

# Электротранспорт и псевдощель в ВТСП соединениях системы 1-2-3 в условиях всестороннего сжатия

(Обзор)

Р.В. Вовк

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина МОН Украины  
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61107, Украина*

А.Л. Соловьев

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина  
E-mail: solovjov@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 8 июня 2017 г., после переработки 6 июля 2017 г.,  
опубликована онлайн 26 декабря 2017 г.

Рассмотрена проблема влияния высокого давления на различные механизмы электротранспорта ВТСП соединений  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $RE = Y$  или другой редкоземельный ион). Обсуждаются особенности кристаллической структуры и влияния структурных дефектов различной морфологии на электропроводность этих соединений в нормальном, псевдощелевом и сверхпроводящем состояниях. Проведен обзор экспериментальных данных, полученных при исследованиях влияния высокого гидростатического давления на различные механизмы электротранспорта соединений  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  различного состава и технологической предьстории. Обсуждаются различные теоретические модели, посвященные вопросу влияния высокого давления на электропроводимость ВТСП соединений системы 1-2-3.

Розглянуто проблему впливу високого тиску на різні механізми електротранспорту ВТНП сполук  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $RE = Y$  або інший рідкісноземельний іон). Обговорюються особливості кристалічної структури та впливу структурних дефектів різної морфології на електропровідність цих сполук в нормальному, псевдощілинному та надпровідному станах. Проведено огляд експериментальних даних, отриманих при дослідженнях впливу високого гідростатичного тиску на різні механізми електротранспорту сполук  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  різного складу та технологічної передісторії. Обговорюються різні теоретичні моделі, присвячені впливу високого тиску на електропровідність ВТНП сполук системи 1-2-3.

PACS: 74.25.F– Транспортные свойства;  
74.62.Dh Влияние дефектов кристаллической структуры, допирования и примесей замещения;  
74.72.Kf Псевдощелевая фаза.

Ключевые слова: псевдощель, купратные ВТСП, гидростатическое давление.

## Содержание

Введение .....	112
1. Особенности кристаллической структуры и специфические механизмы проводимости в ВТСП соединениях системы 1-2-3.....	114
1.1. Теоретические аспекты описания псевдощелевого состояния в ВТСП .....	114
1.2. Особенности кристаллической структуры и специфические механизмы проводимости в ВТСП соединениях системы 1-2-3 .....	114

1.2.1. Кристаллическая структура соединений $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .....	115
1.2.2. Структурные дефекты различной морфологии в соединениях системы 1-2-3.....	117
1.2.3. Влияние структурных дефектов на транспортные свойства ВТСП .....	118
2. Нормальная и избыточная проводимость ВТСП соединений $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различной морфологией дефектной структуры.....	119
2.1. Свойства систем с малой плотностью носителей заряда.....	119
2.1.1. БЭК–БКШ переход в ВТСП и модель локальных пар.....	119
2.1.2. Флуктуационная проводимость и 2D–3D кроссовер в ВТСП.....	121
2.1.3. Псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках .....	123
3. Индуцированное высоким давлением перераспределение лабильного кислорода и продольный электротранспорт в монокристаллах $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ( $RE = Y, Ho$ ) с различным содержанием кислорода.....	125
3.1. «Истинный» и «релаксационный» эффекты давления в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с дефицитом кислорода.....	125
3.1.1. Влияние давления на фазовое состояние соединений системы 1-2-3 .....	125
3.1.2. «Истинный» эффект давления.....	126
3.1.3. Фазовое расслоение и релаксационный эффект давления .....	127
3.1.4. Индуцированная высоким давлением диффузия лабильной компоненты в соединении $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .....	128
4. Влияние давления на флуктуационную проводимость и псевдощель монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с разным уровнем допирования.....	129
4.1. Эксперимент .....	129
4.2. Слабодопированные монокристаллы .....	130
4.2.1. Исследование сопротивления и критической температуры.....	130
4.2.2. Влияние давления на избыточную проводимость .....	131
4.2.3. Температурная зависимость псевдощели $YBa_2Cu_3O_{6,5}$ под давлением.....	133
4.3. Особенности поведения оптимально допированных монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ под воздействием гидростатического давления до 1 ГПа.....	134
4.3.1. Исследование сопротивления и критической температуры.....	134
4.3.2. Влияние давления на избыточную проводимость .....	135
4.3.3. Температурная зависимость псевдощели в $YBa_2Cu_3O_{6,94}$ под давлением .....	137
5. Фазовое расслоение и диффузия лабильной компоненты в монокристаллах $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ под давлением .....	139
5.1. Особенности поведения слабодопированных монокристаллов $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ под воздействием гидростатического давления до 0,5 ГПа при пропускании тока под углом $45^\circ$ к границам двойников.....	140
5.1.1. Исследование сопротивления и критической температуры.....	140
5.1.2. Влияние давления на избыточную проводимость .....	141
5.1.3. Температурная зависимость псевдощели $HoBa_2Cu_3O_{6,65}$ под давлением .....	143
5.2. Специфика поведения слабодопированных монокристаллов $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ под воздействием гидростатического давления до 0,5 ГПа при токе, параллельном границам двойников.....	144
5.2.1. Исследование влияния давления на сопротивление, критическую температуру и флуктуационную проводимость.....	144
5.2.2. Влияния давления на псевдощель при $I \parallel DG$ .....	146
Заключение.....	148
Литература.....	149

## Введение

Проблема в понимании аномальных свойств слоистых металлооксидных сверхпроводников (купратов) продолжает оставаться одной из центральных в современной физике твердого тела. Несмотря на то, что с момента открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в 1986 г. Беднорцем и Мюллером прошло уже более 30 лет [1], микроскопический механизм этого уникального физического явления остается невыясненным. Фазовая диаграмма ВТСП весьма

сложна [2–4]. Она содержит антиферромагнитную область, «сверхпроводящий купол», область «странного металла», область эффекта Нернста и псевдощель, линейно убывающую при увеличении содержания кислорода [3–5]. Недодопированные купраты (НДК) находятся на левом фланге «сверхпроводящего купола» и проявляют в нормальном состоянии наиболее необычные и интересные свойства [6–10]. Они представляют собой квазидвумерные, сильно коррелированные проводники с низкой концентрацией носителей заряда  $n_f$  и внутренним беспорядком. Спектр носителей заряда

характеризуется большой (несколько сот кельвин) псевдощелью, природа которой остается неясной, несмотря на более чем три десятилетия интенсивных исследований в этой области [2–12] (и ссылки в них). НДК не объясняются теорией ферми-жидкости Ландау, а их резистивные свойства даже качественно не описываются формулами Друде, что привело к созданию весьма необычных теорий [13–18], однако ни одна из них не в состоянии объяснить весь комплекс экспериментальных фактов.

Псевдощель (ПЩ) [5,7–11], которая открывается при некоторой характеристической температуре  $T^* \gg T_c$ , где  $T_c$  — температура сверхпроводящего (СП) перехода (критическая температура), по-прежнему остается наиболее интригующим свойством купратов. По определению, ПЩ — это особое состояние вещества, которое характеризуется пониженной (но не до нуля) плотностью электронных состояний (DOS) на уровне Ферми [19,20]. Следует подчеркнуть принципиальное отличие псевдощелевого состояния от сверхпроводящего, в котором открывается СП щель и DOS равна нулю [21]. Считается, что правильное понимание природы ПЩ позволит получить ответ на вопрос о механизме сверхпроводящего спаривания в ВТСП, который по-прежнему является дискуссионным [4,5,7,9] (и ссылки в них). Это важно для поиска новых сверхпроводников с еще более высокими  $T_c$ .

Несмотря на, казалось бы, существенный прогресс, достигнутый за последние годы в фундаментальных исследованиях ВТСП, до сих пор не найдено удовлетворительного решения и одна из важнейших прикладных задач — создание ВТСП материалов с высокой плотностью тока в сильных магнитных полях. Традиционные (низкотемпературные) сверхпроводники по совокупности критических параметров, не говоря уже о технологических качествах, все еще остаются вне конкуренции. В этом аспекте важнейшим экспериментальным инструментом в исследованиях ВТСП становится использование таких экстремальных воздействий, как высокие давления [6,22,23–25], которые позволяют эффективно проверять адекватность многочисленных теоретических моделей, а также устанавливать наиболее значимые физические параметры ВТСП структур, определяющие их физические характеристики в нормальном и сверхпроводящем состояниях. За исключением нескольких наших работ [26,27] фактически нет работ, в которых бы исследовалось влияние давления на флуктуационную проводимость и ПЩ в ВТСП.

Невыясненной остается и роль электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в образовании куперовских пар при столь высоких температурах [28,29]. Предполагается, что ЭФВ наверняка имеет место и в купратах, но должно быть усилено некоторым дополнительным взаимодействием, имеющим, скорее всего, магнитную природу [5,7,11]. Недавние расчеты [30] показывают,

что специфика ЭФВ в ВТСП обуславливает сильное корреляционное сужение электронной зоны  $W$ . Это приводит к тому, что химический потенциал  $\mu \sim W \gg J$ , где  $J$  — константа обменного взаимодействия электронов. Выполнение такого условия является определяющим для формирования синглетных электронных пар в ВТСП, связанных сильным эффективным кинематическим полем. Однако экспериментальных результатов [26–29] недостаточно, чтобы подтвердить эти расчеты.

Следует также учитывать значительные объективные трудности, возникающие на пути экспериментального изучения динамики переноса заряда в таких системах. К числу таких трудностей относятся: достаточно сложная кристаллическая структура ВТСП [31,32], неоднородность распределения структурных дефектов [33], наличие межзеренных границ и кластерных включений [34], неомогенность конкретных экспериментальных образцов [35], зачастую обусловленная различной технологической предысторией, и ряд других. Все сказанное выше во многом определило тот факт, что наиболее востребованными в качестве объектов экспериментальных исследований различных физических свойств ВТСП являются соединения так называемой системы 1-2-3,  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Это обусловлено сразу несколькими причинами. С одной стороны, в этой системе могут достаточно просто продуцироваться как точечные, так и плоские (границы двойникования) дефекты, а их состав относительно легко варьируется путем изовалентного и неизовалентного легирования замещающими элементами. С другой стороны, использование монокристаллических образцов этих соединений позволяет получать экспериментальные объекты исследования с заданной топологией дефектного ансамбля, что в свою очередь дает возможность разделять вклад в электротранспорт структурных дефектов различной морфологии. Последнее имеет решающее значение как для фундаментальных исследований, так и для решения важнейших прикладных задач, о которых говорилось выше, — получения новейших функциональных материалов с высокими электротранспортными параметрами.

В настоящей работе рассмотрена проблема влияния высокого давления на различные механизмы электротранспорта ВТСП соединений  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Анализируются различные теоретические модели, посвященные данной проблеме. Обсуждаются особенности кристаллической структуры и фазовой диаграммы, а также влияния структурных дефектов различной морфологии на электропроводность этих соединений в нормальном, псевдощелевом и сверхпроводящем состояниях. Приведен обзор экспериментальных данных, полученных при исследованиях влияния высокого гидростатического давления на различные механизмы электротранспорта соединений  $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  различного состава и технологической предыстории.

## 1. Особенности кристаллической структуры и специфические механизмы проводимости в ВТСП соединениях системы 1-2-3

### 1.1. Теоретические аспекты описания псевдощелевого состояния в ВТСП

Строгая теория ВТСП типа теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) и Боголюбова в классических сверхпроводниках [21] на сегодняшний день отсутствует. Со времени появления работы Вонга и Чинга «A structural-based microscopic theory on high-temperature cuprate superconductors» [36], нам фактически не известны другие сколь-нибудь серьезные попытки создания полной микроскопической теории ВТСП. Из последних работ следует отметить работы [16,37], в которых можно найти ссылки на большую часть теоретических работ, посвященных проблеме ВТСП, но в которых сделаны прямо противоположные выводы. В работе [37] показано, что теоретическое описание существующих экспериментальных результатов в купратных ВТСП, полученных в том числе и с помощью angle-resolved photoemission spectroscopy (ARPES), невозможно без учета возникновения спаренных фермионов (будем называть их локальными парами (ЛП) [38]) ниже температуры открытия псевдощели  $T^* \gg T_c$ . В работе [16] фактически на новом уровне понимания реанимируется идея Андерсона [13,14,39], основанная на модели резонансных валентных зон (RVB). Согласно RVB модели, при  $T < T^*$  электроны, обладающие зарядом и спином, перестают быть хорошо определенными возбуждениями. Происходит так называемое разделение заряда и спина. При этом заряд должны переносить не имеющие спина холоны, а спин — не имеющие заряда спиноны [13,39]. В модели RVB оба типа возбуждений, и спиноны и холоны, дают вклад в удельное сопротивление. Однако вклад холонов предполагается определяющим, тогда как спиноны, эффективно связанные с магнитным полем  $\mathbf{H}$ , должны определять температурную зависимость эффекта Холла. Естественно, ни о каких спаренных состояниях при  $T < T^*$  в данном случае речь не идет.

Однако, несмотря на существенную разницу в подходах к описанию ПЩ состояния в ВТСП, отметим одно сходство, неявно присутствующее в обеих работах: в каждой из них постулируется наличие двух типов частиц в образце после открытия ПЩ. В RVB модели это спиноны и холоны. А в работе [37] это электроны и возникающие при  $T < T^*$  локальные пары, природа которых тоже до конца неясна. Косвенно наличие двух видов частиц разного сорта в ВТСП ниже  $T^*$  подтверждается экспериментами по измерению магнитооптического эффекта Керра в Bi-2223 [10], для наблюдения которого, по определению, как раз и необходимо наличие в образце частиц двух разных сортов. Строго говоря, эти работы отражают два противоположных

похода к пониманию ПЩ в ВТСП. Первый базируется на представлении о том, что ПЩ возникает в результате формирования ЛП в купратах [3,7,9,37,40–44] (и ссылки в них). Второй предполагает магнитную либо любую другую, несверхпроводящую природу возникновения ПЩ. Число таких моделей также чрезвычайно велико. К ним относятся модели, рассматривающие спиновые флуктуации [45–47], возможность возникновения экситонов [36] и поляронов [48], взаимодействие с волнами зарядовой плотности [4,49] и уже упоминавшееся выше разделение заряда и спина [13,14,16]. Мы разделяем точку зрения, что ПЩ возникает в результате формирования спаренных фермионов (ЛП) ниже  $T^*$ , но механизм спаривания, скорее всего, магнитного типа [5,8,10,16]. Уже само обилие теорем говорит о том, что окончательной точки зрения по вопросу ПЩ и механизма спаривания в ВТСП по-прежнему нет. Объясняется это чрезвычайной сложностью кристаллической структуры ВТСП.

### 1.2. Особенности кристаллической структуры и специфические механизмы проводимости в ВТСП соединениях системы 1-2-3

Вопрос реализации различных электротранспортных режимов активно изучался на всех этапах исследования ВТСП [50–52]. Согласно современным представлениям [4,5,7,8,11,16], именно понимание весьма необычных свойств этих систем в нормальном (несверхпроводящем) состоянии может послужить ключом к ответу на вопрос о физической природе ВТСП. Важную роль при изучении этих физических явлений играют состав и топология дефектного ансамбля [50,54,55], определяющие условия протекания транспортного тока и механизмы рассеяния носителей заряда. В этом аспекте наиболее перспективными для изучения являются соединения системы  $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\text{Re} = \text{Y}$  либо другой редкоземельный ион), что обусловлено, с одной стороны, достаточно отработанной технологией их получения [53,55], с другой — относительной простотой замены иттрия его изоэлектронными аналогами [56–58]. Поскольку значительная часть экспериментальных работ проведена на керамических [35,59], пленочных [60–62] и текстурированных [63] образцах различной технологической предыстории, многие аспекты этого вопроса оказались невыясненными до настоящего времени. Достаточно отметить, что из более чем 700 работ, опубликованных за последние пять лет в журналах Phys. Rev. B, Phys. Rev. Lett. и Physica C и так или иначе посвященных различным аспектам проводимости в ВТСП, лишь менее 15% были проведены на монокристаллических образцах.

Однако в монокристаллах  $\text{YBaCuO}$  всегда присутствуют плоские дефекты — границы двойников (ДГ) [64], влияние которых на транспортные свойства в нормальном и сверхпроводящем состояниях недоста-

точно изучено, что связано с экспериментальными трудностями, возникающими при определении вклада этих дефектов.

В настоящем разделе приведены данные о кристаллической структуре и особенностях дефектного ансамбля ВТСП соединений системы 1-2-3, а также проведен краткий анализ современного состояния исследований их электротранспортных характеристик.

### 1.2.1. Кристаллическая структура соединений $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Методами рентгеновской и нейтронной дифракции [65] установлено, что в пределах изменения кислородной стехиометрии  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  существуют две фазы [66]. На рис. 1 показаны элементарные ячейки для составов с минимальным и максимальным содержанием кислорода ( $\delta = 1$  и  $0$ ), а на рис. 2 — еще один вариант ее схематического изображения. Элементарная ячейка  $YBa_2Cu_3O_7$  является орторомбической ( $Pnmm$ ), а элементарная ячейка  $YBa_2Cu_3O_6$  — тетрагональной ( $P4/mmm$ ), т.е. структура и свойства  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  непосредственно зависят от уровня допирования, определяемого значением кислородного индекса  $7 - \delta$ .

В обоих случаях структура является производной от структуры перовскита (рис. 2) с утроенным за счет упорядочения катионов по типу Ва–Y–Ва значением периода решетки  $c$ . Две трети атомов меди Cu(2) находятся в тетрагональной пирамидальной координации (4+1) атомов кислорода, причем последние смещены из базисной плоскости пирамид приблизительно на  $0,3 \text{ \AA}$  вдоль оси  $c$ . Одна треть атомов меди Cu(1) находится в базисных плоскостях и имеет переменную координацию по кислороду (рис. 1 и 2). В структуре  $YBa_2Cu_3O_7$  (координационное число Cu(1) равно 4) можно выделить линейные цепочки, образованные плоскими квадратами Cu(1)–O(4), вытянутыми вдоль оси  $b$ . В случае  $YBa_2Cu_3O_6$  в цепочечных плоскостях CuO кислород отсутствует полностью, и атомы Cu(1)

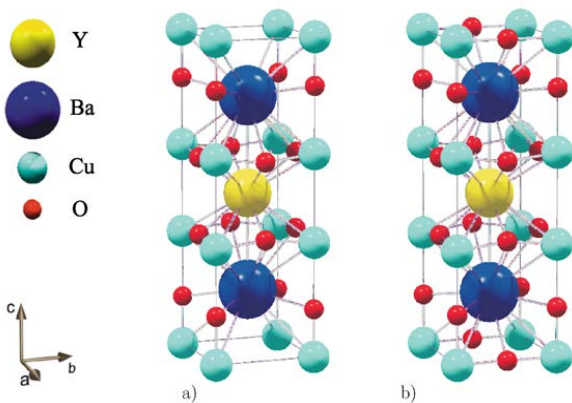


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Кристаллическая решетка соединения  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [66].

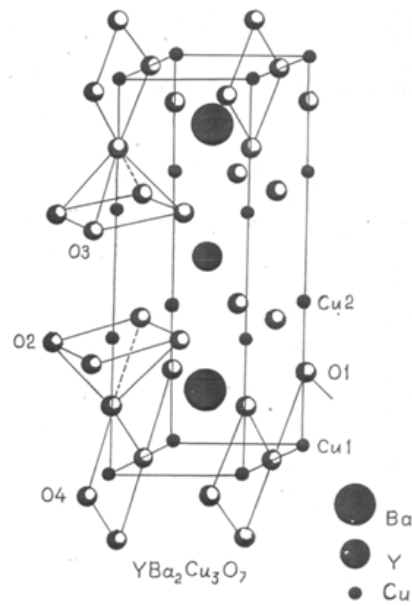


Рис. 2. Кристаллическая решетка соединения  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [67].

имеют координационное число по кислороду равное двум. Таким образом, заселенность кислородных позиций в базисных плоскостях определяет кислородную нестехиометрию  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [31,32,67] (рис. 1 и 2).

Фактически элементарная ячейка  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $YBCO$ ) ( $V_{cell} \approx 1,74 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$ ) представляет собой структурную «этажерку», в состав которой входят семь плоскостей [31,32,67]: две плоскости  $CuO_2$ ; две плоскости  $BaO$  с атомом Ва, расположенным в центре плоскости; две цепочечные плоскости  $CuO$  и иттриевый Y-слой. Как уже отмечалось, проводимость осуществляется главным образом плоскостями  $CuO_2$ . Роль цепочек сводится к обеспечению плоскостей  $CuO_2$  носителями заряда, а Y-слой фактически обеспечивает анизотропное движение носителей заряда в такой системе [31]. Плоскости  $CuO_2$  зеркально симметричны относительно плоскостей  $BaO$ , однако из-за наличия цепочечных плоскостей  $CuO$  и их незначительного продольного изгиба парная инвариантность в плоскостях  $CuO_2$  несколько нарушена. Аналогичное нарушение зарядовой симметрии имеет место и в других ВТСП системах, содержащих плоскости  $CuO_2$ , например в  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$  ( $BiSCCO$ ), что, в принципе, может лимитировать увеличение  $T_c$  при увеличении числа плоскостей  $CuO_2$  в ВТСП системе [31,32,68].

Основу электронной конфигурации купратов составляют проводящие плоскости  $CuO_2$ , расположенные рядом с Y-слоем (рис. 1 и 2), которые, собственно, и определяют квазидвумерность электронных свойств ВТСП. Другая составляющая электронной структуры купратов — одномерные цепочки O–Cu–O. В ВТСП системах всегда имеется плоскость  $CuO_2$ , а вот цепочки O–Cu–O могут отсутствовать, как, например, в соединении  $La_2CuO_4$  [31,68]. Другая известная ВТСП структура,

в которой также отсутствуют цепочки O–Cu–O, но имеются плоскости CuO<sub>2</sub>, — это Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>Ca<sub>n-1</sub>Cu<sub>n</sub>O<sub>2n+4</sub> [31]. Купратные слои в Bi-соединениях образуют некие стопки (пакеты) по *n* слоев CuO<sub>2</sub>. Внутри такого пакета имеет место сильное джозефсоновское взаимодействие между плоскостями CuO<sub>2</sub>, что, в частности, находит отражение в туннельных экспериментах [69,70].

Большая часть наших экспериментов выполнена на монокристаллах YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> и Y<sub>1-x</sub>Pr<sub>x</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> (YPrBCO). Поэтому основное внимание уделим рассмотрению структуры YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>, которая совмещает все особенности медно-оксидных купратов и является одной из наиболее сложных и лабильных среди ВТСП систем [31,32,68,71].

В основном состоянии (рис. 1 и 2) (кислородный индекс 7-δ < 6,4) все купраты, в том числе и YBCO, представляют собой моттовский диэлектрик с дальним антиферромагнитным (АФ) порядком, в котором спины электронов *S* = 1/2 локализованы на ионах меди Cu<sup>2+</sup> [71] (рис. 3). Диэлектрическое состояние — следствие сильных электронных (хаббардовских) корреляций. Сильное кулоновское отталкивание *U<sub>dd</sub>* на центрах Cu<sup>3+</sup> приводит к тому, что энергетическая зона Cu<sub>*x*<sup>2-</sup>-*y*<sup>2</sup></sub> расщепляется на нижнюю (ЛНВ) и верхнюю (УНВ) хаббардовские зоны, разделенные энергетической (хаббардовской) щелью *E<sub>g</sub>* = 1,5–2 эВ [72]. В рамках однозонной модели Хаббарда [72–74] ЛНВ полностью заполнена, а УНВ является свободной зоной. В YBCO реализуется уникальная близость *d*-состояний меди и *p*-состояний кислорода [32,68]. В результате зонная структура купратных ВТСП определяется сильно коррелированным движением электронов по *d*-орбиталам меди, взаимодействующим с *p*-орбиталами

кислорода. Однако следует подчеркнуть, что описание диэлектрического состояния YBCO в терминах Cu 3*d<sub>x<sup>2</sup>-y<sup>2</sup></sub>* и O 2*pσ*-орбиталей нельзя считать полностью корректным, поскольку имеет место их сильная гибридизация [71,75].

В отличие от La<sub>2-x</sub>(Sr,Ba)<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub> носители заряда в YBCO возникают в результате интеркаляции кислорода [31,32,68,71]. Процесс допирования начинается с заполнения вакантных мест в цепочках базового слоя CuO<sub>*x*</sub>, в которых в начальный момент кислород отсутствует (рис. 1(a)). Эта стадия допирования ((7-*y*) < 6,2) не затрагивает активную плоскость CuO<sub>2</sub>. Внедряясь, кислород притягивает два электрона от соседних ионов Cu<sup>+</sup> и образуется O<sup>2-</sup>. Медь в цепочках имеет переменную валентность в зависимости от числа ближайших кислородных соседей. По мере допирования в CuO<sub>*x*</sub> возникает ситуация, когда кислород не находит позиции с двумя соседними ионами Cu<sup>+</sup>. В этом случае необходимый электрон берется из соседней активной плоскости CuO<sub>2</sub>, что, в конечном итоге, и приводит к дырочной проводимости в YBCO. Таким образом, химическое допирование сопровождается перетеканием заряда между CuO<sub>2</sub> и цепочками CuO<sub>*x*</sub>, выступающими как резервуар захваченных электронов. Возможность перераспределения заряда между разделенными в пространстве квазинезависимыми структурами элементарной ячейки является одной из основополагающих концепций физики ВТСП [31,75,76]. На этой стадии допирования цепочки по большей части являются разорванными, имея минимальную длину *l*<sub>0</sub> ≈ 4 Å для конфигурации Cu<sup>2+</sup>-O<sup>2-</sup>-Cu<sup>2+</sup>. Существенно, что при *T* = 300 К и 7-*y* ≈ 6,25 в структуре YBCO начинается переход от тетрафазы к ортофазам [31,32]. Отметим, что в ортофазе O1' число вакансий остается еще столь большим, что, несмотря на частичное ортоупорядочение кислорода вдоль *b*-оси, система по-прежнему остается диэлектриком даже при низких температурах. Один из вариантов фазовой диаграммы купратов показан на рис. 3 на примере La<sub>2-x</sub>(Sr,Ba)<sub>x</sub>CuO<sub>4</sub>, где по оси абсцисс отложена плотность носителей заряда на атом Cu.

При 7-*y* ≥ 6,4 и плотности носителей заряда на атом меди *n*<sub>0</sub> ~ 0,05 происходит переход диэлектрик–металл и YBCO приобретает металлическую проводимость, одновременно становясь сверхпроводником [71]. Между АФ диэлектриком и сверхпроводящей областью имеется область спинового стекла, в которой сохраняется, хоть и ослабленное, дальнедействующее АФ взаимодействие.

При увеличении содержания кислорода уменьшается аксиальное расстояние между планарной медью и апексным кислородом Cu(2)–O(4) [31,32,76]. Особенно резко это происходит на переходе диэлектрик–металл, обеспечивая эффективность переноса электрона из CuO<sub>2</sub> в CuO<sub>*x*</sub>, т.е. процесс допирования CuO<sub>2</sub> дырками.

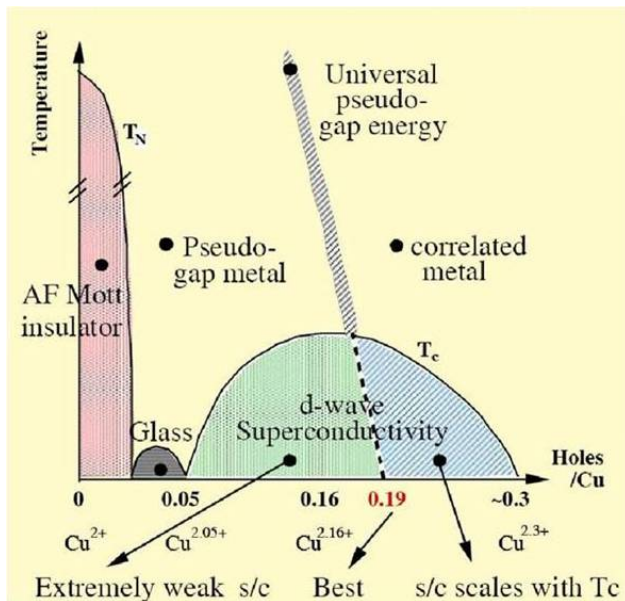


Рис. 3. Вариант фазовой диаграммы ВТСП купратов согласно [77].

Одновременно с сокращением длины Cu(2)–O(4) при допировании увеличивается валентность меди от  $\text{Cu}^{+2,1}$  ( $7-y \approx 6,2$ ) до  $\text{Cu}^{+2,2}$  ( $7-y \approx 7$ ) [31] (рис. 3). Это говорит о том, что первоначально дырки в активной плоскости  $\text{CuO}_2$  возникают в медной подсистеме. В результате YBCO переходит в орто-II фазу с чередующимися заполненными  $\alpha_1$ - и пустыми  $\alpha_2$ -цепочками [31,32]. При этом планарная проводимость становится металлической, тогда как поперечная проводимость вдоль  $c$ -оси имеет активационную зависимость от  $T$ . Число носителей заряда (дырок) все еще относительно невелико ( $n_0 \approx 0,1$ ). При этом только  $\sim 1/3$  всех дырок находится в цепочечном  $\text{CuO}_x$ -слое. Остальные  $2/3$  дырок приходятся на две плоскости  $\text{CuO}_2$ . При  $7-y \geq 6,65$  начинают заполняться свободные  $\alpha_2$ -цепочки и  $T_c$  продолжает расти. Одновременно быстро увеличивается и плотность носителей заряда  $n_f$ . При оптимальном допировании (ОД) (орто-I фаза) ( $7-y \approx 6,9$ ,  $T_c \approx 90$  К)  $n_0 \sim 0,16$  (рис. 3), 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 и достигает в орто-I фазе значений  $\sigma_{ab} \approx 10^4 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ , а поперечная проводимость демонстрирует тенденцию к металлизации [68,78].

Режим, в который переходит YBCO при  $7-y > 6,95$  ( $n_0 > 0,16$ ), условно можно назвать передопированным («overdoped» режим) [79]. В YBCO этот режим достигается путем дополнительного допирования стронцием [4,80]. В этом режиме фактически все цепочки  $\text{CuO}_x$ -слоя являются заполненными, и система *трехмеризуется*. Признаками трехмеризации YBCO при увеличении  $n_f$  можно считать сокращение расстояния между  $\text{CuO}_2$  и апексным кислородом от 2,47 Å при  $7-y = 6$  до 2,3 Å при  $7-y = 7$ , а также появление в области частот  $< 1000 \text{ см}^{-1}$  когерентной (друдевской) составляющей для поперечной составляющей оптической проводимости, которая отслеживается в ИК оптических экспериментах с сильно допированными образцами [75]. При этом  $\sigma_{\perp}(T)$  имеет уже хорошо выраженный металлический ход [78], однако  $T_c$  уменьшается. При увеличении числа носителей заряда кардинальным образом видоизменяется и зонная структура YBCO. В «overdoped» режиме ВТСП система становится обычным некоррелированным металлом, и хаббардовская щель вместе с корреляционным А-максимумом исчезает [75].

Следует еще раз подчеркнуть, что при появлении даже небольшого числа дырок дальний АФ порядок в ВТСП системах быстро исчезает. Это объясняется тем, что дырки, которые в основном внедряются в кислородные  $2p$ -орбитали, исключительно эффективно разрушают обменное взаимодействие между спинами меди [71,81]. Однако несмотря на потерю дальнего АФ порядка, сильные спиновые корреляции в ВТСП сохраняются вплоть до весьма высоких уровней допиро-

вания, что следует, в частности, из экспериментов по нейтронному рассеянию [82]. Это объясняется тем, что в металлической 2D-фазе все еще сохраняется значительный вклад кулоновских корреляций. Именно эти корреляции, хотя и ослабленные, рассматриваются в качестве 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 [45,75,83], а фазовая диаграмма купратных ВТСП имеет вид, показанный на рис. 3. Все изложенное выше лишней раз подтверждает сложность электронной и зонной структуры ВТСП, в частности YBCO, и их зависимость от уровня допирования. Следует также иметь в виду, что разного рода структурные дефекты могут существенным образом влиять на поведение ВТСП.

### 1.2.2. Структурные дефекты различной морфологии в соединениях системы 1-2-3

В беспримесных монокристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , в зависимости от дефицита кислорода и технологии синтеза, могут наблюдаться следующие дефекты структуры: точечные дефекты типа вакансий кислорода, которые формируются в плоскостях  $\text{CuO}$ , планарные дефекты типа (001), границы двойников, дислокации и так называемые  $2\sqrt{2} \times 2\sqrt{2}$  структуры [84], наблюдаемые при дефиците кислорода  $\delta = 6,8-6,9$ .

Плоскими дефектами являются плоскости двойникования, которые образуются при «тетра-ортопереходе» и минимизируют упругую энергию кристалла [85]. Границы двойников представляют собой плоскости, имеющие тетрагональную структуру как результат присутствия слоев, содержащих вакансии кислорода, расположенные вдоль границы двойника [86,87] (рис. 4). Электронно-микроскопические исследования показали [87], что на начальной стадии тетра-ортоперехода образуются зародыши доменов, в которых формируются

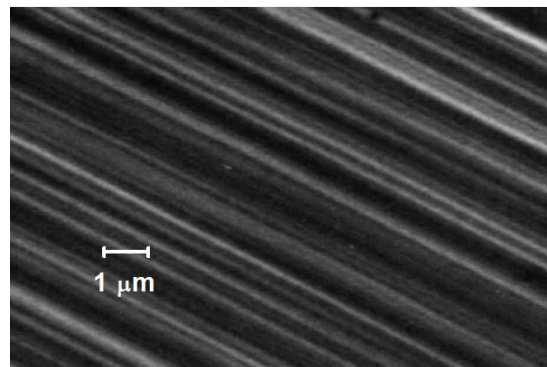


Рис. 4. Снимок участка монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с однонаправленными двойниками [85].

два семейства когерентных поверхностей раздела: (110) и  $(\bar{1}10)$ . Это может служить причиной образования структуры типа «твид» при перекрытии близких микродвойников [87]. Период такой структуры зависит от содержания кислорода и может быть стимулирован при допировании трехвалентным металлом, в частности алюминием [87,88]. На начальной стадии образования микродоменов формирование ДГ происходит вследствие диффузии структурных вакансий в CuO-слоях. Распространение ДГ осуществляется посредством движения двойниковых дислокаций, управляемых напряжениями.

Линейные дефекты (дислокации), скорее, характерны для эпитаксиальных пленок и текстурированных образцов. Источником этого типа дефектов могут служить дислокации несоответствия, порождаемые границей раздела пленка–подложка в пленочных образцах, и дислокации несоответствия, возникающие на границе раздела фаз  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$  в текстурированных плавленых образцах. Плотность дислокаций в пленках может достигать значений около  $1,4 \cdot 10^8/\text{см}^2$  [89].

Высокая плотность дислокаций в монокристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  может быть получена при выращивании кристаллов в процессе протекания перитектической реакции [90,91], что, вероятно, связано с наличием мелких включений фазы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$ . В кристаллах, выращиваемых раствор-расплавным методом, плотность дислокаций составляет около  $5 \cdot 10^3/\text{см}^2$  [92]. Отметим, что плотность дислокаций может быть увеличена при термомеханической обработке материалов [93].

Точечные дефекты (вакансии кислорода) присутствуют во всех образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , что связано с нестехиометрическим содержанием кислорода. При этом коэффициент заполнения близок к единице для всех кислородных позиций, за исключением CuO(1) (рис. 1(б) и 2). В зависимости от содержания кислорода возможно образование сверхструктур при периодичном распределении вакансий кислорода. В этом случае плотность кислородных вакансий относительно велика и при  $\delta = 0,03$  составляет около  $10^{26}/\text{м}^3$ .

В литературе имеются сообщения о систематическом дефиците меди в плоскостях CuO, который может достигать значений 0,09 в соединениях YBCO [94]. Точечные дефекты также могут быть получены при легировании. Как правило, легирующие элементы (за исключением редкоземельных элементов и Sr) внедряются в позиции Cu(1) [95]. Ионы же редкоземельных элементов и К замещают атомы иттрия, а Sr внедряется в позиции атомов Ba.

Дополнительные дефекты могут быть получены при облучении [96,97]. В зависимости от типа частиц и их энергии могут быть созданы как точечные, так и линейные дефекты (треки тяжелых частиц с высокой энергией) [98], однако этот вопрос выходит за рамки данного обзора.

### 1.2.3. Влияние структурных дефектов на транспортные свойства ВТСП

Очевидно, что транспортные свойства ВТСП материалов будут существенно зависеть от дефектности структуры, а также от содержания кислорода [99] и примесей [100,101]. Удельное электросопротивление монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с содержанием кислорода, близким к стехиометрическому, при комнатной температуре составляет  $\rho_{ab}(300 \text{ K}) \approx 200$  мкОм·см в  $ab$ -плоскости и  $\rho_c(300 \text{ K}) \approx 10$  мОм·см вдоль оси  $c$  [37,102]. В совершенных монокристаллах электропроводность квазиметаллическая во всех кристаллографических направлениях [103–105]. Однако даже незначительное отклонение от стехиометрии,  $\delta \leq 0,1$ , приводит к квазиполупроводниковой зависимости  $\rho_c(T)$  при сохранении квазиметаллического характера зависимости  $\rho_{ab}(T)$  [77,106]. Дальнейшее уменьшение содержания кислорода приводит к уменьшению плотности носителей заряда, тепло- и электропроводности сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , а при дефиците кислорода  $\delta \geq 0,6$  наблюдается, как отмечено выше, переход металл–изолятор [107]. Легирование монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  металлическими элементами, за исключением оговоренных выше случаев, приводит к замещению атомов меди в плоскостях CuO<sub>2</sub>. При этом данные о степени влияния такой замены в значительной мере противоречивы. Например, в работе [108] сообщается, что, по данным разных авторов, рост величины  $\rho_{ab}$  в кристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_7$  при  $z = 0,1$  может быть менее 10% либо она может увеличиваться в два раза при той же концентрации Al. Причиной такого расхождения, вероятно, является неоднородное распределение Al по объему кристаллов, поскольку при выращивании монокристаллов в корундовых тиглях внедрение Al происходит неконтролируемым образом. В частности, о неоднородном распределении Al свидетельствуют широкие переходы в сверхпроводящее состояние с  $\Delta T_c \approx 2$  К. Имеется также существенный разброс и в параметрах сверхпроводящего состояния. Тогда как легирование  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при замещении иттрия ионами редкоземельных элементов практически не изменяет транспортные характеристики нормального и сверхпроводящего состояний [109,110].

Исключение составляет замена атомов иттрия на празеодим Pr, который имеет собственный магнитный момент  $\mu_{\text{Pr}} = 3,56 \mu_B$  и  $\mu_{\text{eff}} \sim 2 \mu_B$  в PrBCO. В области концентраций  $y \leq 0,05$  в сверхпроводнике  $\text{Y}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YPrBCO) плотность носителей заряда  $n_f$  и  $\rho_{ab}$  слабо зависят от концентрации Pr [111,112]. При  $y > 0,2$  наблюдается резкое уменьшение  $n_f$ , а при  $y > 0,3$  температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho(T)$  приобретает полупроводниковый характер. Одновременно  $T_c$  быстро уменьшается [113]. В конечном итоге  $\text{Y}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  становится изо-



лятором при  $y > 0,7$  [111]. Такое поведение возникает в результате формирования энергетической зоны Ференбахера–Райса (ФР) за счет образования сильно гибридизированного состояния  $4f\text{-Pr}-2p\pi\text{-O}$  (PrIV). Увеличение сопротивления и снижение  $T_c$  — следствие уменьшения числа свободных носителей заряда в плоскостях  $\text{CuO}_2$ , которые локализуются в ФР зоне [114]. Расчеты, выполненные в рамках теории ФР с учетом  $p$ - $f$ -гибридизации [115], показали, что уменьшение плотности носителей заряда  $n_f$  в YPrBCO при увеличении концентрации Pr происходит в результате перехода дырок из зоны  $pd\sigma$  плоскостей  $\text{CuO}_2$  в зону ФР. Этот процесс мало влияет на цепочки  $\text{CuO}$ , число дырок в которых остается практически постоянным [113,116]. Как следствие, концентрация кислорода в YPrBCO также остается постоянной. Таким образом, исследование YPrBCO позволяет изучать изменение свойств ВТСП непосредственно при изменении  $n_f$ .

Следует также отметить, что свойства монокристаллов PrBCO существенно зависят от способа их изготовления. При использовании стандартных методов выращивания монокристаллов ВТСП из расплавов, таких как спонтанная кристаллизация из растворов в расплаве, метода Бриджмена, метода зонной плавки и методов Киропуолоса и Чохральского, PrBCO, как отмечено выше, представляет собой диэлектрик, хотя и изоструктурный YBCO. Однако если использовать метод плавающей зоны при пониженном парциальном давлении кислорода (traveling-solvent floating-zone (TSFZ) method), то можно получить сверхпроводящие кристаллы Pr123 с  $T_c > 100$  К под давлением  $\sim 8$  ГПа [117]. Наиболее вероятно, это происходит в результате заметного изменения структурных параметров монокристалла, что в свою очередь приводит к экранировке собственного магнитного момента Pr [117].

Как уже отмечалось, в монокристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  имеются плоские дефекты — границы двойников (рис. 4). Влияние этих дефектов на транспортные свойства в нормальном состоянии исследовали в работах [118,119], в которых было показано, что двойники являются эффективными центрами рассеяния носителей заряда. Согласно [118], длина свободного пробега электронов в монокристаллах  $l$  оценивается равной  $\sim 0,1$  мкм, что на порядок меньше междвойникового расстояния. Поэтому максимальное увеличение  $\rho(T)$  за счет рассеяния может составить 10%. Приблизительно такое увеличение сопротивления наблюдали при протекании тока поперек двойников, по сравнению с сопротивлением при протекании тока вдоль двойников [85,119] (рис. 4). Следует также отметить, что ДГ, являясь дополнительными источниками анизотропии и мощными центрами пиннинга, могут оказывать значительное влияние на магниторезистивные свойства (пиннинг и динамику магнитного потока), а также на величину критического тока в ВТСП материалах.

Следует подчеркнуть, что внешнее давление существенно образом влияет на кристаллическую структуру ВТСП [120,121], заметно меняя распределение дефектов в образце. Различные аспекты такого влияния рассмотрены в разд. 4.

## 2. Нормальная и избыточная проводимость ВТСП соединений $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с различной морфологией дефектной структуры

### 2.1. Свойства систем с малой плотностью носителей заряда

Возвращаясь к фазовой диаграмме купратов (рис. 3), следует еще раз подчеркнуть, что одно из основных отличий ВТСП от обычных металлов — пониженная плотность носителей заряда  $n_f$ , которая даже при оптимальном допировании примерно на порядок меньше. Только в сильно передопированном режиме  $n_f$  настолько велика, что возникает необходимость учета электрон-электронного взаимодействия (ЭЭВ), и поведение системы становится ферми-жидкостным (ФЖ) [61,71,122]. Можно считать вполне установленным, что именно усиление ЭЭВ приводит к типичной для ФЖ зависимости  $\rho \sim T^2$ , наблюдаемой в купратах в «overdoped» режиме [72,106,123], в отличие от линейной зависимости  $\rho \sim T$ , характерной для нормального состояния купратов с оптимальным и пониженным уровнем допирования [7,61] (рис. 5). Однако следует подчеркнуть, что ПЩ наблюдается именно в системах с пониженной  $n_f$  (рис. 3), свойства которых весьма специфические [61,124,125].

#### 2.1.1. БЭК–БКШ переход в ВТСП и модель локальных пар

В классической теории сверхпроводимости считается, что химический потенциал  $\mu = \varepsilon_F$  ( $\varepsilon_F$  — энергия Ферми) и фактически ни от чего не зависит, что оказывается справедливым лишь в пределе высокой плотности фермионов, характерной для обычных сверхпро-

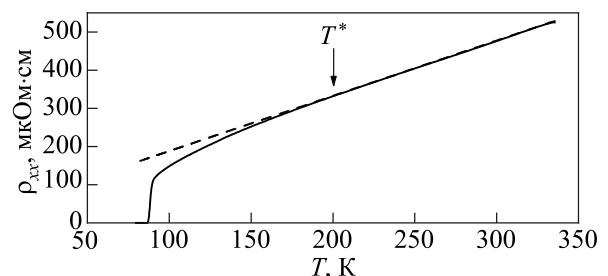


Рис. 5. Температурная зависимость удельного сопротивления, измеряемого в плоскости  $ab$ , пленки YBCO с  $T_c = 87,4$  К (образец F1, сплошная линия). Пунктир — зависимость  $\rho_N(T) = \alpha T + b$ , экстраполированная в область низких температур [61].

водников [21]. В системах с малой плотностью носителей  $\mu$  становится функцией  $n_f$ ,  $T$  и энергии связанного состояния двух фермионов  $\varepsilon_b = -(m\xi_b^2)^{-1}$ , где  $m$  — масса фермионов с квадратичным законом дисперсии  $\varepsilon(k) \sim k^2$  и  $\xi_b$  — длина когерентности (длина рассеяния в  $s$ -канале). Таким образом,  $\varepsilon_b$  становится существенным физическим параметром взаимодействующей ферми-системы и определяет количественный критерий плотной  $\varepsilon_F \gg |\varepsilon_b|$  ( $\mu = \varepsilon_F$  — классическая «слабая» сверхпроводимость) или «разбавленной»  $\varepsilon_F \ll |\varepsilon_b|$  ( $\mu = -|\varepsilon_b|/2$  — ВТСП системы с сильной связью) ферми-жидкости [126–129]. Следует подчеркнуть, что в системах с пониженной  $n_f$  поведение квазичастиц в области высоких температур вблизи  $T^*$  может быть описано в рамках бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК), тогда как в СП состоянии работает теория БКШ [3,5,7,9]. Таким образом, теория предсказывает изменение свойств ВТСП не только при изменении плотности носителей заряда при допировании, но и переход БЭК–БКШ при уменьшении температуры в системах с заданной  $n_f$  [126,129–131], который происходит при  $T^* > T_{\text{pair}} > T_c$ . Эту ситуацию иллюстрирует рис. 6 из работы [131].

Видно (кривые 3–5), что при уменьшении  $T$  происходит переход от режима БЭК ( $\mu/|\varepsilon_b| < 0$ ) к режиму БКШ, температура которого,  $T_{\text{pair}}$ , возрастает с ростом  $n_f$ . Причем при очень малой  $n_f$  (кривая 3) возможен возвратный переход к БЭК, но уже ниже  $T_c$ .

Мы разделяем точку зрения, что псевдощель возникает в результате формирования локальных пар ниже  $T^*$  [3,37,40]. Причем предполагается, что при  $T \leq T^*$  ЛП существуют в виде сильносвязанных бозонов (ССБ) [3,7,126–129]. ССБ — это невзаимодейст-

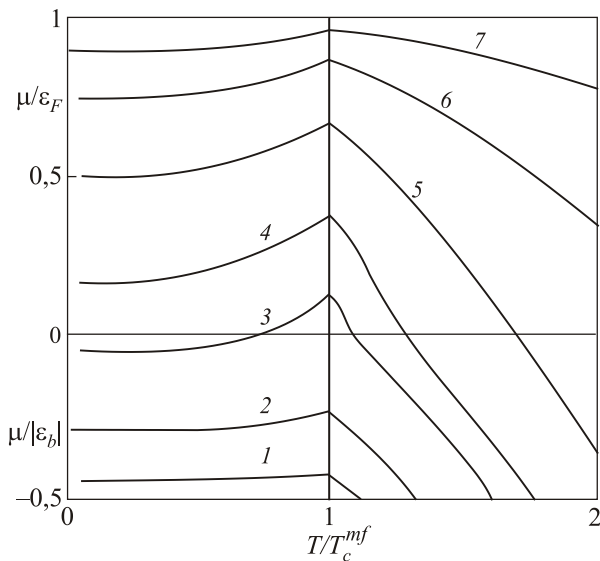


Рис. 6. Зависимости  $\mu(T)$  для различных  $\varepsilon_F/\varepsilon_b$ : 0,05 — предел БЭК (1); 0,2 (2); 0,45 (3); 0,6 (4); 1 (5); 2 (6); 5 (7),  $\geq 10$  — предел БКШ (верхняя кривая) [131].

вующие между собой очень маленькие ( $l \sim \xi_{ab}$ ) пары с исключительно сильной связью  $\varepsilon_b \sim \xi_{ab}^{-2}$ , которая не разрушается тепловыми флуктуациями. Здесь  $\xi_{ab} = \xi_{ab}(0)(T/T_c - 1)^{-1/2}$  — длина когерентности в плоскости  $ab$ , величина которой очень мала:  $\xi_{ab}(0) = \xi_{ab}(T^*) \sim 5 \text{ \AA}$  для ОД YBCO и  $\xi_{ab}(T^*) \sim 15 \text{ \AA}$  для слабодопированных YBCO [61,132,133]. Предполагается, что именно малое значение  $\xi_{ab}(T^*)$  обеспечивает возможность спаривания в ВТСП при столь высоких температурах. Для сравнения у алюминия  $\xi_{ab}(0) \sim 16000 \text{ \AA}$ . Соответственно связь в такой паре исключительно мала, и пары в Al разрушаются уже при  $T_c \sim 1 \text{ K}$  [21].

В рамках ЛП модели удается вполне логично объяснить практически все явления, наблюдаемые в ВТСП при  $T \leq T^*$ . Так, уменьшение  $\rho(T)$  объясняется тем, что ССБ могут переносить ток без диссипации. Уменьшение DOS [19,20] и рост коэффициента Холла  $R_H \sim 1/(en_f)$  [134,135] можно объяснить очевидным уменьшением плотности нормальных носителей заряда  $n_f$  в результате формирования ССБ. Также следует отметить, что, согласно теории [126–129], стабильные сильносвязанные бозоны, подчиняющиеся БЭК, могут реализоваться лишь в системах с малой  $n_f$ . В «overdoped» режиме нет ССБ и, как результат, нет ПЩ (рис. 3). Однако вопрос о том, что представляют собой локальные пары в состоянии ССБ, т.е. в интервале температур от  $T^*$  до  $T_{\text{pair}}$ , остается открытым. Согласно различным моделям, это могут быть экситоны [36,136], поляроны [48], биполяроны [48,137,138], волны зарядовой [139] или спиновой [45,49] плотности, флуктуирующие антиферромагнитные кластеры [140], гипотетические холлоны-спиноны, вводимые RVB моделью [13,16,21,39], или просто связанные в пару электроны — некий аналог куперовской пары, но с исключительно сильной связью [30,37,46,141]. Однако невзаимодействующие ССБ не могут сконденсироваться в СП состояние по определению. Поэтому теория предполагает, что при  $T \leq T_{\text{pair}} \sim 130 \text{ K}$  (для YBCO) эти образования трансформируются во флуктуационные (но не когерентные) куперовские пары (ФКП), когерентное поведение которых быстро усиливается по мере приближения к  $T_c$  [3,41,42,70,125]. Такое поведение является специфическим свойством купратов, как следствие исключительно малой длины когерентности в ВТСП, которая, однако, быстро возрастает при уменьшении  $T$  [3,5,7,9,126–129]. Температура БЭК–БКШ перехода,  $T_{\text{pair}}$ , четко наблюдается в ряде экспериментов [61,142,143]. Однако детали такого перехода также до конца не ясны.

Наши расчеты показывают, что в хорошо структурированных пленках YBCO с различной  $n_f$  и, как следствие, с  $T_c$  от 87,4 до 54,2 К,  $T_{\text{pair}} \approx 133 \text{ K}$ , т.е. не зависит от уровня допирования [7,61,62]. Более того, для всех образцов этой температуре отвечает  $\xi_{ab}(T_{\text{pair}}) \sim 18 \text{ \AA}$ . Таким образом, когда размер пар  $\xi_{ab}(T) < 18 \text{ \AA}$ ,

ЛП ведут себя как ССБ. При  $\xi_{ab}(T) > 18 \text{ \AA}$  ЛП начинают перекрываться и трансформируются в ФКП [3,7]. При дальнейшем уменьшении температуры и увеличении  $\xi_{ab}(T)$  в ВТСП наблюдается еще один нетривиальный эффект. Ниже  $T_{01}$  ( $\approx 115 \text{ K}$  для YBCO и  $\approx 130 \text{ K}$  для Bi2212 [125]) реализуется область сверхпроводящих флуктуаций, в которой, как будет показано ниже, избыточная проводимость (уравнение (1)) подчиняется классическим флуктуационным теориям 3D Асламазова–Ларкина [144] и 2D Маки–Томпсона [145]. Это означает, что ниже  $T_{01}$  сохраняется предсказываемая теорией [40] жесткость фазы параметра порядка сверхпроводника, а следовательно, и сверхтекучая плотность  $n_s$ , что подтверждается экспериментом [41,42]. Это означает, что в интервале температур от  $T_c$  до  $T_{01}$  ЛП в значительной степени ведут себя как сверхпроводящие, но некогерентные пары (short-range phase correlations) [3,8,9,40–42]. Это приводит к специфическому поведению купратов, когда СП щель в  $T_c$  не обращается в нуль, как это следует из теории БКШ [21], а переходит в ПЩ [70,125]. Схематично это показано на рис. 7 [146]. Видно, что при уменьшении  $n_f$  (увеличении ПЩ и параметра  $\alpha$ ) зависимость  $\Delta(T)/\Delta(0)$  все дальше отклоняется от классической зависимости БКШ (сплошная кривая с  $\alpha = 0$ ) и не обращается в нуль при  $T = T_c$ , что совершенно необъяснимо с точки зрения классической сверхпроводимости.

На рис. 8 показан подтверждающий это результат эксперимента, в котором изучался внутренний туннельный эффект при пропускании тока поперек структуры, состоящей из 10 слоев Bi2223 [70]. Точки отвечают туннельным максимумам на зависимостях  $dI/dV(V)$ , полученных при разных  $T$ . Видно, что СП щель  $\Delta$  не обращается в нуль в  $T_c$ , а достаточно плавно переходит в ПЩ. Кроме того, видно, что, как и предсказывает теория [3,146],  $\Delta^*(T_c) = \Delta(0)$  для всех трех изученных образцов. Также видно, что особенности

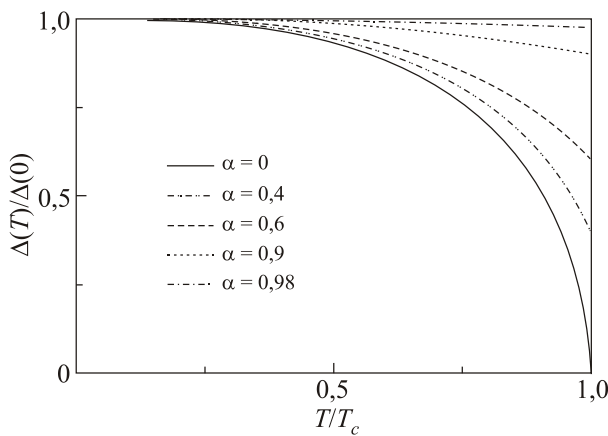


Рис. 7. Зависимости  $\Delta(T)/\Delta(0)$  от  $T/T_c$  при разных значениях ПЩ параметра  $\alpha$ .  $\alpha = 0$  соответствует пределу БКШ,  $\alpha = 0,98$  — пределу БЭК [146].

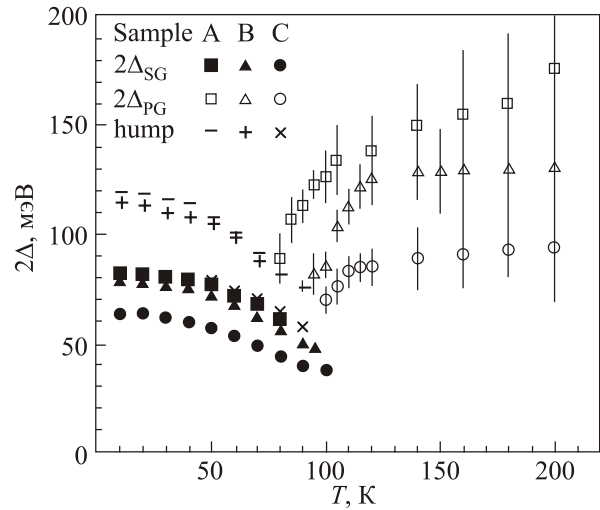


Рис. 8. СП щель  $2\Delta_{SG}$  и псевдощель  $2\Delta_{PG}$  в Bi2223 как функция  $T$ : А (■, □) — слабодопированный ( $T_c = 82 \text{ K}$ ), В (▲, △) — ОД ( $T_c = 96 \text{ K}$ ) и С (●, ○) — «overdoped» ( $T_c = 105 \text{ K}$ ) образцы. Дополнительные обозначения соответствуют размытым максимумам, наблюдавшимся в СП состоянии при больших  $V$  и пока не нашедшим объяснения [70].

туннельных спектров хорошо наблюдаются лишь до  $T_{\text{pair}} \sim 150 \text{ K}$ , до которой между парами еще сохраняется короткодействующее корреляционное взаимодействие [70,125,147]. Выше  $150 \text{ K}$  туннельные максимумы полностью размыты [70], так как какое-либо корреляционное взаимодействие в системе ССБ полностью отсутствует [3,7,125–129].

Следует также отметить, что в туннельных экспериментах переход из СП в ПЩ режим всегда происходит плавно [69,70]. Такой же результат дают и измерения ARPES, например, для монокристалла  $(\text{BiPb})_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$  ( $\text{Pb-Bi2201}$  с  $T_c \sim 21 \text{ K}$ ) в антинодальном направлении ( $\varphi = 0^\circ$ ) зоны Бриллюэна [148]. Однако, как показывают более поздние результаты как этой [149], так и других групп [150,151], в системах BiSCCO имеется набор углов  $\varphi \sim (45\text{--}35)^\circ$ , в котором в ПЩ состоянии сигнал ARPES равен нулю. Это так называемые арки Ферми [150,151] (и ссылки в них), которые, правда, пока не наблюдались в системах YBCO [5].

### 2.1.2. Флуктуационная проводимость и 2D–3D кроссовер в ВТСП

Какое бы свойство ВТСП купратов не измерялось, будь то удельное сопротивление, коэффициент Холла, сдвиг Найта — сдвиг частоты при ядерном магнитном резонансе, все они заметно меняются при переходе через температуру открытия псевдощели (ПЩ)  $T^* \gg T_c$  [5,7,124]. В резистивных измерениях ПЩ проявляется как отклонение измеряемого в плоскости  $ab$  сопро-

тивления  $\rho_{ab}(T) = \rho(T)$  от линейной при высоких  $T$  зависимости в сторону меньших значений (рис. 5). Это приводит к возникновению избыточной проводимости  $\Delta\sigma(T) = \sigma(T) - \sigma_N(T) = [1/\rho(T)] - [1/\rho_N(T)]$ , или

$$\Delta\sigma(T) = [\rho_N(T) - \rho(T)]/[\rho(T)\rho_N(T)], \quad (1)$$

где  $\rho_N(T) = \alpha T + b$  — сопротивление образца в нормальном состоянии, экстраполированное в область низких температур [143,152,153]. Согласно теоретической модели nearly antiferromagnetic Fermi liquid (NAFL) [45], линейная зависимость  $\rho(T)$  выше  $T^*$  отвечает нормальному состоянию ВТСП, которое характеризуется стабильностью поверхности Ферми [4,8,45].

Согласно современным представлениям [5–7], малое значение длины когерентности и квазислоистая структура ВТСП приводят к возникновению широкой флуктуационной области на зависимостях  $\rho(T)$  вблизи  $T_c$ , где  $\Delta\sigma(T)$  подчиняется классическим флуктуационным теориям [144,145,154–156] (и ссылки в них). При этом изменение содержания кислорода, примесей и структурных дефектов существенным образом влияет на процессы формирования  $\Delta\sigma(T)$  и, соответственно, на реализацию различных режимов существования флуктуационной проводимости при температурах выше критической [6,50–52,61]. Согласно имеющимся к настоящему времени представлениям, область существования ФЛП можно условно разделить на три характерных температурных интервала, определяемых соотношением между длиной когерентности, перпендикулярной  $ab$ -плоскости  $\xi_c(T)$ , размером кристаллической ячейки вдоль  $c$ -оси  $d$  и расстоянием между проводящими слоями  $\text{CuO}_2$  в ВТСП  $d_{01}$ :

- 1) узкий участок в непосредственной близости к  $T_c$  — так называемый режим «beyond 3D» [50–52,61];
- 2)  $\xi_c(T) > d$  — область 3D флуктуаций (более близкая к  $T_c$ );
- 3)  $d > \xi_c(T) > d_{01}$  — область 2D флуктуаций (наиболее отдаленная от  $T_c$ ).

Механизм возникновения первого режима остается до конца не выясненным. Предполагается, что он соответствует так называемому «спариванию первого уровня» [50–52]. 3D-область соответствует режиму, при котором  $\xi_c(T) > d$  и джозефсоновское взаимодействие между парами реализуется во всем объеме сверхпроводника. Считается [40–42], что в этой области основной вклад в ФЛП вносят куперовские пары, спонтанно возникающие при  $T > T_c$  в результате классического механизма флуктуационного спаривания Асламазова–Ларкина (АЛ) [144]. Согласно [144], этот вклад для ВТСП может быть записан как

$$\Delta\sigma_{3DAL}(T) = [e^2/32\hbar\xi_c(0)]\varepsilon^{-1/2}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon = (T - T_c^{mf})/T_c^{mf}$  — приведенная температура;  $T_c^{mf}$  — критическая температура в приближении сред-

него поля [6,61,152,153], которая отделяет область ФЛП от области критических флуктуаций или флуктуаций СП параметра порядка  $\Delta$  непосредственно рядом с  $T_c$  (где  $\Delta < k_B T$ ), не учтенных в теории Гинзбурга–Ландау [21]. Методика определения  $T_c^{mf}$  рассмотрена в разд. 4.2.2. Следует подчеркнуть, что  $\Delta\sigma_{3DAL}$  наблюдается во всех без исключения ВТСП, включая магнитные FeAs сверхпроводники [157], и практически не зависит от дефектности структуры образца.

Поскольку  $\xi_c(T) = \xi_c(0)\varepsilon^{-1/2}$  уменьшается с ростом  $T$ , область 3D ФЛП, где  $\xi_c(T) > d$ , наблюдается только до  $T \sim T_0$ , выше которой  $\xi_c(T) < d$  [156]. Однако в области температур  $T_0 < T < T_{01}$  она по-прежнему больше, чем расстояние  $d_{01} \sim 4 \text{ \AA}$  (для YBCO) [95] между внутренними проводящими плоскостями  $\text{CuO}_2$ . В результате  $\xi_c(T)$  все еще связывает внутренние плоскости джозефсоновским взаимодействием, и система находится в квазидвумерном (2D) состоянии [60,145,156]. В деталях ФЛП в реальных ВТСП вблизи  $T_c$  будет рассмотрена в разд. 4 и 5. Важное значение в этом случае приобретает учет степени неоднородности структуры образца. Вопрос о влиянии дефектности структуры на ФЛП режим в пленочных образцах соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  исследован в работах [50–52,61,158]. При этом было показано [7,60], что для образцов совершенной структуры доминирующий вклад в ФЛП в 2D-области вносит флуктуационный механизм Маки–Томпсона (МТ) [145], определяемый как результат взаимодействия флуктуационных пар с нормальными носителями заряда. Согласно теории Хиками–Ларкина (ХЛ) [145], развитой непосредственно для ВТСП, МТ вклад в ФЛП может быть представлен в виде

$$\Delta\sigma_{MT}(T, H) = \frac{e^2}{8\hbar d(1 - \alpha/\delta)} \ln \left\{ \frac{\delta(1 + \alpha + \sqrt{1 + 2\alpha})}{\alpha(1 + \delta + \sqrt{1 + 2\delta})} \right\} \varepsilon^{-1}. \quad (3)$$

Такой вклад определяется процессами распаривания в конкретном образце, т.е. зависит от времени жизни флуктуационных пар  $\tau_\phi$  [145]:

$$\tau_\phi \beta T = \pi \hbar / 8 k_B \varepsilon = A / \varepsilon, \quad (4)$$

где  $A = 2,988 \cdot 10^{-12} \text{ s} \cdot \text{K}$ . Множитель  $\beta = 1,203(l/\xi_{ab})$  (где  $l$  — длина свободного пробега,  $\xi_{ab}$  — длина когерентности в  $ab$ -плоскости) отвечает случаю чистого предела ( $l > \xi_{ab}$ ), который всегда реализуется в ВТСП [7,60].

При наличии в образце различных дефектов зависимость  $\Delta\sigma(T)$  определяется моделью Лоуренца–Дониаха (ЛД) [154], которая также является частным случаем теории ХЛ:

$$\Delta\sigma_{LD} = [e^2/(16\hbar d)](1 + 2\alpha)^{-1/2} \varepsilon^{-1}. \quad (5)$$

В уравнениях (3), (5)

$$\alpha = 2\xi_c^2(T)/d^2 = 2[\xi_c(0)/d]^2 \varepsilon^{-1} \quad (6)$$

— параметр связи, а

$$\delta = \beta(16/\pi\hbar) [\xi_c^2(0)/d^2] k_B T \tau_\phi \quad (7)$$

— параметр распаривания. ЛД модель хорошо описывает эксперимент в гранулированных пленках YBCO [153] и пленках с дефектами [158]. Соответственно, в хорошо структурированных ВТСП выше  $T_0 > T_c$   $\Delta\sigma(T)$  определяется 2D МТ вкладом (3). Таким образом, при  $T_0$  наблюдается 3D–2D (он же АЛ–МТ) кроссовер [145]. Очевидно, что при температуре кроссовера  $\xi_c(T_0) = \xi_c(0)\varepsilon_0^{-1/2} = d$ , что дает возможность определить [60,61]

$$\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0}. \quad (8)$$

Следует также отметить, что МТ вклад не наблюдается в BiSCCO [152]. В висмутовых ВТСП вблизи  $T_c$  ФЛП также описывается 3D АЛ вкладом, а выше  $T_0$  — 2D вкладом теории АЛ:

$$\Delta\sigma_{2DAL}(T) = [e^2/16\hbar d]\varepsilon^{-1}. \quad (9)$$

Таким образом, классическая флуктуационная теория АЛ и развитая для ВТСП теория ХЛ, основанные на представлении о существовании некогерентных ФКП в купратных ВТСП при  $T > T_c$ , хорошо описывают избыточную проводимость  $\Delta\sigma(T)$  только до температуры  $T_{01} \sim 15$  К выше  $T_c$ . Этот результат,  $T_{01}/T_c \approx 1,18$ , получен на хорошо структурированных двухслойных пленках YBCO–PrBCO [159]. Соответственно выше  $T_{01}$ , где  $\xi_c(T) < d_{01}$ , сверхпроводящие и нормальные носители заряда находятся непосредственно в проводящих плоскостях CuO<sub>2</sub>, джозефсоновское взаимодействие между которыми отсутствует [156]. По этой причине выше  $T_{01}$  флуктуационные теории не описывают эксперимент, как хорошо видно из результатов, приведенных в разд. 4 и 5. Таким образом, очевидно, что  $\xi_c(T_{01}) = d_{01}$ , и, как отмечено выше, именно температура  $T_{01}$  определяет область СП флуктуаций выше  $T_c$ :  $\Delta T_f = T_{01} - T_G$  [159]. Соответственно  $T_G > T_c^{mf}$  — температура Гинзбурга [160–162], до которой  $\Delta\sigma(T)$  подчиняется флуктуационной теорией.

Как отмечено выше,  $T_{01}$  — именно та температура, до которой жесткость фазы волновой функции СП параметра порядка, а следовательно, и сверхтекучая плотность  $n_s$  сохраняются в ВТСП [3,9,40], что подтверждается экспериментом [41,42]. Поэтому вопрос о величине температуры  $T_{01}$  является весьма важным. При  $T > T_{01}$  флуктуационная проводимость убывает быстрее, чем предсказывает флуктуационная теория. Предполагалось, что причина этого заключается в недооценке вклада коротковолновых флуктуаций параметра порядка, в то время как он увеличивается с ростом температуры. В работах Варламова с соавторами [163,164] проведен микроскопический расчет  $\Delta\sigma(T)$  с учетом всех компонент параметра порядка. Сравнение

экспериментальных данных с теорией [163,164] проводилось, в частности, в [57]. При этом согласие с теорией получено до температур порядка  $T \approx 1,35 T_c$ . Однако по-прежнему при дальнейшем росте температуры  $\Delta\sigma(T)$  уменьшается быстрее, чем следует из теории [163,164]. К сожалению, как уже упоминалось, на сегодняшний день отсутствует строгая теория, которая описывала бы избыточную проводимость во всем температурном интервале от  $T_c$  до  $T^*$ , и в частности от  $T_{01}$  до  $T^*$ . По-видимому, именно в этой области с ростом температуры происходит переход локальных пар от ФКП к ССБ (уже упомянутый БКШ–БЭК кроссовер), что подтверждается многочисленными экспериментами [7,19,20,41,42,124,142,143]. Такое поведение характерно для ПЩ режима в ВТСП, который более подробно рассматривается в следующем разделе.

### 2.1.3. Псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках

Еще одним свойством, присущим системам с малой плотностью носителей заряда, является псевдощель, которая возникает в купратных ВТСП при  $T^* \gg T_c$  [3,5,7,8] (и ссылки в них). Как убедительно показали исследования ЯМР [19] и ARPES [20,143], в купратах при  $T \leq T^*$  не только уменьшается сопротивление, но также начинает уменьшаться и плотность электронных состояний на уровне Ферми (DOS). Как отмечено выше, состояние с частично пониженной DOS выше  $T_c$ , по определению, и есть псевдощель [4,5,7,19,20]. Таким образом, если бы не было уменьшения DOS, приводящего к открытию ПЩ в ВТСП, температурная зависимость удельного сопротивления оставалось бы линейной вплоть до  $T_c$ , как это происходит в классических сверхпроводниках [19]. Отсюда следует, что избыточная проводимость  $\Delta\sigma(T)$ , которая появляется в результате открытия псевдощели, должна содержать информацию о ПЩ. Для извлечения этой информации был разработан специальный метод анализа [7,62,142], основанный на модели локальных пар [3,125–131].

Как уже отмечалось, число теорем для описания ПЩ исключительно велико (см., например, [3,5,7,9,125–129,165,166] и ссылки в них). В то же время, не считая наших работ, число работ, в которых изучалась температурная зависимость ПЩ в ВТСП, весьма мало [69,70,146,167,168]. На наш взгляд, это объясняется отсутствием строгой теории и соответствующих уравнений для температурной зависимости ПЩ. Очевидно, для того, чтобы извлечь информацию о ПЩ из избыточной проводимости, необходимо иметь уравнение, которое бы описывало  $\Delta\sigma(T)$  во всем интервале температур от  $T^*$  до  $T_c$  и содержало параметр  $\Delta^*$  в явном виде. В купратах  $\Delta^*$  рассматривается как параметр псевдощели, которая, как отмечено выше, наиболее вероятно открывается в результате формирования локальных пар ниже  $T^*$ . Таким образом,  $\Delta(T)$

должен отражать особенности поведения ЛП при уменьшении температуры от  $T^*$  до  $T_c$  [7,61,62,167].

Ввиду отсутствия соответствующей строгой теории уравнение для  $\Delta^*(T)$  было предложено в работе [62] с учетом формирования ЛП ниже  $T^*$ :

$$\sigma'(T) = A_4 \frac{e^2 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right) \exp\left(-\frac{\Delta^*}{T}\right)}{16\hbar\xi_c(0) \sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \operatorname{sh}\left(2\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{c0}^*}\right)}}. \quad (10)$$

Здесь  $(1 - T/T^*)$  определяет число пар, сформировавшихся ниже  $T^*$ , а  $\exp(-\Delta^*/T)$  — число пар, разрушаемых флуктуациями ниже  $T_{\text{pair}}$  [7,61,62]. Решая уравнение (10) относительно  $\Delta^*$ , получаем

$$\Delta^*(T) = T \ln \left[ A_4 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right) \frac{1}{\sigma'(T)} \frac{e^2}{16\hbar\xi_c(0)} \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \operatorname{sh}(2\varepsilon/\varepsilon_{c0}^*)}} \right], \quad (11)$$

где  $\sigma'(T)$  — измеряемая в эксперименте температурная зависимость избыточной проводимости конкретного образца. Помимо  $\sigma'(T)$ ,  $T^*$ ,  $T_c^{mf}$ ,  $\varepsilon$  и  $\xi_c(0)$ , определяемых из резистивных и ФЛП измерений, в уравнения (10), (11) входят скейлинговый коэффициент  $A_4$  и параметр теории  $\varepsilon_{c0}^*$  [62,168]. Однако в рамках ЛП модели все параметры могут быть определены из эксперимента, как это будет рассмотрено в деталях в разд. 4 и 5.

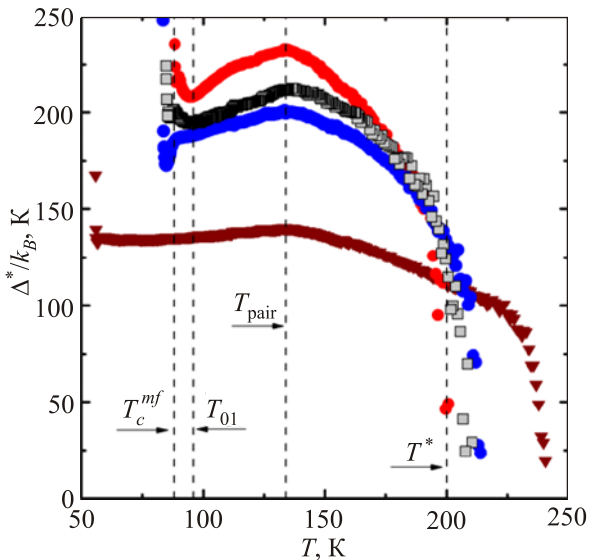


Рис. 9. (Онлайн в цвете) Температурные зависимости ПЩ  $\Delta^*(T)$  для хорошо структурированных пленок YBCO с различной  $n_f$  и, как следствие, с  $T_c = 87,4$  К (образец F1, верхняя кривая ●), 81,4 К (F3, ■), 80,3 К (F4, ●) и 54,2 К (F6, ▼). Пунктирными линиями отмечены  $T^*$ ,  $T_{\text{pair}}$ ,  $T_{01}$  и  $T_c^{mf}$  для образца F1 [61,62].

На рис. 9 показаны температурные зависимости ПЩ,  $\Delta^*(T)$ , полученные в рамках ЛП модели для четырех хорошо структурированных пленок YBCO с разной плотностью носителей заряда и, как следствие, с  $T_c$  от 87,4 К (образец F1, верхняя кривая) до 54,2 К (образец F6, нижняя кривая) [61,62,142]. На каждой кривой есть четыре особые точки, отмеченные пунктирными линиями для образца F1. Это  $T^*$ ,  $T_{\text{pair}} \approx 133$  К, которой отвечает максимум на всех кривых,  $T_{01}$ , которой соответствует минимум  $\Delta^*(T)$  вблизи  $T_c$ , и  $T_c^{mf}$ , которая всегда несколько выше  $T_c$  [62,159]. Видно, что в данном случае  $T_{\text{pair}}$  не зависит от уровня допирования. Более того, показано, что для всех образцов  $\xi_{ab}(T_{\text{pair}}) \sim 18 \text{ \AA}$  [62]. Таким образом, можно предположить, что  $18 \text{ \AA}$  — это критический размер пар в YBCO. Выше  $T_{\text{pair}}$ , где  $\xi_{ab}(T) < 18 \text{ \AA}$ , ЛП ведут себя как ССБ, а ниже, где  $\xi_{ab}(T) > 18 \text{ \AA}$ , трансформируются в ФКП [3,7,62,142].

На рис. 10(а) показана температурная зависимость спектрального веса на уровне Ферми,  $W(E_F)$ , полученная методом ARPES (angle resolved photoemission spectroscopy) из анализа кривых распределения энергии (EDC) для монокристалла  $(\text{Bi,Pb})_2(\text{Sr,La})_2\text{CuO}_{6+\delta}$  (Bi2201) [143]. На рис. 10(б) приведена зависимость  $\Delta^*/\Delta_{\text{max}}^*$  для этого же образца, рассчитанная нами в модели локальных пар (точки) [142]. Видно, что наша  $T_{\text{pair}}$  (максимум на кривой  $\Delta^*/\Delta_{\text{max}}^*$ ) совпадает с  $T_{\text{pair}}$ , полу-

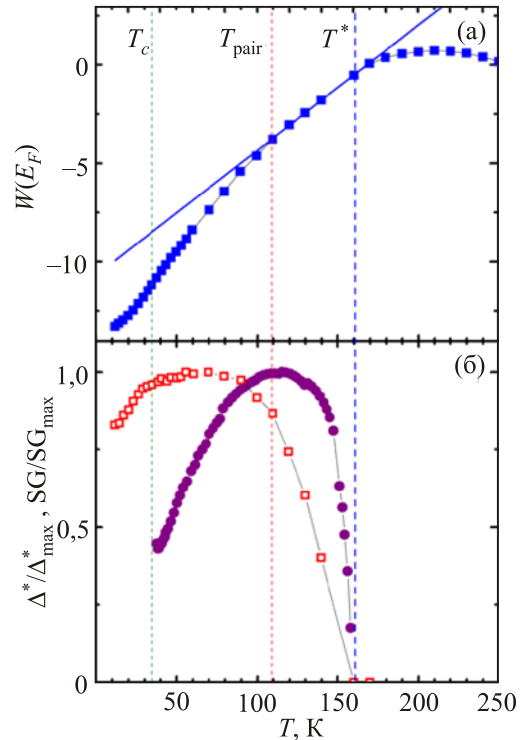


Рис. 10. (Онлайн в цвете) (а) Температурная зависимость спектрального веса на уровне Ферми  $W(E_F)$  (■) для образца Bi2201 с  $T \sim 32$  К; (б) рассчитанная в ЛП модели зависимость ПЩ  $\Delta^*(T)$  (●) и полученная из ARPES измерений спектральная щель (□) для этого же образца [142].

ченной в ARPES измерениях. Также видно, что  $W(E_F)$  плавно переходит через  $T_c$ . Поэтому в работе [143] предполагается, что, поскольку ниже  $T_c$  в образце априори есть СП пары, эти пары будут существовать и выше  $T_c$ , т.е. в ПЩ области температур вплоть до  $T_{\text{pair}}$ . Эти результаты полностью совпадают с нашими представлениями о существовании ФКП в интервале температур  $T_c - T_{\text{pair}}$  [7,62,142]. Что происходит в интервале  $T_{\text{pair}} - T^*$ , где  $W(E_F)$  демонстрирует линейную зависимость от  $T$ , в работе [143] не говорится. Очевидно, что в  $T_{\text{pair}}$  меняются свойства ЛП, т.е. в соответствии с вышеизложенным, при увеличении температуры происходит трансформация ФКП в ССБ (предсказываемый теорией [126–131] БКШ–БЭК переход). Логично предположить, что интервал  $T_c - T_{\text{pair}}$  — это область существования ССБ в образце. Действительно, в нормальном состоянии выше  $T^*$ , где нет никаких пар, зависимость  $W(E_F)(T)$  сразу становится нелинейной. То же происходит и при  $T \leq T_{\text{pair}}$ , где ССБ трансформируются в ФКП, т.е., опять-таки, никаких ССБ уже нет.

Также на рис. 10 показана зависимость спектральной щели (пустые квадраты), определяемой по максимумам EDC при разных температурах [143], которая, в отличие от нашей  $\Delta^*(T)$ , никак не коррелирует с зависимостью  $W(E_F)(T)$ . Таким образом, сравнение результатов проведенного нами анализа и соответствующих результатов ARPES экспериментов, выполненных на одном образце, показывает, что в рамках ЛП модели удастся разумно объяснить все наблюдаемые особенности на температурной зависимости  $W(E_F)$ , что подтверждает правильность развиваемого нами подхода к анализу ПЩ [62,142].

### 3. Индуцированное высоким давлением перераспределение лабильного кислорода и продольный электротранспорт в монокристаллах $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ( $\text{RE} = \text{Y, Ho}$ ) с различным содержанием кислорода

Важный аспект увеличения критических характеристик ВТСП — изменение параметров кристаллической решетки и, в частности, изменение расстояний Cu–O и Cu–Cu в  $ab$ -плоскости [31,32,169]. Действительно, как показано в [169], наблюдается явная корреляция между изменением  $T_c$  в процессе отжига и изменением расстояния  $d_{\text{Cu}(2)\text{-O}(4)}$ . Было показано, что большей степени упорядочения кислорода соответствуют меньшие значения параметров решетки. Представляется логичной и обратная связь — меньшим значениям параметров решетки должно соответствовать большее упорядочение в системе кислород–вакансии. Один из важнейших методов в прояснении этого вопроса — использование высоких гидростатических давлений. Как отмечалось выше, в работах [22–25,170] показано, что при определении  $dT_c/dP$  следует разделять два эффекта, связанных с уменьшением объема элементарной ячейки и перераспределением

кислорода. В настоящем разделе мы попытаемся кратко остановиться на каждом из этих механизмов.

В разд. 3.1 дается краткий обзор теоретических и экспериментальных исследований особенностей эволюции электротранспортных характеристик ВТСП соединений в процессе приложения давления. Перечислены экспериментальные работы, в которых были зарегистрированы явления истинного и релаксационного эффектов давления, а также кратко описана модель диффузионного перемещения лабильного кислорода. В разд. 3.2 приведены оригинальные авторские результаты исследований влияния высокого гидростатического давления до 1,1 ГПа на проводимость в  $ab$ -плоскости монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с пониженным содержанием кислорода, а в разд. 3.3 — влияние давления и плоских дефектов на флуктуационную проводимость в монокристаллах оптимального состава с заданной топологией двойниковых границ.

#### 3.1. «Истинный» и «релаксационный» эффекты давления в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с дефицитом кислорода

##### 3.1.1. Влияние давления на фазовое состояние соединений системы 1-2-3

Совокупность исследований различных физических свойств высокотемпературных сверхпроводящих соединений системы 1-2-3 на основе иттрия показывают наличие в таких структурах неравновесного состояния при некоторой степени недостатка кислорода. Важную роль при этом играют внешние факторы, такие как температура и высокое давление [22–25,50,169–172], приводящие к изменению параметров решетки и индуцирующих процессы перераспределения лабильного кислорода, что, в свою очередь, влияет на критические параметры сверхпроводника.

Одно из первых, наиболее детальных экспериментальных исследований влияния давления на  $T_c$  в системе  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) (системе 1-2-3) было предпринято в работах [23,24]. При этом из обобщенных данных следовало, что барическая производная  $dT_c/dP$  положительна и существенным образом зависит от концентрации носителей заряда  $n_f$ . Она достигает максимума в образцах с пониженной  $n_f$  и  $T_c \sim 25$  К и стремится к минимуму, когда  $T_c$  достигает наибольших значений  $T_c \approx 90$  К, а  $n_f$  соответствует оптимальному допированию.

Согласно [50], зависимость критической температуры от давления  $T_c(P)$  для системы YBCO может быть представлена в виде

$$T_c(P) = T_c + \frac{T_c}{T_c^{\text{max}}} \Delta T_c^{\text{max}}(P) + T_c^{\text{max}}(P) \times \beta [2(n^{\text{opt}} - n) - \Delta n(P)] \Delta n(P), \quad (12)$$

где  $T_c^{\max}$  — максимальное значение  $T_c$  в этом соединении,  $\Delta T_c^{\max}(P)$  — увеличение  $T_c$  под давлением,  $\beta = 1/(n^{\min} + n^{\max})^2$  и  $n^{\text{opt}} = (n^{\min} + n^{\max})/2$ . При  $P=0$   $n^{\min}$  — минимальное количество дырок на плоскость  $\text{CuO}_2$ , при котором появляется сверхпроводимость, равное 0,05;  $n^{\max}$  — максимальное количество дырок, при котором сверхпроводимости исчезает, и  $n^{\text{opt}}$  — количество дырок на плоскость  $\text{CuO}_2$ , при котором  $T_c = \Delta T_c^{\max}$ ,  $\approx 0,25$  (рис. 3). Соответственно  $\Delta n(P)$  — увеличение количества носителей заряда под давлением в конкретном образце [31,32,50].

В этом выражении второе слагаемое характеризует изменение  $T_c$  под давлением, связанное с изменением параметров решетки, электрон-фононным взаимодействием, связями между слоями и т.д. — так называемый «истинный» эффект давления. Третье слагаемое обусловлено изменением количества дырок под давлением — «релаксационный» эффект, связанный с перераспределением лабильного кислорода. Обобщая имеющийся к настоящему времени теоретический и экспериментальный материал, можно сделать вывод о важности разделения «истинного» и «релаксационно-го» эффектов давления.

### 3.1.2. «Истинный» эффект давления

Одно из возможных объяснений особенностей зависимостей  $T_c(P)$  в системе 1-2-3 было предложено в теоретической модели Сайко–Гусакова [173,174], связывающей изменение температуры сверхпроводящего перехода с особенностями динамики апикальных атомов O(4), которые образуют бистабильную подрешетку, управляемую приложением внешнего давления и изменением кислородной нестехиометрии. Согласно [173,174], рождение 90-градусной фазы при приложении давления к образцу 60-градусной фазы или чередование этих же фаз при варьировании степени кислородной нестехиометрии обусловлено «переключением» частоты моды, доминирующей в БКШ спаривании за счет трансформации бистабильного потенциала апикальных атомов кислорода. При этом с уменьшением  $x$  уменьшается и величина давления, необходимого для перевода системы в 90-градусную фазу. Таким образом, значительное возрастание  $T_c$  под давлением интерпретируется как растянутый переход из 60-градусной в 90-градусную фазу. Действительно, как видно на рис. 11, на котором представлена диаграмма  $T_c \sim d \ln T_c / d \ln V(T_c)$  кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с  $\delta \leq 0,1$ ,  $\delta \approx 0,45$  и  $\delta \approx 0,5$ , рассчитанная с учетом объемных модулей (100 ГПа при  $\delta < 0,1$  и 115 ГПа при  $\delta > 0,1$  [175]), на зависимостях  $d \ln T_c / d \ln V(T_c)$  при  $\delta \approx 0,45$  и  $\delta \approx 0,5$  наблюдается излом, который может свидетельствовать о переходе из 60-градус-

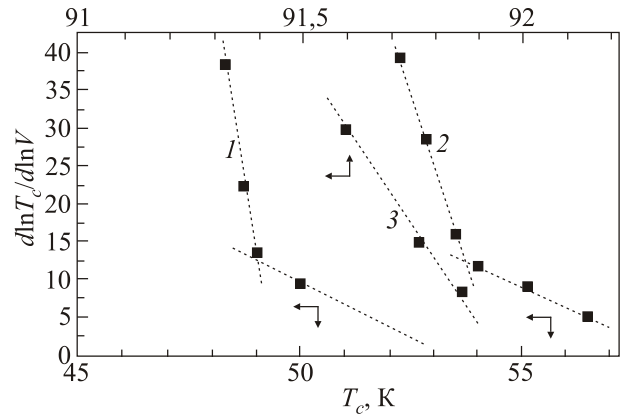


Рис. 11. Диаграмма  $T_c \sim d \ln T_c / d \ln V(T_c)$  кристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с дефицитом кислорода  $\delta \approx 0,5$  (1) и 0,45 (2), а также образца состава, близкого к стехиометрическому  $\delta \leq 0,1$  (3), рассчитанная с учетом объемных модулей (100 ГПа при  $\delta < 0,1$  и 115 ГПа при  $\delta > 0,1$  [175]).

ной фазы в 90-градусную фазу, различающихся величиной  $dT_c/dP$ .

Однако полученное в работе [25] anomальное возрастание  $dT_c/dP$  от 1,5 до 2,5 К/кбар в области малых давлений до 1,2 кбар при незначительном различии содержания кислорода в образцах с  $T_c \approx 45$  и 50 К, а также изменение знака  $dT_c/dP$  при приложении одноосного давления вдоль различных кристаллографических направлений [176], по-видимому, не позволяет однозначно объяснить особенности зависимостей  $T_c(P, \delta)$  в рамках только указанной теоретической модели.

Вероятно, особенности в поведении зависимостей  $T_c(P, \delta)$  — следствие нескольких механизмов, один из которых обусловлен изменением зонной структуры при воздействии всестороннего сжатия. Наблюдаемая линейная связь  $d \ln T_c / d \ln V(T_c)$  и  $d \ln T_c$  может быть получена в рамках теоретической модели Лаббе–Бокка [177], учитывающей вклад логарифмической особенности в плотность состояний наполовину заполненной зоны. Согласно [177],  $T_c$  дается выражением

$$T_c = D \exp\left(\frac{-1}{\lambda^{1/2}}\right), \quad (13)$$

где  $D$  — «ширина» сингулярности,  $\lambda$  — константа электрон-фононного взаимодействия. Тогда для объемной зависимости  $T_c$  имеем

$$\frac{d \ln T_c}{d \ln V} = \frac{d \ln D}{d \ln V} + \frac{1}{2\lambda^{1/2}} \frac{d \ln \lambda}{d \ln V}. \quad (14)$$

Отсюда

$$\frac{d \ln T_c}{d \ln V} = a_1 \ln T_c + a_2, \quad (15)$$

где



$$a_1 = -\frac{1}{2} \frac{d \ln \lambda}{d \ln V}; \quad a_2 = \frac{d \ln D}{d \ln V} - a_2 \ln D. \quad (16)$$

Изломы на зависимостях  $d \ln T_c / d \ln V$  могут быть связаны с кластерной структурой образца, что подтверждается наличием ступенек на резистивных переходах в сверхпроводящее состояние. Как было показано в [178], наблюдаемая ступенчатая форма резистивных переходов свидетельствует о нестехиометрическом соотношении концентраций кислорода и вакансий, что приводит к образованию смеси фаз-кластеров, которые характеризуются разным содержанием кислорода и его упорядочением и, соответственно, имеют различные критические температуры и величину  $dT_c/dP$ .

Относительно слабое влияние давления на величину  $T_c$  оптимально допированных образцов может быть объяснено в рамках модели, предполагающей наличие сингулярности Ван Хофа в спектре носителей заряда [179]. Как известно, для кристаллов с  $T_c \sim 90$  К уровень Ферми лежит в долине между двумя пиками плотности состояний, при этом плотность состояний на уровне Ферми  $N(E_F)$  существенно зависит от величины орторомбической дисторсии  $(a-b)/a$  [179]. Увеличение отношения  $(a-b)/a$  обуславливает возрастание расстояния между пиками плотности состояний и, соответственно, уменьшение  $N(E_F)$  и  $T_c$ . Уменьшение отношения  $(a-b)/a$  приводит к сближению пиков плотности состояний и, соответственно, к росту  $N(E_F)$  и  $T_c$ . Такая закономерность изменения  $T_c$  наблюдалась при исследовании влияния одноосного сжатия вдоль осей  $a$  и  $b$  на критическую температуру монокристаллов с  $T_c \sim 90$  К [176]: при приложении нагрузки вдоль оси  $a$  критическая температура повышалась, а при приложении нагрузки вдоль оси  $b$  уменьшалась. При воздействии гидростатического давления величина отношения  $(a-b)/a$  изменяется слабо, поскольку она определяется только различием модулей сжатия вдоль осей  $a$  и  $b$ . Поэтому изменение критической температуры при воздействии гидростатического давления относительно мало.

Для кристаллов с  $T_c \sim 60$  К уровень Ферми сдвинут из середины зоны и расположен в стороне от сингулярности Ван Хофа. Поэтому если величина критической температуры в первую очередь определяется плотностью электронных состояний, то ее увеличение при воздействии гидростатического давления означает, что под давлением уровень Ферми должен смещаться в сторону пика плотности состояний.

### 3.1.3. Фазовое расслоение и релаксационный эффект давления

В работе Дриессена с соавторами [23] была впервые установлена важная особенность: барические производные  $dT_c/dP$  начала и конца фазового перехода в СП

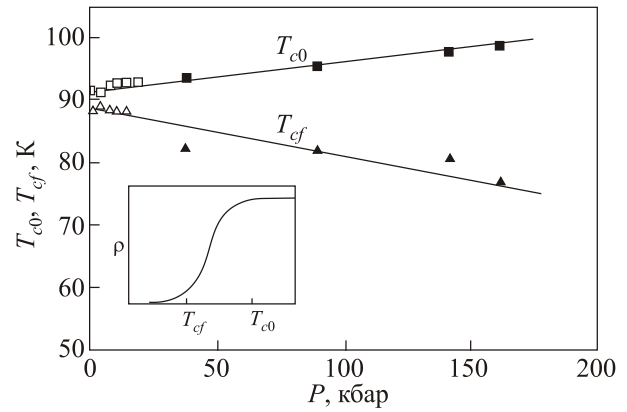


Рис. 12. Зависимости  $T_{c0}$  и  $T_{cf}$  от давления для YBaCuO [23]. На вставке:  $T_{c0}$  — критическая температура начала,  $T_{cf}$  — температура конца СП перехода.

состояние соединения YBaCuO имеют противоположные знаки в интервале давлений 0–170 кбар (рис. 12).

При этом низкотемпературной фазе соответствует отрицательная производная  $dT_{cf}/dP < 0$ , а высокотемпературной фазе — положительная производная  $dT_{c0}/dP > 0$ . Тем самым приложение высокого давления приводит к расширению температурного интервала  $T_{c0}-T_{cf}$ , соответствующего реализации режима флуктуационной парапроводимости при  $T > T_c$ .

Как известно из литературы [23,125], в ВТСП купратах зависимость  $T_c(x)$  достаточно хорошо описывается универсальной параболической зависимостью:

$$T_c = T_c^{\max} \left[ 1 - A(x - x_{\text{opt}})^2 \right], \quad (17)$$

где  $T_c^{\max}$ ,  $A$ ,  $x$  и  $x_{\text{opt}}$  — функции давления. В YBCO концентрация носителей заряда может изменяться при изменении концентрации кислорода (рис. 13 [180,181]) путем катионного замещения или приложения давления.

Эта зависимость корректно описывает  $T_c(x)$  для таких соединений, как  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ,  $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ ,  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ,  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CaCu}_2\text{O}_6$ , а также для  $(\text{Ca}_x\text{La}_{1-x})(\text{Ba}_{1,75-x}\text{La}_{0,25+x})\text{Cu}_3\text{O}_y$  при различной концентрации кислорода  $y$ . Критическая температура зависит не только от концентрации носителей заряда, но и от силы связи в плоскостях  $\text{CuO}_2$ , а также от индуцированных давлением структурных фазовых превращений и релаксационных процессов. При этом наблюдается интересный эффект, связанный с упорядочением лабильного кислорода в решетке: увеличение давления уменьшает подвижность дефектов и одновременно увеличивает степень упорядоченности кислородных вакансий. Этот эффект ярко проявляется в образцах YBCO с пониженным содержанием кислорода [181], в которых величина  $dT_c/dP$  сильно зависит от температуры, при которой прикладывается давление.

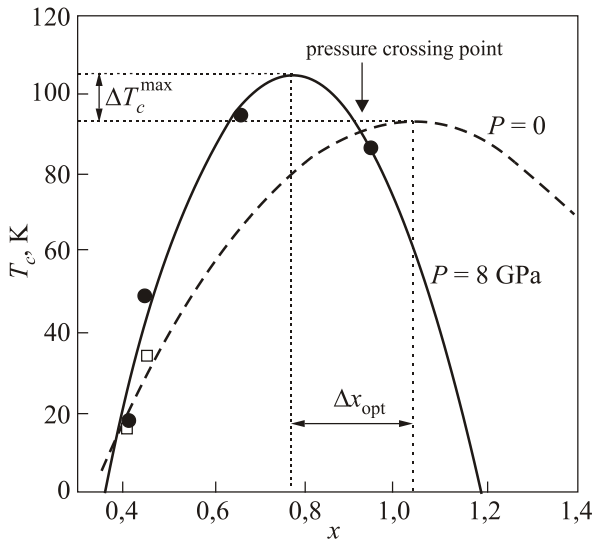


Рис. 13. Зависимости  $T_c$  от содержания кислорода  $x$  для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  при давлении в диапазоне 0–8 ГПа. Параболическая аппроксимация экспериментальных данных взята из [180,181].

Следует также добавить, что Абрикосов в исследованиях флуктуационных эффектов [182] предположил формирование сверхпроводящих нитей, так называемых «страйпов», в одном выделенном кристаллографическом направлении, т.е. одномерных сверхпроводящих каналов. Такие каналы возникают вдали от порога протекания и могут увеличивать сверхпроводимость образца. Для низкой концентрации носителей ( $x_1 < x < x_{\text{opt}}$ ) при  $T < T^*$  фермионы начинают объединяться в локальные пары (сложные бозоны), которые конденсируются только при  $T_c$  (рис. 3, 13) [126–130]. Для высоких концентраций носителей ( $x_{\text{opt}} < x < x_{\text{max}}$ ) обе характеристические линии в конечном итоге сливаются и  $T^* = T_c$ . Это означает, что в этом случае формирование куперовских пар происходит при той же температуре, при которой возникает сверхпроводящий конденсат (рис. 3, 13).

В модели локального спаривания [183] барическая производная  $dT_c/dP$  изменяется различным образом по обе стороны от точки, соответствующей оптимальной концентрации носителей. Интеграл перескока  $t$  растет с увеличением давления. Поэтому коэффициент давления положителен ниже  $x_{\text{opt}}$ , и  $T_c$  изменяется как  $t^2/|U|$ , где  $U$  — энергия активации. Поскольку при  $x > x_{\text{opt}}$   $T_c$  изменяется как  $1/2zt$ , коэффициент давления отрицателен (как в БКШ модели) (рис. 14). Вблизи  $T_c^{\text{max}}$  барическая производная  $dT_c/dP$  стремится к нулю. Следовательно, давление вызывает рост  $T_c$  в концентрационном диапазоне, где присутствуют две особые характеристические температуры  $T^*$  и  $T_c$ . Если  $T^* = T_c$ , то коэффициент давления отрицателен и  $T_c$  понижается с давлением, как в «классических» сверхпроводниках. Такая зависимость подтверждена экспе-

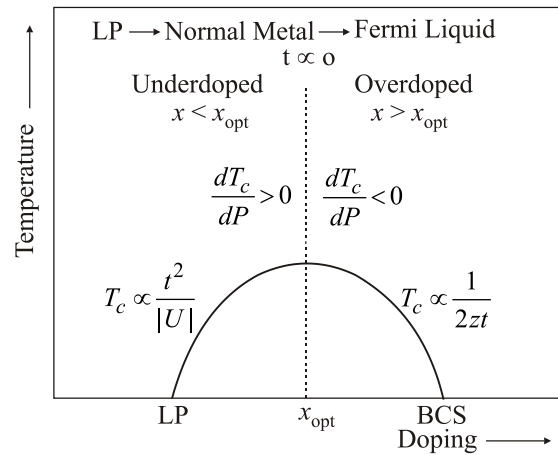


Рис. 14. Масштабирование эффекта давления ниже ( $x < x_{\text{opt}}$ ) и выше ( $x > x_{\text{opt}}$ ) оптимальной концентрации носителей [180,183].

риментально в случае соединения YBCO [184], для которого наблюдалась положительная и отрицательная барическая производная  $dT_c/dP$  при разных значениях  $x$ .

Вычисления, проведенные в [185], показывают, что расширение области псевдощели, связанное с перекрытием  $S$ - и  $D$ -волновых компонент, вызывает дополнительное увеличение  $T_c$  в низколегированном режиме. Выше концентрации  $x_{\text{opt}}$  линии  $T^*(x)$  сливаются с линией  $T_c(x)$ , и бозе-эйнштейновская конденсация имеет место в металлической области, где зарядовыми и фазовыми флуктуациями можно пренебречь, как и в случае модели БКШ. Поэтому здесь эффект давления отрицателен. Однако сдвиг  $x_{\text{max}}$  по отношению к более низким концентрациям все еще остается экспериментально неподтвержденным.

### 3.1.4. Индуцированная высоким давлением диффузия лабильной компоненты в соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

В соединениях системы 1-2-3 диффундирующие дефекты кислорода, как правило, уже присутствуют вследствие процедуры синтеза [64,172]. Предполагая, что суммарный дефектный объем равен нулю, можно записать [181]

$$\Delta V_A \approx \Delta V_M \approx N_A \frac{\partial E_A}{\partial P}, \quad (18)$$

где  $N_A$  — число Авогадро.

Это выражение для миграционного объема имеет простую физическую интерпретацию. Если ион диффундирует из одной ячейки в другую, он должен преодолеть энергетический барьер  $E_A$ , обусловленный его взаимодействием с ионным окружением. При наличии давления  $P$  свободное перемещение ионов внутри кристалла крайне затруднено, поскольку они должны теперь совершать работу против внешнего давления  $\Delta E_A = P\Delta V_M$ , что увеличивает энергию активации на  $\Delta E_A$ . В модели твердых сфер [181] каждый ион взаи-

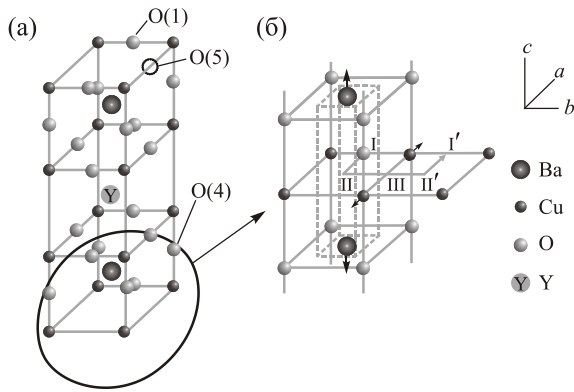


Рис. 15. Расчет миграционного объема в Y-123 [181]. (а) Орторомбическая структура Y-123. (б) Соответствующая часть структуры Y-123 со слоями Ba–O и Cu–O.

действует со своими соседями как жесткий шарик со своим ионным радиусом, соответствующим его валентности. В настоящее время рассчитаны ионные радиусы интересующих нас ионов:  $r(\text{Cu}^{1+}) = 0,96 \text{ \AA}$ ,  $r(\text{Cu}^{2+}) = 0,72 \text{ \AA}$ ,  $r(\text{O}^{2-}) = 1,32 \text{ \AA}$ ,  $r(\text{Ba}^{2+}) = 1,34 \text{ \AA}$  [181]. Все ионы предполагаются твердыми шарами. Изменение объема вследствие диффузионного движения ионов через «перевальную точку» считается локальным [181].

В литературе еще нет согласия относительно доминирующего пути диффузии кислорода: разные авторы предлагают различные пути, однако большинство считают, что кислород диффундирует через центр ячейки в слое цепочки Cu–O (рис. 15) [181]. Расчеты миграционного объема дают величину  $\Delta V_M \approx 1,9 \text{ см}^3/\text{моль}$  для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,41}$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,45}$ , что составляет примерно половину расчетной величины, полученной в предыдущих работах [186].

В то же время исследованию влияния давления на сверхпроводящую щель  $\Delta$  [29] и псевдощель  $\Delta^*$  [26,27] уделено гораздо меньше внимания.

#### 4. Влияние давления на флуктуационную проводимость и псевдощель монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с разным уровнем допирования

Как отмечено в предыдущем разделе, гидростатическое давление — мощный метод исследования особенностей поведения ВТСП [120]. Было обнаружено, что давление заметно уменьшает сопротивление купратов  $\rho$  и увеличивает  $T_c$ . Однако механизмы такого поведения до конца не ясны (см. разд. 3). Как отмечено выше, в отличие от классических сверхпроводников зависимость  $dT_c/dP$  в купратах в подавляющем большинстве случаев положительна, тогда как производная  $d \ln \rho / dT$  отрицательна и относительно велика. Механизмы влияния давления на  $\rho$  до конца не понятны, поскольку природа транспортных свойств ВТСП, строго говоря, до конца не ясна. Как известно, основной вклад в проводимость купратов вносят плоскости

$\text{CuO}_2$ , между которыми имеется относительно слабое межплоскостное взаимодействие. Наиболее вероятно, что давление приводит к увеличению концентрации носителей заряда ( $n_f$ ) в проводящих плоскостях  $\text{CuO}_2$  и, как следствие, к уменьшению  $\rho$ . Очевидно, что увеличение  $n_f$  под давлением должно приводить также и к увеличению  $T_c$ , т.е. к положительному значению  $dT_c/dP$ , наблюдаемому в эксперименте (рис. 13). При этом, скорее всего, надо принимать во внимание как «истинный», так и «релаксационный» эффекты давления [23,24,50,173,174]. Возможные механизмы влияния давления на  $T_c$  рассмотрены в разд. 3.

В то же время влияние давления на величину и температурную зависимость псевдощели до появления наших работ не изучалось. Впервые увеличение ПЩ под давлением было обнаружено в работах [26] (слабодопированные монокристаллы YBCO) и [27] (оптимально допированные монокристаллы YBCO), что мы и рассмотрим в этом разделе.

##### 4.1. Эксперимент

Монокристаллы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) и  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (HoBCO) выращивали в золотых тиглях по раствор-расплавной технологии, согласно методике [187–190]. В результате отжига в атмосфере кислорода при температуре 370–410 °С в течение трех-пяти дней монокристаллы имели выраженную двойниковую структуру (см. рис. 4) [191]. Отжиг был необходим для получения образцов с заданным содержанием кислорода [187,188,191]. В результате формировались двойниковые границы во всем объеме кристалла (рис. 4), которые эффективно минимизируют упругую энергию кристаллической решетки при переходе от тетра- к ортофазам (см. разд. 1.2.1) [188]. Для проведения резистивных измерений из одной партии отбирали кристаллы прямоугольной формы с характерными размерами порядка  $2 \times 1,5 \times 0,5$  мм. Минимальный размер кристалла соответствовал направлению оси  $c$ . Геометрия эксперимента выбиралась таким образом, чтобы транспортный ток либо был параллелен ДГ (YBCO), либо протекал под углом 45° к ДГ (HoBCO). Электросопротивление в  $ab$ -плоскости измеряли четырехзондовым методом на постоянном токе до 10 мА на полностью компьютеризированной установке [26,27,85,189]. Токовые контакты создавались серебряной пастой по краям монокристалла, чтобы обеспечить равномерное растекание тока в центральной части образца, где размещались потенциальные контакты в виде двух параллельных полосок. Контактное сопротивление составляло менее 1 Ом, как в деталях описано в работах [85,189]. Температура измерялась Pt термометром с точностью до 1 мК. При каждом давлении измерения проводили в режиме дрейфа температуры, который составлял около 0,1 К/мин при измерениях вблизи  $T_c$  и около 5 К/мин при  $T \gg T_c$ . Гидростатическое давление создавали в тефлоновой камере, разме-

щенной внутри медно-бериллиевой камеры типа поршень-цилиндр, по методике [85,192]. Для измерения давления применяли манганиновый датчик, изготовленный из 25-омной проволоки. В качестве среды, передающей давление, использовалась смесь трансформаторного масла с керосином 1:1, и изменение давления всегда проводилось при комнатной температуре. Для определения влияния перераспределения кислорода измерения проводили по истечении двух-семи суток после приложения-снятия давления по мере завершения релаксационных процессов [26,27,85,187,188,193].

#### 4.2. Слабодопированные монокристаллы

##### 4.2.1. Исследование сопротивления и критической температуры

Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$  СД монокристалла  $Y_{2}Cu_{3}O_{7-\delta}$  с  $T_c \approx 49,2$  К ( $P = 0$ ) и кислородным индексом  $7-\delta \sim 6,5$ , измеренные при  $P = 0$  (кривая 1) и  $P = 1,05$  ГПа (кривая 2), показаны на рис. 16 [26].

Зависимости  $\rho(T)$  при всех прикладываемых давлениях  $P = 0; 0,29; 0,56; 0,69; 0,78$  и  $1,05$  ГПа имеют S-образную форму, характерную для СД ВТСП [60,106]. Однако в интервале температур выше  $T^* = (252 \pm 0,5)$  К ( $P = 0$ ) и  $T^* = (254 \pm 0,5)$  К до 300 К все зависимости  $\rho(T)$  линейные с наклоном  $d\rho/dT = 2,48$  и  $2,08$  мкОм·см/К соответственно при  $P = 0$  и  $1,05$  ГПа (рис. 16). Наклон определялся аппроксимацией экспериментальных зависимостей  $\rho(T)$  и подтверждал отличную линейность зависимостей со среднеквадратичной ошибкой  $0,009 \pm 0,002$  в указанном интервале  $T$  для всех прикладываемых давлений. Температура открытия псевдощели  $T^* \gg T_c$  определялась по отклонению  $\rho(T)$  от этой линейной зависимости в сторону меньших значений (стрелки на рис. 16). Более точный метод определения  $T^*$  получается при использовании критерия  $(\rho(T) - \rho_0)/aT = 1$ , который получается трансформацией уравнения прямой линии [128], где  $\rho_0$  — остаточное сопротивление, отсекаемое этой линией на оси  $Y$  при  $T = 0$ . В этом случае  $T^*$  определяется как температура отклонения  $\rho(T)$  от 1, как показано на вставке к рис. 16. Подчеркнем, что оба метода дают одинаковые значения  $T^*$ .

Таблица 1. Параметры ФЛП анализа монокристалла  $YBa_2Cu_3O_{6,5}$

$P$ , ГПа	$\rho(100$ К), мкОм·см	$T_c$ , К	$T_c^{mf}$ , К	$T_{01}$ , К	$T_G$ , К	$\Delta T_{fl}$ , К	$d_1$ , Å	$\xi_c(0)$ , Å
0	180,4	49,2	50,2	87,4	50,7	36,7	3,98	3,43
0,29	169,1	51,2	52,1	90,7	52,8	37,9	3,96	3,41
0,56	159,2	51,7	52,6	91,6	53,0	38,6	3,8	3,28
0,69	155,6	52,1	54,3	94,5	55,1	39,4	3,44	2,97
0,78	152,4	52,9	54,8	95,4	55,4	40,0	3,73	3,21
1,05	144,4	54,6	56,6	98,6	57,3	41,3	3,37	2,91

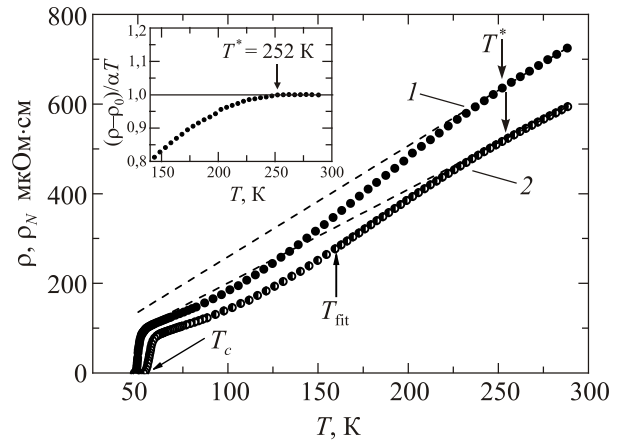


Рис. 16. Температурные зависимости сопротивления  $\rho(T)$  СД монокристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $7-\delta \approx 6,5$ ) при  $P = 0$  (кривая 1, точки) и при  $P = 1,05$  ГПа (кривая 2, полуточки). Пунктирные линии обозначают  $\rho_N(T)$ , экстраполированное в область низких температур.  $T_{fit}$  — температура, до которой проводилась аппроксимация кривой 2 полиномом. Температура  $T^*$  определялась в точке отклонения  $\rho(T)$  от линейной зависимости при высоких  $T$ , обозначенной пунктиром. На вставке показано более точное определение ПЩ температуры  $T^*$ , используя критерий  $(\rho(T) - \rho_0)/aT = 1$  [128],  $P = 0$ .

Фактически мы анализировали 6 кривых, полученных при давлениях  $P = 0; 0,29; 0,56; 0,69; 0,78$  и  $1,05$  ГПа, которые могут рассматриваться как 6 различных образцов  $Y0-Y6$ . Соответствующие резистивные кривые для промежуточных давлений также имеют S-образную форму и располагаются между кривыми  $\rho(T)$  при  $P = 0$  и  $1,05$  ГПа, приведенными на рис. 16, но не показаны, чтобы не перегружать рисунок. Параметры всех образцов приведены в табл. 1 и 2. Из табл. 2 видно, что давление практически не влияет на величину  $T^*$ . В то же время увеличение гидростатического давления приводит к заметному уменьшению сопротивления монокристалла. Выше 260 К уменьшение  $\rho(T)$  с увеличением давления практически не зависит от температуры и составляет  $d \ln \rho(300 \text{ К})/dP = -(19 \pm 0,2)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$  (рис. 17, кривая 1). Это значение несколько меньше  $d \ln \rho(300 \text{ К})/dP = -(25 \pm 0,2)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$ , обычно сообщаемых для монокристаллов  $BiSCCO$  [194],

Таблица 2. Параметры ПЩ анализа монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$

$P$ , ГПа	$\Delta T_{cr}$ , К	$T^*$ , К	$D^*$	$\Delta^*(T_c)$ , К	$\Delta_{max}^c$ , К	$T_{max}$ , К	$T_{pair}$ , К
0	1,5	252	5	122,1	184,17	231,6	170
0,29	1,6	252	5,4	136,5	192,28	229,2	165
0,56	1,3	252	5,8	145,8	199,76	226,2	159
0,69	3,0	252	6,4	164,3	190,71	217,0	153
0,78	2,5	253	6,5	167,7	190,30	152,8	138
1,05	2,7	254	6,6	178,4	198,41	205,7	135

и  $d \ln \rho(300 \text{ K})/dP = -(33 \pm 0,2)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$ , полученных нами на слабодопированных монокристаллах  $\text{HoBCO}$  [85]. В то же время при  $T = 100 \text{ K}$  получим  $d \ln \rho(100 \text{ K})/dP = -(20 \pm 0,2)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$  (рис. 17, кривая 2) в хорошем согласии с данными работ [194,195] (и ссылки в них).

Отметим, что  $d \ln \rho(100 \text{ K})/dP$  (рис. 17, кривая 2) демонстрирует практически линейную зависимость от  $P$  со стандартной ошибкой порядка 0,003, что типично для ВТСП монокристаллов. В то же время  $d \ln \rho(300 \text{ K})/dP$  (рис. 17, кривая 1) демонстрирует заметное отклонение от линейности при  $\sim 0,7 \text{ ГПа}$ . Особенность при  $P \sim 0,7 \text{ ГПа}$  также видна на температурной зависимости ПЩ  $\Delta^*(T)$  что, возможно, является спецификой поведения исследуемых  $\text{YBCO}$  монокристаллов.

Из проведенных нами измерений (рис. 16, табл. 1) также следует, что  $T_c$  возрастает с давлением как  $dT_c/dP = (5,1 \pm 0,2) \text{ К/ГПа}$  в отличном согласии с результатами, полученными на СД монокристаллах  $\text{HoBCO}$  [85,193], где  $dT_c/dP = (4 \pm 0,2) \text{ К/ГПа}$ . Такое же значение  $dT_c/dP = (4 \pm 0,2) \text{ К/ГПа}$ , полученное из экспериментов по мюонному рассеянию ( $\mu\text{SR}$ ), сообщается для СД поликристалла  $\text{YBCO}$  в работе [196], что, однако, примерно в 2 раза больше, чем наблюдается на монокристаллах  $\text{BiSCCO}$  [194]. Эти результаты подтверждают предположение о том, что рост  $T_c$  купратов

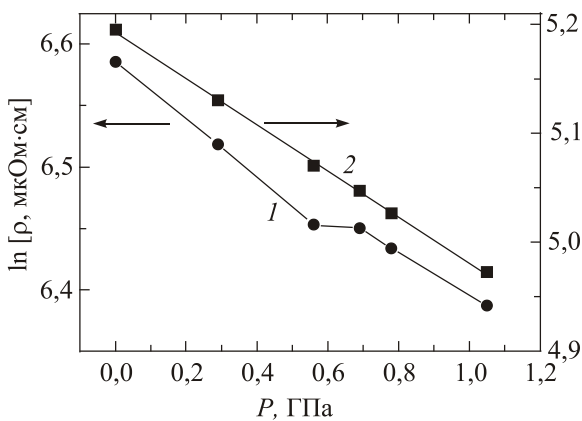


Рис. 17. Зависимость  $\ln \rho$  от давления  $P$  для монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$  при  $T = 288 \text{ K}$  (1). Сплошная линия проведена для удобства восприятия рисунка. Квадратами (2) обозначены  $\ln \rho(P)$ , измеренные при  $T = 100 \text{ K}$ . Сплошная линия 2 — аппроксимация по методу наименьших квадратов.

происходит за счет увеличения плотности носителей заряда  $n_f$  в плоскостях  $\text{CuO}_2$  при приложении давления. Более того, похоже, что кислородные вакансии в СД купратах обеспечивают возможность более легкого перераспределения  $n_f$  [181], чем в ОД купратах [27], где число вакансий мало, а  $n_f$ , напротив, весьма велика.

#### 4.2.2. Влияние давления на избыточную проводимость

ФЛП при всех прикладываемых давлениях определялась из анализа избыточной проводимости, которая вычислялась стандартным образом по уравнению (1) как разность между измеряемым сопротивлением  $\rho(T)$  и  $\rho_N(T)$ , экстраполированным в область низких температур. Этот подход использовался при изучении различных монокристаллов при всех прикладываемых давлениях. Далее более подробно рассмотрим процедуру определения ФЛП и ПЩ на примере образцов  $\text{Y0}$  ( $P = 0$ ) и  $\text{Y6}$  ( $P = 1,05 \text{ ГПа}$ ). Отметим, что в разд. 4 и 5 ФЛП обозначаем как  $\sigma'(T)$ , что эквивалентно  $\Delta\sigma(T)$  (см. разд. 2.1.2).

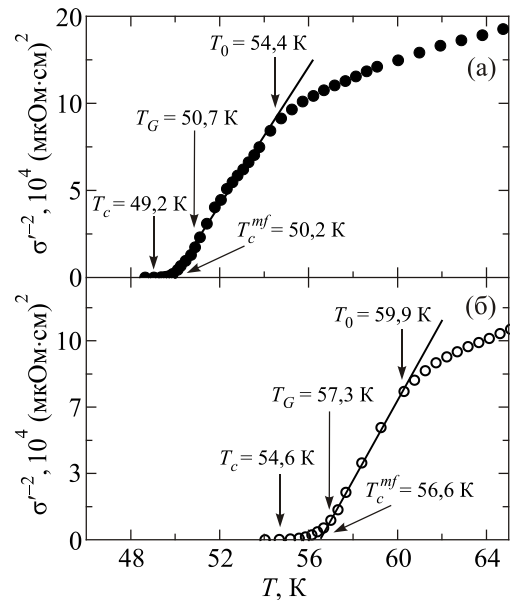


Рис. 18. Температурные зависимости обратного квадрата избыточной проводимости  $\sigma'^{-2}(T)$  для монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$  при  $P = 0$  (а) и  $P = 1,05 \text{ ГПа}$  (б), определяющие  $T_c^{mf}$ . Также показаны температуры  $T_c$ ,  $T_G$  и  $T_0$ .

В рамках ЛП модели прежде всего необходимо определить критическую температуру в приближении среднего поля  $T_c^{mf}$ , которая отделяет область ФЛП от области критических флуктуаций (см. разд. 2.1.2).  $T_c^{mf}$  является важным параметром как ФЛП, так и ПЩ анализа, поскольку определяет приведенную температуру  $\varepsilon = (T - T_c^{mf})/T_c^{mf}$ . Как отмечено в разд. 2.1.2, вблизи  $T_c$  ФЛП в ВТСП всегда описывается уравнением Асламова–Ларкина для 3D систем (2) [7,60], в котором ФЛП  $\sigma'(T) \sim \varepsilon^{-1/2}$ . Нетрудно показать, что в этом случае  $\sigma'^{-2}(T) \sim \varepsilon \sim T - T_c^{mf}$ . Отсюда видно, что  $\sigma'^{-2}(T)$  обращается в 0 при  $T = T_c^{mf}$  (рис. 18), что позволяет определять  $T_c^{mf}$  с высокой точностью.

Помимо  $T_c^{mf}$  и  $T_c$  на рис. 18 показана температура Гинзбурга  $T_G$  и температура 3D–2D кроссовера  $T_0$ , которая ограничивает область 3D АЛ флуктуаций сверху [7,145,156].

Определив  $T_c^{mf}$ , строим зависимость  $\ln \sigma'$  от  $\ln \varepsilon$ , как показано на рис. 19 для образцов Y0 при  $P = 0$  и Y6 при  $P = 1,05$  ГПа. Видно, что, как и ожидалось, вблизи  $T_c$  ФЛП отлично аппроксимируется флуктуационным вкладом АЛ для 3D систем (2). В двойных логарифмических координатах это пунктирные прямые (1) с наклоном  $\lambda = -1/2$ . Это означает, что классическая 3D ФЛП всегда реализуется в ВТСП, когда  $T \rightarrow T_c$  и  $\xi_c(T) > d$  [60,156]. В интервале температур от  $T_0$  до  $T_{01}$  ( $\approx 87,4$  К для  $P = 0$ ), где  $d > \xi_c(T) > d_{01}$ , ФЛП отлично

описывается теорией МТ для 2D флуктуаций (3) (рис. 19, кривые 2) с параметрами, приведенными в табл. 1. Таким образом, при  $T_0 = 54,5$  К ( $P = 0$ ) происходит 3D–2D (АЛ–МТ) кроссовер. Зная  $T_0$ , по уравнению (8) находим  $\xi_c(0) = (3,43 \pm 0,02)$  Å ( $P = 0$ ). Используя аналогичный подход для Y6 ( $P = 1,05$  ГПа), получаем  $\xi_c(0) = (2,91 \pm 0,02)$  Å, т.е. давление уменьшает  $\xi_c(0)$  (табл. 1). Подчеркнем, что в данном случае переход от 3D к 2D флуктуациям весьма резкий (рис. 19), что указывает на хорошее качество структуры монокристаллов (отсутствие заметного разброса в размерах элементарной ячейки  $d \sim 11,67$  Å [95]). Поэтому  $T_0$  четко определяется по точке пересечения температурных зависимостей АЛ и МТ теорий ( $\ln \varepsilon_0$  на рис. 19).

К сожалению, ни  $l$ , ни  $\xi_{ab}(T)$  не определяются в ФЛП экспериментах. Чтобы продолжить анализ, используем тот экспериментальный факт, что  $\delta = 2$ , когда все параметры выбраны правильно [60,61]. Таким образом, для расчета МТ вклада по уравнению (3) нужно определить только параметр связи  $\alpha$ . Для этого используем тот факт, что  $\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0}$  уже определена по температуре кроссовера  $T_0$ . Значит, выполняется условие  $\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0} = d_{01}\sqrt{\varepsilon_{01}} = (3,43 \pm 0,02)$  Å, где  $d_{01}$  — расстояние между проводящими плоскостями  $\text{CuO}_2$  в ВТСП. Полагая  $d = c = 11,67$  Å (размер элементарной ячейки вдоль оси  $c$  для YBCO и HoBCO купратов), получаем  $d_{01} = d\sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_{01}} = (3,98 \pm 0,05)$  Å, что фактически совпадает с величиной межплоскостного расстояния в СД YBCO, определяемой из структурных измерений [95]. Это означает, что  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_{01}$  определены правильно. Соответственно для Y6 ( $P = 1,05$  ГПа) получаем  $d_{01} = (3,37 \pm 0,02)$  Å, т.е. давление уменьшает расстояние между проводящими плоскостями в YBCO (табл. 1) в хорошем согласии с выводами разд. 3.

То, что в интервале температур  $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$  ФЛП подчиняется классическим флуктуационным теориям, означает, что до  $T_{01}$  в ВТСП существуют СП флуктуации. Это также говорит о том, что до  $T_{01}$  сохраняется жесткость фазы волновой функции параметра порядка в ВТСП [40–42]. Другими словами, это означает, что в этом интервале температур ФКП в значительной степени ведут себя, как СП, но не когерентные пары (так называемые «short-range phase correlations» [3,5,8,9]), как это отмечено выше.

Выполняя аналогичный анализ при всех других значениях приложенного давления, получаем значения  $\xi_c(0)$  и  $d_{01}$  для всех образцов (табл. 1). Из таблицы видно, что давление заметно уменьшает сопротивление, но увеличивает все характерные температуры. Также возрастает  $\Delta T_{fl}$ , что может говорить об улучшении структуры ВТСП под давлением. В то же время как  $d_{01}$ , так и  $\xi_c(0)$  заметно уменьшаются под давлением, т.е. давление, по-видимому, несколько уменьшает

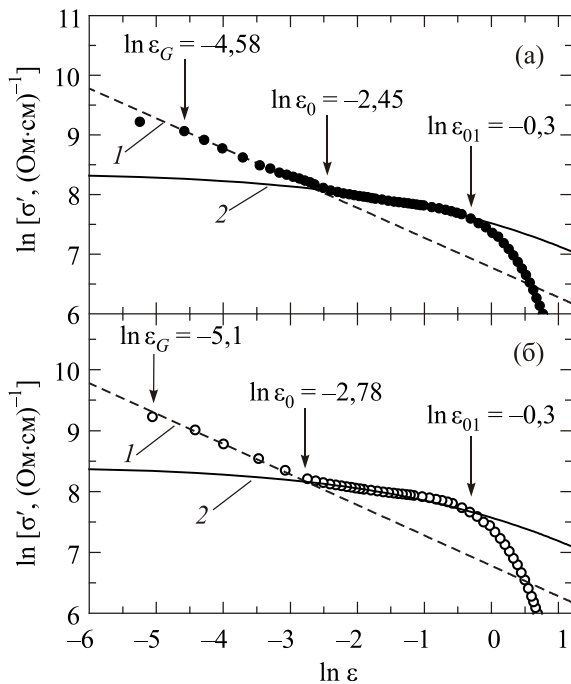


Рис. 19. Зависимости  $\ln \sigma'$  от  $\ln \varepsilon$  монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$  для  $P = 0$  (а) и  $P = 1,05$  ГПа (б) в сравнении с флуктуационными теориями: 3D АЛ (пунктирные прямые 1); МТ с  $d = d_1$  (сплошные кривые 2).  $\ln \varepsilon_{01}$  определяет  $T_{01}$ , которая ограничивает область СП флуктуаций сверху,  $\ln \varepsilon_0$  определяет температуру кроссовера  $T_0$  и  $\ln \varepsilon_G$  определяет температуру Гинзбурга  $T_G$ .

размер элементарной ячейки вдоль оси  $c$ . По крайней мере уменьшает расстояние между внутренними проводящими плоскостями.

Эти результаты находятся в полном соответствии с выводами разд. 3. Следует подчеркнуть, что, в отличие от «магнитных» монокристаллов NbSCO (разд. 5), давление практически не уменьшает величину  $\sigma'(T)$  и не меняет форму ее экспериментальной зависимости (рис. 19).

#### 4.2.3. Температурная зависимость псевдощели $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$ под давлением

Впервые увеличение ПЩ под давлением обнаружено нами при изучении СД монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$  [26]. Информацию о ПЩ получают при анализе избыточной проводимости  $\sigma'(T)$ , возникающей в результате открытия ПЩ при  $T \leq T^*$ , что, как отмечено выше, находит объяснение в ЛП модели [7,60,142,183]. Анализ проводился с использованием уравнений (10) и (11). Помимо  $T_c$ ,  $T^*$ ,  $\xi_c(0)$  и  $\varepsilon$  в оба уравнения входят коэффициент  $A_4$ , который имеет тот же смысл, что и  $S$ -фактор в теории ФЛП, а также  $\Delta^*(T_c^{mf})$  и теоретический параметр  $\varepsilon_{c0}^*$  [168] (см. разд. 2.1.3). В развитом нами анализе все параметры прямо определяются из эксперимента [7,61,62], что будет показано ниже на примере образца Y1 ( $P = 0$ ).

В интервале  $\ln \varepsilon_{01} < \ln \varepsilon < \ln \varepsilon_{02}$  (рис. 20) или соответственно  $\varepsilon_{01} < \varepsilon < \varepsilon_{02}$  ( $87,4 \text{ K} < T < 139 \text{ K}$ ) (вставка к рис. 20)  $\sigma'^{-1} \sim \exp \varepsilon$  [168]. Такое поведение избыточной проводимости, по-видимому, является внутренним

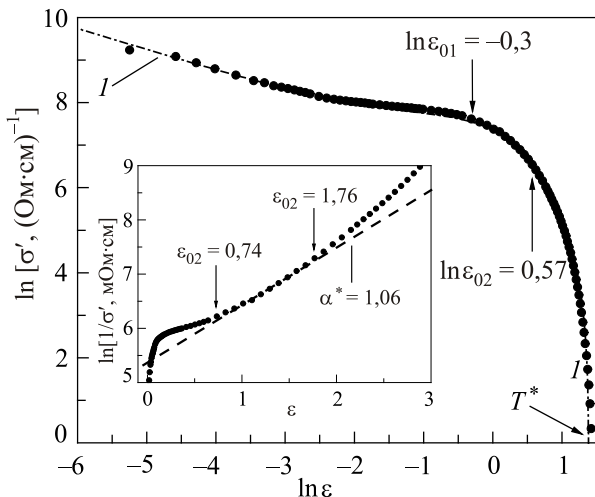


Рис. 20. Зависимость  $\ln \sigma'$  от  $\ln \varepsilon$  (точки), построенная во всем интервале температур от  $T^*$  до  $T_c^{mf}$  для  $P = 0$ . Кривая 1 — аппроксимация данных уравнением (10). Вставка:  $\ln \sigma'^{-1}$  как функция  $\varepsilon$ . Пунктир обозначает линейную часть кривой между  $\varepsilon_{01} \approx 0,74$  и  $\varepsilon_{02} \approx 1,76$ . Соответствующие значения  $\ln \varepsilon_{01} \approx 0,3$  и  $\ln \varepsilon_{02} \approx 0,57$  обозначены стрелками на главной панели. Наклон  $\alpha^* = 1,06$  определяет параметр  $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0,94$ .

свойством всех ВТСП [7,61,62], включая железосодержащие сверхпроводники (ЖССП) [159]. В результате в этом интервале температур  $\ln \sigma'^{-1}$  — линейная функция  $\varepsilon$  с наклоном  $\alpha^* = 1,06$  при  $P = 0$ , который, согласно [168], и определяет параметр  $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0,94$  (вставка к рис. 20). Такие же графики, но с  $\alpha$ , возрастающим до 1,4 ( $\varepsilon_{c0}^* = 0,71$ ) при  $P = 1,05$  ГПа, получены при всех значениях давления (см. табл. 2). Это позволило получить разумные значения  $\varepsilon_{c0}^*$ , которые, как было показано, заметно влияют на форму теоретических кривых, приведенных на рис. 20 и 21.

Чтобы найти коэффициент  $A_4$ , рассчитаем  $\sigma'(\varepsilon)$  по уравнению (10) и аппроксимируем экспериментальные данные в области 3D АЛ флуктуаций вблизи  $T_c$  (рис. 20), где  $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$  — линейная функция приведенной температуры  $\varepsilon$  с наклоном  $\lambda = -1/2$ . Кроме того, предполагается, что  $\Delta^*(T_c^{mf}) = \Delta(0)$ , где  $\Delta$  — СП щель [70,146]. Чтобы оценить  $\Delta^*(T_c^{mf})$ , которую используем в уравнении (10), построим  $\ln \sigma'$  как функцию  $1/T$  [26,197] (рис. 21, кружки). В этом случае наклон теоретической кривой оказался очень чувствительным к величине  $\Delta^*(T_c^{mf})$  [61,62]. Лучшая аппроксимация достигается при  $\Delta^*(T_c^{mf}) = 2,5$  или  $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c = (5,0 \pm 0,1)$  (кривая 1 на рис. 21), что является типичной величиной для  $d$ -волновых сверхпроводников в пределе сильной связи [26,36,62]. Аналогичные графики при всех остальных значениях давления позволяют получить надежные значения  $D^*$  (табл. 2).

Из табл. 2 видно, что давление заметно увеличивает  $D^*$ . Такой же результат, но для СП щели  $\Delta$ , с близкими значениями отношения  $D^*$  получен для YBCO из  $\mu\text{SR}$  экспериментов [196]. Определив все параметры, по уравнению (11) построены зависимости  $\Delta(T)$  для всех

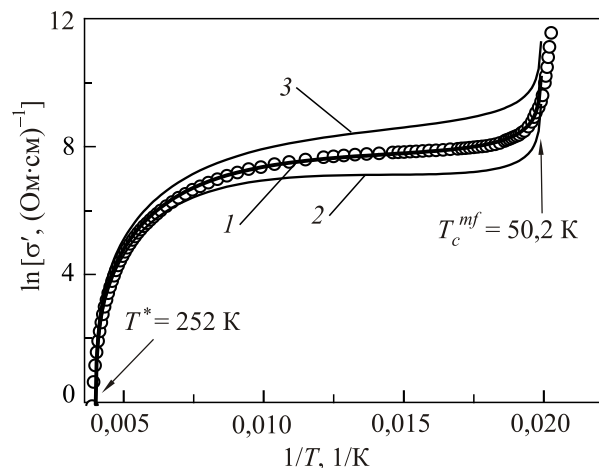


Рис. 21. Зависимость  $\ln \sigma'$  от  $1/T$  (кружки) в интервале температур от  $T^*$  до  $T_c^{mf}$  при  $P = 0$ . Сплошные кривые — аппроксимация данных уравнения (10) при разных значениях  $\Delta^*$ . Лучший результат получен при  $\Delta^*(T_c^{mf}) = 122,1 \text{ K}$  ( $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c = 5,0$ ) (кривая 1). Соответственно кривые 2 и 3 получены при  $D^* = 6$  и 4, что не отвечает эксперименту.

значений  $P$  (рис. 22). При  $P = 0$  уравнение (11) анализировалось с таким набором параметров:  $T^* = 252$  К,  $T_c^{mf} = 50,2$  К,  $\xi_c(0) = 3,43$  Å,  $\varepsilon_{c0}^* = 0,94$ ,  $A_4 = 55$  и  $\Delta^*(T_c^{mf})/k_B = 122,1$  К. Аналогичные параметры для других образцов приведены в табл. 1 и 2.

Как видно на рис. 22, наблюдается заметный рост ПЩ  $\Delta(T)$  под давлением, обнаруженный впервые. Из табл. 2 следует, что параметры монокристалла, за исключением  $T_{\max}$  и  $T_{\text{pair}}$ , возрастают с ростом давления. Причем  $\Delta^*$  и  $D^*$  возрастают с одинаковой интенсивностью  $d \ln \Delta^*/dP = 0,36$  ГПа<sup>-1</sup>. При  $P = 0$  на  $\Delta^*(T)$  наблюдается максимум при  $T_{\max} \approx 230$  К, сопровождаемый спадающим линейным участком ( $\alpha_{\max} = 1,28$ ), что, по видимому, является типичным свойством купратных СД монокристаллов [26]. С ростом  $P$  максимум размывается, наклонный участок исчезает, и при  $P = 1,05$  ГПа  $\Delta^*(T)$  приобретает форму, типичную для СД пленок YBCO при  $P = 0$  [61,62,106]. При этом  $T_{\max}$  и  $T_{\text{pair}}$  уменьшаются.

Обнаруженное значительное (порядка 46%) увеличение псевдощели под действием давления можно объяснить влиянием как «истинного», так и «релаксационного» эффектов давления (разд. 3). Последний эффект связан с изменением количества дырок под давлением, обусловленных перераспределением лабильного кислорода. Эти же эффекты должны приводить и к наблюдаемому увеличению  $T_c$  под давлением. В работе [29] показано, что СП щель  $\Delta$  в СД купратах может возрастать за счет «смягчения» фононного спектра. Однако, строго говоря, четкого ответа на эти вопросы пока нет.

Также следует обратить внимание, что, независимо от приложенного давления, переход в СП состояние ниже  $T_{01}$  также происходит по одному закону

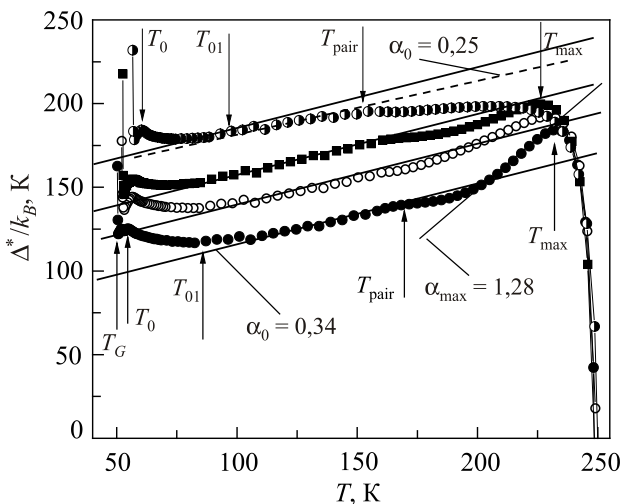


Рис. 22. Температурные зависимости псевдощели  $\Delta^*(T)$  монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,5}$  при различных значениях внешнего гидростатического давления  $P$ , ГПа: 0 (●), 0,29 (○), 0,56 (■), 1,05 (○).

(рис. 22). Все зависимости  $\Delta^*(T)$  демонстрируют минимум при  $T \sim T_{01}$ . Затем следует максимум при  $T \sim T_0$ , сопровождаемый минимумом при  $T \sim T_G$ . Еще более четко все указанные особенности на зависимости  $\Delta^*(T)$  ниже  $T_{01}$  демонстрируют оптимально допированные монокристаллы YBCO, как будет показано в следующем разделе.

Таким образом, впервые в модели локальных пар была изучена величина и температурная зависимость избыточной проводимости  $\sigma'(T)$  и  $\Delta^*(T)$  в слабодопированных монокристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при приложении гидростатического давления до 1 ГПа.

Обнаружено, что при увеличении гидростатического давления до 1 ГПа сопротивление уменьшается как  $d \ln \rho(300 \text{ K})/dP = -(19 \pm 0,2)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$ , в то время как критическая температура  $T_c$  возрастает как  $dT_c/dP = +5,1$  К/ГПа.

Показано, что, независимо от давления, вблизи  $T_c$  избыточная проводимость  $\sigma'(T)$  хорошо описывается флуктуационными теориями Асламазова–Ларкина для 3D систем, а чуть выше — Маки–Томпсона для 2D систем, демонстрируя 3D–2D кроссовер при увеличении температуры.

Впервые показано, что псевдощель  $\Delta^*(T)$  и соотношение  $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c$  под давлением возрастают как  $d \ln \Delta^*/dP = 0,36$  ГПа<sup>-1</sup>.

Впервые обнаружено, что независимо от приложенного давления переход  $\Delta^*(T)$  в сверхпроводящее состояние ниже  $T_{01}$  происходит сходным образом.

#### 4.3. Особенности поведения оптимально допированных монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ под воздействием гидростатического давления до 1 ГПа

##### 4.3.1. Исследование сопротивления и критической температуры

Исследования ОД монокристаллов подтвердили эффект увеличения ПЩ в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  под давлением [27]. Измерения проводились при приложении гидростатического давления  $P = 0; 0,25; 0,65$  и  $0,95$  ГПа. Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$  монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с  $T_c \approx 91,07$  К ( $P = 0$ ) и кислородным индексом  $7-\delta \sim 6,94$ , измеренные при  $P = 0$  (кривая 1) и  $P = 0,95$  ГПа (кривая 2) показаны на рис. 23. В отличие от СД образцов (разд. 4.2.1) кривые при всех прикладываемых давлениях имели форму, типичную для ОД ВТСП [61,106] с низкими значениями  $T^*$ , как это и следует из фазовой диаграммы (рис. 3). В широком интервале температур от  $T^* = (141 \pm 0,3)$  К ( $P = 0$ ) и  $T^* = (136 \pm 0,3)$  К ( $P = 0,95$  ГПа) до 300 К зависимости  $\rho(T)$  линейные с наклоном  $d\rho/dT = 0,63$  и  $0,54$  мкОм·см/К соответственно при  $P = 0$  и  $0,95$  ГПа (рис. 23). Кроме того, критические температуры в данном случае очень высокие, а резистивные переходы исключительно узкие:



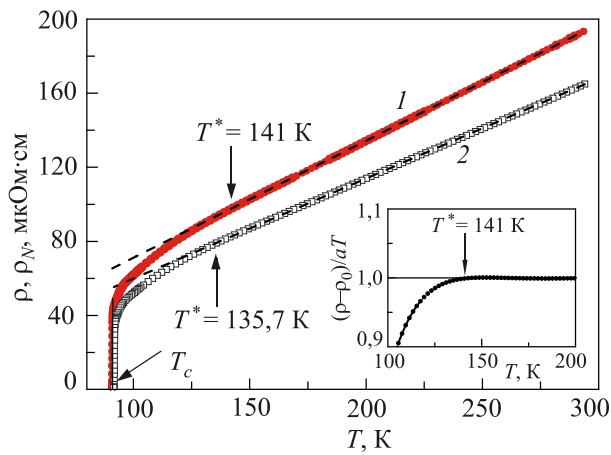


Рис. 23. Температурные зависимости  $\rho$  и  $\rho_N$  оптимально допированного монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $7-\delta \sim 6,94$ ) при  $P = 0$  (кривая 1) и  $P = 0,95$  ГПа (кривая 2). Пунктирные линии обозначают  $\rho_N(T)$ . На вставке — определение  $T^*$  с помощью критерия  $(\rho(T) - \rho_0)/dT = 1$  [128] для  $P = 0$ .

$\Delta T_c(P = 0) = T_c(0,9\rho'_N) - T_c(0,1\rho'_N) = 91,2 - 91,07 \text{ К} = 0,13 \text{ К}$  и  $\Delta T_c(P = 0,95 \text{ ГПа}) = 92 - 91,76 \text{ К} = 0,24 \text{ К}$ .

Наиболее существенное отличие ОД от СД монокристаллов — это очень слабое воздействие давления на  $T_c$ . В данном случае  $dT_c/dP = +0,73 \text{ К/ГПа}$ , тогда как в СД монокристаллах  $dT_c/dP = +5 \text{ К/ГПа}$  [194], что находится в полном согласии с выводами разд. 3. В то же время давление по-прежнему сильно уменьшает сопротивление монокристалла. В данном случае  $d \ln \rho / dP = -(17 \pm 0,2)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$ , почти как в СД монокристаллах, где  $d \ln \rho / dP = -(19 \pm 0,2)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$ . Этот результат указывает на то, что механизмы воздействия гидростатического давления на  $T_c$  и удельное сопротивление явно различны [27]. В ОД монокристаллах плотность носителей заряда в плоскостях  $n_f$  максимальна, и в системах YBCO практически достигает насыщения при значениях кислородного индекса  $7-\delta \approx 6,94$ , которые имеют место в исследуемом образце. Именно по этой причине в данном случае давление почти не влияет на  $n_f$  и связанную с ней  $T_c$  (см. разд. 3, рис. 13 и 14). Следовательно, можно сделать вывод, что наблюдаемое уменьшение  $\rho(P)$  связано не столько с уменьшением  $n_f$ , сколько происходит как в результате уменьшения числа структурных дефектов [194] (разд. 3), так и в результате «смягчения» фононного спектра при увеличении давления [29].

#### 4.3.2. Влияние давления на избыточную проводимость

Как и в случае СД монокристаллов, модель ЛП [7,142] использовалась для получения данных о ФЛП и псевдощели  $\Delta^*(T)$  из измерений избыточной проводимости в образце при каждом давлении:  $P = 0; 0,25; 0,65$  и  $0,95$  ГПа. Далее сравниваются результаты, полученные для образца при  $P = 0$  и  $0,95$  ГПа.

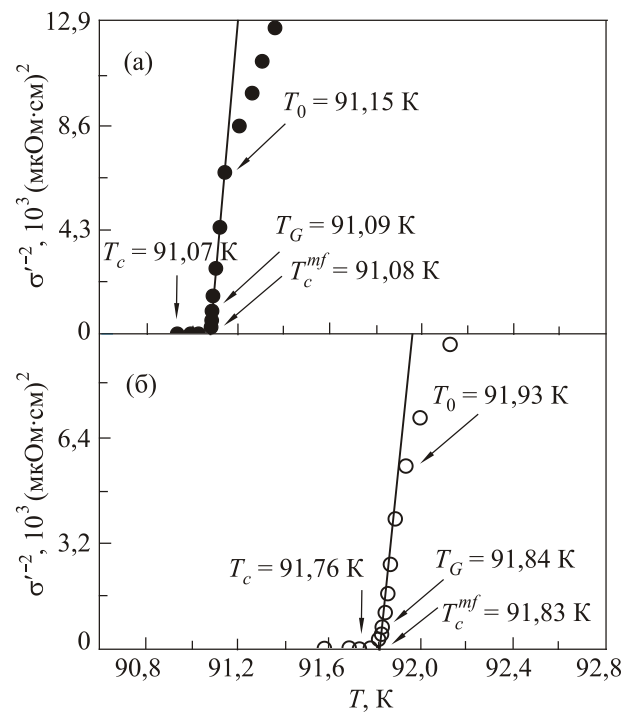


Рис. 24. Температурные зависимости обратного квадрата избыточной проводимости  $\sigma^{-2}(T)$  для ОД монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,94}$  при  $P = 0$  (а), и  $P = 0,95$  ГПа (б), определяющая  $T_c^{mf}$ . Также показаны температуры  $T_c$ ,  $T_G$  и  $T_0$ .

Первый шаг модели ЛП — это определение критической температуры в приближении среднего поля  $T_c^{mf}$ , которая, как отмечено в разд. 2.1.2, определяет приведенную температуру  $\varepsilon = (T - T_c^{mf}) / T_c^{mf}$ .  $T_c^{mf}$  определялась по методике, рассмотренной в разд. 4.2.2, которая предполагает, что  $\sigma^{-2}(T) \sim \varepsilon \sim T - T_c^{mf}$  и обращается в 0 при  $T = T_c^{mf}$  [7,153]. Зависимость  $\sigma^{-2}(T)$  показана на рис. 24 для  $P = 0$  и  $P = 0,95$  ГПа. Также показаны соответствующие характеристические температуры  $T_c$ ,  $T_G$  и  $T_0$ . Специфика ОД монокристаллов — очень узкий интервал СП флуктуаций, как будет видно из анализа зависимости  $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$ .

Зависимость  $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$  приведена на рис. 25 для  $P = 0$  (а) и  $P = 0,95$  ГПа (б). По сравнению с СД монокристаллами YBCO (разд. 4.2) обе кривые заметно смещены влево, т.е. к  $T_c$ , что указывает на малость длины когерентности  $\xi(T) = \xi(0)(T/T_c^{mf} - 1)^{-1/2}$  [21] в образце. Тем не менее, как и ожидалось, до  $T_0 \approx 91,15 \text{ К}$  ( $\ln \varepsilon_0 \approx -7,11$ ) ( $P = 0$ ) эксперимент хорошо экстраполируется флуктуационным АЛ вкладом для 3D систем (2) [144], которому отвечает пунктирная прямая с наклоном  $\lambda = -1/2$  на рис. 25(а), а выше  $T_0$ , до  $T_{01} \approx 92,54 \text{ К}$  ( $\ln \varepsilon_{01} \approx -4,2$ ), — вкладом Маки–Томпсона теории Хиками–Ларкина (3) [145], рис. 25(а), сплошная кривая.

Аналогичные результаты получаются и для всех других давлений, включая  $P = 0,95$  ГПа (рис. 25(б)), для которого  $T_0 \approx 91,93 \text{ К}$  ( $\ln \varepsilon_0 \approx -6,72$ ) и  $T_{01} \approx 93,2 \text{ К}$

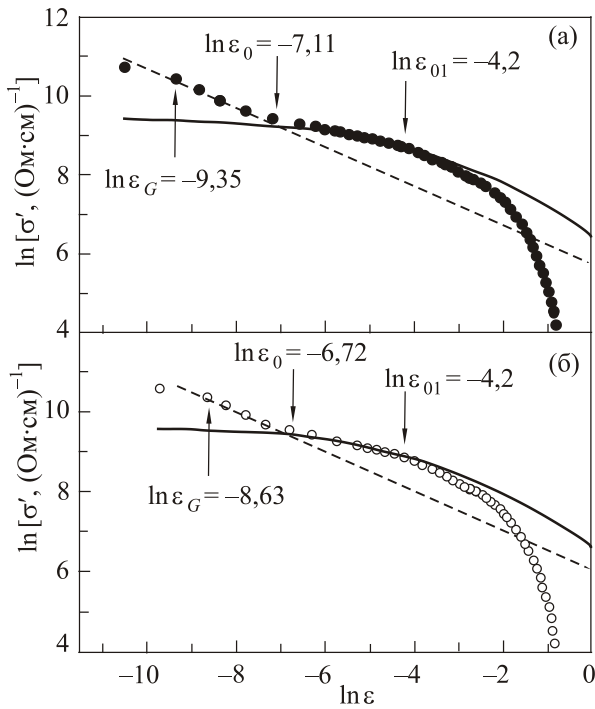


Рис. 25. Флуктуационная проводимость  $\sigma'$  как функция приведенной температуры  $\varepsilon$  в оптимально допированном монокристалле  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в двойных логарифмических координатах при  $P = 0$  (а) и 0,95 ГПа (б), в сравнении с флуктуационными теориями: 3D АЛ (пунктирные линии); МТ с  $d = d_1$  (сплошные кривые).  $\ln \varepsilon_{01}$  определяет  $T_{01}$ , которая задает область СП флуктуаций выше  $T_c$ ,  $\ln \varepsilon_0$  определяет температуру кроссовера  $T_0$  и  $\ln \varepsilon_G$  определяет температуру Гинзбурга  $T_G$ .

( $\ln \varepsilon_{01} \approx -4,2$ ). При  $T < T_0$ , т.е. вблизи  $T_c$ , длина когерентности вдоль оси  $c$   $\xi_c(T) > d$ , где  $d = 11,67 \text{ \AA}$  — размер элементарной ячейки  $\text{YBCO}$  вдоль оси  $c$ , и ФКП могут взаимодействовать во всем объеме сверхпроводника, образуя 3D состояние. То есть ВТСП всегда трехмеризуется перед СП переходом, как этого и требует теория [126–131,165]. Как отмечено в разд. 2.1.2, выше  $T_0$   $d > \xi_c(T) > d_{01}$ , и ВТСП переходит в квазидвумерное состояние, которое описывается 2D-МТ флуктуационным вкладом теории ХЛ (3). Определив  $T_0$ , по уравнению (8) получим  $\xi_c(0) = (3,4 \pm 0,02) \cdot 10^{-1} \text{ \AA}$  при  $P = 0$  и  $\xi_c(0) = (4,05 \pm 0,02) \cdot 10^{-1} \text{ \AA}$  при  $P = 0,95 \text{ ГПа}$  (табл. 3), что очень мало. На рис. 25 видно, что, в отличие от СД монокристаллов, в данном случае давление слабо влияет на величину длины когерентности

$\xi_c(0)$  [197]. Обычно в купратах длина когерентности в плоскости  $ab$ , которая определяет размер куперовской пары,  $\xi_{ab}(0) \sim 10\text{--}15 \xi_c(0)$  [132,133]. Например, в  $\text{YBCO}$  с кислородным индексом, несколько меньшим оптимального, и с  $T_c \approx 87,4 \text{ К}$   $\xi_{ab}(0)$  порядка  $13 \text{ \AA}$  [60,133,198]. Соответственно для исследуемого ОД монокристалла с  $T_c \approx 91 \text{ К}$   $\xi_{ab}(0) \approx 3,5\text{--}5 \text{ \AA}$  при  $P = 0$ . Таким образом, мы получили нетривиальный результат, очень малый размер пар при высоких  $T$ , где ЛП должны существовать в виде ССБ. С другой стороны, чем меньше  $\xi_{ab}(0)$ , тем больше энергия связи в паре  $\varepsilon_b \sim (\xi_{ab}^2)^{-1}$  [126–129], что представляется разумным, учитывая высокое  $T_c$  исследуемых монокристаллов.

Вторая характеристическая температура на рис. 25, которая определяет область сверхпроводящих флуктуаций выше  $T_c$ , это  $T_{01}$ . Определив из графика значения  $\ln \varepsilon_{01}$ , получим  $T_{01} \approx 92,54 \text{ К}$  ( $\ln \varepsilon_{01} \approx -4,2$ ) ( $P = 0$ ) и  $T_{01} \approx 93,2 \text{ К}$  ( $\ln \varepsilon_{01} \approx -4,2$ ) ( $P = 0,95 \text{ ГПа}$ ). Как уже упоминалось, при  $T_0 < T < T_{01}$   $\xi_c(T) < d$ , но одновременно  $\xi_c(T) > d_{01}$ , т.е. система находится в квази-2D состоянии и описывается уравнением (3) [145,156]. Соответственно, выше  $T_{01}$ , где  $\xi_c(T) < d_{01}$ , пары расположены внутри плоскостей и не взаимодействуют друг с другом. Поэтому выше  $T_{01}$  флуктуационные теории уже не описывают эксперимент, что хорошо видно на рис. 25. Таким образом, понятно, что при  $T = T_{01}$   $\xi_c(T_{01}) = d_{01}$ . Очевидно, что  $\xi_c(0) = \text{const}$  при заданном давлении, поэтому должно выполняться условие  $\xi_c(0) = d_{01} \sqrt{\varepsilon_{01}}$ . Поскольку  $\xi_c(0) = 3,34 \cdot 10^{-1} \text{ \AA}$  уже определена температурой размерного кроссовера  $T_0$  (8), это дает возможность оценить величину  $d_{01} = \xi_c(0) (\sqrt{\varepsilon_{01}})^{-1}$ . Получим  $d_{01} = 2,8 \text{ \AA}$  ( $P = 0$ ) и  $d_{01} = 3,3 \text{ \AA}$  ( $P = 0,95 \text{ ГПа}$ ), что близко к значениям  $d_{01}$ , определенным из структурных исследований для  $\text{YBCO}$  [95]. Таким образом, несмотря на очень малые значения  $\xi_c(0)$ , анализ избыточной проводимости в ЛП модели позволяет получить разумные значения  $d_{01}$ . Однако в отличие от СД монокристаллов  $\text{YBCO}$  [26]  $d_{01}$  незначительно возрастает с ростом давления. Это может быть связано с погрешностью при определении  $\ln \varepsilon_{01}$  на рис. 25. Другое возможное объяснение — это специфика поведения ОД монокристаллов, когда образец под давлением оказывается выше точки  $x_{\text{opt}}$  (рис. 13 и 14).

С другой стороны,  $T_{01}$  — именно та температура, до которой, согласно теории [40], сохраняется жесткость фазы параметра порядка в ВТСП, что подтверждается

Таблица 3. Параметры ФЛП анализа монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,94}$

$P$ , ГПа	$\rho(280 \text{ К})$ , мкОм·см	$T_c$ , К	$T_c^{mf}$ , К	$T_{01}$ , К	$T_G$ , К	$\Delta T_{fl}$ , К	$d_1$ , $\text{ \AA}$	$\xi_c(0)$ , $\text{ \AA}$
0	184,6	91,07	91,08	92,54	91,09	1,45	2,72	0,334
0,25	175,9	91,12	91,3	92,6	91,3	1,3	2,73	0,335
0,65	168,2	91,51	91,58	92,9	91,6	1,3	3,34	0,47
0,95	157,3	91,76	91,83	93,18	91,84	1,34	3,3	0,405

экспериментом [41,42]. Это означает, что в интервале от  $T_c$  до  $T_{01}$  куперовские пары в значительной степени ведут себя как сверхпроводящие пары, но без дальнего порядка. Это приводит к необычному с точки зрения классической сверхпроводимости поведению купратов. Как показано в ряде работ [70,125,146], СП щель в ВТСП не обращается в нуль при  $T_c$ , а область СП флуктуаций сохраняется до  $\approx 120$  К в YBCO ( $\approx 30$  К выше  $T_c$ ) и до  $\sim 150$  К в Bi2223 ( $\approx 40$  К выше  $T_c$ ). Например, в исследованном нами СД монокристалле YBCO  $T_c = 49,2$  К, а  $T_{01} = 85,2$  К [26]. Это означает, что интервал, в котором  $\sigma'(T)$  описывается флуктуационными теориями, т.е. сохраняется жесткость фазы параметра порядка,  $\Delta T_{fl} \approx 36$  К, в хорошем согласии с приведенными выше результатами.

В изучаемом случае ОД монокристалла все температурные интервалы, в которых  $\sigma'(T)$  может быть описана флуктуационными теориями, исключительно малы [27]. Не составляет исключения и интервал  $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G = 92,54 - 91,09 = 1,45$  К. Это представляется несколько удивительным, поскольку, на первый взгляд, в ОД системах с высокими  $T_c$  интервал  $\Delta T_{fl}$  должен быть большим. Однако это согласуется с выводами теории: чем выше  $T_c$ , тем меньше интервал СП флуктуаций [3,5,8,40]. Действительно, чем выше уровень допирования, тем выше плотность носителей заряда  $n_f$  и, как следствие, тем ВТСП ближе к классическим сверхпроводникам, у которых область СП флуктуаций мала [3,131], что согласуется с выводами разд. 3.1.3. Параметры ФЛП анализа для всех образцов показаны в табл. 3.

#### 4.3.3. Температурная зависимость псевдощели в $YBa_2Cu_3O_{6,94}$ под давлением

Как и в СД монокристаллах YBCO (разд. 4.2.3), авторами [27] впервые обнаружено увеличение ПЩ,  $\Delta^*(T)$ , оптимально допированного монокристалла  $YBa_2Cu_3O_{6,94}$  под давлением. Для анализа зависимостей  $\Delta^*(T)$  авторы [27] использовали результаты измерения избыточной проводимости  $\sigma'(T)$ , определяемой уравнением (1). Следует подчеркнуть, что фактически это те же значения  $\sigma'(T)$ , которые использовались при анализе флуктуационной проводимости на этом же образце, что позволило использовать параметры анализа ФЛП при расчете псевдощели.

Используя уравнение (10) для  $\sigma'(T)$  (см. разд. 2.1.3), получаем температурную зависимость  $\Delta^*$  (11), где  $\sigma'(T)$  — избыточная проводимость, измеряемая в эксперименте. В обоих уравнениях  $T$  и  $T^*$  определяются из резистивных измерений (рис. 23), а длина когерентности вдоль оси  $c$   $\xi_c(0)$  определяется температурой 2D–3D кроссовера  $T_0$  на температурной зависимости ФЛП (рис. 25). Таким образом, для нахождения  $\Delta^*(T)$  остается только определить из эксперимента параметр теории  $\varepsilon_{c0}^*$ ,  $\Delta^*(T_c^{mf})$  и скейлинговый коэффициент  $A_4$ .

Алгоритм нахождения перечисленных параметров в деталях описан в разд. 4.2.3, поэтому рассмотрим только основные результаты. В купратах в некотором интервале температур  $\varepsilon_{c01}^* < \varepsilon < \varepsilon_{c02}^*$  ( $T_{c01} < T < T_{c02}$ ) выше  $T_{01}$  значение  $\sigma'^{-1} \sim \exp \varepsilon$ , т.е. зависимость  $\ln(\sigma'^{-1})$  от  $\varepsilon$  линейная [168]. Величина, обратная наклону этой прямой  $\alpha^* = 6,5$ , определяет параметр  $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0,154$  [61,62]. Чтобы определить  $A_4$ , используем уравнение (10) с уже найденными параметрами и рассчитаем зависимость  $\sigma'(T)$  для всех значений давления. Подбираем  $A_4$  до совмещения расчетных кривых с экспериментальными зависимостями  $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$  в области 3D АЛ флуктуаций вблизи  $T_c$  [7,61], как показано на рис. 21, полагая, что  $\Delta^*(T_c) = \Delta(0)$  [70,146]. Для этого нам необходимо знать значение  $\Delta^*(T_c)$ , входящее в (10).

Чтобы найти  $\Delta^*(T_c)$ , экспериментальные значения избыточной проводимости строим в координатах  $\ln \sigma'$  от  $1/T$  [61,62,167] и аппроксимируем их значениями  $\ln \sigma'(1/T)$ , рассчитанными по (10), как в деталях описано в предыдущем разделе. При таком построении форма кривой, определяемой уравнением (10) (см. рис. 21), оказывается чувствительной к величине  $\Delta^*(T_c)$  (см. табл. 4). Как и для СД монокристалла, лучший результат получается при  $D^* = 2\Delta^*(T_c)/k_B T_c = 5$  ( $P = 0$ ) и  $D^* = 6,2$  ( $P = 0,95$  ГПа), что указывает на предел сильной связи. Такой результат представляется разумным, учитывая, что образец оптимально допированный и с очень высоким  $T_c \sim 91,1$  К. Анализ показывает, что под давлением и  $D^*$  и  $\Delta^*$  возрастают как  $d \ln \Delta^*/dP = 0,32$  ГПа $^{-1}$ , что сравнимо с  $d \ln \Delta^*/dP = 0,36$  ГПа $^{-1}$ , полученным для СД монокристаллов. Таким образом, гидростатическое давление 0,95 ГПа увеличивает величину  $D^*$  на 16%, что находится в согласии с результатами работ [29,196], в которых сообщается о похожем увеличении СП щели  $\Delta$  и соотношения БКШ  $2\Delta(0)/k_B T_c$  под давлением.

Таблица 4. Параметры ПЩ анализа монокристалла  $YBa_2Cu_3O_{6,94}$

$P$ , ГПа	$T^*$ , К	$T_{pair}$ , К	$\Delta^*(T_G)$ , К	$2\Delta^*/k_B T_c$	$\varepsilon_{c0}^*$	$\alpha_0$
0	141	129	228	5	0,154	0,53
0,25	135	127	239	5,2	0,151	0,53
0,65	140	126	230	5,4	0,143	0,54
0,95	135,7	122	273	5,8	0,147	0,53

Когда все необходимые параметры найдены, можно построить зависимости  $\Delta^*(T)$  для всех значений давления. Зависимость  $\Delta^*(T)$ , рассчитанная в ЛП модели согласно (11) для  $P = 0$  с определенными из эксперимента параметрами  $T^* = 141$  К,  $T_c^{mf} = 91,08$  К,  $\xi_c(0) = 0,334$  Å,  $\varepsilon_{c0}^* = 0,154$  и  $A_4 = 4,7$ , представлена точками на рис. 26 (кривая 1). Аналогичная зависимость для  $P = 0,95$  ГПа показана на рис. 26 пустыми квадратами (кривая 2). Она построена с параметрами  $T^* = 135,7$  К,  $T_c^{mf} = 91,83$  К,  $\xi_c(0) = 0,405$  Å,  $\varepsilon_{c0}^* = 0,147$ ,  $A_4 = 12$ . Ана-

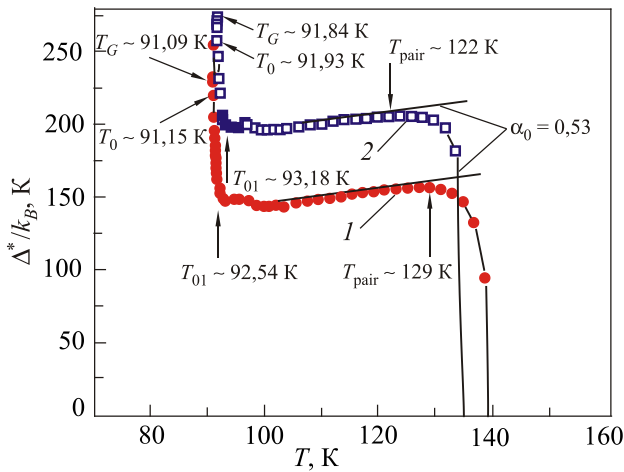


Рис. 26. Температурные зависимости псевдощели  $\Delta^*(T)$  для ОД монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,94}$  при  $P = 0$  (кривая 1) и  $P = 0,95$  ГПа (кривая 2), рассчитанные в модели локальных пар согласно (11) с параметрами, приведенными в тексте.

логичные зависимости, полученные для  $P = 0,35$  и  $0,65$  ГПа, располагаются между этими двумя кривыми, но не показаны, чтобы не перегружать рисунок.

На рис. 26 видно, что давление заметно увеличивает  $\Delta^*$ , как  $d \ln \Delta^* / dP \sim 0,32 \text{ ГПа}^{-1}$ . Одновременно соотношение  $D^* = 2\Delta^*(T_c) / k_B T_c$  также возрастает на 16%, как отмечено выше. Однако в целом в ОД монокристаллах давление мало влияет на форму кривой  $\Delta^*(T)$ . Независимо от давления кривая  $\Delta^*(T)$  в температурном интервале  $T^* \geq T \geq T_{\text{pair}}$  демонстрирует максимум при  $T_{\text{pair}} \approx 129 \text{ К}$  ( $P = 0$ ), что типично для высококачественных тонких пленок YBCO, где  $T_{\text{pair}} = (131 \pm 1) \text{ К}$  ( $P = 0$ ) и не зависит от концентрации кислорода [61,62,142]. Напомним, что  $T_{\text{pair}}$  — температура, при которой ЛП трансформируются из ССБ в ФКП. Другими словами, это температура кроссовера БЭК–БКШ [62,127–131]. Ниже  $T_{\text{pair}}$  зависимость  $\Delta^*(T)$  становится линейной с положительным наклоном  $\alpha_1 \approx 0,53$  ( $P = 0$ ), который практически не уменьшается с ростом давления. т.е., в отличие от СД монокристаллов (рис. 22), в данном случае зависимость  $\Delta^*(T)$  близка к аналогичной зависимости, наблюдаемой на хорошо структурированных пленках YBCO [60–62,142]. Видно, что ниже  $T_{\text{pair}}$ , независимо от величины давления, линейность сохраняется фактически до 100 К. Небольшой максимум при  $T \approx 96 \text{ К}$ , вероятнее всего, обусловлен спецификой данного образца — особенностью на  $\rho(T)$  в районе  $T \sim 96 \text{ К}$ , которая также видна в виде минимума на зависимости  $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$  при  $\ln \varepsilon \approx -2,6$  (рис. 25).

Ниже  $T_{01}$  и до  $T_c^{mf}$  на рис. 26 наблюдается исключительно резкий рост  $\Delta^*(T)$ , обнаруженный впервые, что, скорее всего, является спецификой поведения ПЩ в ОД монокристаллах [199]. Вероятнее всего, такое поведение связано с переходом образца в область СП флуктуаций, в котором избыточная проводимость  $\sigma'(\varepsilon)$

(рис. 25) подчиняется классическим флуктуационным теориям. Детали такого перехода показаны на рис. 27. Как уже отмечалось, до  $T_{01}$  сохраняется жесткость фазы волновой функции параметра порядка сверхпроводника [40–42]. Это означает, что сверхтекучая плотность  $n_s$  сохраняет отличное от нуля значение до  $T_{01}$ , т.е. до  $T_{01}$  флуктуационные пары в каком-то смысле ведут себя как обычные СП пары, но без дальнего порядка, как отмечено в разд. 4.2.2 [3,5,8,9,40]. Соответственно, ниже  $T_0$  локальные пары окончательно трансформируются в классические ФКП, и система тримеризуется [7,61], т.е. создаются условия, необходимые для перехода в СП состояние (см. разд. 2).

При  $T < T_{01}$  форма зависимости  $\Delta^*(T)$  на рис. 27 фактически такая же, как и в СД монокристалле (рис. 22, кривая с  $P = 0$ ). Как и в СД монокристалле,  $\Delta^*(T)$  быстро нарастает, демонстрируя максимум в районе  $T_0$ , а затем минимум при  $T_G$ , ниже которой флуктуационные теории уже не работают и наблюдается характерный скачок  $\Delta^*(T)$  при переходе в область критических флуктуаций. Таким образом, можно сделать вывод, что переход в СП состояние как в СД, так и в ОД монокристаллах YBCO подчиняется одним и тем же закономерностям.

Однако необходимо отметить как минимум два существенных отличия. В СД монокристалле интервал СП флуктуаций очень большой:  $\Delta_{\text{fl}} = T_{01} - T_G = 36 \text{ К}$ , что совпадает с результатами работ [29,41,200]. Тогда как в ОД монокристаллах  $\Delta_{\text{fl}} = T_{01} - T_G = 92,54 - 91,09 \text{ К} = 1,45 \text{ К}$  ( $P = 0$ ) и  $\Delta_{\text{fl}} = 1,34 \text{ К}$  ( $P = 0,95 \text{ ГПа}$ ), т.е. исключительно мал [200]. Этот результат также находится в соответствии с фазовой диаграммой ВТСП на рис. 3: чем выше плотность носителей заряда  $n_f$  в образце, тем выше  $T_c$  и ниже  $T^*$  и, как видим, меньше область СП флуктуаций выше  $T_c$ .

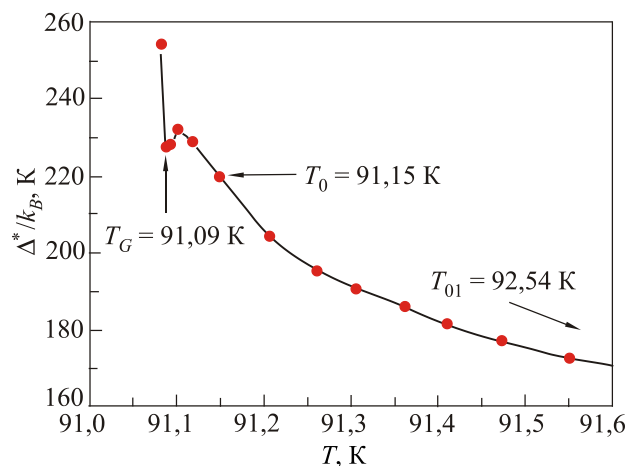


Рис. 27. Температурная зависимость псевдощели  $\Delta^*(T)$  для ОД монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,94}$  при  $P = 0$  (точки) в интервале температур  $T < T_{01}$ . Сплошная кривая проведена для удобства восприятия.

Второе отличие — это исключительно большая разница в величине увеличения  $\Delta^*(T)$  ниже  $T_{01}$ . В СД монокристаллах  $\Delta^*(T) = \Delta^*(T_G) - \Delta^*(T_{01}) \approx 5$  К ( $P = 0$ ), т.е. относительно мало, тогда как интервал  $\Delta_{fl} = 36$  К (рис. 22), наоборот, очень большой. Соответственно в ОД монокристаллах наблюдается очень большое увеличение  $\Delta^*(T) = \Delta^*(T_G) - \Delta^*(T_{01}) \approx 80$  К ( $P = 0$ ), но в исключительно узком интервале температур  $\Delta_{fl} \approx 1,5$  К (рис. 26 и 27).

В ОД образце плотность носителей заряда  $n_f$  как минимум в 3 раза больше, чем в СД монокристалле YBCO с  $T_c \sim 49$  К [3,61,71]. Соответственно и плотность сверхпроводящих носителей  $n_s$ , а значит, и плотность ФКП (short-range phase correlations) выше  $T_c$  также должна быть заметно больше [3,5,8,9,40], что может объяснять наблюдаемое резкое увеличение  $\Delta^*$  при  $T < T_{01}$  (рис. 26). Кроме того, исключительно короткая длина когерентности также может способствовать формированию СП корреляций выше  $T_c$ . Следует также отметить, что абсолютная величина  $\Delta^*(T_G) \approx 230$  К (рис. 26) фактически в 2 раза больше, чем в СД монокристаллах. Параметры образца, полученные из анализа ПЩ для всех значений  $P$ , приведены в табл. 4.

Следует обратить внимание на тот факт, что увеличение под давлением  $\Delta^*$  в ОД образцах в 1,12 раза меньше, чем в СД YBCO монокристаллах. В то же время и уменьшение  $\rho$  под давлением так же в 1,12 раза меньше, чем в СД образцах (табл. 1–4). Таким образом, можно предположить, что в основе обоих эффектов лежит один и тот же физический механизм, который, скорее всего, обусловлен особенностями электрон-фононного взаимодействия в купратах [29,30]. Недавно значительное увеличение как СП щели  $\Delta(0)$ , так и соотношения  $2\Delta(0)/k_B T_c$  с ростом давления было обнаружено и на СД поликристаллах Bi2223 одновременно с уменьшением частот фононного спектра сверхпроводника [29]. Таким образом, скорее всего, именно «смягчение» фононного спектра — наиболее вероятная причина увеличения как СП щели  $\Delta$  [29,196], так и ПЩ  $\Delta^*$ , а следовательно, и соотношения  $D^* = 2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$  под давлением, обнаруженного в наших экспериментах [26,27]. «Смягчение» фононного спектра должно также приводить и к наблюдаемому в эксперименте уменьшению сопротивления ВТСП купратов под давлением [29,85,194,200]. Следует подчеркнуть, что, как показали наши исследования (рис. 16 и 23), уменьшение  $\rho(T)$  под давлением практически не зависит от уровня допирования ВТСП. В то же время зависимость  $T_c(P)$  существенным образом зависит от допирования (табл. 1 и 3). Следовательно, наиболее вероятно, что увеличение  $T_c$  при увеличении давления происходит именно вследствие перераспределения плотности носителей заряда  $n_f$ , приводящего к увеличению  $n_f$  в плоскостях  $\text{CuO}_2$ . Этот процесс, по всей вероятности, легче протекает в СД купратах [26,62,194,201], где  $dT_c/dP \sim 4\text{--}5$  К/ГПа

[27,195,196]. Можно предположить, что в ОД образцах давление слабо влияет на плотность носителей заряда  $n_f$  в плоскостях  $\text{CuO}_2$ , которая в ОД YBCO близка к насыщению. Как следствие, в таких образцах  $T_c$  практически не зависит от давления. Относительно слабое влияние давления на величину  $T_c$  ОД образцов можно также объяснить и спецификой расположения уровня Ферми вблизи сингулярности Ван Хова в спектре носителей заряда [123] (разд. 3.1.2). Однако, строго говоря, механизмы как увеличения  $T_c$ , так и уменьшения  $\rho$  под давлением в ВТСП до конца не ясны.

Таким образом, впервые в модели локальных пар исследовано влияние гидростатического давления до  $\sim 1$  ГПа на избыточную проводимость  $\sigma'(T)$  и псевдощель  $\Delta^*(T)$  оптимально допированных монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с  $T_c \sim 91,1$  К (при  $P = 0$ ). Обнаружено, что соотношение  $D^* = 2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$ , а также ПЩ возрастают как  $d \ln \Delta^*/dP = 0,32$  ГПа<sup>-1</sup>, что того же порядка, как и в СД монокристаллах.

Показано, что влияние давления в ОД монокристаллах на  $T_c$  очень мало:  $dT_c/dP \approx 0,73$  К/ГПа, тогда как  $d \ln \rho/dP \approx -(17 \pm 0,2)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$  такого же порядка, как и в СД монокристаллах YBCO. Следовательно, механизмы влияния давления на  $T_c$  и  $\rho(T)$  различны. Увеличение  $T_c$ , наиболее вероятно, связано с перераспределением носителей заряда в плоскостях  $\text{CuO}_2$ . Уменьшение  $\rho$  и увеличение  $\Delta^*$  в значительной степени обусловлены уменьшением частот фононного спектра сверхпроводника под давлением.

Показано, что независимо от давления в интервале температур  $T_c - T_{01}$   $\sigma'(T)$  хорошо описывается флуктуационными теориями 3D AL и 2D MT, демонстрируя 3D–2D кроссовер при увеличении температуры.

Впервые четко обнаружена особенность в виде узкого минимума на зависимости  $\Delta^*(T)$ , отвечающая температуре  $T_{01}$  (рис. 25 и 27), которая определяет область СП флуктуаций выше  $T_c$ . Ниже  $T_{01}$  обнаружен резкий рост ( $\sim 80$  К)  $\Delta^*(T)$  в узком интервале температур  $\sim 1,5$  К, что является спецификой поведения ПЩ в ОД монокристаллах YBCO.

Показано, что переход  $\Delta^*(T)$  в сверхпроводящее состояние ниже  $T_{01}$  фактически происходит по такому же сценарию, как и в СД монокристаллах.

### 5. Фазовое расслоение и диффузия лабильной компоненты в монокристаллах $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ под давлением

Чтобы глубже понять физику ВТСП, представляется весьма интересным сравнить полученные выше результаты для монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , в которых не ожидается никакого магнетизма, с ВТСП типа  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , в которых магнитная подсистема может играть существенную роль. Важная особенность ВТСП соединений типа  $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\text{RE} = \text{Y}, \text{Ho}$ ,

Ду...) — возможность реализации в них неравновесного состояния при определенной степени дефицита кислорода, которое может быть индуцировано внешним воздействием, например температуры [187] или высокого давления [188]. Это состояние сопровождается процессами перераспределения лабильного кислорода и структурной релаксации (см. разд. 3), что, в свою очередь, оказывает значительное влияние на электротранспортные параметры системы [187–189]. Замена Y на Ho, имеющий достаточно большой ( $\mu_{\text{Ho}} = 10,6 \mu_B$  и  $\mu_{\text{eff}} = 9,7 \mu_B$  в  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ) магнитный момент [202], позволяет прогнозировать качественно иное поведение системы, обусловленное парамагнетизмом  $\text{HoBaCuO}$  в нормальном состоянии. Особый интерес представляет изучение образцов нестехиометричного по кислороду состава, в которых редкоземельный ион может служить в качестве датчика, чувствительного к локальной симметрии его окружения и распределения плотности заряда, поскольку их изменение влияет на кристаллическое поле, формирующее электронную структуру такого иона [36,189,194].

В наших экспериментах [85,193] было изучено влияние гидростатического давления до  $\sim 0,5$  ГПа на ФЛП  $\sigma'(T)$  и псевдощель  $\Delta^*(T)$  в слабодопированных монокристаллах  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\text{HoBCO}$ ) с  $T_c \approx 61,2$  К и кислородным индексом  $7-\delta \approx 6,65$ . Измерения проводились при протекании транспортного тока как под углом  $45^\circ$  ( $\perp$  ДГ) к двойниковым границам (образец S1) [85], так и параллельно ДГ:  $\parallel$  ДГ (образец S2), когда влияние двойников на процессы рассеяния носителей заряда минимизировано [193]. Сравнение результатов с аналогичными данными, полученными для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (разд. 4) и железосодержащих сверхпроводников типа  $\text{SmFeAsO}_{0,85}$  [203] и  $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$  [157], должно помочь выяснению механизмов взаимовлияния сверхпроводимости и магнетизма в ВТСП [159,204].

5.1. Особенности поведения слабодопированных монокристаллов  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  под воздействием гидростатического давления до 0,5 ГПа при пропускании тока под углом  $45^\circ$  к границам двойников

5.1.1. Исследование сопротивления и критической температуры

Монокристаллы  $\text{HoYBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\text{HoBCO}$ ), как и монокристаллы  $\text{YBCO}$ , выращивали в золотых тиглях по раствор-расплавной технологии, согласно методике [187–189] (см. разд. 4.1). Для проведения резистивных измерений из одной партии отбирали кристаллы прямоугольной формы с характерными размерами  $1,9 \times 1,5 \times 0,3$  мм (S1) и  $1,7 \times 1,2 \times 0,2$  мм (S2). Минимальный размер кристалла соответствовал направлению оси  $c$ . Для определения влияния перераспределения кислорода измерения проводили по истечении двух–семи суток после приложения–снятия давления по мере завершения релаксационных процессов [85,187–190,193].

В данном разделе представлены результаты измерений монокристалла  $\text{HoYBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с  $T_c \approx 62$  К и кислородным индексом  $7-\delta \approx 6,65$  при протекании транспортного тока под углом  $45^\circ$  к границам двойников ( $\perp$  ДГ) (образец S1) [85]. В этом случае обедненные кислородом ДГ создают дополнительные дефекты (рис. 4), которые, как будет показано ниже, заметно влияют на процессы восходящей диффузии в образцах при приложении давления (см. разд. 3.1.4). Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$  имели S-образную форму [85], характерную для слабодопированных  $\text{YBCO}$  пленок [61] и монокристаллов [106] (рис. 28). Фактически мы имеем четыре образца: H21 для  $P = 0$ , H22 ( $P = 0,48$  ГПа), H23 ( $P = 0,48$  ГПа, приложенное в течение 5 дней) и H24 для  $P = 0$  при измерении непосредственно после снятия давления. Отметим, что и величина и уменьшение удельного сопротивления под давлением того же порядка, что и в СД монокристаллах  $\text{YBCO}$  (рис. 16), и выше  $T^* = 269$  К ( $P = 0$ ) и  $T^* = 265$  К ( $P = 0,48$  ГПа) (табл. 5) все зависимости  $\rho(T)$  линейные [45] с наклоном  $d\rho/dT = 3,1$  и  $2,58$  мкОм·см/К соответственно для  $P = 0$  и  $0,48$  ГПа. Как и во всех наших экспериментах, наклон определялся аппроксимацией экспериментальных зависимостей  $\rho(T)$  на компьютере и подтверждал отличную линейность зависимостей со среднеквадратичной ошибкой  $0,009 \pm 0,002$  в указанном интервале температур для всех прикладываемых давлений. Принимая во внимание, что давление в данном случае в  $\approx 2,2$  раза меньше, получим, что уменьшение  $\rho(T)$  под давлением при  $T > T^*$  практически не зависит от температуры и составляет  $d \ln \rho / dP = -(33 \pm 0,5)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$ . Существенно, что это значение заметно превосходит величину  $d \ln \rho / dP$ , сообщаемую для различных купратов [189,190,194–197,201]. В частности, в 1,7 раза больше, чем в изученных нами СД монокристаллах  $\text{YBCO}$  (разд. 4.2).

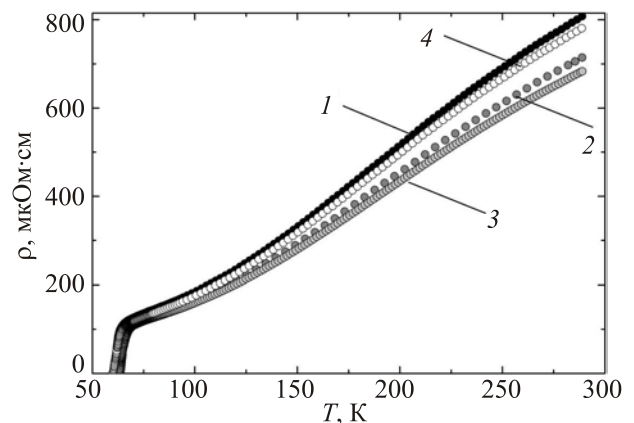


Рис. 28. Температурные зависимости удельного сопротивления СД монокристалла  $\text{HoBCO}$  при разных давлениях и  $\perp$  ДГ для образцов: H21,  $P = 0$  (1); H22,  $P = 0,48$  ГПа (2); H23, после выдержки в течение 5 дней при  $P = 0,48$  ГПа (3); H24,  $P = 0$  сразу после снятия давления (4).

Таблица 5. Параметры ФЛП анализа монокристалла  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$

$P$ , ГПа	$\rho(100\text{ K})$ , мкОм·см	$T_c$ , К	$T^*$ , К	$T_c^{mf}$ , К	$T_G$ , К	Gi	$T_0$ , К	$T_{01}$ , К	$\xi_c(0)$ , Å
0	186	61,2	269	61,9	62,3	0,006	65,3	99,5	$2,72 \pm 0,02$
0,48	160	63,2	265	65,9	67,0	0,017	69,3	114	$2,65 \pm 0,02$

На рис. 29 показаны кривые сверхпроводящего перехода для  $P = 0$  (а) для образца Н21 и  $P = 0,48$  ГПа (б) для образца Н23, на которых обозначены соответствующие характеристические температуры. Видно, что давление увеличивает как  $T_c$ , так и ширину СП перехода. Не совсем обычная форма кривой  $\rho(T)$  с несколькими линейными участками, особенно при  $P = 0,48$  ГПа, указывает на возможность фазового расслоения в образце за счет усиления процессов восходящей диффузии под давлением [187–190]. Из данных рис. 29 получаем, что  $T_c$  возрастает с давлением как  $dT_c/dP \approx 4,16$  К/ГПа в отличном согласии с результатами, полученными на слабодопированных монокристаллах YBCO (разд. 4), где  $dT_c/dP \approx 5,1$  К/ГПа. Такое же значение  $dT_c/dP \approx 4$  К/ГПа получено из экспериментов по мюонному рассеянию ( $\mu\text{SR}$ ) в работе [196] для СД поликристалла YBCO. Эти результаты еще раз подтверждают предположение о том, что рост  $T_c$  в купратах при приложении

давления, наиболее вероятно, происходит за счет увеличения плотности носителей заряда  $n_f$  в плоскостях  $\text{CuO}_2$ . Строго говоря, температурные зависимости  $\rho(T)$  СД монокристаллов HoBCO и их поведение под давлением мало чем отличаются от аналогичных зависимостей СД монокристаллов YBCO (рис. 16). Основные отличия, обусловленные магнетизмом HoBCO, обнаружены в поведении ФЛП (рис. 30 и 31) и, главным образом, ПЩ  $\Delta^*(T)$  (рис. 32).

### 5.1.2. Влияние давления на избыточную проводимость

Как и в случае СД монокристаллов YBCO (разд. 4.2.2), ФЛП определялась из анализа избыточной проводимости, которая вычислялась стандартным образом по уравнению (1) как разность между измеряемым сопротивлением  $\rho(T)$  и линейным выше  $T^*$   $\rho_N(T)$ , экстраполированным в область низких температур. Этот подход использовался при всех прикладываемых давлениях.

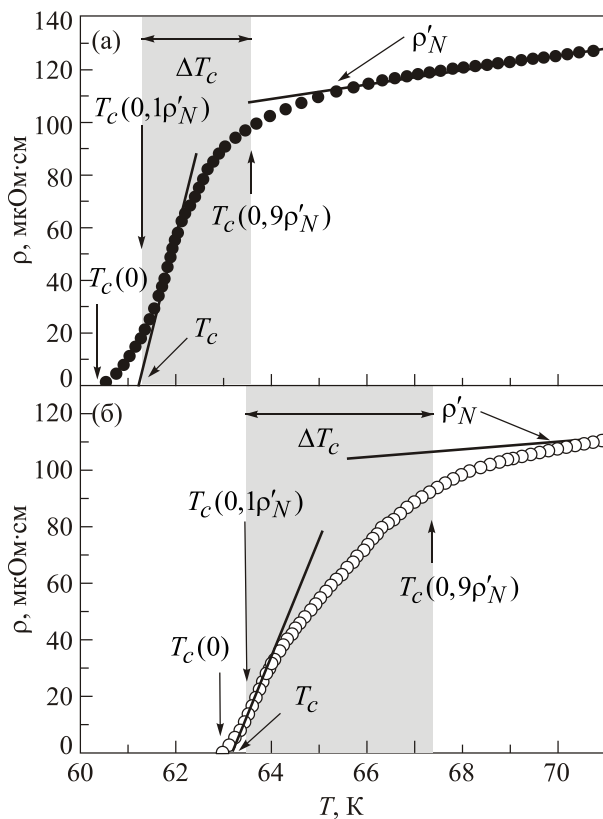


Рис. 29. Сверхпроводящий переход СД монокристалла HoBCO при ПД ДГ и  $P = 0$  (а) и после пяти дней выдержки под давлением  $P = 0,48$  ГПа (б).  $\rho'_N$  — сопротивление образца перед СП переходом.

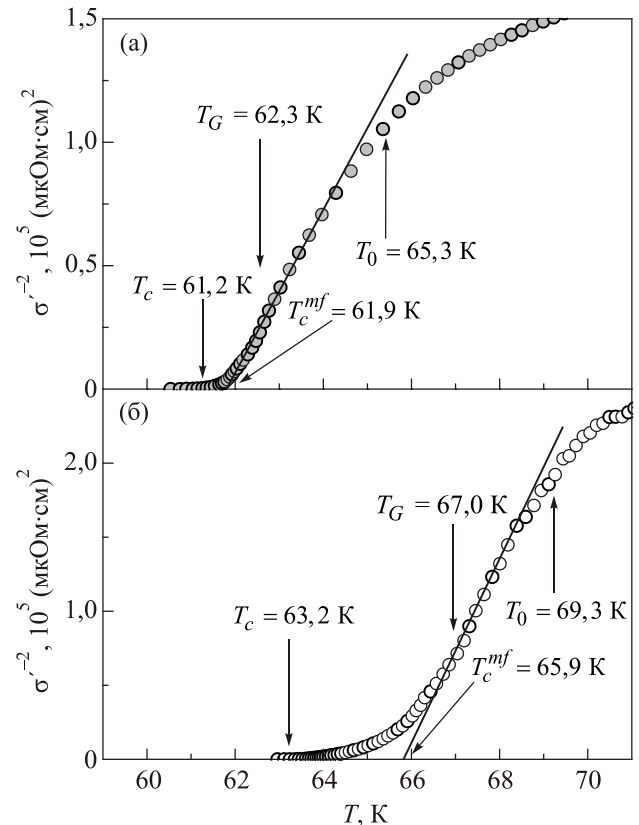


Рис. 30. Температурные зависимости обратного квадрата избыточной проводимости  $\sigma^{-2}(T)$  для СД монокристалла  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$  при  $P = 0$  (а) и  $P = 0,48$  ГПа (б), определяющие  $T_c^{mf}$  (ПД ДГ). Также показаны  $T_c$ ,  $T_G$  и  $T_0$ .

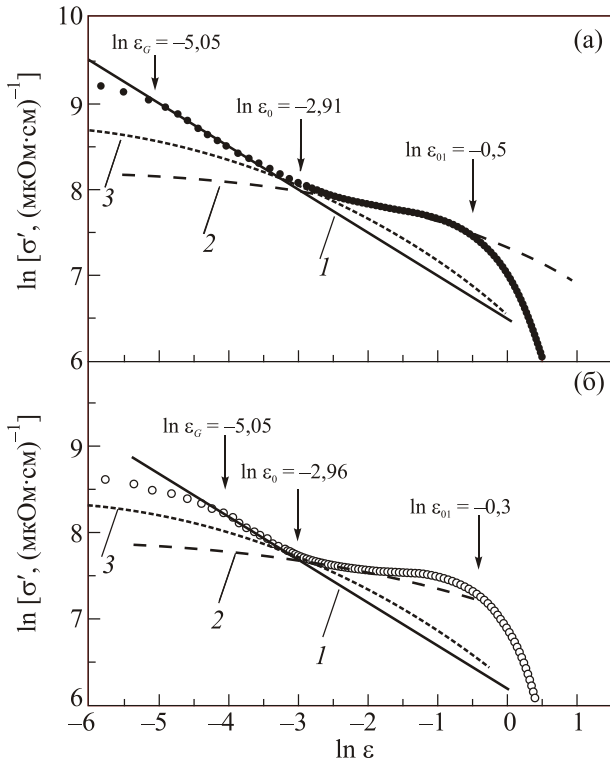


Рис. 31. Зависимости  $\ln \sigma'$  от  $\ln \epsilon$  монокристалла  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$  для  $P = 0$  (а) и  $P = 1,05$  ГПа (б) (ЛД ДГ) в сравнении с флуктуационными теориями: 3D АЛ (1); МТ с  $d = d_{01}$  (2) и МТ с  $d = 11,67 \text{ \AA}$  (3).  $\ln \epsilon_{01}$  определяет  $T_{01}$ , которая задает область СП флуктуаций выше  $T_c$ ,  $\ln \epsilon_0$  определяет температуру кроссовера  $T_0$  и  $\ln \epsilon_G$  определяет температуру Гинзбурга  $T_G$ .

Стандартным образом весь анализ проводился в рамках ЛП модели для всех значений давления. Однако более подробно рассмотрим процедуру определения ФЛП и ПЩ на примере образцов Н21 ( $P = 0$ ) и Н23 ( $P = 0,48$  ГПа) и сравним результаты.

Как и в разд. 4.2.2, по зависимости  $\sigma'^{-2}(T)$  определялась критическая температура в приближении среднего поля  $T_c^{mf}$  (табл. 5). Соответствующие зависимости  $\sigma'^{-2}(T)$  монокристалла  $\text{HoBCO}$  для  $P = 0$  (а) и  $P = 0,48$  ГПа (б) показаны на рис. 30, на котором также отмечены температуры  $T_c$ ,  $T_G$  и  $T_0$ . Полученные значения  $T_c^{mf}$  позволяют определить  $\epsilon = (T - T_c^{mf})/T_c^{mf}$ , после чего можно непосредственно провести анализ ФЛП в координатах  $\ln \sigma'$  от  $\ln \epsilon$ . В этом случае форма и поведение экспериментальной кривой, а также сравнение ее с существующими флуктуационными теориями могут дать существенную информацию об исследуемом образце (см. разд. 4.2 и 4.3). Зависимости  $\ln \sigma'$  от  $\ln \epsilon$  приведены на рис. 31 для образцов Н21 при  $P = 0$  (а) и Н23 при  $P = 0,48$  ГПа (б). Видно, что, как и в  $\text{YBCO}$  монокристаллах, вблизи  $T_c$  ФЛП отлично аппроксимируется флуктуационным вкладом АЛ для 3D систем (2) [144]. В двойных логарифмических координатах это сплошные прямые (1) с наклоном  $\lambda = -1/2$ . Это под-

тверждает, что классическая 3D ФЛП всегда реализуется в ВТСП, когда  $T \rightarrow T_c$ , где  $\xi_c(T) > d$  [60,61]. При  $T_0 = 65,3 \text{ K}$  ( $\ln \epsilon_0 = -2,91$ ,  $P = 0$ ) происходит 3D–2D (АЛ–МТ) кроссовер. Зная  $T_0$ , согласно (8) находим  $\xi_c(0) = (2,72 \pm 0,02) \text{ \AA}$  ( $P = 0$ ). Соответственно  $T_0 = 69,3 \text{ K}$  ( $\ln \epsilon_0 = -2,96$ ) и  $\xi_c(0) = (2,65 \pm 0,02) \text{ \AA}$  ( $P = 0,48 \text{ ГПа}$ ) (табл. 5).

В интервале от  $T_0$  до  $T_{01} \approx 99,5 \text{ K}$ , где  $d > \xi_c(T) > d_{01}$ , ФЛП отлично описывается 2D–МТ флуктуационным вкладом теории ХЛ [145] (уравнение (3)) (рис. 31, пунктир 2) с параметрами, приведенными в табл. 5. Как уже отмечалось, ни  $l$ , ни  $\xi_{ab}(T)$  не определяются в ФЛП экспериментах. Чтобы продолжить анализ, используем тот экспериментальный факт, что  $\delta \approx 2$ , если все параметры выбраны правильно [60,61]. Таким образом, для расчета МТ вклада согласно (3) остается определить параметр связи  $\alpha$  (6). Для этого используем экспериментальный факт, что  $\xi_c(0)$  уже определена по температуре 3D–2D кроссовера  $T_0$ .

Значит, выполняется условие  $\xi_c(0) = d\sqrt{\epsilon_0} = d_{01}\sqrt{\epsilon_{01}} = (2,13 \pm 0,02) \text{ \AA}$  ( $P = 0$ ), где по-прежнему  $d_{01}$  — расстояние между проводящими плоскостями  $\text{CuO}_2$  в ВТСП. Полагая, что размер элементарной ячейки вдоль оси  $c$  для  $\text{HoBCO}$  и  $\text{YBCO}$  купратов  $d = c = 11,67 \text{ \AA}$ , получаем  $d_{01} = d\sqrt{\epsilon_0/\epsilon_{01}} = (2,74 \pm 0,05) \text{ \AA}$  ( $P = 0$ ), что фактически есть межплоскостное расстояние в СД  $\text{HoBCO}$  [85,95]. Это означает, что  $\epsilon_{01}$  определена правильно. То, что в интервале температур  $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$  ФЛП подчиняется классическим флуктуационным теориям, означает, что до  $T_{01}$  в ВТСП существуют СП флуктуации. Другими словами, как отмечено выше, в интервале  $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G \approx 37,2 \text{ K}$  ( $P = 0$ ), что того же порядка, что и в СД  $\text{YBCO}$  (разд. 4.2), сохраняется жесткость фазы волновой функции параметра порядка в ВТСП [40–42].

В рамках такого подхода предполагается, что ниже  $T_{01}$   $\xi_c(0) > d_1$  и связывает плоскости  $\text{CuO}_2$  джозефсоновским взаимодействием, что и приводит к появлению 2D ФЛП МТ типа [7,145,156]. Очевидно, что в этом случае именно  $\epsilon_{01}$  становится основным параметром уравнения (3), и ее правильный выбор является определяющим для ФЛП анализа, что уже обсуждалось выше. Таким образом, как и во всех магнитных сверхпроводниках, в данном случае именно  $d_1\sqrt{\epsilon_{01}}$  определяют  $\xi_c(0)$ , а следовательно, и параметр спаривания  $\alpha$  (6). Именно поэтому подставляем  $\epsilon_{01}$  вместо  $\epsilon_0$  в уравнение (4), чтобы найти  $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta = (0,492 \pm 0,002) \cdot 10^{-13} \text{ c}$  ( $P = 0$ ). Если  $d = 11,67 \text{ \AA}$  и  $\epsilon = \epsilon_0$  подставим в уравнение (4), то получим  $\tau_\phi(100 \text{ K})\beta = (6,118 \pm 0,002) \cdot 10^{-13} \text{ c}$  и кривую 3 на рис. 31(б), которая явно не отвечает эксперименту. Этот результат подтверждает правильность наших рассуждений, а также указывает на усиленный 2D–МТ вклад (обозначенный как  $\Delta(\ln \sigma')$  на рис. 7 в [150]) в ФЛП по сравнению с  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Впервые усиленный МТ вклад в 2D области СП флуктуаций



Таблица 6. Параметры ФЛП и ПЩ анализа монокристалла  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$

$P$ , ГПа	$d_1$ , Å	$C_{3D}$	$C_{2D}$	$T_{m1}$ , К	$T_{m2}$ , К	$D^*$	$\Delta^*(T_c)$ , К	$\Delta_{\max}^*$ , К
0	3,5	2,38	2,75	214	239	$5,0 \pm 0,05$	151	271
0,48	3,09	1,72	2,18	–	–	$5,0 \pm 0,05$	157	258

выше  $T_c$  наблюдался в магнитном сверхпроводнике  $\text{SmFeAsO}_{0,85}$  [7,203], а затем в  $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$  [157]. Сопоставляя результаты, можно сделать вывод, что усиленный флуктуационный вклад в 2D МТ области может рассматриваться как основная черта специфического поведения ФЛП, обусловленная влиянием магнитной подсистемы  $\text{HoBCO}$ .

Следует отметить еще несколько явных различий в поведении ФЛП СД монокристаллов  $\text{HoBCO}$  (рис. 31) и  $\text{YBCO}$  (разд. 4.2). В отличие от  $\text{YBCO}$  (рис. 19), в случае  $\text{HoBCO}$  переход от 3D к 2D флуктуациям несколько растянут по температуре (рис. 31). Это может быть связано с разбросом размеров элементарной ячейки  $d \sim 11,67 \text{ Å}$  за счет дефектов, индуцируемых ДГ, особенно в случае  $\Gamma_{\perp}$  ДГ [85,187–190], а также вследствие возможного усиления магнитных взаимодействий в  $\text{HoBCO}$ . Однако по-прежнему  $T_0$  ( $\ln \epsilon_0$  на рис. 31) четко определяется по точке пересечения температурных зависимостей АЛ и МТ теорий. Следует также отметить, что давление усиливает 2D флуктуации, в результате чего данные отклоняются вверх от теоретической МТ кривой выше  $\ln \epsilon \sim -1,65$ . Такая форма кривой типична для магнитных сверхпроводников [157,203]. Как будет показано ниже, влияние магнитной подсистемы  $\text{HoBCO}$  еще более явно наблюдается в температурной зависимости псевдощели таких монокристаллов [85].

Помимо очевидного уменьшения сопротивления и увеличения  $T_c$ , а также  $T_c^{mf}$ ,  $T_0$  и  $T_{01}$  и области СП флуктуаций  $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G \approx 47 \text{ К}$  ( $P = 0,48 \text{ ГПа}$ ) (рис. 28–31), давление уменьшает  $\tau_{\phi}(100 \text{ К})\beta = (0,405 \pm 0,002) \cdot 10^{-13} \text{ с}$  при  $P = 0,48 \text{ ГПа}$ , а также величину избыточной проводимости  $\sigma'$ . Из данных, приведенных на рис. 31, следует, что  $d \ln \sigma' / dP \approx -1,25 \text{ ГПа}^{-1}$ . Тогда как в  $\text{YBCO}$  величина  $\sigma'$  от давления практически не зависит (рис. 19). Также в  $\text{HoBCO}$  незначительно уменьшаются  $\xi_c(0)$ ,  $d_{01}$  и оба  $C$ -фактора (см. табл. 5 и б), что указывает на некоторое улучшение структуры образца под давлением. Чем ближе  $C_{3D}$  к 1,0, тем более однородная структура образца [7,60–62]. Этот вывод подтверждается тем экспериментальным фактом, что температурный интервал «Anderson»-type metal-to-dielectric (MD) перехода, который, вероятнее всего, обусловлен разупорядочением в таких системах [205], в  $\text{HoBCO}$  плавно уменьшается под давлением [188]. Давление также увеличивает  $T_G$  и, следовательно, так называемое число Гинзбурга:  $G_i = (T_G - T_c^{mf}) / T_c^{mf}$  (табл. 5) [162], как в деталях показано в нашей работе [85]. Однако этот вопрос выходит за рамки данного обзора.

### 5.1.3. Температурная зависимость псевдощели $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$ под давлением

В рамках ЛП модели информация о величине и температурной зависимости ПЩ в  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$  получена из температурной зависимости избыточной проводимости  $\Delta\sigma(T)$  с помощью уравнений (10) и (11) [85]. Помимо  $T^*$ ,  $\xi_c(0)$  и  $\epsilon$ , в (11) подставлялись значения коэффициентов  $A_4$  и  $\epsilon_{c0}^*$ , которые в модели локальных пар определялись из эксперимента, как и в монокристаллах  $\text{YBCO}$  (см. рис. 20). Величину  $\Delta^*(T_c^{mf})$  находили из зависимости  $\Delta(1/T)$  (см. рис. 21). Как и ожидалось, при  $P = 0$   $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf}) / k_B T_c = (5,0 \pm 0,05)$ , однако в отличие от  $\text{YBCO}$ , что удивительно, в  $\text{HoBCO}$   $D^*$  практически не зависит от давления (табл. 6). Зависимости  $\Delta^*(T)$ , рассчитанные согласно (11) с параметрами  $T^* = 269 \text{ К}$ ,  $T_c^{mf} = 61,9 \text{ К}$ ,  $\xi_c(0) = 2,72 \text{ Å}$ ,  $\epsilon_{c0}^* = 0,76$ ,  $A_4 = 35$ ,  $\Delta^*(T_c) = 151 \text{ К}$  и  $D^* = 5,0$  для  $P = 0$  и соответственно  $T^* = 265 \text{ К}$ ,  $T_c^{mf} = 65,9 \text{ К}$ ,  $\xi_c(0) = 2,65 \text{ Å}$ ,  $\epsilon_{c0}^* = 0,806$ ,  $A_4 = 23,8$ ,  $\Delta^*(T_c) = 156,6 \text{ К}$  и  $D^* = 5,0$  для  $P = 0,48 \text{ ГПа}$ , показаны на рис. 32.

Как видно на рисунке, форма зависимости  $\Delta^*(T)$  монокристалла  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$  принципиально отличается от аналогичной зависимости, наблюдаемой для

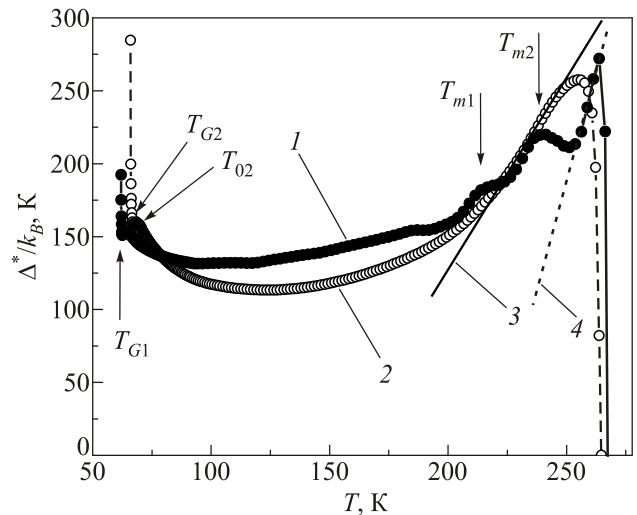


Рис. 32. Температурные зависимости псевдощели  $\Delta^*(T)$  для СД монокристалла  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$  при  $P = 0$  (1) и  $P = 0,48 \text{ ГПа}$  (2), рассчитанные в модели локальных пар согласно (11) с параметрами, приведенными в тексте. Прямой 3 отмечен линейный участок кривой 2 ( $\Gamma_{\perp}$  ДГ). Пунктиром 4 отмечен наклон, который демонстрируют магнитные сверхпроводники типа  $\text{SmFeAsO}_{0,85}$  [203].  $T_{m1}$  и  $T_{m2}$  — максимумы  $\Delta^*(T)$  на кривой 1.

СД монокристаллов YBCO, как без давления, так и под давлением (см. рис. 22). Кроме того, при  $P = 0$  зависимость  $\Delta^*(T)$  демонстрирует два неожиданных максимума при  $T_{m1} \approx 214$  К и  $T_{m2} \approx 239$  К (рис. 32, кривая 1). Максимум при большей температуре выражен более четко. Наиболее вероятно, максимумы возникают в результате двухфазности (two-phase stratification) монокристалла, что является спецификой монокристаллов HoBCO с выраженными ДГ (см. рис. 4) [187,188]. Одной из возможных причин фазового расслоения может быть пониженная  $T_c$  в области ДГ, которая возникает в результате повышенной плотности вихрей в областях ДГ [206,207]. Кроме того, при  $P = 0$  в области температур  $T > T_{m2}$  наблюдается спадающий линейный участок, отмеченный прямой 4, с наклоном, близким к наблюдаемому в ЖССП [157,203]. Эти вопросы подробно рассмотрены нами в [85]. Давление заставляет работать процессы восходящей диффузии в образце, что приводит к перераспределению лабильного кислорода в монокристалле [187–190] (см. разд. 3.1.4). В конечном итоге это приводит к исчезновению максимумов  $\Delta^*(T)$  и появлению специфической зависимости  $\Delta^*(T)$  со спадающим линейным участком в области высоких температур (прямая 3 на рис. 32), но отличным от отмеченного прямой 4 [85]. Подчеркнем, что в данном случае максимумы исчезают только после выдержки образца под давлением в течение 5 дней. Можно предположить, что специфика распределения носителей заряда, возникающая на границах двойников при  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$ , тормозит процесс восходящей диффузии в монокристалле [85].

Как отмечено выше, похожие зависимости  $\Delta^*(T)$  наблюдались в ЖССП  $\text{SmFeAsO}_{0,85}$  [7,203] и  $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$  [157] и являются типичными для магнитных сверхпроводников [159]. Таким образом, обнаруженные в наших экспериментах особенности в поведении ФЛП и ПЩ в СД монокристаллах HoBCO, вероятно, можно объяснить усилением магнитного взаимодействия в таких образцах за счет очевидного влияния собственного магнетизма Ho [85,208]. В то же время поведение  $\Delta^*(T)$  перед СП переходом (рис. 32) такое же, как и во всех исследованных нами ВТСП (рис. 27) [159]. Ниже  $T_{01} \approx 114$  К ( $P = 0,48$  ГПа)  $\Delta^*(T)$  заметно возрастает, демонстрируя максимум при  $T \sim T_{02}$  ( $T_0$  для  $P = 0$  не показана). Затем следует минимум при  $T_G$ , ниже которой наблюдается резкий рост  $\Delta^*(T)$  при переходе в режим критических флуктуаций непосредственно вблизи  $T_c$ . Все полученные результаты подтверждают высказанное выше предположение о том, что избыточная проводимость отражает не только величину ПЩ, но и особенности взаимодействия, в том числе и магнитного, в системе носителей заряда в ВТСП.

Неожиданным и удивительным является тот факт, что в данном случае ПЩ  $\Delta^*(T)$  практически не возрастает под давлением, что резко отличает магнитный HoBCO от немагнитного YBCO (разд. 4). Более того, в значительном

интервале температур, от  $\approx 220$  до  $\approx 80$  К, зависимость  $\Delta^*(T, P)$  проходит даже ниже  $\Delta^*(T, 0)$  (рис. 32). Однако  $\Delta^*(T_G, P) \approx 156,6$  К ( $\ln \Delta^*(T_G, P) = 5,0536$ ) все же больше, чем  $\Delta^*(T_G, 0) \approx 150,8$  К ( $\ln \Delta^*(T_G, 0) = 5,0159$ ). Это указывает на рост  $\Delta^*(T)$  со скоростью  $d \ln \Delta^*/dP \approx 0,075$  ГПа<sup>-1</sup>, что примерно в 5 раз меньше, чем в СД монокристаллах YBCO, где  $d \ln \Delta^*/dP \approx 0,36$  ГПа<sup>-1</sup> (разд. 4.2.3). Еще меньше, фактически на уровне погрешности эксперимента, влияние давления на  $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c$ , равную  $D^* = 5 \pm 0,05$  независимо от давления. Является ли такое поведение следствием влияния магнетизма в HoBCO или обусловлено дефектами, создаваемыми ДГ, не ясно. Для выяснения этого вопроса нами проведены измерения тех же монокристаллов HoBCO при пропускании тока параллельно ДГ, как показано в следующем разделе.

## 5.2. Специфика поведения слабодопированных монокристаллов HoBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub> под воздействием гидростатического давления до 0,5 ГПа при токе, параллельном границам двойников

### 5.2.1. Исследование влияния давления на сопротивление, критическую температуру и флуктуационную проводимость

Для исследований при токе, параллельном ДГ ( $\mathbf{I} \parallel \text{ДГ}$ ) (образец S2) [193], монокристаллы отбирались из той же партии, что и образцы, используемые в предыдущем разделе. Измерения также проводились при давлениях  $P = 0$  (образец H12) и  $P = 0,48$  ГПа после выдержки в течение пяти дней (образец H32). То есть для определения влияния перераспределения кислорода измерения проводили по истечении двух–семи суток после приложения–снятия давления по мере завершения релаксационных процессов [85,187,188,193]. Фактически, как и в случае  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$ , мы имеем четыре образца: H12 для  $P = 0$ , H22 ( $P = 0,48$  ГПа), H32 ( $P = 0,48$  ГПа, приложенное в течение 5 дней) и H42 для  $P = 0$  при измерении непосредственно после снятия давления.

Температурные зависимости удельного сопротивления  $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$  монокристалла HoBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  с  $T_c \approx 62$  К и кислородным индексом  $7-\delta \approx 6,65$  при  $\mathbf{I} \parallel \text{ДГ}$  были аналогичными показанным на рис. 28 для измерений при токе под углом 45° к ДГ ( $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$ ). Как и ожидалось, они имели такую же S-образную форму [85,193], характерную для слабодопированных ВТСП [60,61,106]. Однако в отличие от измерений при  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$   $T^*$  была заметно ниже:  $T^* \approx 247,5$  К при  $P = 0$ , но также незначительно уменьшалась до  $T^* \approx 242,7$  К при  $P = 0,48$  ГПа (табл. 2). Соответственно, как видно из табл. 7, при  $\mathbf{I} \parallel \text{ДГ}$   $dT_c/dP \approx 5,8$  К/ГПа. Отметим, что это в 1,4 раза больше, чем при  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$ , однако хорошо согласуется с аналогичными результатами, полученными для других купратов [188,189,194–197,201]. Выше  $T^*$  все зависимости  $\rho(T)$  линейные с наклоном

Таблица 7. Параметры ФЛП анализа монокристалла  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$  при  $\mathbf{I}||\text{ДГ}$

$P$ , ГПа	$\rho(100\text{ K})$ , мкОм·см	$T_c$ , К	$T^*$ , К	$T_c^{mf}$ , К	$T_G$ , К	$T_0$ , К	$T_{01}$ , К	$\xi_c(0)$ , Å
0	193	61,2	247,5	62,4	62,5	63,3	88,7	$1,49 \pm 0,05$
0,48	172	64	242,7	65,4	65,6	66,5	95,6	$1,53 \pm 0,05$

$d\rho/dT \approx 3,0$  и  $\approx 2,45$  мкОм·см/К соответственно для  $P = 0$  и  $P = 0,48$  ГПа, как это следует из теории [45]. Как и при  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$  (разд. 5.1), уменьшение  $\rho(T)$  под давлением при  $T > T^*$  практически не зависит от температуры и составляет  $d \ln \rho(300\text{ K})/dP = -(35 \pm 0,5)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$ , что в  $\sim 1,8$  раза больше, чем в наших монокристаллах YBCO (разд. 4.2). Это значение также заметно превосходит величину  $d \ln \rho/dP$ , сообщаемую для различных купратов [189,190,194–197,201]. Отметим, что обнаруженное большое значение  $d \ln \rho(300\text{ K})/dP = -(34 \pm 1)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$ , наблюдаемое как для  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$ , так и для  $\mathbf{I} || \text{ДГ}$ , по-видимому, является спецификой поведения монокристаллов HoBCO. Причина такого поведения требует дальнейшего изучения.

Флуктуационная проводимость при всех  $P$  стандартным образом определялась из анализа избыточной проводимости  $\sigma'(T)$ , которая вычислялась по уравнению (1) как разность между измеряемым сопротивлением  $\rho(T)$  и линейным выше  $T^*$   $\rho_N(T)$ , экстраполированным в область низких температур [193]. Как и в других монокристаллах (разд. 4 и 5.1), анализ проводился в рамках ЛП модели для всех значений давления. В работе сравниваются результаты, полученные для образца при  $P = 0$  и 0,48 ГПа, приложенном в течение недели. Как и в разд. 5.1.2 (рис. 30), по зависимости  $\sigma'^{-2}(T)$  определялась критическая температура в приближении среднего поля  $T_c^{mf} \approx 62,4\text{ K} > T_c (P = 0)$  и  $T_c^{mf} \approx 65,4\text{ K} (P = 0,48\text{ ГПа})$ , а также  $T_G$  и  $T_0$  (табл. 7). Как обычно,  $T_c$  определялась экстраполяцией резистивного перехода к значению  $\rho(T_c) = 0$ . Зависимости  $\ln \sigma'(\ln \epsilon)$  для  $P = 0$  (а) и  $P = 0,48$  ГПа (б) показаны на рис. 33. Рассмотрим детали поведения ФЛП на примере  $P = 0,48$  ГПа. Как и в других исследованных монокристаллах, до  $T_0 \approx 66,5\text{ K} (\ln \epsilon_0 \approx -4,05)$  экспериментальные данные хорошо экстраполируются флуктуационным вкладом 3D-АЛ (2) [7,60,144] (сплошная прямая 1), а выше  $T_0$ , до  $T_{01} \approx 95,6\text{ K} (\ln \epsilon_{01} \approx -0,8)$ , — вкладом 2D-МТ теории ХЛ (3) [26,27,145,193] с  $d = d_{01} = 2,29\text{ Å}$  и  $\tau_{\phi}(100\text{ K})\beta = (0,665 \pm 0,002) \cdot 10^{-13}\text{ c}$  (пунктирная кривая 2), что типично для магнитных ВТСП. Соответственно кривая 3, построенная с  $d = 11,67\text{ Å}$ , как и в случае  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$  (рис. 31), проходит намного ниже экспериментальных точек и с совершенно другим наклоном. Однако, несколько неожиданно, кривая 3 неплохо описывает эксперимент в интервале температур между областью 3D и 2D флуктуаций. Тем не менее  $T_0$  по-прежнему определялась как точка пересечения теоретических АЛ и МТ кривых, что представляется

логичным. Таким образом, при  $T = T_0$  так же четко наблюдается размерный 3D–2D (он же АЛ–МТ) кроссовер (рис. 33). Используя уравнение (8), по температуре кроссовера определяем  $\xi_c(0) = d_{01}\epsilon_{01}^{1/2} = d\epsilon_0^{1/2} = (1,53 \pm 0,005)\text{ Å}$  (табл. 7), что, однако, в 1,73 раза меньше, чем при  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$ .

Аналогичная зависимость  $\ln \sigma'(\ln \epsilon)$  получена и для  $P = 0$  с параметрами, приведенными в табл. 7 и 8. Из таблиц видно, что давление приводит к заметному увеличению температурного интервала СП флуктуаций, определяемого температурой  $T_{01}$  [40–42]. Нетрудно посчитать, что  $\Delta T_{\text{fl}} = T_{01} - T_G$  меняется от  $\Delta T_{\text{fl}} \approx 26,2\text{ K} (P = 0)$  до  $\Delta T_{\text{fl}} \approx 30\text{ K} (P = 0,48\text{ ГПа})$ , что на 17 К меньше, чем в случае  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$  при том же давлении (разд. 5.1).

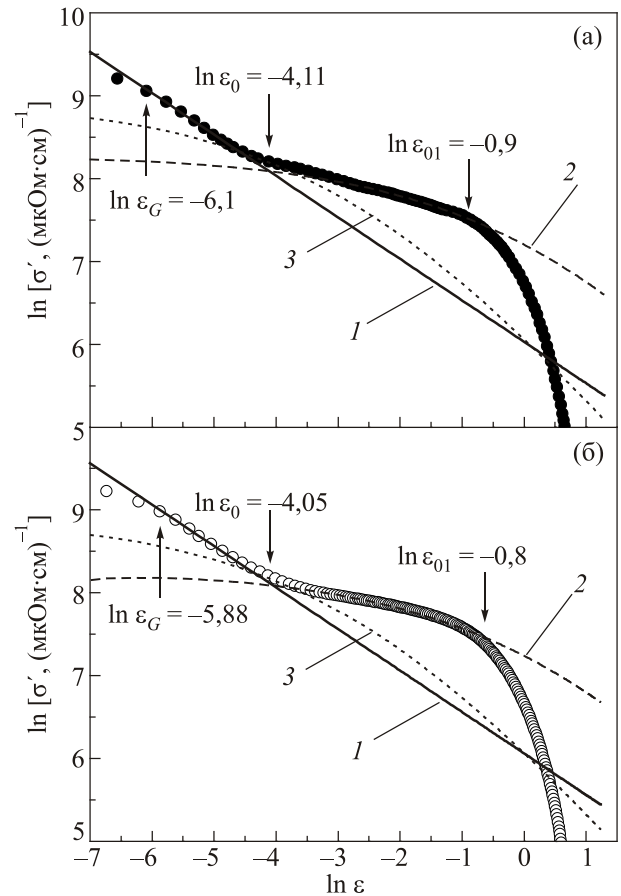


Рис. 33. Зависимости  $\ln \sigma'$  от  $\ln \epsilon$  монокристалла  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$  для  $P = 0$  (а) и  $P = 1,05$  ГПа (б) ( $\mathbf{I}||\text{ДГ}$ ) в сравнении с флуктуационными теориями: 3D АЛ (1); МТ с  $d = d_{01}$  (2) и МТ с  $d = 11,67\text{ Å}$  (3).  $\ln \epsilon_{01}$  определяет  $T_{01}$ , которая задает область СП флуктуаций выше  $T_c$ .  $\ln \epsilon_0$  определяет температуру кроссовера  $T_0$  и  $\ln \epsilon_G$  определяет температуру Гинзбурга  $T_G$ .

Таблица 8. Параметры ФЛП и ПЩ анализа монокристалла  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$  при  $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$

$P$ , ГПа	$d_1$ , Å	$C_{3D}$	$C_{2D}$	$T_{m1}$ , К	$T_{m2}$ , К	$D^*$	$\Delta^*(T_c)$ , К	$\Delta_{\text{max}}^*$ , К
0	2,34	0,82	1,29	195	208	$5,0 \pm 0,05$	152,6	271

Отметим и другие отличия от измерений при токе  $\mathbf{I}\perp\text{ДГ}$ . Из рис. 33 видно, что в случае  $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$  давление не искажает экспериментальную зависимость, и отклонение экспериментальных точек от МТ кривой в области высоких температур, наблюдаемое для  $\mathbf{I}\perp\text{ДГ}$  при  $P = 0,48$  ГПа выше  $\ln \epsilon \approx -1,65$  (рис. 31(б)), в данном случае отсутствует. Как и в СД YBCO (рис. 19), при  $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$  давление практически не влияет на величину  $\sigma'$ . Можно предположить, что обнаруженное для  $\mathbf{I}\perp\text{ДГ}$  уменьшение  $\sigma'$  под давлением,  $d \ln \sigma' / dP \sim -1,25 \text{ ГПа}^{-1}$ , является следствием специфического распределения носителей заряда, когда ток направлен под углом к ДГ. В то же время при  $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$  переход от 3D к 2D флуктуациям еще более растянут (рис. 33). Этот результат представляется несколько неожиданным, так как указывает на больший разброс значений  $d$  в образце предположительно за счет структурных искажений. В то же время ожидалось, что при  $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$  число дефектов, которые создаются ДГ, должно быть меньше. Однако этот результат подтверждается наблюдаемым уменьшением  $T^*$  на  $\sim 22$  К по сравнению с  $\mathbf{I}\perp\text{ДГ}$  (табл. 6 и 7). Впервые значительное уменьшение  $T^*$  наблюдалось в пленках  $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [158]. Предполагается, что возникающие в процессе изготовления таких пленок диэлектрические ячейки PrBCO создают множественные дефекты в проводящей матрице YBCO, которые препятствуют возникновению фазовой когерентности в ансамбле локальных пар, таким образом понижая  $T^*$ . Следовательно, чем больше дефектов, тем ниже должна быть  $T^*$ , что и наблюдается при  $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$ .

Также отметим, что, несмотря на одинаковые  $T_c$ , при  $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$  вся кривая  $\sigma'(T)$  смещена в сторону низких температур. Сравнивая результаты, показанные на рис. 31 и 33, видим, что при  $\mathbf{I}\perp\text{ДГ}$  размерный кроссовер происходит при  $\ln \epsilon_0 \approx -3$ , а при  $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$  — при  $\ln \epsilon_0 \approx -4$ . Таким образом, получаем нетривиальный результат: при изменении направления тока относительно ДГ  $\xi_c(0)$  уменьшается почти в 2 раза по сравнению с  $\mathbf{I}\perp\text{ДГ}$  и в 2,3 раза по сравнению с СД YBCO (разд. 4.2). Соответственно и расстояние между проводящими плоскостями  $d_{01}$ , что удивительно, получилось тоже в  $\sim 1,5$  раза меньше (см. таблицы). Также отметим, что в данном случае  $C_{3D} = 0,82$  при  $P = 0$ , т.е. меньше единицы, и несколько возрастает под влиянием давления (до 0,87) (табл. 8). Тогда как при  $\mathbf{I}\perp\text{ДГ}$   $C_{3D} = 2,38$  при  $P = 0$ , т.е. больше единицы, и под давлением заметно уменьшается (до 1,72) (табл. 6). Напомним, что чем ближе  $C_{3D}$  к 1,0, тем однороднее предполагается структура образца [7,60–61].

### 5.2.2. Влияния давления на псевдощель при $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$

Как и в разд. 4.2, 4.3 и 5.1, псевдощель в монокристаллах  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$  при  $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$  анализировалась в рамках ЛП модели. Стандартным образом информация о величине и температурной зависимости ПЩ определялась из температурной зависимости избыточной проводимости  $\Delta\sigma(T)$  с помощью уравнений (10) и (11) [85]. В уравнение (11) помимо  $T^*$ ,  $\xi_c(0)$  и  $\epsilon$ , определенных выше, входят значения коэффициентов  $A_4$  и  $\epsilon_{c0}^*$ , которые в ЛП модели определяются из эксперимента (см. разд. 4, рис. 20 и разд. 5.1). Величина  $\Delta^*(T_c^{mf})$  определялась из зависимости  $\Delta^*(1/T)$  (см. рис. 21). Как и ожидалось, при  $P = 0$   $D^* = \Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c = (5,0 \pm 0,05)$  и, как и при  $\mathbf{I}\perp\text{ДГ}$ , практически не зависит от давления (табл. 8). Зависимости  $\Delta^*(T)$ , рассчитанные согласно (11) с параметрами  $T^* = 247,5$  К,  $T_c^{mf} = 62,4$  К,  $\xi_c(0) = 1,49$  Å,  $\epsilon_{c0}^* = 0,78$ ,  $A_4 = 12,7$ ,  $\Delta^*(T_c) = 152,6$  К и  $D^* = 5,0$  для  $P = 0$  и соответственно  $T^* = 242,7$  К,  $T_c^{mf} = 65,4$  К,  $\xi_c(0) = 1,53$  Å,  $\epsilon_{c0}^* = 0,79$ ,  $A_4 = 13,9$ ,  $\Delta^*(T_c) = 160$  К и  $D^* = 5,0$  для  $P = 0,48$  ГПа, показаны на рис. 34 (кривые 1 и 2 соответственно).

Как видно на рис. 34, зависимости  $\Delta^*(T)$  в случае  $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$  принципиально такие же, как и при  $\mathbf{I}\perp\text{ДГ}$  (рис. 32). Так же при  $P = 0$  зависимость  $\Delta^*(T)$  демонст-

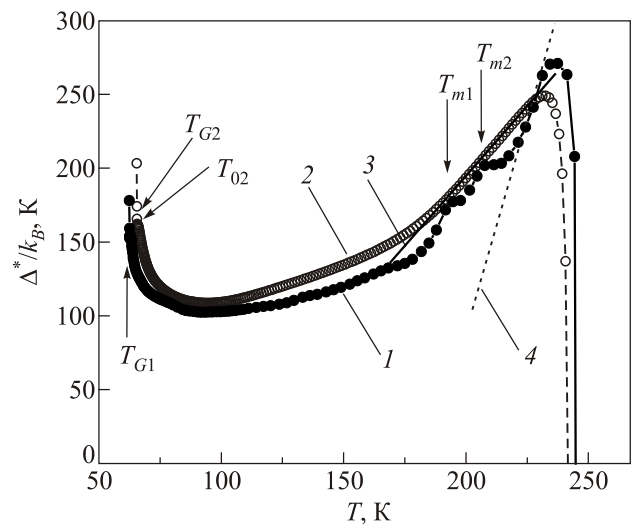


Рис. 34. Температурные зависимости псевдощели  $\Delta^*(T)$  для СД монокристалла  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,65}$  при  $P = 0$  (1) и  $P = 0,48$  ГПа (2), рассчитанные в модели локальных пар по уравнению (11) с параметрами, приведенными в тексте ( $\mathbf{I}\parallel\text{ДГ}$ ). Прямой 3 отмечен линейный участок кривой 2. Пунктиром 4 отмечен наклон, который демонстрируют магнитные сверхпроводники типа  $\text{SMFeAsO}_{0,85}$  [203].  $T_{m1}$  и  $T_{m2}$  отмечают максимумы  $\Delta^*(T)$  на кривой 1.

рирует два максимума, однако при гораздо более низких температурах  $T_{m1} \approx 195$  К и  $T_{m1} \approx 208$  К (рис. 34, кривая 1). Соответственно разница между температурами появления максимумов при  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$  и  $\mathbf{I} \parallel \text{ДГ}$  составляет:  $\Delta T_{m1} = 214 - 195$  К = 19 К и  $\Delta T_{m2} = 239 - 208$  К = 31 К. Мы по-прежнему предполагаем, что максимумы возникают в результате двухфазности монокристалла, что является спецификой монокристаллов  $\text{HoBCO}$  с выраженными ДГ (см. рис. 4) [187–189]. Причины фазового расслоения в таких монокристаллах рассмотрены в разд. 5.1 и подробно в работе [85]. Давление заставляет работать процессы восходящей диффузии в образце, что приводит к перераспределению лабильного кислорода в монокристалле (разд. 3.1.4) [187–190]. В конечном итоге это приводит к исчезновению максимумов  $\Delta^*(T)$  (кривая 2) и появлению специфической зависимости  $\Delta^*(T)$  с протяженным спадающим линейным участком в области высоких температур (прямая 3 на рис. 34). В отличие от  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$ , в данном случае максимумы исчезают сразу же после приложения давления. т.е. процесс восходящей диффузии в данном случае протекает заметно быстрее. Возможно, это объясняет и гораздо более низкие значения  $\Delta T_{m1}$  и  $\Delta T_{m2}$  при  $\mathbf{I} \parallel \text{ДГ}$ . Однако физика этих процессов до конца не ясна.

Зависимость  $\Delta^*(T)$  со спадающим линейным участком наблюдалась нами в ЖССП  $\text{SmFeAsO}_{0,85}$  [7,204] и  $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$  и является типичной для магнитных сверхпроводников [159]. Наклон зависимости  $\Delta^*(T)$  с  $d\Delta^*/dT \approx 5,8$ , обычно наблюдаемый для ЖССП [159], показан на рис. 34 пунктирной прямой 4. Видно, что в относительно узком интервале температур 231–221 К  $\sim 10$  К, такой же наклон демонстрирует экспериментальная зависимость  $\Delta^*(T)$  при  $P = 0$ . И такой же наклон при  $P = 0$  наблюдается в интервале 275–265 К на зависимости  $\Delta^*(T)$  при  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$  (рис. 32). Эти результаты подтверждают предположение об усиленной роли магнитных флуктуаций в СД  $\text{HoBCO}$  [85]. С ростом давления наклон уменьшается до  $\approx 1,9$  (прямая 3 на рис. 34) и до  $\approx 2,6$  при  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$  (прямая 3 на рис. 32). Строго говоря, такая зависимость несколько напоминает  $\Delta^*(T)$ , полученную для СД монокристалла  $\text{YBCO}$  при  $P = 0$  (рис. 22). Но там наклон  $d\Delta^*/dT \approx 1,28$  еще меньше и, как и ожидалось, нет области с «магнитным» наклоном  $d\Delta^*/dT \approx 5,8$ . Сопоставляя все полученные результаты, можно предположить, что давление не только стимулирует процесс восходящей диффузии, но и несколько снижает роль магнитных флуктуаций в монокристаллах  $\text{HoBCO}$ . Однако этот вопрос требует дополнительного изучения.

Следует отметить, что, как и в случае  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$ , давление практически не влияет на величину  $\Delta^*(T)$  (рис. 34), что, как уже упоминалось, отличает магнитный  $\text{HoBCO}$  (разд. 5.1) от немагнитного  $\text{YBCO}$  (разд. 4). Однако  $\Delta^*(T_{G_3}, P) \approx 160$  К ( $\ln \Delta^*(T_{G_3}, P) = 5,075$ ) все же больше, чем  $\Delta^*(T_{G_3}, 0) \approx 152,6$  К ( $\ln \Delta^*(T_{G_3}, 0) = 5,0278$ ), да и кри-

вая 2 ( $P = 0,48$  ГПа) в данном случае проходит несколько выше кривой 1 ( $P = 0$ ) (рис. 34). Это указывает на рост  $\Delta^*(T)$  со скоростью  $d \ln \Delta^*/dP = 0,0472/0,48 \approx 0,098$  ГПа<sup>-1</sup>, что в 3,7 раза меньше, чем в СД монокристаллах  $\text{YBCO}$ , где  $d \ln \Delta^*/dP \approx 0,36$  ГПа<sup>-1</sup> (разд. 4.2.3). По-прежнему еще меньше, фактически на уровне погрешности эксперимента, влияние давления на  $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c$ , равную  $D^* = 5 \pm 0,05$  независимо от давления (табл. 8). Несмотря на ряд отмеченных выше явных отличий в поведении  $\Delta^*(T)$  как при  $\mathbf{I} \parallel \text{ДГ}$ , так и при  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$  от  $\Delta^*(T)$ , наблюдаемой в СД  $\text{YBCO}$ , по-прежнему не ясно, является ли такое поведение следствием влияния магнетизма в монокристаллах  $\text{HoBCO}$  или обусловлено дефектами, создаваемыми ДГ. Скорее всего, оба механизма дают свой вклад в обнаруженное поведение  $\Delta^*(T)$  в обоих случаях [85,193,208]. Очевидно, что для выяснения этого вопроса необходимо выполнить измерения как при  $\mathbf{I} \parallel \text{ДГ}$ , так и  $\mathbf{I} \perp \text{ДГ}$  при еще больших (как минимум до  $\sim 1$  ГПа) значениях гидростатического давления.

Принимая во внимание изложенные выше факты, можно рассмотреть вопрос о значительном (более чем в 1,7 раза по сравнению с  $\text{YBCO}$ ) уменьшении  $\rho(T)$  в  $\text{HoBCO}$  под давлением, учитывая, что при этом ПЩ практически остается неизменной. Напомним, что при изучении ОД монокристаллов  $\text{YBCO}$  мы обнаружили, что  $\rho(T)$  и ПЩ сильно меняются с давлением, тогда как  $T_c$  возрастает совсем незначительно. Последний результат означает, что в ОД  $\text{YBCO}$  давление практически не увеличивает плотность носителей заряда  $n_f$  в плоскостях  $\text{CuO}_2$ , которая в ОД ВТСП близка к насыщению. В этом случае уменьшение  $\rho(T)$  и значительный рост ПЩ объясняются уменьшением частот фононного спектра ВТСП под давлением. О наблюдении этого эффекта сообщается в работе [29]. В СД монокристаллах  $\text{HoBCO}$  ПЩ практически не зависит от давления, ставя под вопрос возможность смягчения фононного спектра в этом случае. В то же время  $\rho(T)$  значительно уменьшается, а  $T_c$  возрастает с той же интенсивностью, что и в  $\text{YBCO}$ . Как видно на рис. 4, СД монокристаллы  $\text{HoBCO}$  обладают выраженной структурой двойниковых границ. Как показали наши исследования (разд. 5), в таких образцах заметную роль играет процесс восходящей диффузии под давлением. В результате приложения давления в монокристалле остается лишь одна обогащенная кислородом, а значит, и носителями заряда высокотемпературная фаза [187,188], а также снижается число дефектов (разд. 3). Наиболее вероятно, что уменьшение сопротивления и рост  $T_c$  монокристалла  $\text{HoBCO}$  в значительной степени обусловлены именно этими процессами.

Также отметим, что, как и ожидалось, поведение  $\Delta^*(T)$  перед СП переходом (рис. 34) такое же, как и во всех ВТСП (рис. 27) [159]. Ниже  $T_{01} \approx 95,6$  К ( $P = 0,48$  ГПа)  $\Delta^*(T)$  заметно возрастает, демонстрируя максимум при  $T \sim T_{02}$  ( $T_0$  для  $P = 0$  не показана). Затем

следует минимум при  $T_G$ , ниже которой наблюдается резкий рост  $P = 0$  при переходе в режим критических флуктуаций непосредственно вблизи  $T_c$ . Все полученные результаты еще раз подтверждают высказанное выше предположение о том, что избыточная проводимость отражает не только величину ПЩ, но и особенности взаимодействия в системе носителей заряда в ВТСП, в том числе и при наличии магнитного взаимодействия [85,193].

Таким образом, впервые в модели локальных пар исследовано, как при  $I \perp$  ДГ, так и при  $I \parallel$  ДГ, влияние гидростатического давления до  $\sim 0,5$  ГПа на избыточную проводимость  $\sigma'(T)$  и псевдощель  $\Delta^*(T)$  слабодепирированных монокристаллов  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с  $T_c \sim 61,2$  К (при  $P = 0$ ), имеющих собственный магнитный момент  $\mu_{\text{eff}} = 9,7 \mu_B$ .

Впервые обнаружено, что, независимо от направления транспортного тока по отношению к ДГ, гидростатическое давление до  $\sim 0,5$  ГПа фактически не влияет как на величину  $\Delta^*(T)$ , так и на соотношение  $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c$ .

Показано, что такое поведение  $\Delta^*(T)$ , скорее всего, возникает как за счет влияния собственного магнетизма в  $\text{HoBCO}$ , так и обусловлено дефектами, создаваемыми явно выраженными двойниковыми границами ДГ в таких монокристаллах. В то же время роль смягчения фононного спектра монокристалла, играющая определяющую роль в наблюдаемом значительном увеличении  $\Delta^*(T)$  в монокристаллах  $\text{YBCO}$  (разд. 4), в данном случае не ясна.

Обнаружено, что влияние давления на  $T_c$ ,  $dT_c/dP = +(4,2-5,7)$  К/ГПа, такого же порядка, как и в СД монокристаллах  $\text{YBCO}$ , тогда как уменьшение удельного сопротивления  $d \ln \rho/dP \approx -(33 \pm 0,2)\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$  в  $\sim 1,8$  раза больше. В таких образцах заметную роль играет процесс восходящей диффузии под давлением, в результате которого в монокристалле остается лишь одна обогащенная кислородом, а значит, и носителями заряда высокотемпературная фаза, а также снижается число дефектов. Наиболее вероятно, что уменьшение сопротивления и рост  $T_c$  монокристалла  $\text{HoBCO}$  обусловлены именно этими процессами.

Это предположение подтверждается наблюдением двух максимумов на зависимости  $\Delta^*(T)$  при высоких  $T$ , которые исчезают под давлением за счет процесса восходящей диффузии. Этот процесс также приводит к заметному изменению формы зависимости  $\Delta^*(T)$ , на которой возникает протяженный линейный участок на месте максимумов.

Показано, что при  $P = 0$  наклон зависимости  $\Delta^*(T)$  при высоких  $T$ ,  $d\Delta^*/dT \approx 5,8$ , такой же, как наблюдается в ЖССП, что указывает на заметную роль магнитных флуктуаций в формировании ПЩ в СД монокристаллах  $\text{HoBCO}$ .

Отметим, что величина наклона этого линейного участка  $d\Delta^*/dT \approx 2,6$  (для  $I \perp$  ДГ) в 2,2 раза меньше, чем  $d\Delta^*/dT \approx 5,8$ , наблюдаемое в магнитных ВТСП, но в 2 раза больше, чем  $d\Delta^*/dT \approx 1,28$ , обнаруженное в немагнитном  $\text{YBCO}$  (разд. 4). Это также указывает на то, что необычное поведение ПЩ в монокристаллах  $\text{HoBCO}$  под давлением — следствие как изменения магнитных взаимодействий, так и перераспределения носителей заряда и снижения роли дефектов в результате влияния давления на ДГ.

Показано, что независимо от величины давления в интервале температур  $T_c - T_{01}$  избыточная проводимость  $\sigma'(T)$  хорошо описывается флуктуационными теориями 3D-AL и 2D-MT, демонстрируя 3D-2D кроссовер при увеличении температуры.

Независимо от давления в монокристаллах  $\text{HoBCO}$  переход  $\Delta^*(T)$  в сверхпроводящее состояние ниже  $T_{01}$  фактически происходит по такому же закону, как и во всех остальных изученных нами ВТСП.

### Заключение

В обзоре предпринята попытка рассмотреть основные проблемы физики высокотемпературных сверхпроводников и на примере монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  проанализировать различные механизмы влияния гидростатического давления на электроtransport и псевдощель в ВТСП с учетом различного рода дефектов, имеющих место в реальных ВТСП образцах. В настоящее время ВТСП — основной объект исследований в области фундаментальной и прикладной сверхпроводимости, что и определило актуальность такого исследования. Для улучшения характеристик уже имеющихся ВТСП и поиска новых материалов с еще более высокими сверхпроводящими параметрами необходимо не только развивать технологию, но и правильно понимать физику процессов, приводящих к возникновению сверхпроводимости при температурах  $T_c \sim 100$  К. Однако несмотря на интенсивные исследования ВТСП в течение более 30 лет, механизм сверхпроводящего спаривания в таких соединениях по-прежнему весьма дискуссионный. Считается, что понимание такого необычного явления, как псевдощель, наблюдающегося в купратных ВТСП при  $T^* \gg T_c$ , позволяет ответить и на вопрос о механизме СП спаривания. Но физика появления ПЩ также до конца не ясна.

Проведя изучение свойств как СД, так и ОД монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и СД монокристаллов  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  под действием гидростатического давления, мы получили ряд новых и необычных результатов. Было показано, что давление существенно снижает сопротивление таких монокристаллов. Причем эффект в  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  почти в 2 раза больше, чем в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , что пока не нашло объяснения. Также было показано, что давление увеличивает  $T_c$  СД образ-

цов как  $dT_c/dP = +(4,2-5,7)$  К/ГПа, но практически не влияет на  $T_c$  в ОД монокристаллах. Этот результат находится в соответствии с выводами работ, в которых рассмотрены возможные механизмы влияния давления на  $T_c$  с учетом роли дефектного ансамбля конкретного образца.

Впервые было обнаружено увеличение ПЩ под давлением  $d\ln\Delta^*/dP \approx 0,32$  ГПа<sup>-1</sup> в монокристаллах YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub> , практически не зависящее от уровня допирования. Принимая во внимание результаты по увеличению СП щели в Bi2223 [29], можно предположить, что обнаруженный эффект обусловлен уменьшением частот фононного спектра YBCO под давлением. Однако поскольку какая-либо строгая теория, посвященная этому вопросу, отсутствует, он остается открытым. Необходимо отметить еще один любопытный результат — отсутствие влияния давления на ПЩ в монокристаллах HoBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub> , что оказалось весьма неожиданным на фоне сильного увеличения ПЩ под давлением в монокристаллах YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub> . Принимая во внимание ряд обнаруженных необычных свойств Ho монокристаллов, таких как наиболее сильное уменьшение сопротивления под давлением и специфическая форма зависимости  $\Delta^*(T)$ , как при  $P = 0$ , так и при приложении давления, а также тот факт, что Ho имеет большой собственный магнитный момент ( $\mu_{Ho} = 10,6$   $\mu_B$  и  $\mu_{eff} = 9,7$   $\mu_B$  в HoBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub> ) [202], можно предположить, что обнаруженные эффекты являются следствием как изменения магнитных взаимодействий, так и специфического перераспределения носителей заряда и снижения роли дефектов в результате влияния давления на ДГ.

В целом наши исследования показали, что избыточная проводимость, определяемая из резистивных измерений в модели локальных пар, содержит информацию не только о величине и температурной зависимости ФЛП и ПЩ, но и о механизмах взаимодействия, в том числе и магнитных, имеющих место в конкретном образце.

В заключение авторы выражают признательность Л.В. Омельченко и Е.В. Петренко за помощь в расчетах и оформлении рисунков.

1. J.G. Bednorz and K.A. Müller, *Z. Phys. B* **64**, 189 (1986).
2. К.Н. Bennemann and J.B. Katterson (eds.), *The Physics of Superconductors. Conventional and High- $T_c$  Superconductors*, vol. 1, New York: Springer (2003).
3. M. Randeria, *Nature Phys.* **6**, 561 (2010).
4. S. Badoux, W. Tabis, F. Laliberte, G. Grissonnanche, B. Vignolle, D. Vignolles, J. Beard, D.A. Bonn, W.N. Hardy, R. Liang, N. Doiron-Leyraud, L. Taillefer, and C. Proust, *Nature* **531**, 210 (2016).
5. A. A. Kordyuk, *Fiz. Nizk. Temp.* **41**, 417 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 319 (2015)].
6. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, and A.V. Dobrovolskiy, *Solid State Commun.* **204**, 64 (2015).
7. A.L. Solovjov, *Superconductors — Materials, Properties and Applications. Chapter 7: Pseudogap and Local Pairs in High- $T_c$  Superconductors*, A.M. Gabovich (ed.), Rijeka: InTech (2012), p. 137.
8. L. Taillefer, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 51 (2010).
9. R. Peters and J. Bauer, *Phys. Rev. B* **92**, 014511 (2015).
10. Rui-Hua He, M. Hashimoto, H. Karapetyan, J.D. Koralek, J.P. Hinton, J.P. Testaud, V. Nathan, Y. Yoshida, Hong Yao, K. Tanaka, W. Meevasana, R.G. Moore, D.H. Lu, S.-K. Mo, M. Ishikado, H. Eisaki, Z. Hussain, T.P. Devereaux, S.A. Kivelson, J. Orenstein, A. Kapitulnik, and Z.-X. Shen, *Science* **331**, 1579 (2011).
11. М.В. Садовский, *УФН* **171**, 539 (2001).
12. Z.C. Gu and Y.Z. Weng, *Phys. Rev. B* **72**, 104520 (2005).
13. P.W. Anderson, *The Theory of Superconductivity in the High- $T_c$  Cuprates*, Princeton Univ. Press, Princeton NJ (1997), p. 446.
14. P.W. Anderson and Z. Zou, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 132 (1988).
15. Л.А. Боярский, С.П. Габуда, С.Г. Козлова, *ФНТ* **31**, 405 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 308 (2005)].
16. Yao Ma, Peng Ye, and Zheng-Yu Weng, *New J. Phys.* **16**, 083039 (2014).
17. С.М. Varma, *Phys. Rev. B* **73**, 155113 (2006).
18. P. Pieri, G.C. Strinati, and D. Moroni, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 127003 (2002).
19. H. Alloul, T. Ohno, and P. Mendels, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1700 (1989).
20. Takeshi Kondo, A.D. Palczewski, Y. Hamay, T. Kondo, A.D. Palczewski, Y. Hamaya, T. Takeuchi, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, and A. Kaminski, arXiv:1208.3448v1 (2012).
21. P.G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W.A. Benjamin, INC., New York–Amsterdam (1966), p. 280.
22. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, V.I. Beletskii, and A. Chroneos, *Physica C* **469**, 203 (2009).
23. A. Driessen, R. Griessen, N. Koeman, E. Salomons, R. Brouwer, D.G. De Groot, K. Heeck, H. Hemmes, and J. Rector, *Phys. Rev. B* **36**, 5602 (1987).
24. R. Griessen, *Phys. Rev. B* **36**, 5284 (1987).
25. J. Metzler, T. Weber, W.H. Fietz, K. Grube, H.A. Ludwig, T. Wolf, and H. Wühl, *Physica C* **214**, 371 (1993).
26. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazzyrov, S.N. Kamchatnaya, and D.M. Sergeev, *Physica B* **493**, 58 (2016).
27. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazzyrov, S.N. Kamchatnaya, and D.M. Sergeev, *Curr. Appl. Phys.* **16**, 931 (2016).
28. E.G. Maksimov, *Physics-Uspekhi* **43**, 965 (2000).
29. А.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков, *ФТВД* **24**, № 2, 24 (2014).
30. E.E. Zubov, *Physica C* **497**, 67 (2014).
31. R.J. Cava, *Science* **243**, 656 (1990).
32. M. Asta, D. de Futaie, G. Ceder, E. Salomons, and M. Kraitchman, *J. Less. Common Metals* **168**, 39 (1991).
33. R.V. Vovk, N.R. Vovk, and O.V. Dobrovolskiy, *J. Low Temp. Phys.* **175**, 614 (2014).
34. R.V. Vovk, Z.F. Nazzyrov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M. Pinto Simoes, *J. Alloys Compd.* **509**, 4553 (2011).

35. S.V. Savich, A.V. Samoilo, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, S.N. Kamchatna, Ya.V. Dolgopolova, O.A. Chernovol-Tkachenko, *Mod. Phys. Lett. B* **30**, 1650034 (2016).
36. K.W. Wang and W.Y. Ching, *Physica C* **416**, 47 (2004).
37. V. Mishra, U. Chatterjee, J.C. Campusano, and M.R. Norman, *Nat. Phys. Lett.* **1**, 1 (2014).
38. И.О. Кулик, А. Г. Педан, *ФНТ* **14**, 700 (1988) [*Low Temp. Phys.* **14**, 384 (1988)].
39. P.W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
40. V.J. Emery and S.A. Kivelson, *Nature* **374**, 434 (1995).
41. J. Corson, R. Mallozzi, J. Orenstein, J.N. Eckstein, and I. Bozovic, *Nature* **398**, 221 (1999).
42. K. Kawabata, S. Tsukui, Y. Shono, O. Mishikami, H. Sasakura, K. Yoshiara, Y. Kakehi, and T. Yotsuya, *Phys. Rev. B* **58**, 2458 (1998).
43. Q. Chen, I. Kosztin, B. Janko, and K. Levin, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4708 (1998).
44. J.R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, and E. Dagotto, *Phys. Rev. B* **57**, 13406 (1998).
45. B.P. Stojkovic and D. Pines, *Phys. Rev. B* **55**, 8576 (1997).
46. A.V. Chubukov and J. Schmalian, *Phys. Rev. B* **57**, R11085 (1998).
47. D.J. Scalapino, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1383 (2012).
48. S. Dzhumanov, O.K. Ganiev, and S.S. Djumanov, *Physica B* **440**, 17 (2014).
49. K. Efetov, H. Meier, and C. Pin, *Nature Phys.* **9**, 442 (2013).
50. М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, Р.В. Вовк, А.А. Продан, *ФНТ* **23**, 1178 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 882 (1997)].
51. R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Shekhovtsov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 085017 (2013).
52. R.V. Vovk, N.R. Vovk, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Mod. Phys. Lett. B* **27**, 1350198 (2013).
53. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, V.V. Kruglyak, and A. Chroneos, *Mod. Phys. Lett. B* **25**, 2131 (2011).
54. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, N.R. Vovk, and Z. F. Nazyrov, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **26**, 1435 (2015).
55. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **23**, 1255 (2012).
56. A. Chroneos, I.L. Goulatis, and R.V. Vovk, *Acta Chim. Slov.* **54**, 179 (2007).
57. R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Mod. Phys. Lett. B* **26**, 1250163 (2012).
58. R.V. Vovk, N.R. Vovk, and O.V. Dobrovolskiy, *Adv. Condens. Matter Phys.* **2013**, 931726 (2013).
59. Б.Я. Сухаревский, И.В. Жихарев, С.И. Хохлова, Препринт 91-10, ДонФТИ (1990).
60. А.Л. Соловьев, Н.-У. Habermeier, and T. Haage, *ФНТ* **28**, 24 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 17 (2002)]; *ФНТ* **28**, 144 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 99 (2002)].
61. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **35**, 227 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 168 (2009)].
62. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 139 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 99 (2006)].
63. D.A. Lotnyk, R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, J. Kováč, M. Kaňuchová, M. Šefciková, V. Antal, P. Diko, A. Feher, and A. Chroneos, *J. Low Temp. Phys.* **161**, 4387 (2010).
64. А.В. Бондаренко, В.А. Шкловский, Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, А.А. Продан, *ФНТ* **23**, 1281 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 962 (1997)].
65. В.В. Квардаков, В.А. Соменков, С.Ш. Шильштейн, *СФХТ* **5**, 624 (1992).
66. В.М. Молчанов, Л.А. Мурадян, В.И. Симонов, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 222 (1989).
67. Ж. Этурно, *Структура высокотемпературных сверхпроводящих окислов*, Мир: Физика за рубежом, Москва (1989), с. 25.
68. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1040 (1998).
69. M. Suzuki and T. Watanabe, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4787 (2000).
70. Y. Yamada, K. Anagawa, T. Shibauchi, T. Fujii, T. Watanabe, A. Matsuda, and M. Suzuki, *Phys. Rev. B* **68**, 054533 (2003).
71. Y. Iye, *Transport Properties of High-T<sub>c</sub> Cuprates. Phys. Properties of High-Temperature Superconductors*, D.M. Ginsberg (ed.), Singapore: World Scientific, **3**, 285 (1992).
72. Ю.А. Изюмов, *УФН* **167**, 465 (1997).
73. N. Bulut, *Turk. J. Phys.* **20**, 548 (1996).
74. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 3 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 1 (1996)].
75. В.В. Еременко, В.Н. Самоваров, В.Н. Свищев, В.Л. Вакула, М.Ю. Либин, С.А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 739 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 541 (2000)].
76. A. Bianconi, *Linear Array of Homogeneous Cu Sites in the CuO<sub>2</sub> Plane. Phase Separation in Cuprate Superconductors*, D.M. Ginsberg (ed.), Singapore: World Scientific (1992), Т. 1, p. 3.
77. Н.-У. Habermeier, *Proceedings of ESF International Workshop on Superconductivity in Reduced Dimensions* Sulzburg, Austria (2010), p. 33.
78. Y. Zha, S.L. Cooper, and D. Pines, *Phys. Rev. B* **53**, 8253 (1996).
79. В.М. Локтев, *УФЖ Огляди* **1**, 10 (2004).
80. Gad Koren, *Supercond. Sci. Technol.* **30**, 045008 (2017).
81. *The Physics of Superconductors, Vol. 1, Conventional and High-T<sub>c</sub> Superconductors*, K.H. Bennemann and J.B. Katterson (eds.), Springer, Berlin (2003).
82. R.J. Birgineau and G. Shirane, *Neutron Scattering Studies of Structural and Magnetic Excitations in Lamellar Copper Oxides*, in: *Physical Properties of High-Temperature Superconductors*, D.M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1989), p. 152.
83. S.M. Quinlan, D.J. Scalapino, and N. Bulut. *Phys. Rev. B* **49**, 1470 (1994).
84. T. Kemin, H. Meisheng, and W. Yening, *J. Phys.: Condens. Matter* **1**, 1049 (1989).
85. A.L. Solovjov, M.A. Tkachenko, R.V. Vovk, and A. Chroneos, *Physica C* **501**, 24 (2014).
86. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazyrov, and A. Chroneos, *Physica C* **516**, 58 (2015).
87. G. Lacauc, R. Hermann, and G. Kaestener, *Physica C* **192**, 207 (1992).



88. R.V. Vovk, N.R. Vovk, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *J. Low Temp. Phys.* **174**, 214 (2014).
89. V. Selvamanickam, M. Mironova, and S. Son, *Physica C* **208**, 238 (1993).
90. А.В. Бондаренко, Б.И. Веркин, М.О. Зубарева, М.А. Оболенский, Препринт 41-88, ФТИНТ АН УСССР (1998).
91. W. Gawalek, W. Schueppel, and R. Hergt, *Supercond. Sci. Technol.* **5**, 407 (1992).
92. A. Ono and T. Tanaka, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, 825 (1987).
93. V. Selvamanickam, M. Mironova, and S. Son, *Physica C* **208**, 238 (1993).
94. G. Roth, G. Heger, and P. Schweiss, *Zh. Physica* **152**, 329 (1988).
95. G.D. Chryssikos, E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, A.P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale, and D. Niarchos, *Physica C* **254**, 44 (1995).
96. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, and U. Dedek, *Magnetic and Superconducting Materials*, World Scientific (1999), p. 499.
97. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, and U. Dedek, *Phys. Rev. B* **64**, 92513 (2001).
98. Д.М. Гинзберг, *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, Мир, Москва (1991).
99. М.А. Оболenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, and N.N. Chebotaev, *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 746 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 571 (2006)].
100. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, and A.I. Chroneos, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron* **18**, 811 (2007).
101. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, S.N. Kamchatnaya, and Z.F. Nazzyrov, *J. Low Temp. Phys.* **183**, 59 (2016).
102. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Physica B: Condens. Matter* **422**, 33 (2013).
103. R.V. Vovk, *J. Phys. Chem. Solids* **8**, 500 (2007).
104. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, and A.I. Chroneos, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **18**, 811 (2007).
105. Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, А.А. Завгородний, А.В. Бондаренко, И.Л. Гулатис, Н.Н. Чеботаев, *ФНТ* **33**, 931 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 710 (2007)].
106. Y. Ando, S. Komiya, K. Segawa, S. Ono, and Y. Kurita, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 267001 (2004).
107. R.V. Vovk, Z.F. Nazzyrov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Physica C* **485**, 89 (2013).
108. R.B. Van Dover, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak, D.A. Rudman, J.Y. Juang, and J.A. Cutro, *Phys. Rev. B* **39**, 2932 (1989).
109. Н.Е. Алексеевский, А.В. Митин, В.И. Нижанковский, Е.П. Хлыбов, В.В. Евдокимова, Г.М. Кузьмичев, *СФХТ* **2**, 40 (1989).
110. R.V. Vovk, Z.F. Nazzyrov, M.A. Obolenskii, V.M. Pinto Simoes, M. Januszczyk, and J.N. Latośińska, *Acta Physica Polonica A* **120**, 512 (2011).
111. A. Matsuda, K. Kinoshita, T. Ishii, H. Shibata, T. Watanabe, and T. Yamada, *Phys. Rev. B* **38**, 2910 (1988).
112. Y.X. Jia, J.Z. Liu, M.D. Lan, and R.N. Shelton, *Phys. Rev. B* **47**, 6043 (1993).
113. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 753 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 576 (2006)].
114. R. Fehrenbacher and T.M. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3471 (1993).
115. A.I. Liechtenstein and I.I. Mazin, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1000 (1995).
116. Y. Yu, G. Cao, and Z. Jiao, *Phys. Rev.* **59**, 3845 (1999).
117. Z. Zou, J. Ye, K. Oka, and Y. Nishihara, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1074 (1998).
118. В.В. Мошчалков, И.Г. Муттик, Н.А. Самарин, *ФНТ* **14**, 988 (1988) [*Low Temp. Phys.* **14**, 543 (1988)].
119. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, M.R. Levy, and A.I. Chroneos, *Acta Physica Polonica A* **111**, 123 (2007).
120. C.W. Chu, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, A.J. Huang, and Y.Q. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 405 (1988).
121. М.А. Оболенский, Д.Д. Балла, А.В. Бондаренко, Р.В. Вовк, А.А. Продан, Т.Ф. Иванова, *ФНТ* **25**, 1259 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 943 (1999)].
122. Z.Z. Wang, J. Clayhold, N.P. Ong, J.M. Tarascon, L.H. Greene, W.R. McKinnon, and G.W. Hull, *Phys. Rev. B* **36**, 7222 (1987).
123. Y. Kubo, Y. Shimakawa, N. Manako, and H. Igarashi, *Phys. Rev. B* **43**, 7875 (1991).
124. T. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 161 (1999).
125. J.L. Tallon, F. Barber, J.G. Storey, and J.W. Loram, *Phys. Rev. B* **87**, 140508 (2013).
126. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 490 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 376 (1996)].
127. R. Haussmann, *Phys. Rev. B* **49**, 12975 (1994).
128. E.V.L. de Mello, M.T.D. Orlando, J.L. Gonzalez, E.S. Caixeiro, and E. Baggio-Saitovich, *Phys. Rev. B* **66**, 092504 (2002).
129. J.R. Engelbrecht, M. Randeria, and C.A.R. Sa de Melo, *Phys. Rev. B* **55**, 15153 (1997).
130. В.Н. Богомолов, *Письма в ЖТФ* **33** (1), 30 (2007).
131. В.П. Гусынин, В.М. Локтев, С.Г. Шарапов, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 170 (1997).
132. Y. Matsuda, T. Hirai, S. Komiyama, T. Terashima, Y. Bando, K. Iijima, K. Yamamoto, and K. Hirata, *Phys. Rev. B* **40**, 5176 (1989).
133. J. Sugawara, H. Iwasaki, N. Kabayashi, H. Yamane, and T. Hirai, *Phys. Rev. B* **46**, 14818 (1992).
134. T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).
135. B. Wuyts, V.V. Moshchalkov and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. B* **53**, 9418 (1996).
136. Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов, *УФЖ* **50**, A77 (2005).
137. A.S. Alexandrov, A.M. Bratkovsky, and N.F. Mott, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1734 (1994).
138. A.S. Alexandrov, *Phys. Rev. B* **53**, 2863 (1996).
139. А.М. Габович, М.С. Ли, Н. Сzymczak, and А.И. Voitenko, *Phys. Rev. B* **92**, 054512 (2015).

140. I.A. Nekrasov, N.S. Pavlov, M.V. Sadovskii, and A.A. Slobodchikov, *Fiz. Nizk. Temp.* **42**, 1137 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 891 (2016)].
141. K. Morawetz, B. Schmidt, M. Schreiber, and P. Lipavsky, *Phys. Rev. B* **72**, 174504 (2005).
142. A.L. Solovjov and M.A. Tkachenko, arXiv:1112.3812v1 [cond-mat.supr-con] (2011), *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* **35**, 19 (2013).
143. T. Kondo, Y. Hamaya, A.D. Palczewski, T. Takeuchi, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, J. Schmalian, and A. Kaminski, *Nature Phys.* **7**, 21 (2011).
144. L.G. Aslamazov and A.L. Larkin, *Phys. Lett.* **26A**, 238 (1968); Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин, *ФТТ* **10**, 1104 (1968).
145. S. Hikami and A.I. Larkin, *Mod. Phys. Lett. B* **2**, 693 (1988).
146. E. Stajic, A. Iyengar, K. Levin, B.R. Boyce, and T.R. Lemberger, *Phys. Rev. B* **68**, 024520 (2003).
147. A.N. Pasupathy, A. Pushp, K.K. Gomes, C.V. Parker, J. Wen, Z. Xu, G. Gu, S. Ono, Y. Ando, and Ali Yazdani, *Science* **320**, 146 (2008).
148. K. Nakayama, T. Sato, Y. Sekiba, K. Terashima, P. Richard, T. Takahashi, K. Kudo, N. Okumura, T. Sasaki, and N. Kobayashi, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 227006 (2009).
149. K. Nakayama, T. Sato, Y.-M. Xu, Z.-H. Pan, P. Richard, H. Ding, H.-H. Wen, K. Kudo, T. Sasaki, N. Kobayashi, and T. Takahashi, arXiv:1105.5865 [cond-mat.supr-con].
150. S. Ideta, T. Yoshida, A. Fujimo, H. Anzai, T. Fujita, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, Z.-X. Shen, K. Takashima, K. Kojima, and S. Uchida, *Phys. Rev. B* **85**, 104515 (2012).
151. T. Kondo, A.D. Palczewski, Y. Hamaya, T. Takeuchi, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, and A. Kaminski, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 157003 (2013).
152. W. Lang, G. Heine, P. Schwab, X.Z. Wang, and D. Bauerle, *Phys. Rev. B* **49**, 4209 (1994).
153. B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, M.R. Beasley, T.H. Geballe, R.H. Hammond, J.M. Graybeal, and A. Kapitulnik, *Phys. Rev. B* **37**, 7861 (1988).
154. W.E. Lawrence and S. Doniach, in: *Proc. of the Twelfth Int. Conf. on Low Temp. Phys.*, Kyoto, Japan (1970), E. Kanda (ed.), Keigaku: Tokyo (1970), p. 361.
155. J.B. Bieri, K. Maki, and R.S. Thompson, *Phys. Rev. B* **44**, 4709 (1991).
156. Y.B. Xie, *Phys. Rev. B* **46**, 13997 (1992).
157. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, A.V. Terekhov, K. Rogacki, R.V. Vovk, E.P. Khlybov, and A. Chroneos, *Mater. Res. Express* **3**, 076001 (2016).
158. A.L. Solovjov, *Fiz. Nizk. Temp.* **28**, 1138 (2002) [*Low Temp. Phys.* **28**, 812 (2002)].
159. A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, V.B. Stepanov, R.V. Vovk, H.-U. Habermeier, H. Lochmajer, P. Przyslupski, and K. Rogacki, *Phys. Rev. B* **94**, 224505 (2016).
160. V.L. Ginzburg and L.D. Landau, *JETP* **20**, 1064 (1950).
161. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, *Статистическая физика*, т. 2, Наука, Москва (1978).
162. A. Kapitulnik, M.R. Beasley, C. Castellani, and C. Di Castro, *Phys. Rev. B* **37**, 537 (1988).
163. А.А. Варламов, Д.В. Ливанов, *ЖЭТФ* **98**, 584 (1990).
164. L. Reggani, R. Vaglio, and A.A. Varlamov, *Phys. Rev. B* **44**, 9541 (1991).
165. O. Tchernyshyov, *Phys. Rev. B* **56**, 3372 (1997).
166. A.C. Bódi, R. Laiho, and E. Lähderanta, *Physica C* **411**, 107 (2004).
167. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, *ФТТ* **45**, 1168 (2003).
168. B. Leridon, A. Defossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J.P. Contour, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
169. J.D. Jorgensen, Pei Shiyou, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, and B.M.W. Veal, *Physica C* **167**, 571 (1990).
170. М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, А.В. Бондаренко, *ФНТ* **32**, 802 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 614 (2006)].
171. D.J.L. Hong and D.M. Smith, *J. Am. Ceram. Soc.* **74**, 1751 (1991).
172. Д.Д. Балла, А.В. Бондаренко, Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, А.А. Продан, *ФНТ* **23**, 1035 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 777 (1997)].
173. R.P. Gupta and M. Gupta, *Phys. Rev. B* **51**, 11760 (1995).
174. А.П. Сайко, В.Е. Гусаков, *ФНТ* **22**, 748 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 575 (1996)].
175. И.В. Александров, А.Ф. Гончаров, С.М. Стишов, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 357 (1988).
176. U. Welp, M. Grimsditch, S. Flesher, W. Nessler, J. Downey, G.W. Crabtree, and J. Guimpel, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2130 (1992).
177. J. Labbe and J. Bok, *Europhys. Lett.* **3**, 1225 (1987).
178. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, and A. Chroneos, *Physica B* **407**, 4470 (2012).
179. В.М. Гвоздилов, *ФНТ* **19**, 1285 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 914 (1993)].
180. J. Stankowski, M. Krupski, and R. Micnas, *Mater. Sci. Poland* **22**, 175 (2004).
181. S. Sadewasser, J.S. Schilling, A.P. Paulikas, and B.M. Veal, *Phys. Rev. B* **61**, 741 (2000).
182. А.А. Абрикосов, *Phys. Rev. B* **63**, 134518 (2001); *Phys. Rev. B* **64**, 104521 (2001).
183. R. Micnas and S. Robaszkiewicz, *High-T<sub>c</sub> Superconductivity* (1996), E. Kaldis, E. Liarokapis, and K.A. Miller (eds.), *NATO ASI Series E*, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, **343**, 31 (1997).
184. M. Krupski, J. Stankowski, S. Przybyl, B. Andrzejewski, A. Kaczmarek, B. Hilczer, J. Marfaing, and C. Caranoni, *Physica C* **320**, 120 (1999).
185. R. Micnas and B. Tobijaszevska, *Acta Phys. Polon. B* **32**, 3233 (2001).
186. M.S. Islam, *Supercond. Sci. Technol.* **3**, 531 (1990).
187. R.V. Vovk, М.А. Оболенский, А.А. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, and A.I. Chroneos, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **20**, 853 (2009).
188. R.V. Vovk, М.А. Оболенский, А.А. Zavgorodniy, А.В. Bondarenko, I.L. Goulatis, А.В. Samoilov, and А.И. Chroneos, *J. Alloys and Comp.* **453**, 69 (2008).

189. R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and S.V. Pinto, *Philos. Mag.* **91**, 2291 (2011).
190. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M. Pinto Simoes, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **23**, 1255 (2012).
191. R.V. Vovk, A.A. Zavgorodniy, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.P. Pinto Simoes, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **22**, 20 (2011).
192. J. D. Thompson, *Rev. Sci. Instrum.* **55**, 231 (1984).
193. А.Л. Соловьев, М.А. Ткаченко, Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, *ФНТ* **37**, 1053 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 840 (2011)].
194. H.J. Liu, Q. Wang, G.A. Saunders, D.P. Almond, B. Chapman, and K. Kitahama, *Phys. Rev. B* **51**, 9167 (1995).
195. L.M. Ferreira, P. Pureur, H.A. Borges, and P. Lejay, *Phys. Rev. B* **69**, 212505 (2004).
196. A. Maisuradze, A. Shengelaya, A. Amato, E. Pomjakushina, and H. Keller, *Phys. Rev. B* **84**, 184523 (2011).
197. L.J. Shen, C.C. Lam, J.Q. Li, J. Feng, Y.S. Chen, H.M. Shao, *Supercond. Sci. Technol.* **11**, 1277 (1998).
198. K. Winzer and G. Kumm, *Z. Phys. B* **82**, 317 (1991).
199. А.Л. Соловьев, Л.В. Омельченко, Р.В. Вовк, С.Н. Камчатная, *ФНТ* **43**, 1050 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 841 (2017)].
200. M.S. Grbić, M. Požek, D. Paar, V. Hinkov, M. Raichle, D. Haug, B. Keimer, N. Barišić, and A. Dulčić, *Phys. Rev. B* **83**, 144508 (2011).
201. Q. Wang, G.A. Saunders, H.J. Liu, M.S. Acres, and D.P. Almond, *Phys. Rev. B* **55**, 85298543 (1997).
202. B.N. Goshchitskii, V.L. Kozhevnikov, and M.V. Sadovskii, *Int. J. Mod. Phys. B* **2**, 1331 (1988).
203. A.L. Solovjov, V.N. Svetlov, V. B. Stepanov, S.L. Sidorov, V.Yu.Tarenkov, A.I. D'yachenko, and A.B. Agafonov, *ФНТ* **37**, 703 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 557 (2011)].
204. Krzysztof Rogacki, *Phys. Rev. B* **68**, 100507(R) (2003).
205. N.F. Mott, *Metal-Insulator Transition*, World Scientific, London (1974).
206. L.Ya. Vinnikov, L.A. Gurevich, G.A. Yemelchenko, and Yu.A. Ossipyan, *Solid State Commun.* **67**, 421 (1988).
207. C. Duran, P.L. Gammel, and R. Wolfe, *Nature* **357**, 474 (1992).
208. A.J. Drew, Ch. Niedermayer, P.J. Baker, F.L. Pratt, S.J. Blundell, T. Lancaster, R.H. Liu, G. Wu, X.H. Chen, I. Watanabe, V.K. Malik, A. Dubroka, M. Rössle, K.W. Kim, C. Baines, and C. Bernhard, *Nature Mater.* **8**, 310 (2009).

Electric transport and pseudogap in high-temperature superconducting compounds of system 1-2-3 under conditions of all-round compression  
(Review Article)

R.V. Vovk and A.L. Solovjov

The problem of the influence of high pressure on various mechanisms of electric transport of HTSC compounds  $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (RE = Y or other rare-earth ion) is considered. The features of the crystal structure and the effect of structural defects of different morphologies on the electrical conductivity of these compounds in the normal, pseudogap, and superconducting state are discussed. A review of the experimental data obtained in studies of the effect of high hydrostatic pressure on various mechanisms of electric transport of  $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  compounds of different composition and technological background is performed. Various theoretical models devoted to the effect of high pressure on the electrical conductivity of HTSC compounds of the 1-2-3 system are discussed.

PACS: 74.25.F– Transport properties;  
74.62.Dh Effects of crystal defects, doping and substitution;  
74.72.Kf Pseudogap regime.

Keywords: pseudogap, cuprate HTSC, hydrostatic pressure.