

# Флуктуационная проводимость и псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках YBCO (Обзор)

А.Л. Соловьев<sup>1</sup>, В.М. Дмитриев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина

E-mail: solovjov@ilt.kharkov.ua

<sup>2</sup> International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures,  
95 Gajowicka Str., 53-421 Wroclaw, Poland

Статья поступила в редакцию 10 октября 2008 г.

Приведен обзор значительной части теоретических и экспериментальных работ, отражающих современное состояние исследований высокотемпературной сверхпроводимости и такого необычного явления, как псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Рассмотрена концепция локальных пар в системах с малой и промежуточной плотностью носителей заряда, к которым можно отнести и ВТСП. Экспериментальная часть базируется главным образом на исследовании избыточной и флуктуационной проводимости (ФП) в тонких эпитаксиальных пленках  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  (YBCO) и  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  (YPrBCO). Предложен и экспериментально проверен новый подход к анализу как ФП, так и псевдощели в таких высокотемпературных системах. Подход основан на представлении о том, что в ВТСП при температурах, значительно превышающих критическую  $T_c$ , избыточная проводимость  $\sigma'(T)$  формируется в результате образования парных состояний в виде невзаимодействующих сильно связанных бозонов, демонстрирующих при уменьшении температуры переход от режима локальных пар, подчиняющихся теории бозе-эйнштейновской конденсации, к режиму флуктуационных куперовских пар, подчиняющихся теории БКШ.

Наведено огляд значної частини теоретичних і експериментальних робіт, що відбивають сучасний стан досліджень високотемпературної надпровідності й такого незвичайного явища, як псевдощілина у високотемпературних надпровідниках (ВТНП). Розглянуто концепцію локальних пар у системах з малою та проміжною щільністю носіїв заряду, до яких можна віднести й ВТНП. Експериментальна частина головним чином базується на дослідженні надлишкової та флуктуаційної провідності (ФП) у тонких епітаксіальних плівках  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  (YBCO) і  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  (YPrBCO). Запропоновано й експериментально перевірено новий підхід до аналізу як ФП, так і псевдощілини в таких високотемпературних системах. Підхід заснований на поданні про те, що у ВТНП при температурах, значно перевищуючих критичну  $T_c$ , надлишкова провідність  $\sigma'(T)$  формується в результаті утворення парних станів у вигляді невзаємодіючих сильно зв'язаних бозонів, що демонструють при зменшенні температури перехід від режиму локальних пар, що підкоряються теорії бозе-ейнштейнівської конденсації, до режиму флуктуаційних куперівських пар, що підкоряються теорії БКШ.

PACS: **71.27.+a** Электронные системы с сильной корреляцией;  
**74.76.Bz** Пленки из высокотемпературных купратов;  
**74.40.+k** Флуктуационная сверхпроводимость.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, флуктуационная сверхпроводимость, псевдощель, локальные пары, бозе-эйнштейновская конденсация.

## Содержание

Введение . . . . .	228
1. Состояние вопроса и методы исследований . . . . .	229
1.1. Основные подходы к теоретическому рассмотрению ВТСП . . . . .	229
1.2. Особенности электронной и зонной структуры ВТСП . . . . .	230

1.3. Теоретические модели ВТСП. . . . .	232
1.3.1. Неферми-жидкостные модели. . . . .	232
1.3.2. ВТСП системы с ЭФВ. . . . .	235
1.4. Псевдощель в ВТСП. . . . .	236
1.5. Концепция локальных пар в ВТСП. . . . .	238
1.6. Теоретические основы флуктуационной проводимости . . . . .	240
2. Исследование контактов ВТСП–нормальный металл . . . . .	241
2.1. Особенности МКС спектров контактов ВТСП–нормальный металл. . . . .	241
2.2. Исследование контактов ВТСП–нормальный металл в СВЧ полях . . . . .	244
3. Флуктуационная проводимость в ВТСП . . . . .	245
3.1. Состояние вопроса исследования флуктуационной проводимости в ВТСП . . . . .	245
3.2. Флуктуационная проводимость в хорошо структурированных пленках . . . . .	245
3.2.1. Основные требования к ВТСП образцам . . . . .	245
3.2.2. Резистивные свойства пленок YBCO . . . . .	246
3.2.3. Флуктуационная проводимость в оптимально допированных пленках YBCO . . . . .	247
3.2.4. Слабодопированные пленки YBCO с $T_c < 60$ К . . . . .	249
3.2.5. YBCO пленки с $T_c \cong 80$ К . . . . .	249
3.3. Эффект Холла в системах YBCO . . . . .	250
3.3.1. Температурная зависимость коэффициента Холла в пленочных ВТСП системах . . . . .	250
3.3.2. Определение электродинамических параметров ВТСП по результатам измерений флуктуационной проводимости и эффекта Холла . . . . .	250
3.4. Температурная зависимость длины когерентности пленок YBCO . . . . .	252
3.5. Флуктуационная проводимость в пленках YBCO с искусственно внедренными дефектами . . . . .	252
4. Исследование псевдощели в системах YBaCuO резистивным методом с учетом перехода от БКШ к бозе-эйнштейновской конденсации . . . . .	253
4.1. Методы вычисления псевдощели в системах YBCO . . . . .	254
4.1.1. Роль параметров ФП анализа при вычислении псевдощели . . . . .	254
4.2. Избыточная проводимость в пленках YBCO без учета локальных пар . . . . .	255
4.3. Избыточная проводимость и анализ псевдощели в пленках YBCO без учета флуктуационных вкладов . . . . .	256
4.4. Анализ избыточной проводимости и псевдощели в пленках YBCO с учетом перехода от БКШ к БЭК . . . . .	257
Заключение . . . . .	259
Литература . . . . .	260

## Введение

Обнаружение сверхпроводимости в оксидах меди с активной плоскостью  $\text{CuO}_2$  при температурах порядка 100 К, несомненно, является одним из наиболее значимых достижений современной физики твердого тела. В то же время, несмотря на большое число работ, посвященных проблеме высокотемпературной сверхпроводимости, физика электронных процессов и взаимодействий в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) по-прежнему до конца не ясна. Объясняется это чрезвычайной сложностью электронной конфигурации ВТСП, в которых квазидвумерность сочетается с сильными зарядовыми и спиновыми корреляциями [1–7].

На сегодняшний день считается полностью установленным, что купратные ВТСП имеют перовскитную кристаллическую структуру, где определяющую

роль играют плоскости  $\text{CuO}_2$ , по которым в основном и протекает ток, в том числе и сверхпроводящий. Одним из первых фундаментальных вопросов, возникших после обнаружения высокотемпературной сверхпроводимости, был вопрос о диэлектрическом состоянии недопированных (стехиометрических) ВТСП соединений. В таких системах зона проводимости должна быть заполнена наполовину и, согласно зонной теории, такие соединения должны быть металлами, тогда как в действительности они оказались диэлектриками. Ответ предложил Андерсон [8], предположивший, что при анализе ВТСП соединений необходимо рассматривать не стандартную модель металла, а модель Хаббарда с сильным локальным отталкиванием носителей заряда, которое не только подавляет проводимость, но и способствует развитию спиновых корреляций. Не случайно именно в связи с обнаружением ВТСП возник фундаментальный инте-

рес к изучению свойств 2D-коррелированных систем и появлению в этих хаббардовских системах сверхпроводимости [5,9].

Теоретическое и экспериментальное изучение проблемы ВТСП потребовало новых подходов, поскольку уже довольно давно стало ясно, что высокие значения  $T_c$  могут существовать лишь в системах с сильным взаимодействием (см. обзор [9] и ссылки в нем). Поэтому основная часть исследований ВТСП связана с изучением эффектов сильного обменно-корреляционного взаимодействия в купратах и их проявлений как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии. Однако, несмотря на значительные усилия исследователей, по-прежнему нет ясности в вопросе о механизмах рассеяния носителей заряда в ВТСП и механизмах сверхпроводящего спаривания, понимание которого является ключевым моментом для поиска и создания материалов с еще более высокими критическими температурами. Единственное, что постепенно прояснилось, так это осознание того факта, что физика сверхпроводимости в ВТСП может быть понята прежде всего путем изучения их свойств в нормальном состоянии, которые, как известно [2,3,4,10], — весьма специфические. Среди этих исследований существенное место занимает изучение флуктуационной проводимости (ФП), которая непосредственно рассматривает возможность возникновения спаренных фермионов при температурах, превышающих  $T_c$ , и механизмы, приводящие к их образованию [11–13]. Фактически, изучение ФП — относительно простой, но весьма эффективный метод получения достоверной информации о поведении ВТСП в области температур, предшествующих их переходу в сверхпроводящее состояние. В купратах такие исследования приобретают особую актуальность, поскольку в области температур  $T_c < T < T^*$  ВТСП система переходит в необычное состояние, которое характеризуется возникновением псевдощели (ПЩ) [4,14]. (Здесь  $T^* > T_c$  — характеристическая температура, ниже которой плотность нормальных носителей в ВТСП  $n_f$  заметно уменьшается.)

В первой главе приведен сравнительный анализ различных теоретических моделей, разработанных для описания высокотемпературной сверхпроводимости. Во второй главе исследуются точечные контакты нормальный металл–ВТСП. Третья глава посвящена рассмотрению нового подхода к анализу ФП в системах с сильным обменно-корреляционным взаимодействием, исследование которых находится в центре внимания современной физики сверхпроводимости. Такими системами, прежде всего, являются купратные ВТСП, в которых сильные электронные корреляции возникают в результате наличия в них различных типов взаимодействий, таких как кулонов-

ское, магнитное, обменное. Четвертая глава посвящена разработке нового подхода к исследованию ПЩ состояния в ВТСП и его применению для измерения и анализа величины и температурной зависимости ПЩ в системах  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  (YBCO) и  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  (YPrBCO). Подход основан на представлении о том, что избыточная проводимость  $\sigma'(T)$  формируется в результате образования в ВТСП при уменьшении температуры ниже характеристической температуры  $T^*$  парных состояний в виде не взаимодействующих сильно связанных бозонов, демонстрирующих переход от режима локальных пар, подчиняющихся теории бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК), к режиму флуктуационных куперовских пар, подчиняющихся теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ).

## 1. Состояние вопроса и методы исследований

### 1.1. Основные подходы к теоретическому рассмотрению ВТСП

Часть основополагающих теоретических предположений, касающихся проблемы высокотемпературной сверхпроводимости, была высказана задолго до ее открытия [9,15]. В частности, было доказано отсутствие каких-либо принципиальных ограничений на возможное значение температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$ . В то же время было показано, что высокие значения  $T_c$  могут быть получены только в системах с сильными эффектами локального поля, т.е. в системах с сильным взаимодействием. В соответствии с теорией БКШ [16] температура  $T_c$  экспоненциально мала при малых константах связи  $\lambda$ . То есть для достижения высоких  $T_c$  необходимы вещества с большими значениями  $\lambda$ . Кроме того, необходимым, но недостаточным условием существования высоких  $T_c$  является наличие отрицательных значений статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon(\mathbf{q},0) < 0$  [15]. Как было строго доказано в [15,17], это неравенство может выполняться только в системах с сильным взаимодействием, что нашло подтверждение и в более поздних работах [3]. Выполнен также подробный анализ различных факторов, определяющих значение  $T_c$  при фоновом механизме сверхпроводимости [17]. Отмечена перспективность исследований оксидов, нитридов и карбидов металлов, в которых из-за малой массы кислорода, азота и углерода могут существовать высокие значения фоновых частот. Показана существенная роль ионности в этих соединениях, приводящей к значительному увеличению матричного элемента электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) [9].

К сожалению, в начале 70-х такими авторитетными специалистами в области теории сверхпроводимости, как Коэн и Андерсон [18], было высказано предполо-

жение о принципиальной невозможности получения высоких  $T_c$ , что, несомненно, оказало отрицательное влияние на развитие исследований по проблеме ВТСП. Как следствие, к моменту открытия высокотемпературной сверхпроводимости [19] многие из перечисленных выше результатов оказались полностью или частично забытыми. Отчасти по этой причине на раннем этапе исследований ВТСП сформировалось два различных подхода к вопросу о механизмах рассеяния, а следовательно, и сверхпроводящего спаривания носителей заряда в купратах, которые, фактически, существуют и в настоящее время. Согласно первому, спаривание носителей заряда в ВТСП имеет сугубо электронный характер, а влияние фононов представляется несущественным [1,20,21]. Согласно второму, спаривание в ВТСП можно объяснить в рамках теории БКШ, если распространить ее выводы на случай сильной связи [9,22–24]. Однако постепенно возникло четкое осознание того факта, что помимо хорошо известного электрон-фононного механизма сверхпроводимости, обусловленного межэлектронным притяжением за счет обмена фононами [16], в ВТСП могут существовать и другие механизмы, связанные с межэлектронным кулоновским взаимодействием [1–4,6,9]. Не случайно в значительной части теоретических исследований ВТСП соединений рассматривается система квазичастичных электронных возбуждений, в которой вместо фононов и экситонов, приводящих к межэлектронному притяжению и спариванию, рассматриваются другие факторы. Это могут быть волны зарядовой плотности [3], спиновые флуктуации [11,25], образование «спиновых мешков» [26,27], специфика зонной структуры, обладающей так называемым «нестингом» [28], и т. д. Существенное отличие этих исследований — это более детальное, по сравнению с классическими сверхпроводниками, исследование моделей, основанных на существовании сильного межэлектронного отталкивания в модели Хаббарда, которое может приводить к анизотропному  $d$ -спариванию [6,29]. Имеют место и попытки построения анизотропных моделей ВТСП систем, использующих различные механизмы межэлектронного притяжения [3,9,30].

### 1.2. Особенности электронной и зонной структуры ВТСП

Не вызывает сомнения тот факт, что особенности поведения ВТСП обусловлены чрезвычайной сложностью их электронной конфигурации [31–35]. Так, элементарная ячейка YBCO фактически представляет собой структурную «этажерку», в состав которой входит семь плоскостей [32,33]: две плоскости  $\text{CuO}_2$ , две плоскости  $\text{BaO}$  с атомом  $\text{Ba}$ , расположенным в центре плоскости, две цепочечные плоскости  $\text{CuO}$  и итрие-

вый  $\text{Y}$ -слой. Основу электронной конфигурации купратов составляют проводящие плоскости  $\text{CuO}_2$ , которые, собственно, и определяют квазидвумерность электронных свойств ВТСП. Роль цепочек сводится к обеспечению плоскостей  $\text{CuO}_2$  носителями заряда [33,34], а  $\text{Y}$ -слой фактически обеспечивает анизотропное движение носителей заряда в такой системе [32]. В ВТСП системах всегда имеется плоскость  $\text{CuO}_2$ , а вот цепочки  $\text{O-Cu-O}$  могут и отсутствовать, как, например в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ . [33,35] и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  [33]. Купратные слои в  $\text{Bi}$ -соединениях образуют некие стопки (пакеты) по  $n$  слоев  $\text{CuO}_2$  [31,33]. Внутри такого пакета существует сильное джозефсоновское взаимодействие между плоскостями  $\text{CuO}_2$ , что, в частности, находит отражение в туннельных экспериментах [36,37].

Уделим основное внимание рассмотрению структуры  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ , которая совмещает все особенности медно-оксидных купратов и является одной из наиболее сложных и лабильных среди ВТСП систем [5,33–35]. Подробнее этот вопрос освещается в работах [31–35]. Элементарная ячейка  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  ( $V_{\text{cell}} = V_0 \cong 1,740 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$ ) состоит из двух плоскостей  $\text{CuO}_2$  и обедненной кислородом цепочечной плоскости  $\text{CuO}_x$ , расположенной между ними. В основном состоянии (кислородный индекс  $(7-y) < 6,4$ )  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  представляет собой диэлектрик с дальним антиферромагнитным (АФ) порядком, в котором спины электронов  $S = 1/2$  локализованы на ионах меди  $\text{Cu}^{2+}$  [5]. Диэлектрическое состояние является следствием сильных электронных (хаббардовских) корреляций. Сильное кулоновское отталкивание  $U_{dd}$  на центрах  $\text{Cu}^{3+}$  приводит к тому, что энергетическая зона  $\text{Cu}_x^{2-y}{}^2$  расщепляется на нижнюю (ЛНВ) и верхнюю (УНВ) хаббардовские зоны (рис. 1), разделенные энергетической (хаббардовской) щелью  $E_g = (1,5-2) \text{ эВ}$  [38]. В рамках однозонной модели Хаббарда [2,38,39] ЛНВ полностью заполнена, а УНВ является свободной зоной (рис. 1). В YBCO реализуется уникальная близость  $d$ -состояний меди и  $p$ -состояний кислорода [2,35]. В результате зонная структура купратных ВТСП определяется сильно коррелированным движением электронов по  $d$ -орбитали меди, взаимодействующим с  $p$ -орбиталями кислорода. Для купратных ВТСП выполняется условие  $|\epsilon_d - \epsilon_p| < U_{dd} - V_{pd}$ , где  $V_{pd}$  — величина кулоновского отталкивания на межузельных центрах меди и кислорода, и кислородная зона оказывается расположенной между ЛНВ и УНВ.

Сильные электронные корреляции ( $pd$ -гибридизация) приводят к появлению пика плотности состояний для квазичастиц вблизи вершины ЛНВ (рис. 1), возникающего вследствие образования когерентного состояния для квазичастиц [7]. Ширина этого когерент-



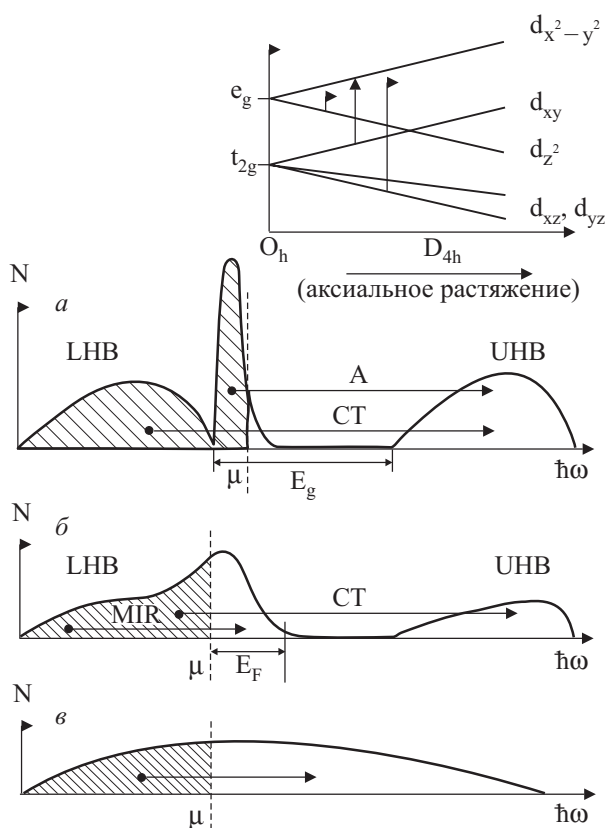


Рис. 1. Схематическое изображение расщепления  $d$ -орбиталей  $\text{Cu}^{2+}$  и спектральной зависимости плотности состояний YBCO для разных уровней допирования: недостаточное (а), оптимальное (б) и передопирование (в). Стрелками указаны возможные оптические переходы; LNB и UNB — нижняя и верхняя зоны Хаббарда соответственно [7].

ного пика определяется рождением и исчезновением магнонов при движении носителей заряда и приблизительно равна  $3J$  в металлической фазе [38]. Здесь  $J \approx 4 t^2/U \approx 10^3 \text{ K}$  — характерная величина энергии обменного взаимодействия,  $t \approx 0,2-0,3 \text{ эВ}$  — амплитуда межузельного переноса, а  $U \approx 2-3 \text{ эВ}$  — значение эффективной хаббардовской энергии в купратных оксидах. Как видно на рис. 1, уровень Ферми располагается внутри энергетической щели между этим пиком и UNB, которая носит  $\text{Cu}(3d)$  характер. Таким образом, возбуждению с минимально возможной энергией отвечает перенос заряда из заполненной кислородной зоны в UNB [5]. Различного рода межзонные переходы, которые отслеживаются в оптических исследованиях [7,31,40] и позволяют лучше проследить эволюцию свойств системы в процессе допирования, также показаны на рис. 1. В отличие от мотт-хаббардовского диэлектрика основное состояние ВТСП определяется как «диэлектрик с переносом заряда», а оптические межзонные  $dd$ -переходы (рис. 1), которые с ростом  $n_f$  трансформируются во внутризонные (MIR) переходы, называют «переходами с переносом заряда» (СТ-пере-

ходы) [7,31]. Переходы через оптическую щель из квазичастичного  $A$ -максимума в UNB без возбуждения магнитных степеней свободы обозначены как  $A$ -переходы. Также возможны такие же переходы, но с одновременным переносом заряда от кислорода к меди и возбуждением магнитной подсистемы ( $(A + J)$ -переходы) [7,40]. Следует подчеркнуть, что описание диэлектрического состояния YBCO в терминах  $\text{Cu } 3d_{x^2-y^2}$ - и  $\text{O } 2p\sigma$ -орбиталей нельзя считать полностью корректным, поскольку имеет место их сильная гибридизация [5,31].

В отличие от  $\text{La}_{2-x}(\text{Sr,Ba})_x\text{CuO}_4$  носители заряда в YBCO возникают в результате интерколяции кислорода [5,33–35]. Процесс допирования начинается с заполнения вакантных мест в цепочках базового слоя  $\text{CuO}_x$ . Эта стадия допирования ( $(7-y) < 6,2$ ) не затрагивает активную плоскость  $\text{CuO}_2$ . Внедряясь, кислород притягивает два электрона от соседних ионов  $\text{Cu}^+$ , и образуется  $\text{O}^{2-}$ . Медь в цепочках имеет переменную валентность в зависимости от числа ближайших кислородных соседей. По мере допирования в  $\text{CuO}_x$  возникает ситуация, когда кислород не находит позиции с двумя соседними ионами  $\text{Cu}^+$ . В этом случае необходимый электрон берется из соседней активной плоскости  $\text{CuO}_2$ , что в конечном итоге и приводит к дырочной проводимости в YBCO. Таким образом, химическое допирование сопровождается перетеканием заряда между  $\text{CuO}_2$  и цепочками  $\text{CuO}_x$ , выступающими как резервуар захваченных электронов. *Возможность перераспределения заряда между разделенными в пространстве квазинезависимыми структурами элементарной ячейки является одной из основополагающих концепций физики ВТСП* [31,33,41].

Когда плотность носителей заряда  $n_f$ , нормированная на объем элементарной ячейки, достигает значения  $n_0 = n_f V_0 \sim 0,05$  ( $(7-y) \geq 6,4$ ), происходит переход диэлектрик–металл и YBCO приобретает металлическую проводимость, одновременно становясь сверхпроводником (СП) [5]. В то же время поперечная проводимость вдоль  $c$ -оси  $\sigma_{\perp}(T)$  демонстрирует активационную зависимость от  $T$ . При увеличении содержания кислорода плотность носителей заряда  $n_f$  быстро увеличивается. Одновременно возрастает и  $T_c$ . При оптимальном допировании (ОД) (орто-I фаза,  $(7-y) \approx 6,9$ ,  $T_c \approx 90 \text{ K}$ )  $n_0 \sim 0,5$ , причем на каждую плоскость  $\text{CuO}_2$  приходится 0,25 всех дырок, тогда как 0,5 дырок находится уже в цепочечной структуре. Планарная проводимость возрастает, а поперечная проводимость демонстрирует тенденцию к металлизации [35,42].

Режим, в который переходит YBCO при  $(7-y) > 6,95$ , условно можно назвать передопированным (режим «over-doped») [15]. В этом режиме фактически все це-

почки  $\text{CuO}_x$  слоя являются заполненными, и система *трехмеризуется*. При этом  $\sigma_{\perp}(T)$  имеет уже хорошо выраженный металлический ход [42], однако  $T_c$  уменьшается. В «over-doped» режиме система все более металлизирована и возникает необходимость учета электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ) [5,11]. При этом температурная зависимость сопротивления подчиняется закону  $\rho(T) \propto T^2$  [5,43], в отличие от линейной зависимости  $\rho(T) \propto T$ , характерной для оптимального допирования [5,6]. Если рассматривать квадратичную зависимость удельного сопротивления как типичный признак канонического ферми-жидкостного (ФЖ) поведения [5,9], то можно считать, что переход ВТСП от нестандартного (с классической точки зрения) состояния к более обычному металлическому состоянию происходит непрерывным образом. При увеличении числа носителей заряда кардинальным образом видоизменяется и зонная структура YBCO, что хорошо видно на рис. 1. В «over-doped» режиме ВТСП становится обычным некоррелированным металлом и хаббардовская щель вместе с корреляционным  $A$ -максимумом исчезают.

Следует подчеркнуть, что при появлении даже небольшого числа дырок дальний АФ порядок в YBCO быстро исчезает. Это объясняется тем обстоятельством, что дырки, которые в основном внедряются в кислородные  $2p$ -орбитали, эффективно разрушают обменное взаимодействие между спинами меди [5,6]. Однако, несмотря на потерю дальнего АФ порядка, сильные спиновые корреляции в ВТСП сохраняются вплоть до весьма высоких уровней допирования, что следует, в частности, из экспериментов по нейтронному рассеянию [44]. Это объясняется тем, что в металлической  $2D$ -фазе все еще сохраняется значительный вклад кулоновских корреляций. Именно эти корреляции, хотя и ослабленные, рассматриваются в качестве основной причины сохранения магнитных флуктуаций (возможно, ответственных за спаривание носителей заряда), а также хаббардовской щели с переносом заряда от кислорода к меди. В результате металлическая  $2D$ -фаза характеризуется целым рядом необычных электрических, оптических и магнитных свойств [7,11,45]. С ростом числа носителей заряда при допировании корреляционный вклад постепенно ослабевает, но увеличивается ковалентный вклад в электронные свойства, при котором электроны стремятся к обобществлению [7,31]. *Вопрос о взаимной конкуренции и сосуществовании  $pd$ -смешивания и хаббардовских взаимодействий при изменении уровней допирования и температуры является одним из центральных в современной физике ВТСП.*

Подводя итоги этого раздела, следует еще раз подчеркнуть, что при изучении купратных ВТСП необходимо иметь в виду два их основные свойства. Первое

— выраженная квазидвумерность ВТСП систем, возникающая вследствие наличия в элементарной ячейке проводящих плоскостей  $\text{CuO}_2$  [46]. Второе — сильные электронные корреляции, в результате которых в ВТСП вильсоновский параметр, характеризующий отклик системы на включение корреляций,  $R_W = [\pi^2 k_B^2 / (3\mu_B^2)] \chi_0 / \gamma \cong 2$ , тогда как в отсутствие корреляционного вклада  $R_W \cong 1$  [28,31], здесь  $\chi_0$  и  $\gamma$  — магнитная восприимчивость и коэффициент при электронной части теплоемкости,  $\mu_B$  — магнетон Бора. Вместе с тем следует подчеркнуть, что имеется целый ряд других материалов со значениями  $R_W \cong 2$ , которые не являются сверхпроводниками или имеют низкие температуры сверхпроводящего перехода. Из таких сверхпроводников можно, например, выделить слоистый материал  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  с  $T_c \sim 1$  К, который, однако, при понижении температуры быстро трехмеризуется [47]. В то же время ВТСП с активной плоскостью  $\text{CuO}_2$  остаются квазидвумерными в широкой области температур и допирования [3,30,46]. Из изложенного выше следует, что, скорее всего, именно *одновременная реализация квазидвумерности и сильных электронных корреляций, приводящая к появлению класса  $2D$ -коррелированных электронных систем, является необходимым условием для возникновения высокотемпературной сверхпроводимости.*

### 1.3. Теоретические модели ВТСП

В наших исследованиях флуктуационной проводимости (ФП) [48-54,], магнитосопротивления [55], эффекта Холла [56,60], критических токов [57] и псевдощели [58,59] в ВТСП используются в основном результаты резистивных измерений и измерений коэффициента Холла. Поэтому в этом разделе подробнее остановимся на теоретических моделях, рассматривающих механизмы рассеяния носителей заряда и эффект Холла в купратных ВТСП. В соответствии с отмеченными в разд. 1.1 двумя различными подходами к рассмотрению возможного механизма взаимодействия в купратах, модели, не учитывающие влияние ЭФВ, будем называть неферми-жидкостными (НФЖ). Соответственно, модели, рассматривающие альтернативный подход, будем называть моделями с ЭФВ.

*1.3.1. Неферми-жидкостные модели.* На сегодняшний день можно считать вполне установленным тот факт, что поведение оптимально допированного ВТСП в нормальном состоянии выходит далеко за рамки стандартного ферми-жидкостного подхода [1,5,11,61]. Как результат, предложено большое число НФЖ моделей [62–64], а также моделей маргинальной ферми-жидкости [65]. Эти модели в значительной мере объясняют различные специфические аспекты поведения купратов, наблюдаемые в эксперименте. Однако до настоящего времени нет *единой* теории, ко-

торая была бы в состоянии описать *все* особенности поведения ВТСП в нормальном состоянии. Пожалуй, это единственное, с чем соглашается большая часть исследователей.

Как уже отмечалось, большинство теоретических работ основывается на модели Хаббарда, в которой основную роль играет сильное кулоновское отталкивание электронов на одном центре [2,31,38]. В настоящее время наиболее распространенной является так называемая  $(t-J)$  модель, в которой реализована редукция многозонного гамильтониана Хаббарда к его простейшей однозонной форме [38,66,67]. Когерентное движение квазичастиц в различных вариантах  $(t-J)$  модели определяется процессами испускания и поглощения спиновых волн в АФ решетке. То есть дырка может распространяться в АФ фазе только за счет локального разрушения дальнего АФ порядка, что и имеет место в реальном ВТСП [5]. Расчеты показывают, что при большой концентрации дырок в ВТСП системе, описываемой  $(t-J)$  моделью, после разрушения дальнего АФ порядка сохраняется ближний АФ порядок с корреляционной длиной  $\xi_{AF}$ , превышающей расстояния между центрами меди. Такое состояние принято называть спиновой жидкостью. Как уже отмечалось, нейтронные эксперименты с YBCO образцами различного уровня допирования, но меньше оптимального, показывают наличие в нормальной металлической фазе хорошо развитых АФ флуктуаций ближнего порядка [43,44,68,69].

Именно в рамках модели Хаббарда были сформулированы наиболее радикальные идеи о природе высокотемпературной сверхпроводимости в купратах [21,70,71]. Они базируются на модели так называемых резонансных валентных связей (RVB model) Андерсона [21,72], описывающей спиновую жидкость синглетных электронных пар. В значительной степени эта модель опирается на результаты, полученные для одномерных моделей взаимодействующих электронов. В них низкотемпературное поведение электронов резко отличается от стандартного поведения в обычных трехмерных системах. Электрон, обладающий зарядом и спином, перестает быть хорошо определенным возбуждением. Происходит так называемое разделение заряда и спина. Считается, что спин переносится незаряженным фермионом, называемым спином, а заряд — бесспиновым возбуждением — холоном. В модели RVB оба типа возбуждений, и спионы и холоны, дают вклад в удельное сопротивление. Однако вклад холонов предполагается определяющим, тогда как спионы, эффективно связанные с магнитным полем  $\mathbf{H}$ , должны определять температурную зависимость эффекта Холла. Несмотря на ряд успехов модели RVB [73,74], физика процессов, которая могла бы приводить к возникновению спионов и

холонов в квазидвумерных системах, к которым относятся купратные ВТСП, строго говоря, до конца не ясна.

Число теоретических работ, посвященных проблеме ВТСП, настолько велико, что дать даже краткий обзор всех работ не представляется возможным. Поэтому более детально остановимся на модели NAFL (Nearly Antiferromagnetic Fermi Liquid model) [10], которая фактически обобщила большую часть идей и подходов, предлагаемых в различных НФЖ моделях. Согласно модели NAFL, свойства купратных ВТСП в нормальном состоянии определяются эффективным антиферромагнитным взаимодействием между планарными квазичастицами, которое и ответственно за аномальное поведение спиновой и зарядовой подсистем:

$$V_{\text{eff}}(\mathbf{q}, \omega) = g^2 \chi(\mathbf{q}, \omega). \quad (1.1)$$

Магнитные свойства системы определяются функцией  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ , которая описывает динамику взаимодействия спинов, и в области соразмерного антиферромагнитного вектора  $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$  может быть представлена в виде:

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = \sum_i \frac{\chi_{Q_i}}{1 + (\mathbf{q} - \mathbf{Q}_i)^2 \xi^2 - i\omega / \omega_{sf} - \omega^2 / \Delta^2}. \quad (1.2)$$

Здесь  $\chi_{Q_i} \gg \chi_0$  — статическая спиновая магнитная восприимчивость при несоизмерном значении волнового вектора  $\mathbf{Q}_i$  вблизи  $\mathbf{Q}$ ;  $\xi$  — антиферромагнитная корреляционная длина (обозначенная выше как  $\xi_{AF}$ );  $\omega_{sf}$  определяет низкочастотные релаксационные моды (спиновые флуктуации), возникающие в результате антиферромагнитного взаимодействия, и  $\Delta$  учитывает возможное появление спиновой щели в системе в области больших энергий. Постоянная решетки  $a$  считается равной 1. Также предполагается, что квазичастичный спектр имеет сильно связанную форму:

$$\epsilon_k = -2t (\cos k_x + \cos k_y) - 4t' \cos k_x \cos k_y - 2t'' [\cos (2k_x) + \cos (2k_y)], \quad (1.3)$$

где  $t$ ,  $t'$  и  $t''$  — соответствующие прыжковые интегралы. Для конкретной системы параметры  $\chi_{Q_i}$ ,  $\xi$  и  $\omega_{sf}$  находят из измерений ЯМР и неупругого рассеяния нейтронов [75]. Константу эффективного взаимодействия  $g$  выбирают таким образом, чтобы обеспечить реальное значение  $T_c$  данной ВТСП системы. Поскольку в реальных системах магнитные возбуждения сильно демпфированы, слагаемым, пропорциональным  $\omega^2$ , в знаменателе (1.2) можно пренебречь. В результате получим:

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = \alpha \omega_0 / (\omega_q - i\omega), \quad (1.4)$$



где введены в рассмотрение скейлинговый множитель  $\alpha$ , связывающий  $\chi_{Qi}$  и  $\xi$ :  $\chi_{Qi} = \alpha \xi^2$ , а также  $\omega_q = \omega_{sf} + \omega_0(\mathbf{q} - \mathbf{Q}_i)^2$  и  $\omega_0 = \omega_{sf} \xi^2$ . Определяемое таким образом эффективное взаимодействие  $V_{\text{eff}}$  имеет вполне определенное свойство: для достаточно больших значений корреляционной длины  $V_{\text{eff}}$  имеет максимум для импульсов в районе антиферромагнитного вектора  $\mathbf{Q}$ . Важность этого результата трудно переоценить: если поверхность Ферми (ПФ) системы фермионов, определяемая квазичастичной дисперсией, задаваемой (1.3), такова, что она пересекает магнитную зону Бриллюэна, то квазичастицы в районе этих точек на ПФ, называемых горячими точками [10], намного интенсивнее рассеиваются спиновыми флуктуациями, чем на остальных частях ПФ, называемых по аналогии холодными точками. Наличие областей ПФ, которые по-разному взаимодействуют с носителями заряда, является основным источником анизотропии поведения квазичастиц в этой модели, поскольку температурная зависимость обратного времени релаксации квазичастиц в горячих точках и вдали от них существенно различная.

Исходя из этих соображений, для низкочастотного магнитного поведения в ВТСП были найдены три области с различной температурной зависимостью [10]. При высоких температурах это mean-field (MF) режим с динамической экспонентой  $z = 2$ , переходящий при  $T_{\text{сг}}$  в pseudoscaling (PS) режим с  $z = 1$ , который при уменьшении температуры сохраняется до  $T^*$ . Ниже  $T^*$  реализуется псевдощелевой режим, который характеризуется изменением спектра магнитных флуктуаций и наличием сильной температурной вариации зонной структуры квазичастиц, что в конечном итоге должно приводить к эволюции поверхности Ферми. При увеличении допирования  $T_{\text{сг}}$  и  $T^*$  быстро уменьшаются и приближаются к  $T_c$ , по всей вероятности, вследствие снижения интенсивности магнитного взаимодействия по мере увеличения плотности носителей заряда  $n_f$ . Для оптимально допированных (ОД) YBCO систем ( $T_c \cong 90$  К) теория [10] дает  $T^* \cong 110$  К и  $T_{\text{сг}} \cong 150$  К, показывая, что в данном случае переход в ПЩ режим происходит очень близко к  $T_c$ . В «over-doped» режиме  $T_{\text{сг}} < T_c$ . Согласно современным представлениям [15], в этом режиме и  $T^* \leq T_c$ . Для таких ВТСП систем  $\xi < 2$ , т.е. антиферромагнитные корреляции ослаблены и  $\chi_0(T)$  гораздо слабее зависит от температуры.

В рамках развиваемого в теории NAFL подхода удастся достаточно разумно объяснить как аномальный эффект Холла, так и температурную зависимость удельного сопротивления в ВТСП (рис. 2). Причем, согласно NAFL, в MF и PS режимах зависимость  $\rho_{xx}(T)$  является линейной, что и наблюдается в эксперименте. Таким образом, линейная зависимость  $\rho_{xx}(T)$  при  $T > T^*$  может рассматриваться как дос-

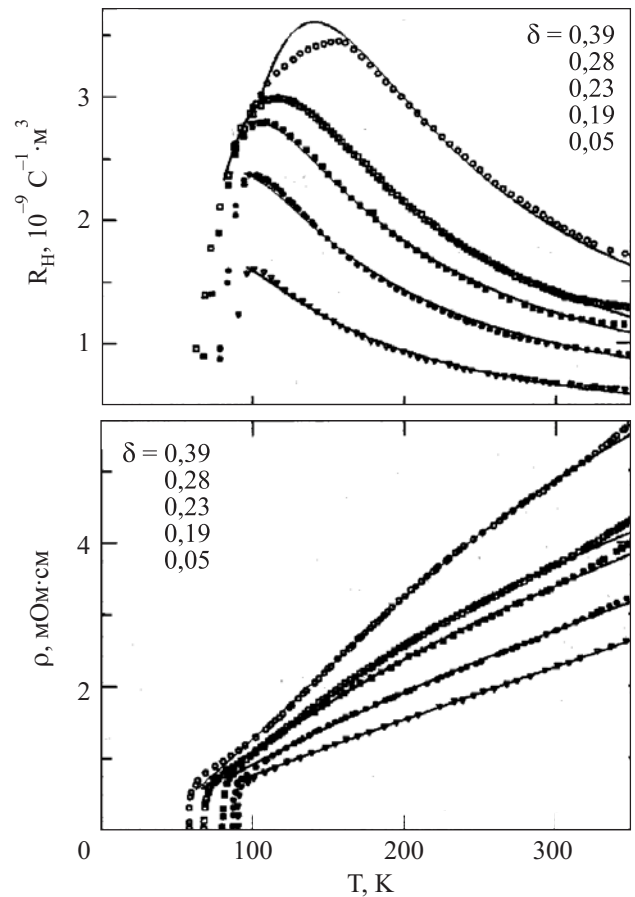


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента Холла  $R_H$  и удельного сопротивления  $\rho$  систем  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с различной концентрацией кислорода [121].

товерный признак нормального состояния системы, которое характеризуется стабильностью поверхности Ферми в MF и PS режимах. Данный вывод весьма важен для анализа флуктуационной проводимости, в котором определение нормального состояния играет ключевую роль.

В то же время параметры ВТСП в ПЩ режиме меняются настолько непредсказуемо, что ни NAFL, ни другие НФЖ модели, удовлетворительно описывающие рассеяние носителей заряда в нормальной области, то есть выше  $T^*$ , не в состоянии описать эксперимент в интервале температур  $T_c < T < T^*$ . Кроме того, для слабодопированных ВТСП (кислородный индекс  $7-y \sim 6,63$  и  $T_c \approx 60$  К) рассчитанная в рамках NAFL  $T^* \sim 180$  К. В то же время, как следует из эксперимента [52,53,76,77], для таких ВТСП  $T^* > 200$  К и быстро растет при уменьшении  $n_f$ . Ниже  $T^*$  зависимость  $\rho_{xx}(T)$  в таких системах существенно нелинейна (рис. 2), тогда как модель NAFL предсказывает линейную зависимость  $\rho_{xx}(T)$  до очень низких температур, что, как видим, также не отвечает экспериментальной ситуации.



Тот факт, что взаимодействие электронов только лишь со спиновыми флуктуациями в состоянии объяснить релаксацию зарядов и токов в ВТСП системах, действительно вызывает определенные сомнения. Подробно этот вопрос изучался в работах [25,30,78]. Для объяснения линейной температурной зависимости  $\rho_{xx}(T)$  при  $T > T_c$ , а также температурной и частотной зависимостей обратного времени релаксации [79] необходимо существование возбуждений, на которых происходит релаксация электронов, с энергиями  $\omega \leq (5-6)T_c$  [9]. В ВТСП действительно существуют спиновые флуктуации, что подтверждается экспериментами по рассеянию нейтронов [44]. Однако в [78] показано, что для обозначенного интервала энергий ( $\omega \leq 30$  мэВ) величина  $n_s$ , которая задает число спиновых возбуждений в интервале энергий до  $\omega \sim T$ , всего лишь около 3,2% от полной величины  $n_s$ . Даже учитывая тот факт, что по самым оптимистичным оценкам, следующим из модели  $d$ -спаривания, за счет спиновых флуктуаций [24,30] полная константа связи электронов со спиновыми флуктуациями  $\lambda_{sp} \sim 1$ , можно сделать вывод, что спиновые флуктуации не в состоянии объяснить ни абсолютных значений обратного времени оптической релаксации  $1/\tau(\omega)$ , ни его температурной и частотной зависимостей. Вне поля зрения модели NAFI также остается и такой принципиальный вопрос, как механизм сверхпроводящего спаривания в купратах. Кроме того, НФЖ модели не дают ответа на вопрос, почему ВТСП имеют столь высокие  $T_c$  и почему  $T_c$  зависит от кислородного индекса [80]. Отчасти это происходит потому, что ответственные за величину  $V_{\text{eff}}$  антиферромагнитные корреляции в ВТСП демпфируются при допировании гораздо быстрее, чем это предполагает теория.

**1.3.2. ВТСП системы с ЭФВ.** Отмеченному выше условию существования возбуждений с энергиями  $\omega \leq (5-6)T_c$ , на которых в основном и происходит релаксация электронов, удовлетворяет большая часть фононного спектра в ВТСП системах [9]. Это означает, что при рассмотрении процессов релаксации зарядов и токов в ВТСП необходимо принимать во внимание и ЭФВ. Как известно [81], в обычных металлах процессы релаксации квазичастиц в основном определяются ЭФВ. В результате температурная зависимость  $\rho_{xx}(T)$  простых непереходных металлов при  $T > \Theta_D/5$ , где  $\Theta_D$  — кинетическая дебаевская температура, является линейной. Такая зависимость  $\rho_{xx}(T)$  описывается известной формулой Блоха–Грюнауэна [81], применимость которой к ВТСП анализировалась в [5,82] и нами в работе [48]. Как следует из эксперимента [5,52,59], в ОД системах YBCO зависимость  $\rho_{xx}(T)$  выше  $T^*$  линейна практически до  $\Theta_D \sim 400$  К. В образцах с пониженным содержанием кислорода  $\rho_{xx}(T)$  отклоняется вверх от линейной зависимости в интер-

вале температур 250–300 К (рис. 2). К особенностям поведения ВТСП можно отнести наблюдение линейной зависимости сопротивления как при очень низких температурах, начиная с  $T_c = 10$  К в некоторых монокристаллах  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_x$  [82], так и при очень высоких температурах, примерно до 1000 К в системе  $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$  [83], что часто приводится в качестве одного из основных примеров НФЖ поведения купратов. В передопированных системах плотность носителей заряда уже настолько велика, что возникает необходимость учета ЭЭВ, и поведение становится ферми-жидкостным (см. разд. 1.2). Можно считать вполне установленным, что именно усиление ЭЭВ приводит к типичной для ФЖ поведения зависимости  $\rho(T) \propto T^2$ , наблюдаемой в ВТСП системах в «over-doped» режиме [5,9,77]. Соответственно, линейная зависимость  $\rho(T)$  может рассматриваться как явный признак ЭФВ, которое в купратных ВТСП гораздо сильнее, чем в обычных металлах [84].

Среди причин, приводящих к сильному ЭФВ ( $\lambda > 1$ ) в ВТСП, можно выделить следующие [5,9]. Во-первых, это специфика их кристаллического строения, в котором имеются плоскости  $\text{CuO}_2$ . Такая слоистость позволяет достигать достаточно высоких значений плотности состояний электронов на ПФ, несмотря на весьма малые значения плотности электронов на элементарную ячейку [82]. Во-вторых, как показано в разд. 1.2, это сильная гибридизация волновых функций электронов атомов Cu и O на плоскости, позволяющая даже электронам, связанным с легким атомом кислорода, участвовать в ЭФВ. И, наконец, третье, — это значительная доля ионной связи в этих соединениях. При этом величина полной константы связи может лежать в пределах  $0,6 \leq \lambda \leq 1,5$  [85,86].

Большие значения константы связи  $\lambda$  определяют возможность получения высоких значений температуры сверхпроводящего перехода. Так, решая уравнения Элиашберга [87] (см. обзор [9] и цитируемую в нем литературу) с функцией  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ , соответствующей реальной плотности состояний фононов в ВТСП [88], и константой связи  $\lambda = 2$ , можно получить  $T_c \geq 93,1$  К. В модели с сильным ЭФВ рассчитывались энергетические зависимости и различных других характеристик ВТСП систем, и было получено очень хорошее согласие с результатами соответствующих экспериментов [89–92], когда значения константы связи  $\lambda$  предполагались равными  $\sim 2$ .

В сверхпроводящем состоянии влияние эффектов сильного ЭФВ на свойства ВТСП обнаруживается в основном в двух случаях. Первый — это смещение фононных спектров ВТСП при переходе в сверхпроводящее состояние, которое наблюдается в экспериментах по комбинационному рассеянию света на оптических фононах и поглощению света оптически

активными фононами [31,93,94], а также в экспериментах по рассеянию нейтронов [88]. Смещение фононных спектров связано с неадиабатическими эффектами, обусловленными ЭФВ, которые возникают в случае анизотропного спаривания с сильной связью [93,94]. Второй — это туннельные спектры ВТСП систем. Известно [95], что при низких температурах проводимость  $\partial I(V)/\partial V$  контакта сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (SIN) может быть выражена через плотность состояний электронов в сверхпроводнике  $N(\omega)$ :

$$\frac{\partial I}{\partial V} = N(\omega) = \text{Re} \left[ \frac{\omega}{(\omega^2 - \Delta^2(\omega))^{1/2}} \right], \quad (1.5)$$

где  $\omega = eV$ . Зная величину  $N(\omega)$  из эксперимента, в рамках метода микроконтактной спектроскопии (МКС) [96] можно решить обратную задачу для уравнений Элиашберга и определить спектральную функцию Элиашберга  $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ , где  $F(\omega)$  — функция плотности состояний фононов в контакте. В работах [97–99] проведена процедура восстановления фононных спектров из туннельных характеристик и получена спектральная плотность ЭФВ для ВТСП, которая оказалась в хорошем согласии с плотностью состояний фононов, полученной в экспериментах по рассеянию нейтронов [88]. Эти результаты, несомненно, указывают на заметную роль ЭФВ в сверхпроводящих свойствах ВТСП.

В то же время стандартный подход к высокотемпературной сверхпроводимости, основанный на уравнениях Элиашберга с изотропным спариванием, не может объяснить ряд сверхпроводящих свойств ВТСП, особенно при низких температурах. Это, во-первых, — сильная анизотропия энергетической щели [2,4,5,9,100]. Во-вторых, — это большие значения отношения  $2\Delta(0)/kT_c$ , которые для различных ВТСП лежат в интервале от 4,48 до 11 [80,101–104]. В третьих, — это фактическое отсутствие изотопического эффекта (зависимости  $T_c$  от массы изотопа  $M$ ) в ОД ВТСП системах, что вызывает вполне оправданное предположение о нефононном механизме куперовского спаривания в ВТСП. Тем не менее изотопический эффект наблюдается в некоторых слабодопированных системах [105], где его величина достигает значения  $\alpha_0 = d \ln T_c / d \ln M \approx 0,3$  для кислорода. Увеличение  $2\Delta(0)/kT_c$  по сравнению с ее классическим значением находит объяснение в теоретических моделях, учитывающих хаббардовские корреляции в ВТСП [80,106]. Как показано в [106], роль спиновых флуктуаций заключается в перенормировке константы БКШ, что приводит к увеличению  $2\Delta(0)/kT_c$ . Так, для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  в [106] получается  $2\Delta(0)/3,53kT_c \approx 1,98\text{--}2,27$ . Соответственно, в теории [80]  $2\Delta(0)/kT_c \approx 5$ , что согласуется с результатами наших экспериментов [101].

Если увеличение отношения  $2\Delta(0)/kT_c$  в ВТСП находит объяснение лишь в НФЖ моделях [80,106], то имеется достаточно большое число работ (см. работы [107–110] и цитируемую в них литературу), в которых предприняты достаточно успешные попытки объяснить сильную анизотропию энергетической щели в рамках моделей с сильным ЭФВ. Можно сказать, что свойства ВТСП в значительной степени определяются ЭФВ, которое, в отличие от классических сверхпроводников [16,111], в ВТСП является сильным ( $\lambda \geq 1$ ) [9]. В то же время анализ соответствующих теоретических моделей показывает, что ЭФВ само по себе вряд ли может обеспечить анизотропное  $d$ -спаривание, которое предполагается преобладающим в купратах [112–114]. Необходимо существование каких-либо дополнительных механизмов взаимодействия, определяющих совместно с ЭФВ механизм сверхпроводящего спаривания в ВТСП. Мы разделяем точку зрения авторов работ [1,4,9,10,14], согласно которой процессы релаксации в ВТСП осуществляются не только за счет ЭФВ, но и за счет взаимодействия электронов с коллективными возбуждениями (спиновыми или зарядовыми флуктуациями) или в результате еще каких-то более сложных процессов. Кроме того, вне поля зрения моделей, рассматривающих анизотропное ЭФВ в купратах, остается и такое интригующее явление, как появление псевдощели в нормальном состоянии ВТСП.

#### 1.4. Псевдощель в ВТСП

По мере изучения ВТСП стало очевидно, что высокая критическая температура — далеко не единственное свойство, которое отличает ВТСП от классических низкотемпературных сверхпроводников. Другое, не менее фундаментальное, свойство купратов — это реализация в них ПЩ состояния. Все эксперименты [2,4,37,58,115] убедительно говорят о том, что при уменьшении концентрации носителей заряда относительно ее значения в ОД образцах в некотором температурном интервале выше  $T_c$  в ВТСП системах реализуется совершенно необычное состояние, в котором сочетаются свойства нормальной и сверхпроводящей фаз. Некоторые авторы называют это состояние «псевдощелевой фазой». Однако, как отмечает, например, Абрикосов [116], это состояние реально нельзя рассматривать как некое новое фазовое состояние вещества, поскольку ПЩ не отделена от нормального состояния фазовым переходом. В то же время можно говорить о том, что в ВТСП имеет место кроссовер при  $T = T^*$  [117]. Ниже  $T^* > T_c$  в силу все еще не установленных на сегодняшний день причин начинает уменьшаться плотность квазичастичных состояний на уровне Ферми [118–120]. Собственно по этой причине это явление и получило название «псевдощель».

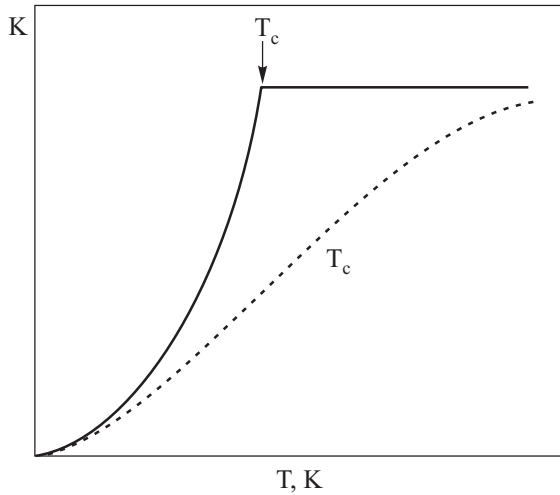


Рис. 3. Температурная зависимость сдвига Найта  $K(T)$  в классических сверхпроводниках (сплошная линия) и в ВТСП (пунктир) [120].

Впервые этот результат был получен в экспериментах по изучению ЯМР в слабодопированных системах Y123 [118], в которых при охлаждении наблюдалось аномальное уменьшение сдвига Найта  $K \sim \chi_s \equiv \chi_s(0,0)$  (рис. 3). Здесь  $\chi_s(0,0)$  — статическая ( $\omega = 0$ ) и однородная ( $\mathbf{k} = 0$ ) части спиновой восприимчивости  $\chi_s(\omega, \mathbf{k})$  носителей заряда. В теории Ландау [111]  $\chi_s \sim \rho_n(\epsilon) \equiv \rho_F$  где  $\rho_n(\epsilon)$  — зависимость плотности ферми-состояний от энергии в нормальной фазе, которая в классических сверхпроводниках фактически остается постоянной во всем температурном интервале существования нормальной фазы. При СП переходе в энергетическом спектре классического сверхпроводника открывается щель  $\Delta$ , начиная с  $T_c$ , величина  $\chi_s$  быстро (по экспоненте) убывает (рис. 3, сплошная линия), поскольку формирующиеся синглетные пары не могут реагировать на относительно малое магнитное поле. В слабодопированных ВТСП (рис. 3, пунктир), начиная с температур, существенно превышающих  $T_c$ , величина  $\chi_s(T)$  постепенно уменьшается, и нет разрыва производной  $d\chi_s/dT$  в точке  $T_c$  [14]. Существенно, что более-менее стандартная зависимость  $\chi_s(T)$  восстанавливается при переходе ВТСП в «over-doped» режим по мере допирования.

Еще одним методом, позволяющим обнаруживать ПЩ состояние в купратах, является уже упоминавшийся метод МКС. Так, наблюдаемый в туннельных экспериментах с ВТСП минимум плотности состояний (минимум  $dI(V)/dV$  при нулевом смещении, который в классических сверхпроводниках является одной из наиболее фундаментальных характеристик сверхпроводящего состояния [96], в ВТСП сохраняется и при  $T \gg T_c$  [4,36,37,104]. Мы полагаем [52,53], что измерения эффекта Холла [76,121] также прямо указывают на уменьшение плотности состояний

(плотности нормальных носителей  $n_f$ ) при  $T \leq T^*$ . Так, из измерений коэффициента Холла  $R_H$  (рис. 2) следует, что при уменьшении температуры от  $T^*$  до 100 К  $n_f \sim 1/eR_H$  уменьшается почти в 2,5 раза. Этот результат можно объяснить, если предположить, что часть носителей заряда при этом спаривается [53].

Число работ, посвященных проблеме псевдощели в ВТСП, необычайно велико (см. работы [2–4,15,113–117,122–124] и цитируемую в них литературу) и постоянно появляются новые работы [125,126], поскольку совершенно очевидно, что правильное понимание этого явления может дать ответ и на вопрос о природе высокотемпературной сверхпроводимости в целом. Однако, несмотря на значительные усилия исследователей в этом направлении, физика этого явления по-прежнему до конца не ясна. Одни исследователи считают, что возникновение ПЩ никак не связано со сверхпроводимостью [11,118–120,122–126]. В качестве возможных источников такого возникновения ПЩ рассматриваются спиновые флуктуации [10,113], волны зарядовой плотности (ВЗП) [3,122], приводящие к модели RRW (reduced  $d$ -density wave model) [124], антиферромагнитные спиновые корреляции [123]. Другие считают, что ПЩ обусловлена именно сверхпроводящими флуктуациями, которые приводят к образованию спаренных фермионов при  $T \leq T^*$ , и, таким образом, является предвестником перехода ВТСП в сверхпроводящее состояние [15,121,127–130].

Среди огромного числа теоретических работ можно выделить работу Пашицкого и Пентегова (ПП) [124], которая в значительной степени объединяет все эти идеи. Заслуживает внимания и теория Вонга и Чинга [80], в которой получил качественно новое развитие предложенный этими же авторами механизм высокотемпературной сверхпроводимости ЕЕМ (excitonic enhancement mechanism) [32]. В рамках ЕЕМ подхода удастся описать экспериментальные зависимости  $\rho_{xx}(T)$  и  $R_H(T)$  в YBCO образцах с различной концентрацией кислорода, а также объяснить наличие сильных спиновых флуктуаций в YBCO и их отсутствие в BiSCCO системах. Поэтому не вызывает сомнения, что предлагаемый моделями ЕЕМ и ПП «экситонный» механизм возникновения СП и ПЩ состояний в ВТСП, безусловно, заслуживает внимания. Проблема заключается в том, что имеется еще более десятка других теоретических моделей, которые предлагают описание механизма высокотемпературной сверхпроводимости, исходя из совершенно иных, зачастую противоположных, соображений [106,113,114,131,132]. Так, например, в модели NAFL [10] все определяется спиновыми флуктуациями. В модели ПП-2 [126] главную роль играют коллективные возбуждения зарядовой плотности (плазмоны), а в биполаронной модели [133], которая относится к классу

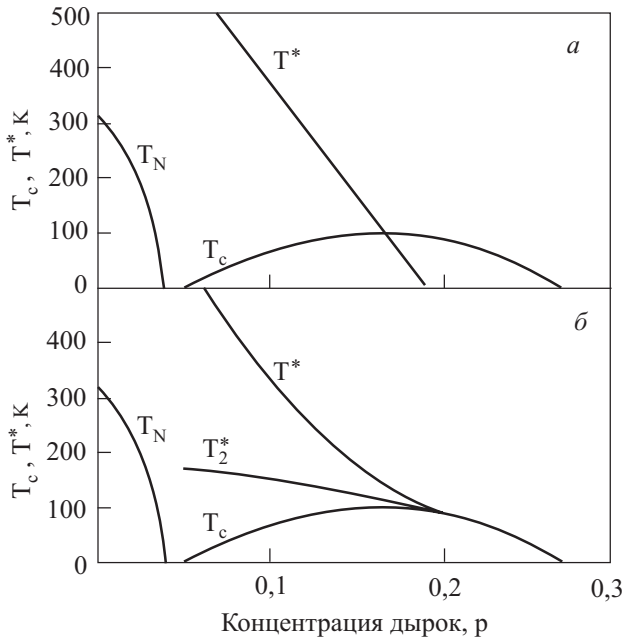


Рис. 4. Фазовая диаграмма ВТСП:  $T^*(n_f)$  пересекает кривую  $T_c(n_f)$  и становится равной нулю в области сверхпроводящей фазы (а); зависимость  $T^*(n_f)$  следует  $T_c(n_f)$ , и обе зависимости обращаются в нуль одновременно (б) [117].

теоретических моделей, согласно которым поведение ВТСП можно объяснить в рамках теории БКШ, если распространить ее выводы на случай сильной связи, биполярны возникают в результате взаимодействия дырок с оптическими фононами. При этом практически все модели качественно правильно описывают фазовую диаграмму ВТСП (рис. 4), форма которой, строго говоря, тоже до конца не ясна, поскольку нет общепринятой точки зрения относительно концентрационной зависимости  $T^*(n_f)$  при  $T_c \geq T_c^{opt}$  [14]. В одних работах предполагается, что зависимость  $T^*(n_f)$  пересекает кривую  $T_c(n_f)$  и становится равной нулю уже в области сверхпроводящей фазы [117] (рис. 4,а). Другие авторы считают, что эти кривые не пересекаются, зависимость  $T^*(n_f)$  следует  $T_c(n_f)$ , и обе зависимости обращаются в нуль одновременно [125,132] (рис. 4,б).

### 1.5. Концепция локальных пар в ВТСП

В резистивных измерениях псевдощель проявляет себя как отклонение продольного удельного сопротивления  $\rho_{xx}(T)$  от линейной зависимости в сторону меньших значений при  $T \leq T^*$  (рис. 5), что приводит к возникновению избыточной проводимости  $\sigma'(T) = \sigma(T) - \sigma_N(T)$ , или:

$$\sigma'(T) = [\rho_M(T) - \rho(T)] / [\rho_M(T)\rho(T)]. \quad (1.6)$$

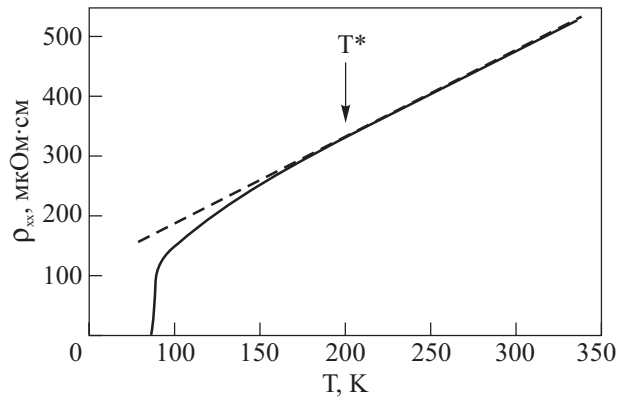


Рис. 5. Температурная зависимость  $\rho_{xx}$  пленки YBCO с  $T_c = 87,4$  К (образец F1, сплошная линия). Пунктир — зависимость  $\rho_N(T) = \alpha T + b$ .

Здесь  $\rho(T) = \rho_{xx}(T)$  — измеряемое удельное сопротивление, а  $\rho_N(T) = \alpha T + b$  определяет сопротивление образца в нормальном состоянии, экстраполированное в область низких температур. Такое определение  $\rho_N(T)$ , которое широко используется для расчета  $\sigma'(T)$  в ВТСП [134], нашло обоснование в модели NAFL [11].

Как будет показано в главе 3, в интервале температур 110–120 К избыточная проводимость  $\sigma'(T)$  в YBCO подчиняется флуктуационным теориям Асламова–Ларкина (АЛ) [11] и Хиками–Ларкина (ХЛ) [135]. Японские ученые, исследуя квантование магнитного потока на пленках YBCO, наблюдали токи когерентных бозонов с зарядом  $2e$  до температур, превышающих 120 К [136]. Эти результаты означают, что в указанном интервале температур в ВТСП должны существовать флуктуационные куперовские пары [52,58]. Вопрос о том, можно ли полностью приписать появление избыточной проводимости  $\sigma'(T)$  в купратах флуктуационному куперовскому спариванию или имеются какие-либо другие физические механизмы, ответственные за уменьшение  $\rho_{xx}(T)$  при  $T \leq T^*$ , является одним из центральных в современной физике ВТСП. Постепенно преобладающей становится точка зрения, согласно которой возникновение ПЩ в купратных ВТСП обусловлено образованием спаренных фермионов при  $T_c < T < T^*$  [121,127–131]. Возможность образования долгоживущих парных состояний в ВТСП в ПЩ области температур теоретически обоснована в работах [137–139].

Тем не менее вопрос о возможности образования спаренных фермионов в ВТСП в ПЩ области температур по-прежнему остается весьма дискуссионным. Действительно, формирование при  $T \gg 100$  К обычных куперовских пар, подчиняющихся теории БКШ–Боголюбова, представляется маловероятным, особенно, если принять во внимание тот факт, что длина когерентности в ВТСП чрезвычайно мала



( $\xi_{ab}(0) \approx (10-15) \text{ \AA}$ ). В соответствии с концепцией локальных пар [134], такими парами в ВТСП могут быть локальные, т.е. не взаимодействующие между собой, сильно связанные бозоны, подчиняющиеся теории бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) [137–146]. В пользу такого вывода говорит и тот факт, что, согласно теории БЭК [138, 140–143], фермионы начинают связываться в пары при  $T^*$ , а формирующиеся при этом сильно связанные бозоны конденсируются лишь при  $T_c < T^*$ , на первый взгляд, в полном соответствии с тем, что наблюдается в эксперименте. Однако реальная ситуация осложняется чрезвычайно малой длиной когерентности  $\xi(T)$  в купратах [1, 5, 14, 140]. Следует подчеркнуть сложность ситуации, сформулированной в [140]: «... столь малое значение  $\xi(T)$ , характеризующей и радиус спаривания, приводит к тому, что в ВТСП составная бозе-пара не может, строго говоря, считаться ни куперовской, ни локальной. Поэтому ВТСП, по большому счету, не могут быть описаны ни в рамках сценария БКШ–Боголюбова, где пары (в реальном пространстве) являются слабо связанными и сильно перекрывающимися, ни на основе теории сверхтекучести, которая предполагает наличие отдельных сильно связанных бозонов, размер которых существенно меньше среднего расстояния между носителями заряда».

Известно, что стабильные сильно связанные бозоны, подчиняющиеся теории БЭК, могут реализоваться лишь в системах с малой плотностью носителей заряда  $n_f$ . По понятным причинам вопрос о том, какую плотность считать малой или большой, для обычных металлов не ставился, и вопрос о переходе БКШ–БЭК при уменьшении  $n_f$  долгое время имел лишь чисто теоретический интерес [140, 144]. Ситуация заметно изменилась после появления ВТСП систем [140–143, 145], у которых даже в случае оптимального допирования  $n_f$  на порядок меньше, чем в классических сверхпроводниках [15], и уменьшается практически в 2,5 раза при уменьшении  $T_c$  от 90 до 55 К [52, 53, 76]. Пониженная плотность носителей заряда — это еще одно фундаментальное свойство, которое отличает ВТСП от классических низкотемпературных сверхпроводников.

Как хорошо известно, система фермионов характеризуется тремя параметрами: температурой  $T$ , химическим потенциалом  $\mu$ , который связан с плотностью фермионов  $n_F$ , и силой притягательного взаимодействия между фермионами. В классической теории сверхпроводимости считается, что  $\mu = \epsilon_F$  ( $\epsilon_F$  — энергия Ферми) и, фактически, уже ни от чего не зависит, что справедливо лишь в пределе высокой плотности фермионов. Одним из основных отличий классических металлов от систем с малой плотностью носителей заряда является тот факт, что в последних

химический потенциал  $\mu$  становится функцией температуры и  $\epsilon_b = -(m\xi_b^2)^{-1}$  [140–143, 145]. Здесь  $\epsilon_b$  — энергия связанного состояния двух фермионов,  $\xi_b$  — длина рассеяния в  $s$ -канале и  $m$  — масса фермионов с квадратичным законом дисперсии  $\epsilon(k) \sim k^2$  [140–142]. Это означает, что  $\epsilon_b$  становится существенным физическим параметром ферми-жидкости и определяет количественный критерий плотной ( $\epsilon_F \gg |\epsilon_b|$ ) либо разбавленной ( $\epsilon_F \ll |\epsilon_b|$ ) ферми-жидкости. Как легко убедиться, первому случаю отвечает условие  $k_F \xi_b \gg 1$  и  $\mu = \epsilon_F$  как и следует из теории БКШ, а второму —  $k_F \xi_b \ll 1$  и  $\mu = -|\epsilon_b|/2 (\neq \epsilon_F)$ . Это означает, что в пределе сильной связи  $\mu$  приблизительно равно  $\epsilon_b/2$ .

Исходя из этих соображений, можно получить и выражение для критической температуры  $T_c^{mf}$ . Анализ [140–142] показывает, что в классических сверхпроводниках с высокой плотностью фермионов  $T_c^{mf} = T_c$ , т.е. совпадает с тем значением, которое дает теория БКШ. Причем  $T_c^{mf} \ll \epsilon_F$ . А в случае малой плотности  $T_c^{mf} \sim |\epsilon_b|$ , откуда  $T_c^{mf} \gg \epsilon_F$  [140, 142]. Последнее соотношение означает, что в данном случае  $T_c^{mf}$  характеризует не температуру конденсации  $T_c$ , а температуру, при которой фермионы начинают связываться в пары, то есть  $T^*$ .

В [140] было получено также и уравнение для  $\Delta(T)$ . Однако в виде, наиболее удобном для сравнения с экспериментом, это уравнение получено в работе [147], где зависимость  $\Delta(T)$  рассчитана в рамках теории кроссовера от БКШ к БЭК для различных значений параметра теории  $x_0 = \mu / \Delta(0)$ , где  $\Delta(0)$  — значение параметра порядка при  $T = 0$ :

$$\Delta(T) = \Delta(0) - (8\sqrt{\pi}) \sqrt{-x_0(\Delta(0)/T)^{3/2}} \times \exp[-(\mu^2 + \Delta^2(0))^{1/2} / T]. \quad (1.7)$$

Уравнение (1.7) определяет, как меняется характер зависимости  $\Delta(T)$  в ВТСП при изменении параметра кроссовера  $\mu / \Delta(0)$  от 10 (предел БКШ) до  $-10$  (предел БЭК). В работе [148] показано, что таким же образом должен меняться и характер зависимости псевдощели  $\Delta^*(T)$  в ВТСП при изменении плотности носителей заряда.

Следует подчеркнуть, что, согласно теории, возникающие при  $T \leq T^*$  сильно связанные бозоны при высоких температурах сконденсироваться не могут, поскольку в  $2D$ -системах при  $T > T_{c0}$  термические флуктуации разрушают любую многочастичную когерентность. Следуя [14, 140], можно записать, что в таких веществах

$$n_f(T) = n_F(T) + 2n_b(T), \quad (1.8)$$

т.е. в ВТСП при  $T \leq T^*$  происходит разбиение ферми-подсистемы на две: собственно ферми-возбуждения с плотностью  $n_F$  и в большей или меньшей

степени стабильные бозоны, число которых  $n_b$  определяется уравнением (1.8), контролирующим динамику процессов слияния фермионов и распада бозонов. Такое разбиение является следствием учета гауссовских флуктуаций в 2D-металлах, к которым можно отнести и ВТСП соединения, проявляющие ярко выраженную квазидвумерную анизотропию проводящих свойств. Подчеркнем, что учет гауссовских флуктуаций параметра порядка приводит к тому, что критическая температура идеального 2D-металла оказывается равной нулю (теорема Мермина–Вагнера–Хоэнберга), а ее конечное значение получается лишь при включении трехмеризирующих эффектов [140,141,145]. По-видимому, именно поэтому в купратах при приближении к  $T_c$  всегда происходит 2D–3D-кроссовер, четко наблюдаемый в экспериментах по измерению флуктуационной проводимости в системах YBCO [49,50,52,53]. Отметим еще один существенный результат, полученный в работе [145]. Анализируя зависимости  $(\mu/\varepsilon_F)(T)$ , авторы показали, что переход от БЭК к БКШ возможен не только при увеличении  $n_f$ , но также и при уменьшении температуры в системах с заданной плотностью носителей заряда (рис. 6). Причем это происходит именно в системах с промежуточной плотностью носителей (рис. 6, кривые 3–5), к которым можно отнести и ВТСП. Для выяснения реальной ситуации необходимы новые экспериментальные данные, посвященные изучению спаренных состояний в ВТСП при температурах, заметно превышающих  $T_c$ . Одним из весьма информативных методов исследования, относящихся к данной проблеме, является изучение флуктуационной проводимости.

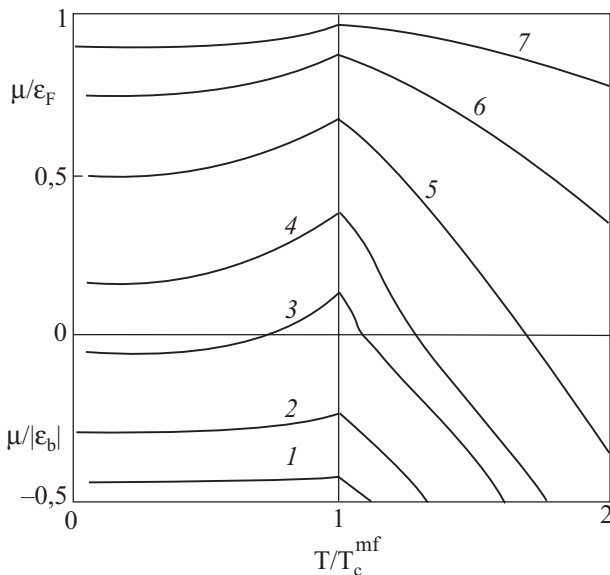


Рис. 6. Функция  $\mu(T)$  при различных  $\varepsilon_F/|\varepsilon_b|$ : 0,05 (1); 0,2 (2); 0,45 (3); 0,6 (4); 1 (5); 2 (6); 5 (7). При  $\mu > 0$  и  $\mu < 0$  безразмеривание осуществлялось с помощью  $\varepsilon_F$  и  $|\varepsilon_b|$  соответственно [145].

### 1.6. Теоретические основы флуктуационной проводимости

Уменьшение сопротивления классических сверхпроводников при температуре вблизи, но выше  $T_c$ , объяснили Асламазов и Ларкин [11]. Они предположили, что это происходит в результате виртуального (флуктуационного) образования куперовских пар в некотором интервале температур выше  $T_c$ , что и приводит к возникновению избыточной (флуктуационной) проводимости  $\sigma'(T)$ , определяемой уравнением (1.6). Согласно теории АЛ [11], в 3D-системах ( $W \cong d_0 \gg \xi(T)$ , где  $W$  — ширина пленки,  $d_0$  — толщина пленки и  $\xi(T) = \xi_0(1 - T/T_c)^{-1/2}$  — длина когерентности),

$$\sigma'_{AL} = \{e^2/[32\hbar \xi_c(0)]\} \varepsilon^{-1/2}, \quad (1.9)$$

где  $\varepsilon = (1 - T/T_c)$ ,  $T > T_c$ . В случае 2D-сверхпроводников, которыми являются тонкие пленки при выполнении условия  $W \gg \xi(T) \geq d_0$ ,

$$\sigma'_{AL} = \{e^2/[16\hbar d]\} \varepsilon^{-1}. \quad (1.10)$$

В одномерном (1D) случае (висеры с диаметром  $d \ll \xi(T)$ )  $\sigma'_{AL} \sim \varepsilon^{-3/2}$ , а в нульмерном (0D) случае (наборы сверхпроводящих частиц с диаметром  $d \ll \xi(T)$ )  $\sigma'_{AL} \sim \varepsilon^{-2}$ . Таким образом, согласно теории АЛ [11], ФП является степенной функцией температуры. Соответственно, в логарифмических координатах зависимости  $\sigma'(T)$  представляют прямые линии с наклоном от  $-1/2$  (3D) до  $-2$  (0D). Следует подчеркнуть, что возникновение ФП — это динамический процесс, в котором флуктуационные пары не только формируются, но могут и разрушаться. Процессы распаривания были учтены Маки [12] и Томпсоном [13] (МТ).

Общая теория ФП в ВТСП, разработанная Хиками и Ларкиным [135], рассматривает как АЛ, так и МТ флуктуационные механизмы. В отсутствие магнитного поля АЛ вклад в ФП определяется выражением:

$$\sigma'_{AL} = [e^2/(16\hbar d)](1 + 2\alpha)^{-1/2} \varepsilon^{-1}. \quad (1.11)$$

Соответственно, для МТ вклада теория ХЛ дает следующее уравнение:

$$\sigma'_{MT} = \frac{e^2}{8\hbar d(1 - \alpha\delta)} \ln \left( \frac{(\delta/\alpha)[1 + \alpha + (1 + 2\alpha)^{1/2}]}{1 + \delta + (1 + 2\delta)^{1/2}} \right) \varepsilon^{-1}. \quad (1.12)$$

В обоих уравнениях

$$\alpha = 2\xi_c^2(T)/d^2 = 2[\xi_c(0)/d]^2 \varepsilon^{-1} \quad (1.13)$$

— параметр связи,  $d \cong 11,7 \text{ \AA}$  — расстояние между проводящими слоями в YBCO,

$$\delta = 1,203(l/\xi_{ab})(16/\pi\hbar)[\xi_c(0)/d]^2 k_B T \tau_{\phi} \quad (1.14)$$

— параметр распаривания и  $\xi_c$  — длина когерентности вдоль оси  $c$ , т.е. перпендикулярно проводящим

плоскостям  $\text{CuO}_2$ . Множитель  $1,203(l/\xi_{ab})$ , где  $l$  — длина свободного пробега и  $\xi_{ab}$  — длина когерентности в плоскости  $ab$ , учитывает приближение чистого предела, введенное в теорию Биери, Маки и Томпсона (БМТ) [149,150]. Соответственно,

$$\varepsilon = \ln(T/T_c^{mf}) \approx (T - T_c^{mf})/T_c^{mf}$$

— приведенная температура. Здесь  $T_c^{mf} > T_c$  — критическая температура в приближении среднего поля, которая отделяет область ФП от области критических флуктуаций или флуктуаций параметра порядка  $\Delta$  непосредственно вблизи  $T_c$ , не учтенных в теории Гинзбурга–Ландау (ГЛ) [151]. Отсюда видно, что правильное определение  $T_c^{mf}$  играет определяющую роль в расчетах ФП.

Уравнение (1.11) фактически воспроизводит результат модели Лоуренца–Дониаха (ЛД) [152], которая рассматривает поведение ФП в слоистых сверхпроводниках, которыми, собственно, и являются купраты. В модели ЛД предполагается наличие джозефсоновского взаимодействия между проводящими слоями, которое реализуется в 3D-области температур, то есть вблизи  $T_c$ , где  $\xi_c(T) > d$ . Таким образом, согласно теории ХЛ, флуктуационный вклад АЛ является доминирующим вблизи  $T_c$ . Соответственно, МТ механизм преобладает при  $k(T - T_c^{mf}) \gg \hbar/\tau_\phi$ , где двухчастичное туннелирование между слоями невозможно, поскольку  $\xi_c(T) < d$  (2D-область). Таким образом, теория ХЛ предсказывает как изменение электронной размерности образца (2D–3D-кроссовер), так и изменение механизма сверхпроводящих флуктуаций (МТ–ЛД кроссовер) при приближении  $T$  к  $T_c$ . В соответствии с теорией, 2D–3D-кроссовер должен происходить при

$$T_0 = T_c \{1 + 2 [\xi_c(0)/d]^2\}, \quad (1.15)$$

где предполагается, что  $\alpha = 1/2$ , т.е.

$$\xi_c(0) = (d/2) \varepsilon_0^{1/2}, \quad (1.16)$$

а МТ–ЛД кроссовер при температуре, при которой  $\delta \equiv \alpha$ , что дает

$$\varepsilon_0 = (\pi\hbar)/[1,203(l/\xi_{ab})(8 k_B T \tau_\phi)] \quad (1.17)$$

и позволяет определить  $\tau_\phi$  — время фазовой релаксации (время жизни) флуктуационных пар, если наблюдается 2D–3D-кроссовер, определяющий  $\varepsilon_0$  (1.15). Сопоставление  $\tau_\phi$  и транспортного времени релаксации носителей заряда  $\tau$  важно для понимания механизмов рассеяния и сверхпроводящего спаривания в ВТСП.

Другим методом определения  $\tau_\phi$ , а также  $\xi_{ab}$  и  $\xi_c$  в ВТСП служит измерение магнитосопротивления  $\Delta\rho(H) = \rho(H) - \rho(0)$  (см. [153–157] и цитируемую в них литературу), возникающего в результате подавле-

ния сверхпроводящих флуктуаций магнитным полем  $\mathbf{H}$ . Здесь  $\rho(0)$  — удельное сопротивление образца при  $\mathbf{H} = 0$  и  $\rho(H)$  — сопротивление в магнитном поле. Теория оперирует с магнитопроводимостью (МП)  $\Delta\sigma = \sigma(H) - \sigma(0)$ . В теории ХЛ были рассчитаны орбитальные АЛ и МТ вклады в МП. Позднее Аронов, Хиками и Ларкин [158] учли влияние эффекта Зеемана на МП и получили соответствующие уравнения для АЛ и МТ вкладов. Все уравнения для МП гораздо более сложные, чем в случае исследования ФП, и мы их здесь не приводим. Еще более сложными эти уравнения становятся в теории БМТ при учете нелокальных эффектов [150]. Тем не менее исследование магнитосопротивления в купратах позволило получить весьма существенный для анализа ФП в ВТСП результат, а именно: если в грязном пределе  $\tau_\phi \approx \tau \approx 1 \cdot 10^{-13}$  с [154,156], то, согласно теории БМТ, в чистом пределе уже  $\tau_\phi/\tau \approx 4$  [149].

## 2. Исследование контактов ВТСП–нормальный металл

### 2.1. Особенности МКС спектров контактов ВТСП–нормальный металл

Сразу же после открытия ВТСП нами были приняты попытки применить метод МКС [96] к купратам, используя S–c–N (S — ВТСП, c — сужение и N — нормальный металл) контакты для определения величины и температурной зависимости сверхпроводящей энергетической щели  $\Delta$  [101,159]. В качестве ВТСП электрода использовали поликристаллические керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  и  $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ . Других образцов на тот момент просто не было. При этом был получен ряд интересных и важных результатов, которые использованы нами при анализе псевдощели в YBCO. В настоящее время имеется большое число работ, посвященных исследованию стандартных SIN-контактов [97], так называемых разломных контактов (break junction) [98,99], а также весьма специфических планарных структур BiSCCO, в которых ток пропускается перпендикулярно плоскостям  $\text{CuO}_2$  [36,37,115], для измерения туннельных спектров ВТСП систем и определения зависимостей  $\Delta$  [84,100,101] и псевдощели  $\Delta^*$  [104,115] от температуры.

Поликристаллические ВТСП для наших измерений изготавливались в институте Монокристаллов, Харьков, в виде таблеток диаметром  $\approx 14$  мм и толщиной  $\approx 3$  мм [101,159]. Затем таблетки разрезали на бруски шириной (3–4) мм, с которыми и производили исследования — стандартный подход при изучении ВТСП керамик [153,155]. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов записывали по четырехзондовой схеме. Крепление проводов к керамике осуществляли проводящей пастой. Образец располагали в СВЧ вол-

новом диапазоне двухсантиметрового диапазона. К короткозамыкающему поршню волновода крепили диэлектрическую пластину, на которой монтировали образец. Перемещая поршень с помощью дифференциального винта, можно было сканировать образец относительно иглы, выбирая точку касания контакта с оптимальными параметрами. При исследовании керамических образцов такой подход дает ощутимые преимущества, ввиду значительной неоднородности как самого поликристалла, так и его поверхностного слоя [101,155, 159,160]. Кроме того, такая конструкция обеспечивала возможность проведения исследований ВТСП в СВЧ полях [160–162]. В качестве второго, металлического электрода S–с–N контакта использовали ниобиевую или стальную иглу.

Эволюция зависимости динамического сопротивления  $R_d(V) = dV/dI(V)$  при увеличении температуры для S–с–N контакта с YBCO показана на рис. 7,а. При

низких температурах щелевые особенности в виде двух симметричных минимумов на  $dV/dI(V)$  четко наблюдаются при  $V \approx 18$  мВ [101]. Каждый такой минимум возникает при напряжении, отвечающем энергетической щели сверхпроводника, то есть при  $V = \Delta/e$ , и обычно рассматривается как характерная черта андреевского отражения на S–N границе [95]. Мы полагаем, что в данном случае, сканируя образец относительно иглы, нам удалось обнаружить в массиве поликристалла область хорошо структурированной высокотемпературной фазы, с которой и был образован контакт. Используя результаты этих измерений, была сделана оценка величины отношения  $2\Delta(0)/kT_c$ , которая для YBCO оказалась равной (5–5,5) [101,163], что заметно больше, чем в классических сверхпроводниках, для которых из теории БКШ  $2\Delta(0)/kT_c \approx 3,53$  [16,111]. Согласно нашим данным, это было одно из первых, если не самое первое [163], сообщение, в котором на-

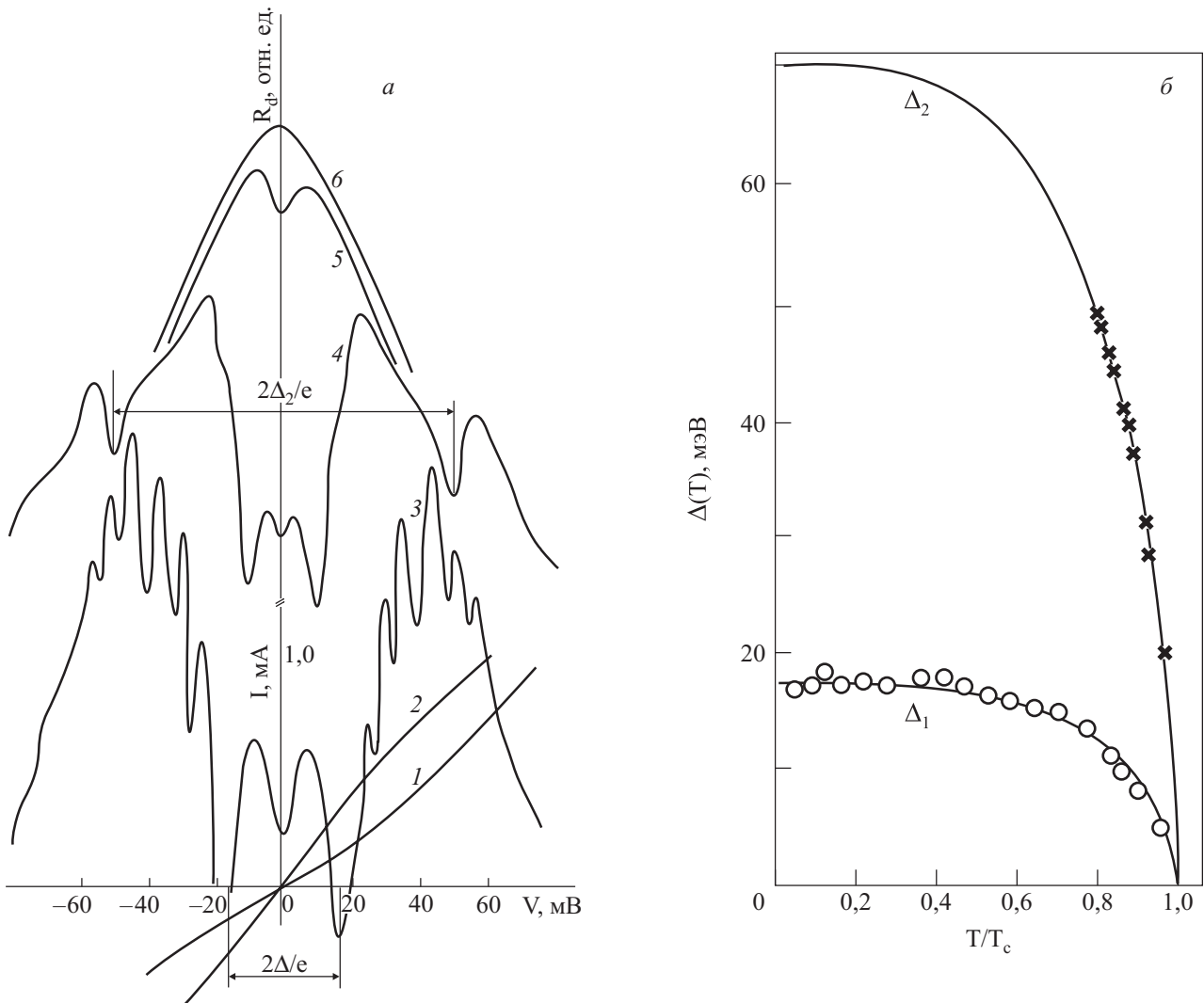


Рис. 7. Эволюция зависимостей  $dV/dI(V)$  S–с–N контакта с YBCO при увеличении температуры  $T$ , К: 4,2 (3), 45 (4), 71 (5) ( $\leq T_c$ ), 72 (6) ( $\geq T_c$ ). Кривые 1 и 2 — ВАХ контакта при  $T = 4,2$  К (2) и  $T \geq T_c$  (1) (а). Температурная зависимость энергетической щели  $\Delta_1(T)$  в YBCO (O). Температурная зависимость наблюдаемого при больших энергиях второго минимума  $\Delta_2(T)$  (X). Сплошные линии — теория БКШ для  $\Delta_1(T)$  и  $\Delta_2(T)$  (б).



звалась правильная величина  $2\Delta(0)/kT_c$  в YBCO [80,102,106].

Температурная зависимость энергетической щели  $\Delta_1(T)$  в YBCO показана на рис. 7,б (кружки). Также крестиками на верхней кривой обозначена температурная зависимость наблюдаемого при больших энергиях второго минимума  $\Delta_2(T)$  (рис. 7,а, кривая 4), природа появления которого, строго говоря, до конца не ясна [101]. Если в качестве  $T_c$  выбрать температуру, соответствующую середине резистивного перехода ( $\sim 67$  К), что с позиций сегодняшнего дня представляется правильным, то экспериментальные данные (рис. 7,б) совмещаются с теорией БКШ практически во всем интервале температур как для  $\Delta_1(T)$ , так и для  $\Delta_2(T)$ . В то же время имеется большое число экспериментов, в которых зависимость  $\Delta(T)$  сильно отклоняется от теории БКШ (см. работы [100,129] и ссылки в них). Мы полагаем, что форма зависимости  $\Delta(T)$  определяется как наличием структурных искажений и примесей, так и плотностью носителей заряда  $n_f$  в каждом конкретном образце. В хорошо структурированных образцах без примесей зависимость  $\Delta(T)$  определяется только  $n_f$  [129] и, как видим, совпадает с теорией БКШ до  $T/T_c \approx 0,9$  (рис. 7,б). Выше по температуре из-за размытия структуры щелевых минимумов (рис. 7,а) погрешность измерения  $\Delta$  увеличивается настолько, что, строго говоря, нельзя с уверенностью утверждать, что  $\Delta$  обращается в нуль при  $T = T_c$  [100,129]. Еще более неопределенной становится ситуация при исследовании контактов с керамикой  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ , в которых структура щелевых минимумов размывается уже при  $T/T_c \approx 0,8$  [159].

При низких температурах также наблюдается хорошо выраженная структура периодических пиков дифференциального сопротивления  $R_d(V) = dV/dI(V)$  при напряжениях  $V > \Delta/e$  (рис. 7,а, кривая 3). При  $T = 4,2$  К наблюдали шесть пиков с максимумами при 23, 30, 33, 43, 49 и 55 мВ, что совпадает с данными работы [164], а также с результатами, полученными для монокристаллов [165,166]. При увеличении температуры пики размываются и при  $T \approx 45$  К полностью исчезают. Положение обнаруженных максимумов на оси  $V$  соответствует характеристическим фоновым частотам в YBCO [165,166], что может рассматриваться как один из признаков сильного ЭФВ в купратах (см. разд. 1.3.2).

Еще одной особенностью S–с–N контактов с ВТСП является зависимость  $R_d^0(T)$  при нулевом смещении ( $V = 0$ ), обнаруженная нами в контактах с YBCO (рис. 8, ●) [101]. На этом же рисунке (■) показана температурная зависимость  $R_d^0(T)$  классического S–с–N контакта Ta–Cu [167]. На рисунке значения  $R_d^0(T)$  нормированы на  $R_{dN}^0 = R_d^0(T_c)$ . При  $T \leq T_c$  в обоих контактах  $R_d^0(T)$  быстро уменьшается в резуль-

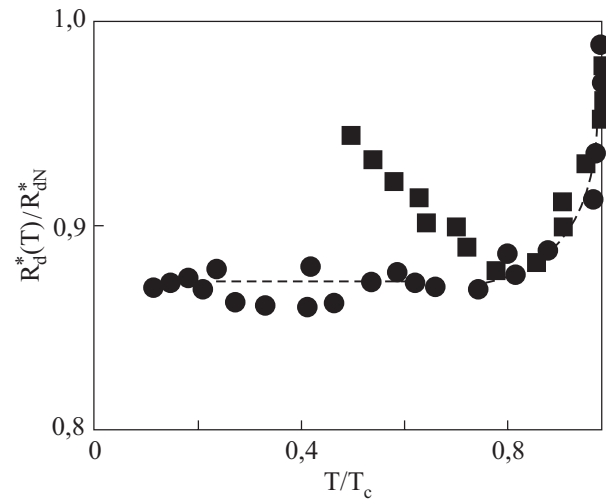


Рис. 8. Зависимости  $R_d^0(T)$  S–с–N контакта с YBCO (●) и классического S–с–N контакта Ta–Cu (■) [167].

тате возникновения дополнительного канала проводимости для квазичастиц с  $E < \Delta$  за счет андреевского отражения, возникающего после открытия энергетической щели при  $T = T_c$  и ее резкого увеличения при  $T \leq T_c$ . Обусловленная этим процессом проводимость при дальнейшем уменьшении температуры стремится к постоянной величине, определяемой числом квазичастиц в интервале  $E \leq 2\Delta(T)$ . Одновременно число частиц с энергией  $E > \Delta$ , также дающих вклад в проводимость, в классическом контакте уменьшается («вымерзает»), вызывая увеличение  $R_d^0(T)$  [167], и на зависимости  $R_d^0(T)$  возникает характерный минимум при  $T/T_c \approx 0,8$  (рис. 8, ■).

В ВТСП контактах при дальнейшем уменьшении температуры  $R_d^0(T)$  не возрастает, а стремится к постоянному значению  $R_d^0(T) \approx 0,88R_{dN}^0$  в результате насыщения  $\Delta(T)$  при низких температурах [16]. Таким образом, эксперимент показывает, что число квазичастиц с  $E > \Delta$  в ВТСП мало меняется при уменьшении температуры. Это означает, что должен существовать механизм, обеспечивающий существование невымерзающих квазичастиц в купратах. Таким механизмом может быть рассеяние носителей заряда на некомпенсированных магнитных моментах спинов  $\text{Cu}^{2+}$  [5,9,14], а также процессы, обусловленные сильным корреляционным взаимодействием в медно-оксидных ВТСП [9,86,119,123]. Относительно недавно зависимость  $R_d^0(T)$ , аналогичная полученной нами для YBCO (рис. 8, ●), была обнаружена при исследовании пленочных структур  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ , в которых ток пропускается перпендикулярно проводящим плоскостям  $\text{CuO}_2$  [37], что указывает на общность динамики квазичастиц в различных ВТСП системах.

2.2 Исследование контактов ВТСП–нормальный металл в СВЧ полях

Экспериментальные данные, приведенные в разд. 2.1, указывают на наличие заметного числа квазичастиц в ВТСП при температурах, существенно меньших  $T_c$ . В связи с этим представляет значительный интерес исследование нелинейных и неравновесных явлений в ВТСП, в частности исследование в СВЧ полях [160–162]. Было изучено влияние СВЧ излучения диапазонов 0,2–2 ГГц и 10 ГГц на ВАХ точечных контактов между Nb и ВТСП керамикой  $YBa_2Cu_3O_x$  ( $T_c \sim 90$  К) [160] и  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_x$  (Tl-2212) ( $T_c \cong \cong 100$  К) [161,162] в интервале температур 4,2–300 К. В первом случае формировались контакты только туннельного типа, что указывает на гранулированное строение керамики и на туннельный характер проводимости гранул, образующих образец [153,155]. Как следствие, ВАХ контакта с YBCO имела параболическую форму, при увеличении мощности СВЧ сигнала  $P$  смещалась влево и в конечном итоге полностью линеаризовалась (рис. 9). Соответственно, напряжение на контакте  $V_p$ , измеряемое при некотором постоянном значении транспортного тока, заметно уменьшалось. Так, уменьшение  $V_p$  при увеличении  $P$  от нуля до максимального значения  $P_0 \approx 40$  мВт, измеренное при токе  $I = 50$  мкА, в ряде случаев достигало 400 мВ [160]. Наблюдаемая эволюция ВАХ под действием СВЧ сигнала не зависела от частоты излучения в указанном диапазоне частот.

При увеличении мощности СВЧ сигнала также наблюдался рост напряжения  $V_0$  (рис. 9), возникавшего на образце при нулевом смещении, вероятно, за счет обратного эффекта Джозефсона [160]. Наиболее интересный результат этих измерений заключается в том, что нелинейность ВАХ и зависимость  $V_0$  и  $V_p$  от  $P$  со-

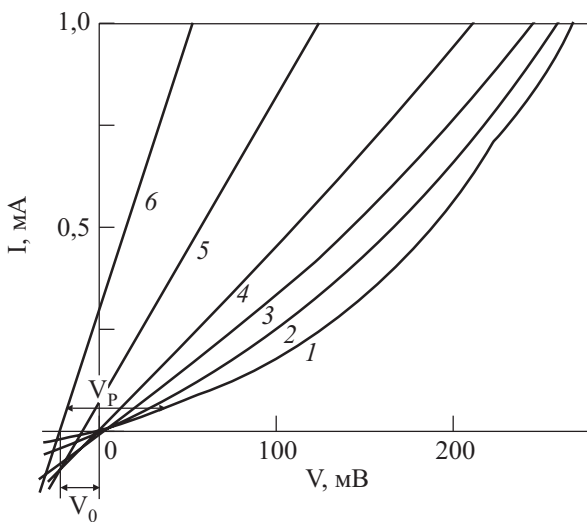


Рис. 9. Эволюция ВАХ S–с–N контакта YBCO–Nb при увеличении мощности СВЧ излучения от  $P = 0$  (1) до  $P_{max} \approx \approx 4$  мВт (6).  $T = 4,2$  К.

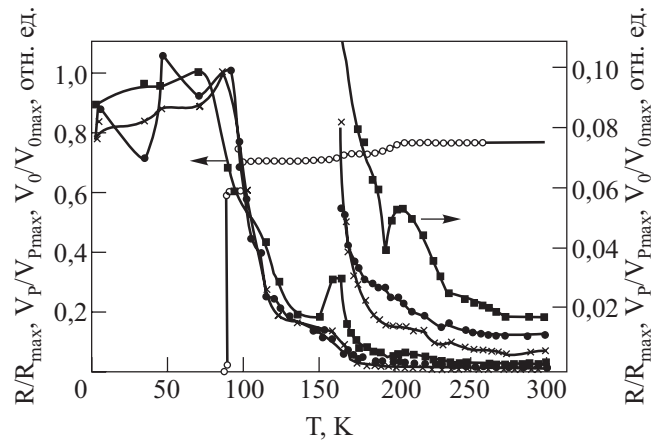


Рис. 10. Температурные зависимости  $V_p$  (×),  $V_0$  (●) и сопротивления контакта  $R$  (■) нормированные на свои максимальные значения. ○ — зависимость сопротивления поликристалла  $R_0(T)$ .

хранялись до температур, значительно превышавших  $T_c$  (рис. 10). Видно, что при  $T \geq T_c$  абсолютные значения  $V_0$ ,  $V_p$  и сопротивления контакта резко уменьшаются, однако нелинейность ВАХ и зависимость  $V_0$  и  $V_p$  от  $P$  наблюдаются до температур  $T^* \sim 200$  К (рис. 10). Особенно хорошо это иллюстрирует зависимость  $V_p(T)$  (×), построенная в меньшем масштабе (рис. 10, правая шкала). Исходя из современной концепции существования псевдощели в купратах [4,15, 113,114,116], можно утверждать, что этот результат прямо указывает на реализацию ПЩ состояния в ВТСП при  $T \leq T^*$ . Поскольку напряжение  $V_p$  возникает в результате распаривающего действия СВЧ излучения, наблюдение  $V_p$  при  $T \gg T_c$  можно рассматривать как дополнительный аргумент в пользу существования спаренных фермионов в ВТСП в ПЩ области температур [15,139,140].

Контакты Tl-2212–Nb демонстрировали металлическую проводимость с большим избыточным током  $I_{exc}$ . Были обнаружены два различных типа зависимости  $I_{exc}$  от  $P$  в зависимости от диапазона температур, в котором проводились измерения [161]. В диапазоне температур от 4,2 до 60 К наблюдались осцилляции  $I_{exc}(P)$  при увеличении мощности СВЧ сигнала  $P$  по закону  $J_0^2(z)$ , где  $z = \sqrt{P}$ . Нам представляется, что это было первое экспериментальное подтверждение предсказанной в [168] для классических сверхпроводников зависимости  $I_{exc}(P) \sim J_0^2(z)$  в S–с–N контактах. Ближе к  $T_c$  наблюдалось увеличение (стимуляция) избыточного тока СВЧ излучением, которое объясняется хорошо известным эффектом стимуляции сверхпроводимости Элиашберга [169]. Таким образом, и при низких температурах, и ближе к  $T_c$ , избыточный ток ВТСП S–с–N контактов обнаруживает поведение, типичное для классических сверх-

проводников, что может рассматриваться как еще одно доказательство существенного влияния ЭФВ на процессы сверхпроводящего спаривания в купратах.

### 3. Флуктуационная проводимость в ВТСП

#### 3.1. Состояние вопроса исследования флуктуационной проводимости в ВТСП

В первых работах по измерению ФП в ВТСП [155–157, 170, 171] обнаружено значительное количественное расхождение между теорией и экспериментом, предположительно, за счет неравномерного растекания тока по образцу из-за неоднородностей его структуры, которое невозможно учесть теоретически. Поэтому было предложено ввести в рассмотрение так называемый  $C$ -фактор [171], на который необходимо умножать данные теории, определяемые соответствующими уравнениями, для их совмещения с экспериментальными результатами. Очевидно, что чем больше  $C$ -фактор отличается от единицы, тем хуже структура образца, и наоборот [52]. Также было показано, что при этом зависимость  $\sigma'(T)$  определяется именно моделью Лоуренца–Дониаха (ЛД) [152], в которой МТ вклад предполагается несущественным, и, естественно, ни о каком размерном кроссовере речь не шла.

В то же время МТ вклад уверенно наблюдался во всех измерениях магнитосопротивления [154, 157, 172]. До проведения наших измерений на сверхрешетках YBCO–PrBCO [49–51] наблюдать МТ вклад, а следовательно, и МТ–АЛ кроссовер, и определить  $\xi_c(0)$  и  $\tau_\phi$  из резистивных измерений ФП не удавалось ни на монокристаллах [157], ни на тонких пленках YBCO [170–175]. Объясняется это рядом причин. Во-первых, это низкое качество поликристаллических образцов [153, 157] и первых ВТСП пленок [170, 171], в которых, скорее всего, содержались гранулы и прочие дефекты. В монокристаллах такими дефектами могут быть двойники [154, 157]. Как будет показано ниже, модель ЛД работает именно в том случае, когда образец содержит дефекты. Вторая причина – это то, что практически во всех работах не были учтены поправки, даваемые теорией БМТ [149, 150] в чистом пределе. И третья — это неправильный выбор  $T_c^{mf}$ , что, несомненно, отражается на интерпретации результатов [172–175]. Как следствие, отсутствовали системные данные по анализу ФП для набора образцов с разной концентрацией кислорода. Не было никаких данных и о поведении ФП в системах с малой плотностью носителей заряда ( $T_c \leq 60$  К), хотя такая информация исключительно важна. В целом можно констатировать, что единый системный подход к анализу флуктуационной проводимости в ВТСП отсутствовал.

В наших измерениях [49–53] был обнаружен выраженный МТ–АЛ переход, который одновременно является и  $2D$ – $3D$ -кроссовером [51–53, 59]. Учитывая этот факт и проведя большое число экспериментов, мы предложили и обосновали новый подход к анализу флуктуационной проводимости в ВТСП [52]. Основными составляющими этого подхода являются:

— определение  $T_c^{mf}$  по зависимости  $\sigma'^{-2}(T)$  до его пересечения с осью температур;

— экстраполяция экспериментальных данных вблизи  $T_c$   $3D$ -уравнением теории АЛ [11], а не теории ХЛ [135], и, как следствие, определение  $\xi_c(0)$  формулой

$$\xi_c(0) = d\epsilon_0^{1/2}, \quad (3.1)$$

а не  $\xi_c(0) = (d/2)\epsilon_0^{1/2}$  (1.16), что дает вдвое большие значения  $\xi_c(0)$ , чем теория ХЛ;

— введение обозначения  $[1, 203(l/\xi_{ab})] = \beta$ , в результате чего параметр

$$\tau_\phi\beta T = (\pi\hbar)/(8k_B\epsilon_0) = A\epsilon_0^{-1}, \quad (3.2)$$

где  $A = (\pi\hbar)/(8k_B) = 2,988 \cdot 10^{-12}$  с, также становится функцией  $\epsilon_0$  и может быть вычислен из ФП анализа;

— определение плотности носителей заряда  $n_0$  и длины свободного пробега  $l$  из измерений эффекта Холла и, в конечном итоге, определение времени фазовой релаксации флуктуационных пар  $\tau_\phi$  (100 К). При этом единственным подгоночным параметром остается  $C$ -фактор. Анализ ФП во всех исследованных образцах был проведен в рамках именно этого подхода.

#### 3.2. Флуктуационная проводимость в хорошо структурированных пленках YBCO

##### 3.2.1. Основные требования к ВТСП образцам.

С самого начала наших исследований ставилась задача проводить эксперименты на высококачественных образцах, которыми являются эпитаксиальные  $c$ -ориентированные тонкие пленки ВТСП. Пленки YBCO [52–54, 58], YPrBCO [59, 60] и сверхрешетки YBCO–PrBCO [49–51, 55] изготавливались в технологическом отделе Института Макса Планка (МПИ), Штутгарт, Германия. Там же были проведены и основные эксперименты. Пленки напылялись на одной и той же установке, в одних и тех же условиях, менялась лишь концентрация кислорода. Образцы толщиной от 650 Å (F6,  $T_c = 54,2$  К) до 1050 Å (F1,  $T_c = 87,4$  К) (табл. 1) изготавливались с помощью импульсного лазерного напыления (ИЛН) на подложки SrTiO<sub>3</sub> (001) — метод, широко освещенный в литературе [176] и обеспечивающий воспроизводимое получение  $c$ -ориентированных эпитаксиальных пленок YBCO, что контролировалось исследованием соответствующих рентгеновских и рамановских спектров [134, 176]. Для обеспечения возможности проведения резистивных

измерений и измерений эффекта Холла из пленок с помощью фотолитографии вырезались холловские структуры длиной  $\ell \approx 1,7$  мм и шириной  $w \approx (0,1-0,2)$  мм с необходимым числом поперечных контактов. Резистивные измерения проводились по стандартной четырехзондовой схеме на полностью компьютеризированной установке. Тщательная экранировка оборудования позволяла снизить уровень шумов до  $\sim 500$  нВ. Мы считаем, что наличие такого набора YBCO пленок, свойства которых контролируемым образом менялись от образца к образцу, сыграло существенную роль в наших экспериментах. В сочетании с особой тщательностью при изготовлении образцов это позволило нам получить воспроизводимые, надежные и систематические данные [134].

Таблица 1. Резистивные параметры образцов.

Образец	$d_0^*$ , Å	$T_c$ , К	$\Delta T_c$ , К	$T_c^{mf}$ , К	$\rho(100\text{ К})$ , мкОм·см	$\rho(300\text{ К})$ , мкОм·см	$T^*$ , К
F1	1050	87,4	2,3	88,46	148	476	203
F3	850	81,4	5,0	84,55	237	760	213
F4	850	80,3	5,5	83,4	386	1125	218
F6	650	54,2	3,5	55,88	364	1460	245

Примечание: \*  $d_0$  — толщина пленки.

3.2.2. Резистивные свойства пленок YBCO. Для получения необходимой информации были исследованы образец F1 ( $T_c = 87,4$  К), близкий к оптимально допированным системам, образец F6 ( $T_c = 54,2$  К), представляющий слабодопированные ВТСП системы и образцы F3 и F4, имеющие  $T_c$  в районе 80 К. На рис. 11 представлены температурные зависимости продольного удельного сопротивления  $\rho_{xx}$  исследовавшихся пленок. На вставке приведена зависимость  $\rho_{xx}(T)$  для образца F4 ( $T_c = 80,3$  К) в нулевом магнитном поле  $H = 0$  (кривая 1), показывающая как определялась  $T_c$ , и при  $H = 0,6$  Тл (кривая 2), подтверждающая фазовую однородность образцов. Сравнивая результаты с аналогичными зависимостями, полученными для монокристаллов [77], кислородный индекс наших образцов можно оценить следующим образом:  $\Delta y = (7 - y) \cong \cong 6,85$  (F1),  $\Delta y \cong 6,8$  (F3),  $\Delta y \cong 6,78$  (F4) и  $\Delta y \cong 6,56$  (F6).

Как и ожидалось, образец F1 демонстрирует резистивное поведение, типичное для ОД систем, у которых область ПЩ поведения относительно мала [10,177]. Как следствие, зависимость  $\rho_{xx}(T)$  линейна выше  $T^* = (200 \pm 3)$  К и в интервале температур

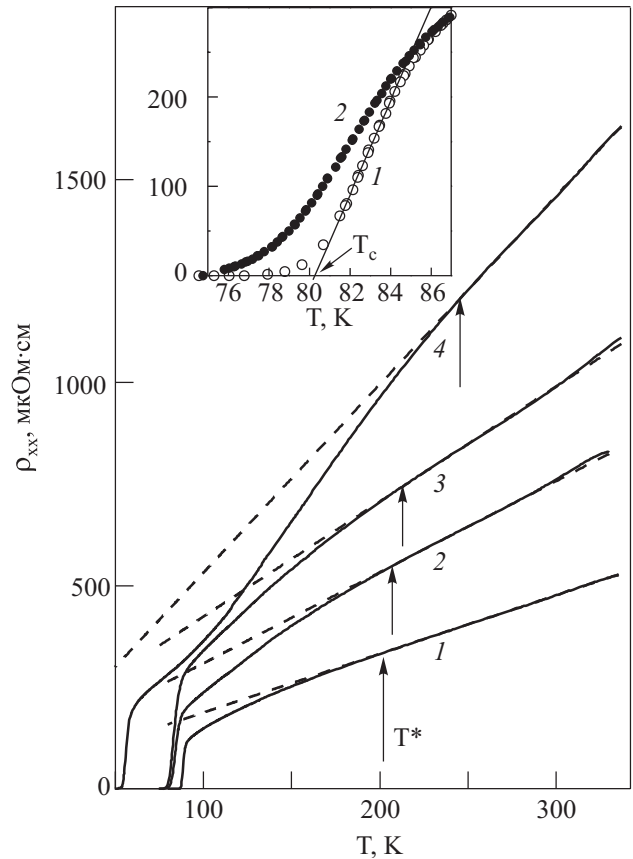


Рис. 11. Температурные зависимости  $\rho_{xx}$  образцов F1 (1), F3 (2), F4 (3) и F6 (4). На вставке — зависимость  $\rho_{xx}(T)$  для образца F4 ( $T_c = 80,3$  К) в нулевом магнитном поле (1) и при  $H = 0,6$  Тл (2).

200–330 К хорошо экстраполируется выражением  $\rho_N(T) = \alpha T + b$ , с относительной среднеквадратичной ошибкой  $6,52 \cdot 10^{-4}$ . В соответствии с представлениями теории NAFL, несмотря на уменьшение антиферромагнитных взаимодействий при высоких степенях допирования, эта линейная зависимость, экстраполированная в область низких температур (рис. 11, пунктир), как раз и определяет  $\rho_N(T)$ , используемое для вычисления  $\sigma'(T)$  с помощью (1.6). Аналогичная процедура определения  $\rho_N(T)$  применялась и для всех остальных образцов при вычислении  $\sigma'(T)$  из эксперимента. Отметим также, что пленка F1 имеет минимальное значение  $\rho(100\text{ К}) \cong 148$  мкОм·см, типичное для образцов YBCO, не содержащих дефекты [52,156]. Кроме того,  $\rho_N(T)$  пересекает ось  $T$  практически в нуле, а отношение  $\rho_{300} / \rho_{100} \cong 3,2$ . Эти факты являются дополнительными аргументами в пользу хорошего качества пленок [176,178].

При уменьшении содержания кислорода, а следовательно, и уменьшении  $n_f$ , наблюдается ожидаемое быстрое снижение  $T_c$ . Одновременно  $\rho_{xx}(T)$ , а также и  $T^*$ , отмеченная на графике стрелками, быстро возрастают, что находится в согласии с выводами различных



теормоделей [10,114,116,177]. Это означает, что механизм рассеяния нормальных носителей в ВТСП с низкими  $T_c$  (малыми  $n_f$ ) в значительной степени определяется упомянутым выше магнитным взаимодействием  $V_{\text{eff}}$  [10]. Действительно, образец F6 демонстрирует резистивное поведение, типичное для очень слабо допированных YBCO систем [77,120], которое характеризуется широкой областью температур ( $T < T^*$ ), где доминируют спиновые флуктуации, приводя к наблюдаемой специфической форме резистивной кривой (рис. 11). Тем не менее выше  $T^* = (250 \pm 0,3)$  К зависимость  $\rho_{xx}(T)$  по-прежнему является линейной (рис 11, пунктир) и определяет  $\rho_N(T)$  для данного образца. Отметим также, что, несмотря на низкое  $T_c$  и малое содержание кислорода, особенно в случае образца F6, ширина резистивного перехода  $\Delta T$  (рис. 11) достаточно узкая. Это подтверждает хорошее качество структуры исследуемых пленок, что важно для анализа ФП. Параметры образцов приведены в табл. 1–3.

Таблица 2. Параметры анализа функциональной проводимости образцов.

Образец	$C_{3D}$	$R_H(100 \text{ K}), 10^{-9} \text{ м}^3/\text{Кл}$	$n_f(100 \text{ K}), 10^{21} \text{ см}^{-3}$	$n_0$	$r$	$l(100 \text{ K}), \text{ \AA}$	$\mu_H(100 \text{ K}), \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
F1	1	2,45	2,7	0,47	1,06	48,6	16,55
F3	0,82	3,26	2,42	0,42	1,26	46,6	16,80
F4	0,632	4,04	2,3	0,40	1,49	44,8	16,56
F6	2(1)	5,80	1,15	0,20	1,07	30,5	15,92

Таблица 3. Параметры анализа функциональной проводимости образцов.

Образец	$v_F, 10^7 \text{ см/с}$	$m^*/m_0$	$\tau(100 \text{ K}), 10^{-13} \text{ с}$	$\xi_c(0),$	$\beta$	$\tau_{\phi}(100 \text{ K}), 10^{-13} \text{ с}$	$C^*$
F1	1,17	4,68	0,42	1,65	4,5	3,35±0,1	1,84
F3	1,15	5,33	0,40	1,75	4,06	3,30±0,1	1,82 (2,1)
F4	1,15	6,11	0,38	1,78	3,85	3,36±0,1	1,82 (2,3)
F6	1,16	3,10	0,26	2,64	1,76	3,36±0,1	1,81

Как видно на рис. 11, уменьшение  $T_c$  всего на 1 К (образцы F3 и F4) приводит к резкому увеличению

сопротивления, а именно:  $\rho(100 \text{ K})(F4)/\rho(100 \text{ K})(F3) \approx 1,6$  (табл. 1), которое наиболее вероятно приписать ожидаемому усилению влияния антиферромагнитного взаимодействия на механизм рассеяния носителей заряда при  $T_c \leq 80 \text{ K}$  [10,132]. (При построении рис. 11 значения  $\rho_{xx}(T)$  для образца F4 умножены на 0,86.) Одновременно  $T^*$  возрастает до 218 К (образец F4), а выше  $\sim 250 \text{ K}$  на зависимости  $\rho_{xx}(T)$  наблюдается заметный продольный изгиб вверх, возникающий вследствие возможного усиления электрон-электронного взаимодействия в таких пленках при высоких температурах [10]. Таким образом, резистивная кривая приобретает форму, типичную для 80-кельвиновых пленок YBCO [53] с относительно коротким (218–250) К линейным участком, который по-прежнему определяет  $\rho_N(T)$  [54]. Для образца F3 ( $T_c = 81,4 \text{ K}$ ) область линейной зависимости  $\rho_N(T)$  несколько длиннее и форма резистивной кривой заметно ближе к ОД пленкам (образец F1). Но, фактически, на резистивной кривой образца F3 наблюдаются те же особенности, что и у образца F4, только менее выраженные.

Мы считаем [52,53], что в YBCO с ростом концентрации кислорода антиферромагнитные корреляции ( $V_{\text{eff}}$ ) играют определяющую роль до  $(7 - y) \sim 6,78$  ( $T_c \sim 80 \text{ K}$ ). При больших концентрациях кислорода ( $T_c > 80 \text{ K}$ ) заметную роль начинают играть кулоновские ферми-жидкостные эффекты [31] и электрон-плазмонное взаимодействие [126]. Этот же вывод следует и из результатов оптических измерений [7,31,40]. Резюмируя, можно сказать, что резистивные измерения подтвердили прогнозируемое резкое изменение параметров YBCO пленок при приближении их  $T_c$  к 80 К [53]. Такое поведение наиболее вероятно связать со сменой механизмов взаимодействия носителей заряда в ВТСП [7,53,179] при уменьшении их плотности ниже некоторого критического значения  $n_f^* \approx 2,3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  или  $n_0^* \approx 0,4$ , отвечающего образцу F4 с  $T_c \approx 80 \text{ K}$  [53] ( $n_0 = nV_0$  — плотность носителей заряда, нормированная на объем элементарной ячейки  $V_0 = 1,74 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$  [154]). Можно предположить, что  $n_f^*$  — это именно та плотность носителей, ниже которой влияние  $V_{\text{eff}}$  на процессы взаимодействия носителей заряда в ВТСП заметно возрастает [10,53, 120,179].

3.2.3. Флуктуационная проводимость в оптимально допированных пленках YBCO. В соответствии с развиваемым нами подходом, анализ ФП в ВТСП начинается с определения  $T_c^{mf}$ . Мы определяли  $T_c^{mf}$  всех исследованных образцов экстраполяцией линейного участка зависимости  $\sigma'^{-2}(T)$  до его пересечения с осью температур [171], поскольку, как уже отмечалось, в 3D-области вблизи  $T_c$   $\sigma'(T)$  должна расходиться как  $(T - T_c^{mf})^{-1/2}$  (1.12). На рис. 12 показана зависимость  $\sigma'^{-2}(T)$  для образца F1. Хорошо видна

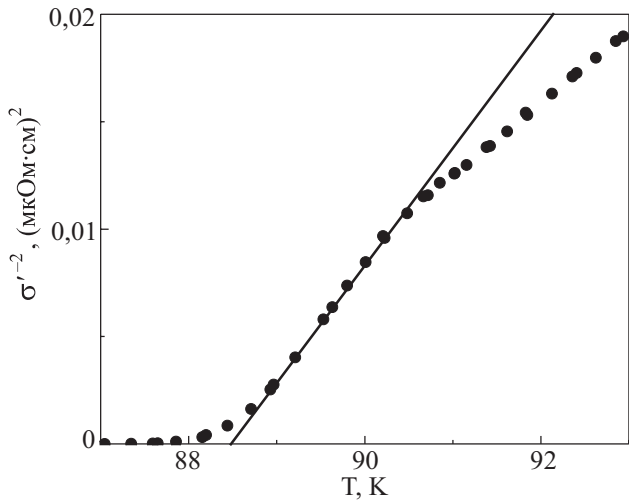


Рис. 12. Зависимость  $\sigma'^{-2}(T)$  для образца F1 (●). Прямая линия проведена для удобства восприятия.

протяженная 3D-область, экстраполируемая прямой линией, пересечение которой с осью температур дает  $T_c^{mf} \cong 88,46$  К (табл. 1). Выше  $T_0$  (рис. 12) данные отклоняются от прямой линии в сторону больших температур, что может рассматриваться как верный признак того, что механизм рассеяния флуктуационных пар при  $T > T_0$  является именно механизмом МТ типа. Если флуктуационный механизм в образце подчиняется ЛД модели, то точки выше  $T_0$  отклоняются в сторону меньших температур [54,171].

Зависимость  $\ln \sigma'$  ( $\ln \epsilon$ ) образца F1 в сравнении с теорией ХЛ [135] в чистом пределе [149] представлена на рис. 13. Видно, что, в отличие от результатов предыдущих исследований, МТ–АЛ (2D–3D) кроссовер, отмеченный на графике стрелкой, четко наблюда-

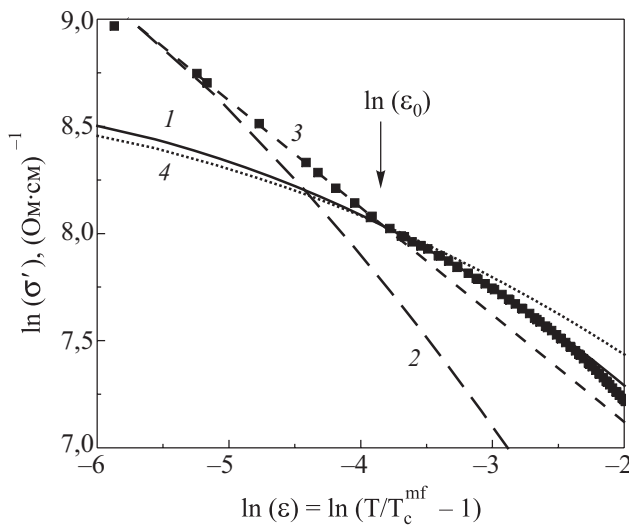


Рис. 13. Зависимость  $\ln \sigma'$  ( $\ln \epsilon$ ) образца F1 (■) в сравнении с ФП теориями: 1 — МТ вклад ( $d = 11,7$  Å), 2 — ЛД вклад, 3 — 3D АЛ вклад, 4 — МТ вклад ( $d = 4,2$  Å).

ется при  $\ln \epsilon_0 \cong -3,92$  ( $T_0 \cong 90,22$  К). Этот факт позволяет нам с достаточной точностью определить  $T_0$  и  $\epsilon_0$  и, используя уравнения (3.1) и (3.2), получить достоверные значения  $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta = 15,06 \cdot 10^{-13}$  с и  $\xi_c(0) = (1,65 \pm 0,01)$  Å [52,53] в отличном согласии с литературными данными [152,154,173]. Подставляя измеренное значение  $\xi_c(0)$ ,  $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta$  в (1.9) и (1.12), мы смогли согласовать экспериментальные данные с теорией во всех рассматриваемых интервалах температуры. В отличие от всех предыдущих измерений ФП в ВТСП кривая 2, определяемая моделью ЛД (1.14), не отвечает экспериментальным данным ни в одном температурном интервале. Кроме того, определяемая из ЛД модели по (1.16)  $\xi_c(0) \cong 0,825$  Å исключительно мала. Видно, что в области 3D-флуктуаций вблизи  $T_c$  зависимость  $\sigma'(T)$  линейная и отлично экстраполируется стандартным уравнением теории АЛ (1.9) (рис. 13, прямая 3), определяющим ФП в любой 3D-системе [52]. Этот результат означает, что вблизи  $T_c$  система YBCO всегда трехмеризуется. Наиболее замечательный результат в данном случае состоит в том, что  $C_{3D} = 1$  (табл. 2), показывая, что в области 3D-флуктуаций экспериментальные данные находятся в полном соответствии с теорией АЛ, что возможно только в хорошо структурированных образцах, не содержащих дефекты [52,53]. С другой стороны, тот факт, что  $C_{3D} = 1$ , говорит о том, что и  $\xi_c(0)$  выбрана правильно. Фактически в данном случае нам не приходится использовать никаких подгоночных параметров. Вот почему мы рассматриваем F1 как базовый образец.

Выше  $T_0$ , вплоть до  $\ln \epsilon_{c0} \cong -2,3$  ( $T_{c0} \cong 97,3$  К), зависимость  $\sigma'(T)$  хорошо экстраполируется МТ вкладом теории ХЛ (1.12) (рис. 13, сплошная кривая 1) с измеренными параметрами  $\xi_c(0)$ ,  $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta$  и  $d = 11,7$  Å. Любопытно, что в этой области температур не наблюдается никаких признаков базового флуктуационного механизма АЛ. Вот почему мы считаем, что МТ–АЛ кроссовер, обнаруженный нами на зависимости  $\sigma'(T)$ , не только является следствием изменения характера взаимодействия между проводящими слоями при  $\xi_c(T) \cong d$ , но и отражает существенную модификацию электронной системы ВТСП [180], которая приводит к изменению механизмов взаимодействия флуктуационных пар при температуре  $T_0$ . Таким образом, обнаружение МТ вклада в ФП экспериментах может рассматриваться как явный признак выраженной 2D-проводимости выше  $T_0$ , усиленной сверхпроводящими корреляциями [180]. В системах YBCO область существования 2D-флуктуаций в ряде случаев составляет  $\sim 20$  К [49], Таким образом, механизмы рассеяния флуктуационных пар в ВТСП выше и ниже  $T_0$  существенно различаются.

На рис. 13 также показан МТ вклад, рассчитанный с  $d = 4,2 \text{ \AA}$  (линия 4), что является расстоянием между 1D-цепочками CuO в YBCO [31]. Видно, что в этом случае теория не соответствует эксперименту, показывая, что 1D-цепочки не дают прямого вклада в ФП даже в случае OD YBCO систем. Подчеркнем также, что флуктуационный механизм МТ типа с очевидностью требует, чтобы проводящие плоскости CuO<sub>2</sub> не имели дефектов. Таким образом, наблюдение МТ вклада может служить дополнительным признаком хорошей структуры образца. Тем не менее в данном случае, чтобы совместить теорию с экспериментом, пришлось использовать множитель  $C_{2D} \cong 0,544$ . Этот факт дает второй важный результат ФП анализа, а именно:  $C^* = C_{3D}/C_{2D} \cong 1,82 \pm 0,02$ , что позволяет сделать вывод о том, что эффективный объем образца в области 2D-флуктуаций составляет примерно 1/2 фактически измеряемого объема [52]. Это, в свою очередь, означает, что выше  $T_0$ , где ВТСП образец является квазидвумерным [15,31,178], флуктуационные пары, также как и нормальные носители, заключены в плоскостях CuO<sub>2</sub>. Соответственно, в области 3D-флуктуаций, где  $\xi_c(T) > d$  и двухчастичное туннелирование разрешено и вдоль  $c$ -оси [52,180], флуктуационные пары взаимодействуют уже во всем объеме образца.

**3.2.4. Слабодопированные пленки YBCO с  $T_c < 60 \text{ K}$ .** Несмотря на низкое  $T_c \cong 54,2 \text{ K}$ , образец F6 демонстрирует очень похожее поведение ФП, подтверждая правильность развиваемого в работе анализа. Как и ожидалось, вблизи  $T_c$   $\sigma'(T)$  определяется 3D-вкладом теории АЛ, тогда как зависимость ЛД по-прежнему не отвечает эксперименту. МТ-АЛ (2D-3D) кроссовер четко наблюдается при  $\ln \epsilon_0 \cong -2,98$  ( $T_0 \cong 58,72 \text{ K}$ ), что позволяет определить  $\xi_c(0) = (2,64 \pm 0,02) \text{ \AA}$  и  $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta \cong 5,9 \cdot 10^{-13} \text{ с}$  по (3.1) и (3.2). Выше  $T_0$  флуктуационный вклад МТ типа (1.15) хорошо экстраполирует  $\sigma'(T)$  вплоть до  $\ln \epsilon_{c0} \cong -2,25$  ( $T_{c0} \cong 61,9 \text{ K}$ ), хотя сама 2D-область оказывается относительно короткой. Тем не менее по-прежнему  $C^* = C_{3D}/C_{2D} \cong 1,81$ . Однако абсолютные значения  $C$ -факторов в данном случае в два раза больше, чем у F1:  $C_{3D} = 2$  и  $C_{2D} = 1,105$ . Мы полагаем, что основная причина такого результата — это почти двойное возрастание удельного сопротивления образца F6 при  $T > 62 \text{ K}$  (рис. 11), которое, в свою очередь, может быть вызвано несколькими причинами. Это возможное сильное влияние спиновых флуктуаций [10,25,78], заметное снижение плотности носителей [5,30,181] и, возможно, неспособность 1D-цепочек CuO участвовать в транспорте нормальных носителей, поскольку, согласно [31,86], цепочки явно рассоединены в слабодопированных системах YBCO. Скорее всего, в данном случае все три механизма оказывают влияние на транспорт нормальных

носителей, который в результате оказывается весьма сложным.

**3.2.5. YBCO пленки с  $T_c \cong 80 \text{ K}$ .** Оказалось, что образцы с  $T_c \cong 80 \text{ K}$  проявляют гораздо более сложное поведение ФП [53]. Зависимость  $\ln \sigma'(\ln \epsilon)$  для образца F4, у которого особенности поведения ФП в 80-кельвиновых системах YBCO выражены наиболее четко, представлена на рис. 14. Как и в OD образцах, ниже  $T_{c0} \approx 97,9 \text{ K}$  зависимость  $\sigma'(T)$  хорошо экстраполируется МТ вкладом теории ХЛ (рис. 14, кривая 1). Однако область 2D-флуктуаций заметно длиннее. При дальнейшем уменьшении температуры неожиданно наблюдается переход от МТ к ЛД типу флуктуационного поведения (рис. 14, кривая 2) при  $\ln \epsilon_{01} \cong -2,81$  ( $T_{01} \approx 88,4 \text{ K}$ ), отмеченному на рис. 14 стрелкой. Определив  $\epsilon_{01}$ , из (3.1) и (3.2) получим:  $\xi_c(0) = (2,87 \pm 0,02) \text{ \AA}$  и  $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta \cong 4,98 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ . Но, используя эти параметры, не удастся разумным образом совместить теорию с экспериментом ни в одном из температурных интервалов. Однако на зависимости  $\sigma'(T)$  при  $\ln \epsilon_0 \cong -3,766$  ( $T_0 \approx 85,33 \text{ K}$ ) наблюдается еще один кроссовер, также обозначенный стрелкой, от ЛД к ожидаемому 3D АЛ поведению (рис. 14, кривая 3). Используя новое значение  $\epsilon_0$ , находим:  $\xi_c(0) = (1,78 \pm 0,01) \text{ \AA}$  и  $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta \cong 13,24 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ . При этих значениях параметров теоретические зависимости  $\sigma'(T)$  совпадают с экспериментальными во всех трех интервалах температуры (рис. 14). Следовательно, в данном случае именно этот второй кроссовер при  $\ln \epsilon_0$  определяет значение параметров флуктуационной теории. Соответственно, кроссовер при  $\ln \epsilon_{01}$  означает лишь смену механизма рассеяния флуктуационных пар в 2D-области температур при уменьшении  $T$ . Такая зависи-

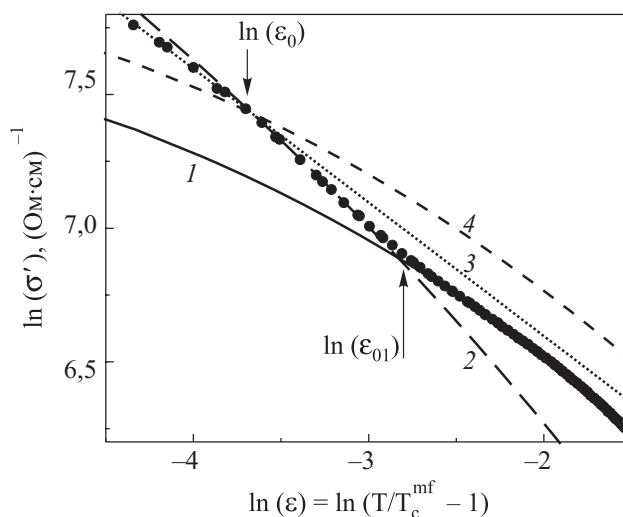


Рис. 14. Зависимость  $\ln \sigma'(\ln \epsilon)$  образца F4 (●) в сравнении с ФП теориями: 1 — МТ вклад,  $C^* = 2,3$ , 2 — ЛД вклад, 3 — 3D АЛ вклад, 4 — МТ вклад при условии  $C^* = 1,82$ .

мость  $\sigma'(T)$  отражает специфику поведения 80-кельвиновых пленок YBCO.

Образец F3 проявляет такое же флуктуационное поведение, как и образец F4 с двумя кроссоверами при  $\ln \epsilon_{01} \approx -3,2$  ( $T_{01} \approx 88,0$  К) и при  $\ln \epsilon_0 \approx -3,80$  ( $T_0 \approx 86,44$  К). Найденное по температуре второго кроссовера значение  $\epsilon_0$  позволяет вычислить  $\xi_c(0) = (1,75 \pm 0,01)$  Å и  $\tau_\phi(100 \text{ К})\beta \approx 13,40 \cdot 10^{-13}$  с и полностью описать зависимость  $\sigma'(T)$  ниже  $T_{c0} \approx 98,8$  К ( $\ln \epsilon_{c0} \approx -1,78$ ). Однако все особенности поведения ФП для образца F3 выражены гораздо менее четко, чем для образца F4, что находится в полном соответствии с результатами резистивных измерений (рис. 11).

Отметим, что, если уравнение (1.12), описывающее МТ вклад, построить с теми же параметрами ФП анализа, но, полагая  $C_{2D} = C_{3D}/1,82 = 0,347$ , то теоретическая кривая (рис. 14, кривая 4) пересекает экспериментальную зависимость  $\sigma'(T)$  как раз в точке второго кроссовера, то есть при  $\ln \epsilon_0 \approx -3,766$ . То же получается и для образца F3, если выбрать  $C_{2D} = C_{3D}/1,82 = 0,45$ . Полученный результат подтверждает сделанный нами вывод об универсальности отношения  $C^* = (1,82 \pm 0,02)$  в YBCO [52,53]. Таким образом, при  $T_c \leq (82 \pm 1)$  К начинает проявляться специфическая неоднородность YBCO пленок, сопровождаемая усилением магнитного взаимодействия в ВТСП [10,82,179]. В результате флуктуационный механизм МТ типа постепенно подавляется, замещаясь ЛД механизмом (рис. 14). Чем ближе  $T_c$  к 80 К, тем больше область, описываемая ЛД моделью, больше  $C^*$  и  $\rho_{xx}(T)$ , но меньше  $C_{3D}$ . Также сильно изменяются и другие параметры образца (см. таблицы), что, на наш взгляд, является следствием усиливающегося влияния магнитных корреляций [10,25,120] и отражает сложную динамику сосуществования антиферромагнитного упорядочения и сверхпроводимости в ВТСП.

### 3.3. Эффект Холла в системах YBCO

3.3.1. Температурная зависимость коэффициента Холла в пленочных ВТСП системах. Исследованию эффекта Холла в купратных ВТСП посвящено достаточно большое число работ (см. [5,56,76,77,121,182] и ссылки в них). В отличие от классических сверхпроводников, в ВТСП коэффициент Холла  $R_H$  имеет специфическую температурную зависимость [5,76,121,183], а именно: при понижении температуры до  $T^*$   $R_H$  мало меняется, но при  $T \leq T^*$   $R_H$  начинает расти, демонстрируя максимум при температуре  $T^{on} > T_c$  (рис. 2 и 15), отвечающей началу резистивного перехода в сверхпроводящее состояние. Причем непосредственно вблизи  $T_c$  коэффициент Холла становится отрицательным, демонстрируя так называемый «sign

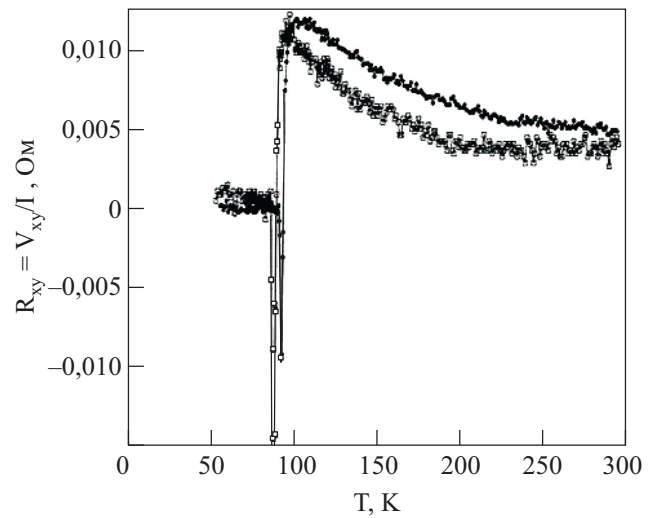


Рис. 15. Температурная зависимость холловского напряжения  $R_{xyH} = V_{xy}(T)/I_{xx}$  пленок YBCO: ● — образец F1 ( $T_c = 88$  К), □ — образец F3 ( $T_c = 82$  К).

reversal» (SR) эффект (рис. 15), который наблюдается в большинстве ВТСП систем [183,184]. SR эффект в купратах находит объяснение в рамках моделей, рассматривающих вязкое движение вихрей в ВТСП в этой области температур [183]. В работе [184] SR эффект находит объяснение, в рамках  $(t-J)$  модели в сильно коррелированных системах. Однако, строго говоря, природа SR эффекта до конца не ясна. Что касается возрастания холловского сигнала  $R_{xyH} \sim R_H$  при  $T \leq T^*$ , то на сегодняшний день нет общепринятой точки зрения относительно природы этого эффекта. Мы считаем, что рост  $R_H \sim 1/en_f$  при  $T \leq T^*$  может быть обусловлен уменьшением плотности нормальных носителей  $n_f$  в ВТСП в результате их спаривания с образованием сильно связанных бозонов.

3.3.2. Определение электродинамических параметров ВТСП по результатам измерений флуктуационной проводимости и эффекта Холла. Расчет параметров всех без исключения образцов, основанный на измерении коэффициента Холла, проводился по одной и той же схеме. Рассмотрим ее на примере нашей базовой пленки — образца F1 [52]. Результаты для всех образцов приведены в таблицах 2 и 3. Как известно [57,185], холловская резистивность определяется выражением:

$$\rho_H(T) \sim V_{xy}(T)/I_{xx} = R_{xyH} = R_H(T)d_0^{-1}B_z, \quad (3.3)$$

где  $V_{xy}(T)$  — измеряемое в эксперименте поперечное напряжение Холла;  $I_{xx}$  — ток вдоль образца;  $d_0$  — толщина образца;  $B_z$  — магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскостям  $\text{CuO}_2$ . Таким образом, коэффициент Холла  $R_H = R_{xyH}d_0/B_z$  может быть легко определен. В ВТСП все параметры, включая  $R_H$ , являются функцией температуры, поэтому дальнейшие оценки сделаны при  $T = 100$  К, как это принято в литературе. Используя измеренные значения  $R_{xyH}$ , для об-



разца F1 находим  $R_H(100\text{ K}) = 2,45 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3/\text{К}$  (табл. 2). Согласно теории [185], плотность носителей заряда в системах со сложным механизмом рассеяния носителей заряда  $n_f = r[1/(eR_H)]$ . Здесь  $e$  — заряд электрона, а коэффициент  $r = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ , где  $\tau$  — среднее время между соударениями носителей заряда, фактически определяет механизм рассеяния в нормальном состоянии. Для чисто фононного рассеяния  $r = 1,18$  и  $r = 1,93$  в случае наличия ионизированных примесей в образце [185]. Поскольку механизм рассеяния нормальных носителей в ВТСП является весьма сложным [1,2,3,9], вводим также в рассмотрение коэффициент рассеяния  $r$ . Зная, что наши образцы не содержат примесей, будем считать, что  $r_1 = 1$  и  $r_2 = 1,18$  для того, чтобы начать анализ.

Используя найденное значение  $R_H(100\text{ K})$ , для образца F1 получим:  $n_{f1} = 2,55 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  ( $r_1 = 1$ ) и  $n_{f2} = 3,01 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  ( $r_2 = 1,18$ ). Соответственно, плотность носителей заряда, нормированная на объем элементарной ячейки  $V_0 = 1,74 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$ ,  $n_{01} = n_1 V_0 = 0,44$  и  $n_{02} = n_2 V_0 = 0,52$ . Используя диаграмму  $T_c(n_0)$  [181], находим  $T_{c1} = 85\text{ K}$  и  $T_{c2} = 95\text{ K}$ . Таким образом, измеряемая в эксперименте  $T_c = 87,4\text{ K}$  находится как раз в рассматриваемом интервале температур, но  $T_{c2} = 95\text{ K}$ , определяемая  $r_2 = 1,18$ , — это явная переоценка. Согласно зависимости  $T_c(n_0)$  [179], значению  $T_c = 87,4\text{ K}$  отвечает  $r \cong 1,06$  и, следовательно,  $n_f \cong 2,7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Очевидно, что обе оценки фактически представляют собой средние величины. В дальнейшем анализе рассматриваются только значения параметров, соответствующие  $\langle r \rangle = 1,06$ . Используя аналогичный подход,  $\langle r \rangle = 1,07$  получено для образца F6, указывая на идентичность механизма рассеяния холловских носителей в обоих образцах. Поскольку  $r < 1,93$ , можно заключить, что, как и ожидалось, примеси в наших пленках отсутствуют. К тому же ЭФВ оказывается относительно слабым ( $r < 1,18$ ) [52,53].

Продолжая анализ, для плотности носителей заряда в плоскостях  $\text{CuO}_2$  получим  $n_s = n_f d \cong 3,16 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Используя введенное в [156] соотношение  $\rho(100\text{ K}) = \rho_{xx}(100\text{ K})C_{3D} = 148 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$ , поскольку в данном случае  $C_{3D} = 1$ , имеем  $\mu_H = r/(\rho n e) \cong 16,55 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  для подвижности холловских носителей. По формуле  $l = (\hbar\mu/e)(2\pi n_s)^{1/2}$  находим длину свободного пробега носителей заряда в F1:  $l = v_F \tau \cong 48,6 \text{ \AA}$ , где  $v_F$  — скорость Ферми. Поскольку  $\xi_{ab}$  непосредственно не измеряется в ФП экспериментах, чтобы продолжить анализ, из литературы [154,156,175,186] для образца F1 было выбрано среднее значение  $\xi_{ab}(0) = 13,0 \text{ \AA}$ . В общей теории сверхпроводимости [187]

$$\xi_0 \sim \hbar v_F / [\pi \Delta(0)], \quad (3.4)$$

где  $\Delta(0)$  — параметр порядка при  $T = 0\text{ K}$ . Принимая во внимание, что в ВТСП  $2\Delta(0)/k_B T_c \cong 5$  [80,101,106] и

полагая  $\xi_0 = \xi_{ab}(0)$ , для скорости Ферми получим  $v_F = 1,17 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ , а для эффективной массы носителей заряда  $m^*/m_0 = (\rho l)(n_f e^2)/(v_F m_0) = 4,68$ . Соответственно, транспортное время нормальных носителей  $\tau(100\text{ K}) = l/v_F = 0,42 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ . Все полученные выше оценки находятся в хорошем соответствии с аналогичными результатами, приведенными для ОД YBCO систем [5,52,154–157,170]. Единственное исключение составляет  $l(100\text{ K})$  (табл. 2), которая оказалась несколько короче. Тем не менее по-прежнему  $l(0) > l(100\text{ K}) > \xi_{ab}$ , что позволяет утверждать, что исследуемые пленки — действительно сверхпроводники второго рода в чистом пределе. В конечном итоге находим  $\beta(100\text{ K}) = [1,203(l/\xi_{ab})] = 4,5$ . Теперь, используя найденное выше  $\tau_\phi(100\text{ K})\beta \cong 15,06 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ , получим искомое значение  $\tau_\phi(100\text{ K}) \cong 3,35 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ .

Проделав аналогичные вычисления, находим

$$\tau_\phi(100\text{ K}) \cong 3,36 \cdot 10^{-13} \text{ с (образец F4)},$$

$$\tau_\phi(100\text{ K}) \cong 3,3 \cdot 10^{-13} \text{ с (F3)},$$

$$\tau_\phi(100\text{ K}) \cong 3,36 \cdot 10^{-13} \text{ с (F6)}.$$

Все параметры, рассчитанные для образцов F1–F6, приведены в таблицах 2 и 3. Видно, что  $\mu_H$  и  $v_F$  при уменьшении содержания кислорода также практически не меняются. Этот результат может рассматриваться как дополнительный аргумент в пользу правильности развиваемого подхода к анализу ФП, поскольку  $\mu_H = R_H/(\rho C_{3D})$ , где все параметры измеряются независимо образом. В то же время  $r$ -фактор и, что более важно, эффективная масса носителей  $m^*$  демонстрируют максимум для 80-кельвиновых образцов. На наш взгляд, этот результат подтверждает предположение о том, что интенсивность рассеяния в 80-кельвиновых YBCO системах резко возрастает при приближении  $T_c$  к 80 K вследствие усиления магнитного взаимодействия, результатом которого может являться и увеличение эффективной массы носителей заряда.

Таким образом, в рамках развиваемого нами подхода к анализу ФП в ВТСП был получен важный самосогласованный результат: для всех YBCO пленок  $C^* = (1,82 \pm 0,02)$ ,  $\tau_\phi(100\text{ K}) \cong (3,3 \pm 0,03) \cdot 10^{-13} \text{ с}$  и, как следствие,  $t = \tau_\phi(100\text{ K})/\tau(100\text{ K}) > 1$ . Такое значение  $\tau_\phi(100\text{ K})$  коррелирует с результатами измерений магнитосопротивления на сверхрешетках YBCO-PgBCO [55] и ОД YDCO пленках [172]. Следовательно, найденные значения  $\tau_\phi(100\text{ K})$  и  $C^*$ , независимо от содержания кислорода в образцах, являются универсальными для YBCO оксидов, что составляет основной экспериментальный результат исследования ФП в хорошо структурированных YBCO системах. Таким образом, спиновые флуктуации и другие возможные типы взаимодействия квазичастиц в YBCO ВТСП, сильно влияя на механизмы рассеяния нормальных носителей при изменении содержания кис-

лорода, практически не влияют на механизм сверхпроводящего спаривания, который характеризуется как раз величиной  $\tau_\phi$ .

### 3.4. Температурная зависимость длины когерентности пленок YBCO

Определенные из эксперимента соотношения между параметрами образцов F1 и F6 могут быть записаны следующим образом:  $T_c(F1)/T_c(F6) \approx 1,6$  и  $\xi_c(0)(F6)/\xi_c(0)(F1) \approx 1,6$ . Аналогичные соотношения получены и для всех остальных образцов, указывая на четкую зависимость  $\xi_c(0) \sim 1/T_c$ . Этот результат позволяет предположить, что, как и в классических сверхпроводниках, длина когерентности и  $T_c$  в ВТСП связаны уравнением (3.4) [52]. Очевидно, что в этом случае  $v_F$  должна быть постоянной, что и обнаружено нами при расчете (табл. 3). Принимая во внимание, что  $2\Delta(0)/k_B T_c \approx 5$  в YBCO оксидах [80,101,106] и полагая  $\xi_0 = \xi_c(0)$ , уравнение (3.4) можно переписать как  $\xi_c(0) = G/T_c$ , где  $G = 2K\hbar v_F/[5\pi k_B]$  и  $K \approx 0,12$  — коэффициент пропорциональности. Зависимость  $\xi_c(0)$  как функция  $T_c$ , рассчитанная с  $G = 1,46 \cdot 10^{-6}$  Å·К, вычисленным для образца F1, представлена на рис. 16 сплошной линией. Точки — экспериментальные значения  $\xi_c(0)$  для всех исследованных пленок, включая образцы M-23 и M-35 ( $T_c = 90$  К) со специально внедренными дефектами [55] (см. разд. 3.5). Необходимо подчеркнуть, что, как отмечено выше, для 80-кельвиновых образцов это именно те значения  $\xi_c(0)$ , которые определяются вторым кроссовером при  $\epsilon = \epsilon_0$ . Как видно на рис. 16, наблюдается очень хорошее соответствие экспериментальных и рассчитанных данных, что указывает на то, что значения  $\epsilon_0$ , по которым рассчитывались  $\xi_c(0)$  всех пленок, были измерены правильно. Поскольку значения  $\tau_\phi(100$  К) также опре-

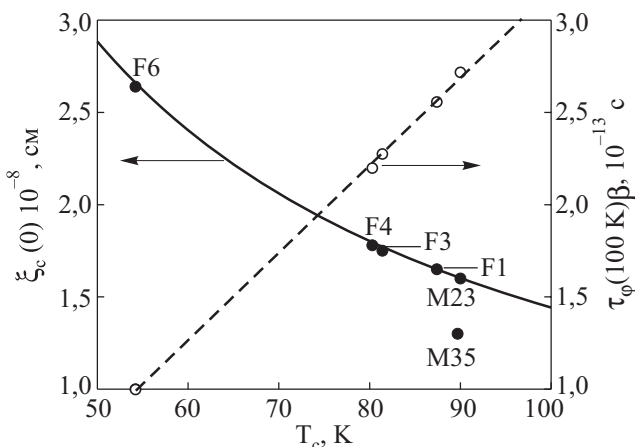


Рис. 16. Зависимость  $\xi_c(0)$  от  $T_c$  пленок YBCO с различным содержанием кислорода (●); сплошная кривая — уравнение (3.6) с параметрами образца F1. ○ — зависимость параметра  $\tau_\phi(100$  К) $\beta$  от  $T_c$  для этих же образцов.

деляются величиной  $\epsilon_0$  МТ–АЛ кроссовера, то и значения  $\tau_\phi(100$  К) также определены верно, а механизм спаривания в ВТСП, по крайней мере вблизи  $T_c$ , в значительной степени подчиняется общей теории сверхпроводимости. На рис. 16 приведена также зависимость  $\tau_\phi(100$  К) $\beta$  от  $T_c$  (○) для тех же образцов, нормированная на  $\tau_\phi(100$  К) $\beta = 5,9 \cdot 10^{-13}$  с (образец F6) для того, чтобы совместить шкалы. Видно, что полученные из нашего анализа значения  $\tau_\phi(100$  К) $\beta$  линейно увеличиваются с ростом  $T_c$ , что, скорее всего, также является внутренним свойством систем YBCO.

Из табл. 3 также видно, что  $\tau_\phi(100$  К)/ $\tau(100$  К)  $\gg 1$  в качественном согласии с теорией БМТ [149,150], однако абсолютное значение отношения примерно в 3 раза больше, чем предсказывает теория, и возрастает по мере уменьшения  $T_c$ . Отсюда следует, что константа взаимодействия нормальных носителей  $\lambda_{\text{eph}}$ , характеризующая  $\tau$ , и  $\lambda_{\text{cor}}$ , определяющая взаимодействие флуктуационных пар с нормальными возбуждениями и характеризующая  $\tau_\phi$  [49,53,188], весьма различны. Согласно теории [188], эффективная константа взаимодействия может быть записана как  $\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{eph}} + \lambda_{\text{cor}}$ , где  $\lambda_{\text{eph}}$  и  $\lambda_{\text{cor}}$  определяются выражением [79]

$$\hbar\tau^{-1} = 2\pi\lambda k_B T, \quad (3.5)$$

но с использованием соответственно  $\tau(100$  К) или  $\tau_\phi(100$  К) [53]. В результате для образца F1 из (3.5) находим  $\lambda_{\text{eph}} \approx 0,3$ . По мере уменьшения  $T_c$  образцов эффективная константа ЭФВ постепенно возрастает до 0,47 (образец F6). Оба значения находятся в хорошем соответствии с результатами резистивных и оптических измерений на ОД и слабодопированных YBCO образцах [189]. В то же время, поскольку для всех пленок  $\tau_\phi(100$  К) =  $(3,33 \pm 0,03) \cdot 10^{-13}$  с, то из (3.5) получается, что  $\lambda_{\text{cor}} \approx 0,037$  для всех исследованных YBCO систем. Таким образом,  $\lambda_{\text{cor}}$  в системах YBCO очень мала. Это означает, что взаимодействие флуктуационных пар с нормальными возбуждениями, которое собственно и определяют процессы распаривания, в ВТСП достаточно слабое. Этот результат подтверждает выводы теории [137–139] о том, что даже при достаточно высоких температурах возможность флуктуационного спаривания в ВТСП весьма вероятна.

### 3.5. Флуктуационная проводимость в пленках YBCO с искусственно внедренными дефектами

В соответствии с приведенным выше анализом, отклонение  $\rho_{xx}(T)$  от линейной зависимости в ВТСП наиболее вероятно связать с возникновением спаренных носителей при  $T \leq T^*$  [15,138,139]. Однако этот вопрос по-прежнему остается дискуссионным. Как известно, различного рода структурные дефекты в ВТСП пленках [54] и монокристаллах [153,157] могут существенным образом влиять на процессы распаривания и,

как следствие, на поведение ПЩ в ВТСП [4,14]. Поэтому исследование ФП в пленках YBCO с систематически внедренными дефектами представляет большой интерес и может прояснить ситуацию.

В процессе накопления экспериментального материала стало понятно, что дефекты в пленках YBCO формируются подложкой [190,191]. Поверхность подложки может на несколько градусов отклоняться от кристаллографической оси (001), что и является причиной возникновения дефектов. Для того чтобы разобраться с этой проблемой, был предложен метод изготовления пленок YBCO с искусственно создаваемыми дефектами («пленки с дефектами») [191]. Пленки толщиной от 240 до 2400 Å изготавливались методом ИЛН на специально приготовленные подложки SrTiO<sub>3</sub> (001), которые вырезались и полировались с отклонением на угол  $\vartheta = 10^\circ$  от кристаллографической оси (001) в направлении [010], что контролировалось методом дифракции Лауэ. Процесс роста пленки на этих подложках генерирует множественные дефекты «роста» в образцах. В деталях процесс изготовления таких пленок описан в [191].

Наиболее замечательный результат заключается в том, что дефекты линеаризуются вдоль одной из сторон подложки. Такая одномерная природа возникающих в данном случае дефектов ведет к исключительно сильной анизотропии параметров образцов, измеряемых вдоль (направление **L**) и поперек (направление **T**) дефектов. Так, из зависимости  $\rho_{xx}(T)$  для образца M23 ( $d_0 = 1900$  Å) было получено  $\rho_T(100\text{ K})/\rho_L(100\text{ K}) \approx 3,2$ . Соответствующие измерения для образца M35 ( $d_0 = 900$  Å) дают  $\rho_T(100\text{ K})/\rho_L(100\text{ K}) \approx 9,5$ , что указывает на сильное влияние дефектов «роста» на рассеяние нормальных носителей заряда в пленках при измерении в направлении **T**. Тем не менее температура  $T_L^* \approx 130$  K, измеренная для M23 в направлении **L**, отвечает тому значению, которое дает теория NAFL [11] для ОД систем. Наиболее существенный результат — это заметная разница между температурами  $T_L^* \approx 130$  K и  $T_T^* \approx 108$  K, измеренными в направлении **L** и **T**. Еще больше эта разница ( $\sim 45$  K) для образца M35 [54]. Мы связываем уменьшение температурной области ПЩ (снижение  $T^*$ ) с распаривающим влиянием дефектов, что согласуется с предположением о наличии спаренных фермионов в ВТСП при  $T \geq T_c$ . Очевидно, что исследование флуктуационной проводимости может дать дополнительную информацию для подтверждения этого вывода.

На зависимости  $\ln \sigma'(\ln \epsilon)$  обоих образцов при  $T = T_0$  четко наблюдался 2D–3D-кроссовер при измерении как в **L**, так и в **T** направлении [54]. Однако в последнем случае величина  $\sigma'(T)$  заметно меньше. Как следствие,  $C_{3D} \approx 0,127$  (M23T) и  $C_{3D} \approx 0,013$  (M35T) исключительно малы. Тем не менее во всех случаях,

если выбрать  $C_{MT} = C_{2D} = C_{3D}/1,82$ , теоретическая зависимость МТ пересекает экспериментальные данные как раз в точке кроссовера, подтверждая универсальность отношения  $C^* = C_{3D}/C_{2D} \approx 1,82$  для систем YBCO. Однако в эксперименте МТ вклад не наблюдается. Как и ожидалось, влияние дефектов приводит к тому, что в области 2D-флуктуаций выше  $T_0$  эксперимент, даже в направлении **L**, описывается именно ЛД моделью. Однако ниже  $T_0$  зависимость  $\sigma'(T)$  по-прежнему является линейной в соответствии с теорией АЛ [54]. Такая зависимость  $\sigma'(T)$  была обнаружена нами для пленок YPrBCO [59], в которых дефекты возникают в результате внедрения Pr в матрицу YBCO [134,192,193]. Наличие дефектов такого рода приводит к сильному распариванию в ПЩ области температур, наблюдаемому на пленках YPrBCO [60,194,195].

При измерении обеих пленок в направлении **T** зависимость  $\sigma'(T)$  вблизи  $T_c$  также следует теории АЛ [54]. Однако выше  $T_0$  наблюдалась ЛД зависимость, наклон которой был в три раза больше. Такой результат наиболее вероятно отражает тот факт, что в данном случае флуктуационные пары гораздо интенсивнее рассеиваются дефектами, чем в направлении **L**. Аналогичная зависимость  $\sigma'(T)$  наблюдалась нами при исследовании плотности критических токов  $j_c(T)$  на пленках YBCO для образца с максимальным значением  $j_c(0)$  [57]. В данном случае измерения ФП подтвердили предположение о том, что величина  $j_c(T)$  определяется числом центров пиннинга в пленке [196,197], которые и задаются дефектами [54].

#### 4. Исследование псевдощели в системах YBaCuO резистивным методом с учетом перехода от БКШ к бозе–эйнштейновской конденсации

Изучение псевдощели в ВТСП остается одной из наиболее интересных и актуальных проблем современной физики сверхпроводимости, поскольку, как мы полагаем, именно в интервале температур  $T_c < T < T^*$  и происходит зарождение сверхпроводящего состояния в этих веществах. Число работ, особенно теоретических, посвященных проблеме ПЩ, исключительно велико (см. разд. 1.4), однако физика этого явления по-прежнему не ясна [125,126,198,199]. Ответ на этот вопрос могли бы дать исследования величины, а также температурной и концентрационной зависимостей псевдощели  $\Delta^*$ . Однако работ, в которых экспериментально исследовались зависимости  $\Delta^*$  от  $T$  и  $n_f$  в системах YBCO, исключительно мало. Метод ARPES (Angle Resolved Photoemission Spectroscopy), которым получены основные результаты по изучению ПЩ в системах Bi2212 [4,133], «спасовал» перед менее слоистыми соединениями Y123. Фактически нам известны лишь работы [148,200], посвященные изучению  $\Delta^*$  в YBCO, в которых получены



прямо противоположные результаты. Согласно [200], ПЩ возрастает от  $\Delta_m^*/k_B \approx 400$  К в оптимально допированных образцах ( $y \approx 0,07$ ) до приблизительно 1000 К ( $y \approx 0,48$ ) при уменьшении содержания кислорода и  $T_c$ . Этот результат противоречит современным представлениям [37,100,129], согласно которым псевдощель достаточно плавно переходит в обычную сверхпроводящую щель, для которой выполняется условие  $2\Delta(0) \sim k_B T_c$  [80,106]. Соответственно, и  $\Delta^*$  должна подчиняться условию  $2\Delta^* \sim k_B T_c$  [129]. Температурная зависимость  $\Delta^*$  в [200] не исследовалась. В работе [148] при снижении  $T_c$   $\Delta^*$  уменьшалась от  $\Delta_m^*/k_B \approx 520$  К приблизительно до 300 К при изменении кислородного индекса ( $\Delta y = 7 - y$ ) от 6,88 до 6,68, что представляется разумным. Однако из полученных авторами данных следует, что с увеличением плотности носителей заряда  $n_f$  экспериментальные зависимости  $\Delta^*(T)$  смещаются все дальше от предела БКШ в сторону БЭК, что противоречит теории, которая утверждает, что переход к пределу БЭК происходит как раз при уменьшении  $n_f$  [140–142,147]. Основываясь на анализе зависимостей  $\Delta^*(T)$ , рассчитанных по зависимостям  $\sigma'(T)$ , измеренным на пленках  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$  с различным содержанием кислорода [52,53] и пленках  $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$  [59], нами предпринята попытка ответить на отмеченные выше вопросы и проследить переход от БКШ к пределу БЭК при изменении плотности носителей заряда в системах YBCO [58,59].

4.1. Методы вычисления псевдощели в системах YBCO

4.1.1. Роль параметров ФП анализа при вычислении псевдощели. Будем исходить из того, что избыточная проводимость  $\sigma'(T)$  возникает вследствие образования спаренных фермионов (сильно связанных бозонов) при  $T_c \ll T \leq T^*$  [14,138–142]. В результате формирования таких пар возникает реальная энергия их связи, которая характеризуется величиной  $\Delta^*$  [58]. Как результат, плотность состояний нормальных возбуждений в этой области энергий уменьшается, что и называют возникновением псевдощели в спектре возбуждений [14,114,120,177]. Исходя из приведенного выше анализа, мы ожидали обнаружить различный тип температурного поведения ПЩ в пленках YBCO с различной плотностью носителей заряда (образцы F1–F6). Что касается систем YPrBCO (образец L100 [60]), то отличительной чертой их резистивного поведения является заметное уменьшение  $T^*$  при сохранении линейной зависимости  $\rho_{xx}(T)$  в значительном интервале температур выше  $T^*$  [60,194,195]. Как следствие, мы предполагали, что температурная зависимость  $\Delta^*$  в таких системах должна заметно отличаться

от зависимости  $\Delta^*(T)$  пленках YBCO с аналогичным содержанием кислорода.

Поскольку в наших экспериментах ПЩ прямо не измеряется, задача сводится к определению  $\Delta^*(T)$  из экспериментальных зависимостей  $\sigma'(T)$  и сравнению ее с полученными по уравнению (1.7). Очевидно, что при таком подходе для определения зависимости ПЩ от температуры необходимо получить аналитическое выражение, которое максимально близко описывало бы экспериментальную зависимость избыточной проводимости и при этом содержало  $\Delta^*$  в явном виде. Представлялось логичным начать анализ избыточной проводимости с попыток описать  $\sigma'(T)$  в рамках теории слабых флуктуаций Хиками и Ларкина [135] (Глава 3), поскольку это, фактически, единственная на сегодняшний день теория, рассматривающая флуктуационные куперовские парные состояния выше  $T_c$ . Зависимость  $\ln \sigma'$  от  $\ln \epsilon$  для образцов F1 и F6 приведена на рис. 17 и 18 (кривая 1) в интервале температур от  $T_c$  до  $T^*$ . Аналогичные зависимости были получены для образцов F3, F4, а также для пленки YPrBCO (образец L100). В хорошо структурированных пленках  $\sigma'(T)$  вблизи  $T_c$  всегда определяется 3D-вкладом теории АЛ (прямые 2 на рис. 17 и 18), а выше по температуре — 2D-вкладом Маки–Томпсона, рассчитанным по теории ХЛ (кривые 1). Анализ ФП (Глава 3) позволяет определить температуру АЛ–МТ кроссовера  $T_0$ , обозначенную как  $\ln(\epsilon_0)$  на рис. 17 и 18. Зная  $\epsilon_0$ , можно рассчитать  $\tau_\phi$  и значения длины когерентности  $\xi_c(0)$

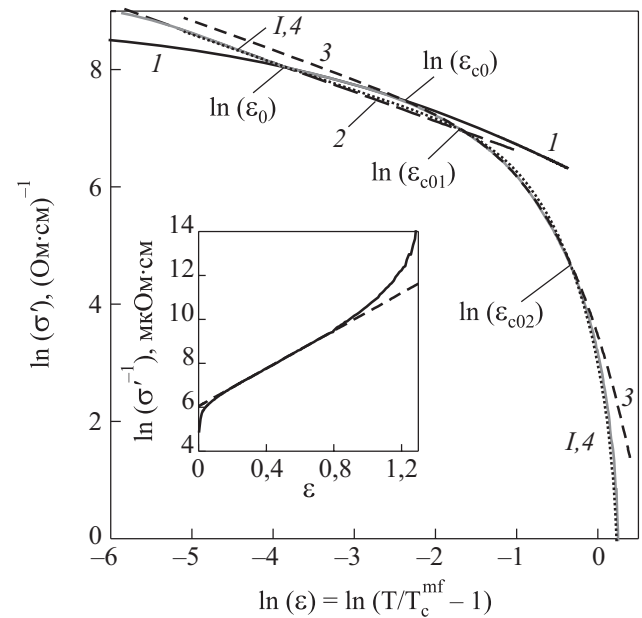


Рис. 17.  $\sigma'(T)$  в координатах  $\ln \sigma'$  от  $\ln \epsilon$  (сплошная кривая 1) для образца F1 в интервале температур от  $T_c$  до  $T^*$  в сопоставлении с теорией: кривая 1 — МТ вклад, 2 — АЛ вклад, 3 — уравнение (4.2), 4 — уравнение (4.4) (короткий пунктир). На вставке зависимость  $\ln \sigma'^{-1}$  от  $\epsilon$  (сплошная кривая); пунктир — экстраполяция линейного участка.



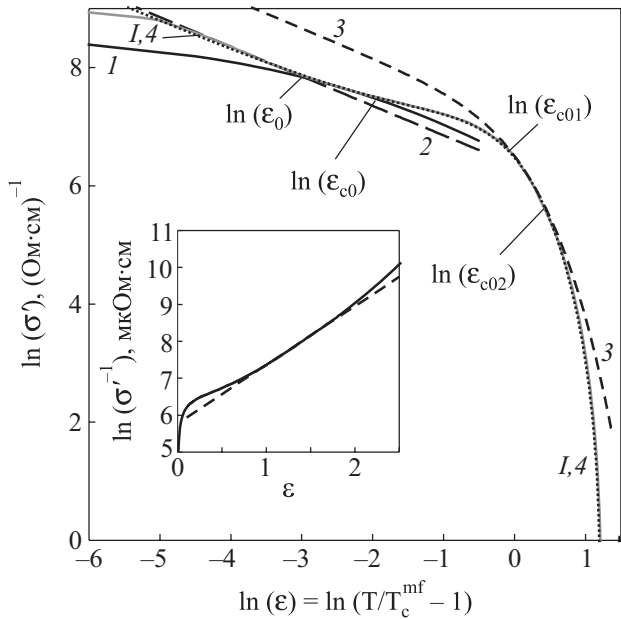


Рис. 18.  $\sigma'(T)$  в координатах  $\ln \sigma'$  от  $\ln \epsilon$  (сплошная кривая 1) для образца F6 в интервале температур от  $T_c$  до  $T^*$  в сопоставлении с теорией: кривая 1 — МТ вклад, 2 — АЛ вклад, 3 — уравнение (4.2), 4 — уравнение (4.4) (короткий пунктир). На вставке зависимость  $\ln \sigma'^{-1}$  от  $\epsilon$  (сплошная кривая); пунктир — экстраполяция линейного участка.

вдоль  $c$ -оси для каждого образца. Оба эти параметра используются в дальнейшем при анализе ПЩ. Значения  $\xi_c(0)$  и другие электронные параметры исследованных пленок, полученные в работах [52,53,58, 59], приведены в таблицах 2, 3 и 4.

Таблица 4. Параметры анализа псевдощели.

Образец	$T_{c0}$ , К	$T_{c01}$ , К	$T_{c02}$ , К	$\epsilon_{c0}^*$	$b$ , мкОм·см	$\xi_{ab}^*(T_m)$ , Å	$A_4$	$\Delta^*(T_c)/k_B$ , К
F1	97,3	106	159	0,233	6,05	18,3	20	218
F3	98,8	100	157	0,3	6,28	18,4	15,5	203
F4	97,9	115	153	0,32	6,78	18,2	8	190
F6	61,9	106	154	0,63	5,78	17,7	27	135
L100	96,1	98	130	0,205	6,95	45,2	16	195

В системах YBCO длина когерентности и  $T_c$ , а следовательно, и  $\Delta(0)$  связаны уравнением (3.4):  $\xi_c(0) \sim 1/T_c \sim 1/\Delta(0)$ . Это означает, что большим  $\xi$  отвечают меньшие значения  $T_c$  и, что более существенно, меньшие значения  $\Delta(0)$ . Так как в ВТСП  $T_c \sim n_f$ , то очевидно, что в YBCO оксидах  $\Delta(0)$  должна уменьшаться с

уменьшением плотности носителей заряда. Поскольку  $\xi_c(0)$  измеряется в ПЩ области температур, есть все основания полагать, что и  $\Delta^*(T_c)$  также должна уменьшаться при уменьшении  $n_f$ , что и показано ниже нашим анализом ПЩ (рис. 20). Здесь, по аналогии со сверхпроводящим состоянием,  $\Delta^*(T_c)$  — значение ПЩ при  $T \rightarrow T_c$ . Выше температуры  $T_{c0} \ll T^*$  (выше  $T_{c01}$  (табл. 4) в случае пленки F6) измеряемая в эксперименте  $\sigma'(T)$  уменьшается гораздо быстрее, чем предсказывают теории ФП (рис. 17 и 18). Это означает, что при  $T \geq T_{c0}$  меняется механизм релаксации флуктуационных пар в результате их трансформации в сильно связанные бозоны, механизм релаксации которых качественно иной [58]. Таким образом, в системах Y-123 с заданной плотностью носителей заряда  $n_f$  возможен переход БКШ–БЭК по температуре при  $T > T_{c0}$  (выше  $T_{c01}$  в случае пленки F6), теоретически обоснованный в [145]. Как будет показано ниже, именно такой результат следует из нашего анализа ПЩ.

#### 4.2. Избыточная проводимость в пленках YBCO без учета локальных пар

Следует подчеркнуть, что, несмотря на ряд несомненных успехов в интерпретации эксперимента [52,53,201], теории ФП описывают зависимость  $\sigma'(T)$  лишь в относительно узком интервале температур  $T_c^{mf} \leq T \leq T_{c0}$  вблизи  $T_c$ . Кроме того, теории ФП не содержат  $\Delta^*$  в явном виде. К сожалению, какие-либо теории, дающие связь избыточной проводимости с  $\Delta^*$ , в настоящее время отсутствуют [15]. Поэтому для того, чтобы описать  $\sigma'(T)$  в интервале температур  $T^*-T_c$ , будем исходить из того экспериментального факта, что в соединениях YBCO величина обратной избыточной проводимости  $\sigma'^{-1}(T)$  экспоненциально зависит от  $\epsilon$  в некотором интервале температур выше  $T_{c0}$  [201]. Зависимости  $\ln \sigma'^{-1}$  от  $\epsilon$  для образцов F1 и F6 приведены на вставках к рис. 17 и 18. В интервале температур  $T_{c01}-T_{c02}$ , которым отвечают  $\ln(\epsilon_{c0})$  и  $\ln(\epsilon_{c01})$  на этих рисунках, кривая  $\ln \sigma'^{-1}(\epsilon)$  хорошо аппроксимируется линейной зависимостью  $\ln \sigma'^{-1} = \ln \sigma_0'^{-1} + \alpha \epsilon$  (пунктир). Аналогичные результаты получены и для образцов F3, F4 и L100. К особенности поведения слабо-допированных систем YBCO можно отнести тот факт, что температура  $T_{c01} \cong 106$  К, определяемая отклонением кривой 3 от экспериментальных данных и отвечающая началу экспоненциальной зависимости  $\sigma'^{-1}(\epsilon)$ , у образца F6 намного больше,  $T_{c0} \cong 61,9$  К, тогда как у пленок F1 и F4 это весьма близкие температуры (табл. 4). В то же время интервалы экспоненциального поведения  $\sigma'^{-1}(\epsilon)$  для всех образцов примерно одинаковы: от  $T_{c01} \sim 100$  К до  $T_{c02} \sim 160$  К, и прямые  $\ln \sigma'^{-1}(\epsilon)$  отсекают на оси ординат примерно одинаковые отрезки:  $b \cong 6,2 \pm 0,5$  (табл. 4).

Очевидно, что в этом случае избыточная проводимость может быть представлена в виде:

$$\sigma'(\epsilon) = \sigma'_0 \exp(-\epsilon/\epsilon_{c0}^*),$$

где вводится параметр  $\epsilon_{c0}^* = (T_{c0}^*/T_c^{mf} - 1) = 1/\alpha$  [201]. (Все параметры, так или иначе связанные с псевдощелью, будем отмечать звездочкой.) Согласно [201],

$$\sigma'_0(\epsilon) = e^2/(16\hbar\xi_c(0)\sqrt{\epsilon_{c0}^*}), \quad (4.1)$$

и  $\sigma'(\epsilon)$  может быть записана в следующем виде:

$$\sigma'(\epsilon) = A_3 e^2/[16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\epsilon_{c0}^* \sinh(2\epsilon/\epsilon_{c0}^*)}], \quad (4.2)$$

где  $A_3$  — численный коэффициент, имеющий тот же смысл, что и  $C$ -фактор в теории ФП. Кривые, определяемые уравнением (4.2), с параметрами (см. табл. 4)  $\epsilon_{c0}^* = 0,233$ ,  $\xi_c(0) = 1,65 \text{ \AA}$ ,  $T_c^{mf} = 88,46 \text{ К}$ ,  $A_3 = 1,23$  (для F1) и  $\epsilon_{c0}^* = 0,63$ ,  $\xi_c(0) = 2,64 \text{ \AA}$ ,  $T_c^{mf} = 55,88 \text{ К}$  и  $A_3 = 4,5$  (для F6) на рис. 17 и 18 обозначены цифрой 3. Коэффициент  $A_3$  подбирается таким образом, чтобы совместить расчетные кривые с экспериментом в области экспоненциального поведения  $\sigma'^{-1}(\epsilon)$ . Преимуществом данного подхода является то, что  $\sigma'(\epsilon)$  фактически зависит лишь от  $T_c^{mf}$  и  $\xi_c(0)$ , независимо определяемых из измерений ФП, и параметра  $\epsilon_{c0}^*$ , определяемого наклоном  $\alpha$  линейной зависимости  $\ln \sigma'^{-1}(\epsilon)$ .

Однако такой подход все еще не дает ответа на основной вопрос о величине и температурной зависимости  $\Delta^*$ , поскольку она не входит в (4.2). Кроме того, определяемые (4.2) кривые 3 описывают лишь область экспоненциального поведения  $\sigma'^{-1}(\epsilon)$ . На рис. 17 и 18 хорошо видно, что выше  $T_{c02}$  и ниже  $T_{c01}$  кривые 3 проходят выше экспериментальной зависимости  $\sigma'(\epsilon)$ . Особенно заметным это отклонение становится в случае пленки с пониженной концентрацией кислорода (образец F6) (рис. 18).

#### 4.3. Избыточная проводимость и анализ псевдощели в пленках YBCO без учета флуктуационных вкладов

Несколько иной подход к анализу избыточной проводимости в ВТСП предложен в [148]. В работе изучается зависимость  $\sigma'(1/T)$  в пленках YBCO, по сути аналогичная рассмотренной в предыдущем разделе зависимости  $\sigma'^{-1}(\epsilon)$ . Как следует из эксперимента, в некотором интервале температур выше  $T_{c0}$  зависимость  $\ln \sigma'(1/T)$  является линейной, что может быть записано в виде:  $\ln(\sigma') = D + b/T$ , или  $\sigma' = D \exp(b/T)$ , где  $b$  и  $D$  — константы [148]. Вводя множитель  $(1 - T/T^*)$  и полагая  $b = \Delta^*(T)$ , авторы [148] получили уравнение для избыточной проводимости в виде

$$\sigma'(1/T) = A_6 (1 - T/T^*) \exp(\Delta^*/T), \quad (4.3)$$

где  $A_6$  и  $\Delta^*$  — константы, определяемые при аппроксимации экспериментальных данных формулой (4.3). В рамках развиваемого в [148] подхода нами обработаны результаты для всех исследованных образцов. Для примера на рис. 19 приведены зависимости  $\ln(\sigma')$  от  $1/T$  (кривая 1) и  $\sigma'$  от  $T$  (кривая 2) для образца F6. Видно, что в интервале температур 62,5–92,5 К зависимость  $\ln \sigma'(1/T)$  является линейной. Этот результат позволяет определить величину  $\Delta^*$ , которая задает наклон теоретической зависимости  $\ln \sigma'(1/T)$ . Коэффициент  $A_6$  подбирается так, чтобы совместить теоретическую зависимость, определяемую формулой (4.3), с экспериментом в области линейного поведения  $\ln \sigma'(1/T)$ . Однако в рамках данного подхода  $\Delta^*$  является константой. Кроме того, определяемая формулой (4.3) кривая 3 с параметрами  $A_6 = 700$ ,  $T^* = 245 \text{ К}$  и  $\Delta^* = 80 \text{ К}$ , описывает лишь линейную часть зависимости  $\ln(\sigma')(1/T)$  и, как и в [148], не отвечает эксперименту ни в области температур выше 92,5 К, ни в области слабых флуктуаций ниже 62 К (рис. 19). Такой результат не удивителен, поскольку в работе [148] не учтен вклад флуктуационных куперовских пар в избыточную проводимость вблизи  $T_c$ . Отметим, что полученное при аппроксимации значение коэффициента  $A_6 \approx 700$  представляется нефизичным. Аналогичные результаты получены и для образцов F1, F3, F4 и L100 [58,59].

Тем не менее несомненным успехом работы [148] можно считать получение уравнения, связавшего избыточную проводимость и  $\Delta^*$ , а также то, что авторы наблюдали уменьшение  $\Delta^*$  в системах YBCO при уменьшении плотности носителей заряда. Такой же

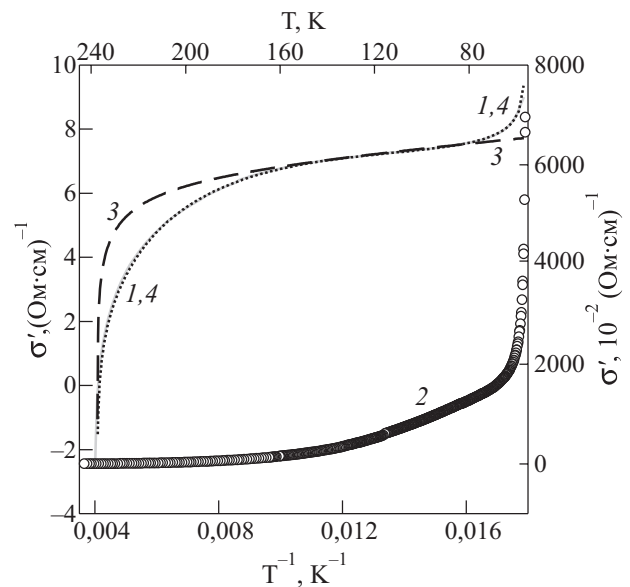


Рис. 19. Зависимость  $\sigma'$  от  $1/T$  (кривая 2) и  $\ln \sigma'$  от  $1/T$  (сплошная кривая 1) для образца F6 в сопоставлении с теорией: кривая 3 — уравнение (4.3), 4 — уравнение (4.4) (короткий пунктир).

результат был получен и в работе [202]. Определенным преимуществом представления экспериментальных данных в координатах  $\ln(\sigma')$  от  $(1/T)$  является тот факт, что определяемая уравнением (4.4) кривая 3 на ее линейном участке оказалась очень чувствительной к величине  $\Delta^*(T_c)$ , что позволяет скорректировать выбор величины этого параметра. Как и ожидалось, для образцов F1, F3, F6 и L100 оптимальная аппроксимация достигается при значениях  $\Delta^*(T_c)$ , определяемых соотношением  $2\Delta^*(T_c)/kT_c \cong 5$ . Для пленки F4  $\Delta^*(T_c) \approx 190$  К, т.е.  $2\Delta^*(T_c)/kT_c \cong 4,75$  [58].

4.4. Анализ избыточной проводимости и псевдощели в пленках YBCO с учетом перехода от БКШ к БЭК

Для того чтобы правильно описать эксперимент, необходимо учесть динамику процесса рождения и разрыва пар выше  $T_c$  [59,139,144]. Очевидно, что при этом должен быть учтен и флуктуационный вклад в избыточную проводимость, определяемый уравнением (4.2). Для этого, по аналогии с двухжидкостной моделью [111,187], вводим в (4.2) множитель  $(1 - T/T^*)$ , что позволяет существенно улучшить аппроксимацию экспериментальной кривой в области высоких температур. Соответственно, введение множителя  $\exp(-\Delta^*/T)$  заметно улучшает аппроксимацию экспериментальной кривой в области температур вблизи  $T_c$ . Физический смысл вводимых множителей состоит в том, что  $(1 - T/T^*)$  определяет число сильно связанных бозонов при  $T \leq T^*$ , а  $\exp(-\Delta^*/T)$  определяет число разрушенных пар. Последний процесс начинает играть определяющую роль вблизи  $T_c$ , когда с ростом  $\xi(T)$  локальные пары приобретают характер пар куперовского типа [145], способных, в отличие от стабильных бозонов, разрушаться. В конечном итоге уравнение для  $\sigma'(\epsilon)$  принимает вид [58]:

$$\sigma'(\epsilon) = \frac{A_4(1-T/T^*)[\exp(-\Delta^*/T)]e^2}{16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\epsilon^*_{c0} \sinh(2\epsilon/\epsilon^*_{c0})}}, \quad (4.4)$$

где  $A_4$  — численный коэффициент, имеющий тот же смысл, что и C-фактор в теории ФП. Разрешая (4.4) относительно  $\Delta^*$ , получаем уравнение для температурной зависимости псевдощели:

$$\Delta^*(T) = T \ln \left\{ \frac{A_4(1-T/T^*)e^2}{\sigma'(T)16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\epsilon^*_{c0} \sinh(2\epsilon/\epsilon^*_{c0})}} \right\}. \quad (4.5)$$

Здесь  $\sigma'(T)$  — значения избыточной проводимости, измеряемые в эксперименте. Поскольку все остальные параметры, используемые для анализа, независимым образом определяются из эксперимента, единственным подгоночным параметром для вычис-

ления  $\Delta^*(T)$  по (4.5) остается коэффициент  $A_4$ .  $A_4$  подбирается таким образом, чтобы совместить кривые, рассчитанные по (4.4), с экспериментальными зависимостями  $\sigma'(T)$  в области 3D-флуктуаций вблизи  $T_c$ . При этом, помимо параметров, приведенных в табл. 4, подставляем в (4.4) значения  $\Delta^*(T_c)$ , определенные в разд. 4.3.3. Кривые, построенные по формуле (4.4) с параметрами  $\epsilon_{c0}^* = 0,233$ ,  $\xi_c(0) = 1,65 \text{ \AA}$ ,  $T_c^{mf} = 88,46 \text{ К}$ ,  $T^* = 203 \text{ К}$ ,  $\Delta^*(T_c) = 218 \text{ К}$  и  $A_4 = 20$  (для F1) и  $\epsilon_{c0}^* = 0,63$ ,  $\xi_c(0) = 2,64 \text{ \AA}$ ,  $T_c^{mf} = 55,88 \text{ К}$ ,  $T^* = 245 \text{ К}$ ,  $\Delta^*(T_c) = 135 \text{ К}$  и  $A_4 = 27$  (для F6), обозначены цифрой 4 на рис. 17, 18 и 19. Как видно на этих рисунках, предложенное нами уравнение (4.4) хорошо описывает экспериментальные кривые в интервале температур  $T^* - T_c$ . Аналогичные результаты получены для пленок F3, F4 и L100 [58,59].

Это, в свою очередь, означает, что, подставляя в (4.5) экспериментально измеренные значения  $\sigma'(T)$  с определенным выше набором параметров, мы должны получить результат, достаточно близко отражающий реальное поведение  $\Delta^*(T)$  в исследуемых пленках. Рассчитанные по (4.5) значения  $\Delta^*(T)$  для всех образцов YBCO показаны на рис. 20 (● — F1, □ — F3, ■ — F4 и ○ — F6). Сплошные линии проведены лишь для удобства восприятия. На рис. 21 для этих же пленок представлены зависимости  $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$  от приведенной температуры  $t = (T/T^*)$ , где  $\Delta^*_{\max}$  — максимальное значение  $\Delta^*(T)$  при  $T = T_m \cong 133 \text{ К}$ . Данные для образца F3 не показаны, чтобы не усложнять рисунок. Также приведены зависимости  $\Delta(T)/\Delta(0)$ , рассчитанные по уравнению

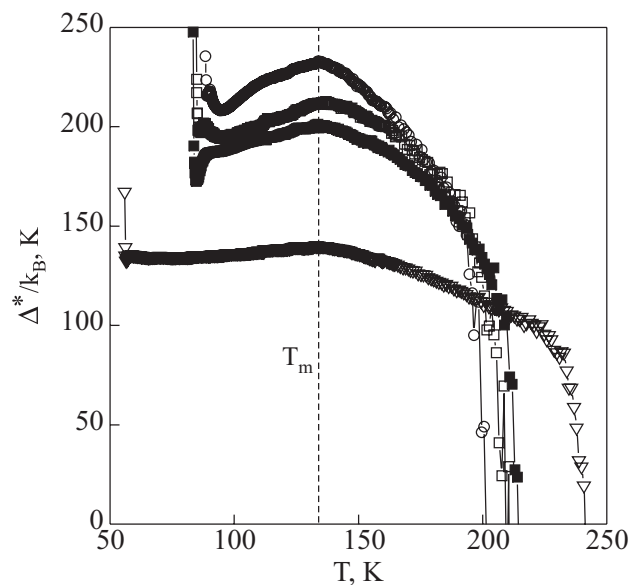


Рис. 20. Зависимости  $\Delta^*(T)$  для пленок YBCO с различной концентрацией кислорода: ● — образец F1, □ — F3, ■ — F4 и ○ — F6. Сплошные линии проведены лишь для удобства восприятия.

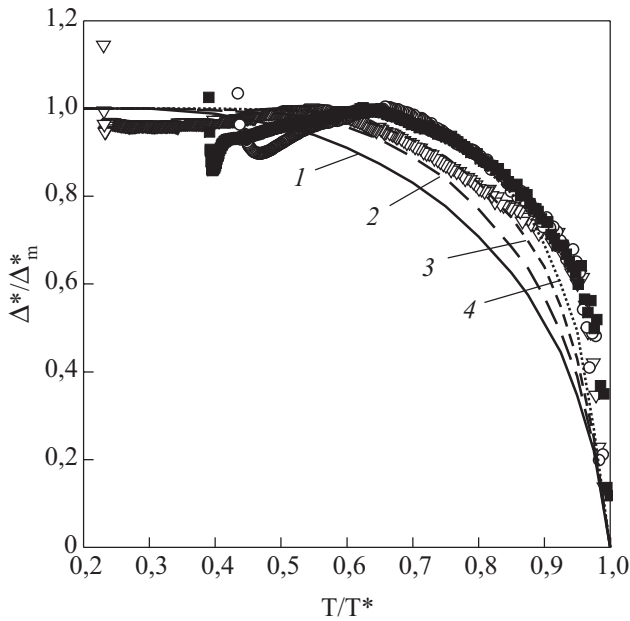


Рис. 21. Зависимости  $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$  от  $T$  для тех же пленок YBCO, что и на рис. 20:  $\circ$  — образец F1,  $\blacksquare$  — F4 и  $\nabla$  — F6 и зависимости  $\Delta(T)/\Delta(0)$ , рассчитанные по (1.10) с различными значениями параметра  $x_0 = \mu/\Delta(0)$ : 10 (1) (предел БКШ), -2 (2), -5 (3), -10 (4) (предел БЭК).

(1.7) с различными значениями параметра  $x_0 = \mu/\Delta(0)$ .

Видно, что все приведенные на рис. 20 и 21 зависимости  $\Delta^*(T)$  демонстрируют однотипное поведение, что может служить дополнительным аргументом в пользу предложенного нами ПЩ анализа. Первое, что нужно отметить, — это максимум на зависимостях  $\Delta^*(T)$  (рис. 20), который для всех образцов наблюдается при одной и той же температуре  $T_m \cong 133$  К. Возможность появления такого максимума в ВТСП рассматривается в появившейся недавно теории [80]. Кроме того, величина  $\Delta^*(T)$  уменьшается при уменьшении допирования, что согласуется со сделанными выше выводами (см. (3.4)) и результатами работ [148,202]. Очевидно, что чем больше величина псевдощели  $\Delta^*$ , тем труднее разрушить пару, и тем выше должна быть  $T_c$ , что и демонстрируют приведенные результаты (рис. 20). Также видно, что у всех пленок  $\Delta^*(T)$  возникает как раз при  $T^*$ , что, на наш взгляд, подтверждает ее связь с образованием локальных пар в ВТСП. Характерно, что при  $T \leq T^*$  увеличение  $\Delta^*(T)$  всех образцов происходит, фактически, по одному и тому же закону (рис. 21). Соответственно, ниже  $T_m$  кривые идут с разным наклоном, который оказывается тем меньше, чем меньше плотность носителей заряда в пленке. Минимальный наклон наблюдается для образца F6. Такое поведение в интервале температур  $T_c < T < T_m$  находит подтверждение и в туннельных экспериментах [4,36,37,104,115]. Так, в большинстве туннельных

экспериментов сообщается о возрастании  $\Delta^*(T)$  при увеличении температуры от  $T_c$  до  $\sim 130$  К, что характерно для ОД образцов [37,115]. В случае слабодопированных образцов и сверхпроводящая щель, и ПЩ практически не зависят от  $T$  [104,129], что и демонстрирует образец F6. При  $T > 130$  К «щелевые» особенности на туннельных кривых размываются и проследить дальнейшую эволюцию  $\Delta^*(T)$  по результатам туннельных измерений не представляется возможным. Следует также подчеркнуть, что, как отмечено выше, значения  $\Delta^*(T)$  вблизи  $T_c$  для большинства наших пленок отвечают условию  $2\Delta^*(T_c)/kT_c \cong 5$ , то есть предположительно имеют ту же величину, что и  $\Delta(0)$  [100,129]. В терминах работ [100,129,148] это означает, что ПЩ достаточно плавно переходит в сверхпроводящую щель. Поэтому наблюдаемое на рис. 20 и 21 резкое возрастание  $\Delta^*$  непосредственно вблизи  $T_c$  наиболее вероятно связать с переходом в область критических флуктуаций ( $T < T_c^{mf}$ ), где определение  $\sigma'(T)$  из резистивных измерений не отвечает реальной ситуации [52]. В результате мы не можем оценить  $\Delta^*(T)$  в этой области температур, и вопрос о том, что же происходит с ПЩ непосредственно при переходе в сверхпроводящее состояние, где  $\xi(T) \rightarrow \infty$ , остается открытым.

На рис. 21 также видно, что, в отличие от результатов работы [148], зависимости  $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$  всех наших пленок лежат в области БЭК, что представляется разумным, учитывая малую плотность носителей заряда в купратах. Более того, при уменьшении температуры до  $T/T^* \sim 0,95$  для всех YBCO пленок  $\Delta^*(T)$  возрастает по одному и тому же закону. На наш взгляд, такое скейлинговое поведение прямо говорит о том, что механизм образования ПЩ для всех образцов один и тот же и обусловлен образованием в ВТСП при  $T \leq T^*$  спаренных носителей в виде невзаимодействующих сильно связанных бозонов (локальных пар) [15,139,140,144]. Ниже по температуре, по крайней мере до  $T \cong T_m \cong 133$  К, для пленок с концентрациями кислорода, отвечающими значениям  $T_c$  в интервале температур от 88 до 80 К (образцы F1, F3, F4), изменение  $\Delta^*(T)$  также происходит, фактически, по одному закону. Причем в интервале от  $T/T^* \sim 0,85$  до  $T/T^* \sim 0,65$  зависимость  $\Delta^*(T)$  совпадает с кривой 4, для которой  $\mu/\Delta(0) = -10$  (предел БЭК). В случае слабодопированной пленки (образец F6) ниже  $T/T^* \sim 0,95$  получается несколько иная зависимость  $\Delta^*(T)$ , которая в интервале от  $T/T^* \sim 0,85$  до  $T_m$  совпадает с кривой 3, для которой  $\mu/\Delta(0) = -5$ . Напомним, что у образца F6 плотность носителей заряда практически в 2,5 раза меньше, чем у ОД пленки F1 (см. табл. 5). Поэтому мы считаем, что такое поведение  $\Delta^*(T)$  не означает тенденции к переходу от БЭК к БКШ по мере уменьшения допирования, а, по всей ве-



роятности, обусловлено изменением характера рассеяния носителей заряда вследствие увеличения антиферромагнитного взаимодействия  $V_{\text{eff}}$  в таких образцах [11,77], на что неоднократно обращается внимание в тексте. Ниже  $T_m$  все экспериментальные кривые отклоняются от теории БЭК в сторону меньших значений, причем тем больше, чем больше  $n_f$  (больше  $T_c$ ). Этот результат не является неожиданным, поскольку в этой области температур поведение пар уже подчиняется теории БКШ.

Как показывает несложный расчет, для всех пленок YBCO величина длины когерентности в плоскости  $ab$  при  $T = T_m$  примерно одинакова:  $\xi_{ab}(T_m) = (18 \pm 0,4) \text{ \AA}$  [58]. То есть величина  $\xi_{ab}(T_m)$  фактически не зависит от  $n_f$ . Этот результат позволяет прийти к заключению [58,140], что такое значение  $\xi_{ab}(T_m)$  сравнимо с максимальным критическим размером локальных пар, при превышении которого меняется характер взаимодействия фермионов в паре, определяемый величиной  $\varepsilon_b$  [140]. По мере уменьшения температуры  $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)\varepsilon^{-1/2}$  возрастает, тогда как энергия взаимодействия фермионов в паре  $\varepsilon_b$ , напротив, будет уменьшаться [140,142,145]. В результате, начиная с некоторого значения  $\varepsilon_b = \varepsilon_b^*$ , соответствующего  $\xi_{ab}(T_m)$ , в системах YBCO должен происходить переход от сильного взаимодействия (режим БЭК) к относительно слабому взаимодействию (режим БКШ) [58,199]. Таким образом, в системах YBCO с заданной плотностью носителей  $n_f$  действительно происходит переход от БЭК к БКШ при уменьшении температуры, теоретически обоснованный в [15,145]. Наиболее вероятно, что это происходит при  $T \leq T_m \cong 133 \text{ K}$ , которая соответствует примерно середине температурного интервала, в котором  $\sigma^{-1}(\varepsilon)$  меняется экспоненциально. Подчеркнем [58,134], что, в отличие от классических сверхпроводников [111,187], в ВТСП в силу опять-таки малости  $\xi(T)$  связь фермионов в паре даже вблизи  $T_c$ , по всей вероятности, остается весьма сильной. Этот вывод подтверждается результатами, полученными в [145] для систем с пониженной плотностью носителей заряда (см. рис. 5), и может объяснять высокие значения  $T_c$ , наблюдаемые в купратах [134].

Следуя физической логике, можно предположить, что ниже  $T_c$  также должен происходить переход, но уже от БКШ к БЭК, когда  $\xi_{ab}(T)$ , уменьшаясь с температурой, становится меньше  $\sim 18 \text{ \AA}$ . Нетрудно подсчитать, что для образца F1 ( $T_c \approx 88 \text{ K}$ ) интервал  $(T_m - T_c) \approx 45 \text{ K}$ , и, следовательно, такой переход должен происходить при  $T_{m0} = (T_c - 45) \cong 43 \text{ K}$ . Такое предположение подтверждается результатами работы [203], в которой сообщается о резком увеличении плотности критических токов в пленках YBCO с  $T_c \approx 87 \text{ K}$  при  $T \sim 40 \text{ K}$ . Очевидно, что после преобразо-

вания куперовской пары в сильно связанный бозон энергия, необходимая для разрыва такого образования, должна быть заметно больше, что и может приводить к обнаруженному в [203] резкому увеличению критического тока пленки при  $T_{m0}$ .

Пленка YPrBCO также демонстрирует максимум на зависимости  $\Delta^*(T)$  [59,134]. Это означает, что при уменьшении температуры в системах YPrBCO также происходит БЭК–БКШ переход. Однако температура  $T_m(\text{Pr}) \cong 110 \text{ K}$ , при которой наблюдается максимум  $\Delta^*(T)$ , приблизительно на 23 К ниже, чем  $T_m(\text{Y})$ , а величина  $\xi_{ab}(T_m)(\text{Pr}) \cong 45,2 \text{ \AA}$ . В свою очередь и форма кривой  $\Delta^*(T)$  образца L100 заметно отличается от аналогичной зависимости, полученной для YBCO пленки F4 (квадраты на рис. 20), которая имеет близкие значения:  $T_c \approx 80,3 \text{ K}$  и  $n_0 \sim 0,4$  (табл. 1 и 2). Несмотря на то, что  $T_c \approx 78 \text{ K}$  у пленки L100 приблизительно на 2,3 К ниже, чем у F4, значения  $\Delta^*(T_m)$  и  $\Delta^*(T_c)$  соответственно на 7 К и на 15 К выше.

Фактически зависимость  $\Delta^*(T)$  образца L100 воспроизводит зависимость  $\Delta^*(T)$  ОД образца F1 (кружки на рис. 20), но сдвинутую в сторону меньших значений. Этот сдвиг равен  $T^*(\text{F1}) - T^*(\text{L100}) \sim 30 \text{ K}$  [59]. Одновременно  $\Delta^*_{\text{max}}$  уменьшается. Это уменьшение определяется разницей критических температур  $T_c$  в соответствии с формулой  $2\Delta^*(T_c)/kT_c \cong 5$ . Так, отношение  $T_c(\text{F1})/T_c(\text{L100})$  равно отношению  $\Delta^*_m(\text{F1})/\Delta^*_m(\text{L100}) \cong 1,12$ . Полученный результат показывает, что механизм образования ПЩ, а следовательно, и механизм сверхпроводящего спаривания в YPrBCO фактически такой же, как и в ОД YBCO, по крайней мере, до  $x \leq 0,2$  [58,60,204,205]. Поскольку концентрация кислорода в YPrBCO с  $x \leq 0,2$  предполагается такой же, как и в ОД системах YBCO [194,204], можно сделать вывод, что этот механизм определяется именно концентрацией кислорода в образце, а точнее, соответствующей данной концентрации электронной конфигурацией конкретной ВТСП системы. Таким образом, механизм локализации носителей заряда в ячейках PrBCO, обоснованный в теории Ференбахера–Райса [192] и приводящий к значительному снижению  $T_c$  и росту сопротивления в YPrBCO, фактически не влияет на механизм образования псевдощели в таких соединениях [134].

## Заключение

Проведенный анализ различных теоретических моделей и экспериментальных результатов показывает, что помимо высокой  $T_c$  ВТСП обладают рядом других необычных свойств. Прежде всего, это одновременная реализация квазидвумерности и сильных электронных корреляций в купратах, приводящая к появлению класса 2D-коррелированных электронных систем [31]. Область 2D-корреляций, определяемая флуктуа-

ционным вкладом Маки–Томпсона, хорошо отслеживается при измерении флуктуационной проводимости в системах YBCO [52,53]. В то же время вблизи  $T_c$  ВТСП, по крайней мере системы YBCO, всегда тримеризуются. Этот результат согласуется с выводами теории [140] о роли гауссовских флуктуаций параметра порядка в идеальных 2D-системах. Другое, не менее важное, свойство ВТСП — это пониженная плотность носителей заряда  $n_f$  в таких соединениях [140–143,145]. Даже в случае оптимального допирования  $n_f$  в ВТСП на порядок меньше, чем в классических сверхпроводниках [15], и уменьшается практически в 2,5 раза при уменьшении  $T_c$  от 90 до 55 К [52,53,76]. С другой стороны, с ростом  $n_f$  и переходом в «over-doped» режим ВТСП становится обычным некоррелированным металлом [134]. При этом кардинальным образом видоизменяется зонная структура (рис. 1) и исчезает, по крайней мере прямо не наблюдается в эксперименте, псевдощель [117] (рис. 4).

Пониженная плотность носителей заряда приводит к тому, что в ВТСП химический потенциал  $\mu$  становится функцией температуры и энергии связанного состояния двух фермионов в паре  $\epsilon_b$  [139–141,143]. При изменении температуры  $\epsilon_b$  должна меняться, что и будет определять свойства возникающих в YBCO в ПЩ области температур сильно связанных бозонов (локальных пар) [58,59]. Приведенные в четвертой главе экспериментальные результаты соответствуют развитой в [58,134] концепции локальных пар в ВТСП, базирующейся на результатах теоретических работ [138–145]. Показано, что вследствие уменьшения  $\epsilon_b$  при уменьшении  $T$  сильно связанные бозоны трансформируются во флуктуационные пары куперовского типа. Таким образом, в эксперименте наблюдается переход БЭК–БКШ по температуре в ВТСП системах с заданной величиной  $n_f$ , ранее предсказанный теоретически [145]. Следует подчеркнуть, что в силу малости длины когерентности  $\xi(T)$  в ВТСП связь между фермионами в такой куперовской паре остается весьма сильной, что, в принципе, может объяснять высокие значения  $T_c$ , наблюдаемые в купратах [58,134].

Приведенные результаты позволяют говорить о том, что ПЩ состояние систем YBCO наиболее вероятно обусловлено образованием при  $T_c < T < T^*$  спаренных фермионов в виде сильно связанных бозонов (локальных пар). Свойства таких пар будут определяться как исключительно малой величиной  $\xi(T)$  в ВТСП [15,140], так и чрезвычайно сложной структурной конфигурацией купратов [80,198,199].

В то же время остается открытым и требует дополнительного исследования вопрос о физических механизмах, обеспечивающих возможность сильной связи в паре при столь высоких температурах. Ниже  $T_c$  так-

же должен происходить переход, но уже от БКШ к БЭК, когда  $\xi_{ab}(T)$ , уменьшаясь с температурой, становится меньше  $\sim 18 \text{ \AA}$ , что находит подтверждение в экспериментах по исследованию критических токов в пленках YBCO [203].

1. С.Р. Slichter, in: *Strongly Correlated Electronic Materials*, K.S. Bedell, Z. Wang, D. Meltzer, A. Balatsky, and E. Abrahams (eds.), Addison-Wesley, Redwood City (1994), p. 427.
2. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 3 (1996).
3. Э.А. Пашицкий, *ФНТ* **21**, 995 (1995); *ФНТ* **21**, 1091 (1995).
4. Т. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 61 (1999).
5. Y. Iye, in: *Phys. Properties of High-Temperature Superconductors, vol. III*, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1992), p. 285.
6. *The Physics of Superconductors, vol. I, Conventional and High- $T_c$  Superconductors*, K.H. Bennemann and J.B. Katterson (eds.), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2003).
7. В.В. Еременко, В.Н. Самоваров, В.Н. Свищев, В.Л. Вакула, М.Ю. Либин, С.А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 739 (2000).
8. P.W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
9. Е.Г. Максимов, *УФН* **170**, 1033 (2000).
10. B.P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev.* **B55**, 8576 (1997).
11. L.G. Aslamazov and A.L. Larkin, *Phys. Lett.* **26A**, 238 (1968).
12. К. Маки, *Prog. Theor. Phys.* **39**, 897 (1968).
13. R.S. Thompson, *Phys. Rev.* **B1**, 327 (1970).
14. В.М. Локтев, *УФЖ. Огляди*, **1**, 10 (2004).
15. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости*, В.Л. Гинзбург и Д.А. Киржниц (ред.), Наука, Москва (1977).
16. J. Bardin, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
17. О.В. Долгов, Е.Г. Максимов, *УФН* **138**, 95 (1982).
18. M.L. Cohen and P.W. Anderson, in: *Superconductivity in d- and f-Band Metals*, AIP, New York, (1972), p. 17.
19. J.G. Bednorz and K.A. Mueller, *Z. Phys. B - Condensed Matter* **64**, 189 (1986).
20. V.J. Emery and S.A. Kivelson, *Nature (London)* **374**, 434 (1995).
21. P.W. Anderson, *The Theory of Superconductivity in the High- $T_c$  Cuprates*, Princeton University Press, Princeton (1997).
22. A.S. Alexandrov and N.F. Mott, *High Temperature Superconductors and Other Superfluids*, Taylor and Francis, London (1994).
23. J.T. Devreese, in: *Encyclopedia of Applied Physics*, VCH Publishers, Dordrecht (1996), **14**, p. 383.
24. J. Bonča and S.A. Trugman, *Phys. Rev.* **B64**, 094507 (2001).
25. A. Mills and H. Monien, *Phys. Rev.* **B45**, 3059 (1992).
26. J.R. Schrieffer, X.G. Wen, and S.C. Zhang, *Phys. Rev.* **B39**, 11663 (1990).

27. A. Kampf and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **B41**, 6399 (1990).
28. J. Ruvalds, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 905 (1996).
29. J.F. Annet, N. Goldenfeld, and A.J. Leggett, in: *Phys. Properties of High-Temperature Superconductors*, vol. V, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1995), p. 375.
30. R. Zeyher and M.L. Kulić, *Phys. Rev.* **B53**, 2850 (1996).
31. В.Н. Самоваров, *Дисс. ... доктора физ.-мат. наук*, ФТИНТ НАНУ, Харьков (2001).
32. K.W. Wong and W.Y. Ching, *Physica* **C158**, 1 (1989).
33. R.J. Cava, *Science* **243**, 656 (1990).
34. M. Asta, D. de Foutaine, G. Ceder, and G. Shirane, *J. Less. Common Metals* **168**, 39 (1991).
35. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1040 (1998).
36. M. Suzuki and T. Watanabe, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4787 (2000).
37. Y. Yamada, K. Anagawa, T. Shibauchi, T. Fujii, T. Watanabe, A. Matsuda, and M. Suzuki, *Phys. Rev.* **B68**, 054533 (2003).
38. Ю.А. Изюмов, *УФН* **167**, 465 (1997).
39. N. Bulut, *Turk. J. Phys.* **20**, 548 (1996).
40. В.Н. Саморваров, В.Л. Вакула, М.Ю. Либин, *ФНТ* **29**, 1293 (2003).
41. A. Bianconi, in: *Phase Separation in Cuprate Superconductors*, vol. I, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1992), p. 3.
42. Y. Zha, S.L. Cooper, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B53**, 8253 (1996).
43. Y. Kubo, Y. Shimakawa, N. Manako, and H. Igarashi, *Phys. Rev.* **B43**, 7875 (1991).
44. R.J. Birgeneau and G. Shirane, in: *Phys. Properties of High-Temperature Superconductors*, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1989), p. 152.
45. S.M. Quinlan, D.J. Scalapino, and N. Bulut, *Phys. Rev.* **B49**, 1470 (1994).
46. P.N. Mikheenko and I.S. Abaliosheva, *Physica* **C214**, 393 (1993).
47. T. Katsufuji, M. Kasai, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 126 (1996).
48. A.L. Solovjov, A.I. Dmitrenko, O.R. Prikhod'ko, and A.B. Agafonov, in: *Proc. of the Third German-Soviet Bilateral Seminar on High-Temperature Superconductivity*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1990), p.104.
49. A.L. Solovjov, V.M. Dmitriev, H.-U. Habermeier, and I.E. Trofimov, *Phys. Rev.* **B55**, 8551 (1997).
50. A.L. Solovjov, H.-U. Habermeier, and I.E. Trofimov, *Physica* **B199–200**, 260 (1994).
51. A.L. Solovjov, H.-U. Habermeier, and V.M. Dmitriev, *Physica* **C235–240**, 1959 (1994).
52. А.Л. Соловьёв, Х.-У. Хабермайер, Т. Хааге, *ФНТ* **28**, 22 (2002).
53. А.Л. Соловьёв, Х.-У. Хабермайер, Т. Хааге, *ФНТ* **28**, 144 (2002).
54. A.L. Solovjov, *Fiz. Nizk. Temp.* **28**, 1138 (2002).
55. W. Volz, F.S. Razavi, G. Quirion, H.-U. Habermeier, and A.L. Solovjov, *Phys. Rev.* **B55**, 6631 (1997).
56. А.Л. Соловьёв, *ФНТ* **24**, 215 (1998).
57. А.Л. Соловьёв, В.М. Дмитриев, В.Н. Светлов, В.Б. Степанов, *ФНТ* **29**, 1281 (2003).
58. А.Л. Соловьёв, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 139 (2006).
59. А.Л. Соловьёв, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 753 (2006).
60. А.Л. Соловьёв, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **33**, 32 (2007).
61. E. Dagotto, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 763 (1994).
62. S. Chakravarty and P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3859 (1994).
63. P.A. Lee and N. Nagaosa, *Phys. Rev.* **B46**, 5621 (1992).
64. B.L. Altshuler, L.B. Ioffe, A.I. Larkin, and A.J. Millis, *Phys. Rev.* **B52**, 4607 (1995).
65. C.M. Varma, P.B. Littlewood, S. Schmitt-Rink, E. Abrahams, and A.E. Ruckenstein, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1996 (1989).
66. H. Eskes and G.A. Sawatzky, *Phys. Rev.* **B44**, 9656 (1991).
67. G. Jackeli and N.M. Plakida, *Phys. Rev.* **B60**, 5266 (1999).
68. M.A. Kastner and R.J. Birgeneau, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 897 (1998).
69. Ю.А. Изюмов, Н.М. Плакида, Ю.Н. Скрябин, *УФН* **159**, 121 (1989).
70. V. Kalmeyer and R.B. Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2095 (1987).
71. I. Affleck and J.B. Marston, *Phys. Rev.* **B37**, 3664 (1988).
72. P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2092 (1991).
73. P.W. Anderson and Z. Zou, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 132 (1988).
74. R.K. Nkum and W.R. Datars, *Phys. Rev.* **B44**, 12516 (1991).
75. Y. Zha, V. Barzykin, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B54**, 7561 (1996).
76. B. Wuyts, V.V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev.* **B53**, 9418 (1996).
77. T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).
78. T.J. Smith, K.H. Andersen, U. Beck, and H. Capellmann., *J. Supercond.* **12**, 95 (1999).
79. P.B. Allen, T.B. Beaulac, F.S. Khan, W.H. Butler, F.J. Pinski, and J.H. Swihart, *Phys. Rev.* **B34**, 4331 (1986).
80. K.W. Wang and W.Y. Ching, *Physica* **C416**, 47 (2004).
81. Ч. Киттель, *Квантовая теория твердых тел*, Наука, Москва (1967).
82. S.I. Vedenev, A.G.M. Jansen, A.A. Tsvetkov, and P. Wyder, *Phys. Rev.* **B51**, 16380 (1995).
83. M. Gurvitch and A.T. Fiory, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1337 (1987).
84. Ya.G. Ponomarev, E.B. Tsokur, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov et al., *Solid State Commun.* **111**, 513 (1999).
85. H. Krakauer, W.E. Pickett, and R.E. Cohen, *Phys. Rev.* **B47**, 1002 (1993).
86. I.I. Mazin, O.K. Andersen, A.I. Leichtenstein, in: *Lattice Effects in High-T<sub>c</sub> Superconductors*, T. Egami, J.M. de Leon, Y. Bar-Yam, and A.R. Bishop (eds.), World Scientific, Singapore (1992), p. 235.
87. Г.М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **41**, 1241 (1961).
88. L. Pintschovis and W. Reichardt, in: *Phys. Properties of High-Temperature Superconductors*, vol. IV, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1994), p. 295.



89. E.G. Maksimov, H.J. Kaufmann, E.K.H. Salje, Y. De Wilde, N. Bontemps, and J.P. Contour, *Solid State Commun.* **112**, 449 (1999).
90. S. Ushida, T. Ito, H. Takagi, T. Arima, Y. Tokura, and S. Tajima, *Phys. Rev.* **B43**, 7942 (1991).
91. A. Balzarotti, M. De Crescenzi, N. Motta, F. Patella, and A. Sgarlata, *Solid State Commun.* **68**, 381 (1988).
92. D.B. Romero, C.D. Porter, D.B. Tanner, and L. Forro, *Solid State Commun.* **82**, 183 (1992).
93. A.P. Litvinchuk, O. Thomsen, and M. Cardona, *Phys. Properties of High-Temperature Superconductors*, vol. IV, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1994), p. 375.
94. O. Thomsen, in: *Light Scatt. in Solids*, vol. IV, M. Cardona and G. Genterodt (ed.), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1991), p. 285.
95. Ю.Г. Найдюк, *Дисс. ... доктора физ.-мат. наук*, ФТИНТ НАНУ, Харьков (2001).
96. Ю.Г. Найдюк, И.К. Янсон, *Микроконтактная спектроскопия в чистых металлах*, Знание, сер. Физика **12**, Москва (1989).
97. D. Shimada, Y. Shiina, A. Mottate, Y. Ohyagi, and N. Tsude, *Phys. Rev.* **B51**, 16495 (1995).
98. S.I. Vedenev, A.J.M. Jensen, and P. Wyder, *Physica* **B128**, 213 (1996).
99. R.S. Gonnelli, F. Asdente, and D. Andoreone, *Phys. Rev.* **B49**, 1480 (1994).
100. B.V. Fine, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 157005 (2005).
101. V.M. Dmitriev and A.L. Solovjov, *Fiz. Nizk. Temp.* **16**, 650 (1990).
102. А.И. Дьяченко, В.М. Свистунов, И.В. Кочергин, А.А. Квачев, *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **3**, 33 (1990).
103. T. Ekino, T. Doukan, H. Fujii, F. Nakamura, Y. Shiina, T. Kaneko, and N. Tsuda, *Physica* **C263**, 249 (1996).
104. M. Kugler, O. Fischer, Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, and K. Kadowaki, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4911 (2001).
105. J.F. Frank, in: *Phys. Properties of High-Temperature Superconductors*, vol. IV, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1994), p. 189.
106. Р.О. Зайцев, *ЖЭТФ* **125**, 891 (2004).
107. E.G. Maksimov, *J. Supercond.* **8**, 433 (1995).
108. A.A. Abrikosov, *Phys. Rev.* **B53**, R8910 (1996).
109. G. Varelogiannis, *Physica* **C317-318**, 238 (1999).
110. C. Grimaldi, L. Pietronero, and S. Strässler, *Phys. Rev.* **B52**, 10530 (1995).
111. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Статистическая физика* **2**, Наука, Москва (1978).
112. C.C. Tsuei, J.R. Kirtley, C.C. Chi, L.S. Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J.Z. Sun, and M.B. Ketchen, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 593 (1994).
113. I. Eremin and D. Manske, *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 683 (2006).
114. G. Deutscher, *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 740 (2006).
115. N. Miyakawa, J.F. Zasadzinski, L. Ozyuzer, P. Gupta-sarma, C. Kendziora, D.G. Hinks, T. Kaneko, and K.E. Gray, *Physica* **C341-348**, 835 (2000).
116. A.A. Abrikosov, *Phys. Rev.* **B64**, 104521 (2001).
117. J.L. Tallon and J.W. Loram, *Physica* **C349**, 53 (2001).
118. H. Alloul, T. Ohno, and P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1700 (1989).
119. H. Yasuoka, T. Imai, and T. Shimizu, in: *Strong Correlation and Superconductivity*, H. Fukuyama, S. Maekawa and A.P. Malozemoff (eds.), Springer-Verlag, Berlin (1989), p. 254.
120. B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, and P. Wachter, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2012 (1993).
121. A.S. Alexandrov, V.N. Zavaritsky, and S. Dzhumanov, *Phys. Rev.* **B69**, 052505 (2004).
122. L. Benfatto and S.G. Sharapov, *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 700 (2006).
123. T. Sakai, and Y. Takahashi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **70**, 272 (2001).
124. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, *УФЖ* **50**, А77 (2005).
125. P.W. Anderson, *Physica* **C460-462**, 3 (2007).
126. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, *ФНТ* **34**, 148 (2008).
127. M. Franz and A.J. Millis, *Phys. Rev.* **B58**, 14572 (1998).
128. H.-J. Kwon and A.T. Dorsey, *Phys. Rev.* **B59**, 6438 (1999).
129. E. Stajic, A. Iyengar, K. Levin, B.R. Boyce, and T.R. Lemberger, *Phys. Rev.* **B68**, 024520 (2003).
130. A.C. Bydi, R. Laiho, and E. Lähderanta, *Physica* **C411**, 107 (2004).
131. K. Morawetz, B. Schmidt, M. Schreiber, and P. Lipavsky, *Phys. Rev.* **B72**, 174504 (2005).
132. A.V. Chubukov and J. Schmalian, *Phys. Rev.* **B72**, 174520 (2006).
133. J.C. Campusano et.al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3709 (1999).
134. А.Л. Соловьев, *Дисс. ... доктора физ.-мат. наук*, ФТИНТ НАНУ, Харьков (2007).
135. S.S. Hikami and A.I. Larkin, *Mod. Phys. Lett.* **B2**, 693 (1988).
136. K. Kawabata, S. Tsukui, Y. Shono, O. Mishikami, H. Sasakura, K. Yoshirata, K. Kakehi, and T. Yotsuga, *Phys. Rev.* **B58**, 2458 (1998).
137. И.О. Кулик, А.Г. Педан, *ФНТ* **14**, 700 (1988).
138. И.И. Амелин, *ФНТ* **22**, 539 (1996).
139. O. Tchernyshyov, *Phys. Rev.* **B56**, 3372 (1997).
140. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 490 (1996).
141. C.A.R. Sa de Melo, M. Randeria, and J.R. Engelbrecht, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3202 (1993).
142. R. Haussmann, *Phys. Rev.* **B49**, 12975 (1994).
143. J.R. Engelbrecht, M. Randeria, and C.A.R. Sa de Melo, *Phys. Rev.* **B55**, 15153 (1997).
144. V.M. Loktev and V.M. Turkowski, *Fiz. Nizk. Temp.* **30**, 247 (2004).
145. В.П. Гусынин, В.М. Локтев, С.Г. Шарапов, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 170 (1997).
146. А.М. Бугрий, В.М. Локтев, *ФНТ* **33**, 51 (2007).
147. E. Babaev and H. Kleinert, *Cond-mat.*, 9804206 (1998); *Phys. Rev.* **B59**, 12083 (1999).
148. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, *ФТТ* **45**, 1168 (2003).
149. J.B. Bieri and K. Maki, *Phys. Rev.* **B44**, 4854 (1990).
150. J.B. Bieri, K. Maki, and R.S. Thompson, *Phys. Rev.* **B44**, 4709 (1991).
151. В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау, *ЖЭТФ* **20**, 1064 (1950).



152. W.E. Lawrence and S. Doniach, in: *Proc. of the 12th Int. Conf. on Low Temp. Phys.*, Japan, Kioto (1971), p. 361.
153. Y. Matsuda, T. Hirai, and S. Komiyama, *Solid State Commun.* **68**, 103 (1988).
154. Y. Matsuda, T. Hirai, S. Komiyama, T. Terashima, Y. Bando, K. Iijima, K. Yamamoto, and K. Hirata, *Phys. Rev.* **B40**, 5176 (1989).
155. J.A. Vieira and F. Vidal, *Physica* **C159**, 468 (1989).
156. J. Sugawara, H. Iwasaki, N. Kabayashi, H. Yamane, and T. Hirai, *Phys. Rev.* **B46**, 14818 (1992).
157. K. Winzer and G. Kumm, *Z. Phys. Condens. Matter.* **B82**, 317 (1991).
158. A.G. Aronov, S. Hikami, and A.I. Larkin, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 965 (1989).
159. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, А.И. Дмитренко, Л.А. Ищенко, Л.А. Коток, *ФНТ* **15**, 518 (1989).
160. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, А.И. Дмитренко, Л.А. Ищенко, *ФНТ* **15**, 1223 (1989).
161. A.L. Solovjov, V.M. Dmitriev, and A.B. Agafonov, in: *Electronic Properties of High- $T_c$  Superconductors. The Normal and the Superconducting State of High- $T_c$  Materials*, H. Kuzmany, M. Mehring, and J. Fink. (eds.), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1992), p. 99.
162. A.B. Agafonov, V.M. Dmitriev, and A.L. Solovjov, *J. Supercond.* **11**, 9 (1998).
163. Б.И. Веркин, В.М. Дмитриев, А.И. Звягин, В.П. Семиноженко, А.Л. Соловьев и др., *ФНТ* **13**, 253 (1987).
164. В.М. Свистунов, Ю.Ф. Ревенко, В.Ю. Таренков, *ФНТ* **13**, 870 (1987).
165. И.К. Янсон, Л.Ф. Рыбальченко, В.В. Фисун, Н.Л. Бобров, В.В. Демирский, В.В. Миткевич, *ФНТ* **14**, 886 (1988).
166. J.R. Kirtley, C.C. Tsuei, S.J. Park, C. Kendziora, D.G. Hinks, T. Kaneko, K.E. Gray, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 997 (1987).
167. В.Н. Губанков, Н.М. Марголин, *Письма в ЖЭТФ* **29**, 733 (1979).
168. А.Ф. Волков, А.В. Сергеев, *ЖТФ* **51**, 1715 (1981).
169. Г.М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 186 (1970).
170. G. Balestrino, M. Marinelli, L. Milani, L. Reggiani, R. Vaglio, and A.A. Varlamov, *Phys. Rev.* **B46**, 14919 (1992).
171. B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, and M.R. Beasley, *Phys. Rev.* **B37**, 7861 (1988).
172. J. Axnas, B. Lundquist, and Ö. Rapp, *Phys. Rev.* **B58**, 6628 (1998).
173. W. Lang, G. Heine, P. Schwab, X.Z. Wang, and D. Bäuerle, *Phys. Rev.* **B49**, 4209 (1994).
174. K. Patatis, E.C. Jones, J.M. Philips, D.P. Norton, and D.H. Lowndes, *Physica* **C244**, 198 (1995).
175. A. Gauzzi and D. Pavuna, *Phys. Rev.* **B51**, 15420 (1995).
176. H.-U. Habermeier, *Applied Surface Science* **69**, 204 (1993).
177. K. Maki and H. Won, *J. Magn. Mat.* **226-230**, 350 (2001).
178. Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин, *УФН* **156**, 117 (1988).
179. Th. Pruschke, M. Jarell, and I.K. Freericks, *Adv. Phys.* **44**, 187 (1995).
180. Y.B. Xie, *Phys. Rev.* **B46**, 13997 (1992).
181. Z.Z. Wang, J. Clayhold, N.P. Ong, J.M. Tarascon, L.H. Greene, W.R. McKinnon, and G.W. Hull, *Phys. Rev.* **B36**, 7222 (1987).
182. M. Affronte, J.-M. Triscone, O. Brunner, L. Antognazza, L. Mieville, M. Decroux, and O. Fisher, *Phys. Rev.* **B43**, 11484 (1991).
183. S.J. Hagen, A.W. Smith, M. Rajeswari et.al., *Phys. Rev.* **B47**, 1064 (1993).
184. A.J. Rojo, G. Kotliar, and G.S. Canright, *Phys. Rev.* **B47**, 9140 (1993).
185. S.M. Sze, in: *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley-Interscience, New York (1969), p. 328.
186. K. Semba and A. Matsuda, *Phys. Rev.* **B55**, 11103 (1997).
187. П.Г. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Л.П. Горьков (ред.), Мир, Москва (1968).
188. G.M. Eliashberg, *J. Supercond.* **7**, 525 (1994).
189. D.B. Tanner and T. Timusk, in: *Phys. Properties of High-Temperature Superconductors*, vol. III, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1992), p. 363.
190. H.-U. Habermeier, J. Beddies, B. Leibold, G. Lu, and G. Wagner, *Physica* **C180**, 17 (1991).
191. T. Haage, J.Q. Li, B. Leibold, M. Cardona, J. Zegenhagen, and H.-U. Habermeier, *Solid State Commun.* **99**, 553 (1996).
192. R. Fehrenbacher and T.M. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3471 (1993).
193. A.I. Liechtenstein and I.I. Mazin, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1000 (1995).
194. T. Katuwal, V. Sandu, C.C. Almasan, B.J. Taylor, and M.B. Maple, *Phys. Rev.* **B72**, 174501 (2005).
195. М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, А.В. Бондаренко, *ФНТ* **32**, 1488 (2006).
196. Э.А. Пашицкий, В.И. Викарюк, С.М. Рябченко, Ю.В. Федотов, *ФНТ* **27**, 131 (2001).
197. Э.А. Пашицкий, И.И. Викарюк, *ФНТ* **28**, 16 (2002).
198. А.В. Митин, *ФНТ* **33**, 328 (2007).
199. В.Н. Богомолов, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 30 (2007).
200. V.V. Kabanov, J. Demsar, B. Podobnik, and D. Mihailovich, *Phys. Rev.* **B59**, 1497 (1999).
201. B. Leridon, A. Defossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J.P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
202. A. Vyas, C.C. Lam, and L.J. Shen, *Physica* **C341-348**, 935 (2000).
203. J. Albrecht, *Phys. Rev.* **B68**, 054508 (2003).
204. C.N. Jiang, A.R. Baldwin, G.A. Levin, T. Stein, C.C. Almacan, D.A. Gajewski, S.H. Han, and M.B. Maple, *Phys. Rev.* **B55**, 3390 (1997).
205. A. Matsuda, K. Kinoshita, T. Ishii, H. Shibata, T. Watanabe, and T. Yamada, *Phys. Rev.* **B38**, 2910 (1988).

Fluctuation conductivity and pseudogap  
in high-temperature YBCO superconductors  
(Review Article)

A.L. Solovjov and V.M. Dmitriev

Some theoretical and experimental papers reflecting the current status of investigation of high temperature superconductivity and such an unusual phenomenon as a pseudogap in high- $T_c$  superconductors (HTSC) are reviewed. The concept of local pairs in systems with low and intermediate density of current carriers (among these are HTSC) is considered. The experimental part is mainly based on the study of excess fluctuation conductivity (FC) in thin epitaxial films of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  (YBCO) and  $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  (YPrBCO). Proposed and experimentally justified is a new approach to the analysis of FC and pseudogap in such high- $T_c$  systems.

The approach is based on the assumption that in HTSC at temperatures well above  $T_c$  the excess conductivity  $\sigma'(T)$  appears as a result of the formation of paired states in the form of noninteracting strongly coupled bosones. As the temperature is decreased, these occurs a crossover from the regime of local pairs which obey the theory of Bose-Einstein condensation to a regime of fluctuating Cooper pairs following the BCS theory.

PACS: **71.27.+a** Strongly correlated electron systems;  
**74.76.Bz** High-temperature superconductor films;  
**74.40.+k** Fluctuation superconductivity.

Keywords: high-temperature superconductivity, fluctuation superconductivity, pseudogap, local pairs, Bose-Einstein condensation.