

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Проблема псевдощели в высокотемпературных сверхпроводниках

С.И. Веденеев

Со времени открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) прошло более 30 лет. Количество статей, посвящённых ВТСП, огромно, но причина высокой температуры сверхпроводящего перехода T_c всё ещё остаётся нерешённой проблемой. Так называемая псевдощелевая фаза в ВТСП — аномальное "нормальное" состояние — оказалась такой же сложной проблемой, как и сама высокотемпературная сверхпроводимость. Её роль до сих пор не объяснена. Обсуждаются лишь ключевые экспериментальные работы и сделана попытка на основе их результатов представить сложность и запутанность, возникающие при объяснении вопросов, связанных с природой этого уникального явления.

Ключевые слова: псевдощель, сверхпроводящая щель, туннельная спектроскопия, фотоэмиссия, эффект Нернста, порядки

PACS numbers: 74.20.Mn, 74.25.-q, 74.25.Jb, 74.72.-h

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.12.038896>

Содержание

1. Введение (937).
 2. Сверхпроводящая энергетическая щель в купратах (938).
 3. Исследование псевдощели в высокотемпературных сверхпроводящих купратах (940).
 - 3.1. Краткая история.
 - 3.2. Туннельные исследования.
 - 3.3. Фотоэмиссионная спектроскопия с высоким угловым разрешением.
 - 3.4. Эффект Нернста в купратах.
 - 3.5. Оптические исследования.
 - 3.6. Порядки внутри псевдощелевой области.
 - 3.7. Квантовая критическая точка в псевдощелевой области.
 4. Высокотемпературные сверхпроводящие материалы с допированием электронами (965).
 - 4.1. Сверхпроводящая щель в электронно-допированных купратах.
 - 4.2. Псевдощель в купратах с электронным допированием.
 5. Высокотемпературные сверхпроводящие системы на основе железа (967).
 6. Заключение (968).
- Список литературы (969).

1. Введение

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в оксиде меди BaLaCuO (купрате, содержащем квазидвумерные плоскости медь – кислород) [1] и быстрое увеличение температуры сверхпроводящего перехода (T_c) в купратах до значений, значительно превы-

шающих температуру кипения жидкого азота (77,4 К) [2], вошли в число основных научных событий XX в. Открытие ВТСП вызвало большое количество инновационных научных исследований. В течение почти трёх десятилетий, прошедших с тех пор, многое стало известно о новых формах квантовой материи, которые показывали эти сильно коррелированные электронные системы. Хотя качественное понимание природы самого сверхпроводящего состояния достигнуто, причина высокой T_c в ВТСП всё ещё остаётся нерешённой проблемой. Нерешённые вопросы включают в себя удивительную сложность фазовой диаграммы, беспрецедентно высокую значимость различных форм коллективных флуктуаций, простоту и нечувствительность к деталям материала в "нормальном" состоянии [3]. Одной из немаловажных причин этого является наличие "псевдощели" в купратах. Ввиду своего присутствия в сверхпроводниках с самой высокой температурой T_c , обнаруженной при атмосферном давлении, псевдощель в купратах стала самой знаменитой "загадочной фазой" в физике конденсированных сред. Её происхождение и отношение к сверхпроводимости до сих пор не поняты.

В последние годы установлено, что в высококоррелированных электронных материалах, к которым кроме купратов относятся "необычные" сверхпроводники, такие как железосодержащие химические соединения, халькогениды, органические сверхпроводники и некоторые соединения C_{60} , допированные ионами щелочных металлов, в зависимости от их состава, давления и магнитного поля возникает несколько различных фаз с нарушенной симметрией. Например, стало обычным рассматривать сверхпроводимость и антиферромагнетизм как конкурирующие порядки, так как микроскопическое сосуществование двух нарушенных симметрий является относительно редким, и там, где они сосуществуют, один порядок

С.И. Веденеев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: vedeneev@sci.lebedev.ru, vedeneevsi@lebedev.ru

Статья поступила 27 июля 2020 г.,
после доработки 11 ноября 2020 г.

подавляет другой. Такая конкуренция часто приводит к квантовым фазовым переходам, природа которых и их роль в сверхпроводимости купратов всё ещё обсуждаются. В этих соединениях обнаружен целый ряд новых явлений, которые радикально меняются с изменением уровня допирования носителей.

Это, по-видимому, ещё больше усложнило понимание природы псевдощели, поскольку она может быть связана с такими порядками, как волны зарядовой (Charge Density Wave, CDW) и спиновой (Spin Density Wave, SDW) плотности [4], волны квадрупольной плотности [5], волны парной плотности (Pair Density Wave, PDW) [6, 7], страйповый порядок [8], короткодействующий антиферромагнетизм [9], орбитальный магнетизм или петлевые токи [10], электронная нематичность [7, 11], реконструкции кристаллической решётки [12] и поверхности Ферми [13], а также состояние, рассматриваемое как предшественник сверхпроводимости [14, 15]. Возможно, существуют другие порядки, нарушающие симметрию со сравнимыми начальными температурами в широком диапазоне параметров материала. Ниже часть из этих явлений будет обсуждаться более подробно.

Псевдощель в коррелированных электронных системах остаётся одним из наиболее обсуждаемых явлений в теоретических работах. Теоретические объяснения псевдощелевой фазы, включающие отмеченные выше типы порядков, одинаково многочисленны. Наиболее часто в теоретических работах рассматриваются два ключевых сценария псевдощели, каждый из которых поддерживается рядом экспериментов [16]. Согласно первому, псевдощель — это особое состояние вещества с параметром порядка, который является либо билинейным фермионным (например, порядок типа "петлевые токи" [17]), либо составным четырёхфермионным (например, спиновый нематик [7, 18, 19]). В рамках этого сценария температура открытия псевдощели T^* представляет собой температуру фазового перехода. Другой сценарий заключается в том, что псевдощель является предшественником упорядоченного состояния — магнетизма, обусловленного SDW¹ [20–23], сверхпроводимости [24–27] или обоих порядков (SDW доминирует при низком уровне допирования, тогда как предшественник сверхпроводимости преобладает при высоком уровне допирования).

Цель настоящего обзора состоит не в том, чтобы выделить те или иные статьи, посвящённые изучению псевдощели и её связи со сверхпроводимостью, а скорее в том, чтобы обсудить результаты наиболее информативных экспериментальных методик исследования ВТСП для получения представления о достигнутых в них успехах и новых проблемах в этом направлении. Рассмотрены главным образом данные экспериментов по туннельному эффекту, фотоэмиссионной спектроскопии с высоким угловым разрешением, эффекту Нернста, оптическим исследованиям, а также результаты изучения материалов с электронным допированием и сверхпроводников на основе железа. Но при их обсуждении привлечены результаты, полученные другими методами. Возможно, читатель найдёт в обзоре полезную информацию, и у него появятся идеи, которые помогут прояснить указанную трудную проблему псевдощели.

¹ Термодинамически равновесное состояние вещества с пространственно неоднородным периодическим распределением плотности локального магнитного момента.

Желающим шире ознакомиться с этими вопросами можно порекомендовать следующие обзоры, посвящённые: основным состояниям в купратах [28, 29]; их оптическим исследованиям [30–33]; квантовой критичности [34, 35]; проблеме двух щелей [36]; электродинамике коррелированных электронных материалов [33]; изучению сверхпроводников с электронным допированием [37–39], и недавние статьи [40–44]. Получить представление о разнообразии теоретических моделей, предлагаемых для объяснения явления псевдощели, можно из статей [7, 45–52].

Автор ни в коей мере не берёт на себя смелость сделать хотя бы краткий обзор экспериментальных работ, посвящённых псевдощели в оксидах меди. Литература на эту тему настолько обширна, что нельзя и надеяться охватить все работы. Важные упущения достойны сожаления, но неизбежны.

2. Сверхпроводящая энергетическая щель в купратах

Несмотря на наличие обзоров, содержащих сведения о сверхпроводящей щели в купратах, по-видимому, перед обсуждением работ по исследованию псевдощели разумно для удобства дальнейшего чтения обзора остановиться на рассмотрении основных особенностей сверхпроводящей щели в ВТСП.

Как известно, сверхпроводящее состояние в "обычных" (или простых) сверхпроводниках характеризуется нулевым сопротивлением, аномальным диамагнетизмом, сильно зависящим от температуры, аномальными тепловыми свойствами, наличием сверхпроводящей энергетической щели и т.д. В нормальном состоянии при температурах выше T_c эти особенности отсутствуют, за исключением небольших сверхпроводящих флуктуаций вблизи T_c .

Однако уже первые экспериментальные исследования купратов показали сильное отличие их свойств от свойств обычных сверхпроводников. В нормальном состоянии проводимость этих соединений оказалась почти на два порядка меньше, чем у простых металлов, и её частотная и температурная зависимости оказались несовместимыми с общепринятой теорией металлов. Это послужило причиной того, что купраты, находящиеся при температурах выше T_c , стали называться "странными металлами". Подобное поведение, которое обнаружено во многих интересных с точки зрения электроники материалах [53], указывает, что это является общим свойством "сильно коррелированных электронных систем", а не только высокотемпературных сверхпроводников².

С точки зрения теории обычных сверхпроводников оксиды меди казались наименее вероятными соединениями при поиске новых материалов с высокими T_c . В первое время после открытия ВТСП высказывались даже сомнения относительно наличия в них сверхпроводящих пар³. В простых сверхпроводниках разрушение сверхпроводимости

² Существование магнетизма и перехода Мотта у купратов при низком уровне допирования предполагает наличие сильных электронных корреляций [54].

³ Первое доказательство существования в ВТСП обычных куперовских пар с зарядом $2e$ было получено при наблюдении нестационарного эффекта Джозефсона между монокристаллом ВТСП и обычным сверхпроводником [55].

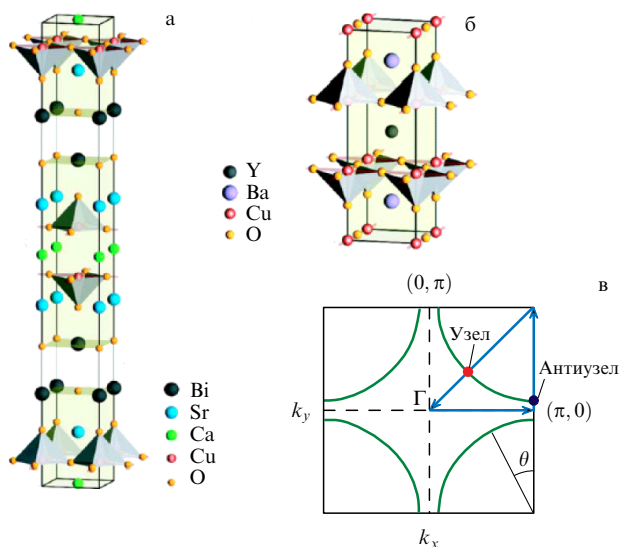


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Кристаллические структуры наиболее часто изучаемых купратов. (а) Тетрагональная элементарная ячейка $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ с $a = b = 5,4 \text{ \AA}$. (б) Орторомбическая элементарная ячейка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с $a_0 = 3,82 \text{ \AA}$ и $b_0 = 3,89 \text{ \AA}$ [58]. (в) Поверхность Ферми купратов с указанием нодального (узлового), антинодального (антиузлового) импульсов и угла Ферми [59].

мости начинается с распада электронных пар, а в купратах с повышением температуры тепловые возбуждения лишают их способности нести сверхпроводящий ток, тогда как пары могут продолжать существовать [56, 57].

Хотя существует несколько сотен высокотемпературных купратов, все они имеют слоистую структуру, и их элементарные ячейки вдоль кристаллографического направления $[001]$ состоят из одной или нескольких сверхпроводящих плоскостей CuO_2 , разделённых изолирующими слоями (рис. 1а, б). Из-за квазидвумерности кристаллической структуры их электронные и сверхпроводящие свойства очень анизотропны. Так, температурная зависимость их сопротивления поперёк плоскостей CuO_2 (вдоль оси c) показывает резко выраженное "полупроводниковое" поведение, в отличие от имеющей "металлический" характер температурной зависимости их сопротивления вдоль плоскостей CuO_2 (ab -плоскости). Свойства нормального и сверхпроводящего состояний купратов сильно зависят от степени допирования — концентрации носителей заряда в слоях CuO_2 . Недопированные купраты являются хорошими изоляторами и антиферромагнетиками.

В обычных сверхпроводниках одной из основных характеристик сверхпроводящего состояния является энергетическая щель 2Δ , которая пропорциональна T_c , и её приведённая величина $2\Delta/(k_B T_c)$ лежит в диапазоне от 3,5 до 4,3 (здесь k_B — постоянная Больцмана). В то же время первые исследования с помощью туннельной спектроскопии и фотоэмиссионной спектроскопии с высоким угловым разрешением (Angle-Resolved PhotoEmission Spectroscopy — ARPES)⁴, проведённые на высококаче-

ственных монокристаллах двух основных ВТСП-соединений, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($\text{Bi}2212$)⁵ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO), обнаружили очень большие сверхпроводящие щели с отношением $2\Delta/(k_B T_c) \sim 6-11$ для $\text{Bi}2212$ [60, 62–70] и 3,6–7,6 для YBCO [71–76]. Более того, в $\text{Bi}2212$ при высокой концентрации носителей заряда щель уменьшалась с уменьшением T_c , как и у простых сверхпроводников. Но при малой концентрации носителей щель в $\text{Bi}2212$ увеличивалась с уменьшением T_c [77, 78], что противоречит теории обычных сверхпроводников. В работе [78] величина отношения $2\Delta/(k_B T_c)$ достигала 14.

У купратов с дырочным допированием волновая функция сверхпроводящей пары имеет $d_{x^2-y^2}$ -волновую симметрию, т.е. сверхпроводящая энергетическая щель на поверхности Ферми в k -пространстве изменяется по закону $\Delta_d(\mathbf{k}) = \Delta_0(\cos k_x - \cos k_y)$ (здесь $\mathbf{k}$ — волновой вектор), она имеет четыре нуля на диагоналях квадрата первой зоны Бриллюэна (ЗБ), где меняет знак при повороте волнового вектора на угол $\pi/2$ (рис. 1в), тогда как в обычных сверхпроводниках щель имеет изотропную s -волновую симметрию $\Delta_s(\mathbf{k}) = \Delta_0$ и не зависит ни от положения в реальном пространстве, ни от импульса в k -пространстве вдоль поверхности Ферми. В ВТСП на поверхности Ферми сверхпроводящая щель имеет наибольшую величину в направлении антинодального (антиузлового) импульса Ферми (k_F) на границе ЗБ около точки $(\pi, 0)$. Её размер постепенно уменьшается вдоль поверхности Ферми по направлению к нодальному (узловому) импульсу и становится равным нулю при нодальном импульсе k_F в диагональном направлении ЗБ [59].

Впервые d -волновая симметрия сверхпроводящей щели в купратах наблюдалась в ARPES-экспериментах [69, 79] и неоднократно подтверждалась впоследствии результатами многих других экспериментов по измерению теплопроводности [80], теплоёмкости [81, 82], рассеянию нейтронов [83, 84], комбинационному рассеянию [85] и т.д. Обширная информация о симметрии сверхпроводящей щели в купратах получена методом сканирующей туннельной микроскопии (Scanning Tunneling Microscopy — STM)⁶ [86–89].

В завершение этого раздела следует остановиться на недавней статье [90], посвящённой туннельным исследованиям самого высокотемпературного купрата из Bi -семейства⁷ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ ($\text{Bi}2223$) с тремя плоскостями CuO_2 и $T_c = 110-113 \text{ K}$. Это соединение интересно тем, что его внутренняя плоскость (inner plane — IP) CuO_2 расположена между двумя внешними плоскостями (outer plane — OP) и поэтому предполагается, что она может иметь электронную структуру, отличную от структуры последних, и более низкую плотность носителей [92, 93]. До сих пор идёт дискуссия о типе связи OP- и IP-слоёв CuO_2 : является ли она одночастичной [94] или джозефсоновской [95]. ARPES-исследования $\text{Bi}2223$ пока-

⁴ ARPES измеряет заполненную часть одночастичной спектральной функции, которая описывает допустимые энергии для одночастичного возбуждения с данным импульсом. Этот метод используется для изучения поверхности Ферми, времени жизни квазичастиц, сверхпроводящей щели и её симметрии, а также поверхностных состояний в топологических материалах.

⁵ В монокристаллах системы $\text{Bi}2212$ энергетическая щель и её температурная зависимость впервые были измерены методом туннельного эффекта в работах [60, 61].

⁶ В отличие от ARPES-экспериментов, в которых полученная информация усредняется по значительной площади поверхности, STM способна отображать микроскопические изменения состояний.

⁷ Хотя механизм сверхпроводимости у купратов всё ещё не установлен, существует эмпирическое правило, которое заключается в том, что для каждого семейства купратов максимальная величина T_c возрастает с увеличением числа плоскостей CuO_2 в элементарной ячейке до трёхслойного предела [91].

зали наличие двух зон от IP и OP [96, 97]. Авторы статьи [90] с помощью STM изучили периодическое изменение величины сверхпроводящей щели со структурной "супермодуляцией", которая ранее наблюдалась в двух-слойном Bi2212 [98]. Топография очищенной поверхности BiO показала наличие супермодуляции атомной решётки. Наблюдалось сильное периодическое изменение проводимостей туннельных контактов $dI/dV(V)$ (здесь I — ток через контакт, V — напряжение на нём) с супермодуляцией: спектры в долинах имели более резкие целевые максимумы и меньшие величины щелей по сравнению со спектрами на гребнях. В недодопированном образце периодическое изменение спектров было более заметным, чем в образце с оптимальным допированием. Средняя величина сверхпроводящей щели в образце с оптимальным допированием составляла около 45 мэВ, тогда как у недодопированного образца она достигала ≈ 67 мэВ, что подтверждает большую плотность дырок⁸.

Другой новой особенностью авторы работы [90] называют наличие двух сверхпроводящих щелей на туннельных спектрах оптимально допированного образца Bi2223, которые редко наблюдались в недодопированном образце. Они предположили, что двухщелевая особенность связана с двумя поверхностями Ферми от внутренней и внешней плоскостей CuO_2 , зафиксированных в ARPES-экспериментах [96, 97] и в туннельных измерениях с помощью точечных контактов [100]⁹. Авторы обсудили ряд теорий, рассматривающих влияние супермодуляции на сверхпроводимость в купратах на основе Bi, но, по их мнению, ни одна из них не может объяснить, почему структурная супермодуляция сказывается сильнее на образце с оптимальным допированием. Нет ясности и относительно роли внутренней плоскости CuO_2 в высоких величинах T_c трёхслойных купратов. Авторы полагают, что изучение отклика сверхпроводящих пар на искажение решётки и исследование взаимодействия между CuO_2 -плоскостями могут дать полезную информацию о природе сверхпроводимости.

3. Исследование псевдощели в высокотемпературных сверхпроводящих купратах

3.1. Краткая история

Но самым неожиданным и уникальным оказалось существование в купратах при температурах значительно выше T_c второй, названной псевдощелью, неполной энергетической щели при низких энергиях, которая характеризуется существенным подавлением плотности состояний¹⁰. В некоторых купратах псевдощель наблюдалась при температурах вплоть до довольно высоких значений T^* , зависящих от степени допирования. В то же

время проводимость образцов при $T < T^*$ оставалась конечной. Кажется, в физике купратов не было проблемы, более интенсивно обсуждаемой, чем природа и происхождение псевдощели.

Как отмечалось, все купраты состоят из одной или нескольких сверхпроводящих плоскостей CuO_2 , разделённых несверхпроводящими слоями. Последние служат в качестве "резервуаров носителей заряда" при допировании материала. В случае удаления электронов из плоскостей CuO_2 говорят о ВТСП, допированных дырками, тогда как при добавлении электронов в плоскости CuO_2 — о ВТСП, допированных электронами [103]. Передопирование или низкий уровень допирования в купратах могут быть достигнуты катионным замещением в их составе или изменением содержания кислорода в плоскостях CuO_2 [104].

Хотя большинство ВТСП является дырочно-допированными соединениями, существует небольшое количество материалов, допированных электронами. Большая часть этих материалов имеет химическую формулу $R_{2-x}M_x\text{CuO}_4$, где R — редкоземельный элемент Pr, Nd, Sm или Eu, M — Ce или Th [105, 106]. Самое существенное различие между этими системами представлено на их фазовых диаграммах. Имеется только приблизительная симметрия относительно нулевого уровня допирования между p- и n-типами, поскольку антиферромагнитная (АФ) фаза гораздо более устойчива в электронно-допированном материале.

Исходное "родительское" соединение ВТСП является АФ-изолятором Мотта¹¹. Несмотря на аналогичные роли, которые играют носители заряда для купратных ВТСП, существует разница между фазовыми диаграммами материалов с дырочным и электронным допированием.

На рисунке 2а приведена общепринятая в начале 2000-х годов фазовая диаграмма купратов с электронным и дырочным допированием. Сверхпроводящая область (SC) купратов с дырочным допированием окружена тремя различными областями: областью с полностью развитым АФ-порядком (AF), областью самого высокого допирования со свойствами, характерными для ферми-жидкости, обозначенной как "нормальный металл", и областью псевдощели (PG), в которой само понятие поверхности Ферми теряется [108]. К настоящему времени установлено, что дырочно-допированные купраты имеют чёткое фазовое разделение между АФ-порядком (или АФ-спиновыми флуктуациями) и сверхпроводящим состоянием (см., например, [109, 110]), в связи с чем сначала обсудим наиболее изученные дырочные системы ВТСП.

Допирование дырками быстро подавляет АФ-порядок. После добавления дырок купраты становятся сверхпроводниками при $p_{\min} \approx 0,05$ (здесь p — концентрация носителей заряда на один атом меди). С увеличением концентрации носителей величина T_c возрастает, достигает максимума при оптимальном значении $p_{\text{opt}} \approx 0,15$ – $0,17$ и затем, уменьшаясь, стремится к нулю при $p_{\max} \approx 0,25$ – $0,27$.

Первое указание на существование псевдощели в купратах было получено при обнаружении в соединении

⁸ Первые измерения сверхпроводящей щели в монокристаллах Bi2223 были выполнены в работе [99].

⁹ Аналогичные двойные максимумы при напряжении смещения $2\Delta_{p-p}/e$ наблюдались на некоторых туннельных спектрах монокристаллов Bi2212, что указывало на два наноразмерных сверхпроводящих участка в области туннельного контакта [101].

¹⁰ Термин "псевдощель" ввёл Н. Мотт для обозначения минимума в плотности состояний на поверхности Ферми в неупорядоченном материале, возникающего в результате кулоновского отталкивания в запрещённой зоне [102].

¹¹ Понятие "изолятор Мотта" введено много лет назад, чтобы описать ситуацию, в которой материал должен быть металлом в соответствии с теорией зон, но из-за сильного электрон-электронного отталкивания является диэлектриком [45].

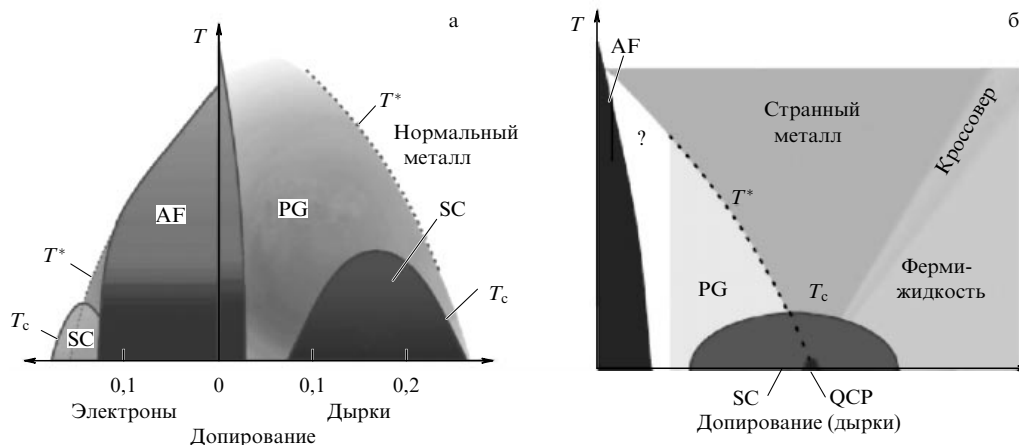


Рис. 2. Два сценария фазовых диаграмм купратов с электронным и дырочным допированием, показывающие сверхпроводящие (SC), антиферромагнитные (AF) и псевдощелевые (PG) фазы. (а) "Линия псевдощели" T^* тангенциально касается сверхпроводящего купола со стороны области высокого уровня допирования [58]. (б) Линия T^* пересекает сверхпроводящий купол и заканчивается в квантовой критической точке (QCP), в которой температура T^* стремится к нулю. Точная граница области псевдощели при низком уровне допирования неизвестна. Переход между ферми-жидкостной фазой и фазой странного металла происходит постепенно (кроссовером) [107].

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ уменьшения сдвига Найта ^{12}K в измерениях ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в области температур 300–77 К [111], в то время как у обычных металлов спиновая восприимчивость и соответственно K почти не зависят от температуры. Этот результат был неоднократно подтвержден в других ЯМР-исследованиях (см., например, [112–114] и приведенные там ссылки). В частности, Курро и др. [113] убедительно показали, что с понижением температуры при достижении $T_c \approx 80\text{ K}$ система $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ теряет 80% спиновой восприимчивости.

Позднее Кавасаки и др. [115] измерили сдвиг Найта в купрате $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ [$\text{Bi}(\text{La})2201$] с одним слоем CuO_2 при $0,0 \leq x \leq 0,9$ с $T_c^{\text{max}} \sim 32\text{ K}$ в магнитных полях до 44 Тл. Относительно низкая величина T_c в этом соединении позволила подавить сверхпроводимость не очень высокими магнитными полями. В качестве примера на рис. 3 показана температурная зависимость K для образца с $x = 0,40$, измеренная в полях 7, 30 и 44 Тл. Видно, что в области высоких T сдвиг Найта не зависит от температуры, что соответствует полной поверхности Ферми при температуре выше T^* [116]. При T меньше $T^* \sim 160\text{ K}$ величина K значительно уменьшается. Поскольку сдвиг Найта прямо пропорционален плотности состояний, эти результаты указывают на определенную потерю последней на поверхности Ферми при температуре ниже T^* , т.е. на открытие псевдощели. На рисунке в поле $B = 7\text{ Тл}$ величина K резко уменьшается при $T < T_c(B) \sim 30\text{ K}$ из-за уменьшения спиновой восприимчивости в результате образования куперовских пар. В полях 30 и 40 Тл и при $T < 30\text{ K}$ сверхпроводимость полностью подавлена, образец находится в нормальном состоянии и K не зависит от магнитного поля. Это отражает свойство основного псевдощелевого состояния и, кажется, является аргументом против сценария, в котором псевдощель рассматривается как предшественник сверхпроводимости, так как можно ожидать, что сильное магнитное поле будет оказывать значительное влия-

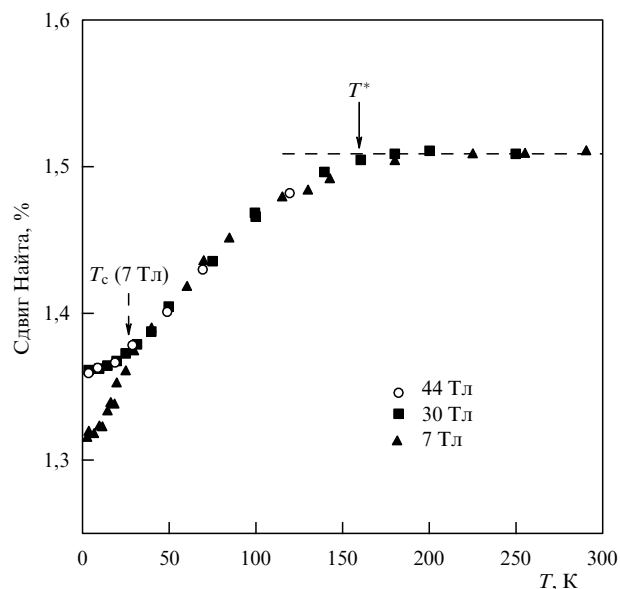


Рис. 3. Зависимость сдвига Найта на ядре ^{63}Cu для $x = 0,40$, измеренного в различных магнитных полях ($B \parallel c$). Сплошная и штриховая стрелки указывают температуру открытия псевдощели T^* и T_c ($B = 7\text{ Тл}$) соответственно. Штриховая линия проведена на глаз [115].

ние на сверхпроводящие флуктуации из-за квантования орбитальных движений. Авторы работы [115] изучили также зависимость сдвига Найта в псевдощелевом состоянии от уровня допирования. Анализ результатов позволил сделать вывод, что основное состояние псевдощели представляет собой металлическое состояние с конечной плотностью состояний, убывающей с уменьшением уровня допирования (с увеличением содержания La), но остающейся довольно большой даже в окрестности магнитоупорядоченной фазы, которое очень близко к моттовскому состоянию. Это предполагает, что псевдощель внезапно исчезнет при достижении фазы, отвечающей изолятору Мотта.

Вскоре после получения первой информации о существовании псевдощели в купратах по данным ЯМР прямые экспериментальные методы измерения спектров электронных возбуждений, такие как ARPES [79] и тун-

¹² Явление увеличения частоты ядерного магнитного резонанса в результате сверхтонкого взаимодействия ядер с электронами проводимости.

тельная спектроскопия [78], представили доказательства существования псевдощели в нормальном состоянии купратов при $T < T^*$. Впоследствии псевдощель в различных купратах была измерена с помощью эффекта Нернста (см., например, [117]), поляризационной нейтронографии [118–120], ультразвуковых методов [121], терагерцевой поляриметрии [122] и оптических методов [123]. В ARPES-экспериментах [79, 104] и с помощью сканирующей туннельной спектроскопии [77] было показано, что щель нормального состояния, так же как и сверхпроводящая щель, имеет d-волновую симметрию. В стремлении понять природу ВТСП споры были сосредоточены главным образом на псевдощели, которая заняла центральное место в феноменологии купратов. Но хотя изучение указанного загадочного псевдощелевого состояния купратов вызвало большой интерес, вопрос о его природе до сих пор остаётся спорным. По-видимому, это одна из оставшихся проблем теории сверхпроводимости. Авторы работы [124] назвали псевдощелевую область фазовой диаграммы нерешённой головоломкой в проблеме ВТСП. В течение длительного времени после общего признания существования псевдощели в купратах дискуссия об этом в экспериментальных и теоретических работах сводилась к вопросу: связана ли псевдощель со сверхпроводимостью, или данное явление отлично от сверхпроводимости?

Как отмечалось выше, до сих пор существует два сценария псевдощели. Определённые группы исследователей предполагают, что псевдощель в нормальном состоянии можно рассматривать как предвестник возникновения сверхпроводимости, где при $T > T_c$ в предварительно сформированных куперовских парах сверхпроводящая фазовая когерентность подавлена тепловыми или квантовыми флуктуациями с последующим установлением её при $T < T_c$ (см., например, [108, 125, 126]). Либо в качестве возможного происхождения псевдощели предлагались сверхпроводящие флуктуации [127]. В некоторых экспериментах диамагнитный отклик, обусловленный ими, наблюдался при температурах до 120 К [117], а межслойная парная когерентность наблюдалась при температурах до 180 К [128]. Это предполагает, что сильные парные флуктуации могут быть связаны с псевдощелью, в то время как другие эксперименты показывают, что парные флуктуации ограничены температурой 20 К или несколько выше T_c [129] и они могут иметь даже гауссову природу [130]. Не так давно П.А. Ли [131] предположил, что псевдощель можно понимать как конкурирующую фазу, которая представляет собой флуктуирующий сверхпроводник с конечным импульсом, т.е. порядок типа PDW¹³.

Также в туннельных экспериментах авторы работ [77, 78] регистрировали псевдощель в образцах Bi2212 как с низким, так и с высоким уровнями допирования, причём она находилась в масштабном соотношении со сверхпроводящей щелью. Это дало им основание рассматривать псевдощель в нормальном состоянии в качестве предвестника сверхпроводимости. К более поздним статьям, поддерживающим этот сценарий, можно отнести работы по ARPES-экспериментам [134–137]. С другой стороны, Йошида и др. в исследованиях ВТСП-

купрата $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) методом ARPES [138] обнаружили, что величина псевдощели практически одинакова при разных уровнях допирования, в то время как величина сверхпроводящей щели пропорциональна T_c . Сравнение своих результатов с данными изучения других купратов позволило им сделать вывод о практически независимой от материала ВТСП величине псевдощели, что свидетельствует о различной природе сверхпроводящей щели и псевдощели.

Обнаружение большого сигнала Нернста при температурах выше T_c дало основание предположить вихревой сценарий образования псевдощели и наличие значительного диапазона температур выше T_c , в котором существуют сверхпроводящие флуктуации [56, 139, 140]. Это было подтверждено теорией [141] и другими последующими экспериментами [130, 142]. Но позднее ранняя интерпретация эффекта Нернста в ВТСП была поставлена под сомнение и была предложена гораздо меньшая температурная область флуктуаций [143]. Поэтому вопрос об области сверхпроводящих флуктуаций и их связи с открытием псевдощели в купратах остаётся спорным. Хотя авторы работы [144], измеряя угловые зависимости магнетосопротивлений вдоль и поперёк плоскостей CuO_2 в области температур 30 мК–1 К и магнитных полях до 28 Тл в высококачественном монокристалле однослойного ВТСП $\text{Bi}_{2+x}\text{Sr}_{2-x}\text{CuO}_{6+\delta}$ (Bi2201), несверхпроводящем при температурах вплоть до 20 мК, представили доказательства наличия вихревых возбуждений даже в несверхпроводящем купрате. К статьям, делающим вывод о псевдощели как о не имеющей отношения к сверхпроводимости, следует отнести также работы [145–152].

Наконец, наблюдаемое полупроводниковое поведение температурной зависимости сопротивления и отрицательное магнетосопротивление купратов поперёк плоскостей CuO_2 в нормальном состоянии обсуждались с точки зрения различных моделей, в частности, с наличием псевдощели и её подавлением магнитным полем [56, 153]. При интенсивном изучении анизотропии транспорта в системах Bi2212 и YBCO [154] было показано, что температура открытия псевдощели совпадает с началом полупроводникового поведения сопротивления поперёк плоскостей CuO_2 . Вообще говоря, одночастичная проводимость вдоль оси c в купратах и её зависимость от магнитного поля представляют определённый интерес, поскольку являются мерой квазичастичной плотности состояний в плоскостях CuO_2 . Так, в работе [155] измерялся магнитотранспорт в монокристаллах Bi2201 в широкой области допирования при разных температурах, вплоть до 25 мК, в полях до 55 Тл. Обнаружено, что проводимость σ_c в магнитном поле в области полупроводникового поведения температурной зависимости сопротивления вдоль оси c хорошо описывается функцией вида $\sigma_c = \sigma_0 \exp(-A_0/(g\mu_B B))$, где A_0 — псевдощель, не зависящая от доступного в экспериментах магнитного поля B , g — электронный g -фактор, μ_B — магнетон Бора. Величина A_0 была близка к величине сверхпроводящей щели, и её зависимость от уровня допирования являлась аналогичной зависимости последней. Интерпретация этого наблюдения основывалась на неоднородном на микроскопическом уровне распределении синглетных образований как природы псевдощели.

Поскольку свойства оксидов меди продолжали изучаться со всё возрастающими точностью и чувствитель-

¹³ PDW (Pair Density Wave) — состояние с пространственной модуляцией амплитуды спаривания, впервые введённое Ларкиным, Овчинниковым [132] и Фульдом, Ферреллом [133].

ностью, стало ясно, что хорошо понятная квантовая теория твёрдых тел, успешная при описании электронных свойств обычных металлов и сверхпроводников, не в состоянии полностью отразить особенности оксидов меди и, в более широком смысле, целого семейства высококоррелированных электронных систем, из которых оксиды меди наиболее изучены. Фазовые диаграммы ВТСП неоднократно менялись и уточнялись. Довольно часто разные методики измерений даже одного и того же материала давали противоречивые результаты. Особенно это касается YBCO, в частности экспериментов с этим купратом по рассеянию нейтронов и измерению спиновой мюонной релаксации [124]. В связи с этим, по-видимому, целесообразно остановиться на основных наиболее информативных экспериментальных работах.

3.2. Туннельные исследования

Хорошо известно, что туннельная спектроскопия является одним из наиболее информативных методов исследования электронных свойств твёрдого тела и она успешно использовалась в изучении простых сверхпроводников. Поскольку проводимость туннельной структуры (туннельного перехода или контакта) прямо пропорциональна квазичастичной плотности состояний, туннельная спектроскопия сыграла важную роль в проверке теории сверхпроводимости Бардина – Купера – Шриффера (БКШ). В частности, энергетическое положение особенностей в туннельных спектрах при энергиях выше энергии сверхпроводящей щели совпадало с положением максимумов в фоновых спектрах исследуемых сверхпроводников, что однозначно доказало важность электрон-фононного взаимодействия в механизме сверхпроводимости обычных сверхпроводников. Это позволяло надеяться, что туннельные исследования дадут возможность получить информацию о механизме сверхпроводимости также и в ВТСП. Однако в данном случае метод туннельной спектроскопии встретил значительные трудности и привёл авторов некоторых экспериментальных работ к ошибочной интерпретации результатов, что повлияло на теоретическое осмысление проблемы псевдощели. Чтобы выяснить причину этого, по-видимому, следует остановиться на результатах туннельных исследований псевдощели в ВТСП более подробно.

Из-за чрезвычайно малой длины когерентности и высокой неоднородности исследуемых образцов полученные в первые годы результаты в разных лабораториях оказались плохо воспроизводимыми. Вообще говоря, туннельные исследования сверхпроводников являлись довольно непростой задачей, но с появлением высоковакуумных туннельных микроскопов, работающих при температурах жидкого гелия, туннельные эксперименты стали более доступными. Тем не менее интерпретация их результатов по-прежнему часто оказывается неоднозначной. В туннельных исследованиях монокристаллов ВТСП обычно использовались три основные методики, а именно в порядке очередности: точечный туннельный контакт типа сверхпроводник – изолятор – нормальный металл или сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (Superconductor – Insulator – Superconductor, SIS), который впоследствии стал применяться в сканирующем туннельном микроскопе (Scanning Tunneling Microscope, STM) и сканирующей туннельной спектроскопии (Scanning Tunneling Spectroscopy, STS), SIS-туннельный переход на микротрещине монокристалла (tunnel break-

junction) и мезаструктура с внутренними межслойными туннельными переходами (intrinsic tunneling spectroscopy, или interlayer tunneling spectroscopy).

В обзоре [58] уже упоминается о первых попытках измерения псевдощели в купратах туннельным методом. В дополнение следует указать работы [156 – 159], в которых также методом STM и методом break-junction измерялись температурные зависимости туннельных спектров в образцах Bi2212. Во всех измерениях с увеличением температуры при переходе через T_c наблюдалось непрерывное изменение туннельных проводимостей со сверхпроводящей щелью до превращения в гладкие квазичастичные спектры нормального состояния с глубоким минимумом при нулевом напряжении смещения, который авторы приписали псевдощели по аналогии с ARPES-экспериментами [79, 160]. Эти результаты, по мнению авторов, указывали на одинаковую природу сверхпроводящей щели и псевдощели. Куглер с сотрудниками [161] также использовали STM для изучения температурной зависимости туннельных спектров, но уже в образцах однослойного купрата Bi2201. Монокристаллы этого соединения имеют T_c^{max} , почти на порядок меньшую, чем у Bi2212, поэтому образцы Bi2201 должны представлять собой подходящий материал для проверки соотношения между псевдощелью и сверхпроводящей щелью¹⁴. Сравнение полученных результатов с данными цитируемых выше работ показало, что псевдощель и сверхпроводящая щель связаны между собой, как и в случае Bi2212, что опять являлось убедительным доказательством их общей природы.

Поскольку при работе с точечными туннельными контактами и break-junction-переходами часто возникали проблемы с их требуемой стабильностью при изменении температуры, экспериментаторы очень быстро начали использовать внутренние межслойные туннельные переходы. Кристаллическая структура, например, Bi2212 вдоль оси c представляет собой систему одинаковых стабильных внутренних переходов Джозефсона, в которой каждая пара соседних слоёв CuO_2 разделена слоями $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{O}_4$ (BiO/SrO), действующими как изолирующий туннельный барьер. Изготовить такую структуру с помощью фотолитографии не составляло труда, и впервые она была использована для изучения внутренних эффектов Джозефсона в Bi2212 [164].

Вскоре появились статьи, в которых внутренние туннельные переходы на основе Bi2212 с размерами 2–30 мкм² использовались уже для измерения температурных зависимостей сверхпроводящей щели и псевдощели при разных уровнях допирования образцов и выявления природы последней [165–171]. Так как по качеству спектров внутренних туннельных переходов внешне выгодно отличались от спектров, полученных с помощью break-junction или точечных контактов в STM, эти работы очень широко цитировались, в частности, в различных обзорах (см., например, [172]), несмотря на мнение авторов статьи [173], которые призывали с осторожностью относиться к результатам подобных экспериментов. В дальнейшем было опубликовано много статей, посвящённых туннельным исследованиям мезаструктур

¹⁴ К сожалению, в этих экспериментах качество образцов Bi2201 было не очень высоким, поскольку они имели $T_c = 10$ К, тогда как, согласно приведённым авторами ссылкам [162, 163], T_c монокристаллов Bi2201 составляет 13 К.

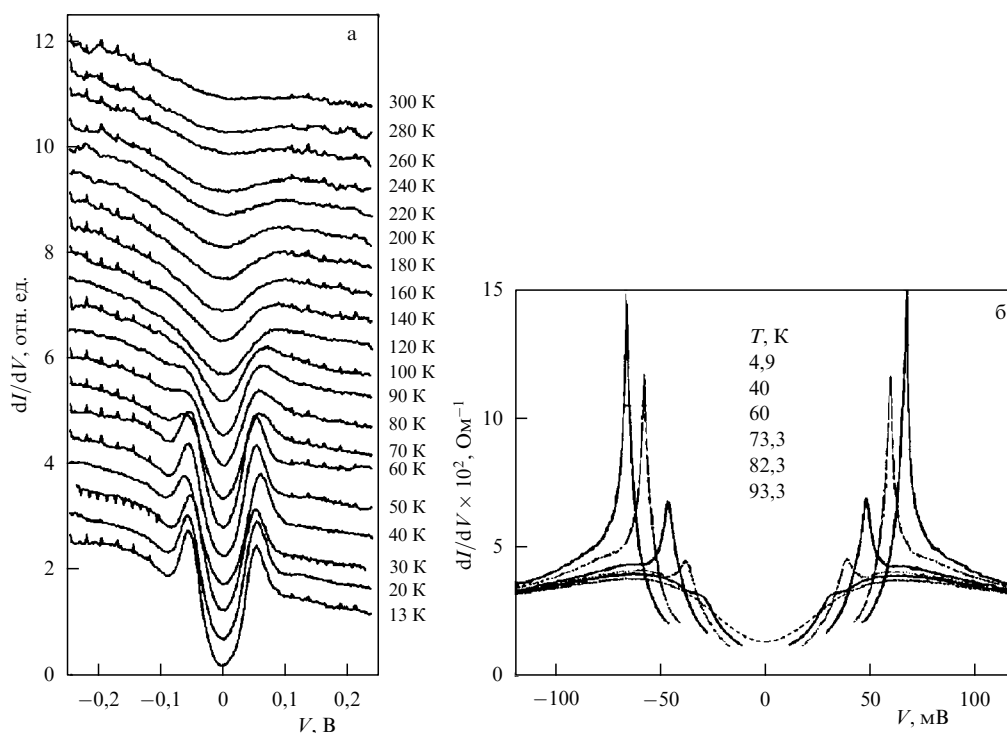


Рис. 4. (а) Туннельные спектры $dI/dV(V)$, пропорциональные одноэлектронной плотности состояний, при разных температурах для оптимально допированного образца Bi2212 с $T_c \sim 90$ К. Данные получены с помощью STM, в котором иглы из Pt-Ir или W прижимались к ab -плоскости образца. Кривые смещены относительно нижней кривой для ясности. Хорошо видна щель даже при $T = 300$ К. При $T = T_c$ имеются некоторые характерные изменения спектров [157]. (б) Туннельные спектры $dI/dV(V)$ мезаструктуры из оптимально допированного Bi2212 с $T_c = 93$ К при разных температурах. Мезаструктура площадью $3,5 \times 7,5$ мкм² состояла из 10 внутренних туннельных переходов [168].

из купратов на основе Bi. В отличие от спектров, полученных в экспериментах с STM, STS, break-junction (рис. 4а) и ARPES, туннельные спектры мезаструктур (рис. 4б) имели очень узкие максимумы, которые авторы связывали со сверхпроводящими щелями [167–170, 174], хотя d-волновая сверхпроводящая щель не приводит к узким пикам в плотности состояний, как это имеет место в простых сверхпроводниках. Из-за большого сопротивления мезаструктур вдоль оси c (а именно в этом направлении снимаются спектры внутренних туннельных переходов) и плохой теплопроводности материала купратов происходит "самонагрев" мезаструктуры измерительным током [173, 175, 176], в результате чего измеряемые спектры внутренних туннельных переходов могут значительно искажаться.

В последующие годы стали предприниматься различные меры для исключения нагрева мезаструктур в экспериментах. Было показано, что самонагрев структуры уменьшается с уменьшением её площади и лишь при её субмикронных размерах спектры близки к спектрам STM и break-junction [177]. Также использовались различные геометрии мезаструктур (см., например, [178]). В ряде работ, например в [179–181], туннельные характеристики измерялись с помощью очень коротких импульсов тока.

Тем не менее, несмотря на опасность самонагрева, исследование ВТСП с помощью мезаструктур продолжалось. Например, в работах [182–186] делались выводы о величине и температурной зависимости сверхпроводящей щели наряду с предположениями о её связи с псевдощелью или отсутствия таковой связи. Как следствие, появилась работа Куртера с сотрудниками [187], в кото-

рой очень подробно был изучен самонагрев Bi2212-мезаструктур с разным числом внутренних туннельных переходов N . Авторы показали, что с увеличением числа N в структуре её нагрев увеличивается, положение "щелевых" пиков на туннельных спектрах смещается в сторону меньших напряжений и при $N \geq 12$ ширина пиков уменьшается, а сами пики увеличиваются и резко обостряются (см. рис. 4б или рис. 2 в цитируемой работе [187]). Острые пики представляют собой переход мезаструктуры в нормальное состояние. Поскольку ширина пика и его положение на оси напряжений для самой тонкой ($N = 6$) из исследованных мезаструктур согласуются с данными, полученными на break-junction, авторы работы [187] предлагают использовать спектры break-junction как показатели качества Bi2212-мезаструктур. В заключение подчёркивается, что важным преимуществом методов STM и STS является значительное уменьшение нагрева туннельного контакта благодаря его малой площади и лучшему теплоотводу.

Представляют определённый интерес статьи [188, 189]. В первой из них были проведены туннельные исследования сверхпроводящей щели и псевдощели в мезаструктурах из почти оптимально допированного Bi(La)2201. По утверждению авторов это первая работа, в которой исключался самонагрев туннельных структур ввиду их субмикронных размеров. Было найдено, что псевдощель открывалась при $T^* = 165 \pm 15$ К, тогда как сверхпроводящая щель начинала образовываться при $T_{c0} = 40$ К, которая значительно выше температуры сверхпроводящего перехода $T_c = 30$ К. Это должно объяснять многие непонятные особенности, наблюдавшиеся в различных ранее проведённых экспериментах [115, 145, 146, 150, 152, 190–192].

В работе [189] также были проведены исследования сверхпроводящей щели и псевдощели в мезаструктурах с размерами менее 1 мкм, но уже изготовленных из Bi2212. Изучение зависимости щелей от температуры и уровня допирования показало, что в Bi2212, как и в Bi(La)2201, сверхпроводящая щель начинает открываться при температуре значительно выше T_c , но намного ниже T^* . В зависимости от уровня допирования образцы имели $T_c = 71-89$ К, $T_{c0} = 100-150$ К и $T^* = 140-310$ К. Как и в работе [188], сверхпроводящие пары в Bi2212 образовывались в интервале температур между T_{c0} и T_c . Эти выводы, по-видимому, нашли подтверждение в ARPES-экспериментах [149, 152], хотя по другим данным ARPES [148] сверхпроводящая щель закрывалась, как обычно, при T_c . Несмотря на новизну туннельных результатов, по мнению авторов указанных статей, по-прежнему остались открытые вопросы: какова природа псевдощели и одна ли и та же физика лежит в основе сверхпроводящей и псевдощелевой фаз? Найденные в [189] различные зависимости псевдощели и сверхпроводящей щели от температуры и уровня допирования в случае Bi2212 свидетельствуют не в пользу их общего микроскопического происхождения.

Некоторую ясность в этот вопрос могли бы внести туннельные эксперименты в сильных магнитных полях (так называемое магнитотуннелирование), которые позволяют получать туннельные спектры при очень низких температурах в сверхпроводящем и нормальном (после подавления сверхпроводимости магнитным полем) состояниях образца. В этом случае можно однозначно различать сверхпроводящие и несверхпроводящие вклады в псевдощель¹⁵.

Якобс с сотрудниками [194] изучили туннельные спектры мезаструктур из Bi2212 с различным допированием ($T_c = 80-92$ К) в магнитном поле 10 Тл при разных температурах. При изготовлении мезаструктур принимались меры для исключения возможности их самонагрева. Туннельные спектры измерялись в параллельном и перпендикулярном магнитных полях. Эксперименты показали наличие в недодопированных образцах сверхпроводящих корреляций при температурах намного выше T_c , вплоть до $1,5T_c$, в виде флуктуаций как фазы, так и амплитуды сверхпроводящего параметра порядка. Это отличает щель, возникающую в результате сверхпроводящих флуктуаций, от псевдощели в качестве предвестника сверхпроводимости, в сценарии которой обычно предполагается образование сверхпроводящих пар с нарушением макроскопической фазовой когерентности из-за флуктуаций фазы, но не амплитуды параметра порядка [108]. В работе [194] флуктуации амплитуды параметра порядка ограничивались T_c , но не более высокой температурой T_{c0} , о которой шла речь выше. Кроме того, было найдено, что лишь небольшая часть туннельной плотности состояний в псевдощелевой области обусловлена сверхпроводящими корреляциями. С возрастанием температуры она быстро исчезала. Существование сверхпроводящих корреляций при температурах, на несколько десятков кельвинов превышающих T_c , качественно согласуется с данными по эффекту Нернста (см. раздел 3.4). Однако следует отметить, что прямые фазочувствитель-

ные эксперименты (например, эффект Джозефсона) не выявили заметной концентрации куперовских пар при температурах, значительно превышающих T_c [195]. Поэтому вопрос о сверхпроводящих корреляциях при $T > T_c$ пока остаётся открытым.

Продолжая эту тему, следует остановиться на недавней работе [196], в которой также выполнены туннельные исследования мезаструктур из монокристаллов Bi2212 с $T_c = 86-78$ К и концентрацией носителей $0,16-0,19$ в широком диапазоне температур и магнитных полях до 13 Тл. Энергетическая щель при $T > T_c$ в этих экспериментах сохранялась при температурах вплоть до 150 К. Особое внимание уделялось мезаструктуре площадью $0,81$ мкм² из передопированного образца с $T_c = 80$ К и концентрацией дырок $p = 0,19$. Относительно сверхпроводящих флуктуаций при $T > T_c$ и их связи с псевдощелью авторы сделали выводы, совпадающие с выводами предыдущей работы [194], в которой изучались умеренно и недостаточно допированные кристаллы Bi2212 с обычно наблюдаемой псевдощелью. Авторы [196] провели более точное численное сравнение экспериментальных данных с результатами теории сверхпроводящих флуктуаций [197], основанной на теории Гинзбурга – Ландау, и показали, что в передопированном образце, для которого нет доказательств существования псевдощели, наличие щели при температурах выше T_c хорошо согласуется с теорией сверхпроводящих флуктуаций.

На рисунке 5, взятом из работы [196], показаны туннельные проводимости $dI/dV(V)$ и их *dip-hump*-структура¹⁶ выше сверхпроводящей щели при разных температурах в зависимости от напряжения смещения. Обращает на себя внимание глубокий минимум в структуре на рис. 5а, что наводит на мысль о сильной связи электронов, участвующих в сверхпроводимости, с узкой бозонной модой, которая наблюдалась, например, в ARPES-экспериментах [199, 200] и при измерении оптической проводимости [201]. На рисунке 5а хорошо видна сильная зависимость *dip-hump*-структуры от температуры и исчезновение минимума при $T = 50$ К, хотя сверхпроводящая щель почти не изменилась по сравнению со своей низкотемпературной величиной. Затухание максимума структуры значительно слабее, но он исчезает при температурах между 50 и 60 К. Авторы полагают, что из-за сильной температурной зависимости структуры и особенно из-за её смещения с изменением температуры она не может быть отражением обычного фононного механизма сверхпроводимости.

Как видно из рис. 5б, минимум частично подавляется магнитным полем, но не смещается, как это имеет место при увеличении температуры. Далее, при температуре выше T_c на туннельных проводимостях dI/dV щелевая особенность превращается в размытый максимум, ширина которого увеличивается с возрастанием температуры (рис. 5а). Наличие этого широкого максимума в образце с

¹⁵ Впервые магнитные поля для этой цели использовались в работе [193], где были выполнены туннельные эксперименты с монокристаллами однослойного купрата Bi2201.

¹⁶ Дополнительная структура, которая часто наблюдалась на воспроизводимых туннельных спектрах при энергиях, превышающих энергию сверхпроводящей щели, в виде небольших минимумов с последующим широким максимумом, была названа структурой "dip-hump" (впадина – холм). Засадзинский с сотрудниками [198] одними из первых сообщили о наличии такой структуры на туннельных спектрах break-junction из монокристаллов Bi2212. В этой и их следующих работах предполагалось, что *dip-hump*-структура возникает из-за связи квазичастиц с некоторым типом коллективных возбуждений, важных для сверхпроводимости.

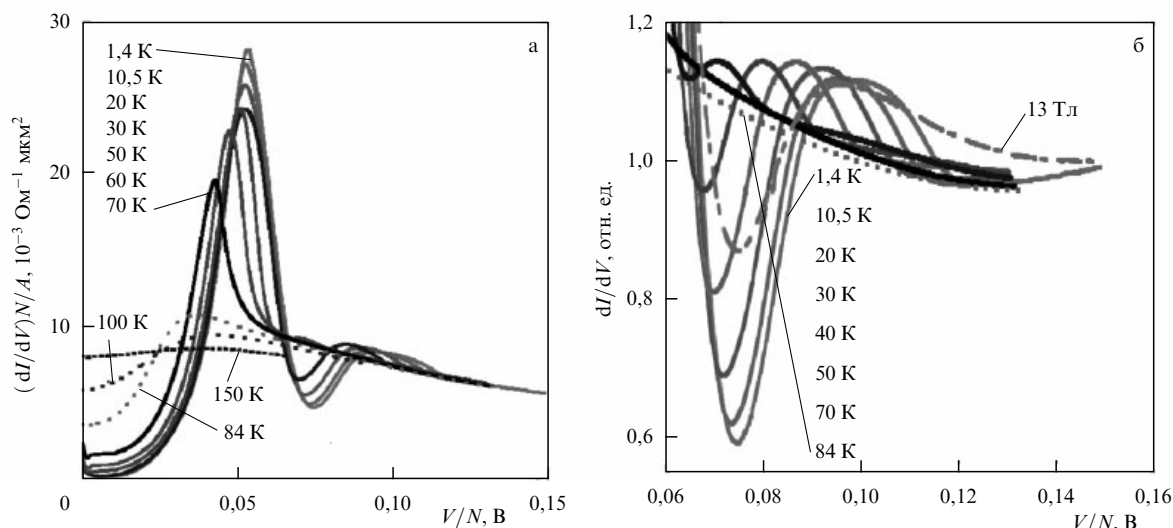


Рис. 5. (а) Туннельные проводимости dI/dV мезоструктуры из оптимально легированного Bi2212 с $T_c \approx 86,5$ К в зависимости от напряжения смещения на одном туннельном переходе V/N при разных температурах. Мезоструктура площадью $0,81 \text{ мкм}^2$ состояла из $N = 10$ внутренних туннельных переходов. (б) Структура "холм-впадина" (dip-hump) из рис. а в увеличенном масштабе. Для ясности данные нормированы. Показана также часть кривой dI/dV при $T = 1,4$ К, измеренной в магнитном поле 13 Тл в геометрии $B \parallel c$ [196].

концентрацией $p = 0,19$ согласуется с данными лазерных ARPES-исследований Bi2212 [202], в которых псевдощель выше T_c наблюдалась при концентрациях до $p = 0,22$. Однако авторы считают, что их данные противоречат выводам работы [202] и псевдощель при температурах выше T_c может быть объяснена сверхпроводящими флуктуациями [197].

Следует отметить, что такая же точка зрения была высказана в более ранних статьях, посвящённых ARPES-экспериментам [203, 204], и в недавней работе [205], автор которой провёл детальное сравнение данных ARPES с результатами изучения некоторых объёмных свойств ВТСП. Действительно, данные ARPES-экспериментов [152, 206], туннелирования [207] и терагерцевой спектроскопии [208] можно объяснить сверхпроводящими флуктуациями, обнаруженными при температурах, на $10\text{--}20$ К превышающих T_c . Но указанная область температур увеличивается с возрастанием чувствительности экспериментов. Эффект Нернста (см. раздел 3.4) и крутильная магнитометрия, измеряющая флуктуации диамагнетизма [142], значительно расширяют эту область.

В обсуждаемой работе [196] также сделан анализ туннельных данных в рамках простой "полупроводниковой" модели для SIS-туннельных переходов [209] с использованием формулы Дайнса [210] для туннельной плотности состояний с учётом d-волновой сверхпроводимости. Ранее эта формула широко применялась при определении уширения туннельных спектров из-за конечного времени жизни возбуждённых квазичастиц в обычных сверхпроводниках с сильной связью¹⁷. По мнению авторов, для d-волновых сверхпроводников причиной уширения спектров может являться электрон-электронное рассеяние. Хотя оно может быть не единственной причиной, поскольку в d-волновых сверхпроводниках имеются не-

заселённые квазичастичные состояния с произвольно низкими энергиями и уширение туннельных спектров может возникать в результате неупругого рассеяния квазичастиц бозонами, участвующими в спаривании электронов. Здесь можно указать также работы, в которых сделаны попытки применить к ВТСП теорию Элиашберга, созданную для обычных сверхпроводников с сильной связью [211–213].

3.3. Фотоэмиссионная спектроскопия с высоким угловым разрешением

В начальных исследованиях высокотемпературных купратов метод ARPES сыграл важную роль в установлении анизотропии и структуры как сверхпроводящей щели, так и псевдощели. Наиболее часто ARPES-эксперименты проводились с образцами Bi2212, так как возможность получения свежей очищенной поверхности, резкие спектральные линии и высокая величина T_c делали это соединение по сравнению с другими купратами идеальным материалом для поверхностно-чувствительной спектроскопии. Согласно результатам ARPES-экспериментов псевдощель открывается при температуре T^* в антинодальной области импульсного пространства, расположенной на границе ЗБ, где она максимальна, как и сверхпроводящая щель. Последняя, следуя d-волновой симметрии, отсутствует в нодальной области поверхности Ферми, тогда как псевдощель остаётся постоянной во всей антинодальной области, оставляя бесщелевые участки поверхности Ферми вокруг нодальных областей (для оптимально легированного Bi2212) [46], которые были названы "дугами Ферми" [116]. Различная феноменология на разных участках одной поверхности Ферми интерпретируется как доминирующие там щели от двух разных источников [77, 116, 160]. На рисунке 6 показана схема нодально-антинодального раздвоения на $1/4$ ЗБ с поверхностью Ферми.

В начале 2000-х годов техника и методика ARPES-экспериментов значительно улучшились, а в последние годы энергетическое разрешение в ARPES-экспериментах стало лучше 10 мэВ, что позволило исследовать

¹⁷ В случае ВТСП формула Дайнса впервые была использована в работе [70] для извлечения плотности состояний из туннельных спектров, полученных на монокристаллах Bi2212. Там же была сделана первая попытка связать структуру, названную позднее dip-hump, с фоновым спектром.

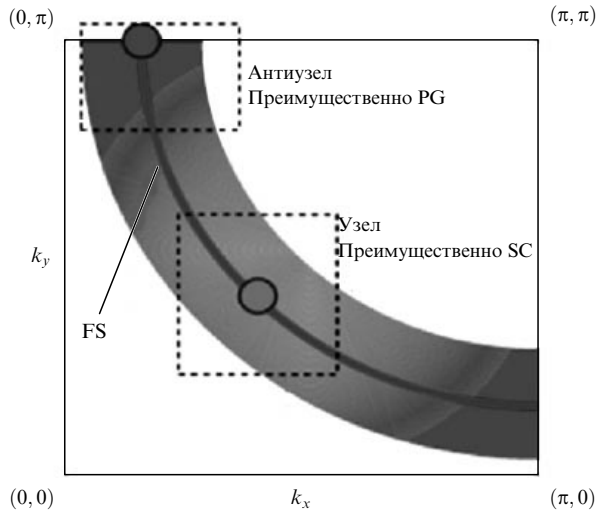


Рис. 6. Схема нодально-антинодальной дихотомии (раздвоения) на $1/4$ ЗБ с поверхностью Ферми (FS). Различная феноменология на разных участках одной поверхности Ферми интерпретируется как доминирующие там щели от двух разных источников. (Из работы [214].)

меньшие щели вблизи нодальных областей с лучшей точностью. Для того чтобы увеличить яркость источников фотоэмиссии, стали применяться лазер, синхротрон и газоразрядные лампы. В экспериментах начали собирать данные с лучшей статистикой, измерения проводились в более широких областях температуры, импульса и допирования, причём выполнялись они быстрее, чем начиналось старение образцов. Вследствие этого было достигнуто лучшее понимание проблемы псевдощели во многих исследовательских группах.

На рисунке 7 приведены типичные симметричные спектры ARPES Bi2212 при разных температурах в нодальной области поверхности Ферми. Температура T^* обычно идентифицируется как температура, при которой спектры сливаются в один максимум (штриховая кривая) [59].

Тем не менее продолжали появляться статьи, поддерживающие разные сценарии псевдощели. Например, в работе [136] были подробно исследованы импульсная и температурная зависимости сверхпроводящей щели и псевдощели в низкотемпературном представителе Bi-семейства — оптимально допированном Bi(La)2201 — с помощью лазерной ARPES со сверхвысоким разрешением. В сверхпроводящем состоянии образцов спектры показали анизотропную сверхпроводящую щель со стандартной d-волновой симметрией. В нормальном состоянии наблюдалось открытие псевдощели на небольшой дуге Ферми вблизи нодальной области. За пределами дуги Ферми псевдощель в нормальном состоянии имела величину и зависимость от импульса, аналогичные таковым сверхпроводящей щели. Псевдощель мало изменялась с температурой и не изменялась при переходе через T_c . По мнению авторов, эти результаты указывают на тесную связь между псевдощелью и сверхпроводящей щелью и поддерживают сценарий с одной щелью, в котором псевдощель является предвестником сверхпроводимости.

Двумя годами ранее в ARPES-экспериментах с аналогичным купратом Bi(La,Pb)2201 были получены про-

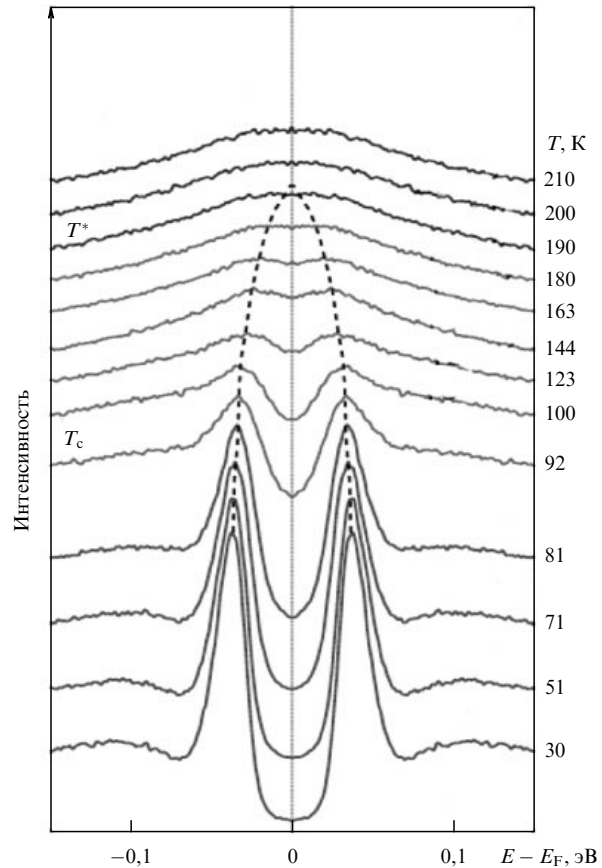


Рис. 7. Типичные симметричные спектры ARPES Bi2212 при разных температурах в нодальной области поверхности Ферми. T^* обычно идентифицируется в данных как температура, при которой спектры сливаются в один пик (штриховая кривая). Недодопированный образец с $T_c = 92$ К при $p \approx 0,14$ [59].

тивоположные результаты [215]. ARPES-спектры показали, что щель в сверхпроводящем состоянии имеет две компоненты, отвечающие сверхпроводящей щели и псевдощели. Наблюдение у них разных импульсной и температурной зависимостей позволило предположить, что эти щели представляют две отдельные энергетические шкалы. Спектры при температуре ниже T_c вблизи нодальной области имели острый пик, соответствующий небольшой щели, которая закрывалась при T_c . Вблизи антинодальной области спектры были широкими с большой энергетической щелью при температурах как выше, так и ниже T_c . Форма этих спектров и величина щели являлись практически постоянными при переходе через T_c , что указывало на сосуществование сверхпроводящего и псевдощелевого состояний при температурах ниже T_c и на доминирование последнего в спектрах вблизи антинодальной области. Авторы предположили, что псевдощелевое состояние конкурирует со сверхпроводимостью и ослабляет её в антинодальной области.

В последние годы область ЗБ между нодальным и антинодальным направлениями стала рассматриваться на языке "двухщелевой" картины, согласно которой сверхпроводящая щель и электронная псевдощелевая фаза сосуществуют при температурах ниже T_c , но псевдощель не связана со сверхпроводимостью. В сверхпроводящем состоянии псевдощель доминирует вблизи антинодальной области, тогда как сверхпроводящая щель

преобладает вблизи нодальной области, хотя сверхпроводящие особенности существуют по всей поверхности Ферми (см. рис. 6). Различная природа псевдощели и сверхпроводящей щели обоснована множеством данных ARPES-экспериментов, включающих различное допирование, зависимость щелей от температуры и импульса на поверхности Ферми [216, 217], нарушение симметрии электрон–дырка в антинодальной области при $T < T^*$ [218] и прямое доказательство конкуренции между псевдощелевой фазой и сверхпроводящим параметром порядка в Bi2212, полученное с помощью рентгеновской спектроскопии [219].

Имеется много доказательств существования псевдощелевой фазы внутри сверхпроводящего купола на фазовой диаграмме купратов в слегка передопированной области при $p \approx 18–20\%$. Это измерение квантовых осцилляций, показавшее расхождение эффективной массы при приближении к указанному уровню допирования [220], обнаружение интерференции квазичастиц, повлекшей за собой появление "большой" поверхности Ферми [221], наблюдение максимума в сверхтекучей плотности [222] и изменение плотности носителей [223]. Однако следует отметить, что не все эксперименты поддерживают существование границы псевдощелевой фазы внутри сверхпроводящего купола на передопированной стороне. В частности, результаты недавних измерений сверхтекучей плотности в ультрачистых плёнках LSCO не воспроизвели наблюдаемые ранее аномалии при 19%-ном допировании [224].

Вопрос о конечной точке псевдощелевой фазы при T выше T_c носит более спорный характер. Согласно одной версии фазовой диаграммы, T^* находится под сверхпроводящим куполом вблизи области оптимального допирования, тогда как по другой версии она пересекает сверхпроводящий купол в передопированной области. Этот вопрос разрешить довольно сложно, поскольку обе версии фазовой диаграммы основаны на результатах, полученных на различных соединениях, которые могли быть синтезированы в разных областях допирования, и при разных экспериментальных методиках. По этой причине на фазовой диаграмме, показанной на рис. 8 из работы [214], данные для двух купратов, Bi2212 и YBCO, разделены, хотя их часто сравнивают, ввиду того что обе системы двухслойные с близкими величинами T_c . Фазовая диаграмма, в которой псевдощель на передопированной стороне при T выше T_c отсутствует, подтверждается данными по YBCO — соединению, предпочтительному для экспериментов по рассеянию и транспорту, но трудному для ARPES-исследований из-за самодопирования поверхности образцов и загрязнения спектров вкладом от цепочек [225].

Последней фазовой диаграммой, в которой псевдощель присутствует на передопированной стороне при уровнях допирования по крайней мере до $p \approx 0,22$, является часто так называемая фазовая диаграмма спектроскописта, потому что ARPES, STM и комбинационное рассеяние¹⁸ — все показывают щель в нормальном состоянии передопированного Bi2212, качественно аналогичную щели, наблюдаемой на недодопированной стороне диаграммы [73, 202]. В ARPES-экспериментах T^*

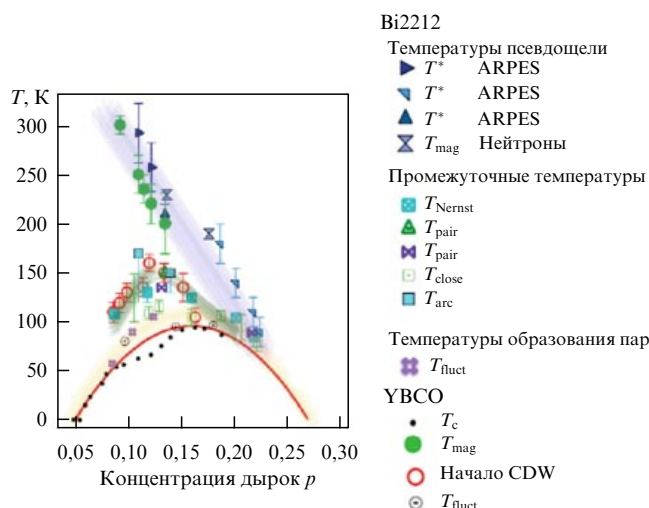


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Схематическая T – p -фазовая диаграмма для купратов Bi2212 и YBCO с дырочным допированием, уровень которого определяется по величине T_c с использованием известной эмпирической "универсальной кривой". T_{mag} — температура появления магнитного порядка внутри элементарных ячеек, T_{Nernst} — температура появления вихревого сигнала Нернста, T_{pair} — температура начала образования сверхпроводящих пар, T_{close} — температура начала разрушения сверхпроводящих пар, T_{arc} — температура появления дуг Ферми, T_{fluct} — температура начала сверхпроводящих флуктуаций. Приведённые данные относятся к разным работам и получены различными методами (см. [214]).

обычно определяется по симметрично-зеркальному спектру при k_F вблизи энергии Ферми E_F . Процедура такого определения с привлечением функции распределения Ферми–Дирака описана в статье [116].

Для количественной оценки T^* могут быть использованы и другие методы обработки симметричного спектра [226, 227], которые, как правило, дают разброс значений T^* в пределах 30 К. Альтернативное объяснение такой неопределённости могут дать эксперименты по рассеянию нейтронов в Bi2212, в которых псевдощель идентифицировалась через магнитный порядок внутри элементарной ячейки [228]. Некоторые результаты этой работы могут указывать на наличие недодопированных или оптимально допированных участков внутри образца, что сказывается на определении псевдощели с помощью спектроскопии в передопированных образцах. Другое предположение заключается в том, что щель нормального состояния в области температур выше T_c различна на недодопированной и передопированной областях фазовой диаграммы, причём в последней области она объясняется сверхпроводящими флуктуациями [229, 230]. Однако эта интерпретация противоречит данным других ARPES-экспериментов с Bi2212, в которых наблюдалась одна и та же псевдощель, соответствующая областям на фазовой диаграмме, расположенным по обе стороны от уровня оптимального допирования [226]. Наличие псевдощели одинаковой природы и с одинаковыми свойствами в слегка недодопированном и слабо передопированном Bi2212 позволяет предполагать, что разные T^* на фазовых диаграммах могут возникать из-за нетождественности материалов YBCO и Bi2212, поэтому более надёжные данные о псевдощели получены в передопированном Bi2212.

Химические изменения вносят дополнительную сложность в установление и интерпретацию фазовой диаграммы

¹⁸ Комбинационное, или рамановское, неупругое рассеяние оптического излучения в газах, жидкостях и кристаллах, сопровождающееся изменением его частоты.

мы купратов. Во многих исследованиях передопированного Bi2212 используются образцы, допированные Pb, в которых, как правило, обеспечено более стабильное допирование. Замещение Bi свинцом значительно уменьшает процессы переброса и делает определённые методы интерпретации данных более простыми. Хотя воздействие такого химического изменения на псевдощель количественно не определено, оно может помочь в выяснении особенностей псевдощели на передопированной стороне фазовой диаграммы при T выше T_c . В случае YBCO сильное допирование затруднено, поскольку полное насыщение кислородом цепочек соответствует $p = 0,194$ [231], поэтому сравнение этих двухслойных купратов друг с другом теряет смысл за пределами предполагаемой низкотемпературной конечной точки псевдощели. В сильно недодопированном режиме химическая стабильность обычно достигается с помощью катионного замещения Ca — процедуры, которая не является бесспорной [232]. Тем не менее при разных уровнях допирования с химическим совмещением ARPES-спектры кажутся согласованными и имеется плавная эволюция их поведения при переходе к уровню допирования, при котором образцы с катионным замещением являются предпочтительными.

В более широком смысле универсальным отличительным свойством купратов, зависящим от состава соединения, является их давняя препятствующая пониманию псевдощели проблема, которая заключается в том, что уровень допирования (в данном случае x) во многих купратах, включая и Bi2212, точно не известен. В Bi-семействе купратов он определяется по величине T_c с использованием известной эмпирической "универсальной кривой" (параболы) $T_c(x) = T_{c,\max}[1 - 82,6(x - 0,16)^2]$ [233] и её модификации для YBCO [231]. Подробное обсуждение этого вопроса, фазовые диаграммы для других купратов и сравнение между их семействами можно найти в работах [124, 152, 234 – 236].

Что касается недодопированного края псевдощели, то, по-видимому, она не плавно переходит в родительскую АФ-фазу. Измерение рассеяния нейтронов в YBCO показало резкое уменьшение T_{mag} при уровне допирования ниже $p \approx 0,085$, что совпадает с уровнем допирования, при котором начинаются медленные флуктуирующие корреляции ближнего действия типа SDW. В ARPES-экспериментах низкотемпературная граница псевдощелевой фазы наблюдается при аналогичном уровне допирования с открыванием щели в нодальной области импульсного пространства, которая присутствует при температурах как ниже, так и выше T_c [237, 238]. В LSCO эта щель была непосредственно связана с несоизмеримым SDW-порядком [239]. ARPES-измерения не подтвердили влияния указанного порядка на антинодальную псевдощель, в частности, T^* очень высока при этом уровне допирования (допирование в нескольких верхних элементарных ячейках имеет тенденцию к нестабильности при высоких температурах [240]), а спектры в Bi2212 становятся всё более широкими, так что трудно определить особенности спектров и их энергию [202].

Псевдощель, измеряемая в ARPES-экспериментах, обычно характеризуется одним числом — величиной щели для каждого импульса вокруг поверхности Ферми. На рисунке 9 представлена суммарная величина псевдощели в Bi2212 [216]. Видно, что она существует в антинодальной области при T выше T_c , мало изменяется по сравнению со своей величиной в сверхпроводящем состоянии (по крайней мере вблизи оптимального допирования) и становится нулевой вокруг дуг Ферми в нодальной области. Такое упрощение, хотя и удобное во многих случаях, затемняет некоторые тонкости, возможно, существенные для связи экспериментов с теорией. К ним можно отнести особенности, которые часто скрыты, когда данные описываются только величиной щели, а именно зависимость формы линий в спектре от уровня допирования и их изменение при переходе температуры

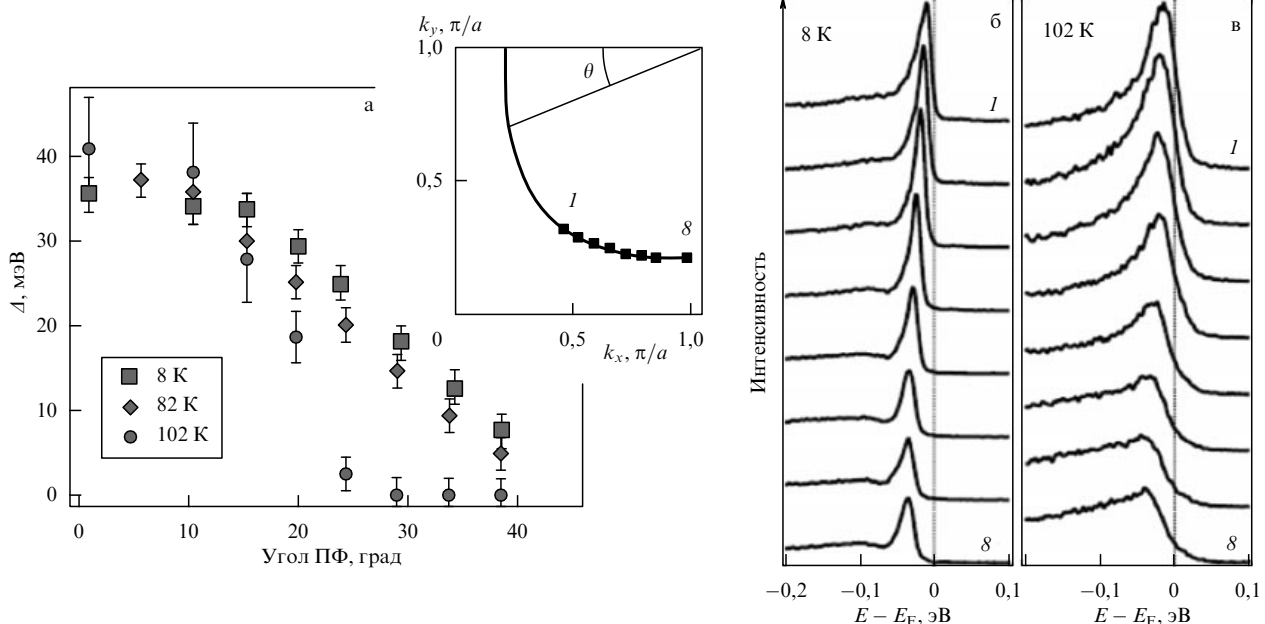


Рис. 9. (а) Псевдощель как функция углов на поверхности Ферми (ПФ), определённых на вставке, при температурах ниже и выше T_c . (б, в) Симметрично-зеркальные ARPES-спектры при k_F в разных точках поверхности Ферми, отмеченных на вставке, при температурах 8 К (ниже T_c) и 102 К (выше T_c). Наличие щели проявляется в смещении максимума спектров относительно энергии Ферми. Bi2212 с $T_c = 92$ К [216].

через T_c , а также конечная плотность состояний на уровне Ферми.

Наблюдаемая эволюция формы ARPES-спектров образцов в нормальном состоянии с изменением уровня допирования ранее обсуждалась как начало квазичастичной когерентности на передопирированной стороне фазовой диаграммы [241]. В других вариантах рассматривалась возможность другой природы щели нормального состояния. Например, это могут быть сверхпроводящие флуктуации в случае передопирования образцов [230]. Авторы работы [230] проанализировали роль наноразмерных неоднородностей, которые могут присутствовать в купратах с высоким уровнем допирования, и предложили более тщательно разделять в них псевдощель и сверхпроводящую щель. Они пересмотрели структуру обычно получаемой в ARPES-экспериментах фазовой диаграммы, которая, например, показана на рис. 2а. На этой диаграмме "линия псевдощели" тангенциально касается сверхпроводящего купола со стороны области высокого уровня допирования. Но такую диаграмму, по мнению авторов, трудно согласовать с другими экспериментами и моделями, что может указывать на возможность наличия "критической точки" внутри сверхпроводящего купола, как показано на рис. 2б, представляющем фазовую диаграмму купратов, принятую в последнее десятилетие. В этом случае зависящую от уровня допирования величину псевдощели в пределах описания среднего поля можно связать с образованием спиновых синглетов¹⁹.

Большая степень неоднородности образца может приводить к расширению ARPES-спектров и при его недостаточном допировании. Последнее подтверждается STM-экспериментами, результаты которых в случае низкого уровня допирования демонстрируют более широкое распределение локальных щелей [242]. Изменение формы ARPES-спектров в купратах при переходе температуры образца через T_c является ещё одним важным фактором в рассмотрении их зависимости от импульса. Это явление сильнее выражено в антинодальной области импульсного пространства.

Наконец, как известно, псевдощель характеризуется конечной плотностью состояний внутри щели, которая максимальна для состояний с ферми-импульсами, близкими к нодальному направлению $(0,0) - (\pi, \pi)$ ЗБ, и сильно уменьшается вблизи антинодальной области $(\pi, 0)$, в которой величина псевдощели принимает наибольшее значение (см., например, [243]). Более того, в области псевдощели сосуществуют два различных состояния: одно обусловлено образованием сверхпроводящих пар и сохраняется при температурах до промежуточной величины $T_{\text{pair}} < T^*$, а другое — настоящая псевдощель, — характеризующееся подавлением спектрального веса квазичастичных возбуждений²⁰ и аномалиями в транспортных свойствах и простирающееся до T^* . Величина

T_{pair} может составлять около 120–150 К даже для материалов с очень разными значениями T_c , и это, вероятно, устанавливает ограничение на максимально достижимую температуру T_c в купратах [152].

Псевдощелевое состояние при температурах выше T_c в импульсном пространстве представляется в виде четырёх разобшённых дуг Ферми, центрированных вокруг импульсов, где существовали узловые точки d-волновой сверхпроводящей щели при $T < T_c$ [116]. Одна из представляющих интерес интерпретаций дуг Ферми заключается в том, что они составляют лишь часть предполагаемой большой поверхности Ферми, которая поддерживает сверхпроводимость в купратах [244]. Хотя факт существования дуг Ферми, если они буквально считаются разобшёнными сегментами бесщелевых возбуждений, является аномальным, поскольку предполагается, что форма поверхности Ферми должна быть замкнутой.

Здесь стоит отметить результаты двух ARPES-экспериментов с Bi2212 [202, 245]. В эксперименте [245] было показано, что при температурах несколько выше T_c длина дуги Ферми возрастает линейно с увеличением температуры, тогда как в эксперименте [202], где исследовались образцы с двумя разными уровнями допирования, длина дуги Ферми после линейного возрастания насыщалась при одной определённой температуре, близкой к T_{pair} , о которой сообщалось в работах [152, 227]. При T^* восстанавливалась полная поверхность Ферми, т.е. T^* устанавливает верхнюю температурную границу для дуг Ферми. В работах [152, 227] также изучались свойства, казалось бы, несвязанных дуг Ферми и было найдено, что поверхность Ферми в нормальном состоянии при температуре псевдощели T^* очень резко "сплющивается" в дуги Ферми. Неожиданно для авторов длина дуг Ферми оставалась постоянной в интервале температур между T^* и T_{pair} , что согласуется с наличием упорядоченного состояния при температуре ниже T^* . При температуре T_{pair} — при меньших температурах закрывается щель вблизи нодальной области и происходит образование сверхпроводящих пар — эти дуги превращались либо в точку, либо в очень короткую дугу, длина которой ограничивалась экспериментальным разрешением.

Первое, что надо сказать об экспериментальной фазовой диаграмме на рис. 8, это то, что зарядовое упорядочение, кажется, должно отличаться от псевдощели. Псевдощель, согласно данным спектроскопии, по крайней мере как это понималось до недавнего времени, представляет собой щель на части поверхности Ферми с конечной плотностью состояний внутри щели. Это накладывает определённые ограничения на волны зарядовой плотности (CDW)²¹ с короткой корреляционной длиной [246, 247]. По этой причине основные возражения возникли, когда в YBCO были обнаружены CDW ближнего порядка с волновым вектором $q \approx 0,3$, совместимые с антинодальным нестингом²² [143, 248]. Однако дальней-

¹⁹ Вопрос о синглетных образованиях как природе псевдощели рассматривался ранее в работе [155].

²⁰ В квантовой механике спектральный вес задаётся спектральной функцией, которая в данном случае определяется запаздывающей функцией Грина для движения электронов в кристалле. Грубо говоря, спектральная функция (при игнорировании температуры) даёт распределение вероятностей того, что электрон с волновым вектором $\mathbf{k}$ имеет частоту (или энергию) ω . В качестве альтернативы спектральную функцию можно рассматривать как своего рода плотность состояний для данного $\mathbf{k}$.

²¹ Возникающие в металле пространственно периодические смещения ионов и электронной плотности (стоячие волны электронной плотности).

²² Коновская особенность. Существование двух фрагментов поверхности Ферми (в частности, почти параллельных), которые могут быть совмещены при переносе на некоторый вектор обратной решётки, что влечёт за собой неустойчивость ферми-жидкостного состояния. Последняя приводит к возникновению дополнительных параметров порядка, например SDW.

ший анализ показал, что зарядовое упорядочение и псевдощель имели различные зависимости от уровня допирования: первое имело вид купола с максимумом при допировании $\approx 1/8$ [4, 249], а вторая увеличивалась монотонно с уменьшением уровня допирования.

Все эти рассуждения предполагают по крайней мере разный характер псевдощели и CDW в купратах. Но из сказанного следует вывод, что купраты в нормальном состоянии могут иметь три характерные температуры, а именно: температуру начала сверхпроводящих флуктуаций, приблизительно на 10–20 К превышающую T_c ; несколько более высокую температуру начала зарядовых корреляций, которая максимальна при уровне допирования, близком к $1/8$, и, наконец, температуру начала псевдощели T^* . Кроме того, последние данные ARPES ставят под сомнение появление дуг Ферми при $T > T_c$ и поддерживают сценарий, согласно которому точечные узлы сохраняются и при более высокой температуре, которая аналогична температуре начала зарядовой корреляции [214].

В связи с этими сомнениями и предположением, что поверхность Ферми в купратах должна быть замкнутой (см. выше), в то время как ряд расчётов допированной АФ-фазы показал, что поверхность Ферми должна состоять из небольших карманов и при высоких уровнях допирования эти карманы переходят в полностью закрытую поверхность Ферми, характерную для металлической системы [250, 251], в недавних ARPES-экспериментах [252] были исследованы структуры поверхности Ферми в монокристаллах Bi2212 с оптимальным и низким уровнями допирования. Работа [252] представляет отдельный интерес, поскольку для изменения концентрации дырок в образцах вместо обычного химического допирования использовался метод лазерной накачки (фотодопирование) на основе фемтосекундного лазера. "Накачивая" дополнительные дырки в образцы и отслеживая изменение зависимых от импульса фермиевских волновых векторов вокруг дуги Ферми в фемтосекундных временных масштабах, авторы работы [252] подтвердили наличие небольших дырочных карманов в области псевдощели, характерных для допированного изолятора Мотта. Имеется ряд статей, посвящённых этому вопросу, например [253–255], но их обсуждение выходит за рамки настоящего обзора.

3.4. Эффект Нернста в купратах

В стремлении понять псевдощелевое состояние авторы работы [117] задались вопросом о природе сверхпроводящего перехода в купратах при T_c : происходит ли он по обычному (БКШ) сценарию с закрытием сверхпроводящей щели или по сценарию нарушения фазовой когерентности на больших расстояниях термически генерируемыми вихрями при нулевом магнитном поле [108]? Первый случай будет означать, что псевдощелевое состояние по своей природе антагонистично d-волновой сверхпроводимости и конкурирует с ней. Во втором случае, напротив, конденсат пар, лишённый фазовой когерентности, существует в псевдощелевом состоянии при температурах, значительно превышающих T_c . Эти два состояния тесно связаны, едва различимы, и они являются фундаментальными для механизма сверхпроводимости купратов.

Прямое доказательство того, что сверхпроводящий переход в купратах происходит по сценарию нарушения

фазовой когерентности (в псевдощелевом состоянии), получено в экспериментах по изучению эффекта Нернста на монокристаллах LSCO [56]. Большой сигнал Нернста обнаружен также во многих купратах с дырочным допированием, причём он наблюдался в широкой области температур как ниже, так и значительно выше T_c . Результаты были истолкованы как доказательство наличия вихрей при температуре выше T_c в пользу сценария нарушения фазовой когерентности. Среди пионерских работ Ю. Ванга и Н.П. Онга с соавторами [117, 139, 140, 142, 256–258] по измерению эффекта Нернста в купратах наиболее информативной, по-видимому, является работа [117]. Ниже мы остановимся на её результатах подробнее.

Как известно, в сверхпроводниках II рода в магнитном поле, близком к верхнему критическому, существуют вихри в состоянии "вихревой жидкости" в качестве подвижных возбуждений. В этом состоянии вихри легко движутся под действием градиента температуры ∇T со скоростью $\mathbf{v}$ в сторону более холодного конца образца (см., например, [259]). Из-за 2π-фазовой сингулярности у каждого вихря (центральной части) вихря движение вихрей вызывает проскальзывание фазы [260], что в результате нестационарного эффекта Джозефсона приводит к появлению джозефсоновского напряжения. Последнее может быть выражено как поперечное электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$. Появление электрического поля $\mathbf{E}$ при наличии градиента температуры и магнитного поля $\mathbf{B}$ известно как эффект Нернста. Сигнал Нернста, определяемый как E на единицу градиента температуры, т.е. $e_N = E/|\nabla T|$, намного больше в ферромагнетиках и сверхпроводниках, чем в немагнитных нормальных металлах. В металлах, где сигнал Нернста линейен относительно магнитного поля, принято измерять коэффициент Нернста $\nu = e_N/B$. В сверхпроводниках II рода сигнал e_N сильно нелинейен, поэтому при измерении эффекта Нернста в купратах вместо ν полезнее использовать сигнал Нернста $e_N(H, T)$. Поскольку величина E может быть измерена с высокой точностью, эффект Нернста может использоваться как высокочувствительный метод для детектирования вихрей.

Измеряемый в эксперименте сигнал Нернста является суммой двух вкладов: от вихрей и носителей заряда (квазичастиц), т.е. $e_N = e_N^S + e_N^N$. Квазичастичный сигнал Нернста выражается как $e_N^N = \rho^n \alpha_{xy}^n - \rho_{xy}^n \alpha^n$, где ρ_{xy}^n и ρ^n — холловское и удельное сопротивления соответственно, а $\alpha^n \equiv \alpha_{xx}^n$ связаны с термоэдс соотношением $S = \rho^n \alpha^n$ [117]. И хотя квазичастичный сигнал Нернста в купратах с примесью дырок при $T < T_c$ очень мал [256], он тщательно определяется с помощью измерений термоэдс, холловского угла и удельного сопротивления.

Чтобы получить общую картину, в работе [117] был измерен сигнал Нернста, связанный с парным конденсатом, при $T > T_c$ в высококачественных монокристаллах купратов Bi2212, Bi2223, LSCO, YBCO и Bi(La)2201 с разными уровнями допирования. Для краткости в этом разделе введены обозначения UD, OP и OV, соответствующие низкому допированию, оптимальному допированию и передопированию.

3.4.1. Оптимальное допирование. На рисунке 10 из работы [117] приведены зависимости сигнала Нернста e_N от магнитного поля, измеренные в немного передопированном (OV) YBa₂Cu₃O_y (YBCO) с $y = 6,99$ и $T_c = 92$ К при фикс-

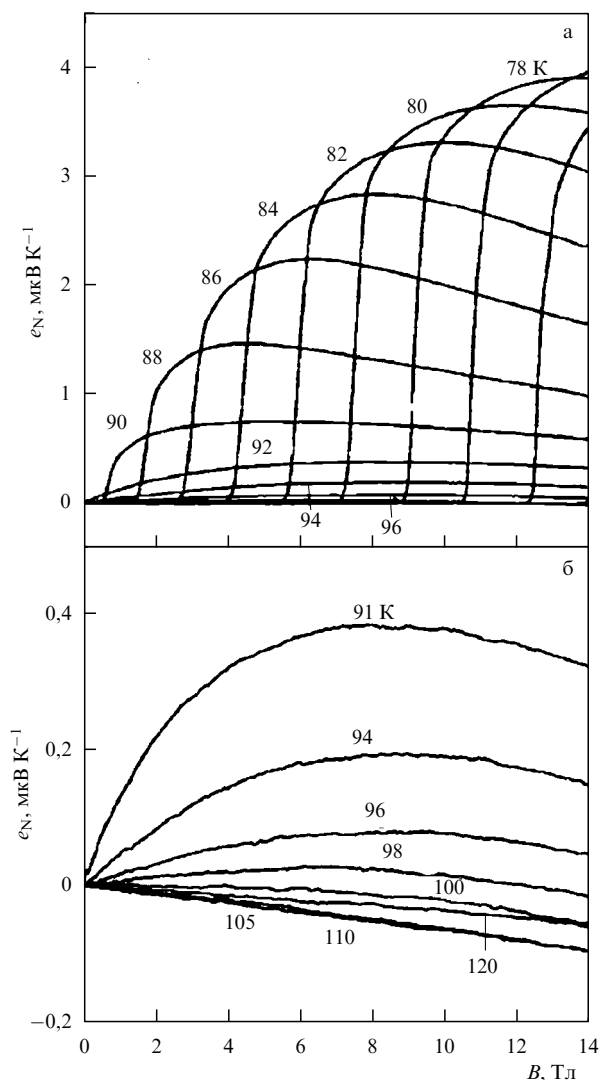


Рис. 10. Зависимости сигнала Нернста e_N от магнитного поля, измеренного в немного передопробованном (OV) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ с $y = 6,99$ и $T_c = 92$ К при температурах ниже (а) и выше (б) T_c . При $T < T_c$ сигнал e_N возрастает почти вертикально после превышения поля плавления вихревой решётки. При $T > T_c$ отрицательный B -линейный квазичастичный вклад e_N^n на рис. б вполне очевиден [117].

сированных температурах. После превышения поля плавления вихревой решётки количество движущихся вихрей резко увеличивается и сигнал e_N растёт почти вертикально, достигает широкого максимума, а затем медленно уменьшается (рис. 10а). Совокупность кривых представляет максимальное значение сигнала e_N , которого он достигает в интервале температур, указанных на рисунке. Когда температура превышает T_c , максимальные значения $e_N(T)$ заметно уменьшаются и кривые становятся шире (рис. 10б). Однако резкого перехода в сигнале e_N не наблюдается. Вместо этого он сохраняет свою нелинейность при температурах до 105 К. При $T > 110$ К сигнал e_N линеен относительно поля с наклоном, который немного изменяется с температурой и который авторы отождествляют с квазичастичным вкладом e_N^n . Чтобы выделить флуктуационный вклад, авторы измерили температурную зависимость e_N в магнитном поле 14 Тл и показали, что e_N отклоняется от квазичастичной зависимости при температуре, превышающей $T_c = 92$ К на 15 К.

Аналогичные измерения зависимости сигнала Нернста e_N от магнитного поля проведены на двухслойном Bi2212 с $T_c = 92$ К. Температура T_{onset} начала вихревого сигнала Нернста ~ 125 К, или на 30 К выше T_c . Широкая область сигнала Нернста в Bi2212 по сравнению с таковой в OP-YBCO отражала его большую анизотропию. В трёхслойном купрате OP-Bi2223 сигнал Нернста e_N также наблюдался при температурах выше $T_c = 109$ К и общее поведение зависимости $e_N(B)$ очень походило на поведение e_N в двухслойной системе Bi2212 с OP -допированием. Температура T_{onset} начала обнаружения сигнала Нернста составляла 135 К, т.е. на 25 К превосходила T_c .

3.4.2. Низкий уровень допирования. Сигнал Нернста при температурах выше T_c , уже значительный в OP -купратах, становится ещё больше в режиме UD. На рисунке 11а приведены зависимости сигнала Нернста e_N от магнитного поля для $\text{UD-La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) с $x = 0,12$ и $T_c = 28,9$ К при фиксированных температурах. Результаты кажутся весьма схожими с данными для OP-YBCO (см. рис. 10). Но при более внимательном рассмотрении кривых $e_N(B)$ видна существенная разница. Так, в OP-YBCO максимальная величина e_N при $T_c = 92$ К приблизительно равна $0,38$ мВ К⁻¹, что составляет менее 10 % от максимума кривой для UD-LSCO (≥ 4 мВ К⁻¹) при температурах ниже T_c . При $T > T_c$ сигнал e_N с возрастанием температуры быстро уменьшается до предельно малой величины по сравнению с 4 мВ К⁻¹ (см. рис. 10). Жирная кривая на рис. 11а получена при $T = 30$ К, несколько превышающей T_c , в магнитном поле 14 Тл её величина ~ 4 мВ К⁻¹ составляет более 50 % от максимального значения кривых $e_N(B)$, и она продолжает увеличиваться с возрастанием поля. Даже при температуре 50 К, более чем на 20 К превышающей T_c , сигнал e_N представляет собой значительную долю максимального значения кривых. Сигнал Нернста затухает довольно медленно с увеличением температуры и становится неотличимым от квазичастичного сигнала Нернста только при $T > 100$ К.

На рисунке 11б показана температурная зависимость e_N , измеренная в поле 14 Тл на том же образце LSCO, вместе с намагниченностью M , измеренной при 10 Э в сверхпроводящем квантовом интерферометре (Superconducting Quantum Interference Device — SQUID). Аномальный сигнал Нернста начинает отклоняться от небольшого квазичастичного фона при $T_{\text{onset}} \sim 120$ К. Температурная зависимость e_N , измеренная в поле 14 Тл, имеет длинный флуктуационный "хвост", который простирается до T_{onset} .

В LSCO с меньшей величиной $x = 0,07$ и $T_c = 11$ К эти аномальные особенности усиливались. Кривые, полученные в области $T = 12-20$ К при поле 14 Тл, сравнимы по величине со многими другими, полученными при $T < T_c$. Подобные результаты приведены и в работе [261], в которой был измерен эффект Нернста в UD-LSCO в магнитных полях до 28 Тл. Следовательно, с точки зрения эффекта Нернста граница между сверхпроводящим и нормальным состояниями в UD-купратах размыта. Это создаёт серьёзную проблему для традиционного понятия "флуктуации".

Температурная зависимость сигнала Нернста e_N в сильно недопробованном монокристалле Bi2212 с $T_c = 50$ К и концентрацией дырок $\sim 0,09$ указывала, что $T_{\text{onset}} = 118$ К, т.е. примерно на 65 К выше T_c . Как и в

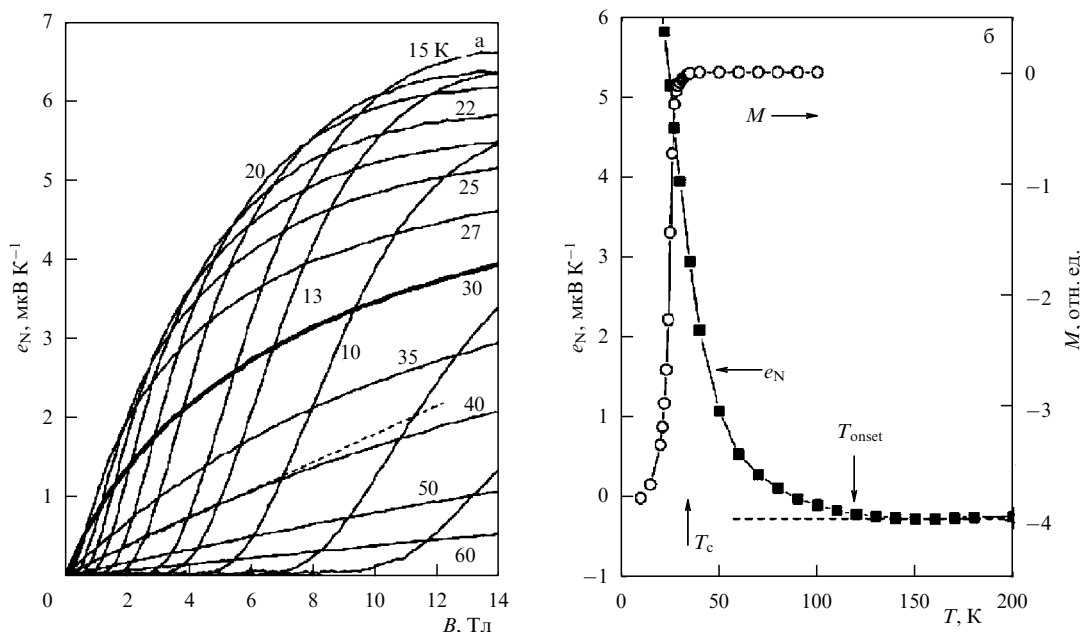


Рис. 11. (а) Зависимости сигнала Нернста e_N от магнитного поля для UD- $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ($x = 0,12$, $T_c = 28,9$ К). Жирная кривая получена при T_c . Штриховая линия при $T = 40$ К даёт начальный наклон, используемый для определения v . (б) Температурная зависимость e_N , измеренная при поле 14 Тл в UD-LSCO (квадраты), вместе с намагниченностью M , измеренной при поле 10 Э (кружки). Штриховой линией показан отрицательный квазичастичный вклад [117].

случае LSCO с $x = 0,07$, максимумы кривых, полученных при температурах выше T_c , оставались очень большими и имели сильную кривизну, характерную для вихревого состояния. Важной особенностью Bi2212, как UD, так и ОР, является очень малая величина квазичастичного вклада в сигнал Нернста, который проявляется как фон. Это позволяет однозначно определить начальную температуру T_{onset} .

3.4.3. Фазовые диаграммы, построенные по результатам измерения эффекта Нернста. На рисунке 12 из работы [117] приведены фазовые диаграммы, показывающие области наблюдения сигнала Нернста при температурах между T_c и T_{onset} . Для LSCO (рис. 12а) числа на кривых указывают значения коэффициента Нернста v в единицах $[\text{нВ К}^{-1} \text{ Тл}^{-1}]$. Кривая $T_{\text{onset}}(x)$ имеет конечные точки при $x = 0,03$ и $x = 0,26$ и достигает максимума при $x \approx 0,10$. В случае LSCO содержание Sr x обычно соответствует концентрации дырок. На рисунке 12б представлены результаты для Bi2212 (на основе измерений сигнала Нернста в пяти кристаллах). Концентрация дырок p в Bi2212 оценивалась по эмпирической формуле [233] с $T_{c,\text{max}} = 91$ К. Видно, что кривые T_{onset} разделяют сверхпроводящие и псевдощелевые области. Сверхпроводящие области расположены под кривыми T_{onset} , которые лежат ниже кривых T^* . Интервал между T_{onset} и T_c становится уже к стороне OV, но остаётся довольно широким на стороне UD. Интересно, что максимальные значения T_{onset} (~ 130 К) в Bi2212 и LSCO близки, несмотря на большую разницу в величинах T_c . Максимальное значение T_{onset} в YBCO также ~ 130 К.

На приведённых фазовых диаграммах расположение сверхпроводящих фаз под кривыми T_{onset} ещё раз подчёркивает неразрывность сверхпроводящей области и области, в которой наблюдается вихревой сигнал Нернста. Высокотемпературный сигнал e_N , связанный с вих-

рями, наблюдается на шкалах x, p только в пределах сверхпроводящей области. Вне этой области (на стороне UD или OV) сигнал e_N очень мал. В LSCO с $x = 0,03$ и $0,26$ вихревой сигнал полностью отсутствует. Наблюдаемая корреляция между зависимостями e_N и T_c от x, p , а также точное соотношение больших намагниченностей M при $T > T_c$ с сигналами e_N , измеренными на одних и тех же образцах, указывает на их вихревую природу. Авторы работы [117], основываясь на этих результатах и результатах своих предыдущих экспериментов [262], пришли к убеждению, что сигнал Нернста создаётся сверхпроводящими парами. В предельном UD-режиме, где большая плотность пар не может быть поддержана, или в предельном OV-режиме, в котором пары отсутствуют, вихревой сигнал Нернста исчезает и остаётся только обычный квазичастичный вклад.

Таким образом, в работе [117] показано, что на фазовой диаграмме купратов Bi(La)2201, Bi2212, Bi2223, LSCO и YBCO над сверхпроводящей областью имеется большая область, в которой существуют вихри и, следовательно, электронные пары. Температура T_c в этих соединениях определяется в первую очередь потерей фазовой когерентности из-за спонтанного взаимодействия вихрь–антивихрь термически генерируемыми вихрями в нулевом магнитном поле. Верхний предел этой области определяется температурой T_{onset} , которая находится формально посередине между T_c и T^* . Непосредственно выше кривой T_c фаза сверхпроводящих пар $\theta(\mathbf{r})$ сильно разупорядочена быстро распространяющимися вихрями и антивихрями, тогда как ближе к кривой T_{onset} флуктуации становятся в равной степени важными. Следует отметить, что в каждом семействе купратов край вихревой области не распространяется полностью до температуры псевдощели T^* . Это означает, что при охлаждении UD-образца от комнатной температуры сначала появляется псевдощелевое состояние при T^* , но оно на-

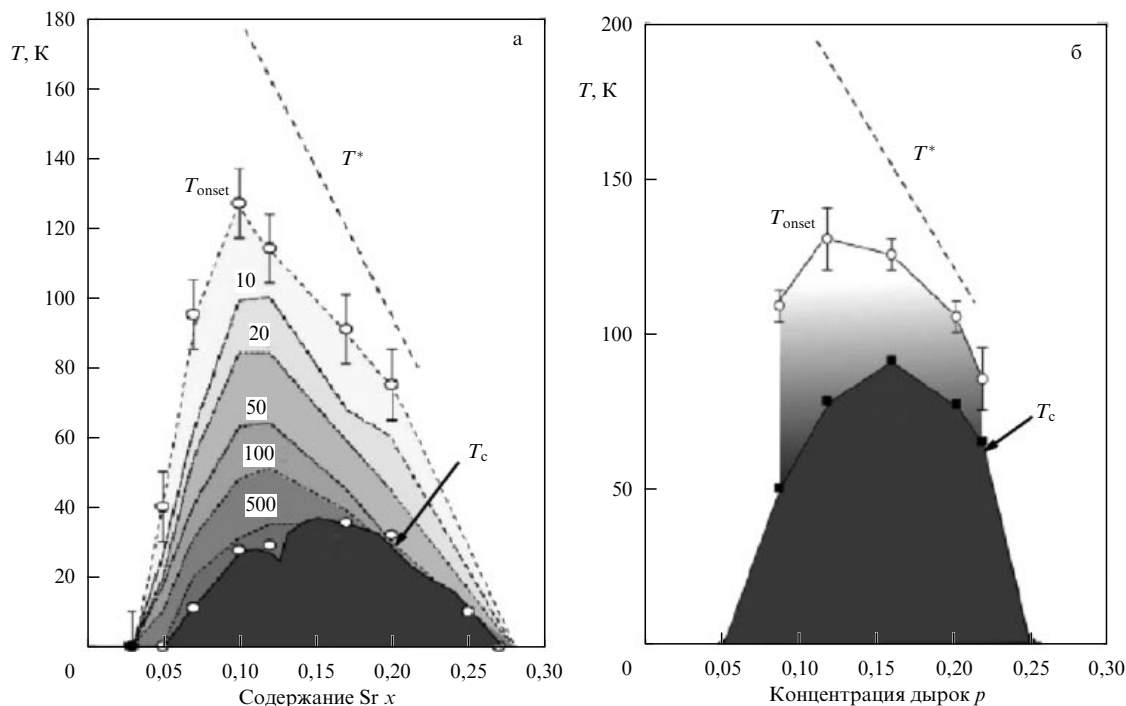


Рис. 12. Фазовые диаграммы, показывающие области наблюдения сигнала Нернста при температурах между T_c и T_{onset} . (а) LSCO (числа на кривых указывают значения коэффициента Нернста ν в $\text{nV K}^{-1} \text{Tl}^{-1}$). Кривая $T_{\text{onset}}(x)$ имеет конечные точки при $x = 0,03$ и $x = 0,26$ и достигает максимума при $x \approx 0,10$. (б) Bi2212 (на основе измерений сигнала Нернста в пяти кристаллах). Область существования сигнала Нернста не распространяется до температуры псевдощели T^* со стороны OP и OV, как это имело место в LSCO. В режиме UD T_{onset} демонстрирует тенденцию к снижению при уменьшении p ниже 0,15. Штриховыми линиями показаны температуры T^* по измерениям теплоёмкости. (Из работы [117].)

блюдается только в экспериментах, в результатах которых отражается влияние спинов. После охлаждения образца до температуры ниже T_{onset} появляется в результате существования вихрей сигнал e_N , являющийся показателем наличия короткодействующих сверхпроводящих токов. Кажется, что для сосуществования псевдощелевого состояния и d-волновой сверхпроводимости в широком интервале температур $T_{\text{onset}} > T > T_c$ они должны быть тесно связаны и едва различимы. Вихревая область Нернста — это область, в которой система плавно эволюционирует или колеблется между двумя состояниями.

В недавней работе [263] были продолжены измерения эффекта Нернста в YBCO и трёх купратах на основе LSCO с целью уточнения границы псевдощелевой фазы на их фазовых диаграммах. (Ниже подробно обсуждаются в основном дополнительные данные для YBCO, так как они получены на монокристаллах очень высокого качества.) Авторы разделили вклады сверхпроводящих флуктуаций и квазичастиц в сигнал Нернста, используя тот факт, что только первый подавляется магнитным полем. Была изучена область распространения сверхпроводящих флуктуаций при температурах выше T_c в зависимости от уровня допирования. Сравнение результатов с данными предыдущих работ позволило сделать заключение, что традиционное предположение о сверхпроводящих флуктуациях как о единственном значительном вкладе в сигнал Нернста не совсем правильно. Кроме того, авторы нашли, что узкая область флуктуаций отслеживает T_c , а не T^* , тем самым указывая на то, что псевдощелевая фаза не вызвана флуктуациями фазы

и/или амплитуды сверхпроводящего параметра порядка. То есть псевдощель не является предшественником сверхпроводимости²³.

Исходя из результатов работы [265], в которой была измерена температурная зависимость приведённого коэффициента Нернста ν/T для YBCO с уровнем допирования $p = 0,12$ в магнитных полях до 15 Тл, авторы работы [263] также заключили, что сигнал Нернста содержит два отдельных вклада: 1) положительный, зависящий от магнитного поля вклад, который увеличивается при температурах ниже T_{min} , близких к T_c ; 2) независимый от поля сигнал, который является небольшим и положительным при высокой температуре и становится большим и отрицательным при температурах ниже T_v — при $T < T_v$ квазичастичный сигнал Нернста отклоняется от своего высокотемпературного поведения. Первый

²³ Отметим, что ещё в 2000 г. была опубликована работа [264] с результатами исследования магнитотранспорта в монокристаллах однослойного Bi2201 в магнитных полях до 28 Тл. Авторы обнаружили, что, во-первых, полупроводниковое поведение поперечного (вдоль оси c) сопротивления подавлялось магнитным полем, вне зависимости от его ориентации (перпендикулярной или параллельной плоскостям CuO_2), во-вторых, магнетосопротивление в нормальном состоянии поперёк плоскостей CuO_2 , в отличие от такового в сверхпроводящем состоянии, не зависело от ориентации магнитного поля. Такой изотропный отклик указывал на важность влияния спиновых эффектов на псевдощель в нормальном состоянии, поскольку отклик сверхпроводящего состояния, обусловленный орбитальными эффектами, сильно анизотропен. Эти результаты уже тогда давали основания для серьёзных сомнений относительно сверхпроводящей природы псевдощели.

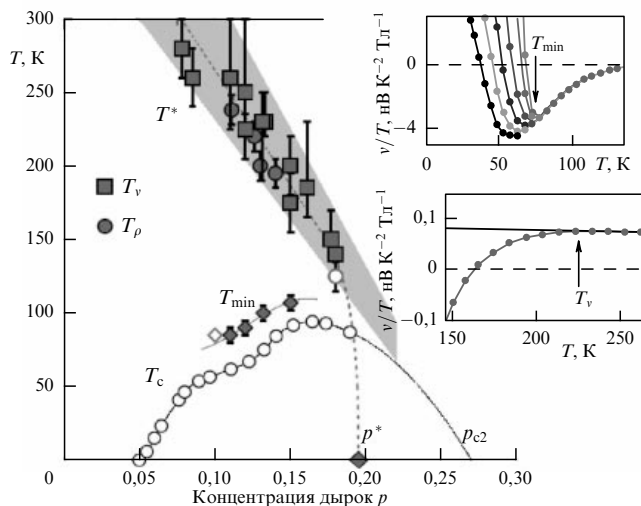


Рис. 13. T – p -диаграмма YBCO с тремя характерными температурами: T_c (светлые кружки [231]) отмечает начало сверхпроводимости в нулевом магнитном поле, ниже которого электрическое сопротивление равно нулю. Сплошная кривая через T_c -данные проведена на глаз. Штриховая кривая является плавным продолжением этой кривой при предположении, что сверхпроводящая фаза заканчивается при критическом уровне допирования $p_{c2} = 0,27$. Тёмными ромбами показаны температуры T_{min} — при $T < T_{min}$ сверхпроводящие флуктуации становятся значительными [265]. Светлый ромб показывает T_{min} для ранее измеренного образца с $p = 0,1$ [266]. Кривая через ромбы также проведена на глаз. Тёмными кружками отмечены температуры T_p — при $T < T_p$ удельное сопротивление $\rho(T)$ отклоняется от своей высокотемпературной линейной зависимости (из данных в [234]) — стандартное определение температуры открытия псевдощели T^* в YBCO [267]. Светлым кружком показана температура T_p для образца с $p = 0,18$, в котором высокий уровень разупорядочения осуществлён электронным облучением [268]. Квадратами показана температура T_v — при $T < T_v$ квазичастичный сигнал Нернста отклоняется от своего высокотемпературного поведения [265, 269]. Видно, что, поскольку в пределах ошибок $T_v \approx T_p$, обе температуры соизмеримы с T^* . Пунктирная линия — линейная подгонка к данным по T^* . Ромб на оси p соответствует критическому уровню допирования $p = p^*$, где при $T = 0$ заканчивается псевдощелевая фаза в отсутствие сверхпроводимости. В YBCO $p^* = 0,195 \pm 0,005$ [269]. Серой полосой показана область величин T^* в Bi2212 при $p \approx 0,22$, измеренных спектральными методами [202]. (Эта область приводилась на рис. 8.) На вставках показаны части температурных зависимостей приведённого коэффициента Нернста v/T для YBCO с $p = 0,12$ в магнитных полях от 1 до 15 Тл [265]. На верхней вставке: определение T_{min} — температуры вблизи T_c , при которой сигнал Нернста в поле 1 Тл проходит через минимум, у подножия большого положительного максимума, связанного со сверхпроводимостью. На нижней вставке: определение температуры T_v — при $T < T_v$ коэффициент v/T начинает отклоняться вниз от его высокотемпературного линейного поведения, при котором только квазичастицы вносят вклад в сигнал Нернста. (Из работы [263].)

вклад обусловлен сверхпроводящими флуктуациями, а второй — квазичастицами.

На рисунке 13 две температуры, T_{min} и T_v , нанесены на T – p -фазовую диаграмму YBCO. Воспроизведённые из работы [265] данные для T_v при $p > 0,1$, полученные при $\nabla T \parallel a$ и $\nabla T \parallel b$, показали одинаковые значения T_v . Методы выбора этих температур представлены на вставках к рис. 13.

Стандартное определение температуры открытия псевдощели T^* в YBCO — это температура T_p — при меньших температурах удельное сопротивление $\rho(T)$

отклоняется от высокотемпературной линейной зависимости [267]. Величины T_p при разных уровнях допирования нанесены на фазовую диаграмму на рис. 13, из которой видно, что в пределах ошибки $T_v = T_p$. С точки зрения изучения псевдощелевой фазы в YBCO наиболее целесообразным является исследование влияния эффекта Нернста, а не поведения удельного сопротивления. Псевдощель и сверхпроводимость оказывают противоположное влияние на сигнал $v(T)$: первая при охлаждении вызывает его убывание до отрицательных значений, а вторая обуславливает его возрастание, в то время как в случае удельного сопротивления оба явления приводят к уменьшению $\rho(T)$. Это даёт возможность однозначно разделить два вклада в сигнал Нернста и отслеживать их соответствующие начальные температуры.

3.5. Оптические исследования

3.5.1. Оптическая проводимость. Изучение оптической проводимости $\sigma(\omega, T)$ имеет несколько преимуществ по сравнению с исследованием удельного сопротивления постоянному току, которое является пределом нулевой частоты. Прежде всего устранены экспериментальные проблемы с электрическими контактами и абсолютные значения измеряемых параметров можно узнать без необходимости точных измерений геометрии образцов субмиллиметрового размера.

Оптическая спектроскопия металлов и полупроводников позволила получить информацию о их электронной зонной структуре и элементарных возбуждениях. Спектроскопические данные совместно с результатами, полученными другими методами, предоставляют подробную экспериментальную картину возбуждений как функций частоты и импульса. Традиционные инфракрасная (ИК) и оптическая спектроскопии, которые относятся к процессу рассеяния света первого порядка, исследуют возбуждения и коллективные моды в области энергий от 20 до 50000 см⁻¹. В этом диапазоне дальняя ИК-область представляет особый интерес для сверхпроводимости, так как она включает в себя как сверхпроводящую щель, так и энергии возбуждений, которые, как считается, имеют отношение к образованию сверхпроводящего состояния.

Измерение коэффициента отражения позволяет исследовать комплексную диэлектрическую функцию $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$, из которой может быть получена комплексная динамическая проводимость $\sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega)$. Действительная часть проводимости $\sigma_1(\omega)$ является пропорциональной общей плотности состояний и определяет поглощение излучения на частоте ω . Действительная часть величины, обратной проводимости, $\sigma^{-1}(\omega)$ пропорциональна скорости рассеяния квазичастиц τ^{-1} , а её мнимая часть пропорциональна перенормировке массы $m^*/m = 1 + \lambda(\omega)$, где λ — глубина проникновения. В результате с помощью преобразований Крамерса – Кронига²⁴ экспериментальных данных можно получить любую из оптических констант [270].

Из самых ранних работ по оптическим свойствам купратов было ясно, что их ИК-спектры отражения в плоскости ab не похожи на спектры простых металлов, которые в основном плоские между нулевой и плазмен-

²⁴ В классической электродинамике соотношения Крамерса – Кронига выражают связь между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости.

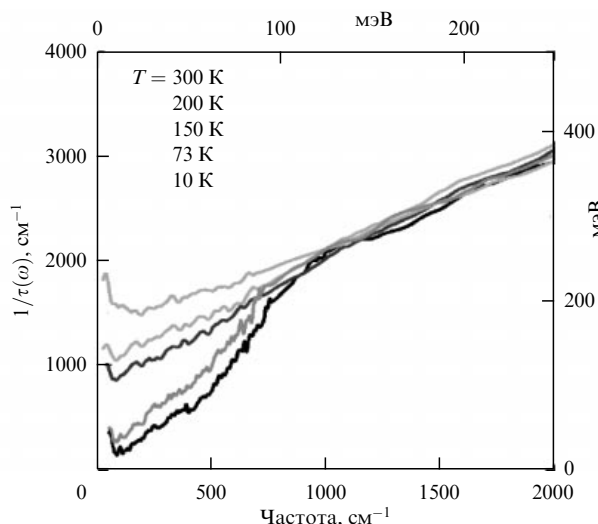


Рис. 14. Зависимость скорости рассеяния τ^{-1} от частоты в образце Bi2212 с низким уровнем допирования при разных температурах. Линейная зависимость скорости рассеяния при высоких частотах прекращается при температуре около 150 K, где наблюдается резкое уменьшение скорости из-за образования псевдощели. В сверхпроводящем состоянии частота этой щели возрастает лишь незначительно [272].

ной частотами²⁵. Вместо этого в области 500 см^{-1} наблюдалось начало сильного поглощения, которое присутствовало в спектрах всех купратов в нормальном состоянии. Например, в работе [271] были изучены ИК-свойства кристаллов Bi2212, BiPb2212 и Tl2201 в широкой области уровней допирования. Авторы нашли убедительные доказательства наличия псевдощели в образцах с низким и умеренно высоким уровнями допирования. На рисунке 14 показана частотно-зависимая скорость рассеяния τ^{-1} в Bi2212 при разных температурах. На высоких частотах, $\omega > 700 \text{ см}^{-1}$, скорость рассеяния приблизительно линейна с отсутствием температурной зависимости. На низких частотах, $\omega < 700 \text{ см}^{-1}$, наблюдается выраженная температурная зависимость в виде щелевой особенности, которая начинается при температуре ниже 150 K, значительно превышающей $T_c = 67 \text{ K}$. Для BiPb2212 и Tl2201 получены практически аналогичные результаты.

Поскольку основные особенности спектров τ^{-1} в купратах связаны с проблемой псевдощели, они были просуммированы в работе [272] при пренебрежении небольшими на тот момент различиями, которые наблюдались между разными материалами. Во-первых, все купраты с дырочным допированием при высоких температурах или высоких частотах при всех температурах имеют линейную зависимость рассеяния, которая подавляется при низких частотах. Во-вторых, имеется сходство спектров, полученных в образцах с низким уровнем допирования, со спектрами оптимально допированных образцов в сверхпроводящем состоянии. Это наводило на мысль, что псевдощель в нормальном состоянии и сверхпроводящая щель тесно связаны.

Что касается межплоскостной оптической проводимости вдоль оси c , то уже первые эксперименты показали очень низкую проводимость купратов в этом направлении. Электронный фон в исходной проводимости σ_c оказался сильно подавленным, и в спектрах преобладали резкие пики оптических фононов. После вычитания влияния фононов проводимость отображала псевдощель в нормальном состоянии. Фактическая величина частоты щели зависела от предположений, сделанных при вычитании фононного влияния. В образцах с высоким уровнем допирования данные $\sigma_c(\omega)$ были такими же, как у "грязного" металла. При допировании ниже оптимального образцы показывали неметаллические частотную и температурную зависимости межслойной проводимости.

Так, в работе [273] измерялся коэффициент отражения вдоль оси c в высококачественных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в широких областях температуры и частоты. Образец с $x = 0,70$ с $T_c = 67 \text{ K}$ при комнатной температуре показал псевдощель в проводимости при частоте 200 см^{-1} . Щель постепенно увеличивалась с понижением температуры до 10 K в отсутствие особенности при T_c . Напротив, в образцах с $x = 0,95$ в нормальном состоянии щель не наблюдалась. Эти результаты, по заключению авторов, согласуются с фазовыми диаграммами, предложенными для объяснения данных ЯМР и рассеяния нейтронов.

Также можно отметить работы [274–278], использовавшие другой метод исследования оптической проводимости $\sigma_c(\omega)$ — эллипсометрию. Это поляризационно-оптический метод для прямого измерения комплексной проводимости $\sigma(\omega)$ без необходимости использования анализа Крамерса – Кронига. Доступ к источникам высокой яркости сделал его более практичным по сравнению с традиционной спектроскопией отражения.

3.5.2. Комбинационное рассеяние света. Комбинационное, или рамановское, рассеяние света относится к процессам второго порядка (неупругое рассеяние оптического излучения), в котором поглощённые фотоны вновь излучаются с заметным изменением частоты. Последняя определяется строением материала. Этот процесс намного слабее, чем дипольное поглощение, отвечающее за оптическую проводимость. В металлах рамановское рассеяние трудно наблюдать из-за малой глубины проникновения электромагнитного излучения (несколько тысяч ангстремов). Кроме того, согласно закону сохранения импульса для свободных носителей, в купратах могут быть возбуждены только носители с энергией до $\approx 50 \text{ см}^{-1}$.

В обычных сверхпроводниках возбуждения через энергетическую щель возможны для рамановского рассеяния. Куперовская пара при этом разбивается на две квазичастицы с сохранением импульса, что приводит к возникновению порога рассеяния при 2Δ . Однако ранние эксперименты не обнаружили в купратах чёткого начала рассеяния при 2Δ . Вместо этого наблюдалось интенсивное рассеяние при частотах вплоть до самых низких, как и в случае оптической проводимости.

Но вскоре выяснилось, что, в отличие от оптической проводимости в ab -плоскости, рамановское рассеяние позволяет получить два спектра, B_{1g} и B_{2g} , каждый из которых представляет собой средний спектр в разных участках ферми-поверхности. Спектры B_{1g} проецируют возбуждения вокруг антинодального направления $(\pi, 0)$,

²⁵ Частота собственных продольных колебаний заряженных частиц в отсутствие магнитного поля, которые в значительной мере определяют оптические свойства исследуемых материалов. Электромагнитное излучение с частотой ниже плазменной частоты образца хорошо от него отражается, тогда как при частоте выше плазменной излучение проходит сквозь образец или поглощается им.

где сверхпроводящая щель максимальна, тогда как в спектрах B_{2g} присутствуют состояния вблизи нодальной области в диагональном направлении (π, π) ЗБ. Как следствие, рамановский отклик имеет максимум при $2A_{\max}$ для B_{1g} и максимум при немного меньшей энергии для B_{2g} [279].

В работе [280] с помощью рамановского рассеяния света в Bi2212 была изучена эволюция псевдощели при изменении температуры и уровня допирования в области сверхпроводящего купола на T - p -фазовой диаграмме. При всех температурах псевдощель сохранялась при высоком уровне допирования, прежде чем внезапно исчезнуть при $0,222 < p^* < 0,226$. Данный диапазон как раз соответствует области допирования, в которой закрывается псевдощель нормального состояния при переходе Лифшица²⁶ в Bi2212 [73]. Это демонстрирует, что граница сверхпроводящей псевдощели образует вертикальную линию на T - p -фазовой диаграмме (см. ниже). Объединив результаты экспериментов по рамановскому рассеянию света в купратах, авторы обнаружили их качественное согласие с "клеточной" динамической теорией среднего поля²⁷. Тем самым было представлено доказательство существования псевдощели в сверхпроводящем состоянии, что является универсальным свойством купратов с дырочным допированием. По мнению авторов, псевдощель в сверхпроводящей фазе чувствительна к топологии поверхности Ферми, в отличие от сверхпроводящей щели, которая, кажется, не изменяется при высоком уровне допирования, что сильно ограничивает связь между псевдощелью и высокотемпературной сверхпроводимостью.

На рисунке 15а, взятом из работы [73], показаны рамановские отклики $\chi''_{B_{1g}}(\omega, T)$ при разных температурах. Видно, что величина максимума $2A_0$ на частоте 408 см^{-1} , связанного с разрывом сверхпроводящих пар, уменьшается с возрастанием температуры, и этот максимум исчезает при T_c . Соответственно интегральная интенсивность $I_{B_{1g}}(T) = \int \chi''_{B_{1g}}(\omega, T) d\omega$, показанная на рис. 15б, монотонно убывает, демонстрируя резкое уменьшение при T_c . Как раз при $T > T_c$ низкоэнергетический спектральный вес (ниже 408 см^{-1}) увеличивается с возрастанием температуры²⁸. Интенсивность $I_{B_{1g}}(T)$ монотонно возрастает, до тех пор пока не достигнет максимума при температуре открытия псевдощели T^* . При температурах выше T^* зависимость $I_{B_{1g}}(T)$ такая же, как и у нормального металла. Полученная величина T^* хорошо согласуется с предыдущими транспортными и спектроскопическими измерениями. По мере увеличения уровня допирования разница между T_c и T^* уменьшалась и при концентрации $p = 0,22$ исчезала, указывая на закрытие псевдощели в нормальном состоянии. При $p > 0,22$ наклон $I_{B_{1g}}(T)$ отрицателен, что означает отсутствие псевдощели.

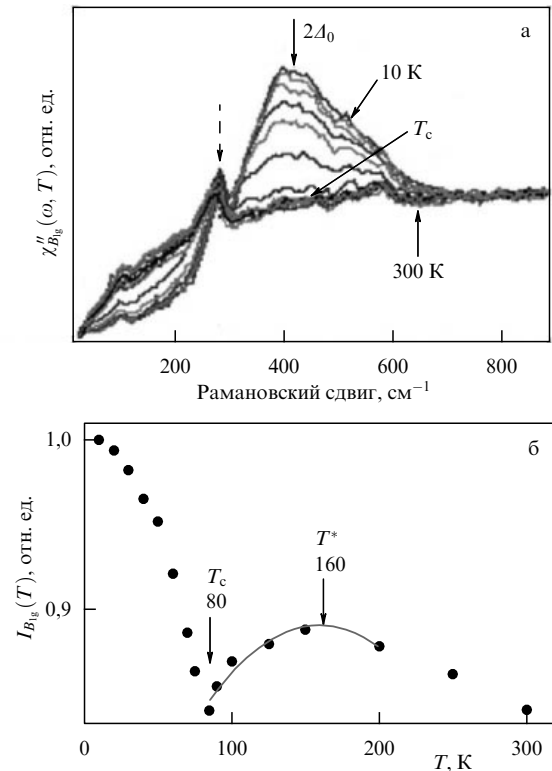


Рис. 15. (а) Рамановские отклики $\chi''_{B_{1g}}$ при разных температурах в образце Bi2212 с высоким уровнем допирования. Величина $2A_0$ определена по положению максимума B_{1g} . Стрелкой при частоте 300 см^{-1} отмечен фоновый максимум. (б) Интегральная рамановская интенсивность $I_{B_{1g}}$, нормированная на интенсивность при температуре 10 К. (Из работы [280].)

Авторы работы [73] изучили зависимость отношения интегральных интенсивностей $I_{B_{1g}}/I_{B_{2g}}$ от уровня допирования образцов в сверхпроводящем и нормальном состояниях. Оказалось, что это отношение изменяется немонотонно с p и имеет острый максимум при $p = 0,22$, где псевдощель закрывается. Независимость положения максимума от температуры указывает на его связь с повышенной плотностью состояний вокруг антинодальной области ЗБ. Это неизменно приводит к возможности квантового фазового перехода Лифшица, индуцированного допированием, где при пересечении особенностью Ван Хофа уровня Ферми открытая дырочная несвязанная поверхность Ферми замыкается вокруг точек $(\pm\pi, 0)$ и $(0, \pm\pi)$ и становится электронной. Теоретическими расчётами авторы подтвердили данное предположение и заключили, что микроскопическая причина псевдощели чувствительна к топологии поверхности Ферми, а T_c не зависит от этого перехода, демонстрируя, что в купратах с высоким уровнем допирования происхождение псевдощели и сверхпроводящей щели различно.

3.6. Порядки внутри псевдощелевой области

Перед обсуждением порядков в псевдощелевой области не мешает напомнить, что псевдощель представляет собой частичную щель в плотности электронных состояний, которая открывается в сверхпроводящих купратах в нормальном состоянии и происхождение которой является давнишней загадкой физики коррелированных электронов и предметом многих споров. Её связь с фазой изолятора Мотта при низком уровне допирова-

²⁶ Квантовый фазовый переход $(2\frac{1}{2})$ -го рода.

²⁷ Метод определения электронной структуры сильно коррелированных материалов. В данном случае он может описывать фазовый переход между металлом и изолятором Мотта при увеличении силы электронных корреляций.

²⁸ Напомним, что при изучении спектров ВТСП псевдощель проявляется себя как потеря спектрального веса квазичастиц. В оптических исследованиях в качестве спектральной функции вместо спектрального веса $N(\omega) \sim \int_0^\omega \sigma(\omega') d\omega'$ обычно используется безразмерная мера спектрального веса $N_{\text{eff}}(\omega, T)$, которая при $m_0/m = 1$ (где m — масса электрона) просто равна числу свободных носителей в элементарной ячейке [270].

ния по-прежнему остаётся неоднозначной, и её отношение к порядку типа CDW [248, 281, 282], который при промежуточном уровне допирования восстанавливает поверхность Ферми [283, 284], всё ещё неясно [220, 221, 285].

3.6.1. Волна спиновой плотности. Дальнедействующий соизмеримый АФ-порядок быстро исчезает с увеличением уровня допирования p : температура Нееля²⁹ T_N становится равной нулю при критическом уровне допирования $p_N = 0,05$ в YBCO (рис. 16) и $p_N \simeq 0,02$ в LSCO. В случае $p > p_N$ при низких температурах наблюдается несоизмерный SDW-порядок с длинами корреляции, которые для различных купратов варьируются от довольно малых до достаточно больших. В YBCO в нулевом магнитном поле SDW-порядок ближнего действия наблюдался при уровнях допирования вплоть до $p_{SDW} \simeq 0,07$ и исчезал, когда начинался порядок типа CDW с $p_1^{CDW} \simeq 0,08$. Это доказывает, что два указанных порядка конкурируют (возможно, потому, что их периоды не согласованы [286]).

В LSCO SDW-порядок в нулевом поле распространяется при уровнях допирования до $p_{SDW} \simeq 0,13$ и сосуществует с порядком типа CDW, что доказывает отсутствие конкуренции между ними (возможно, потому, что их периоды согласованы [286]). Магнитное поле, которое подавляет сверхпроводимость, усиливает SDW-порядок как в YBCO, так и в LSCO [287]. В LSCO поле в 15 Тл смещает SDW-критическую точку до $p_{SDW} \simeq 0,15$ [288]. Экстраполяция к более высоким полям может дать величину $p_{SDW} \simeq p^* = 0,18$ при $B = B_{c2} \simeq 60$ Тл. Другими словами, когда конкурирующая сверхпроводимость полностью подавлена магнитным полем, SDW-порядок в LSCO может существовать при уровнях допирования до p^* , т.е. несверхпроводящее основное состояние псевдощелевой фазы может содержать SDW-порядок. Это заключение поддерживается исследованиями с помощью мюонной спиновой спектроскопии (μ SR)³⁰ соединения LSCO с примесью Zn (используемого для подавления сверхпроводимости), в котором магнетизм был обнаружен при уровнях допирования до $p = 0,19 \pm 0,01$ [289, 290].

В YBCO при подавлении сверхпроводимости большим магнитным полем SDW-порядок не индуцируется в области, где существует CDW-порядок, т.е. при p между $p_1^{CDW} = 0,08$ и $p_2^{CDW} = 0,16$ [291]. Однако добавление примеси Zn для подавления сверхпроводимости, например, при $p \simeq 0,12$ также подавляет CDW-порядок, и при этом зарождается SDW-порядок [292]. Иными словами, существует трёхходовая конкуренция фаз. Тогда, если сверхпроводимость полностью подавлена, то имеется вероятность появления при уровнях допирования между p_2^{CDW} и p^* SDW-порядка, как отмечалось выше для LSCO. В случае YBCO для этого потребуются поля около 150 Тл, максимального значения B_{c2} [293].

Таким образом, порядок (АФ или SDW) при низких температурах повсеместно встречается в купратах с ды-

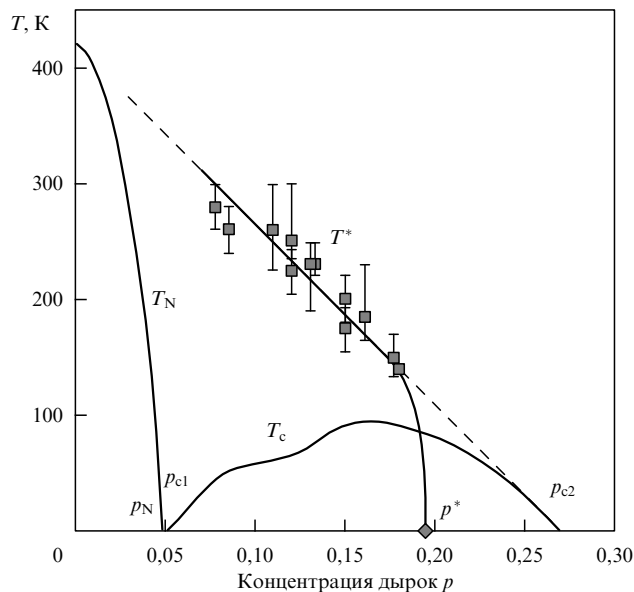


Рис. 16. T – p -фазовая диаграмма YBCO: температура псевдощели T^* (квадраты), температуры Нееля T_N (кривая слева) и T_c (кривая внизу). Штриховая линия, проведённая на глаз, показывает, что T^* экстраполируется к T_N при $p = 0$, тогда как с T_c она соединяется на передопированной стороне диаграммы, где сверхпроводимость исчезает [263].

рочным допированием, и он вполне может существовать при всех уровнях допирования от $p = 0$ до p^* , если не подавлен конкурирующими сверхпроводимостью или CDW-порядком. В этом заключается важное свойство псевдощелевой фазы при $T \rightarrow 0$: вторая связь между псевдощелью и АФ (первой является $T^* \simeq T_N$ при $p \rightarrow 0$). Учитывая это, следует подчеркнуть, что псевдощель — это не просто фаза SDW-порядка, поскольку $T_{SDW} \ll T^*$.

3.6.2. Волна зарядовой плотности. Впервые CDW-порядок был обнаружен в купратах Nd-LSCO и $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ при $p \simeq 0,12$ в экспериментах по дифракции нейтронов [294] и затем — в Bi2212 с помощью STM [295, 296]. В YBCO, LSCO, Eu-LSCO, Bi(La)2201 и Hg1201 этот порядок был обнаружен гораздо позднее в различных экспериментах с использованием ARPES, ЯМР и рентгеновской дифракции (см. подробности, например, в работе [265]). Обычно самый сильный CDW-порядок наблюдался при $p \simeq 0,12$ и ограничивался областью, полностью лежащей внутри псевдощелевой фазы между двумя критическими уровнями допирования: p_1^{CDW} при низком допировании и p_2^{CDW} при высоком (рис. 17). По мнению авторов работы [265] можно утверждать, что для изученных ими четырёх купратов p_2^{CDW} значительно меньше p^* . Отсюда сразу следует вывод о том, что псевдощелевая фаза не является ни фазой CDW-порядка, ни высокотемпературным предшественником этого порядка. Это подтверждается тем фактом, что температура начала CDW-порядка в тех же купратах достигает максимума при $p \simeq 0,12$, тогда как T^* монотонно возрастает с уменьшением p (см. рис. 17).

В других купратах положения p_2^{CDW} и p^* ещё окончательно не установлены. В STM-исследованиях Bi2212 при $T \simeq 10$ К (ниже T_c) обнаружены модуляции CDW при p

²⁹ Антиферромагнитная температура Кюри, при превышении которой антиферромагнетик превращается в парамагнетик (фазовый переход II рода).

³⁰ Мюонная спиновая спектроскопия изучает локальные микрополя в веществе (например, магнитную структуру ВТСП) с помощью элементарной частицы — мюона.

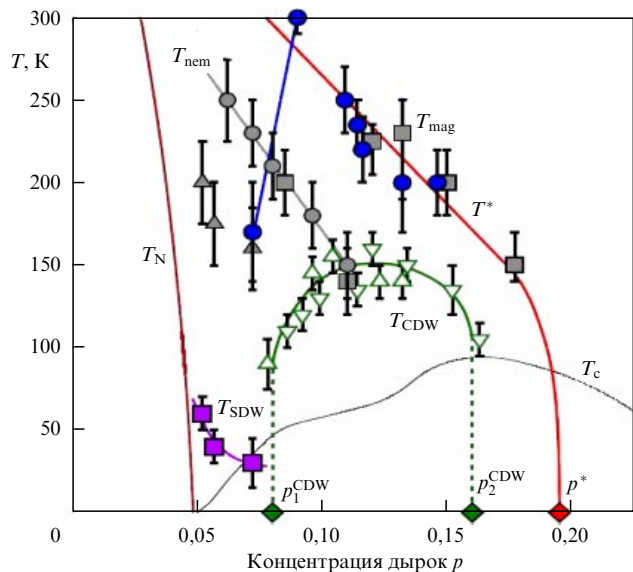


Рис. 17. (В цвете онлайн.) T - p -фазовая диаграмма YBCO, показывающая температуру Нееля T_N (коричневая кривая), температуру сверхпроводящего перехода T_c (чёрная кривая), температуру открытия псевдощели T^* (красная кривая) и критическую точку p^* (красный ромб) (всё из рис. 16). Кроме того, показана CDW-фаза (зелёный цвет), определяющаяся температурой T_{CDW} , — при $T < T_{CDW}$ короткодействующие корреляции типа CDW были обнаружены с помощью рентгеновской дифракции (треугольники вершиной вверх [4] и треугольники вершиной вниз [249]). Двумя зелёными ромбами отмечены критические уровни допирования, при которых фаза CDW начинается: $p_1^{CDW} = 0,08$ [297] — и заканчивается: $p_2^{CDW} = 0,16$ [269] — при $T = 0$ в отсутствие сверхпроводимости, как было обнаружено в измерениях эффекта Холла в высоких магнитных полях. Три фиолетовых квадрата у кривой T_{SDW} отмечают температуру, в области ниже которой наблюдаются несоизмеримые короткодействующие корреляции типа SDW в экспериментах с дифракцией нейтронов [298]. Серые символы показывают температуру T_{nem} , отмечающую начало нематичности, которая обнаружена по анизотропии удельного сопротивления в плоскости ab (серые кружки [11, 299]), по измерению коэффициента Нернста (серые квадраты [265, 299]) и из спектров спиновых флуктуаций, измеренных в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов (серые треугольники [298]). T_{mag} (синие кружки) — температура начала магнитного порядка внутри элементарной ячейки, обнаруженная с помощью дифракции нейтронов [118, 300, 301]. Синей линией показано резкое уменьшение T_{mag} при уровнях допирования ниже $p = 0,09$. (Из работы [263].)

вплоть до значения $p = 0,17$ и переход от дуг Ферми (с псевдощелью) при $p = 0,17$ к полной поверхности Ферми (без псевдощели) при $p = 0,20$. Другими словами, $p_2^{CDW} \simeq p^* = 0,185 \pm 0,015$. Однако в измерениях псевдощели в нормальном состоянии (при T выше T_c), таких как ARPES и комбинационное рассеяние, показано, что $p^* = 0,22 \pm 0,01$ [73, 302]. Учитывая указанную неопределённость, представляется возможным, что $p^* \simeq p_2^{CDW} + 0,03$ в Bi2212 больше, чем в YBCO и LSCO. Основываясь на этом, авторы делают вывод, что установление CDW-порядка является вторичной нестабильностью псевдощелевой фазы.

3.6.3. Нематичность. В орторомбическом YBCO из-за наличия цепочек CuO вдоль оси b удельное сопротивление в ab -плоскости анизотропно. В дополнение к этой анизотропии при охлаждении и в случае небольшого допирования образца возникает другая анизотропия [299]. Эта другая анизотропия, названная в работе [11]

нематичностью (nematicity)³¹, на фазовой диаграмме (см. рис. 17) начинается при температуре T_{nem} , линия которой проходит параллельно T^* приблизительно на 100 К ниже. Нематичность также была обнаружена при измерении коэффициента Нернста [11]. Вблизи линии T_{nem} в области низкого уровня допирования на рис. 17 приведены данные анизотропии в спектре спиновых флуктуаций, которая регистрировалась с помощью неупругого рассеяния нейтронов как расщепление максимума при волновом векторе $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ для одного из направлений [298]. Эта "спиновая нематичность" может быть ответственна за анизотропию транспорта при температурах ниже T_{nem} .

Аналогично "зарядовая нематичность" наблюдалась в области CDW-порядка при более высоком уровне допирования [11], и начиналась она при $T \simeq T^*$ [231]. По мнению авторов работы [265], при температуре выше температуры SDW- и CDW-порядков существует область повышенной нематической восприимчивости, возможно, связанной с предшественником флуктуаций этих двух порядков [303].

Следует отметить, что существуют три проблемы, не позволяющие отождествить нематическую фазу с псевдощелевой фазой. Во-первых, $T_{nem} < T^*$ при $p < 0,11$. Во-вторых, нематичный порядок не открывает щель (или псевдощель). В-третьих, нематичный порядок не вызывает изменений в плотности носителей и поэтому не может объяснить основную характерную особенность p^* . Но нематичность вполне может быть вторичной нестабильностью псевдощелевой фазы, или псевдощель может вызывать повышенную нематическую восприимчивость [303]. Однако связь между порядком типа зарядовой нематичности и сверхпроводимостью в ВТСП до сих пор не ясна [7].

Более подробную информацию о нематичных порядках в ВТСП можно найти в обзоре [7] и недавних работах [304, 305], где нематичность рассматривается в качестве возможного кандидата, отвечающего за происхождение псевдощелевой фазы.

3.6.4. Магнитный порядок внутри элементарной ячейки. В купратах YBCO, Bi2212 и Hg1201 магнитный порядок внутри элементарной ячейки (IUC — Intra-Unit-Cell) был обнаружен с помощью дифракции поляризованных нейтронов с начальной температурой T_{mag} , которая примерно совпадает с T^* . Этот порядок имеет волновой вектор $\mathbf{Q} = 0$. На рисунке 17 показаны величины T_{mag} для YBCO из работ [118, 300, 301]. Видно, что в области $0,09 \leq p \leq 0,15$ $T_{mag} = T^*$ в пределах погрешности. Однако при более низком уровне допирования ($p \simeq 0,08$) сигнал магнитного порядка IUC ослабевает и появляется при значительно меньшей температуре: $T_{mag} = 170 \pm 20$ К [300], тогда как $T^* = 280 \pm 20$ К. Было высказано предположение, что ослабление магнитного порядка IUC в YBCO при низком значении p может быть обусловлено конкуренцией с SDW-порядком (или корреляциями), который развивается ниже фазы порядка CDW,

³¹ Электронная жидкокристаллическая фаза, которая является квантово-механическим аналогом классических жидких кристаллов с основным состоянием, промежуточным между жидкостью, где квантовые флуктуации велики, и кристаллом, где они малы. Предполагается, что такая фаза представляет собой новое состояние вещества, которое может быть общей особенностью сильно коррелированных фермионных систем, а последние, в частности, могут быть высокотемпературными сверхпроводниками [7].

т.е. при $p < p_1^{\text{CDW}} = 0,08$. Тем не менее псевдощель не слабеет при $p < p_1^{\text{CDW}}$. Действительно, T^* выше в образце YBCO с $p = 0,078$, исследованном в работе [265] (явно ниже области CDW-фазы [297]), чем T^* в образце с $p = 0,085$, где уровень допирования выше p_1^{CDW} .

Такое же расхождение наблюдалось и в LSCO при $p = 0,085$, где $T_{\text{mag}} = 120 \pm 20$ К, тогда как $T^* = 185 \pm 20$ К. Это ослабление при низком уровне допирования предполагает, что магнитный порядок IUC, вероятнее всего, является вторичной нестабильностью псевдощелевой фазы, а не её основной причиной. Следует заметить, что, как и в случае нематичного порядка, трудно объяснить, как другой порядок IUC с $Q = 0$ может открыть щель (или псевдощель) и вызвать изменение плотности носителей при переходе уровня допирования через p^* [263].

3.6.5. Сверхпроводимость. В отличие от обсуждавшихся выше четырёх фаз, которые все ограничены слева от p^* (и ниже T^*), сверхпроводящая фаза выходит за пределы критической точки псевдощели. Область сверхпроводимости на фазовой диаграмме купратов всегда имеет вид купола, который начинается в p_{c1} и заканчивается в p_{c2} при низких и высоких уровнях допирования соответственно (см. рис. 16). Точное значение p_{c2} , как и p^* , может зависеть от материала; в LSCO и Nd-LSCO $p_{c2} \simeq 0,27$, тогда как в $\text{Ti}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Ti2201) $p_{c2} \simeq 0,31$ [306], а в Bi2201 $p_{c2} \simeq 0,43$ [263].

Иза-за высокой величины p сверхпроводимость с симметрией параметра порядка $d_{x^2-y^2}$ возникает из фермижидкости металлического состояния, характеризующегося одной большой когерентной дырочной поверхностью Ферми [307] без псевдощели и нарушения симметрии любого вида. Исходя из этого авторы работы [265] поставили вопрос: что заставляет электрон-электронное взаимодействие в этом простом состоянии создавать электронные пары? Ответ авторы нашли на фазовой диаграмме, приведённой на рис. 16. Поскольку линейная экстраполяция зависимости $T^*(p)$ достигает $T = 0$ при $p \simeq p_{c2}$, это позволило им предположить, что взаимодействие, которое способствует образованию пар, может быть также ответственным за появление псевдощели.

Оказывается, что p_{c2} также является началом третьего проявления электрон-электронного взаимодействия — наличия линейного члена в температурной зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$. Подробные исследования передопированных Ti2201 [308–310] и LSCO [311, 312] показали, что линейный член в $\rho(T)$ появляется, как только p становится меньше p_{c2} , хотя $\rho \propto T^2$ при $p > p_{c2}$. Такая эмпирическая связь между линейным по T сопротивлением и T_c [313] предполагает, что взаимодействие, которое вызывает аномальное неупругое рассеяние, может вызывать и образование электронных пар. Рассеяние и образование пар, по мнению авторов работы [265], можно отнести к АФ-спиновым флуктуациям.

Таким образом, при $p < p_{c2}$ возникают вместе три основных явления в купратах: сверхпроводимость, псевдощель и аномальное рассеяние. (Строго говоря, псевдощель открывается при p^* , что несколько ниже p_{c2}). Но можно обобщить ситуацию и по-другому. Две основные фазы купратов: сверхпроводимость и псевдощель — обе нестабильности нормального состояния — характеризуются линейным по T сопротивлением. Учитывая, что линейное по T сопротивление обычно наблюдается на границе АФ-порядка и объясняется рассеянием на АФ-

спиновых флуктуациях, заманчиво связать псевдощель и d-волновую сверхпроводимость в купратах с АФ-корреляциями (возможно, короткими). В этом сценарии тот факт, что T_c уменьшается при низком уровне допирования, а T^* продолжает возрастать (см. рис. 16), можно объяснить допускаемой конкуренцией сверхпроводящей фазы с последовательностью других фаз: сначала псевдощелевая фаза при $p < p^*$, затем порядки типа CDW, SDW и АФ при $p < p_2^{\text{CDW}}$, p_{SDW} и p_N соответственно (см. рис. 17).

3.6.6. Два порядка типа CDW. Открытие разнообразных несверхпроводящих порядков, связанных с нарушением симметрии в купратах, изменили взгляд на природу ВТСП, но до сих пор нет ясного ответа на вопрос: как эти порядки/фазы взаимодействуют со сверхпроводимостью? Особенно это относится к повсеместно наблюдаемому в различных купратах CDW- и SDW-порядкам. Идеальный материал для изучения поставленного вопроса должен содержать на фазовой диаграмме области, в которых сосуществуют порядки типа CDW, SDW и сверхпроводимость. В YBCO, одном из наиболее исследованных купратов, экспериментально наблюдаемые CDW- и SDW-порядки, по-видимому, взаимно несоизмеримы, и на его фазовой диаграмме такие области малы или вовсе отсутствуют [298, 314]. В то же время в LSCO, также широко изученном материале, можно найти область допирования, в которой указанные три порядка сосуществуют [315, 316].

Авторы недавней работы [317], используя резонансное мягкое рентгеновское рассеяние, изучили взаимодействие этих порядков в LSCO, в частности, подробно исследовали зависимости от температуры и уровня допирования CDW-порядка, которые в значительной степени отличаются от ранее предположенных. Были обнаружены два CDW-порядка: CDW-страйповый порядок³² и короткодействующий CDW-SRO-порядок (SRO — Short-Range Order). Хотя сверхпроводимость подавляет последний порядок, он частично преобразуется в страйповый CDW-порядок с дальнейшим развитием вблизи T_c в страйповый SDW-порядок. Кроме того, поведение CDW-порядка оказалось различным при разных уровнях допирования:

1) для $x < x_{\text{CDW}} \sim 0,1$ авторы не наблюдали признаков, которые могли быть легко отождествлены с CDW-порядком, хотя эксперименты по рассеянию нейтронов и ЯМР показывали наличие страйпов типа CDW-порядка [288, 318, 319];

2) для $x_{\text{CDW}} \leq x \leq x_{\text{SDW}} \sim 0,135$ наблюдался CDW-порядок с большой корреляционной длиной, которая увеличивалась даже при температурах ниже T_c . В предыдущих исследованиях концентрация x_{SDW} идентифицировалась как верхняя граница области на фазовой диаграмме, в которой статический (квазистатический) SDW-порядок существует при низких температурах (с началом в окрестности T_c [318]). Возрастание CDW-корреляций при температурах ниже T_c в работе [317] объясняется их взаимным соизмерением с порядком SDW;

3) для области $x_{\text{SDW}} < x < x^* \sim 0,18$, в которой рассеяние нейтронов показывало существование щели в спиновых возбуждениях при низких температурах, а в

³² От английского stripe (полоса) — квазиодномерное зарядовое упорядочение в реальном пространстве — линейные полосы увеличенной зарядовой плотности.

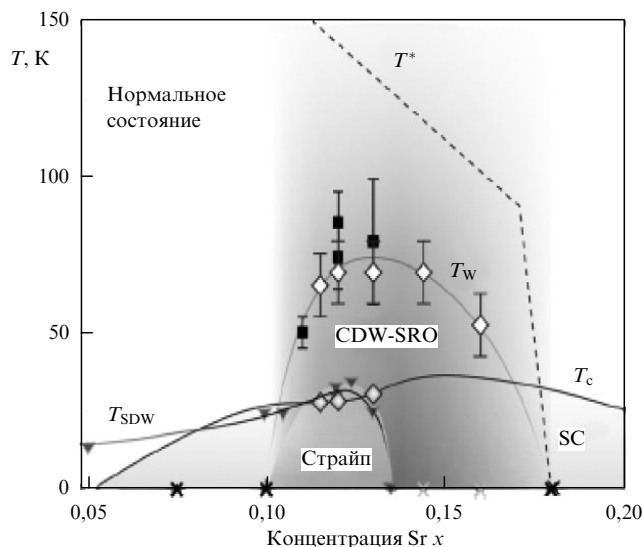


Рис. 18. Схематическая T - x -фазовая диаграмма для LSCO. Светлыми ромбами и тёмными квадратами показаны температура T_W и температура начала CDW-страйпового порядка T_{SDW} соответственно. T_W — температура, при превышении которой корреляционная длина CDW-порядка становится почти независимой от температуры, а в области $T < T_W$ эта длина возрастает с уменьшением температуры. Ошибка измерения T_W составляет 10 К. Квадраты обозначают температуру начала CDW, измеренную в предварительных экспериментах по рассеянию рентгеновских лучей [320, 321]. T_{SDW} — температура начала SDW-порядка, определённая в измерениях по рассеянию нейтронов [318, 320], T_c и T^* — температуры сверхпроводящего перехода [59] и открытия псевдощели [263] соответственно. Тёмными и светлыми косыми крестами показаны уровни допирования, при которых порядок CDW-SRO или CDW-страйповый порядок не обнаружены [317].

ЯМР-исследованиях не наблюдался квазистатический магнитный порядок [318, 319], в указанной области допирования всё ещё имелись ясные доказательства хорошо развитых короткодействующих CDW-корреляций, но они сильно подавлялись при температурах ниже T_c ;

4) для $x \geq x^*$ ясные доказательства существования CDW- или SDW-порядков отсутствовали. Вызывает удивление близость верхней границы критического допирования порядка CDW-SRO к критическому уровню допирования псевдощели $x^* = 0,18$ [263, 320]. Аналогичное соотношение отмечалось и при изучении Bi2212 [221].

Все эти данные указывают на то, что в LSCO страйповые порядки и сверхпроводимость неоднородно распределены в сверхпроводящих плоскостях CuO_2 . На рисунке 18 показана схематическая T - x -фазовая диаграмма для LSCO, суммирующая результаты работы [317].

3.7. Квантовая критическая точка в псевдощелевой области

На фазовых диаграммах некоторых органических сверхпроводников и тяжёлых фермионов, а также сверхпроводников на основе железа сверхпроводимость образует купол вокруг квантовой критической точки (Quantum Critical Point, QCP), где заканчивается АФ-фаза. Считается, что спиновые флуктуации, связанные с QCP, вызывают как спаривание, так и рассеяние [322]. Рассеяние — аномальное, и оно является причиной линейной температурной зависимости удельного сопротивления при $T \rightarrow 0$ вместо обычной T^2 -зависимости для фермижидкости [323–325]. В купратах с дырочным допирова-

нием наблюдаются те же особенности: аномальная линейная зависимость сопротивления от температуры и образование сверхпроводящей куполообразной области на их фазовой диаграмме, но не при критическом уровне допирования, при котором исчезает температура Нееля T_N начала дальнедействующего АФ-порядка. Вместо этого указанные особенности наблюдаются при p около критического уровня допирования p^* , при котором заканчивается псевдощелевая фаза, причём природа последней остаётся неясной, в частности, относительно того, происходит ли в этой точке квантовый фазовый переход [326].

Образование сверхпроводящих пар вблизи QCP и их интригующее взаимодействие с неферми-жидкостью (non-Fermi liquid, NFL) [327] продолжают вызывать большой интерес [322, 327–331]. Отсутствие когерентности фермионов, связанное с формой собственной энергии NFL в нормальном состоянии, препятствует спариванию электронов, в то время как спаривание действует против "некогерентности" из-за образования щели вне низкоэнергетических состояний. Конкуренция между спариванием электронов и NFL проанализирована аналитически [322, 329] и численно, например, в работе [328].

Вообще говоря, вопрос о поведении T^* под куполом T_c при изменении уровня допирования является ключевым недостающим элементом в проблеме псевдощели [269, 332]. Обычно считалось, что T^* плавно следует своему поведению в нормальном состоянии и заканчивается ($T^* = 0$) в квантовой критической точке в передопированной области фазовой диаграммы. Однако фазовая диаграмма купратов была пересмотрена после ARPES-экспериментов с Bi2212 [202, 214, 333] (см. выше).

3.7.1. Граница псевдощелевой фазы. На фазовой диаграмме YBCO, приведённой на рис. 13, граница псевдощелевой фазы, выделенная штриховой кривой, линейно спадает с увеличением уровня допирования до $p \simeq 0,18$ и затем, быстро уменьшаясь, достигает критической точки $p^* = 0,195$ (отмеченной ромбом на оси p). Представляет интерес сравнить $T_v = T_p$ в YBCO с T^* в Bi2212, измеренной различными методами спектроскопии. На рисунке 13 серой полосой показаны значения T^* в зависимости от p для Bi2212, измеренные с помощью ARPES, ЯМР и туннелирования [202]. Видно, что линия T^* в обоих двухслойных купратах, YBCO и Bi2212, по существу, одна и та же. Единственная разница заключается в величинах p^* в нормальном состоянии, а именно: в YBCO $p^* = 0,195 \pm 0,005$, а в Bi2212 $p^* = 0,22 \pm 0,1$ [73].

При обсуждении результатов авторы работы [263] рассмотрели также ряд проблем. Первая: после определения границы псевдощелевой фазы $T^*(p)$ возникает вопрос: это фазовый переход или кроссовер³³? Согласно ARPES-экспериментам в Bi2201 [334] и Nd-LSCO [302] с оптимальным уровнем допирования псевдощель открывается довольно резко с понижением температуры, указывая на фазовый переход. С другой стороны, изменение $\rho(T)$ при переходе через T^* происходит постепенно, что наводит на мысль о кроссовере. Изменение $T_v(T)$ также

³³ Кроссовер — радикальное, но плавное изменение свойств термодинамической системы при изменении внешних параметров (температуры, напряжённости внешних полей и др.). Кроссовер, в отличие от фазового перехода, не сопровождается изменением симметрии системы и скачками термодинамических параметров.

является довольно постепенным при высоких T^* , но становится резким при низких T^* . Температура открытия псевдощели T^* уменьшается монотонно с p в обоих случаях, но $T_{\text{YBCO}}^* \simeq 1,5 T_{\text{LSCO}}^*$. Это является важным фактом, поскольку может отражать силу взаимодействия и, возможно, силу образования сверхпроводящих пар. Более низкая максимальная величина T_c в LSCO (40 K) по сравнению с T_c в YBCO (93 K) может быть связана с меньшей T^* первого.

Линейное приближение зависимости $T^*(p)$ даёт возможность соединить прямой линией температуру Нееля $T_N(0)$ в начале АФ-упорядочения при $p = 0$ с границей сверхпроводящей области при $T = 0$ (штриховая линия на рис. 16). Угол наклона этой линии в YBCO в 1,5 раза больше, чем в LSCO, поэтому $T_N^{\text{YBCO}} \simeq 450$ K [335] и $T_N^{\text{LSCO}} \simeq 280$ K [336] при $p = 0$. Это указывает как на связь между псевдощелевой фазой и антиферромагнетизмом недопированного изолятора Мотта, так и на то, что такое взаимодействие способствует формированию псевдощели и сверхпроводящему спариванию.

3.7.2. Критическое допирование в области псевдощели.

Если линейное уменьшение T^* с увеличением уровня допирования p является характерной чертой, то $T^*(p)$ будет стремиться к нулю при критическом уровне допирования $p \simeq p_{c2}$, где $T_c \rightarrow 0$ при высоком уровне допирования (см. рис. 16). Однако это не так — псевдощелевая фаза заканчивается, когда $T^*(p)$ резко уменьшается до нуля в критической точке p^* (см. рис. 16), значительно меньшей p_{c2} . В то же время в купрате $\text{La}_{1,6-x}\text{Nd}_{0,4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Nd-LSCO), который также исследовался в работе [263], $T^*(p)$ простиралась до $p \simeq 0,23$ и только после этого резко уменьшалась до нуля при $p^* = 0,23$ [337]. В чистом LSCO $T^*(p)$ следует той же линии, что и в Nd-LSCO, до $p \simeq 0,16$, но затем при $p = 0,17$ уменьшается до нуля при $p \simeq 0,18$. Разница между этими двумя материалами наиболее ясно видна при рассмотрении температурных зависимостей их удельных сопротивлений в нормальном состоянии, измеренных в сильных магнитных полях при различных температурах, в том числе низких. В Nd-LSCO $\rho(T)$ при $p = 0,20$ и $0,22$ сильно увеличивается (см., например, [142]), в то время как в LSCO зависимость $\rho(T)$ остаётся линейной при температурах вплоть до $T_c \rightarrow 0$ при $p = 0,18$ и $0,21$ [311].

Это поднимает важный и в основном не изученный очередной вопрос: что контролирует местоположение p^* ? Конкретно: почему p^* в Nd-LSCO намного больше, чем в LSCO, когда зависимость $T^*(p)$ во всём остальном одинакова? Ответы на эти вопросы, по-видимому, смогут объяснить фундаментальную природу псевдощелевой фазы. Возможно, частично ответом может служить сделанное в Bi2212 [73] интересное наблюдение, что конец псевдощелевой фазы в нормальном состоянии (при температуре выше T_c) совпадает с переходом Лифшица. Последний меняет топологию поверхности Ферми в одной из двух плоскостей CuO_2 [338] от уровня дырочного допирования, меньшего критического $p_{\text{FS}} = 0,225$, до электронного, большего его. При этом особенность Ван Хова³⁴ пересекает уровень Ферми [339]. Идея состоит в том, что псевдощель не может образоваться на электрон-

ной поверхности Ферми, т.е. $p^* \leq p_{\text{FS}}$. Это соответствует данным по LSCO [340] и Nd-LSCO [302], и, по мнению авторов, ни в каком купрате никакие данные не противоречат этой идее. Недавнее исследование Nd-LSCO показало, что гидростатическое давление снижает p^* и p_{FS} на одинаковую величину, сохраняя неравенство $p^* \leq p_{\text{FS}}$ [341]. В численных решениях в модели Хаббарда³⁵ также получено неравенство $p^* \leq p_{\text{FS}}$ [339, 342]. Такое нетривиальное согласие между теорией и экспериментом даёт основание предположить, что псевдощель создаётся короткодействующими АФ-корреляциями.

3.7.3. Плотность носителей заряда в области критической квантовой точки.

В вопросе о QCP на фазовой диаграмме купратов отдельно стоит работа [269], авторы которой задались целью наконец прояснить связь псевдощели с CDW-порядком и АФ-фазой в купратных сверхпроводниках. С помощью измерения коэффициента Холла в YBCO в импульсных магнитных полях величиной до 88 Тл они изучили изменение плотности носителей в области QCP при разных температурах начиная с 25 K. Столь высокое магнитное поле позволило расширить диапазон допирования в сторону больших значений p и, следовательно, отследить свойства нормального состояния через p^* при температурах по крайней мере до $T = 40$ K. Были изучены образцы с уровнем допирования $p = 0,16, 0,177, 0,19$ и $0,205$.

Хорошо известно, что электроны в купратных материалах переходят из коррелированного металлического состояния при высоком уровне допирования p в изолятор Мотта при нулевом допировании. Но как система эволюционирует от одного состояния в другое, остаётся фундаментальным вопросом. При высоком уровне допирования дырочная поверхность Ферми купратов представляет собой большой цилиндр, объём которого даёт плотность носителей $n = 1 + p$, как определено, например, с помощью измерения квантовых осцилляций [307] и расчёта зонной структуры. Плотность носителей также может быть найдена при измерении коэффициента Холла R_H , поскольку в пределе $T = 0$ холловское число n_H однозонного металла равно n [269]. Действительно, в купрате Tl2201 с $p \approx 0,3$ коэффициент Холла, измеренный при $T \rightarrow 0$ в магнитных полях, достаточно больших для того, чтобы подавить сверхпроводимость, выражается как $n_H = V/(eR_H) \approx 1 + p$, где e — заряд электрона, V — объём на один атом Cu в плоскостях CuO_2 [309, 343].

Напротив, при низком уровне допирования измеренный коэффициент Холла R_H в LSCO [344] и YBCO [345] даёт $n_H \approx p$. Равенство плотности носителей и концентрации дырок, $n = p$, является экспериментальным признаком слабодопированных купратов. Возникает вопрос: при каком уровне допирования происходит переход

³⁴ Особенности плотности состояний квазичастиц, связанные с обращением в нуль их групповой скорости в некоторых критических точках ЗБ.

³⁵ В настоящее время точно установлено, что электроны могут образовывать пары, даже когда в микроскопическом масштабе они отталкиваются друг от друга. Однако это связано с нетривиальной физикой. Модель, которая часто используется в качестве отправной точки для теоретических обсуждений различных явлений в ВТСП, — это известная модель Хаббарда, предложенная им в 1963 г. для объяснения фазовых переходов металл — изолятор в переходных металлах. Модель Хаббарда учитывает перескоки электронов на соседние атомы в пределе сильного кулоновского отталкивания. Хотя даже для этой упрощённой модели аналитические решения отсутствуют, имеются приближённые решения для ВТСП, которые неизменно указывают на основное d-волновое сверхпроводящее состояние [3].

между этими двумя предельными режимами? Происходит ли он от $n = 1 + p$ к $n = p$ при p^* , критическом уровне допирования для начала псевдощелевой фазы, который ниже $p^* \approx 0,19$ [346]?

В результате указанных измерений найдено, что критический уровень допирования, при превышении которого в YBCO, находящемся в нормальном состоянии при $T = 0$, не наблюдается восстановления поверхности Ферми (Fermi Surface Reconstruction, FSR) под действием CDW-порядка, составляет $p_{FSR} = 0,16 \pm 0,005$. Эта величина хорошо согласуется с уровнем максимального допирования, при котором короткодействующие CDW-модуляции были обнаружены с помощью рентгеновской дифракции (X-Ray Diffraction, XRD), а именно $p_{XRD} = 0,16 \pm 0,005$ [4, 249], что соответствует наблюдаемой области CDW-порядка по данным ЯМР [291]. Авторы сделали вывод, что критическим уровнем допирования, при котором заканчивается CDW-порядок в YBCO, является $p_{CDW} = 0,16 \pm 0,005$. Начало CDW-порядка заметно ниже, чем возникновение псевдощели. Действительно, анализ свойств нормального состояния YBCO при температуре выше T_c даёт $p^* = 0,19 \pm 0,01$ [346].

Следовательно, первый и основной вывод работы [269] заключается в следующем: псевдощель и CDW-порядок появляются при двух различных и хорошо разделённых критических уровнях допирования. Так же как $T_{XRD} < T^*$ (и $T_{NMR} < T^*$), теперь получается, что $p_{CDW} < p^*$ в нормальном состоянии YBCO. Это контрастирует с одновременным появлением псевдощели и короткодействующих модуляций CDW, наблюдаемых в Bi2212 в сверхпроводящем состоянии и нулевом поле [221].

Рисунок 19 отражает измеренную зависимость n_H от p , из которой следует, что в YBCO в нормальном состоянии переход от обычного металла при высоких значениях p (где $n_H = 1 + p$) в слабодопированный режим при малых величинах p (где $n_H = p$) начинается резко при $p = p^*$ при открытии псевдощели. Это есть второй основной вывод работы [269].

Топология поверхности Ферми в псевдощелевой фазе при $T = 0$ в отсутствие сверхпроводимости и CDW-порядка неизвестна. Однако, поскольку псевдощель открывается в точках обратного пространства $\mathbf{k} = (0, \pm\pi)$ и $(\pm\pi, 0)$, электронные состояния на уровне Ферми должны находиться вблизи $\mathbf{k} = (\pm\pi/2, \pm\pi/2)$, где локализованы четыре нуля d-волновой сверхпроводящей щели. Это то, что наблюдается как нодальные дуги Ферми в работах [221, 347] в Bi2212 при p ниже $p \approx 0,2$. Ввиду того что соотношение $n_H = p$ распространяется до самых низких уровней допирования (см. рис. 19), должны рассматриваться два сценария для этих нодальных состояний: одно связано с АФ-порядком, а другое — с изолятором Мотта.

В первом сценарии АФ-порядок, преобладающий в YBCO при уровне допирования ниже $p = 0,05$, перестраивает большую поверхность Ферми в четыре малых дырочных нодальных кармана, общий объём которых будет содержать p носителей, так что $n_H = p$ (см. рис. 19). В электронно-допированных купратах антиферромагнитная QCP, как полагают, является причиной резкого падения плотности носителей, обнаруженного при измерении коэффициента Холла в нормальном состоянии образца [348].

Во втором сценарии псевдощелевая фаза является следствием сильных корреляций, связанных с физикой

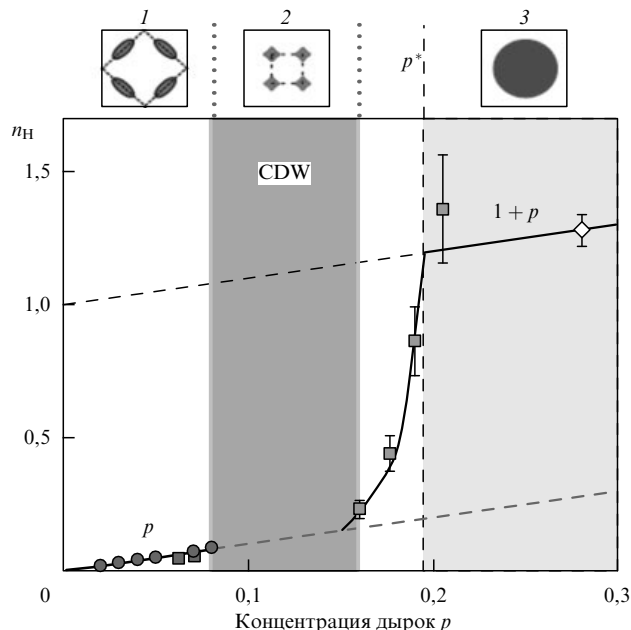


Рис. 19. Зависимость числа Холла $n_H = V/(eR_H)$ от уровня допирования в дырочно-допированных купратах, измеренная в нормальном состоянии при $T = 50$ К для LSCO [344] (кружки) и YBCO при $p < 0,08$ [53] (два квадрата внизу). Остальные четыре квадрата соответствуют величинам R_H , измеренным на четырёх образцах YBCO при $p > 0,15$ в магнитном поле 80 Тл. Белый ромб получен из зависимости $R_H(T)$ в пределе $T \rightarrow 0$ для сильно передопированного Tl2201 [12]. Сплошная кривая проведена на глаз. Нижняя линия отвечает $n_H = p$, а верхняя — $n_H = 1 + p$. Область, в которой в YBCO из-за CDW-порядка происходит восстановление поверхности Ферми, показана тёмной серой полосой, в которой $R_H < 0$ при $T \rightarrow 0$. В YBCO плотность носителей определяется выражением $n = n_H/(\rho_a/\rho_b)$, где ρ_a/ρ_b — отношение удельных сопротивлений в ab -плоскости [345]. Для изученных образцов $\rho_a/\rho_b \approx 1,5$, так что $n \approx p$ при $p = 0,16$. Как видно, с уменьшением p плотность носителей быстро убывает от $1 + p$ до p при $p^* = 0,19 \pm 0,01$, критического уровня допирования для возникновения псевдощели в YBCO [346] (вертикальная штриховая линия). В верхней части рисунка показаны эскизы поверхностей Ферми в нормальном состоянии в трёх из четырёх областей допирования: 1 — малые нодальные дырочные карманы при $p < 0,08$, где при низкой температуре преобладает магнитный порядок; 2 — небольшие электронные карманы в диапазоне значений $p = 0,08 - 0,16$, где при низкой температуре превалирует CDW-порядок; 3 — одна большая дырочная поверхность Ферми при $p > p^*$, где несверхпроводящее основное состояние является коррелированным металлом (светло-серая область) [269].

Мотта. Численные решения в модели Хаббарда показали наличие нодальных дуг Ферми при низком уровне допирования и промежуточных температурах [349]. Причём утверждалось, что при $T \rightarrow 0$ поверхность Ферми должна состоять из четырёх дырочных карманов [48, 350], общий объём которых будет содержать p носителей. Эти карманы/дуги развиваются, даже если трансляционная симметрия не нарушена. Вопрос состоит в том, может ли псевдощель на основе физики Мотта появиться при таком высоком допировании, как $p = 0,19$.

Таким образом, по утверждению авторов работы [269], в YBCO псевдощель и CDW-порядок — отдельные явления, а псевдощель и АФ-изолятор Мотта связаны. Ввиду этого утверждения теперь надо остановиться на недавней работе [326], посвящённой поведению электронной теплоёмкости в купратах в окрестности QCP.

3.7.4. Теплоёмкость в окрестности QCR. Электронная теплоёмкость является фундаментальным свойством, которое обеспечивает термодинамическое свидетельство наличия щели в нормальном состоянии ВТСП. Однако трактовка результатов её измерения затруднена, так как при высоких температурах, при которых можно увидеть щель нормального состояния, фоновый вклад в удельную теплоёмкость типичного купрата в 100 раз больше вклада носителей заряда. Тем не менее, используя чувствительную дифференциальную технику, удалось точно измерить вклад электронной теплоёмкости в нескольких купратах при температурах, соответствующих области псевдощели [272].

Термодинамическим признаком QCR является расходимость электронной массы. Например, ожидается, что для антиферромагнитной QCR в двумерном случае масса будет изменяться по закону $m^* \propto \log(1/|x - x^*|)$, а теплоёмкость C — согласно выражению $C/T \propto \log(1/|x - x^*|)$, когда система смещается в сторону QCR x^* при изменении некоторого параметра настройки x , такого как давление или концентрация [323]. Именно это наблюдается в сверхпроводнике на основе железа $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)$ [337] в его антиферромагнитной QCR при изменении концентрации p как в массе носителей m^* , измеренной по квантовым осцилляциям, так и в электронной теплоёмкости, оценённой по скачку в T_c [324, 351]. При $x = x^*$ следует ожидать логарифмической расходимости $C/T \propto \log(1/T)$, как это наблюдалось в металле с тяжёлыми фермионами $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ в его антиферромагнитной QCR, настроенной изменением концентрации Au [323, 352]. Такая логарифмическая расходимость C/T при $T \rightarrow 0$ является истинным признаком той энергетической шкалы, которая обращается в нуль в точке x^* .

При исследовании квантовых осцилляций в YBCO [220] обнаружено увеличение m^* по мере приближения уровня допирования к критическому значению $p^* \approx 0,19$ в псевдощелевой области на фазовой диаграмме и высказано предположение, что p^* может являться QCR. Измеренная небольшая величина m^* при $p = 0,10 - 0,12$ согласуется с данными удельной теплоёмкости [353], и её увеличение с возрастанием p находится в соответствии с резким возрастанием скачка теплоёмкости $\Delta C/T_c$ при T_c [354], который достигает максимального значения при p^* . Однако заключение о наличии квантовой критичности в указанной точке можно сделать только в результате прямых измерений удельной теплоёмкости в нормальном состоянии YBCO при $T \rightarrow 0$ через p^* , чему и посвящена работа [326].

В работе [326] измерялись зависимости $C(T)$ в родственных материалах $\text{La}_{1,8-x}\text{Eu}_{0,2}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Eu-LSCO) и $\text{La}_{1,6-x}\text{Nd}_{0,4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Nd-LSCO). Из-за низкой величины их T_c (< 20 K) сверхпроводимость может быть подавлена в магнитном поле около 15 Тл. Эти системы имеют одинаковые кристаллические структуры и фазовые диаграммы с очень похожими границами псевдощелевой и сверхпроводящей фаз, $T^*(p)$ и $T_c(p)$ соответственно. В Nd-LSCO измерения удельного сопротивления и эффекта Холла дали величину $p^* = 0,23 \pm 0,01$ [327]. При $p = 0,24$ сопротивление $\rho(T)$ при $T \rightarrow 0$ линейно, что является признаком квантовой критичности в электрическом транспорте. Очень похожее поведение наблюдается и в Eu-LSCO.

Поскольку магнитный и ядерный вклады пренебрежимо малы при низких температурах, измеряемая теплоёмкость представляет собой сумму электронного и фо-

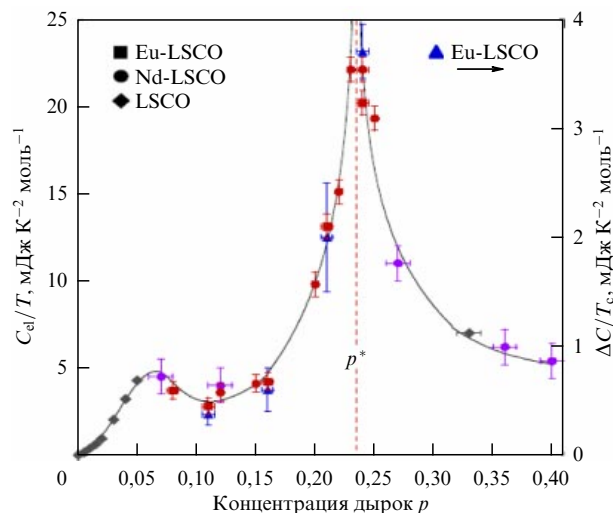


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Зависимости электронной теплоёмкости C_{el}/T от уровня допирования p в нормальном состоянии для пяти кристаллов Eu-LSCO (квадраты) и семи кристаллов Nd-LSCO (красные кружки) при $T = 0,5$ K [326]. Также показаны величины γ для поликристаллических образцов Nd-LSCO (фиолетовые кружки, $p = 0,07, 0,12, 0,27, 0,36$ и $0,40$) и несверхпроводящих образцов LSCO (ромбы при $p < 0,06$ [355] и $p = 0,33$ [312]), полученные экстраполяцией $C/T = \gamma + \beta T^2$ к $T = 0$ из данных при T ниже 10 K. Величины скачка теплоёмкости $\Delta C/T_c$ при T_c (правая ось), измеренные в Eu-LSCO (синие треугольники), приведены для сравнения. Видно, что $\Delta C/T_c$ и C_{el}/T хорошо масштабируются. Штриховой линией отмечена критическая точка псевдощели p^* в Nd-LSCO. Сплошные кривые проведены на глаз.

нонного вкладов, т.е. $C = C_{el} + C_{ph} = \gamma T + \beta T^3$. Линейный член γ является электронным, а второй член — фоновым.

На рисунке 20 приведены зависимости электронной теплоёмкости C_{el}/T от уровня допирования p для пяти кристаллов Eu-LSCO и семи кристаллов Nd-LSCO. Также показаны экстраполированные значения γ для пяти поликристаллических образцов Nd-LSCO ($p = 0,07, 0,12, 0,27, 0,36$ и $0,40$) и кристалла LSCO при $p = 0,33$ [312]. Огромный пик в зависимости C_{el}/T от p аналогичен наблюдаемому пику в сверхпроводнике на основе железа $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)$ [337] в его антиферромагнитной QCR, где $C/T \propto \log(1/|x - x^*|)$ [351]. Таким образом, зависимости C_{el}/T от p и T дают убедительные доказательства наличия QCR в Eu-LSCO и Nd-LSCO.

По мнению авторов, сильное сходство данных для Nd-LSCO и Eu-LSCO с данными других купратов указывает на то, что характерные признаки QCR, описанные здесь, вероятно, являются общей особенностью купратов с дырочным допированием. Авторы сравнили измеренные значения C_{el}/T в Eu-LSCO и Nd-LSCO при температуре 10 K с величинами γ в LSCO, полученными при подгонке к выражению $C/T = \gamma + \beta T^2$ при температурах между 4 K и 8 K, где C измерялась на порошках LSCO, не сверхпроводящих из-за добавления большого количества примеси Zn [356]. В указанной работе наблюдается чёткий пик в зависимости γ от p , как и в случае Nd-LSCO, хотя и при немного меньшем уровне допирования — в соответствии с более низкой величиной p^* в этом материале. Таким образом, псевдощелевая фаза купратов заканчивается в квантовой критической точке, связанные с которой флуктуации, по-видимому, участвуют в

d-волновом спаривании и аномальном рассеянии носителей заряда. В этом заключается основной вывод авторов работы [326].

4. Высокотемпературные сверхпроводящие материалы с допированием электронами

Хотя ВТСП в основном являются дырочно-допированными соединениями, существует небольшое количество материалов, допированных электронами (во избежание путаницы в этом разделе будем их называть купратами р-типа и п-типа соответственно). Большая часть этих материалов имеют химическую формулу $R_{2-x}M_x\text{CuO}_4$, где R — редкоземельный элемент Pr, Nd, Sm или Eu, а M представляет собой Ce или Th [105, 106]. Купраты п-типа менее понятны, чем их аналоги р-типа, однако эксперименты с ними имеют большое значение в области физики конденсированного состояния, потому что они дают возможность исследовать симметрию электрон – дырка на фазовой диаграмме ВТСП (см. обзор [37] и приведённые там ссылки). В настоящее время существует только приблизительная симметрия относительно нулевого уровня допирования между р- и п-типами, поскольку АФ-фаза в материале п-типа гораздо более устойчива. Сверхпроводимость в них существует в области допирования, которая почти в пять раз уже. Кроме того, два основных состояния, антиферромагнетизм и сверхпроводимость, находятся гораздо ближе друг к другу и могут даже совпадать, в отличие от таковых в материалах р-типа. В купратах р-типа небольшое ($\sim 2\%$) количество носителей разрушает АФ-упорядочение и индуцирует сверхпроводимость, тогда как в купратах п-типа антиферромагнетизм сохраняется при изменении уровня допирования до оптимального значения ($\sim 15\%$). Имеются и другие отличия, включая T^2 -зависимость удельного сопротивления вблизи оптимального уровня допирования, меньшие величины T_c и критического магнитного поля.

Несмотря на несопоставимые размеры антиферромагнитной и сверхпроводящей фаз и наличие псевдощели в системах р-типа, причина сверхпроводимости и природа странного металлического нормального состояния, скорее всего, одинаковы для обеих систем. Это просто потому, что оба свойства обусловлены взаимодействиями электронов в плоскости CuO_2 , что является универсальным свойством всех купратов благодаря их анизотропной двумерной структуре, резко ослабляющей межплоскостную связь.

4.1. Сверхпроводящая щель в электронно-допированных купратах

Сейчас твёрдо установлено, что сверхпроводящая щель в купратах р-типа имеет d-волновую симметрию, отражающую тот факт, что электроны сильно коррелированы и склонны избегать двойной заселённости [357]. Что касается купратов п-типа, то результаты многих предыдущих исследований также подтверждают наличие в них d-волновой симметрии сверхпроводящей щели. В частности, результаты оптических экспериментов [358] и ARPES-экспериментов [359] показали зависимость сверхпроводящей щели от импульса с максимумом вблизи "горячей точки", где поверхность Ферми пересекается с границей АФ-зоны Бриллюэна. На рисунке 21 показано расположение горячих точек (hot spot — HS) на поверхности Ферми в купрате п-типа $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (NCCO).

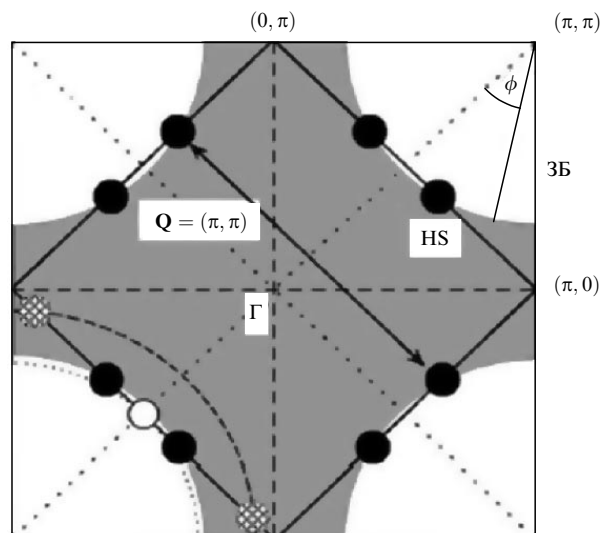


Рис. 21. Поверхность Ферми электронно-допированного $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (NCCO) [360]. Тёмная область — заселённые электронные состояния. АФ-зона Бриллюэна с половинным заполнением показана в виде квадрата, повернутого на 45° . АФ-флуктуации усиливают взаимодействие между электронами вокруг горячих точек (чёрные кружки). Области поверхности Ферми соединены вектором $Q = (\pi, \pi)$ [361]. Расположение горячих точек сильно зависит от уровня допирования. С дальнейшим увеличением электронного допирования поверхность Ферми сжимается до исчезновения пересечения с АФ-зоной Бриллюэна (штриховая кривая и полный кружок в нижнем левом квадранте). Купраты р-типа демонстрируют большую поверхности Ферми со смещением горячих точек в окрестность $(\pi, 0)$ и эквивалентных точек (штриховые линии и заштрихованные кружки в нижнем левом квадранте) [116, 362].

Максимум сверхпроводящей щели в NCCO, в отличие от такового в купратах р-типа, расположен ближе к узлам, чем к границам ЗБ. С отклонением от диагональных нодальных направлений щель быстро открывается и быстро достигает максимального значения $4,4k_B T_c$ в горячих точках на пересечении поверхности Ферми и антиферромагнитной ЗБ [358]. Возрастание величины щели в непосредственной близости от горячих точек подчёркивает важную роль АФ-флуктуаций для сверхпроводимости в купратах п-типа.

Таким образом, было сделано предположение о большом вкладе АФ-спиновых флуктуаций в сверхпроводимость, хотя внутренняя зависимость сверхпроводящей щели от импульса остаётся неуловимой, поскольку её сосуществование с АФ-порядком также будет оказывать влияние на сверхпроводящую щель [363].

4.2. Псевдощель в купратах с электронным допированием

В начальных исследованиях купратов п-типа с помощью оптических измерений [364, 365] и STM [366] была обнаружена "псевдощель", которая описывалась как подавление спектрального веса при температурах ниже характеристической величины T^* [367]. В области АФ-корреляций наблюдалась одночастичная щель величиной $\Delta_{AF} \approx 9k_B T^*$, которая возникала при энергии и импульсе, согласованными с направлением (π, π) на границе ЗБ [368, 369]. ARPES-эксперименты показывали, что псевдощель, как и в купратах р-типа, открывается вокруг горячих точек [359, 360, 369, 370].

Однако, в то время как в соединениях р-типа с низким уровнем допирования энергетические шкалы, ассоциированные с псевдощелевым и сверхпроводящим состояниями, могут быть очень похожими, например, в работе [37] показано, что в $\text{Nd}_{1,85}\text{Ce}_{0,15}\text{CuO}_4$ эти две шкалы различаются более чем на порядок. В этом случае образование псевдощели в купратах п-типа может быть связано с сильной температурной зависимостью эволюции АФ-корреляций.

Но фазовая диаграмма купратов п-типа не была окончательно выяснена и до сих пор остаётся неясной. Споры о фазовой диаграмме можно объяснить противоречивыми экспериментальными результатами, связанными с отжигом образцов, который необходим для возникновения в них сверхпроводимости. Отжиг изменяет содержание кислорода и существенно влияет на физические свойства материалов п-типа. Такая зависимость физических свойств от условий отжига подняла фундаментальный вопрос о справедливости и обоснованности фазовой диаграммы, построенной как функция содержания Се (см., например, рис. 2а).

Эффекты отжига в купратах п-типа на микроскопическом уровне пока не полностью понятны. Так, в работе [109] использован метод защитного отжига³⁶ [371] монокристаллов широко изучаемого купрата п-типа $\text{Pr}_{1,3-x}\text{La}_{0,7}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (PLCCO) с $x = 0,10$. И хотя образцы PLCCO с такой низкой концентрацией Се ранее не были сверхпроводящими, после защитного отжига их величины T_c достигали 27,0 К. В ARPES-экспериментах авторы работы [109] обнаружили резкий квазичастичный пик на всей поверхности Ферми без признаков как АФ-флуктуаций, так и АФ-псевдощели, которые наблюдались в предыдущих работах для всех других электронных ВТСП. Последнее свидетельствовало о резком сокращении длины АФ-корреляций и/или магнитных моментов. В отожжённых образцах не обнаружено рассеяния квазичастиц АФ-корреляциями в горячей точке вблизи E_F , но, как и в купратах р-типа, наблюдалось более сильное рассеяние в антинодальной области, чем в нодальной. Это говорит о существовании общих механизмов рассеяния в купратах р- и п-типов. Результаты работы [109], по существу, оспаривают давнюю картину электронной структуры в системах п-типа.

В последующей работе [40] с помощью ARPES-экспериментов были исследованы методы отжига того же купрата PLCCO. Результаты показали, что оптимальное условие отжига, при котором получают образцы с высокой величиной T_c , зависит не только от содержания Се x , но и от числа электронов n . Последнее оценивалось из экспериментально полученного объёма поверхности Ферми. Авторы привели новую фазовую диаграмму PLCCO как функцию n , которая показана на рис. 22. Из рисунка видно, что T_c -данные имеют куполообразную форму (SC). Переход из несверхпроводящего состояния в сверхпроводящее происходит между $n = 0,045$ и $0,08$. После этого T_c постепенно увеличивается до 25 К при $n = 0,15$ и затем уменьшается с возрастанием n . На предыдущих фазовых диаграммах купратов п-типа, зависящих от концентрации x , T_c достигала максимума при $x \sim 0,10$ [372,

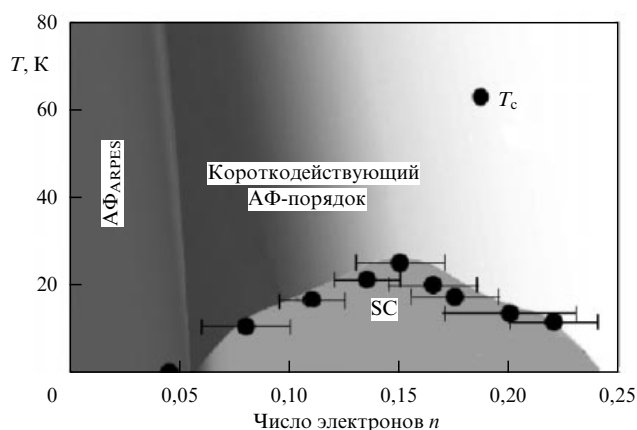


Рис. 22. Новая фазовая диаграмма купрата п-типа $\text{Pr}_{1-x}\text{LaCe}_x\text{CuO}_{4-\delta}$ на основе числа электронов n . Величины T_c отмечены чёрными кружками. Значения для области дальнего действующего антиферромагнитного порядка (АФ_{ARPEs}) и короткодействующего антиферромагнитного порядка и/или флуктуаций АФ-порядка (Short-range AF) приведены по данным ARPES [40].

373]. Представляет интерес тот факт, что сверхпроводящий купол распространяется от $n = 0,05$ до $0,25$, как и у аналога р-типа LSCO [374]. По-видимому, этот результат указывает на возможное отсутствие несоответствия между фазовыми диаграммами купратов р- и п-типов.

Исходя из своих данных ARPES авторы [40] пришли к выводу, что при n выше $0,045$ ближний АФ-порядок исчезает с увеличением уровня допирования. С возникновением сверхпроводимости при небольших величинах n длина АФ-корреляций резко уменьшается с постепенным переходом к их умеренному уменьшению при оптимальном и более высоком уровнях допирования. Эта фаза короткодействующего АФ-порядка со средней длиной корреляций в области небольших n может объяснить, почему некоторые измерения показали перекрытие антиферромагнитной и сверхпроводящей фаз [372, 375, 376].

Ответ на вопрос, существует ли псевдощель в купратах п-типа по аналогии с купратами р-типа, труден из-за большой двусмысленности в его определении в материалах р-типа. Даже в этих соединениях точная граница псевдощели зависит от материала системы и экспериментального метода её наблюдения [37]. Отчасти сложность с определением границы псевдощели возникала из-за путаницы в литературе между выражениями "псевдощель в плотности состояний", что относится к купратам с низким уровнем допирования и при довольно высокой температуре, и "псевдощель в спектре возбуждений", что на самом деле связано с увеличением плотности состояний в результате перенормировки массы, обусловленной бозонной резонансной модой [270].

Прежде всего следует отметить, что в купратах п-типа много псевдощелевых явлений, кажется, должно быть связано с антиферромагнетизмом и относительной устойчивостью АФ-фазы в этих материалах. Оптическая проводимость и ARPES недодопированных монокристаллов, $x = 0-0,125$, показали открытие высокоэнергетической щелевой структуры при температурах, значительно превышающих температуру Нееля [367, 369]. В этом состоит отличие от купратов р-типа, в которых щелевая особенность не наблюдалась в оптической проводимости ab -плоскости и проявлялась только в частотно-зависи-

³⁶ Защитный отжиг производился более мягким способом: при пониженном давлении кислорода и в течение более длительного времени, что приводило к меньшим различиям между объёмными и поверхностными свойствами.

мой скорости рассеяния [32]. Щель в купратах *n*-типа постепенно сокращалась с увеличением уровня допирования и исчезала при концентрациях $x = 0,15–0,17$ [367, 368], где появлялась сверхпроводимость. В работе [367] эта щель идентифицировалась с нарастанием АФ-корреляций по следующим причинам:

а) в области низкого уровня допирования развивается дальнедействующий АФ-порядок при температуре T_N , примерно равной половине T^* ;

б) собственный масштаб АФ-обменного взаимодействия совпадает с величиной псевдощели;

в) анизотропия щели, обнаруженная в ARPES-экспериментах, совпадает с той, которая ожидается для двумерных АФ-корреляций с волновым вектором (π, π) [377].

Псевдощель в купратах *n*-типа может быть аналогичной псевдощели в купратах *p*-типа при высокой энергии, хотя существует ряд различий: 1) большая псевдощель в системах *p*-типа максимальна около $(\pi, 0)$, в отличие от псевдощели в купратах *n*-типа, которая в основном сосредоточена вокруг $(\pi/2, \pi/2)$; 2) как упоминалось, сама псевдощелевая особенность неразличима в оптической проводимости *ab*-плоскости в купратах *p*-типа, возможно потому, что она слабее, чем в соединении *n*-типа; 3) основное состояние в недодопированной системе *n*-типа, где наблюдается ярко выраженное образование псевдощели, является антиферромагнитным, тогда как в купратах *p*-типа сверхпроводящая фаза присутствует уже в недодопированных образцах.

Таким образом, хотя есть существенные признаки наличия псевдощели в соединениях *n*-типа, неясно, имеет ли она тот же характер, что и в материалах *p*-типа. Основная часть псевдощелевых явлений в соединениях *n*-типа, по-видимому, связана с АФ-корреляциями. В настоящее время нет никаких свидетельств наличия в этих системах многих явлений, связанных с физикой псевдощели в материалах *p*-типа, таких как псевдощель в спиновых возбуждениях [113], орбитальные токи [124], страйпы [378] или нарушение симметрии обращения времени [379]. Возможно, такие явления скрыты антиферромагнетизмом или соединения *p*- и *n*-типов различаются, когда дело доходит до этих эффектов [37].

Наконец, можно отметить эксперименты по изучению динамики АФ-корреляций в образцах $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4\pm\delta}$ с низким и оптимальным уровнями допирования с помощью спектроскопии с высоким временным разрешением [380]. Измерения скорости релаксации АФ-корреляций проводились с образцами в сверхпроводящем и нормальном состояниях. Непосредственно измерялась скорость возвращения к равновесию отражательной способности $\Delta R/R$ после оптической накачки лазером на частоте 1,55 эВ (800 нм). В предыдущих аналогичных исследованиях отражательной способности купрата *n*-типа $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4\pm\delta}$ на той же частоте наблюдалось отрицательное отношение $\Delta R/R$ при $T > T_c$, как и в купратах *p*-типа, и эта особенность приписывалась либо псевдощели, либо АФ-корреляциям в *ab*-плоскости [381]. Авторы работы [380], в которой наблюдалась подобная особенность, считают, что их данные подтверждают последнее объяснение.

В заключение этого раздела следует обсудить более поздние результаты исследования фазовой диаграммы купрата *n*-типа, построенной по результатам измерения эффекта Нернста. В работе [43] изучался эффект Нернста

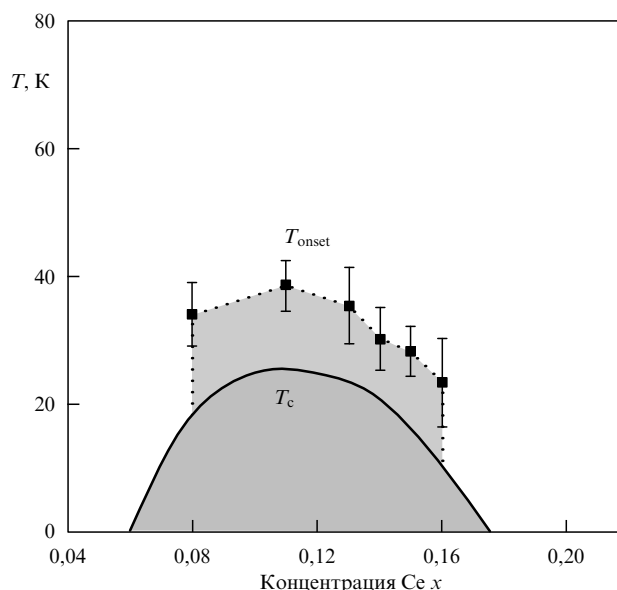


Рис. 23. Фазовая диаграмма $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4\pm\delta}$, показывающая сверхпроводящие флуктуации в области эффекта Нернста при температурах между T_{onset} и T_c для шести образцов с разным уровнем допирования [43].

в плёнках сверхпроводника $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (LCCO) в зависимости от температуры и магнитного поля до 14 Тл. Для оптимально допированного образца с $x = 0,11$ была найдена температура начала сверхпроводящих флуктуаций $T_{\text{onset}} = 39$ К, которая оказалась довольно высокой по сравнению с $T_c = 26$ К. При увеличении уровня допирования T_{onset} уменьшалась и стремилась к нулю вместе с T_c в конце сверхпроводящего купола.

На рисунке 23 приведена фазовая диаграмма LCCO, показывающая сверхпроводящие флуктуации в области эффекта Нернста. Видно, что T_{onset} точно следует за сверхпроводящим куполом. Диаграмма демонстрирует непрерывность области, до которой наблюдается сигнал Нернста, обусловленный сверхпроводящими флуктуациями, при каждом уровне допирования. По заключению авторов купраты *n*-типа должны иметь гораздо более простую фазовую диаграмму, чем купраты *p*-типа.

5. Высокотемпературные сверхпроводящие системы на основе железа

Заканчивая обсуждение проблемы псевдощели в ВТСП, по-видимому, следует сказать и о сверхпроводниках на основе железа³⁷, открытых в 2006 г. Сверхпроводимость в железосодержащих соединениях, в отличие от таковой в купратах, осуществляется не по плоскостям CuO_2 . Это открытие быстро привело к созданию нового класса ВТСП, так называемых пниктидов железа (FePn, где Pn — это As или P) и халькогенидов железа (FeCh, где Ch — S, Se и Te). В первые три года на эту тему появилось более 2000 публикаций [383]. Различные Fe-содержащие сверхпроводящие системы с T_c до 56 К демонстрируют

³⁷ Хотя железо считалось вредным для сверхпроводимости ввиду его сильного локального магнитного момента, ряд сверхпроводящих соединений, содержащих Fe, в которых оно немагнитное, известны давно (см., например, [382]). Фактически само железо под давлением является сверхпроводником с $T_c \sim 1,8$ К [382].

сложное, но часто сопоставимое поведение. Их поверхность Ферми может быстро меняться с изменением уровня допирования, что приводит к свойствам нормального и сверхпроводящего состояний, сильно отличающимся от свойств обычных сверхпроводников. Скорее всего, в этих системах сверхпроводимость и магнетизм или магнитные флуктуации тесно связаны между собой, а в некоторых случаях даже сосуществуют. Имеется мнение, что такое сосуществование может быть ответственным за образование сверхпроводящих пар [383].

Вопрос о наличии псевдощели в Fe-содержащих сверхпроводниках, так же как и о природе сверхпроводимости в них, до сих пор остаётся открытым. Имеется ряд работ, в которых сообщается о существовании псевдощели, например ARPES-эксперименты [384–386], хотя в ARPES-исследованиях сверхпроводников на основе Fe псевдощель едва различима [387]. Оптические исследования системы BaFe_2As_2 (Ba122) показали наличие даже двух псевдощелей, на низких и высоких частотах [388]. Формирование высокоэнергетической псевдощели сопровождалось переносом спектрального веса с низких частот на высокие. ИК-характеристики низкоэнергетической псевдощели в Ba122 оказались близкими ИК-характеристикам соединения YBCO. В недавнем исследовании оптической проводимости монокристаллов $\text{Ca}_{10}(\text{Pt}_4\text{As}_8)(\text{Fe}_2\text{As}_2)_5$ также обнаружены следы псевдощели [389]. Однако эти наблюдения не подтверждаются результатами ARPES-исследований (см., например, [390–394]), в которых изучалось влияние одноосного давления в ab -плоскости на удельное сопротивление нескольких Fe-содержащих монокристаллов [395], и STM-экспериментов [396, 397]. Очевидно, что необходимы более чувствительные эксперименты для подтверждения тех или иных взглядов на псевдощель в Fe-содержащих сверхпроводниках.

Для наглядности на рис. 24 показана фазовая диаграмма системы $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ и зависимости температур $T^\dagger$ и T^* от уровня допирования. Две характеристические температуры хорошо согласуются между собой, хотя они получены разными методами. Обе уменьшаются с увеличением концентрации Co и стремятся к нулю

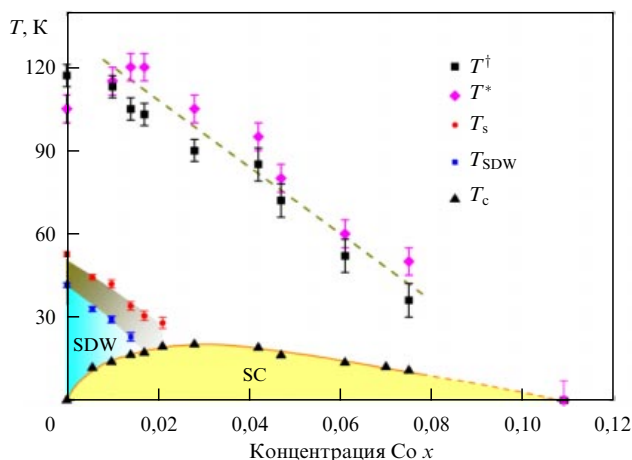


Рис. 24. (В цвете онлайн.) Фазовая диаграмма системы $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ [398]. Температуры T_c , T_{SDW} и температура структурного перехода T_s определены по результатам измерений удельного сопротивления, восприимчивости и теплоёмкости. Для исходного соединения теплоёмкость показывала структурный переход и SDW-переход без аномалии при T_c , что указывает на "нитевидную" сверхпроводимость.

вместе с T_c . Величина T^* обозначает температуру, при которой удельное сопротивление и котангенс угла Холла ($\cot \theta_H$) отклоняются от степенной температурной зависимости. Температура $T^\dagger$ определялась по отклонению от высокотемпературного степенного поведения удельного сопротивления. На фазовой диаграмме T^* обозначает температуру, аналогичную температуре псевдощелевого кроссовера в купратах. А сама фазовая диаграмма на рис. 24 очень похожа на фазовую диаграмму купратных ВТСП с псевдощелью. По словам авторов, при обсуждении результатов они внимательно следили за тем, чтобы их данные не указывали на какое-либо "щелевое" поведение, которое наблюдается в купратах, хотя они подчёркивают сходство между T^* и температурой кроссовера в купратах.

Более подробно слоистые ВТСП на основе железа обсуждаются в обзоре [399].

6. Заключение

В последние годы появились новые экспериментальные свидетельства нарушения в псевдощелевой фазе некоторой кристаллической симметрии при температурах ниже T^* [121, 123]. Сообщено также о нарушении симметрии обращения времени с наблюдением магнитных моментов (нового магнитного порядка) внутри элементарной ячейки. Ряд более новых свидетельств даёт основание предположить, что эта фаза должна быть нематической фазой, которая разрушает четырёхкратную симметрию вращения медно-кислородной решётки [8, 400, 401]. В частности, опубликованы новые данные о CDW- и SDW-порядках в сверхпроводящей и псевдощелевой областях фазовой диаграммы купратов [402–404]. Некоторые из них, вероятно, являются однонаправленными и, следовательно, без четырёхкратной симметрии вращения. Имеются экспериментальные данные, указывающие на флуктуирующий или короткодействующий характер CDW-порядка в псевдощелевой фазе [403, 405, 406]. Но следует отметить, что, как только устанавливается CDW-порядок, нарушающий четырёхкратную симметрию [407], нельзя ожидать наличия d-волновой симметрии в сверхпроводящей фазе тетрагонального кристалла [408], такого как Bi2212, которая наблюдается в экспериментах. Таким образом, механизм формирования этих волн плотности и их связь со сверхпроводящей и псевдощелевой фазами по-прежнему являются не до конца понятными и представляют большой интерес.

В обзоре отмечалось, что псевдощель в ARPES-экспериментах наблюдалась вблизи границы или в антинодальной области двумерной ЗБ купратов. Кроме того, в нодальной области или при $|k_x| = |k_y| = \pi/2$ обнаружались четыре несвязанных отрезка (дуги) поверхности Ферми. Длина этих сегментов уменьшалась до нуля при экстраполяции к нулевой температуре [135, 245]. С другой стороны, имелись результаты, указывающие на их нечувствительность к температуре [160, 405]. Тогда это также может быть частью небольшого кармана [409]. Наличие конечной части поверхности Ферми согласуется с измерениями сдвига Найта [115], показавшими конечную плотность состояний после подавления сверхпроводимости. Полная поверхность Ферми восстанавливалась после исчезновения псевдощели, что происходило либо при температуре выше T^* , либо когда уровень допирования превышал примерно 19 %. При температу-

рах ниже T_c щель в антинодальной области сливалась со сверхпроводящей щелью и продолжала существовать одновременно с последней [59, 145].

Несмотря на множество теоретических предложений, посвящённых выяснению псевдощелевого состояния купратов, до сих пор трудно понять зависимость дуг Ферми от температуры и уровня допирования, наличие двух щелей и их явную связь с CDW-порядком, а также то, связаны ли какие-либо из них с физикой Мотта или сильными корреляциями [408]. Тем не менее появляется всё больше свидетельств того, что CDW-порядок не представляет собой порядок обычного вида, а может быть вспомогательным порядком PDW.

В некоторых работах предполагалось, что PDW-состояние может быть ответственным за ряд наблюдаемых экзотических явлений в сверхпроводящей и псевдощелевой фазах (см., например, [410–412]). Во многих из работ использованы феноменологические модели и подходы слабой связи [5, 6, 413], но некоторые численные расчёты, основанные на микроскопических моделях, таких как модель Хаббарда и её низкоэнергетическая модификация в пределе сильного кулоновского отталкивания — t – J -модель, нашли убедительные доказательства существования такого состояния или состояний. Фактически существует много различных типов состояний PDW, которые могут быть однонаправленными [414] или двунаправленными, как шахматная доска [6, 415]. Для однонаправленного состояния PDW, переплетённого с CDW-и SDW-порядками, формируется страйповый порядок. Упорядочение страйпов сопровождается восстановлением поверхности Ферми.

Сейчас общепринято [281], что фазовая диаграмма купратов представила три новых явления в физике: два новых нормальных состояния — странный металл и псевдощель с дугами Ферми — и высокотемпературную d -волновую сверхпроводящую фазу. Псевдощель возникает ниже фазового перехода при $T^*(p)$ как функции от уровня допирования, заканчиваясь в квантовой критической точке $p = p^*$. Область странного металла расположена на другой стороне области $T^*(p)$ и заканчивается при постепенном переходе к фазе ферми-жидкости. Ферми-жидкостная нормальная фаза также поддерживает существование квантовой критической точки. Сверхпроводимость возникает в области p вокруг квантовой критической точки.

Раскрытие сложностей фазовой диаграммы купратов в конечном итоге может обеспечить путь к окончательному пониманию физики высокотемпературной сверхпроводимости и, следовательно, возможный путь к созданию материалов с ещё более высокими температурами сверхпроводящего перехода.

Список литературы

- Bednorz J G, Müller K A Z. *Phys. B* **64** 189 (1986)
- Wu M K et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 908 (1987)
- Keimer B et al. *Nature* **518** 179 (2015)
- Hücker M et al. *Phys. Rev. B* **90** 054514 (2014)
- Efetov K B, Meier H, Pépin C *Nat. Phys.* **9** 442 (2013)
- Wang Y, Agerberg D F, Chubukov A *Phys. Rev. Lett.* **114** 197001 (2015)
- Fradkin E, Kivelson S A, Tranquada J M *Rev. Mod. Phys.* **87** 457 (2015)
- Comin R et al. *Science* **347** 1335 (2015)
- Balédent V et al. *Phys. Rev. B* **83** 104504 (2011)
- Varma C M *J. Phys. Condens. Matter* **26** 505701 (2014)
- Cyr-Choinière O et al. *Phys. Rev. B* **92** 224502 (2015)
- Saini N L et al. *Europhys. Lett.* **63** 125 (2003)
- Ovchinnikov S G, Shneyder E I, Korshunov M M *J. Phys. Condens. Matter* **23** 045701 (2011)
- Wulin D et al. *Phys. Rev. B* **80** 134504 (2009)
- Uykur E et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 127003 (2014)
- Ye M, Chubukov A V *Phys. Rev. B* **100** 035135 (2019)
- Varma C M *Phys. Rev. B* **55** 14554 (1997)
- Kivelson S A, Fradkin E, Emery V J *Nature* **393** 550 (1998)
- Fernandes R M et al. *Phys. Rev. B* **85** 024534 (2012)
- Schmalian J, Pines D, Stojković B *Phys. Rev. B* **60** 667 (1999)
- Кучинский Э З, Садовский М В *ЖЭТФ* **115** 1765 (1999); Kuchinskii É Z, Sadovskii M V *J. Exp. Theor. Phys.* **88** 968 (1999)
- Abanov Ar, Chubukov A V, Schmalian J *Adv. Phys.* **52** 119 (2003)
- Sedrakyan T A, Chubukov A V *Phys. Rev. B* **81** 174536 (2010)
- Norman M R et al. *Phys. Rev. B* **57** R11093 (1998)
- Franz M, Millis A J *Phys. Rev. B* **58** 14572 (1998)
- Berg E, Altman E *Phys. Rev. Lett.* **99** 247001 (2007)
- Wu Y-M et al. *Phys. Rev. B* **99** 144512 (2019)
- Robinson N J et al. *Rep. Prog. Phys.* **82** 126501 (2019)
- Proust C, Taillefer L *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **10** 409 (2019)
- Timusk T, Tanner D B, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors I* (Ed. D M Ginsberg) (Singapore: World Scientific, 1989) p. 339
- Timusk T, Statt B *Rep. Prog. Phys.* **62** 61 (1999)
- Puchkov A V, Basov D N, Timusk T *J. Phys. Condens. Matter* **8** 10049 (1996)
- Basov D N et al. *Rev. Mod. Phys.* **83** 471 (2011)
- Shibauchi T, Carrington A, Matsuda Y, arXiv:1304.6387
- Michon B et al., arXiv:1804.08502
- Hüfner S et al. *Rep. Prog. Phys.* **71** 062501 (2008)
- Armitage N P, Fournier P, Greene R L *Rev. Mod. Phys.* **82** 2421 (2010)
- Greene R L et al. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **11** 213 (2020)
- Dai P *Rev. Mod. Phys.* **87** 855 (2015)
- Song D et al. *Phys. Rev. Lett.* **118** 137001 (2017)
- Adachi T et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **85** 114716 (2016)
- Horio M et al. *Phys. Rev. B* **98** 020505 (2018)
- Mandal P R et al. *Phys. Rev. B* **97** 014522 (2018)
- Horio M et al. *Phys. Rev. B* **100** 054517 (2019)
- Lee P A, Nagaosa N, Wen X-G *Rev. Mod. Phys.* **78** 17 (2006)
- Кордюк А А *Физика низких температур* **41** 417 (2015); Kor-dyuk A A *Low Temp. Phys.* **41** 319 (2015)
- Norman M R, Pines D, Kallin C *Adv. Phys.* **54** 715 (2005)
- Rice T M, Yang K-Y, Zhang F C *Rep. Prog. Phys.* **75** 016502 (2012)
- Vojta M *Adv. Phys.* **58** 699 (2009)
- Eder R *Phys. Rev. B* **100** 085133 (2019)
- Varma C M *Phys. Rev. B* **99** 224516 (2019)
- Кучинский Э З, Некрасов И А, Садовский М В *УФН* **182** 345 (2012); Kuchinskii E Z, Nekrasov I A, Sadovskii M V *Phys. Usp.* **55** 325 (2012)
- Hussey N E, Takenaka K, Takagi H *Phil. Mag.* **84** 2847 (2004)
- Sebastian S E, Harrison N H, Lonzarich G G *Rep. Prog. Phys.* **75** 102501 (2012)
- Веденев С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **47** 159 (1988); Vedenev S I et al. *JETP Lett.* **47** 194 (1988)
- Xu Z A et al. *Nature* **406** 486 (2000)
- Emery V J, Kivelson S A, Zachar O *Phys. Rev. B* **56** 6120 (1997)
- Fischer Ø et al. *Rev. Mod. Phys.* **79** 353 (2007)
- Hashimoto M et al. *Nat. Phys.* **10** 483 (2014)
- Веденев С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **47** 306 (1988); Vedenev S I et al. *JETP Lett.* **47** 367 (1988)
- Bulaevskii L N et al. *Supercond. Sci. Technol.* **1** 205 (1988)
- Miyakawa N et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **59** 2473 (1990)
- Wolf E L et al. *J. Supercond.* **7** 355 (1994)
- Chen Q, Ng K-W *Phys. Rev. B* **45** 2569 (1992)
- Vedenev S I et al. *Physica C* **198** 47 (1992)
- Ponomarev Ya G et al. *J. Alloys Compd.* **195** 551 (1993)
- Zhang Z, Charles C M *Phys. Rev. B* **47** 3423 (1993)
- Ichimura K, Nomura K *J. Phys. Soc. Jpn.* **62** 3661 (1993)
- Shen Z-X et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 1553 (1993)
- Vedenev S I et al. *Phys. Rev. B* **49** 9823 (1994)

71. Kirtley J R et al. *Phys. Rev. B* **35** 8846 (1987)
72. Hoevers H F C et al. *Physica C* **152** 105 (1988)
73. Benhabib S et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 147001 (2015)
74. Miller T G, McElfresh M, Reifengerger R *Phys. Rev. B* **48** 7499 (1993)
75. Nantoh M et al. *J. Supercond.* **7** 349 (1994)
76. Tanaka S, Ueda E, Sato M *Physica C* **224** 126 (1994)
77. Renner Ch et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 149 (1998)
78. Miyakawa N et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 157 (1998)
79. Ding H et al. *Nature* **382** 51 (1996)
80. Sutherland M et al. *Phys. Rev. B* **67** 174520 (2003)
81. Moler K A et al. *Phys. Rev. B* **55** 3954 (1997)
82. Wen H-H et al. *Phys. Rev. B* **70** 214505 (2004)
83. Fong H F et al. *Nature* **398** 588 (1999)
84. Dai P, Mook H A, Doğan F *Phys. Rev. Lett.* **80** 1738 (1998)
85. Sacuto A et al. *Europhys. Lett.* **39** 207 (1997)
86. Renner Ch, Fischer Ø *Phys. Rev. B* **51** 9208 (1995)
87. Kirtley J R et al. *Nature* **373** 225 (1995)
88. Pan S H et al. *Nature* **413** 282 (2001)
89. Hoffman J E et al. *Science* **297** 1148 (2002)
90. Zou C et al. *Phys. Rev. Lett.* **124** 047003 (2020)
91. Stasio M D, Müller K A, Pietronero L *Phys. Rev. Lett.* **64** 2827 (1990)
92. Kotegawa H et al. *Phys. Rev. B* **64** 064515 (2001)
93. Vedeneev S I, Jansen A G M, Wyder P *Phys. Rev. B* **67** 052202 (2003)
94. Okamoto S, Maier T A *Phys. Rev. Lett.* **101** 156401 (2008)
95. Chakravarty S, Kee H-Y, Völker K *Nature* **428** 53 (2004)
96. Ideta S et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 227001 (2010)
97. Kunisada S et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 217001 (2017)
98. Slezak J A et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **105** 3203 (2008)
99. Веденеев С И, Степанов В А *Письма в ЖЭТФ* **73** 159 (2001); Vedeneev S I, Stepanov V A *JETP Lett.* **73** 141 (2001)
100. Sekine R et al. *Phys. Procedia* **58** 82 (2014)
101. Vedeneev S I, Maude D K *Phys. Rev. B* **72** 144519 (2005)
102. Mott N F *Rev. Mod. Phys.* **40** 677 (1968)
103. Harris J M et al. *Phys. Rev. B* **54** R15665 (1996)
104. Eisaki H et al. *Phys. Rev. B* **69** 064512 (2004)
105. Armitage N P, Fournier, Greene R L, arXiv:0906.2931v2
106. Dalichaouch Y, de Andrade M C, Maple M B *Physica C* **218** 309 (1993)
107. Varma C *Nature* **468** 184 (2010)
108. Emery V J, Kivelson S A *Nature* **374** 434 (1995)
109. Horio M et al. *Nat. Commun.* **7** 10567 (2016)
110. Sterpetti E et al. *Nat. Commun.* **8** 2060 (2017)
111. Alloul H, Ohno T, Mendels P *Phys. Rev. Lett.* **63** 1700 (1989)
112. Berthier C et al. *J. Phys. I France* **6** 2205 (1996)
113. Curro N J et al. *Phys. Rev. B* **56** 877 (1997)
114. Ginzberg D M *Physical Properties of High Temperature Superconductors* (Singapore: World Scientific, 1989)
115. Kawasaki S et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 137002 (2010)
116. Norman M R et al. *Nature* **392** 157 (1998)
117. Wang Y, Li L, Ong N P *Phys. Rev. B* **73** 024510 (2006)
118. Fauqué B et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 197001 (2006)
119. Mook H A et al. *Phys. Rev. B* **78** 020506 (2008)
120. Mangin-Thro L et al. *Nat. Commun.* **6** 7705 (2015)
121. Shekhter A et al. *Nature* **498** 75 (2013)
122. Lubashevsky Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 147001 (2014)
123. Zhao L et al. *Nat. Phys.* **13** 250 (2017)
124. Li Y et al. *Nature* **455** 372 (2008)
125. Hotta T, Mayr M, Dagotto E *Phys. Rev. B* **60** 13085 (1999)
126. Maly J, Jankó B, Levin K *Phys. Rev. B* **59** 1354 (1999)
127. Engelbrecht J R et al. *Phys. Rev. B* **57** 13406 (1998)
128. Dubroka A et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 047006 (2011)
129. Corson J et al. *Nature* **398** 221 (1999)
130. Kokanović I et al. *Phys. Rev. B* **88** 060505 (2013)
131. Lee P A *Phys. Rev. X* **4** 031017 (2014)
132. Ларкин А И, Овчинников Ю Н *ЖЭТФ* **47** 1136 (1964); Larkin A I, Ovchinnikov Yu N *Sov. Phys. JETP* **20** 762 (1965)
133. Fulde P, Ferrell R A *Phys. Rev.* **135** A550 (1964)
134. Shi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 047002 (2008)
135. Nakayama K et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 227006 (2009)
136. Meng J et al. *Phys. Rev. B* **79** 024514 (2009)
137. Chatterjee U et al. *Nat. Phys.* **6** 99 (2010)
138. Yoshida T et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 037004 (2009)
139. Wang Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 257003 (2002)
140. Wang Y et al. *Science* **299** 86 (2003)
141. Ussishkin I, Sondhi S L, Huse D A *Phys. Rev. Lett.* **89** 287001 (2002)
142. Li L et al. *Phys. Rev. B* **81** 054510 (2010)
143. Chang J et al. *Nat. Phys.* **8** 751 (2012)
144. Vedeneev S I, Maude D K *Phys. Rev. B* **72** 214514 (2005)
145. He R-H et al. *Science* **331** 1579 (2011)
146. Boyer M C et al. *Nat. Phys.* **3** 802 (2007)
147. Kohsaka Y et al. *Nature* **454** 1072 (2008)
148. Storey J G et al. *Phys. Rev. B* **76** 060502 (2007)
149. Lee J et al. *Science* **325** 1099 (2009)
150. Ma J-H et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 207002 (2008)
151. Kondo T et al. *Nature* **457** 296 (2009)
152. Kondo T et al. *Nat. Phys.* **7** 21 (2011)
153. Kimura T et al. *Phys. Rev. B* **53** 8733 (1996)
154. Yan Y F et al. *Phys. Rev. B* **52** R751 (1995)
155. Vedeneev S I et al. *Phys. Rev. B* **75** 064512 (2007)
156. Renner Ch et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 3606 (1998)
157. Matsuda A, Sugita S, Watanabe T *Phys. Rev. B* **60** 1377 (1999)
158. Oda M et al. *Physica C* **281** 135 (1997)
159. Miyakawa N et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 1018 (1999)
160. Loeser A G et al. *Science* **273** 325 (1996)
161. Kugler M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 4911 (2001)
162. Vedeneev S I et al. *Phys. Rev. B* **60** 12467 (1999)
163. Gorina J I et al. *Solid State Commun.* **108** 275 (1998)
164. Kleiner R et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 2394 (1992)
165. Yurgens A et al. *Phys. Rev. B* **53** R8887 (1996)
166. Yurgens A et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 5122 (1997)
167. Suzuki M, Watanabe T, Matsuda A *Phys. Rev. Lett.* **82** 5361 (1999)
168. Krasnov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5860 (2000)
169. Suzuki M, Watanabe T *Phys. Rev. Lett.* **85** 4787 (2000)
170. Krasnov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2657 (2001)
171. Yamada Y, Suzuki M *Phys. Rev. B* **66** 132507 (2002)
172. Садовский М В *УФН* **171** 539 (2001); Sadovskii M V *Phys. Usp.* **44** 515 (2001)
173. Yasuda T, Tonouchi M, Takano S *Physica C* **289** 109 (1997)
174. Yurgens A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 147005 (2003)
175. Zavaritsky V N *Phys. Rev. Lett.* **92** 259701 (2004)
176. Zavaritsky V N *Phys. Rev. B* **72** 094503 (2005)
177. Zhu X B et al. *Phys. Rev. B* **73** 224501 (2006)
178. Bae M-H et al. *Phys. Rev. B* **77** 094519 (2008)
179. Anagawa K et al. *Appl. Phys. Lett.* **83** 2381 (2003)
180. Anagawa K, Watanabe T, Suzuki M *Phys. Rev. B* **73** 184512 (2006)
181. Suzuki M et al. *Phys. Rev. B* **85** 214529 (2012)
182. Yurgens A et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 259702 (2004)
183. Krasnov V M, Sandberg M, Zogaj I *Phys. Rev. Lett.* **94** 077003 (2005)
184. Krasnov V M *Phys. Rev. Lett.* **97** 257003 (2006)
185. Katterwe S O, Rydh A, Krasnov V M *Phys. Rev. Lett.* **101** 087003 (2008)
186. Zhao S P, Zhu X B, Tang H *Eur. Phys. J. B* **71** 195 (2009)
187. Kurter C et al. *Phys. Rev. B* **81** 224518 (2010)
188. Ren J K et al. *Phys. Rev. B* **86** 014520 (2012)
189. Ren J K et al. *Sci. Rep.* **2** 248 (2012)
190. Nakayama K et al. *Phys. Rev. B* **83** 224509 (2011)
191. Wen H-H et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 067002 (2009)
192. Zheng G et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 047006 (2005)
193. Веденеев С И *Письма в ЖЭТФ* **68** 217 (1998); Vedeneev S I *JETP Lett.* **68** 230 (1998)
194. Jacobs Th, Katterwe S O, Krasnov V M *Phys. Rev. B* **94** 220501 (2016)
195. Bergeal N et al. *Nat. Phys.* **4** 608 (2008)
196. Benseman T M, Cooper J R, Balakrishnan G *Phys. Rev. B* **98** 014507 (2018)
197. Larkin A, Varlamov A *Theory of Fluctuations in Superconductors* (Oxford: Clarendon Press, 2005)
198. Zasadzinski J F et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 067005 (2001)
199. Johnson P D et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 177007 (2001)
200. Cuk T et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 117003 (2004)
201. Hwang J, Timusk T, Gu G D *Nature* **427** 714 (2004)
202. Vishik I M et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **109** 18332 (2012)
203. Kondo T et al. *Nat. Commun.* **6** 7699 (2015)

204. Reber T J et al., arXiv:1509.01556
205. Storey J G *New J. Phys.* **19** 073026 (2017)
206. Reber T J et al. *Phys. Rev. B* **87** 060506 (2013)
207. Kohsaka Y et al. *Nat. Phys.* **8** 534 (2012)
208. Bilbro L S et al. *Nat. Phys.* **7** 298 (2011)
209. Wolf E L *Principles of Electron Tunnelling Spectroscopy* (Oxford: Oxford Univ. Press, 1989)
210. Dynes R C, Narayanamurti V, Garno J P *Phys. Rev. Lett.* **41** 1509 (1978)
211. Zasadzinski J F et al. *Phys. Rev. B* **68** 180504 (2003)
212. Zasadzinski J F et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 017004 (2006)
213. Ahmadi O et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 167005 (2011)
214. Vishik I M *Rep. Prog. Phys.* **81** 062501 (2018)
215. Kondo T et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 267004 (2007)
216. Lee W S et al. *Nature* **450** 81 (2007)
217. Yoshida T et al. *Phys. Rev. B* **93** 014513 (2016)
218. Hashimoto M et al. *Nat. Phys.* **6** 414 (2010)
219. Da Silva Neto E H et al. *Science* **343** 393 (2014)
220. Ramshaw B J et al. *Science* **348** 317 (2015)
221. Fujita K et al. *Science* **344** 612 (2014)
222. Tallon J L et al. *Phys. Rev. B* **68** 180501 (2003)
223. Laliberte F et al., arXiv:1606.04491
224. Božović I et al. *Nature* **536** 309 (2016)
225. Hossain M A et al. *Nat. Phys.* **4** 527 (2008)
226. Hashimoto M et al. *Nat. Mater.* **14** 37 (2015)
227. Kondo T et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 157003 (2013)
228. Mangin-Thro L et al. *Phys. Rev. B* **89** 094523 (2014)
229. Gomes K K et al. *Nature* **447** 569 (2007)
230. Zaki N et al. *Phys. Rev. B* **96** 195163 (2017)
231. Liang R, Bonn D A, Hardy W N *Phys. Rev. B* **73** 180505 (2006)
232. Zhao J et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **110** 17774 (2013)
233. Presland M R et al. *Physica C* **176** 95 (1991)
234. Ando Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 267001 (2004)
235. Damascelli A, Hussain Z, Shen Z-X *Rev. Mod. Phys.* **75** 473 (2003)
236. Chakraborty D, Morice C, Pépin C *Phys. Rev. B* **97** 214501 (2018)
237. Shen K M et al. *Phys. Rev. B* **69** 054503 (2004)
238. Razzoli E et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 047004 (2013)
239. Drachuck G et al. *Nat. Commun.* **5** 3390 (2014)
240. Palczewski A D et al. *Phys. Rev. B* **81** 104521 (2010)
241. Chatterjee U et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **108** 9346 (2011)
242. Allredge J W et al. *Nat. Phys.* **4** 319 (2008)
243. Hashimoto M et al. *Phys. Rev. B* **77** 094516 (2008)
244. Oda M et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **69** 983 (2000)
245. Kanigel A et al. *Nat. Phys.* **2** 447 (2006)
246. Moore R G et al. *Phys. Rev. B* **81** 073102 (2010)
247. Chatterjee U et al. *Nat. Commun.* **6** 6313 (2015)
248. Ghiringhelli G et al. *Science* **337** 821 (2012)
249. Blanco-Canosa S et al. *Phys. Rev. B* **90** 054513 (2014)
250. Yang K-Y, Rice T M, Zhang F-C *Phys. Rev. B* **73** 174501 (2006)
251. Qi Y, Sachdev S *Phys. Rev. B* **81** 115129 (2010)
252. Freutel S et al. *Phys. Rev. B* **99** 081116 (2019)
253. Chakravarty S et al. *Phys. Rev. B* **68** 100504 (2003)
254. King P D C et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 127005 (2011)
255. Gerber S et al. *Science* **350** 949 (2015)
256. Wang Y et al. *Phys. Rev. B* **64** 224519 (2001)
257. Ong N P et al. *Ann. Physik* **13** 9 (2004)
258. Wang Z et al. *Phys. Rev. B* **72** 054509 (2005)
259. Otter F A (Jr.), Solomon P R *Phys. Rev. Lett.* **16** 681 (1966)
260. Anderson P W *Rev. Mod. Phys.* **38** 298 (1966)
261. Capan C et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 056601 (2002)
262. Wang Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 247002 (2005)
263. Cyr-Choinière O et al. *Phys. Rev. B* **97** 064502 (2018)
264. Vedenev S I, Jansen A G M, Wyder P *Phys. Rev. B* **62** 5997 (2000)
265. Daou R et al. *Nature* **463** 519 (2010)
266. Rullier-Albenque F et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 067002 (2006)
267. Ito T, Takenaka K, Uchida S *Phys. Rev. Lett.* **70** 3995 (1993)
268. Rullier-Albenque F et al. *Europhys. Lett.* **81** 37008 (2008)
269. Badoux S et al. *Nature* **531** 210 (2016)
270. Basov D N, Timusk T *Rev. Mod. Phys.* **77** 721 (2005)
271. Puchkov A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 3212 (1996)
272. Timusk T, Statt B *Rep. Prog. Phys.* **62** 61 (1999)
273. Homes C C et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 1645 (1993)
274. Bernhard C et al. *Solid State Commun.* **121** 93 (2002)
275. Boris A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 277001 (2002)
276. Boris A V et al. *Science* **304** 708 (2004)
277. Kovaleva N N et al. *Phys. Rev. B* **69** 054511 (2004)
278. Mallett B P P et al. *Phys. Rev. B* **99** 054513 (2019)
279. Devereaux T P, Hackl R *Rev. Mod. Phys.* **79** 175 (2007)
280. Loret B et al. *Phys. Rev. B* **96** 094525 (2017)
281. Wu T et al. *Nature* **477** 191 (2011)
282. Chang J et al. *Nat. Phys.* **8** 871 (2012)
283. Doiron-Leyraud N et al. *Nature* **447** 565 (2007)
284. Chakravarty S *Science* **319** 735 (2008)
285. He Y et al. *Science* **344** 608 (2014)
286. Nie L et al. *Phys. Rev. B* **96** 085142 (2017)
287. Khaykovich B et al. *Phys. Rev. B* **71** 220508 (2005)
288. Chang J et al. *Phys. Rev. B* **78** 104525 (2008)
289. Kimura H et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 067002 (2003)
290. Panagopoulos C et al. *Phys. Rev. B* **69** 144510 (2004)
291. Wu T et al. *Nat. Commun.* **4** 2113 (2013)
292. Blanco-Canosa S et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 187001 (2013)
293. Grissonnanche G et al. *Nat. Commun.* **5** 3280 (2014)
294. Tranquada J M et al. *Nature* **375** 561 (1995)
295. Hoffman J E et al. *Science* **295** 466 (2002)
296. Howald C et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **100** 9705 (2003)
297. LeBoeuf D et al. *Phys. Rev. B* **83** 054506 (2011)
298. Haug D et al. *New J. Phys.* **12** 105006 (2010)
299. Ando Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 137005 (2002)
300. Sidis Y, Bourges P J. *Phys. Conf. Ser.* **449** 012012 (2013)
301. Mangin-Thro L et al. *Phys. Rev. Lett.* **118** 097003 (2017)
302. Matt C E et al. *Phys. Rev. B* **92** 134524 (2015)
303. Okamoto S et al. *Phys. Rev. B* **82** 180511 (2010)
304. Auvray N et al. *Nat. Commun.* **10** 5209 (2019)
305. Murayama H et al. *Nat. Commun.* **10** 3282 (2019)
306. Bangura A F et al. *Phys. Rev. B* **82** 140501 (2010)
307. Vignolle B et al. *Nature* **455** 952 (2008)
308. Manako T, Kubo Y, Shimakawa Y *Phys. Rev. B* **46** 11019 (1992)
309. Mackenzie A P et al. *Phys. Rev. B* **53** 5848 (1996)
310. Proust C et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 147003 (2002)
311. Cooper R A et al. *Science* **323** 603 (2009)
312. Nakamae S et al. *Phys. Rev. B* **68** 100502 (2003)
313. Abdel-Jawad M et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 107002 (2007)
314. Jang H et al. *Phys. Rev. B* **97** 224513 (2018)
315. Hücker M et al. *Phys. Rev. B* **83** 104506 (2011)
316. Achkar A et al. *Science* **351** 576 (2016)
317. Wen J-J et al. *Nat. Commun.* **10** 3269 (2019)
318. Kofu M et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 047001 (2009)
319. Julien M-H *Physica B* **329–333** 693 (2003)
320. Badoux S et al. *Phys. Rev. X* **6** 021004 (2016)
321. Croft T P et al. *Phys. Rev. B* **89** 224513 (2014)
322. Monthoux P, Pines D, Lonzarich G G *Nature* **450** 1177 (2007)
323. Löhneysen H v et al. *Rev. Mod. Phys.* **79** 1015 (2007)
324. Shibauchi T, Carrington A, Matsuda Y *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **5** 113 (2014)
325. Doiron-Leyraud N et al. *Phys. Rev. B* **80** 214531 (2009)
326. Michon B et al. *Nature* **567** 218 (2019)
327. Abanov A et al. *Phys. Rev. B* **99** 180506 (2019)
328. Fratino L et al. *Sci. Rep.* **6** 22715 (2016)
329. Fradkin E et al. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **1** 153 (2010)
330. Bok J M et al. *Sci. Adv.* **2** e1501329 (2016)
331. Varma C M *Phys. Rev. Lett.* **75** 898 (1995)
332. Hussey N *Nat. Phys.* **12** 290 (2016)
333. Yu Z-D et al. *Phys. Rev. B* **96** 045110 (2017)
334. Pan Z-H et al. *Phys. Rev. B* **79** 092507 (2009)
335. Brewer J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 1073 (1988)
336. Keimer B et al. *Phys. Rev. B* **46** 14034 (1992)
337. Collignon C et al. *Phys. Rev. B* **95** 224517 (2017)
338. Kaminski A et al. *Phys. Rev. B* **73** 174511 (2006)
339. Wu W et al. *Phys. Rev. X* **8** 021048 (2018)
340. Yoshida T et al. *Phys. Rev. B* **74** 224510 (2006)
341. Doiron-Leyraud N et al. *Nat. Commun.* **8** 2044 (2017)
342. Braganca H et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 067002 (2018)
343. Hussey N E J. *Phys. Condens. Matter* **20** 123201 (2008)
344. Ando Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 197001 (2004)
345. Segawa K, Ando Y *Phys. Rev. B* **69** 104521 (2004)
346. Tallon J L, Loram J W *Physica C* **349** 53 (2001)

347. Fournier D et al. *Nat. Phys.* **6** 905 (2010)
348. Dagan Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 167001 (2004)
349. Ferrero M et al. *Phys. Rev. B* **80** 064501 (2009)
350. Chowdhury D, Sachdev S *Phys. Rev. B* **90** 245136 (2014)
351. Walmsley P et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 257002 (2013)
352. Löhneysen H v et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 3262 (1994)
353. Kačmarčík J et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 167002 (2018)
354. Loram J W et al. *J. Phys. Chem. Solids* **59** 2091 (1998)
355. Komiya S, Tsukada I *J. Phys. Conf. Ser.* **150** 052118 (2009)
356. Momono N et al. *Physica C* **233** 395 (1994)
357. Scalapino D J *Rev. Mod. Phys.* **84** 1383 (2012)
358. Blumberg G et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 107002 (2002)
359. Matsui H et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 017003 (2005)
360. Armitage N P et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 147003 (2001)
361. Hlubina R, Rice T M *Phys. Rev. B* **51** 9253 (1995)
362. Shen Z-X, Schrieffer J R *Phys. Rev. Lett.* **78** 1771 (1997)
363. Yuan Q, Yuan F, Ting C S *Phys. Rev. B* **73** 054501 (2006)
364. Onose Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 217001 (2001)
365. Wang N L et al. *Phys. Rev. B* **73** 184502 (2006)
366. Zimmers A et al. *Phys. Rev. B* **76** 132505 (2007)
367. Onose Y et al. *Phys. Rev. B* **69** 024504 (2004)
368. Zimmers A et al. *Europhys. Lett.* **70** 225 (2005)
369. Matsui H et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 047005 (2005)
370. Sadovskii M V et al. *Phys. Rev. B* **72** 155105 (2005)
371. Adachi T et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** 063713 (2013)
372. Fujita M et al. *Phys. Rev. B* **67** 014514 (2003)
373. Fujita M et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 107003 (2008)
374. Takagi H et al. *Phys. Rev. B* **40** 2254 (1989)
375. Mang P K et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 027002 (2004)
376. Jin K et al. *Phys. Rev. B* **80** 012501 (2009)
377. Armitage N P et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 257001 (2002)
378. Mook H A, Dai P, Doğan F *Phys. Rev. Lett.* **88** 097004 (2002)
379. Xia J et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 127002 (2008)
380. Vishik I M et al. *Phys. Rev. B* **95** 115125 (2017)
381. Hinton J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 217002 (2013)
382. Shimizu K et al. *Nature* **412** 316 (2001)
383. Stewart G R *Rev. Mod. Phys.* **83** 1589 (2011)
384. Sato T et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 063708 (2008)
385. Ishida Y et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 61 (2008)
386. Xu Y-M et al. *Nat. Commun.* **2** 392 (2011)
387. Кордюк А А *Физика низких температур* **38** 1119 (2012); Kordyuk A A *Low Temp. Phys.* **38** 888 (2012)
388. Moon S J et al. *Phys. Rev. B* **90** 014503 (2014)
389. Seo Y I et al. *Sci. Rep.* **9** 3987 (2019)
390. Evtushinsky D V et al. *Phys. Rev. B* **79** 054517 (2009)
391. Richard P et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 047003 (2009)
392. Shimojima T et al. *Science* **332** 564 (2011)
393. Zhang Y et al. *Nat. Phys.* **8** 371 (2012)
394. Evtushinsky V et al. *Phys. Rev. B* **89** 064514 (2014)
395. Gu Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 157001 (2017)
396. Yin Y et al. *Physica C* **469** 535 (2009)
397. Massee F et al. *Europhys. Lett.* **92** 57012 (2010)
398. Wang A F et al. *New J. Phys.* **15** 043048 (2013)
399. Садовский М В *УФН* **178** 1243 (2008); Sadovskii M V *Phys. Usp.* **51** 1201 (2008)
400. Sato Y et al. *Nat. Phys.* **13** 1074 (2017)
401. Wu J et al. *Nature* **547** 432 (2017)
402. Comin R, Damascelli A *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **7** 369 (2016)
403. Comin R et al. *Nat. Mater.* **14** 796 (2015)
404. Yazdani A, da Silva Neto E H, Aynajian P *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **7** 11 (2016)
405. Comin R et al. *Science* **343** 390 (2014)
406. Torchinsky D H et al. *Nat. Mater.* **12** 387 (2013)
407. Kohsaka Y et al. *Science* **315** 1380 (2007)
408. Tu W-L, Lee T-K *Sci. Rep.* **9** 1719 (2019)
409. Bangura A F et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 047004 (2008)
410. Berg E, Fradkin E, Kivelson S A *Phys. Rev. B* **79** 064515 (2009)
411. Berg E et al. *New J. Phys.* **11** 115004 (2009)
412. Berg E, Fradkin E, Kivelson S *Nat. Phys.* **5** 830 (2009)
413. Sachdev S, La Placa R *Phys. Rev. Lett.* **111** 027202 (2013)
414. Wang Y, Chubukov A *Phys. Rev. B* **90** 035149 (2014)
415. Hirsch J E et al. *Phys. Rev. B* **26** 5033 (1982)

Pseudogap problem in high-temperature superconductors

S.I. Vedenev

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: vedeneev@sci.lebedev.ru, vedeneevsi@lebedev.ru

It has been more than 30 years since the discovery of high-temperature superconductors (HTSCs). The number of articles published on the subject is huge, but the cause of the high superconducting transition temperature T_c is still an open question. The so-called ‘pseudogap’ HTSC phase—an anomalous ‘normal’ state—turned out to be as complicated a problem as high-temperature superconductivity itself. Its role remains unexplained. We discuss here only key experimental results with the aim to demonstrate the complexity and intricacy arising in the explanation of problems related to the nature of this unique phenomenon.

Keywords: pseudogap, superconducting gap, tunneling spectroscopy, photoemission, Nernst effect, orders

PACS numbers: 74.20.Mn, **74.25.-q**, 74.25.Jb, **74.72.-h**

Bibliography — 415 references

Received 27 July 2020, revised 11 November 2020

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **191** (9) 937–972 (2021)

Physics – Uspekhi **64** (9) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.12.038896>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.12.038896>