.26) для случая нормального металла: (а) – при фиксированной толщине и (б) – при фиксированной глубине скин-слоя.

вают вклад от bc -граней образца, но точно описывают проявление размерного эффекта. Обобщенные на случай комплексной проводимости расчеты приводят к тому, что при произвольной температуре измеряемые величины $\Delta(1/Q)$ и $\Delta f(T) = \delta f(T) + f_0$ определяются комплексной функцией $\mu(T) = \mu'(T) - i\mu''(T)$ [65]:

$$\Delta \left(\frac{1}{Q} \right) - 2i \frac{\delta f}{f} = \frac{i\mu_0 \mu v H_0^2}{2W}, \quad (2.28)$$

которая выражается через компоненты $\sigma_{ab}(T)$ и $\sigma_c(T)$ тензора проводимости с помощью комплексных глубин проникновения δ_{ab} и δ_c :

$$\mu = \frac{8}{\pi^2} \sum_n \frac{1}{n^2} \left\{ \frac{\tan(\alpha_n)}{\alpha_n} + \frac{\tan(\beta_n)}{\beta_n} \right\},$$

$$\alpha_n^2 = -\frac{a^2}{\delta_c^2} \left(\frac{i}{2} + \frac{\pi^2 \delta_{ab}^2}{4 c^2} n^2 \right), \quad \beta_n^2 = -\frac{c^2}{\delta_{ab}^2} \left(\frac{i}{2} + \frac{\pi^2 \delta_c^2}{4 a^2} n^2 \right), \quad (2.29)$$

где суммирование проводится по нечетным положительным n .

В сверхпроводящем состоянии, т.е. при выполнении неравенства $\sigma' \ll \sigma''$, получаем

$$\mu' \simeq \frac{8}{\pi^2} \sum_n \frac{1}{n^2} \left\{ \frac{\tanh(\tilde{\alpha}_n)}{\tilde{\alpha}_n} + \frac{\tanh(\tilde{\beta}_n)}{\tilde{\beta}_n} \right\},$$

$$\tilde{\alpha}_n^2 = \frac{a^2}{\lambda_c^2} \left(\frac{1}{4} + \frac{\pi^2 \lambda_{ab}^2}{4 c^2} n^2 \right), \quad \tilde{\beta}_n^2 = \frac{c^2}{\lambda_{ab}^2} \left(\frac{1}{4} + \frac{\pi^2 \lambda_c^2}{4 a^2} n^2 \right). \quad (2.30)$$

В частности, при $T < 0.9 T_c$, если $\lambda_{ab} \ll c$ и $\lambda_c \ll a$, из (2.30) получаем простое выражение для действительной части μ :

$$\mu' = \frac{2\lambda_c}{a} + \frac{2\lambda_{ab}}{c}. \quad (2.31)$$

Нетрудно проверить, что в этом случае изменение глубины проникновения $\Delta\lambda_c(T)$ полностью соответствует выражению (2.25).

В нормальном состоянии имеет место неравенство $\sigma' \gg \sigma''$. Если бы размеры образца намного превышали глубины проникновения поля, то из (2.28) и (2.29) мы бы нашли

$$\Delta\left(\frac{1}{Q}\right) - 2i\frac{\delta f}{f} \simeq \frac{\mu_0 v H_0^2}{2W}(1+i)\left(\frac{\delta_c}{a} + \frac{\delta_{ab}}{c}\right), \quad (2.32)$$

т.е. температурные зависимости $\Delta(1/Q)$ и $(-2\delta f/f)$ совпадали бы при $T > T_c$, а величины $R_{ab+c}(T)$ и $X_{ab+c}(T)$, определенные из (2.25-2.27), были бы равны.

Резюмируя результаты двух последних параграфов отметим следующее. Мы вывели распределение полей на поверхности плоскопараллельной пластины с размерами $b \gg a, c$, помещенной в микроволновое поле $\mathbf{H}_\omega || \mathbf{c}$. Этот результат позволяет вычислить геометрический фактор образца и использовать его значение для нахождения импеданса Z_{ab} из микроволнового эксперимента в T -ориентации. Для той же пластины найдена точная связь измеряемых в L -ориентации величин с параметрами образца. Вместе эти результаты позволяют с высокой точностью определить тензор комплексной проводимости анизотропной пластины как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии, и представляются важными для специалистов, занимающихся микроволновыми исследованиями. В частности, они являются электродинамической основой для получения экспериментальных результатов данной работы.

2.7 Точность измерений

Прежде всего приведем несколько цифр, характеризующих масштабы измеряемых величин. При исследовании качественного монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ на частоте 9.4 ГГц изменение резонансной частоты (и ширины резонансной кривой) в нормальном состоянии составляет величину ~ 10 КГц, и такие изменения измерить нетрудно. Сложнее дело обстоит в сверхпроводящем состоянии, когда изменения поверхностного сопротивления составляют ~ 10 мкОм/К. Учитывая типичное значение геометрического фактора $\Gamma \sim 50$ кОм получаем, что эта величина соответствует изменению ширины резонансной кривой $\Delta(f/Q) \sim 1$ Гц/К. Кроме того, значение остаточного сопротивления можно измерить с точностью ~ 50 мкОм, т.к. в этом случае мы ограничены воспроизводимостью добротности при разборке-сборке резонансной системы (это значение следует из воспро-

изводимости ширины резонансной кривой ~ 10 Гц при добротности $Q \sim 10^7$).

2.7.1 Влияние давления гелия

Изменение давления паров гелия в криостате приводит к изменению размеров резонатора, что, в свою очередь, ведет к изменению резонансной частоты. Экспериментально было установлено значение $A \equiv df/dP \sim 400$ Гц/мм. рт. ст. Помимо ошибки в определении частоты $\delta f = A\delta P$ изменение давления δP приводит к ошибке в добротности $\delta(1/Q) \sim \delta f/f$. На экспериментальные кривые оказывают влияние как кратковременная нестабильность давления, определяющаяся, главным образом, дискретностью обратного клапана гелиевой сети и влияющая на шум в измеряемой частоте и добротности, так и долгосрочная, связанная с наполнением общего газгольдера и приводящая к дополнительному сдвигу частоты со временем. Для устранения этих факторов нами была специально разработана система поддержания постоянного давления в криостате. Ее основу составляет масляный газгольдер объемом 50 литров. Криостат соединялся с газгольдером, который постоянно находился в плавающем состоянии. По мере наполнения газгольдер слегка всплывал и приводил в действие механизм плавной регулировки сечения клапана сброса газа. Накопившиеся в нем пары гелия через клапан сбрасывались в общую гелиевую сеть. Таким образом обеспечивалось динамическое равновесие газгольдера и, как следствие, постоянное давление в криостате.

2.7.2 Воспроизводимость

Важнейшим критерием применимости любого экспериментального метода является воспроизводимость получаемых с его помощью результатов.

Во-первых, воспроизводимость измерений на одном и том же образце. Она достигалась с помощью тщательной очистки резонансной системы, качественного вакуумирования резонаторного блока, уже описанной системы поддержания постоянного давления, отбора качественных образцов для изготовления сапфировых держателей образца. Нарушение любого из перечисленных условий легко может привести к отсутствию какой-либо воспроизводимости. К примеру, наличие в сапфировом стержне нескольких микротрещин приводило к невозможным зависимостям частоты резонатора от температуры. В таком случае сдвиг частоты в интервале $5 \div 100$ К от опыта к опыту менялся на величину

вплоть до десятка килогерц, что делало невозможным измерение реактанса любого образца. Кроме того, резонансная система всегда обладает заметным временем релаксации от любого возмущения, будь то заливка жидкого гелия или проведенный до этого нагрев держателя образца во время опыта. В течении этого времени резонансная частота подвержена изменяющемуся со временем дрейфу. В ходе многочисленных экспериментов были установлены максимально допустимые значения такого дрейфа. Этот дрейф контролировался программным способом. При постоянной температуре сапфирового стержня непрерывно измерялась частота резонатора. Если в течении получаса (приблизительное время нагрева образца в эксперименте) дрейф не превышал определенного значения, начиналось повышение температуры с постоянным шагом. При достижении максимально необходимой температуры последняя фиксировалась, а измерения продолжались. Опыт считался удачным, если при этой температуре дрейф соответствовал измеренному при низкой температуре. Без учета этого фактора проведение прецизионных измерений глубины проникновения качественных образцов ВТСП, особенно $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, просто невозможно.

Во-вторых, существенна повторяемость измерений на разных образцах одного и того же химического состава. В ходе экспериментов в нашей группе была отработана строгая процедура отбора только высококачественных монокристаллов ВТСП. Применительно к оптимально допированным кристаллам ВТСП эта процедура сводится к проверке выполнения следующих критериев:

1. наличие качественной вплоть до микронных размеров поверхности и правильной параллелепипедальной формы (контроль с помощью оптической микроскопии);
2. узость сверхпроводящего перехода (проверка с помощью предварительных измерений динамической восприимчивости на низкой частоте);
3. малое значение удельного сопротивления в нормальном состоянии;
4. малые потери СВЧ мощности при низких температурах, т.е. малое остаточное сопротивление;
5. наличие линейных низкотемпературных зависимостей как поверхностного сопротивления $R_{ab}(T)$, так и глубины проникновения $\lambda_{ab}(T)$.

Было установлено, что использование образцов, удовлетворяющих этим критериям, обеспечивает воспроизводимость результатов.

2.7.3 Распределения полей

С целью проверки точности формул (2.19) и (2.20) были проведены измерения величин магнитного момента M и геометрического фактора γ с использованием установки для измерения динамической магнитной восприимчивости и микроволнового резонатора. Было обнаружено, что для достаточно коротких образцов ($b \sim 3a$) отклонение экспериментально найденной величины M от теоретического значения составляло не более 20%. Для более длинных образцов ($b \sim 6a$) ошибка уменьшалась до 5 и менее процентов. В отличие от магнитного момента, ошибка в определении величины γ оказалась небольшой. Для всех исследованных образцов она не превышала 5%, что связано, по-видимому, с более слабой (логарифмической) зависимостью γ от отношения a/c .

Интегралы M и γ в уравнениях (2.17) и (2.18) являются сходящимися. В то же время, как следует из (2.14) и (2.15), магнитное поле расходуется как $\propto 1/r^{\frac{1}{3}}$ на малых расстояниях r от углов образца (точка 3 на Рис. 2.3). Эта расходимость является прямым следствием решения уравнений Максвелла при наличии не гладкой границы раздела сред. Она имеет место как в поперечной, так и в продольной ориентации образца относительно переменного поля. Об этом необходимо помнить и контролировать отсутствие амплитудной зависимости измеряемых величин (т.е. нелинейных эффектов). В наших экспериментах по изучению линейного микроволнового отклика мы работали при малых амплитудах ($H_0 < 0.1$ Э) переменного магнитного поля. В каждом эксперименте проводились контрольные измерения при десятикратно увеличенной амплитуде поля, которые демонстрировали отсутствие нелинейности.

2.7.4 Форма резонансной линии

Определение добротности, вообще говоря, можно вводить только при условии, что резонансная кривая имеет Лоренцеву форму, т.е. зависимость проходящей через резонатор мощности зависит от частоты следующим образом:

$$P(f) = \frac{P_0}{(f/f_0 - f_0/f)^2 + 1/Q^2}, \quad (2.33)$$

где Q , P_0 и f_0 , соответственно, добротность, амплитуда и резонансная частота. Экспериментально было установлено, что при малых связях микроволнового тракта с резонатором (больших добротностях) отклонения экспериментальной зависимости от формулы (2.33)

невелики, но при увеличении степени связи (понижении добротности до величин ниже 10^5) отклонения растут, а резонансная линия перестает быть симметричной. Кроме того, вдали от резонанса при $|f - f_0| > 50f_0/Q$, где проходящая мощность должна исчезать, она конечна и имеет величину $P_1 \sim 10^{-3} \div 10^{-2}P_0$. Это объясняется эффектом прямого просачивания электромагнитного излучения. Действительно, петли связи, вводимые внутрь резонатора, не только возбуждают резонансную моду, но и излучают некоторое количество электромагнитной энергии (малое в меру малости отношения P_1/P_0) напрямую одна на другую. Поскольку фазо-частотная характеристика (ФЧХ) резонатора $\varphi(f)$ меняет знак на резонансной частоте [66], а ФЧХ процесса прямого просачивания не претерпевает кардинальных изменений, амплитуды этих двух процессов слева и справа от резонанса, соответственно, складываются и вычитаются. Математически это означает, что зависимость проходящей через резонатор мощности от частоты имеет вид

$$P^*(f) = P(f) + P_1 + 2\sqrt{P(f)P_1} \sin(\varphi(f)), \quad (2.34)$$

где зависимость $P(f)$ определена согласно (2.33).

В эксперименте значения добротности и частоты резонанса получались минимизацией величины $\chi^2 = \langle [1 - P_i(f_i)/P^*(f_i)]^2 \rangle$, где $P_i(f_i)$ - экспериментальное значение прошедшей через резонатор мощности на частоте f_i . Если без учета прямого просачивания ($P_1 = 0$) значение χ составляло 3-5%, то с его учетом величина χ понизилась до 0.2-0.3%. Последняя величина фактически и является достигнутой экспериментальной ошибкой в определении добротности и соответствует точности измерения поверхностного сопротивления ~ 5 мкОм. Типичная экспериментальная зависимость прошедшей через резонатор мощности показана на Рис. (2.7) символами, а рассчитанные по формулам (2.33) и (2.34) - линиями. Отношение P_1/P_0 в данном случае равно 1.6%.

Заметим, что усовершенствованный алгоритм вычисления величин, характеризующих резонанс, не содержит дополнительного подгоночного параметра P_1 . Его величина измеряется напрямую при $|f - f_0| > 50f_0/Q$, а вычисляемые значения добротности и резонансной частоты претерпевают заметные изменения.

2.7.5 Тепловое расширение

Следует также иметь в виду, что на форму кривой $X_{ab}(T)$ в T -ориентации существенное влияние может оказывать тепловое расширение кристалла. Поскольку резонансная

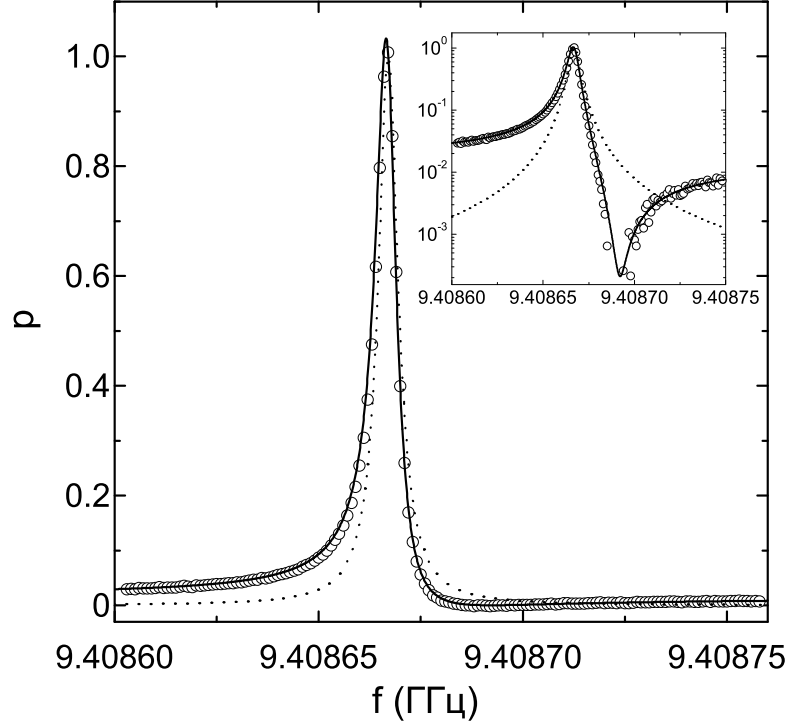


Рис. 2.7: Экспериментальная резонансная кривая (символы) и теоретические кривые согласно формулам (2.33) (пунктир) и (2.34) (сплошная линия). На вставке те же данные изображены в логарифмическом масштабе.

частота определяется объемом, занимаемым полем, расширение кристалла эквивалентно уменьшению глубины проникновения поля и приводит к дополнительному сдвигу частоты $\Delta f_l(T)$ резонатора [60]:

$$\Delta f_l(T) = \frac{f\mu_0}{8W} \int_s \Delta l_i(T) H_t^2 ds_i, \quad (2.35)$$

где $\Delta l_i/l_i \equiv \varepsilon_i$ - относительное изменение размера l_i ($i = a, b, c$) кристалла в следствии теплового расширения, а s_i - поверхность с нормалью l_i . В [55] показано, что вклад теплового расширения в общий сдвиг частоты резонатора пренебрежимо мал в области низких температур, но при $T > 0.9 T_c$ в T -ориентации кристалла он становится заметным. С учетом формул (2.20,2.21) он принимает следующий вид:

$$\Delta f_l(T) = \frac{f\mu_0 v H_0^2}{4W} [\varepsilon_c f_x + (\varepsilon_a + \varepsilon_b) f_z]. \quad (2.36)$$

Глава 3

Результаты измерений *ab*-отклика

3.1 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ были выращены методом медленного охлаждения из раствора в расплаве с использованием тигля из цирконата бария BaZrO_3 . Исходную шихту готовили смешиванием оксидов в отношении массовых долей $\text{Y}_2\text{O}_3 : \text{BaO}_2 : \text{CuO} = 1 : 25 : 24$ и последующим прессованием смеси в таблетку диаметром 40 мм под давлением 200 МПа. Чистота исходных компонентов составляла 99.95% для оксидов иттрия и меди и 99.90% для пероксида бария. Режим нагрева и длительность гомогенизации расплава выбирали, учитывая пористость материала тигля (2%). Предварительные эксперименты показали, что при рабочей температуре используемый расплав пропитывает стенки тигля на полную толщину (3мм) за 5-7 часов. Через 10 часов рост кристаллов прекращается из-за полного удаления расплава из тигля. Для сокращения времени гомогенизации расплава, которое составляет 10-20 часов при 1030°C по данным [67], использовалось ускоренно-замедленное вращение тигля [68], обеспечивающее интенсивное перемешивание расплава. Время гомогенизации раствор-расплава при 1010°C не превышало одного часа. При скоростях охлаждения 3-4 градуса в час время роста монокристаллов составило два часа, после чего при температуре около 950°C оставшийся расплав декантировали внутри печи переверотом тигля, и печь охлаждали со скоростью 15-30 градусов в час до комнатной температуры. Монокристаллы насыщали кислородом при 500°C в токе кислорода, после чего их критическая температура составляла 92 К. Ширина сверхпроводящего перехода не превышала 0.2 К по измерениям динамической восприимчивости на частоте 100 кГц.

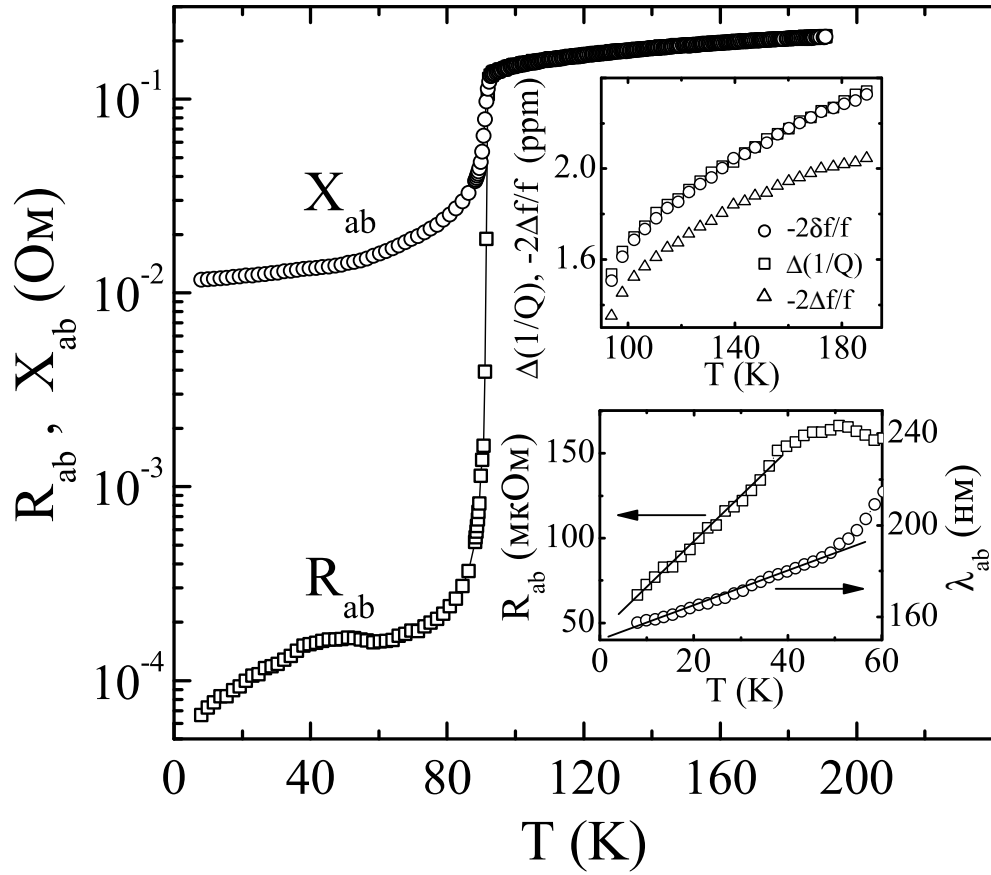


Рис. 3.1: $R_{ab}(T)$ и $X_{ab}(T)$ монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ (T -ориентация). На верхней вставке показаны измеренные температурные зависимости $-2\Delta f/f$ (треугольники) и $\Delta(1/Q)$ (квадраты). Учитывая константу f_0 и тепловое расширение получаем $-2\delta f/f$ (круги). На нижней вставке показаны низкотемпературные зависимости $R_{ab}(T)$ и $\lambda_{ab}(T)$.

Поверхностный импеданс $Z_{ab}(T)$ измерялся в T -ориентации (рис. 2.3а) на частоте $f = 9.42$ ГГц. На рис. 3.1 приведены температурные зависимости компонент $R_{ab}(T)$ и $X_{ab}(T)$ в нормальном и сверхпроводящем состояниях кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ в T -ориентации. Образец имел форму вытянутого параллелепипеда с размерами $a \times b \times c = 0.4 \times 1.6 \times 0.1$ мм³. Геометрический фактор образца, вычисленный по формулам (2.12) и (2.20), равен $\Gamma = 90$ кОм.

На верхней вставке рис. 3.1 показаны измеренные температурные зависимости ΔQ^{-1} (квадраты) и $-2\Delta f/f$ (треугольники) в нормальном состоянии кристалла. Кривые $\Delta Q^{-1}(T)$ и $-2\delta f(T)/f = -2[\Delta f(T) + \Delta f_i(T) + f_0]/f$ (кружки) накладываются друг на

друга при учете дополнительного сдвига частоты $\Delta f_l(T)$ из (2.36), обусловленного тепловым расширением кристалла, и независимой от температуры константы f_0 . Совпадение кривых $\Delta Q^{-1}(T)$ и $-2\delta f(T)/f$, и, согласно (1.5), равенство $R_{ab}(T) = X_{ab}(T)$ при $T > T_c$ свидетельствуют о выполнении условия нормального скин-эффекта в ab -плоскостях монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ в T -ориентации. Из (1.5) получаем линейную температурную зависимость удельного сопротивления $\rho_{ab}(T) = 1/\sigma_{ab}(T) = 0.63 T \mu\Omega\cdot\text{cm}$ в интервале $100 \leq T < 200$ К и глубину скин-слоя $\delta_{ab}(150 \text{ К}) = 5 \mu\text{m}$.

В сверхпроводящем состоянии зависимость $R_{ab}(T)$ имеет характерный для кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ широкий пик в области $T \sim T_c/2$. При $T < T_c/3$ зависимости $R_{ab}(T)$ и $\lambda_{ab}(T) = X_{ab}(T)/\omega\mu_0$ – линейные (нижняя вставка на рис. 3.1). Их экстраполяция к $T = 0$ К приводит к величине остаточного поверхностного сопротивления образца $R_{ab}(0) \approx 40 \mu\Omega$ и $\lambda_{ab}(0) \approx 150 \text{ nm}$.

С целью уменьшения содержания кислорода образец отжигался в течении двух суток в воздухе при высоких температурах и атмосферном давлении, после чего проводилась закалка в жидком азоте. Для предотвращения деградации поверхности образца последний засыпался буфером из порошка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ объемом несколько кубических сантиметров. Отжиг при температурах 520, 550, 600, 720 °С привел, соответственно, к критическим температурам $T_c \approx 80, 70, 60, 42$ К. Перед измерениями образец выдерживался при комнатной температуре в течении нескольких суток для установления равновесного распределения кислорода.

Поверхностный импеданс $Z_{ab}(T)$ образца с пониженным содержанием кислорода, измерялся аналогично случаю оптимального допирования и приведен на Рис. 3.2.

Как видно из рисунка, при всех уровнях допирования низкотемпературные зависимости как поверхностного сопротивления, так и глубины проникновения поля остаются линейными. Имевшийся в поверхностном сопротивлении оптимально допированного образца максимум в области $T \sim T_c/2$ переходит в плато в случае $T_c = 80$ К и вообще отсутствует при более низких критических температурах. Остаточные потери не претерпевают существенных изменений и остаются на уровне $R_{res} \sim 40 \text{ мкОм}$. Глубина проникновения магнитного поля $\lambda_{ab}(0)$ увеличивается с понижением содержания кислорода до 200 нм.

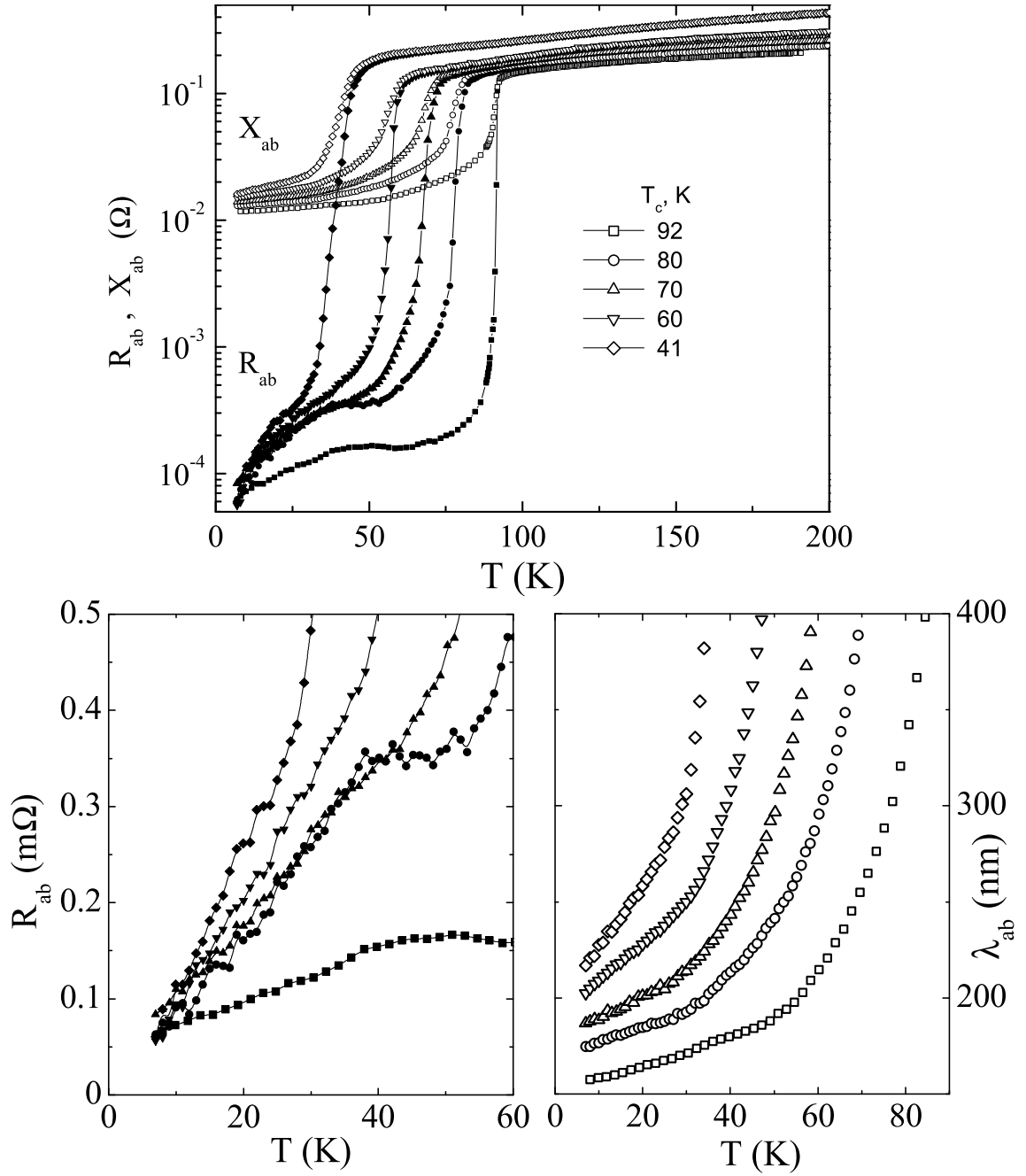


Рис. 3.2: $R_{ab}(T)$ (сплошные символы) и $X_{ab}(T)$ (полые символы) монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с различным содержанием кислорода. Нижние рисунки демонстрируют низкотемпературные зависимости $R_{ab}(T)$ и $\lambda_{ab}(T)$.

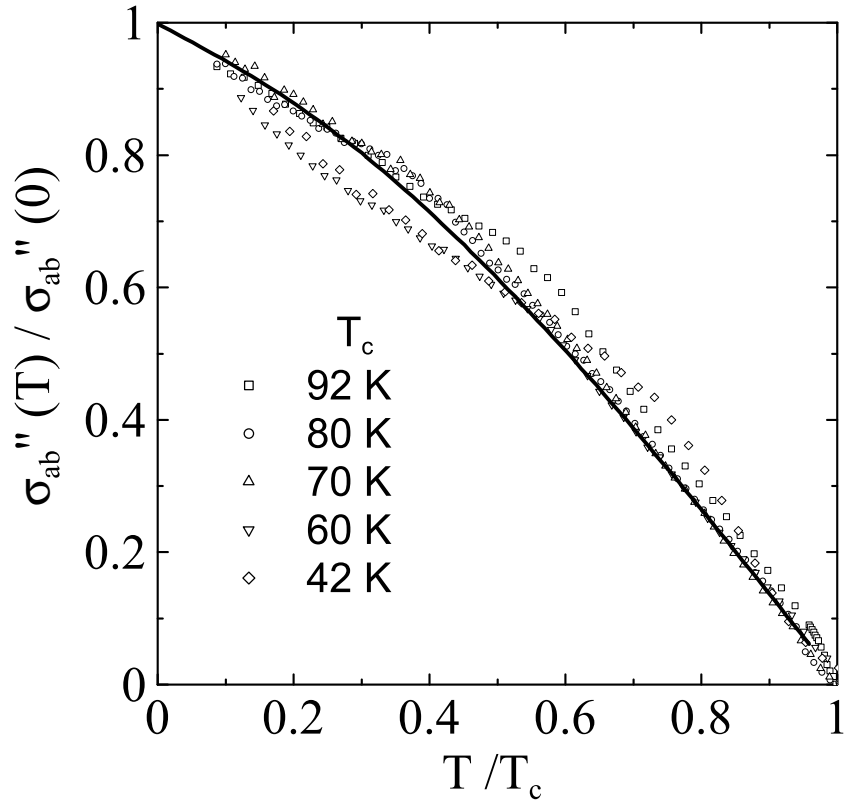


Рис. 3.3: Мнимая часть проводимости $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$ как функция приведенной температуры при разных уровнях допирования.

Как следует из Рис. 3.3, нормированная мнимая часть проводимости практически не зависит от допинга и неплохо укладывается на кривую, соответствующую d -волновой симметрии параметра порядка, рассчитанную в соответствии с (1.31).

Вполне естественной кажется попытка описать температурные зависимости действительной части проводимости с помощью описанной ранее двухжидкостной модели. Для этого в качестве зависимости $n_s(T)/n_s(0)$ воспользуемся экспериментальными зависимостями $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$. На Рис. 3.4 изображен результат таких расчетов.

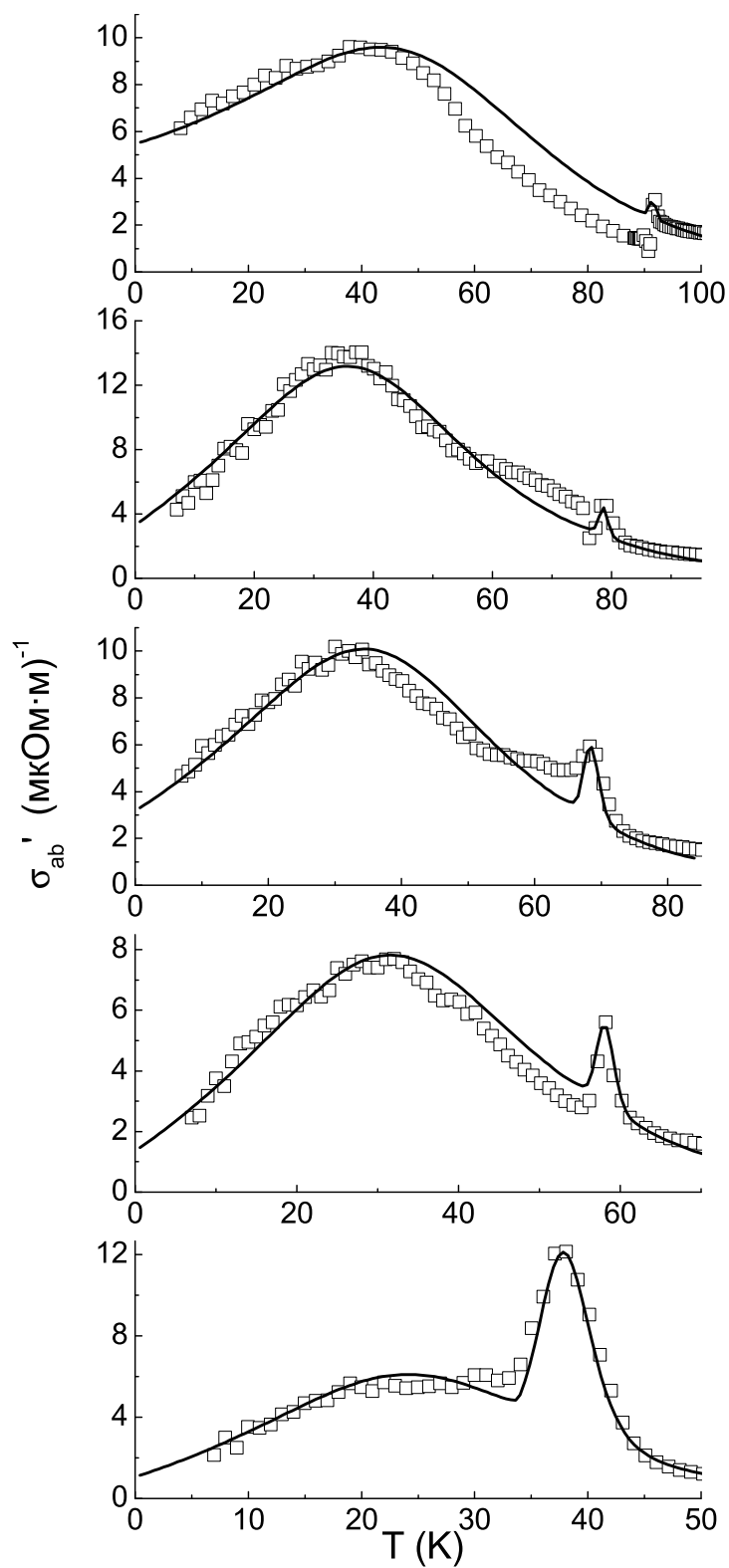


Рис. 3.4: Действительная проводимости $\sigma'_{ab}(T)$ монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при разных уровнях допирования (символы) и соответствующие теоретические кривые, полученные в рамках ОДМ (линии).

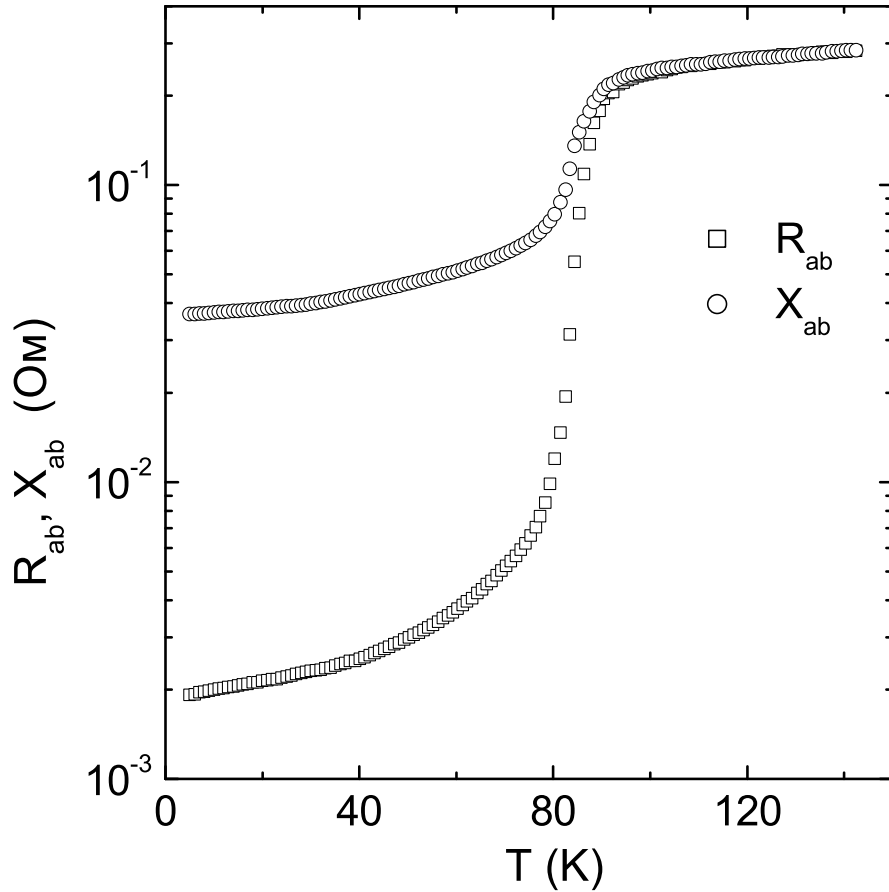


Рис. 3.5: Поверхностный импеданс недодопированного монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$.

3.2 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$

Монокристаллы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ были выращены методом плавающей зоны [69], суть которого состоит в следующем. С помощью прессования формируется столбик из исходных компонентов. Полученная заготовка плавно протягивается через область нагрева (отверстие в печи или зону электронно-лучевой плавки). Разогретые компоненты реагируют и формируют расплав конечного материала. По мере удаления от зоны нагрева происходит кристаллизация. Полученные монокристаллы отжигались при температурах 300–500 °C в течение суток в атмосфере кислорода при давлениях, соответствующих необходимому содержанию кислорода. Исследовались три монокристалла: с пониженным (№1), оптимальным (№2) и повышенным (№3) содержанием кислорода.

В качестве примера на Рис. 3.5 приведены результаты измерения поверхностного импеданса $Z_{ab}(T)$ в монокристалле $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ №1.

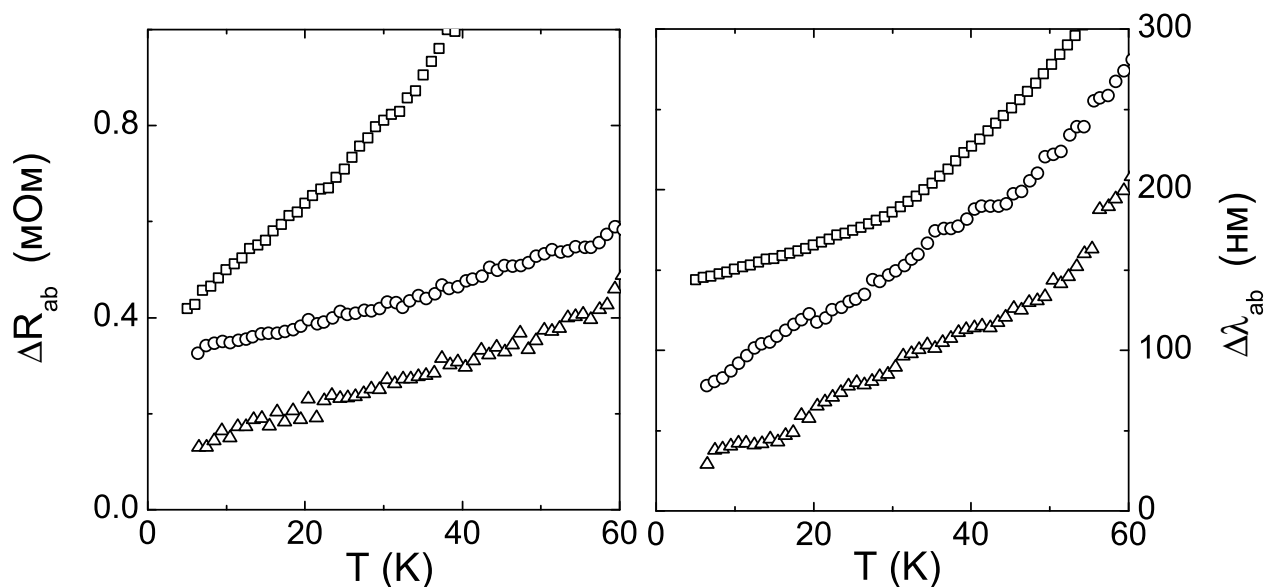


Рис. 3.6: Низкотемпературные участки кривых поверхностного сопротивления и глубины проникновения поля трех монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$: №1 (квадраты), №2 (кружки) и №3 (треугольники). Все кривые сдвинуты по вертикальной оси для четкости.

Как следует из Рис. 3.6, компоненты поверхностного импеданса $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ линейны при низких температурах для всех уровней допирования.

3.3 $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$

Для выращивания монокристаллов $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ использовался метод многоступенчатого охлаждения из раствора в расплаве из смеси оксидов Tl_2O_3 , BaO_2 , CuO . Он имеет два существенных отличия от случая $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Первое отличие заключается в необходимости герметизации тигля. Дело в том, что используемый для роста оксид Tl_2O_3 при температуре около 500°C переходит в TlO_2 , который является газообразным выше этой температуры. Для предотвращения испарения из тигля использовалась самозапаивающаяся капсула, т.е. негерметичное соединение частей тигля помещалось в зону пониженной температуры. В результате пары оксида затвердевали на соединении и герметизировали капсулу. Второе отличие состоит в том, что монокристаллы $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ образуются не из жидкой, а из газовой фазы. Для осуществления такого роста предварительно создаются условия для образования каверн (полостей) в расплаве, на стенках которых и происходит рост кристаллов. Температурный режим в результате выглядит следующим образом. Сна-

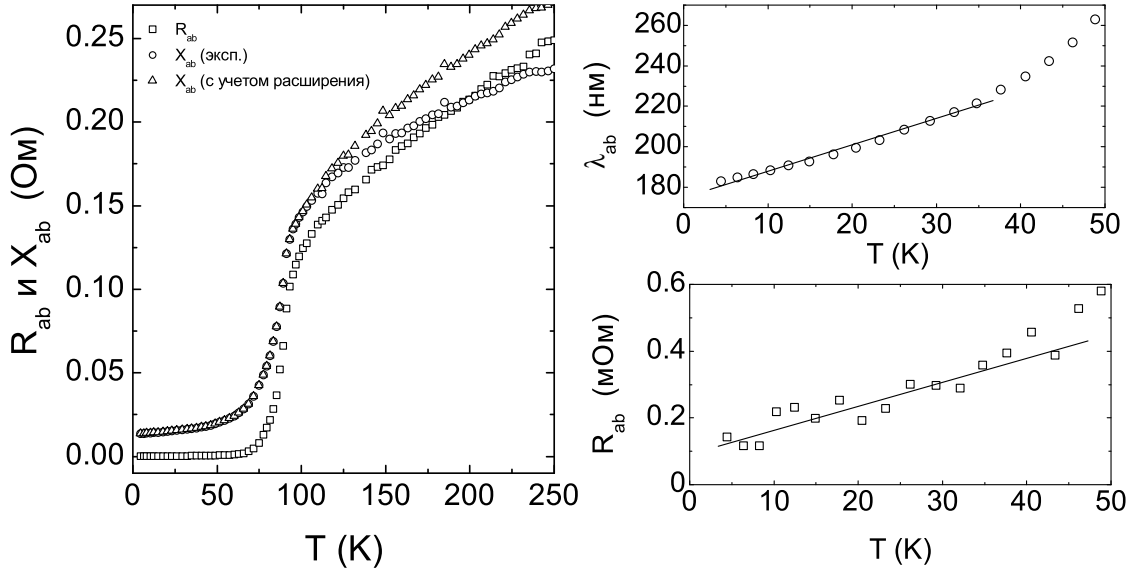


Рис. 3.7: Поверхностный импеданс кристалла $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$. Пунктир - R_{ab} , штриховая кривая - X_{ab} , сплошная линия - реактанс с учетом теплового расширения ТВССО. На правой части рисунка демонстрируются низкотемпературные ходы $R_{ab}(T)$ и $\lambda_{ab}(T)$.

чала смесь компонентов нагревают до 1050°C и выдерживают при этой температуре до полного расплавления. Далее происходит охлаждение со скоростью 4°C в час до температуры 900°C . В получившихся после этого этапа кавернах происходит рост кристаллов при медленном охлаждении со скоростью 1°C в час до температуры порядка 400°C , после чего скорость охлаждения увеличивается до 10°C в час. При температуре соответствующей необходимому содержанию кислорода в кристаллах тигель вынимается из печи и закаляется при низкой температуре.

К сожалению, нам не известны данные по тепловому расширению $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$, поэтому мы будем использовать при расчетах имеющиеся для $T > 100\text{ K}$ данные для ТВССО [70], считая для начала тепловое расширение ниже этой температуры равным нулю. На Рис. 3.7 представлены экспериментальные значения $X_{ab}(T)$ и те же данные, подправленные с учетом формулы (2.36). Величина $X_{ab}(0)$ выбрана в соответствии с известной [71] для этого материала глубиной проникновения $\lambda(0) = 170\text{ нм}$.

Легко увидеть, что учет теплового расширения приводит к тому, что зависимости $R_{ab}(T)$ и $X_{ab}(T)$ становятся параллельными в нормальном состоянии, но смещенными друг относительно друга. Такое различие действительной и мнимой частей импеданса

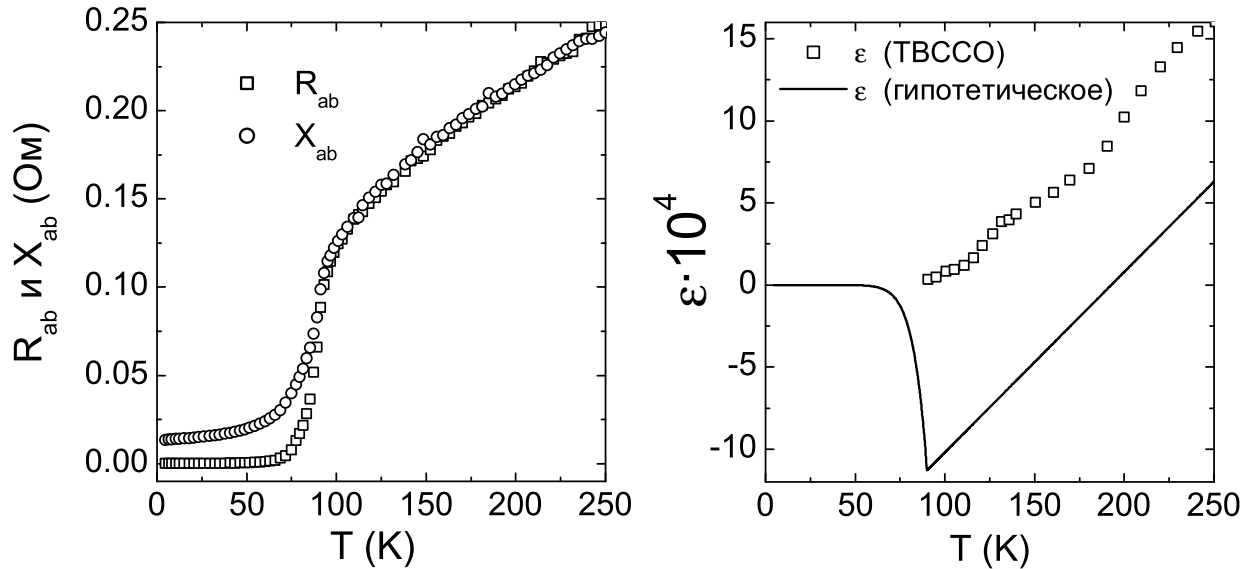


Рис. 3.8: (а) результаты применения гипотетического теплового расширения, (б) сравнение использовавшегося для этого ϵ_a с ϵ_a кристалла ТВССО.

в $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ уже наблюдалось ранее в [72], но адекватного объяснения приведено не было. Имея ввиду параллельность кривых $R_{ab}(T)$ и $X_{ab}(T)$ в интервале температур $100 K < T < 250 K$ (с учетом теплового расширения) можно предположить, что, по каким-то причинам, ниже T_c имеется отрицательная добавка к истинному $X_{ab}(T)$ образца, а в нормальном состоянии $R_{ab}(T)$ и $X_{ab}(T)$ совпадают.

Первой причиной такой отрицательной добавки δX к реактансу может быть отрицательное тепловое расширение ниже температуры сверхпроводящего перехода. На Рис. 3.8а показан результат учета такого фактора (использовавшееся "гипотетическое" тепловое расширение показано в сравнении с расширением кристалла ТВССО на Рис. 3.8б).

Более правдоподобной причиной такой добавки может быть наличие шероховатостей на поверхности образца. В работе [73] показано, что, если в образце имеются вытянутые каналы с размерами L, H, D (L – ширина, H – глубина и D – период), большими глубины проникновения поля, то добавка к $X_s(T)$ будет иметь вид

$$\delta X = -\ln \left[2 \sin \left(\frac{\pi L}{D} \right) \frac{D}{H} \right] \frac{2H^2}{\pi D} \omega \mu_0. \quad (3.1)$$

Ее происхождение заключается в отличии полей на поверхности деформированного образца от случая гладкой поверхности.

Известно, что в ВТСП на таллиевой основе на поверхность могут выходить так назы-



Рис. 3.9: Изображение поверхности кристалла $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа.

ваемые плоскости спайности. Учитывая вышесказанное нами была предпринята попытка исследования поверхности образца с помощью сканирующего электронного микроскопа. На Рис. 3.9 демонстрируется одно из полученных изображений.

Из рисунка видно, что $D \sim 2$ мкм, $L \sim 0.7$ мкм. Глубина каналов была измерена с помощью оптического микроскопа и оценка для нее составляет $H = 1 \pm 0.4$ мкм. Исходя из размеров D и L , и значения $\delta X = -27$ мОм, глубина должна быть $H = 0.8$ мкм, что вполне согласуется с результатами оптических измерений. В сверхпроводящем состоянии до температуры порядка 70 К глубина проникновения изменяется примерно в два раза и можно считать значение δX не зависящим от температуры. При дальнейшем увеличении температуры глубина проникновения становится сравнимой с характерными размерами шероховатостей и приближение $L, H, D \gg \lambda$, использованное при выводе (3.1), перестает выполняться. Поэтому при $T > T_c$ добавкой δX к реактансу, обусловленной наличием шероховатостей, можно пренебречь. С учетом этой добавки и теплового расширения $TlBaCaCuO$ кривая $X_{ab}(T)$ во всем интервале температур будет иметь вид, показанный на Рис. 3.8.

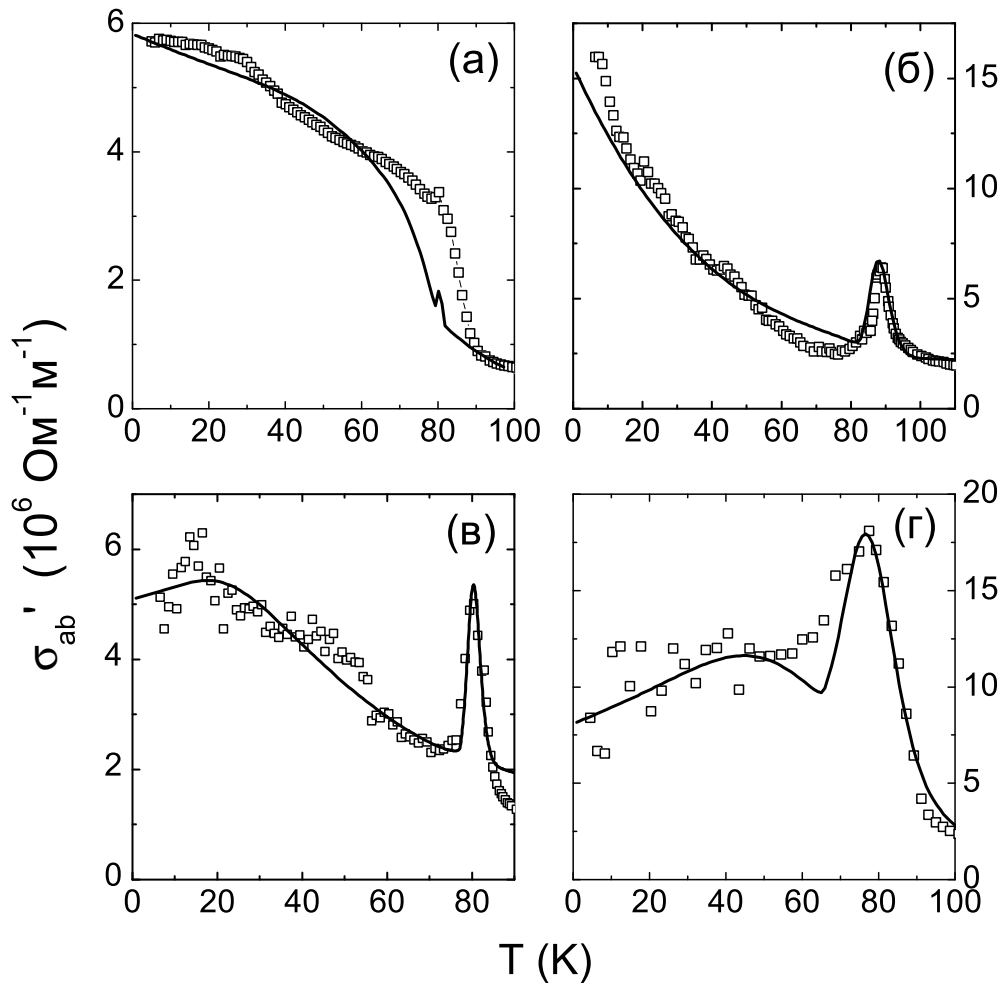


Рис. 3.10: Действительная часть проводимости монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ №1 (а), №2 (б), №3 (в) и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ (г) в сравнении с расчетами в рамках ОДМ.

На Рис. 3.10 экспериментальные данные по проводимости $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ сравниваются с результатами расчетов в рамках ОДМ.

Сформулируем результаты проведенных измерений. Показано, что условие нормального скин-эффекта выполняется для всех исследованных образцов, кроме $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$. В последнем случае наблюдается параллельность измеряемых температурных зависимостей поверхностного сопротивления и реактанса. Показано, что данный факт может быть следствием отличия полей на поверхности образца от случая идеально гладкой поверхности и вызван выходом плоскостей спайности на поверхность кристалла. При этом истинный импеданс материала по-прежнему удовлетворяет условию нормального скин-эффекта. Для всех образцов характерен металлический ход (приблизительно пропорциональный температуре) удельного сопротивления в нормальном состоянии. В сверхпроводящем состоянии

Таблица 3.1: Параметры, характеризующие микроволновый отклик купратных плоскостей исследованных образцов

образец	T_c, K	$\delta T_c, K$	$\tau(T_c) \times 10^{13}, c$	β	$R_{res}, \text{мкОм}$	$\lambda(0), \text{нм}$
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} №1	92	0.5	0.7	0.1	55	152
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} №2	80	1	0.9	0.06	54	170
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} №3	70	1.5	1	0.1	50	178
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} №4	60	1.5	1.4	0.13	30	190
YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} №5	42	4	1.5	0.2	30	198
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O _{8+x} №1	81	0.5	4	0.4	1900	490
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O _{8+x} №2	90	4	1.5	2	500	260
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O _{8+x} №3	84	2.5	1.2	0.3	130	210
Tl ₂ Ba ₂ CuO _{6+x}	89	11	1.5	1.8	130	170

при $T < T_c/3$ поверхностное сопротивление и глубина проникновения магнитного поля линейны по температуре. С понижением уровня допирования растут как сопротивление в нормальном состоянии, так и глубина проникновения $\lambda_{ab}(0)$. В случае YBa₂Cu₃O_{7-x} зависимости $\sigma''_{ab}(T/T_c)/\sigma''_{ab}(0)$ следуют универсальной зависимости, соответствующей d -волновой симметрии параметра порядка. Действительная часть проводимости хорошо описывается в рамках обобщенной двухжидкостной модели, учитывающей температурную зависимость времени релаксации квазичастиц и неоднородное уширение сверхпроводящего перехода. Наблюдающийся в случае оптимально допированного YBa₂Cu₃O_{7-x} максимум поверхностного сопротивления при $T \sim T_c/2$ исчезает по мере уменьшения содержания кислорода. Этот факт объясняется насыщением времени релаксации при низких температурах. В таблице 3.1 систематизированы параметры, характеризующие высокочастотный отклик купратных плоскостей исследованных нами образцов.

Глава 4

Результаты измерений c -отклика

4.1 Определение импеданса $Z_c(T)$ из измеряемых в эксперименте величин

Опишем процедуру извлечения поверхностного импеданса $Z_c(T)$ из экспериментов в L -ориентации на примере оптимально допированного кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.

Действительная часть формулы (2.28) определяет связь $\Delta Q^{-1}(T)$ с $\delta_{ab}(T)$ и $\delta_c(T)$. Измерив при $T > T_c$ зависимость $\Delta Q^{-1}(T)$ в L -ориентации (квадраты на рис. 4.1a) и зная измеренную в T -ориентации $\delta_{ab}(T) = \sqrt{2\rho_{ab}(T)/\omega\mu_0}$, из (2.29) определяем функцию $\delta_c(T) = \sqrt{2\rho_c(T)/\omega\mu_0}$, $\delta_c(150 \text{ К})=0.06 \text{ мм}$, и зависимость $\rho_c(T) = 10^4 + 24T \text{ м}\Omega\cdot\text{см}$ в интервале $100 \leq T < 200 \text{ К}$. Используя теперь известные при $T > T_c$ зависимости $\delta_c(T)$ и $\delta_{ab}(T)$ и определив действительную часть $\mu'(T)$ в (2.28), из (2.29) вычисляется $(-2\delta f/f)$ как функция температуры $T > T_c$, что показано сплошной линией на Рис. 4.1a. Эта линия приблизительно параллельна экспериментальной зависимости $-2\Delta f(T)/f$ в L -ориентации (треугольники на Рис. 4.1a) при $T > 110 \text{ К}$. Разница $-2(\delta f - \Delta f)/f$ дает аддитивную константу f_0 . Используя значения f_0 и $\Delta f(T)$, получаем $\delta f(T)$ в интервале температур $5 \text{ К} < T < 200 \text{ К}$ в L -ориентации.

Подчеркнем, что расхождение кривых $\Delta Q^{-1}(T)$ и $-2\delta f(T)/f$ при $T > T_c$ в L -ориентации обусловлено не тепловым расширением кристалла, существенным лишь в T -ориентации (верхняя вставка к Рис. 3.1), а вызвано проявлением размерного эффекта. Это расхождение становится еще более заметным по мере уменьшения ширины a кристалла, когда она сравнивается с глубиной скин-слоя δ_c . Для $a = 0.2 \text{ мм}$ и $a = 0.1 \text{ мм}$

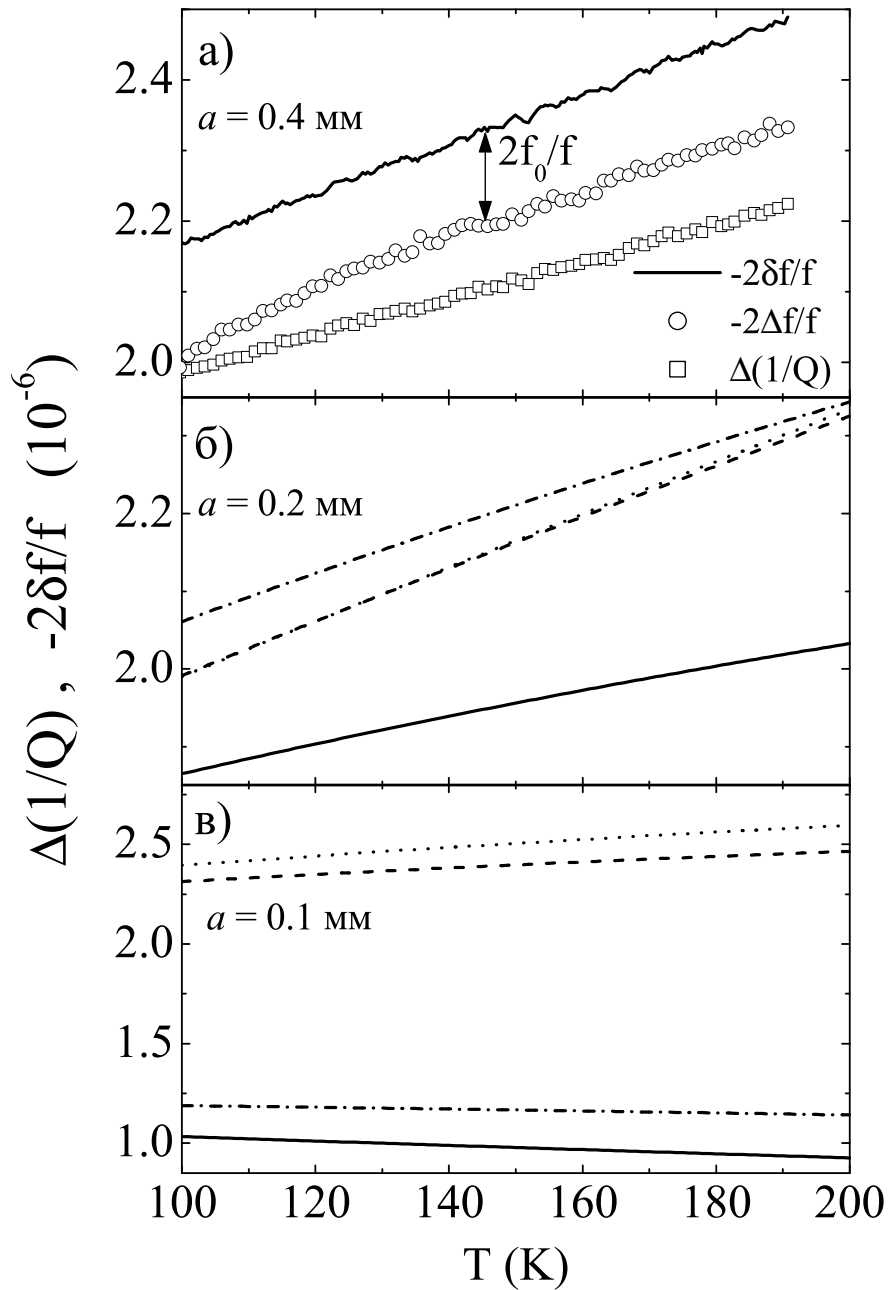


Рис. 4.1: а) Зависимости ΔQ^{-1} (квадраты) и $-2\Delta f/f$ (круги) измеренные в L -ориентации кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ при температуре $T \geq 100$ К. Сплошной линией показана зависимость $-2\delta f/f$, вычисленная из Ур. (2.28), (2.29). Константа $2f_0/f$ показана стрелкой. б) ΔQ^{-1} и $-2\delta f/f$, рассчитанные из Ур. (2.28), (2.29) (сплошная и штриховая линии) и из Ур. (2.26), (2.27) (штрих-пунктир и пунктир) для образца шириной $a = 0.2$ мм. в) То же самое, что б), но для случая $a = 0.1$ мм.

результат расчета $\Delta Q^{-1}(T)$ (сплошная линия) и $-2\delta f(T)/f$ (штриховая линия) по формулам (2.28) и (2.29) с использованием указанных выше зависимостей $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ показан на рис. 4.1б и 4.1в.

Обратим внимание, что из-за размерного эффекта, имеющего место в анизотропных кристаллах ВТСП при $T > 0.9 T_c$, компоненты поверхностного импеданса Z_{ab+c} в формуле (2.25) не могут быть найдены по измеренным в L -ориентации величинам $\Delta(1/Q)$ и $\delta f/f$ с помощью формулы (2.27). Дело в том, что решение уравнений Максвелла, допускающее использование выражений (2.26) в случае $d \sim \delta$, приводит к неверному (одномерному) распределению высокочастотных токов в нормальном состоянии анизотропного кристалла. Для двух пластин размерами $a \times b \times c = 0.2 \times 1.6 \times 0.1$ мм³ и вдвое меньшей ширины $a = 0.1$ мм результат расчета $\Delta Q^{-1}(T)$ и $-2\delta f(T)/f$ по формулам (2.26), (2.27), использующий прежние зависимости $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$, показан на рис. 4.1б и 4.1в. Сравнивая с расчетом по формулам (2.28), (2.29), видим, что при $a \approx 3\delta_c$ (рис. 4.1б) приближение (2.27) оказывается почти нечувствительным к проявлению размерного эффекта в анизотропном кристалле, приводя к слабо отличающимся зависимостям $\Delta Q^{-1}(T)$ и $-2\delta f(T)/f$ при $T > 100$ К. Лишь для микрокристалла шириной $a = 0.1$ мм ($\sim \delta_c$) приближение (2.27) приводит к результату похожему на найденный с помощью общих формул (2.28) и (2.29) и изображенному на рис. 4.1в.

Определив зависимости $\Delta Q^{-1}(T)$, $\delta f(T)$ и, следовательно, функцию $\mu(T)$ в (2.28) в нормальном и сверхпроводящем состояниях кристалла $YBa_2Cu_3O_{6.93}$ в L -ориентации и используя найденные ранее температурные зависимости σ'_{ab} и σ''_{ab} , из Ур. (2.29) находим компоненты проводимости $\sigma'_c(T)$ и $\sigma''_c(T)$ кристалла представленные на рис. 4.2. Отличительной особенностью оптимально допированного состояния $YBa_2Cu_3O_{6.93}$ является хорошее совпадение температурных зависимостей $\sigma''_{ab}(T)/\sigma''_{ab}(0)$ и $\sigma''_c(T)/\sigma''_c(0)$. Этот факт находит строгое объяснение только в теории линейного отклика анизотропного $3D$ сверхпроводника [13]. Экстраполяция линейной низкотемпературной зависимости глубины проникновения $\lambda_c(T) = 1/\sqrt{\omega\mu_0\sigma''_c(T)}$ (нижняя вставка к рис. 4.2) приводит к значению $\lambda_c(0) = 1.55$ мкм.

Полученные аналогичным способом температурные зависимости мнимых частей проводимостей $\sigma''_{ab}(T)$ (пустые символы) и $\sigma''_c(T)$ (закрашенные символы) этого же образца при пониженном содержании кислорода изображены на Рис. 4.3.

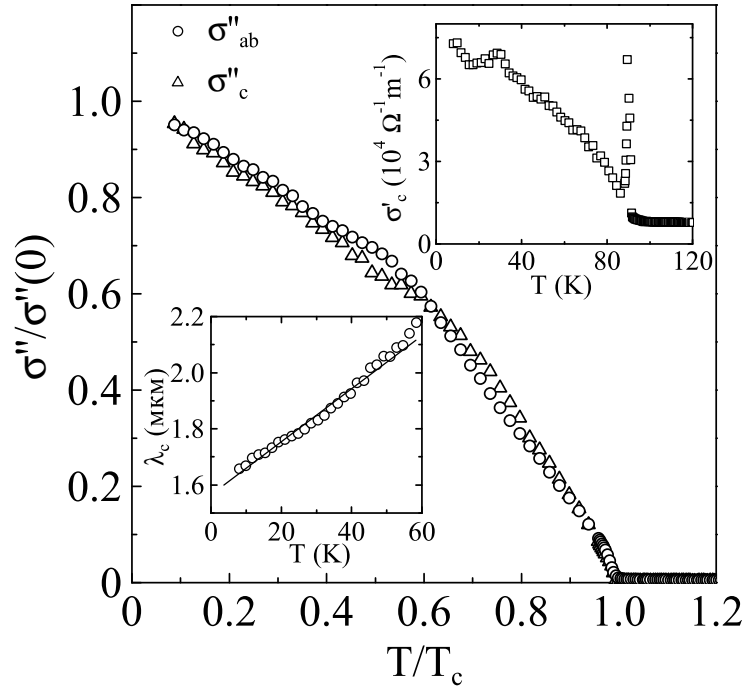


Рис. 4.2: Проводимости σ''_{ab} и $\sigma_c = \sigma'_c - i\sigma''_c$ монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$. На нижней вставке изображена зависимость глубины проникновения $\lambda_c(T)$.

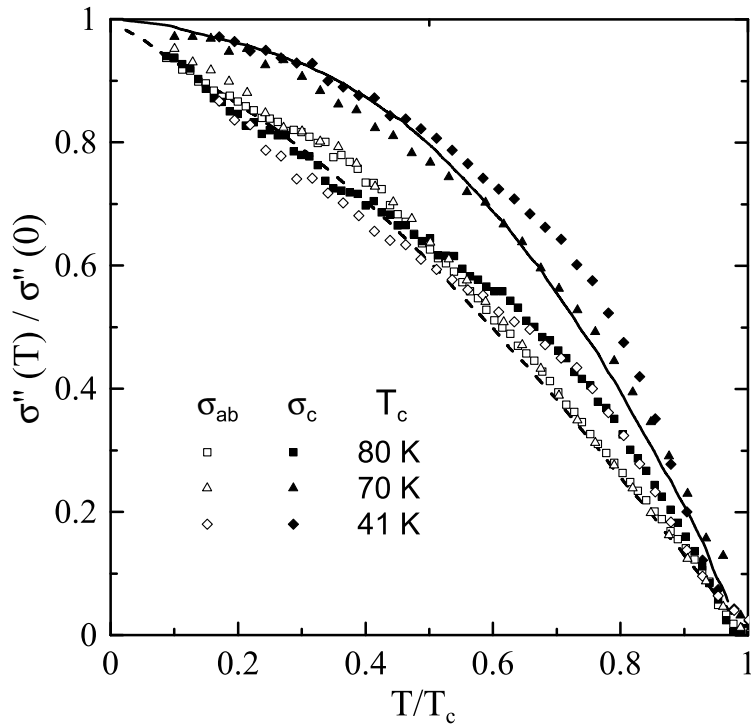


Рис. 4.3: Мнимые части проводимостей $\sigma''_{ab}(T)$ (пустые символы) и $\sigma''_c(T)$ (закрашенные символы) образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при пониженном содержании кислорода. Линиями изображены описанные в тексте теоретические зависимости из работы [74].

4.2 Анализ экспериментальных результатов

Подходящей для сравнения с экспериментальными данными настоящей работы является модель [74], в которой рассматриваются следующие вклады в c -транспорт квазичастиц в сверхпроводящем и нормальном состояниях ВТСП: (а) прямые перескоки с одной купратной плоскости на другую и (б) перескоки, сопровождающиеся неупругим рассеянием на фононах и упругим рассеянием на примесях, лежащих между плоскостями. В самих купратных плоскостях проводимость считается друдевской

$$\sigma_{ab} = \frac{e^2 \nu_{2D} D_{ab}}{d} = \frac{n_{2D} e^2 \tau}{md}, \quad (4.1)$$

где $\nu_{2D} = m/\pi\hbar^2$ - двумерная плотность состояний на единицу площади, $D_{ab} = v_F^2 \tau/2$, v_F , τ и $n_{2D} = k_F^2/2\pi$ - соответственно коэффициент диффузии, фермиевская скорость, время релаксации и двумерная плотность квазичастиц в ab -плоскости. Полный гамильтониан электронной системы в модели [74] представляет собой сумму гамильтонианов отдельных m слоев CuO_2 , $\sum_m H_m$, и межплоскостного гамильтониана H_\perp , который предполагается малым по сравнению с $\sum_m H_m$. Проводимость находилась во втором порядке теории возмущений по H_\perp . При этом в процессе (а) сохраняется компонента импульса электрона в ab -плоскости (зеркальное туннелирование), а в процессе (б) - нет (диффузное туннелирование) [75].

При вычислениях анизотропии сверхпроводящего состояния ВТСП в [74] использовалась модель БКШ с d -симметрией параметра порядка в CuO_2 слоях. С учетом обоих процессов (а) и (б) результат численного расчета $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ показан сплошной линией на рис. 4.3, а штриховой линией - $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$. Сравнение с экспериментальными данными при $T < T_c/2$ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с дефицитом кислорода $x > 0.07$ отчетливо демонстрирует сильное уменьшение наклонов кривых $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ с увеличением x и слабые изменения кривых $\sigma_{ab}''(T)/\sigma_{ab}''(0)$. При $T > T_c/2$ более крутой ход экспериментальных зависимостей по сравнению с теоретическими может быть проявлением эффектов сильного электрон-фононного взаимодействия, не учитываемых в модели [74]. Штриховая линия на рис. 4.3 совпадает также с рассчитанной в [74] кривой $\sigma_c''(T)/\sigma_c''(0)$ в отсутствие диффузного туннелирования (б), когда оставшийся режим (а) зеркального туннелирования вдоль оси c становится идентичным c -транспорту в анизотропном $3D$ сверхпроводнике. Этот исключительный случай соответствует оптимально допированному $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$.

На Рис. 4.4 показаны температурные зависимости проводимости $\sigma_c(T)$ в нормальном

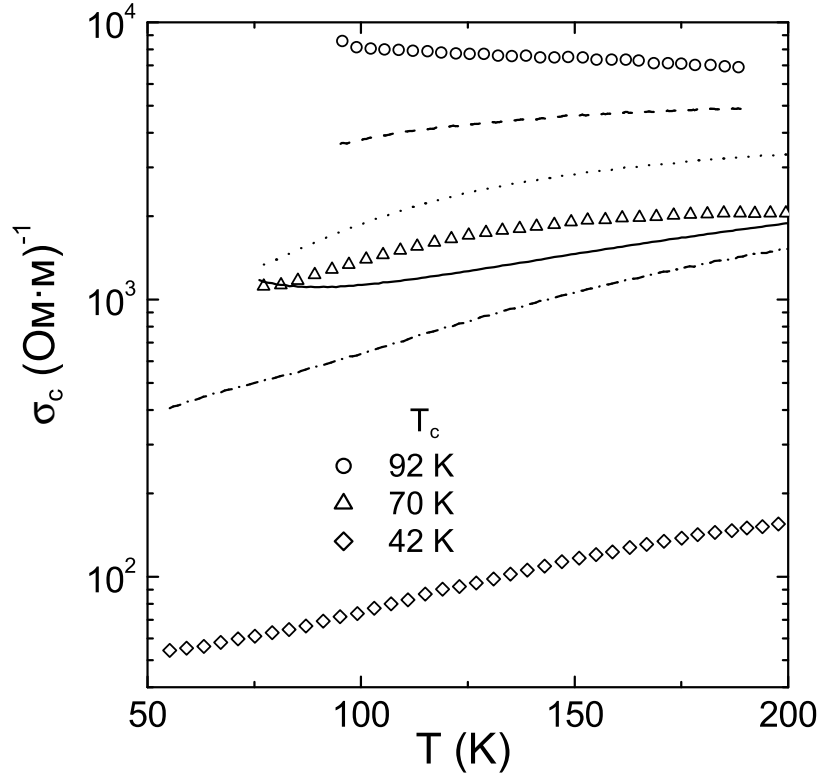


Рис. 4.4: Проводимость $\sigma'_c(T)$ в нормальном состоянии кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с температурой перехода 92 (круги), 70 (треугольники) и 42 К (ромбы) сравниваются с соответствующими величинами минимальной трехмерной проводимости (штриховая, пунктирная и штрих-пунктирная линии). Сплошная линия – расчет c -проводимости в модели [74] для случая $T_c = 70$ К.

состоянии $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Только в оптимально допированном $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ зависимость $\sigma_c(T)$ имеет металлический характер, а отношение σ_{ab}/σ_c приблизительно соответствует анизотропии эффективных масс носителей заряда $m_c/m_{ab} = \lambda_c^2(0)/\lambda_{ab}^2(0)$ в чистом 3D лондоновском сверхпроводнике. Во всех других состояниях $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с меньшей концентрацией дырок проводимость $\sigma_c(T)$ падает с уменьшением температуры, демонстрируя неметаллическое поведение. На рис. 4.4 линиями показаны рассчитанные в работе [76] значения минимальной минимальной металлической проводимости в c -направлении для анизотропной 3D ферми-жидкостной модели

$$\sigma_{c,min}^{3D} = \sqrt{\rho_{ab}/\rho_c} n e^2 d^2 / h, \quad (4.2)$$

где $n \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ – концентрация носителей, d – постоянная решетки в c -направлении, h – постоянная Планка. Проводимость $\sigma_{c,min}$ в (4.2) намного меньше предела $\sigma_{IR} = e^2 k_F / h$ Иоффе-Регеля в двумерном случае, $\sigma_{c,min} \approx \sqrt{\rho_{ab}/\rho_c} \sigma_{IR} d/a \ll \sigma_{IR}$ ($a \approx 2\pi/k_F$ – постоянная

ная решетки плоскости CuO_2), в то время как $\sigma_{ab,min} \approx \sigma_{IR}$. Во всем интервале температур лишь c -проводимость $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ превышает минимальное металлическое значение $\sigma_{c,min}^{3D}$.

Таким образом, естественно предположить, что, как и в сверхпроводящем состоянии $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, незначительное уменьшение концентрации носителей по сравнению с оптимальным уровнем в нормальном состоянии приводит к кроссоверу от $3D$ металлической проводимости к $2D$ друдевской проводимости в слоях CuO_2 и туннельной проводимости между этими слоями (кроссовер $3D-2D$). При анализе этого предположения удобно вновь использовать модель [74]. Если t_\perp - туннельный матричный элемент перескока, то c -проводимость квазичастиц в процессе (а) будет равна [74, 75, 77, 78]

$$\sigma_c^{dir} = 2e^2\tau\nu_{2D} \left(\frac{t_\perp}{\hbar}\right)^2 = 4\sigma_{ab} \left(\frac{t_\perp d}{\hbar v_F}\right)^2, \quad (4.3)$$

где $2\tau(t_\perp/\hbar)^2$ - интенсивность прямого туннелирования между соседними плоскостями CuO_2 , а σ_{ab} - проводимость (4.1) в этих плоскостях. В этом случае характерное время перескока \hbar/t_\perp существенно превышает время релаксации τ в плоскости [75]: $\hbar/t_\perp \gg \tau$. В обратном пределе $\hbar/t_\perp \ll \tau$ проводимость во всех направлениях является друдевской, как в анизотропном $3D$ металле. Кроссовер имеет место, когда $\hbar/t_\perp \approx \tau$. При этом достигается максимальное значение туннельной c -проводимости $\sigma_{c,max}^{dir} = 2\sigma_{IR}\sqrt{\rho_{ab}/\rho_c}$ из (4.3), приблизительно равное минимальной металлической проводимости $\sigma_{c,min}^{3D}$ из (4.2). В случае диффузного туннелирования квазичастиц (процессы (б) в модели [74]), проводимость вдоль оси c равна [75, 79]

$$\sigma_c^{diff} = \frac{e^2\nu_{2D}D_c}{d} = \frac{e^2\nu_{2D}d}{\tau_c}, \quad (4.4)$$

где $D_c = d^2\tau_c$ - коэффициент диффузии и $1/\tau_c$ - вероятность рассеяния между купратными плоскостями. Как и в предыдущем случае, при $\tau_c \approx \tau$ находим $\sigma_{c,max}^{diff} = \sigma_{IR}\sqrt{\rho_{ab}/\rho_c} \approx \sigma_{c,min}^{3D}$, а из (4.1) и (4.4) получаем другую запись критерия перехода $3D-2D$:

$$\sigma_{c,max}\sigma_{ab} \approx \frac{n_{2D}}{\pi} \left(\frac{e^2}{\hbar}\right)^2. \quad (4.5)$$

Из (4.5) при $n_{2D} = n/d \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$ следует, что кроссовер $3D-2D$ наступает при достижении значения $\rho_c\rho_{ab} \approx 10^{-6} (\text{Ом}\cdot\text{см})^2$. Только при $x = 0.07$ произведение $\rho_c\rho_{ab} \lesssim 10^{-6} (\text{Ом}\cdot\text{см})^2$, что еще раз подтверждает применимость $3D$ анизотропной фермижидкостной модели для объяснения свойств оптимально допированного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$.

Из формул (4.3) и (4.4) следуют принципиально различные температурные зависимости c -проводимостей при $T \geq T_c$: в случае прямого туннелирования $\sigma_c^{dir}(T) \propto \sigma_{ab}(T)$ увеличивается с ростом $\tau(T)$ при приближении T к T_c , в то время как $\sigma_c^{diff}(T)$ падает при увеличении $\tau_c(T)$. Согласно модели [74], полная проводимость σ_c вдоль оси c равна сумме проводимостей, обусловленных каждым, (а) и (б), из рассмотренных выше процессов. В области близких к T_c температур σ_c^{diff} определяется, в основном, рассеянием квазичастиц на примесях, лежащих между купратными плоскостями, и не зависит от T , поскольку другой вклад в σ_c^{diff} от взаимодействия с фононами вымерзает. При $T \gg T_c$, наоборот, этот фононный вклад становится определяющим. В результате, температурная зависимость проводимости $\sigma_c(T)$ имеет приближенный вид $A/T + C + BT$ (A, B, C - независимые от T величины) и не описывает экспериментальные данные: пример расчета $\sigma_c(T)$ по формулам [74] показан сплошной линией на рис. 4.4 для образца $YBa_2Cu_3O_{6.67}$.

Однако совсем недавно в работе [80] предложена модель c -транспорта, в рамках которой хорошо описываются все измеренные в данной работе зависимости $\rho_c(T)$. В отличие от [74], где эффекты взаимодействия с фононами возникали во втором порядке теории возмущений, в гамильтониане модели [80] они учитываются точно с помощью канонического преобразования [81], а уже затем межплоскостное туннелирование квазичастиц рассматривается как возмущение исходно сильно связанной электрон-фононной системы. Такое рассмотрение применимо, если $\epsilon_F \gg \omega_0 \gg t_\perp$, где ϵ_F - фермиевская энергия и ω_0 - характерная энергия фононов. Оба неравенства выполняются для слоистых анизотропных ВТСП, в c -направлении которых, согласно [80], электрон движется в окружении большого числа фононов, образуя полярон [82], слабо влияющий на поперечный ab -транспорт. Для эйнштейновского спектра c -поляризованных фононов в области температур $T \sim \omega_0$ в [80] получено аналитическое выражение

$$\rho_c(T) \propto \rho_{ab}(T) \frac{\exp[g^2 \tanh(\omega_0/4T)]}{\sqrt{\sinh(\omega_0/2T)}}, \quad (4.6)$$

где g - параметр, характеризующий силу электрон-фононного взаимодействия, $g > 1$. На рис. 4.5 приведен результат сравнения экспериментальных (символы) и найденных по формуле (4.6) (сплошные линии) зависимостей $\rho_c(T)$. В расчетах использовались соответствующие зависимости $\rho_{ab}(T)$; параметр g для всех кривых на рис. 4.5 оставался практически неизменным: $g \approx 3$; величина ω_0 возрастала от 110 К до 310 К при уменьшении кислородного содержания ($7 - x$) в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ от 6.93 до 6.53.

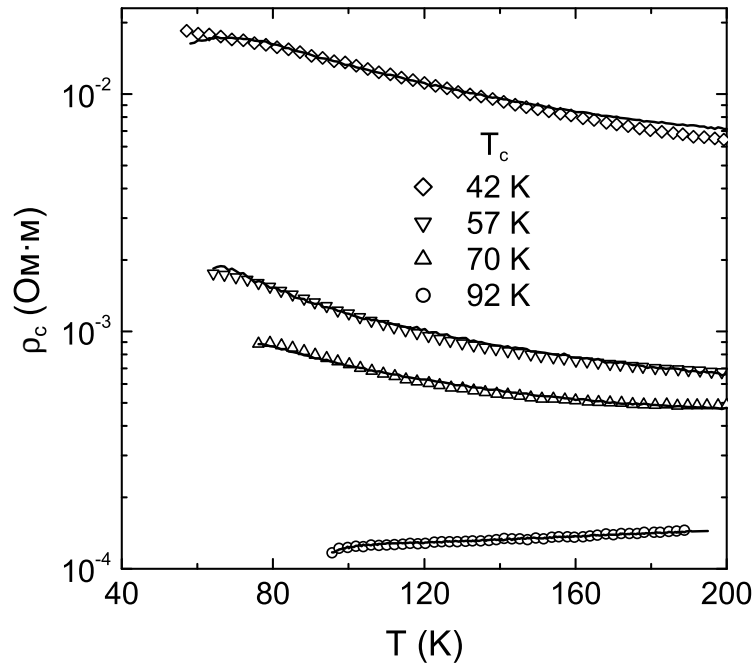


Рис. 4.5: Экспериментальные зависимости (символы) сопротивления $\rho_c(T)$ монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в сравнении с рассчитанными (линии) по формуле (4.6).

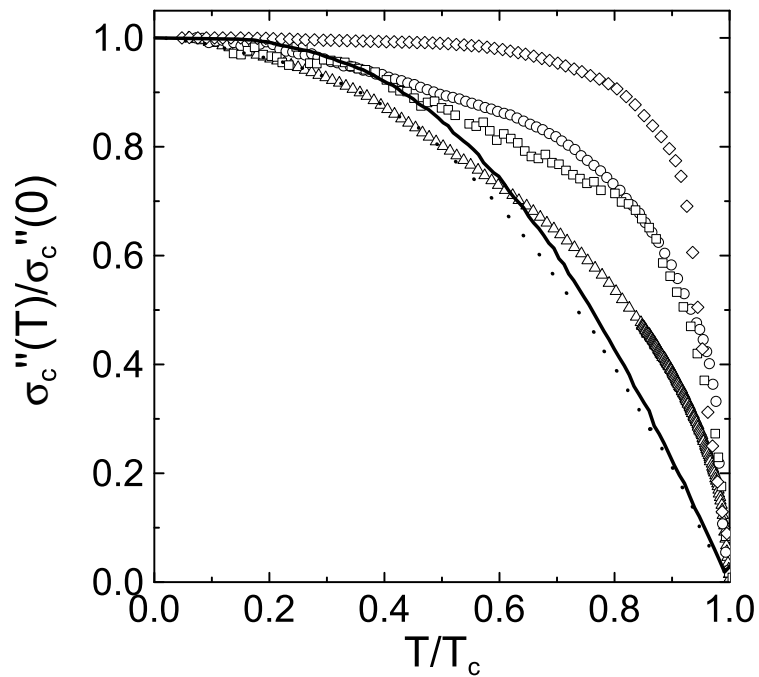


Рис. 4.6: Проводимость $\sigma_c''(T)$ образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ №1 (треугольники), №2 (кружки), №3 (квадраты) и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ (ромбы) в сравнении с теоретическими кривыми из [74] в случае учета прыжкового процесса (b) (сплошная линия) и обоих процессов (пунктир).

На рис. 4.6 приведены экспериментальные данные $\sigma_c''(T)$ в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ в сравнении с расчетами [74]. К сожалению, различие экспериментальных данных с рассмотренной теорией достаточно велико. По-видимому, требуются дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

4.3 Точность измерений s -отклика

Использованная нами методика извлечения поверхностного реактанса $X_c(T)$ в абсолютных единицах предполагает действительность проводимости $\sigma_c(T)$ в нормальном состоянии. Вообще говоря, это условие не обязано выполняться. Теоретические оценки показывают, что в ВТСП величина диэлектрической проницаемости не превышает значения $\epsilon' \lesssim 10$. Учет этого значения приводит к поправке к экспериментально найденному значению проводимости в нормальном состоянии. Эта поправка может достигнуть величины порядка 10% в случае $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$, но в случае $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ она исчезающе мала. Также это может привести к коррекции величины $\lambda_c(0)$, которая получается в результате совмещения экспериментальной зависимости $\Delta f(T)$ и рассчитанной из зависимости $\Delta 1/Q(T)$ в предположении о действительности проводимости. Расчеты по формулам (2.28) показывают, что значение $\epsilon' = 10$ приводит к ошибке в $\sim 10\%$ в определении величины $\lambda_c(0)$ в случае $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$, в остальных случаях ошибка опять же крайне мала. Кроме того, с помощью методики измерения динамической магнитной восприимчивости на частоте $f = 100$ КГц мы измеряли значение глубины проникновения $\lambda_c(0)$ во всех монокристаллах, использованных при написании данной работы. В пределах экспериментальной погрешности полученные на низкой частоте результаты (где поправкой от диэлектрической проницаемости можно пренебречь) совпали с полученными в микроволновых экспериментах. Рис. 4.7 демонстрирует совпадение температурных зависимостей $\Delta\lambda_c(T)$ образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$, измеренных на микроволновой ($f = 9.42$ ГГц) и низкой ($f = 100$ КГц) частоте. На наш взгляд, это полностью подтверждает применимость использовавшегося предположения и, следовательно, метода.

Наконец, в таблице 4.1 приведены основные параметры, характеризующие анизотропию микроволнового отклика исследованных образцов.

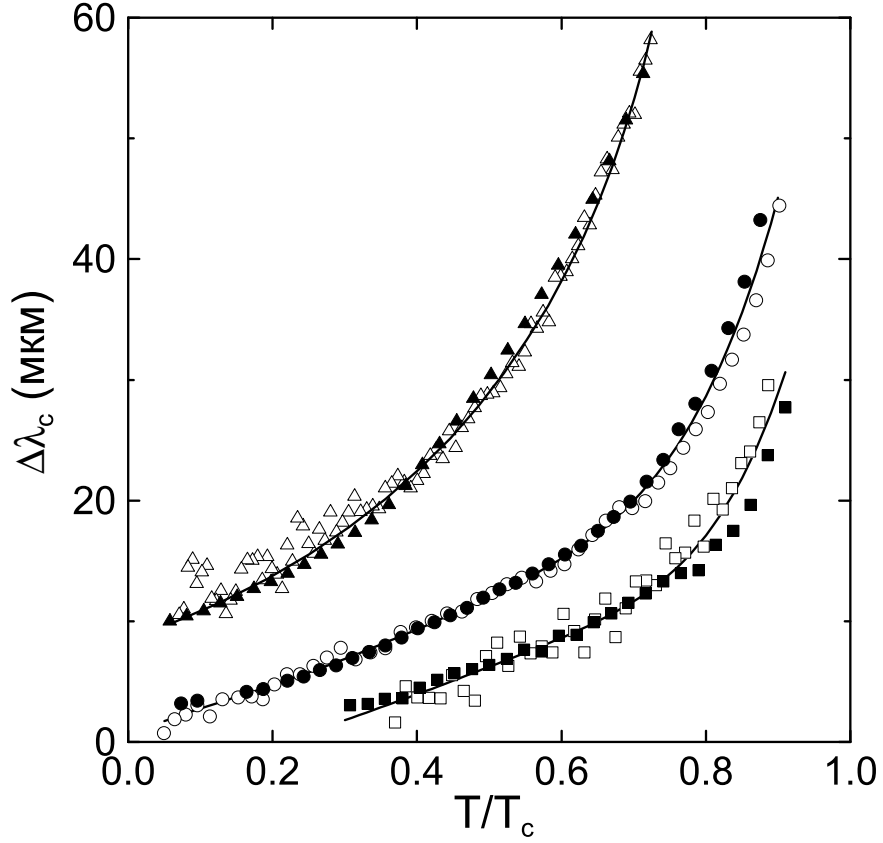


Рис. 4.7: Глубины проникновения $\Delta\lambda_c(T)$ образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ №1 (треугольники), №2 (кружки) и №3 (квадраты), измеренные в микроволновом (сплошные символы) и низкочастотном (полые символы) экспериментах. Кривые смещены по вертикали для ясности.

Таблица 4.1: Параметры, характеризующие анизотропию исследованных образцов

образец	критическая температура T_c , К	значения λ при $T = 0$		$\delta\lambda_c(T) \propto T^\alpha$ α	λ_c/λ_{ab} при $T = 0$	$(\rho_c/\rho_{ab})^{1/2}$ при $T = 200$ К
		λ_{ab} , нм	λ_c , мкм			
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ №1	92	152	1.55	1.0	10	11
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ №2	80	170	3.0	1.1	18	18
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ №3	70	178	5.2	1.2	29	16
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ №4	60	190	6.9	1.3	36	16
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ №5	42	198	16.3	1.8	83	35
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ №1	81	490	160	2	320	240
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ №2	90	260	150	~ 1	580	390
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ №3	84	210	50	~ 1	240	240
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$	89	170	110	-	650	160

Заключение

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Показано, что в рамках обобщенной двухжидкостной модели, учитывающей температурную зависимость времени релаксации квазичастиц и неоднородное уширение сверхпроводящего перехода, хорошо описываются температурные и частотные зависимости действительных частей импеданса и проводимости купратных плоскостей монокристаллов ВТСП.
2. В рамках модели смешанной симметрии параметра порядка рассчитаны температурные зависимости глубины проникновения $\lambda_{ab}(T)$ и объяснены сильно отличающиеся в разных образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ наклоны кривых $\Delta\lambda_{ab}(T) \propto T$ при $T < T_c/4$, а также особенности в зависимостях $\lambda_{ab}(T)$ в промежуточной области температур $T \sim T_c/2$.
3. Показано, что условие нормального скин-эффекта, $R_{ab}(T) = X_{ab}(T)$ при $T > T_c$, выполняется в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$, но нарушается в $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$. Вероятной причиной этого нарушения является экранировка микроволнового магнитного поля шероховатостями поверхности кристалла $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$, связанными со следами плоскостей спайности на его поверхности.
4. Развита процедура нахождения всех компонент тензора комплексной проводимости как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии образца, использующая выполненные в работе расчеты распределения полей на поверхности и в объеме кристалла ВТСП, имеющего форму вытянутого параллелепипеда.
5. Следуя предложенной процедуре, исследована анизотропия температурных зависимостей глубины проникновения магнитного поля монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ с различными уровнями допирования кислородом.

Показано, что в этих кристаллах зависимости $\lambda_{ab}(T)$ линейны при $T < T_c/3$. Линейная при $T < T_c/3$ зависимость $\Delta\lambda_c(T) \propto T$ в оптимально допированном $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ при понижении содержания кислорода сменяется квадратичной.

6. Доказано, что оптимально допированный кристалл $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$ является трехмерным ($3D$) анизотропным металлом. Это утверждение следует из экспериментально обнаруженного совпадения кривых $\sigma''_{ab}(T)/\sigma''_{ab}(0)$ и $\sigma''_c(T)/\sigma''_c(0)$ при $T < T_c$ и металлического хода при $T > T_c$ проводимости $\sigma_c(T)$, превышающей минимально допустимое значение c -проводимости анизотропного $3D$ металла.
7. Показано, что при понижении содержания кислорода в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ относительно оптимального уровня зависимости $\sigma''_{ab}(T/T_c)/\sigma''_{ab}(0)$ меняются слабо, наклон кривых $\sigma''_c(T/T_c)/\sigma''_c(0)$ уменьшается, а зависимости $\sigma_c(T)$ в нормальном состоянии становятся полупроводниковыми. Эти факты указывают на кроссовер от $3D$ металлической проводимости к двумерной ($2D$) друдевской проводимости в купратных плоскостях и туннельной проводимости в направлении оси c . Экспериментальные результаты хорошо описываются моделью прыжковой проводимости, учитывающей сильное электрон-фононное взаимодействие.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. D.V. Shovkun, M.R. Trunin, A.A. Zhukov, Yu.A. Nefyodov, N. Bontemps, H. Enriquez, A. Buzdin, T. Tamegai "c-axis penetration depth in BiSrCaCuO single crystals measured by ac-susceptibility and cavity perturbation techniques", JETP Letters **71**(2), 92 (2000).
2. Yu.A. Nefyodov, A.A. Golubov, M.R. Trunin, M.T. Beal-Monod "Multicomponent Order Parameter and Penetration Depth of YBCO Single Crystals", Physica B **284-288**, 919 (2000).
3. M.R. Trunin, Yu.A. Nefyodov, Herman J. Fink "Phenomenological description of the microwave surface impedance and complex conductivity of high-Tc single crystals", JETP **91**, 801 (2000).
4. M.R. Trunin, Yu.A. Nefyodov, D.V. Shovkun, A.A. Zhukov, N. Bontemps, A. Buzdin, M. Daumens, H. Enriquez, and T. Tamegai "Triple approach to determination of the c-axis penetration depth in BSCCO crystals", Journal of Superconductivity **14**(1), 181 (2001).
5. C. Kusko, Z. Zhai, N. Hakim, R.S. Markiewicz, S. Sridhar, D. Colson, V. Viallet-Guillen, A. Forget, Yu. A. Nefyodov, M. R. Trunin, N.N. Kolesnikov, A. Maignan, A. Daignere, A.

Erb. "Anomalous microwave conductivity due to collective transport in the pseudogap state of cuprate superconductors", Phys. Rev. B **65**, 132501 (2002).

6. Yu.A. Nefyodov, M.R. Trunin, A.A. Zhohov, I.G. Naumenko, G.A. Emel'chenko, D.Yu. Vodolazov, I.L. Maksimov "Surface impedance anisotropy $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ single crystals: electrodynamic basis of the measurements", Phys. Rev. B **67**, 144504, (2003).

7. Yu.A. Nefyodov, M.R. Trunin "Microwave surface impedance anisotropy of YBaCuO single crystals with different oxygen content", Physica C **388-389**, 469 (2003).

8. М.Р. Трунин, Ю.А. Нефёдов "Анизотропия микроволновой проводимости $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в сверхпроводящем и нормальном состояниях: кроссовер $3D - 2D$ ", Письма в ЖЭТФ, **77**(10), 696 (2003).

Наконец, хотелось бы выразить благодарность моему научному руководителю М.Р. Трунину – за всестороннюю поддержку и терпение, инженерам А.Т. Соколову и Г.В. Мерзлякову – за помощь в совершенствовании экспериментальной установки, сотрудникам лабораторий Г.А. Емельченко и Н.Н. Колесникова, вырастившим исследовавшиеся монокристаллы, Д.В. Шовкуну, А.Ф. Шевчуну, Г.Э. Цыдынжапову, А.А. Голубову – за ценные обсуждения, а также многим другим сотрудникам ИФТТ, способствовавшим написанию данной работы.

Литература

- [1] J.G. Bednorz and K.A. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- [2] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer. "Theory of Superconductivity", Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [3] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.М. Халатников, ЖЭТФ **35**, 265 (1958).
- [4] D.C. Mattis and J. Bardeen. "Theory of the Anomalous Skin Effect in Normal and Superconducting Metals", Phys. Rev. **111**, 412 (1958).
- [5] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, Nature (London) **410**, 63 (2001).
- [6] R. Liang, P. Dosanjh, D.A. Bonn, D.J. Baar, J.F. Carolan, and W.N. Hardy, Physica C **195**, 51 (1992).
- [7] D.A. Bonn, P. Dosanjh, R. Liang, and W.N. Hardy . "Evidence for rapid suppression of quasiparticle scattering below T_c in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ", Phys. Rev. Lett. **68**, 2390 (1992).
- [8] W.N. Hardy, D.A. Bonn, D.C. Morgan, R. Liang, and K. Zhang. "Precision measurements of the temperature dependence of lambda in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$: Strong evidence for nodes in the gap function", Phys. Rev. Lett. **70**, 3999 (1993).
- [9] D. M. Broun, D. C. Morgan, R. J. Ormeno, S. F. Lee, A. W. Tyler, A. P. Mackenzie, and J. R. Waldram "In-plane microwave conductivity of the single-layer cuprate $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ " Phys. Rev. B **56**, R11443–R11446 (1997).
- [10] Shih-Fu Lee, D. C. Morgan, R. J. Ormeno, D. M. Broun, R. A. Doyle, J. R. Waldram, K. Kadowaki. "ab-plane microwave surface impedance of a high-quality $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ single crystal", Phys. Rev. Lett. **77**, 735–738 (1996).

- [11] C. Panagopoulos, J. R. Cooper, G. B. Peacock, I. Gameson, P. P. Edwards, W. Schmidbauer and J. W. Hodby. "Anisotropic magnetic penetration depth of grain-aligned $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ ", Phys. Rev. B **53**, R2999–R3002 (1996).
- [12] K. Takenaka, K. Mizuhashi, H. Takagi, and S. Uchida. "Interplane charge transport in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$: Spin-gap effect on in-plane and out-of-plane resistivity", Phys. Rev. B **50**, 6534 (1994).
- [13] T. Xiang, C. Panagopoulos, and J.R. Cooper, Int. Journ. Mod. Phys. B **12**, 1007 (1998).
- [14] H. Kitano, T. Shibauchi, K. Uchinokura, A. Maeda, H. Asaoka, and H. Takei. "*c*-axis microwave conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ in the superconducting state", Phys. Rev. B **51**, 1401 (1995).
- [15] T. Jacobs, S. Sridhar, Q. Li, G. D. Gu, and N. Koshizuka. "In-plane and *c*-axis microwave penetration depth of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ crystals", Phys. Rev. Lett. **75**, 4516 (1995).
- [16] A. Hosseini, S. Kamal, D.A. Bonn, R. Liang, and W. N. Hardy. "*c*-axis electrodynamics of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ", Phys. Rev. Lett. **81**, 1298 (1998).
- [17] T. Shibauchi, H. Kitano, K. Uchinokura, A. Maeda, T. Kimura, and K. Kishio. "Anisotropic penetration depth in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ", Phys. Rev. Lett. **72**, 2263 (1994).
- [18] J. Mao, D. H. Wu, J. L. Peng, R. L. Greene, and S. M. Anlage. "Anisotropic surface impedance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals", Phys. Rev. B **51**, 3316 (1995).
- [19] D. A. Bonn, S. Kamal, K. Zhang, R. Liang, and W. N. Hardy, J. Phys. Chem. Solids **56**, 1941 (1995).
- [20] T. Shibauchi, N. Katase, T. Tamegai, and K. Uchinokura, Physica C **264**, 227 (1996).
- [21] H. Srikanth, Z. Zhai, S. Sridhar, and A. Erb, J. Phys. Chem. Solids **59**, 2105 (1998).
- [22] Л.А. Вайнштейн, Электромагнитные волны (М.: Радио и Связь, 1988).
- [23] A.V. Pippard, Proc. Roy. Soc. **A216**, 547 (1953).
- [24] А.А. Абрикосов, Основы теории металлов (М.: Физматлит, 1987).
- [25] M.R. Trunin, Yu.A. Nefyodov, and Herman J. Fink, ЖЭТФ **118**(4), 923 (2000).

- [26] J.P. Carbotte. "Properties of boson-exchange superconductors", *Reviews of Modern Physics* **62**(4), 1027 (1990).
- [27] S.B. Nam. "Theory of electromagnetic properties of superconducting and normal systems", *Phys. Rev.* **156**, 470, 487 (1967).
- [28] М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость (М.: Атомиздат, 1980).
- [29] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Физическая кинетика* (М.: Физматлит, 1979).
- [30] A.A. Golubov, M.R. Trunin, S.V. Shulga, D. Wehler, J. Dreibholz, G. Müller, and H. Piel, *Physica C* **213**, 139 (1993).
- [31] Г.М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **38**, 966 (1960), *ЖЭТФ* **39**, 1437 (1960).
- [32] А.Е. Каракозов, Е.Г. Максимов, С.А. Машков, *ЖЭТФ* **68**, 1937 (1975).
- [33] А.Е. Каракозов, Е.Г. Максимов, А.А. Михайловский, *ЖЭТФ* **103**, 132 (1992).
- [34] F. Marsiglio. "Coherence effects in electromagnetic absorption in superconductors", *Phys. Rev. B* **44**, 5373 (1991).
- [35] O.V. Dolgov, E.G. Maksimov, A.E. Karakozov, and A.A. Mikhailovsky, *Solid State Comm.* **89**, 827 (1994).
- [36] Г.В. Климович, А.В. Рыляков, Г.М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **53**, 381 (1991).
- [37] В.Л. Гинзбург, Е.Г. Максимов, *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **5**, 1543 (1992).
- [38] G.M. Eliashberg, G.V. Klimovich, and A.V. Rylyakov, *J. Supercond.* **4**, 393 (1991).
- [39] M.T. Beal-Monod, K. Maki. "Effect on high- T_c superconductivity of the $a - b$ anisotropy in the normal phase", *Phys. Rev. B* **55**, 1194 (1997).
- [40] C.H. Choi and Paul Muzikar. "Theory of the superfluid density tensor in unconventional superconductors: Impurity scattering and band-structure effects", *Phys. Rev. B* **39**, 11296 (1989).

- [41] H. Srikanth, Z. Zhai, S. Sridhar, A. Erb and E. Walker. "Systematics of two-component superconductivity in YBCO from microwave measurements of high-quality single crystals", *Phys. Rev. B* **57**, 7986 (1998).
- [42] Yu.A. Nefyodov, A.A. Golubov, M.R. Trunin, M.T. Beal-Monod, *Physica B* **284-288**, 919 (2000).
- [43] M.T. Beal-Monod and K. Maki, *Europhys. Lett.* **33**(4), 309 (1996).
- [44] F. London and H. London, *Proc. Roy. Soc.* **A149**, 71 (1935), **A152**, 24 (1935).
- [45] C.J. Gorter and H. Casimir, *Phys. Z.* **35**, 963 (1934), *Physica* **1**, 306 (1934).
- [46] C. Varmazis, J.R. Hook, D.J. Sandiford, and M. Strongin. "Inductive transition of niobium and tantalum in the 10-MHz range. II. The peak in the inductive skin depth for T just less than T_c ", *Phys. Rev. B* **11**, 3354 (1975).
- [47] C. Varmazis, Y. Imry, and M. Strongin. "Surface effects at the superconducting phase transition in tantalum and niobium", *Phys. Rev. B* **13**, 2880 (1976).
- [48] М.Р. Трунин, А.А. Жуков, Г.Э. Цыдынжапов, А.Т. Соколов, Л.А. Клинова, Н.В. Барковский, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 783 (1996).
- [49] A. Hosseini, R. Harris, S. Kamal, et al.. "Microwave spectroscopy of thermally excited quasiparticles in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ", *Phys. Rev. B* **60**, 1349 (1999).
- [50] S-F. Lee, D. C. Morgan, R. J. Ormeno, et al.. " $a - b$ Plane Microwave Surface Impedance of a High-Quality $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ Single Crystal", *Phys. Rev. Lett.* **77**, 735 (1996).
- [51] H. Srikanth, B. A. Willemsen, T. Jacobs, et al.. "Microwave response of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ crystals: Evidence for a multicomponent order parameter", *Phys. Rev. B* **55**, R14733 (1997).
- [52] M.L. Horbach, W. van Saarloos, and D.A. Huse. "Comment on Observation of the conductivity coherence peak in superconducting $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ single crystals", *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3464 (1991).
- [53] M.H. Hettler and P.J. Hirschfeld. "Order-parameter holes and theory of microwave conductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ", *Phys. Rev. B* **61**, 11313 (2000).

- [54] S. Sridhar and W. L. Kennedy, *Rev. Sci. Instrum.* **54**, 531 (1988).
- [55] M. R. Trunin, *Physics–Uspekhi* **41**, 843 (1998); *J. Supercond.* **11**, 381 (1998).
- [56] Ч. Пул, *Техника ЭПР-спектроскопии* (М.: Мир, 1970).
- [57] M. Benkraouda, J. R. Clem. "Magnetic hysteresis from the geometrical barrier in type-II superconducting strips", *Phys. Rev. B* **53**, 5716 (1996).
- [58] E. Zeldov, A. I. Larkin, V. B. Geshkenbein et al. "Geometrical Barriers in High-Temperature Superconductors", *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428 (1994).
- [59] M. V. Indenbom, E. H. Brandt. "Comment on Field induced 3D to 2D crossover of shielding current path in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ ", *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1731 (1994).
- [60] Yu.A. Nefyodov, M.R. Trunin, A.A. Zhohov, I.G. Naumenko, G.A. Emel'chenko, D.Yu. Vodolazov, and I.L. Maksimov. "Surface impedance anisotropy of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals: electrodynamic basis of the measurements", *Phys. Rev. B* **67**, 144504 (2003).
- [61] E. Provost, E. Paumier, and A. Fortini, *J. Phys. F: Metal Phys.* **4**, 439 (1974).
- [62] Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, *Курс теоретической физики, Том 8: Электродинамика сплошных сред* (Физматлит, Москва, 1982).
- [63] E. H. Brandt and G. P. Mikitik. "Meissner-London Currents in Superconductors with Rectangular Cross Section", *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4164 (2000).
- [64] C. E. Gough and N. J. Exon, *Phys. Rev. B* **50**, 488 (1994).
- [65] M. R. Trunin, Yu. A. Nefyodov, D. V. Shovkun, A. A. Zhukov, N. Bontemps, H. Enriquez, A. Buzdin, M. Daumens, and T. Tamegai. *J. Supercond.* **14**, 187 (2001).
- [66] Дж. Л. Альтман, *Устройства сверхвысоких частот* (М.: Мир, 1968).
- [67] A. Erb, E. Walker, R. Flukiger, *Physica C* **258**, 9-20 (1996).
- [68] E.O. Shulz-Dubois, *J. Crystal Growth* **12**, 81 (1971).
- [69] S. Ooi, T. Shibauchi, T. Tamegai, *Physica C* **302**, 339–345 (1998).

- [70] M. Hasegawa, Yo. Matsushita, H. Takei, *Physica C* **267**, 31 (1996).
- [71] Y. J. Uemura, A. Keren, L. P. Lee et al. *Nature* **364**, 605 (1993).
- [72] J. R. Waldram, D. M. Broun, D. C. Morgan et al. "Fluctuation effects in the microwave conductivity of cuprate superconductors", *Phys. Rev. B* **59**, 1528 (1999).
- [73] Ф. Ф. Менде, Поверхностный импеданс реальных поверхностей.
- [74] R.J. Radtke, V.N. Kostur, K. Levin, "Theory of the c -axis penetration depth in the cuprates", *Phys. Rev. B* **53**, R522 (1996).
- [75] M. Turlakov and A.J. Legget, *Phys. Rev. B* **63**, 064518 (2001).
- [76] Y.B. Xie, "Ioffe-Regel-Mott limit in highly anisotropic systems", *Phys. Rev. B* **45**, 11375 (1992).
- [77] N. Kumar and A.M. Jayannavar, *Phys. Rev. B* **45**, 5001 (1992).
- [78] L.B. Ioffe, A.I. Larkin, A.A. Varlamov et. al., *Phys. Rev. B* **47**, 8936 (1993).
- [79] M.J. Graf, D. Rainer, and J.A. Sauls, *Phys. Rev. B* **47**, 12089 (1993).
- [80] A.F. Ho and A.J. Schofield, cond-mat/0211675.
- [81] И.Г. Ланг и Ю.А. Фирсов, *ЖЭТФ* **43**, 1843 (1962); **45**, 378 (1963).
- [82] T. Holstein, *Ann. of Phys.* **8**, 343 (1959).