

На правах рукописи



Комаров Константин Константинович

**ЛОНДОНОВСКАЯ ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ
В АНСАМБЛЕ СПИН-ПОЛЯРОННЫХ
КВАЗИЧАСТИЦ В КУПАТНЫХ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ
СВЕРХПРОВОДНИКАХ**

Специальность 01.04.07 —
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Красноярск — 2020

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном научном учреждении «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН) — Обособленном подразделении «Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук» (ИФ СО РАН).

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Дзедзисашвили Дмитрий Михайлович

Официальные оппоненты: **Некрасов Игорь Александрович**,
доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН,
Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук,
лаборатория теоретической физики,
главный научный сотрудник

Михеенков Андрей Витальевич,
доктор физико-математических наук,
Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина Российской академии наук,
руководитель отдела теоретической физики

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»

Защита состоится «18» декабря 2020 г. в 14:30 на заседании диссертационного совета Д 003.075.01 при ФИЦ КНЦ СО РАН, ИФ СО РАН по адресу: 660036, Россия, г. Красноярск, Академгородок 50, стр. 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН и на сайте: <http://kirensky.ru/>.

Автореферат разослан «___» _____ года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д 003.075.01,
д-р физ.-мат. наук

Втюрин Александр Николаевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Существующая потребность в исследованиях необычных свойств купратных высокотемпературных сверхпроводников обусловлена постоянным расширением области их практического применения. Одним из важнейших нерешенных вопросов, стимулирующих поисковые работы как теоретическими, так и экспериментальными методами, является вопрос о механизме куперовской неустойчивости в этих системах. Полезная информация о природе сверхпроводимости в купратах может быть получена при изучении, например, факторов, приводящих к изменению критической температуры, таких как химическое легирование, давление. Так, экспериментально установлено, что изменение концентрации носителей тока приводит к модификации амплитуды парного взаимодействия.

Эффективный экспериментальный метод, позволяющий изучать детали механизма нетрадиционной сверхпроводимости, основан на анализе модификации температурной зависимости лондоновской глубины (или глубины проникновения магнитного поля) при легировании. Температурная и концентрационная зависимости обратного квадрата глубины проникновения позволяет, в частности, судить о типе симметрии сверхпроводящего параметра порядка, а наличие особенностей в температурном поведении может указывать на проявление микроскопических механизмов куперовского спаривания.

Теоретическое описание свойств купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) должно непременно учитывать сильные электронные корреляции (СЭК). К настоящему времени достигнуто понимание того, что именно СЭК индуцируют значительную связь между зарядовыми и спиновыми степенями свободы и, как следствие, играют особую роль в установлении фазы сверхпроводимости в купратах. Однако вопрос о конкретном микроскопическом механизме куперовского спаривания до сих пор остается дискуссионным. Ранее в работах А. Ф. Барабанова с соавторами в рамках микроскопического подхода была предложена спин-поляронная концепция для описания свойств дырочно-легированных купратных ВТСП. Этот подход, корректно учитывающий отмеченную выше сильную спин-фермионную связь, оказался весьма успешным при описании купратных ВТСП как в нормальной, так и в сверхпроводящей фазе.

В данной диссертационной работе в рамках спин-поляронного механизма высокотемпературной сверхпроводимости купратов исследуется модификация температурной зависимости лондоновской глубины при легировании. С учетом сказанного выше тема исследования представляется **актуальной**.

Целью данной работы является исследование особенностей температурной и концентрационной зависимостей лондоновской глубины в

дырочно-легированных купратных высокотемпературных сверхпроводниках в рамках спин-поляронной концепции.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. разработать подход для расчета отклика спин-поляронных квазичастиц на слабое магнитное поле в сверхпроводящей фазе;
2. получить самосогласованные уравнения для сверхпроводящего параметра порядка и химического потенциала в слабом магнитном поле;
3. рассчитать и проанализировать температурную зависимость лондоновской глубины в ансамбле спин-поляронных квазичастиц;
4. изучить влияние кулоновского взаимодействия на температурную зависимость лондоновской глубины в ансамбле спин-поляронных квазичастиц.

Научная новизна:

1. Впервые в рамках спин-поляронной концепции получено выражение для сверхпроводящей плотности тока спин-поляронных квазичастиц.
2. Впервые показано, что из сопоставления теоретической и экспериментальной зависимостей лондоновской глубины от температуры могут быть получены количественные оценки величины параметра спин-фермионной связи.
3. Впервые показано, что точка перегиба в температурной зависимости обратного квадрата лондоновской глубины обусловлена особенностями спин-поляронного спектра, связанными с наличием дырочного кармана на поверхности Ферми.
4. Впервые показано, что учет кулоновского взаимодействия в спин-поляронном подходе не приводит к функциональному изменению температурной зависимости лондоновской глубины.
5. Впервые в рамках спин-поляронного подхода получено общее выражение для квадрата функции щели в сверхпроводящей фазе через сумму квадратов модулей всех возможных амплитуд параметра порядка.

Практическая значимость результатов, полученных в ходе выполнения исследования, предполагает их использование не только в лабораториях университетов и академических институтов, но и послужит основой для поиска новых материалов с расширенными функциональными возможностями для использования в электронных устройствах нового поколения. В частности, обнаружение точки перегиба в расчетной температурной зависимости лондоновской глубины позволит стимулировать постановку соответствующих экспериментов не только в ВТСП медно-оксидной группы, но и в других системах с сильной связью между спиновыми и зарядовыми степенями свободы.

Методология и методы исследования. Для решения задач исследования предполагается использование метода уравнений движения для запаздывающих двухвременных температурных функций Грина и проекционной техники Цванцига-Мори с введением расширенного набора базисных операторов. Особенность использования этой техники в данном случае заключается в получении замкнутой системы уравнений для функций Грина, построенных на операторах, корректно учитывающих сильную спин-фермионную связь квазичастиц в CuO_2 -плоскости.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Выражение для сверхпроводящей плотности тока спин-поляронных квазичастиц.
2. Количественная оценка параметра спин-фермионной связи может быть получена при сопоставлении теоретической и экспериментальной зависимостей лондоновской глубины от температуры.
3. Причина появления точки перегиба в температурной зависимости обратного квадрата лондоновской глубины, наблюдаемая во многих экспериментах, обусловлена особенностями спин-поляронного спектра, связанными с наличием дырочного кармана на поверхности Ферми.
4. Кулоновское взаимодействие не влияет качественно на вид температурной зависимости обратного квадрата лондоновской глубины, а количественно проявляется только в уменьшении критической температуры сверхпроводимости.
5. Аналитическое выражение для функции сверхпроводящей щели, выражающееся через сумму квадратов всех возможных амплитуд параметра порядка.

Достоверность результатов, научных положений, выводов и рекомендаций, полученных и сформулированных в диссертации, обоснована корректностью использования математического аппарата, контролируемостью применяемых приближений, их согласием с результатами исследований других авторов, правильностью предельных переходов к известным результатам, а также находятся в согласии с имеющимися экспериментальными данными.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: Конкурсе-конференции ФИЦ КНЦ СО РАН для молодых ученых, аспирантов и студентов, Секция «Физика», Красноярск, 2018, 2019; Двадцать четвертой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых, ВНКФС-24, Томск, 2018; V Международной молодежной научной конференции. Физика. Технологии. Инновации. ФТИ-2018, Екатеринбург, 2018; International Conference for Professionals & Young Scientists "LOW TEMPERATURE PHYSICS", Kharkiv, Ukraine, 2018, 2019; 9th JEMS Conference 2018, Mainz, Germany, 2018; VII Euro-Asian Symposium "Trends in Magnetism", Ekaterinburg, 2019.

Личное участие автора в получении результатов, изложенных в диссертации, выразилось в постановке части задач исследования; в проведении всех аналитических и численных расчетов, в анализе и интерпретации всех полученных данных; в подготовке научных статей по теме исследования; в формулировке научных положений и выводов.

Объем, структура и содержание работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 116 страниц, включая 18 рисунков и 4 таблицы. Список литературы содержит 198 наименований.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 11 печатных изданиях, 3 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, в том числе 3 — в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, 8 — в тезисах докладов.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность темы диссертационного исследования, формулируется цель работы, перечисляются основные положения, выносимые на защиту, отмечается новизна и практическая ценность полученных результатов. Введение также содержит информацию о содержании диссертации по главам, об апробации материалов диссертации и публикациях результатов диссертационных исследований.

Первая глава посвящена литературному обзору современного состояния исследований купратных ВТСП. Приводится историческая справка и обзор известных свойств и особенностей купратов, что дает общее представление о том, насколько интенсивно и в каких направлениях изучаются эти материалы. Обсуждается электронное строение купратных сверхпроводников. Оцениваются достоинства и недостатки некоторых популярных теоретических моделей для купратов, на основе чего обосновывается выбор трех зонной $p-d$ модели Эмери [1; 2]. Далее описывается спин-фермионная модель (СФМ) [3–5], которая эффективно возникает из $p-d$ модели в режиме сильных электронных корреляций. Рассматривается сформулированная на базе СФМ концепция спин-поляронной квазичастицы [6–8]. Обсуждается идея этой концепции, а также проекционная техника, на основе которой спин-поляронный подход реализуется. Затем обсуждаются последние достижения концепции спинового полярона при описании нормальной и сверхпроводящей фазы купратных ВТСП.

Вторая глава направлена на разработку подхода для расчета отклика спин-поляронных квазичастиц на слабое магнитное поле в сверхпроводящей фазе. Для этого приводится краткий обзор эффекта Мейснера и его теоретическое толкование братьями Лондонами, основанное на теории линейного отклика. Важным условием применимости этой теории

к купратным ВТСП является большая величина лондоновской глубины ($\lambda \approx 2540 \text{ \AA}$) по сравнению с длиной когерентности ($\xi_L \approx 250 \text{ \AA}$) куперовских пар в этих соединениях (см., например, обзор [9]). Обсуждаются известные теоретические подходы к описанию температурной зависимости лондоновской глубины.

С целью получения выражения для сверхпроводящего тока в ансамбле спиновых поляронов гамильтониан СФМ обобщается таким образом, чтобы учесть слабое магнитное поле. Для этого используется подстановка Пайерлса [10; 11]. Суть подстановки состоит в ренормировке интегралов перескока дырок (как между ионами кислорода и меди, так и между ионами кислорода) фазовым множителем $\exp\{\frac{ie}{c\hbar} \int_{R'_j}^{R_j} d\vec{r} \vec{A}(\vec{r})\}$ (где R — радиус-вектор j -узла, $\hbar$ — постоянная Планка, e — заряд дырки, c — скорость света), зависящем от вектора потенциала магнитного поля.

Использование традиционного подхода [12–15], предполагающего разложение в ряд экспоненциальных множителей по векторному потенциалу $\vec{A}_{\vec{q}=0}$, приводит в рамках проекционной техники к трудности, связанной с появлением новых небазисных операторов, что не позволит получить замкнутое относительно исходного базиса выражение для сверхтока $\vec{j}(\vec{q}=0)$. Решение данной проблемы заключается в том, чтобы после подстановки Пайерлса не пытаться сразу выделять линейные и квадратичные по $\vec{A}_{\vec{q}=0}$ поправки, а сохранить поле вектор-потенциала в показателе экспоненты. Тогда после преобразования Фурье гамильтониан СФМ, зависящий от вектор-потенциала, примет вид:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{sp-f}} = \hat{H}_h + \hat{J} + \hat{I}, \quad (1)$$

где

$$\hat{H}_h = \sum_{k\alpha} \left(\xi_{k,x} a_{k\alpha}^\dagger a_{k\alpha} + \xi_{k,y} b_{k\alpha}^\dagger b_{k\alpha} + \Gamma_k (a_{k\alpha}^\dagger b_{k\alpha} + b_{k\alpha}^\dagger a_{k\alpha}) \right), \quad (2a)$$

$$\hat{J} = J \sum_{k\alpha} u_{k\alpha}^\dagger L_{k\alpha}, \quad (26)$$

$$\hat{I} = \frac{I}{2} \sum_{f\delta} \vec{S}_f \vec{S}_{f+2\delta}. \quad (2b)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \xi_{k,x(y)} &= \tilde{\varepsilon}_p - \mu + 2\tau s_{k,x(y)}^2, \quad \tilde{\varepsilon}_p = \varepsilon_p + 2V_{pd}, \quad \Gamma_k = (2\tau - 4t_{pp}) s_{k,x} s_{k,y}, \\ L_{k\alpha} &= \sum_{q\beta} \tilde{S}_{k-q}^{\alpha\beta} u_{q\beta}, \quad \tilde{S}_k = \frac{1}{N} \sum_f e^{-ikR_f} \tilde{S}_f, \quad u_{k\alpha} = s_{k,x} a_{k\alpha} + s_{k,y} b_{k\alpha}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$s_{k,x} = \sin(k_x/2 - \alpha_x), \quad s_{k,y} = \sin(k_y/2), \quad (4)$$

где $(\varepsilon_p - \mu)$ определяет энергию связи $2p_x$ -, $2p_y$ -дырки с ионом кислорода, отсчитанную от химического потенциала μ , V_{pd} — энергия кулоновского взаимодействия фермионов, находящихся на соседних ионах меди и кислорода, а матричный спиновый оператор $\tilde{S}_f$ определяется как произведение векторного спинового оператора $\vec{S}_f$ и вектора $\vec{\sigma} = (\sigma^x, \sigma^y, \sigma^z)$, составленного из матриц Паули σ^i ($i = x, y, z$), N — число узлов меди в CuO_2 -плоскости, равное числу элементарных ячеек. Зеемановская энергия, обусловленная взаимодействием поля со спиновыми моментами дырок, не учитывается, поскольку в длинноволновом пределе ($q \rightarrow 0$) эта энергия стремиться к нулю.

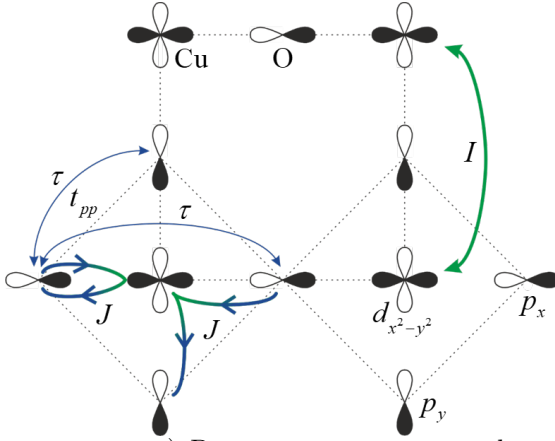


Рис. 1 — (Цветной онлайн) Взаимодействия в спин-фермионной модели в структуре CuO_2 -плоскости. Показаны кислородные $p_x(p_y)$ -орбитали и медные $d_{x^2-y^2}$ -орбитали. Жирная зеленая линия со стрелками обозначает антиферромагнитное обменное взаимодействие I между спинами на ближайших ионах меди. Жирные сине-зеленые линии соответствуют спин-коррелированным перескокам и описывают спин-фермионное взаимодействие J . Тонкие синие линии отвечают как за эффективные дырочные перескоки τ , так и прямые дырочные перескоки между ближайшими ионами кислорода с интегралом t_{pp} .

В определении гамильтониана (1) были использованы базисные операторы $a_{k\alpha}$, $b_{k\alpha}$ и $L_{k\alpha}$ [8], последний из которых учитывает связь между локализованным спином на ионе меди и дырки на четырех ближайших ионах кислорода. Параметр гамильтониана τ описывает обычные перескоки дырки между ионами кислорода, непосредственно примыкающими к иону меди, параметр J — спин-коррелированные перескоки (спин-фермионное взаимодействие) [6; 16; 17], t_{pp} отвечает прямым перескокам

дырки между ближайшими ионами кислорода. Соответствующие указанным параметрам взаимодействия, а также антиферромагнитное обменное взаимодействие I между спинами на ближайших ионах меди, учитываемые в СФМ, продемонстрированы в структуре CuO_2 -плоскости на рисунке 1.

Зависимость же от поля векторного потенциала $A_{q=0}^x$, выбранного вдоль оси x , выразилась в гамильтониане СФМ в виде фазового сдвига α_x в аргументе тригонометрической функции $s_{k,x}$ (4), где

$$\alpha_x = \frac{eg_x}{2c\hbar} A_{q=0}^x, \quad (5)$$

g_x — параметр элементарной ячейки в направлении оси x .

Для нахождения плотности тока, возникающей в рассматриваемой СФМ в поле векторного потенциала, используется известное общее выражение [18]:

$$\delta\mathcal{H} = -\frac{1}{c} \sum_q \vec{j}(-q) \delta\vec{A}_q, \quad (6)$$

где в качестве варьируемого оператора гамильтона $\mathcal{H}$ выбирается $\mathcal{H}_{\text{sp-f}}$, определенный формулой (1). Итоговая формула для сверхпроводящей плотности тока записывается через термодинамические средние от базисных операторов:

$$\begin{aligned} j_x(q=0) = \frac{eg_x}{\hbar} \sum_{k,\alpha} \cos\left(\frac{k_x}{2} - \alpha_x\right) & \left(2\tau s_{k,x} \langle a_{k\alpha}^\dagger a_{k\alpha} \rangle \right. \\ & \left. + 2(\tau - 2t_{pp}) s_{k,y} \langle a_{k\alpha}^\dagger b_{k\alpha} \rangle + J \langle a_{k\alpha}^\dagger L_{k\alpha} \rangle \right), \end{aligned} \quad (7)$$

где зависимость от поля векторного потенциала $A_{q=0}^x$ определяется только как аддитивная ренормировка квазиимпульса k_x на величину α_x , которая учитывается как явным образом в аргументе косинуса и в функции $s_{k,x}$, так и неявным в термодинамических средних.

Необходимо отметить, что выражение (7) дает правильное поведение плотности тока при $T \geq T_c$. Действительно, в нормальной фазе зависимость всех термодинамических средних в (7) от квазиимпульса k_x определяется только в виде разности $k_x/2 - \alpha_x$. Поэтому простая замена переменной интегрирования $k_x \rightarrow k_x/2 + \alpha_x$ в интеграле в правой части выражения (7) позволяет полностью избавиться от фазы α_x . Поскольку в отсутствие α_x выражение в круглых скобках в (7), как показывают расчеты, антисимметрично по вектору $\vec{k}$, то правая часть (7), как того и требуется, обращается в ноль. Для сверхпроводящей фазы (при $T < T_c$) зависимость термодинамических средних от k_x определяется не только разностью $k_x/2 - \alpha_x$, но и суммой $k_x/2 + \alpha_x$. Поэтому интеграл (7) при $T < T_c$ оказывается отличным от нуля.

Выражение для глубины проникновения магнитного поля следует из уравнения Лондонов $\vec{j} = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}\vec{A}$ и имеет вид:

$$\frac{1}{\lambda^2} = -\frac{2e\pi}{c^2\hbar g_y g_z} \cdot \frac{j_x(q=0)}{N\alpha_x}, \quad (8)$$

где g_z — параметр решетки вдоль оси z . Поскольку значения λ^{-2} должны определяться по этой формуле в пределе при $\vec{A} \rightarrow 0$, то дробь $\frac{j_x(q=0)}{\alpha_x}$, стоящая в правой части (8), есть с точностью до константы просто производная плотности тока по вектор-потенциалу. Это означает, что для определения лондоновской глубины учитываются только линейные по $\vec{A}$ поправки к плотности тока $j_x(q=0)$, как это и должно быть в теории линейного отклика.

Явная зависимость плотности тока от векторного потенциала, вследствие используемого проекционного метода, оказывается довольно сложной. Несмотря на то, что аналитическое вычисление производной плотности тока по α_x , в принципе, возможно, более простым решением оказывается численное дифференцирование. При этом, конечно, нужно помнить, что для корректного численного дифференцирования необходимо выбирать значения α_x из того интервала, в котором функция $j_x(\alpha_x)$ — линейна.

Описанный подход оказывается особенно удобным в том случае, если явная зависимость спектра квазичастиц априори неизвестна, и/или если рассматривается многозонная система.

В третьей главе рассчитывается и анализируется температурная зависимость лондоновской глубины в ансамбле спин-поляронных квазичастиц в купратных ВТСП. В начале главы приводится обзор современного состояния экспериментальных исследований температурной и концентрационной зависимостей магнитной глубины проникновения в дюрочно-легированных купратах. Отмечается, что на экспериментальной температурной зависимости обратного квадрата лондоновской глубины, полученной при оптимальном легировании, во многих купратных ВТСП имеется особенность, точка перегиба, в окрестности которой кривая $1/\lambda^2(T)$ меняет кривизну (см. рис. 2 [19]) [20–28]. Теоретическое объяснение точки перегиба обсуждалось в работах [19; 23; 25; 29; 30], но однозначность в интерпретации причины её возникновения не была достигнута. В частности, в рамках свойственной для купратов d -волновой симметрии параметра порядка "точку перегиба" описать не удалось.

В связи с выше сказанным, задача об исследовании температурной зависимости лондоновской глубины в купратах в рамках концепции спинового полярона становится особенно актуальной.

Полученное в главе 2 выражение для плотности тока содержит сумму трех термодинамических средних. Для нахождения этих средних решается система уравнений для функций Грина и находится спин-поляронный

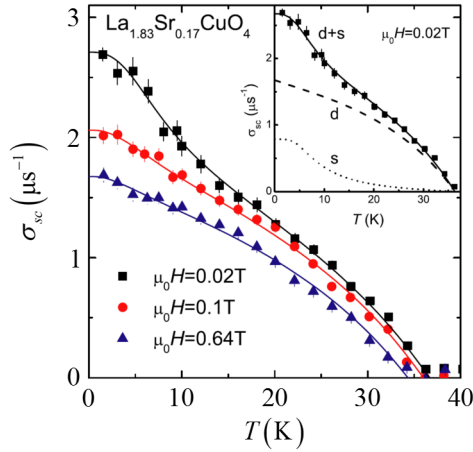


Рис. 2 — Точка перегиба в температурной зависимости $\sigma_{sc} \propto \lambda_{ab}^{-2}$ на монокристалле $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ [19]. Наличие точки перегиба на температурных кривых предположительно объясняется в рамках двух щелевой модели. На вставке отдельно приводятся вклады от s - и d -волн, сумма которых указывает на соответствие между моделью и экспериментальными данными.

спектр в нормальной фазе (см. рис. 3). Выводится выражение для спектра спиновых поляронов в сверхпроводящей фазе с учетом магнитного поля и анализируется уравнение на d -волной сверхпроводящий параметр порядка. Затем вычисляются выражение для сверхтока и самосогласованные уравнения на параметр порядка и химический потенциал. Приводятся и обсуждаются результаты численных расчетов температурной зависимости лондоновской глубины проникновения в ансамбле спин-поляронных квазичастиц. В частности, на основе численного анализа отмечается, что почти весь вклад в сверхпроводящий ток обусловлен только одним, третьим слагаемым в выражении для $\vec{j}$ (7), которое пропорционально константе спин-фермионной связи J . Это означает, что сопоставление теоретических и экспериментальных значений $\lambda^{-2}(T=0)$ позволяет количественно оценивать параметр J .

Другим важным результатом стало то, что самосогласованные численные расчеты температурной зависимости обратного квадрата лондоновской глубины в ансамбле спин-поляронных квазичастиц при значениях концентрации дырок, отвечающих оптимальному легированию, показали на кривой $\lambda^{-2}(T)$ наблюдаемую экспериментально точку перегиба (см. рис. 4). В связи с этим был поставлен вопрос о причине ее появления.

Для ответа на данный вопрос были проанализированы все слагаемые, которые возникают при взятии предела $\alpha_x \rightarrow 0$ в правой части выражения (8), на основании которого производится расчет $1/\lambda^2(T)$. Этих слагаемых

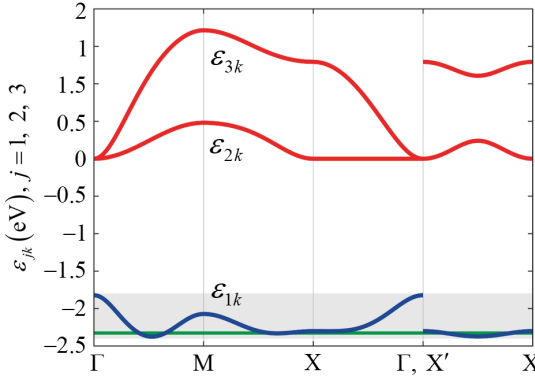


Рис. 3 — (Цветной онлайн) Спектр фермиевских возбуждений в спин-фермионной модели в нормальной фазе. Три ветви спектра ε_{jk} ($j = 1, 2, 3$) являются решениями дисперсионного уравнения. Нижняя зона соответствует спин-поляронным состояниям (синие кривые), образующимся за счет сильной спин-фермионной связи J . Верхние зоны, образованные в основном чисто дырочными состояниями, в режиме низкой плотности, когда химический потенциал (зеленая прямая) лежит в нижней спин-поляронной зоне, остаются пустыми. Особенность спин-поляронного спектра характеризуется наличием дырочного кармана в окрестности точек $(\pm\pi/2, \pm\pi/2)$ (см. середину отрезка ГМ) [31; 32]. Обозначения точек симметрии зоны Бриллюэна следующие: $\Gamma = (0, 0)$, $M = (\pi, \pi)$, $X = (0, \pi)$, $X' = (\pi, 0)$.

довольно много, однако численный анализ показал, что среди них только одно приводит к точке перегиба кривой $1/\lambda^2(T)$. Это слагаемое (выделенное из правой части (8)) имеет вид:

$$\frac{3\pi g_x e^2}{\hbar g_y g_z c^2} J^2 (\varepsilon_p - \mu^{(0)}) \frac{1}{N} \sum_k \frac{f'(E_k^{(0)}/T) \sin(k_x) \varepsilon_{2k}^{(0)} \varepsilon_{3k}^{(0)} \cdot v_{k,x}^{s-p}}{\left[(E_k^{(0)})^2 - (\varepsilon_{2k}^{(0)})^2\right] \left[(E_k^{(0)})^2 - (\varepsilon_{3k}^{(0)})^2\right]}, \quad (9)$$

где штрих у функции распределения Ферми-Дирака означает производную этой функции по $E_k^{(0)}$, $\varepsilon_{jk}^{(0)}$ ($j=1, 2, 3$) — ветви спектра в нормальной фазе (см. рис. 3), а верхний индекс $^{(0)}$ означает, что соответствующая функция берется при $\alpha_x = 0$, $v_{k,x}^{s-p}$ — проекция скорости спин-поляронных квазичастиц вдоль оси x :

$$v_{k,x}^{s-p} = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{d\varepsilon_{1k}^{(0)}}{dk_x}. \quad (10)$$

Из структуры выражения (9) видно, что причина возникновения точки перегиба в температурной зависимости $1/\lambda^2$ обусловлена особенностью спектра спин-поляронных квазичастиц, связанной с наличием в

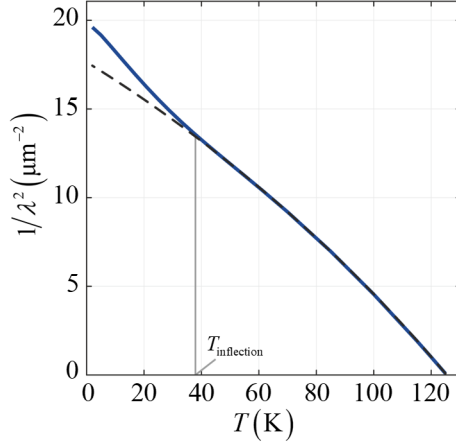


Рис. 4 — (Цветной онлайн) Точка перегиба в температурной зависимости обратного квадрата лондоновской глубины в рамках спин-поляронного подхода при $x = 0.17$. Штриховая линия при $T < T_{\text{inflection}}$ — экстраполяция функции $\lambda^{-2}(T)$ с правой стороны от точки перегиба $T_{\text{inflection}}$. Слева от $T_{\text{inflection}}$ кривая выгнута вниз, а справа — вверх. Величина $T_{\text{inflection}}$ составляет примерно одну треть от T_c , как и в экспериментах. Параметр спин-фермионной связи выбран равным $J = 1.76$ эВ с тем условием, чтобы значение λ^{-2} при $T = 0$ соответствовало экспериментальным данным для $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ [19; 25; 33]. Остальные параметры (в эВ): $\tau = 0.225$, $I = 0.118$, $t_{pp} = 0.12$.

каждом квадранте зоны Бриллюэна двух областей вблизи точек пересечения поверхности Ферми (дырочного кармана) с нодальной линией. Эти две области показаны красным и синим цветом на левом рисунке 6. Важным обстоятельством для объяснения точки перегиба является то, что фермиевские скорости в этих двух областях имеют противоположный знак, что приводит к противоположным по знаку вкладам от них в интеграл в выражении (9). Вклад в этот интеграл от каждой такой области (увеличивающейся по площади при возрастании температуры) представлен на правом рисунке 6 красной и синей линиями. Вклад от синей области (расположенной ближе к Γ -точке зоны Бриллюэна) — отрицательный, а его температурная зависимость имеет вогнутый вниз вид. Вклад от красной области (расположенной дальше от Γ -точки), напротив, — положительный, а его температурная зависимость выгнута вверх. В результате конкуренции вкладов от этих двух областей в интеграл (9) и возникает точка перегиба на итоговой зависимости $1/\lambda^2(T)$, представленной на рисунке 4.

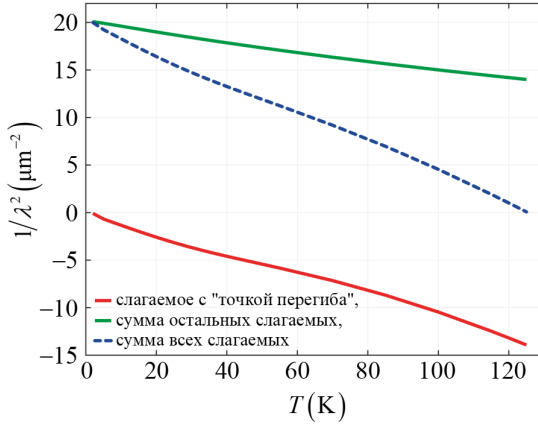


Рис. 5 — (Цветной онлайн) Вклад слагаемого (9), определяющего точку перегиба, в температурную зависимость обратного квадрата лондоновской глубины. Красная кривая с точкой перегиба около 40 К демонстрирует температурную зависимость слагаемого (9), выделенного из правой части выражения (8). Зеленая кривая отражает сумму остальных слагаемых в правой части (8). Сложение красной и зеленой кривой (штриховая синяя кривая) повторяет кривую рисунка 4.

Таким образом в диссертации дано объяснение причины возникновения точки перегиба на температурной зависимости обратного квадрата лондоновской глубины в рамках спин-поляронного подхода. Последнее обстоятельство следует рассматривать как еще одно подтверждение применимости концепции спинового полярона для описания свойств купратов в сверхпроводящей фазе и, в частности, того, что куперовское спаривание в этих ВТСП происходит в подсистеме спин-полянных квазичастиц.

Отмеченная в главе 3 проблема превышения теоретических данных T -зависимости $1/\lambda^2$ по критической температуре T_c над экспериментальными (см. рис. 2 и 4) не может быть решена за счет уменьшения параметра обменного интеграла I , который в спин-поляронном подходе играет роль константы связи и может изменять T_c . Его значение $I \cong 0.12$ эВ для соединения LSCO является установленным с хорошей точностью [34] и не может быть изменено. В заключительной четвертой главе показано, что данная проблема может быть решена, если принять во внимание кулоновское взаимодействие между легированными дырками в кислородной подсистеме. При этом, однако, возникает важный вопрос, связанный с возможными качественными изменениями температурной зависимости лондоновской глубины, которые может вызвать учет кулоновского взаимодействия.

Четвертая глава диссертации посвящена исследованию модификации температурной зависимости лондоновской глубины при учете

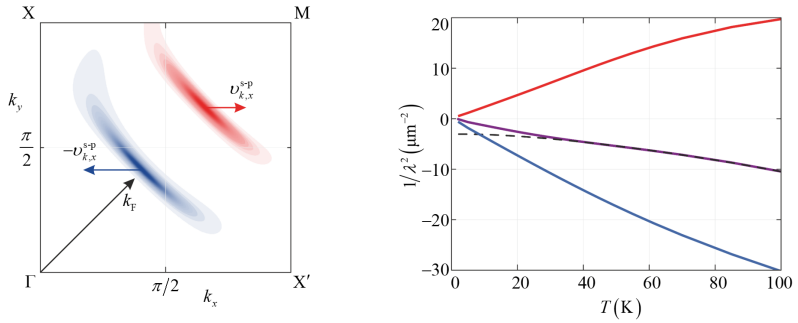


Рис. 6 — (Цветной онлайн) Причина возникновения точки перегиба в температурной зависимости лондоновской глубины, рассчитанной в рамках спин-поляронной концепции. Рисунок слева — две окрестности точек пересечения линии нулей параметра порядка и поверхности Ферми в первом квадранте зоны Бриллюэна при $x = 0.17$ и $T = 50$ К. Рисунок справа — вклады в температурную зависимость выражения (9) от двух областей зоны Бриллюэна, обозначенных на рисунке слева красным и синим цветом.

Параметры модели как на рисунке 4.

На рисунке слева нодальной линией является диагональ ГМ, пересекающая поверхность Ферми спин-поляронных квазичастиц в двух точках, окрестности которых показаны синим и красным цветом. Проекция скоростей на горизонтальную ось для квазичастиц из красной области противоположны по знаку соответствующим проекциям скоростей для квазичастиц из синей области. Обозначения точек симметрии зоны Бриллюэна такие же, как и на рисунке 3. На рисунке справа показана температурная зависимость вкладов в выражение (9) от двух областей в зоне Бриллюэна, обозначенных на рисунке слева красным и синим цветом. Конкуренция двух этих вкладов и приводит к появлению "точки перегиба" на температурной зависимости $\lambda^{-2}(T)$, представленной на рисунке 4.

кулоновского взаимодействия в рамках спин-поляронного подхода к изучению высокотемпературной сверхпроводимости купратов. Расчет плотности сверхпроводящего тока, как и в третьей главе, производится в рамках спин-поляронного подхода, следуя методике, подробно описанной в главе 2.

Во введении данной главы обсуждается проблема учета кулоновского взаимодействия в различных популярных для купратов моделях, после чего формулируется решаемая проблема. Затем в СФМ вводятся дополнительные операторы взаимодействия, учитывающие одноузельное хаббардовское отталкивание (U_p) двух дырок на одном ионе кислорода, а также межузельное кулоновское взаимодействие дырок между ближайшими (V_1) и следующими (V_2) за ближайшими ионами кислорода. Далее, следуя работам [35—37], выводится система уравнений для компонент

d -волнового параметра порядка. Отличие от цитированных работ состоит в том, что в данном случае вычисления проводятся при учете поля векторного потенциала.

При вычислении функций Грина, необходимых для расчета термодинамических средних, входящих в выражение для сверхпроводящей плотности тока (7), получено общее аналитическое выражение для спин-поляронного спектра E_k в сверхпроводящей фазе с учетом векторного потенциала, которое не ограничено условием d -симметрии параметра порядка:

$$E_k = \delta\varepsilon_{1k} + \sqrt{\varepsilon_{1k}^2 + |\Delta_k|^2}, \quad (11)$$

Существенно, что функцию щели $|\Delta_k|^2$ в спектре E_k удалось представить в виде суммы квадратов модулей всех возможных амплитуд сверхпроводящего параметра порядка (функция щели берется при $\alpha_x = 0$):

$$|\Delta_k|^2 = |D_{14}(k)|^2 + |D_{15}(k)|^2 + |D_{24}(k)|^2 + |D_{25}(k)|^2 + \frac{|D_{36}(k)|^2}{K_k^2}, \quad (12)$$

а зависимость от поля векторного потенциала выделилась в качестве аддитивной линейной поправки $\delta\varepsilon_{1k}$.

Примечательно, что, несмотря на трехзонный характер системы, спектр фермиевских спин-поляронных возбуждений в сверхпроводящей фазе выражается только через ε_{1k} — спектр нормальной фазы той же спин-поляронной зоны. Верхние ветви спектра нормальной фазы, ε_{2k} и ε_{3k} (см. рис. 3), в уравнение (11) не вошли.

Далее, в главе 4 приводится система алгебраических уравнений для амплитуд сверхпроводящего параметра порядка, а также уравнения для самосогласованного вычисления функции $\lambda^{-2}(T)$ и фазовой T_c - x -диаграммы купратов. Анализируется влияние каждого из учитываемых кулоновских взаимодействий на зависимость $\lambda^{-2}(T)$. В частности, численные расчеты показали, что учет кулоновского взаимодействия приводит, как и ожидалось [35; 36], к значительному снижению критической температуры сверхпроводимости. Это обстоятельство позволило достичь хорошего согласования теоретических и экспериментальных данных для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [19; 20; 22; 25; 33; 40; 41] в широком диапазоне легирования: $0.15 \leq x \leq 0.22$ (см. рис. 7).

В тоже время в области слабого ($x = 0.10$) и сильного ($x = 0.24$) легирования на рисунке 7 заметно некоторое расхождение экспериментальных и теоретических кривых как по их форме, так и по граничным значениям $\lambda^{-2}(0)$ и T_c . Причина расхождения кривых $\lambda^{-2}(T)$ при $x = 0.10$, по всей видимости, связана с тем, что в развиваемом здесь подходе не принимается во внимание псевдощелевое поведение, наблюдаемое для купратов в режиме слабого легирования. Псевдощель возникает вследствие сильных

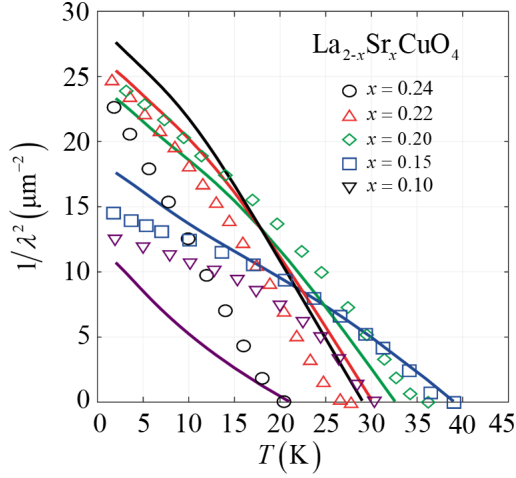


Рис. 7 — (Цветной онлайн) Теоретические и экспериментальные (для LSCO) температурные зависимости обратного квадрата лондоновской глубины при пяти уровнях легирования. Сплошные кривые рассчитывались теоретически в рамках спин-поляронной концепции со следующими параметрами модели (в эВ): $\tau = 0.225$, $J = 1.76$, $I = 0.118$, $t_{pp} = 0.12$, $U_p = 3.3$ и $V_2 = 0.1$ (межузельное кулоновское взаимодействие V_1 выпадает из решения уравнения на параметр порядка [38; 39]). Символьные кривые отвечают экспериментальным данным для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ из работы [20]. Соответствие одному и тому же уровню легирования для сплошных и символьных кривых обозначается цветом.

спин-зарядовых флуктуаций, которые значительно изменяют спектральную интенсивность на контуре Ферми. Данная же теория является теорией среднего поля, и поэтому не учитывает спин-зарядовые флуктуации и, следовательно, не описывает псевдощелевое поведение. Поскольку, однако, псевдощель почти полностью подавлена при уровне легирования $x \gtrsim 0.15$, то полученные в диссертации результаты не должны измениться. Что касается режима сильного легирования, $x = 0.24$, то несоответствие экспериментальных и теоретических кривых по температуре T_c обусловлено недостаточностью приближения низкой плотности (см. обсуждение рис. 8).

Таким образом, учет кулоновского отталкивания в подсистеме кислородных дырок в рамках концепции спинового полярона позволяет достаточно хорошо описать как граничные значения экспериментальных зависимостей $\lambda^{-2}(T)$, так и качественно повторяет особенности температурного поведения лондоновской глубины, а именно выпуклый характер кривых и точку перегиба при $T \approx 12$ К для $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ [19; 22; 25; 33; 41].

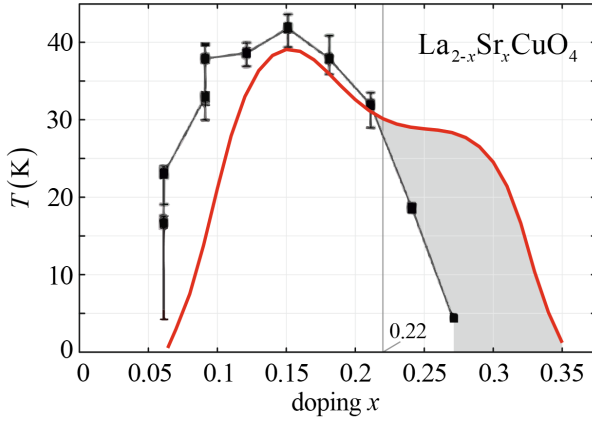


Рис. 8 — (Цветной онлайн) Теоретическая и экспериментальная фазовые T_c - x -диаграммы купратных высокотемпературных сверхпроводников. Черные прямоугольники соответствуют экспериментальным данным для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ из работы [41]. Сплошная красная линия, ограничивающая сверхпроводящую область, получена в рамках концепции спинового полярона в данной работе при параметрах модели как на рисунке 7. Согласие рассчитанного купола с экспериментальным наблюдается до значения $x = 0.22$. В области $x > 0.22$ приближение низкой плотности недостаточно.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Для упрощения процедуры вычисления лондоновской глубины в ансамбле спиновых поляронов, описываемых в рамках спин-фермионной модели купратов, предложено модифицировать традиционный метод расчета сверхпроводящей плотности тока. Модификация состоит в том, чтобы после подстановки Пайерлса вместо трудоемких вычислений функции отклика в линейном по векторному потенциалу $\vec{A}$ приближении (с одновременным выделением парамагнитной и диамагнитной частей тока), вычислять непосредственно саму плотность тока $\vec{j}$. Это приводит к относительно простому выражению для $\vec{j}$, в котором учет векторного потенциала отражается в виде сдвигки квазиимпульса: $\hbar\vec{k} \rightarrow \hbar\vec{k} - (e/c)\vec{A}$. Выделение же линейной по полю поправки к $\vec{j}$ осуществляется численно непосредственно в процессе вычисления лондоновской длины λ .
2. На основе численного анализа установлено, что почти весь вклад в сверхпроводящую плотность тока обусловлен только одним слагаемым в выражении для $\vec{j}$, которое пропорционально константе

- спин-фермионной связи J . Это означает, что сопоставление теоретических и экспериментальных значений λ^{-2} при $T = 0$ позволяет количественно оценивать параметр J .
3. Самосогласованные численные расчеты температурной зависимости обратного квадрата лондоновской глубины в ансамбле спин-поляронных квазичастиц показали, что при значениях концентрации дырок, отвечающих оптимальному легированию, на кривой $\lambda^{-2}(T)$ возникает точка перегиба. Показано, что причина появления точки перегиба обусловлена особенностями спектра спин-поляронных квазичастиц, приводящих к тому, что в зоне Бриллюэна возникают два типа областей (отвечающих двум точкам пересечения дырочных карманов с нодальной линией), вклад от которых в интеграл, определяющий значение λ^{-2} , противоположен по знаку. Конкуренция этих вкладов и является причиной "точки перегиба" в зависимости $\lambda^{-2}(T)$.
 4. Аналитически показано, что функция $|\Delta_k|^2$, описывающая щель боголюбовских возбуждений в ансамбле спин-поляронных квазичастиц, выражается в виде суммы квадратов модулей амплитуд, определяющих вклад в куперовское спаривание от каждой пары базисных операторов.
 5. Продemonстрировано, что влияние кулоновского взаимодействия на температурную зависимость обратного квадрата лондоновской глубины в спин-поляронном подходе не приводит к качественному изменению кривой $1/\lambda^2(T)$, а проявляется лишь в уменьшении критической температуры сверхпроводимости до экспериментально наблюдаемых значений. Точка перегиба в зависимости $1/\lambda^2(T)$ остается.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Komarov, K. K.* Effect of Coulomb repulsion on the London penetration depth in cuprate superconductors [Текст] / K. K. Komarov, D. M. Dzebisashvili // Physica Scripta. — 2020. — Vol. 95, no. 6. — P. 065806. — (BAK, Scopus, WoS).
- A2. Strong spin-charge coupling and its manifestation in the quasiparticle structure, Cooper instability, and electromagnetic properties of cuprates [Текст] / V. V. Val'kov [et al.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2019. — Vol. 128, no. 6. — P. 885–898. — (BAK, Scopus, WoS).
- A3. *Dzebisashvili, D. M.* London penetration depth in the ensemble of spin polarons of cuprate superconductors [Текст] / D. M. Dzebisashvili,

Список литературы

1. *Emery, V. J.* Theory of high- T_c superconductivity in oxides [Текст] / V. J. Emery // Physical Review Letters. — 1987. — Vol. 58, no. 26. — P. 2794.
2. *Gaididei, Y. B.* On a theory of the electronic spectrum and magnetic properties of high- T_c superconductors [Текст] / Y. B. Gaididei, V. M. Loktev // Physica Status Solidi (b). — 1988. — Vol. 147, no. 1. — P. 307–319.
3. *Emery, V. J.* Mechanism for high-temperature superconductivity [Текст] / V. J. Emery, G. Reiter // Physical Review B. — 1988. — Vol. 38, no. 7. — P. 4547.
4. *Barabanov, A. F.* Elementary excitations in CuO_2 planes [Текст] / A. F. Barabanov, L. A. Maksimov, G. V. Uimin // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. — 1988. — Vol. 47, no. 10. — P. 622–625.
5. *Zaanen, J.* Canonical perturbation theory and the two-band model for high- T_c superconductors [Текст] / J. Zaanen, A. M. Oleš // Physical Review B. — 1988. — Vol. 37, no. 16. — P. 9423.
6. On the origin of the saddle in the spectrum of holes in a CuO_2 plane [Текст] / A. F. Barabanov [et al.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1996. — Vol. 83. — P. 819–828.
7. *Barabanov, A. F.* Theory of the spin-polaron for 2D antiferromagnets [Текст] / A. F. Barabanov, L. A. Maksimov, A. V. Mikheyenkov // AIP Conference Proceedings. Vol. 527. — American Institute of Physics, 2000. — P. 1–117.
8. Evolution of the Fermi surface of cuprates on the basis of the spin-polaron approach [Текст] / A. F. Barabanov [et al.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2001. — Vol. 92, no. 4. — P. 677–695.
9. *Chu, C. W.* Hole-doped cuprate high temperature superconductors [Текст] / C. W. Chu, L. Z. Deng, B. Lv // Physica C: Superconductivity and its Applications. — 2015. — Vol. 514. — P. 290–313.
10. *Peierls, R.* On the theory of the diamagnetism of conduction electrons [Текст] / R. Peierls //. Vol. 80. — 1933. — P. 763.
11. *Landau, L. D.* Course of theoretical physics: Volume 9: Statistical physics. Part 2: Theory of condensed state [Текст] / L. D. Landau, E. M. Lifšic. — Pergamon Press, 1981.

12. *Schrieffer, J. R.* Theory of superconductivity [Текст] / J. R. Schrieffer. — CRC Press, 2018.
13. *Tinkham, M.* Introduction to superconductivity [Текст] / M. Tinkham. — Courier Corporation, 2004.
14. *Eremin, M. V.* London penetration depth in the tight binding approximation: orthorhombic distortion and oxygen isotope effects in cuprates [Текст] / M. V. Eremin, I. A. Larionov, I. E. Lyubin // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2010. — Vol. 22, no. 18. — P. 185704.
15. *Huang, Z.* Magnetic-field-induced reduction of the low-temperature superfluid density in cuprate superconductors [Текст] / Z. Huang, H. Zhao, S. Feng // Physical Review B. — 2011. — Vol. 83, no. 14. — P. 144524.
16. *Barabanov, A. F.* Spectral function of small spin polaron in two-dimensional spherically symmetric antiferromagnetic state [Текст] / A. F. Barabanov, R. O. Kuzian, L. A. Maksimov // Physical Review B. — 1997. — Vol. 55, no. 7. — P. 4015.
17. *Lau, B.* High-spin polaron in lightly doped CuO₂ planes [Текст] / B. Lau, M. Berciu, G. A. Sawatzky // Physical Review Letters. — 2011. — Vol. 106, no. 3. — P. 036401.
18. *Landau, L. D.* Course of theoretical physics. Volume 3: Quantum mechanics. Nonrelativistic theory [Текст] / L. D. Landau, E. M. Lifšic. — 1976.
19. Experimental evidence for two gaps in the high-temperature La_{1.83}Sr_{0.17}CuO₄ superconductor [Текст] / R. Khasanov [et al.] // Physical Review Letters. — 2007. — Vol. 98, no. 5. — P. 057007.
20. Effects of carrier concentration on the superfluid density of high- T_c cuprates [Текст] / C. Panagopoulos [et al.] // Physical Review B. — 1999. — Vol. 60, no. 21. — P. 14617.
21. Field induced reduction of the low-temperature superfluid density in YBa₂Cu₃O_{6.95} [Текст] / J. E. Sonier [et al.] // Physical Review Letters. — 1999. — Vol. 83, no. 20. — P. 4156.
22. Muon spin relaxation studies of magnetic-field-induced effects in high- T_c superconductors [Текст] / A. T. Savici [et al.] // Physical Review Letters. — 2005. — Vol. 95, no. 15. — P. 157001.
23. Multiple gap symmetries for the order parameter of cuprate superconductors from penetration depth measurements [Текст] / R. Khasanov [et al.] // Physical Review Letters. — 2007. — Vol. 99, no. 23. — P. 237601.

24. *s*-Wave symmetry along the *c*-Axis and *s*+*d* in-plane superconductivity in bulk $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ [Tekcr] / R. Khasanov [et al.] // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. — 2008. — Vol. 21, no. 2. — P. 81–85.
25. Mixed state of $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ studied by means of muon-spin rotation and magnetization experiments in a low magnetic field [Tekcr] / B. M. Wojek [et al.] // Physical Review B. — 2011. — Vol. 84, no. 14. — P. 144521.
26. Effect of hole doping on the London penetration depth in $\text{Bi}_{2.15}\text{Sr}_{1.85}\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ and $\text{Bi}_{2.1}\text{Sr}_{1.9}\text{Ca}_{0.85}\text{Y}_{0.15}\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [Tekcr] / W. Anukool [et al.] // Physical Review B. — 2009. — Vol. 80, no. 2. — P. 024516.
27. Cooperative coupling of static magnetism and bulk superconductivity in the stripe phase of $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$: Pressure- and doping-dependent studies [Tekcr] / Z. Guguchia [et al.] // Physical Review B. — 2016. — Vol. 94, no. 21. — P. 214511.
28. *Sonier, J. E.* μSR studies of cuprate superconductors [Tekcr] / J. E. Sonier // Journal of the Physical Society of Japan. — 2016. — Vol. 85, no. 9. — P. 091005.
29. Possible secondary component of the order parameter observed in London penetration depth measurements [Tekcr] / A. Valli [et al.] // Physical Review B. — 2010. — Vol. 82, no. 13. — P. 132504.
30. *Harshman, D. R.* Concerning the superconducting gap symmetry in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, and $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ determined from muon spin rotation in mixed states of crystals and powders [Tekcr] / D. R. Harshman, A. T. Fiory // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2011. — Vol. 23, no. 31. — P. 315702.
31. Key features of the hole spectrum in three-band Hubbard model for High- T_c superconductors [Tekcr] / A. Barabanov [et al.] // Physica C: Superconductivity. — 1995. — Vol. 252, no. 3/4. — P. 308–312.
32. *Dzebisashvili, D. M.* Fermi surface evolution in the ensemble of spin-polarized quasiparticles in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [Tekcr] / D. M. Dzebisashvili, V. V. Val'kov, A. F. Barabanov // Journal of Experimental and Theoretical Physics letters. — 2014. — Vol. 98, no. 9. — P. 528–533.
33. Anomalously sharp superconducting transitions in overdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ films [Tekcr] / T. R. Lemberger [et al.] // Physical Review B. — 2010. — Vol. 82, no. 21. — P. 214513.
34. Two-dimensional antiferromagnetic quantum spin-fluid state in La_2CuO_4 [Tekcr] / G. Shirane [et al.] // Physical Review Letters. — 1987. — Vol. 59, no. 14. — P. 1613.

35. Stability of the d -wave pairing with respect to the intersite Coulomb repulsion in cuprate superconductors [Текст] / V. V. Val'kov [et al.] // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2017. — Vol. 440. — P. 123–126.
36. Stability of the superconducting d -wave pairing toward the intersite Coulomb repulsion in CuO_2 plane [Текст] / V. V. Val'kov [et al.] // Journal of Low Temperature Physics. — 2018. — Vol. 191, no. 5/6. — P. 408–425.
37. Coulomb repulsion of holes and competition between $d_{x^2-y^2}$ -wave and s -wave parings in cuprate superconductors [Текст] / V. V. Val'kov [et al.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2017. — Vol. 125, no. 5. — P. 810–821.
38. *Izyumov, Y. A.* Spin-fluctuation mechanism of high- T_c superconductivity and order-parameter symmetry [Текст] / Y. A. Izyumov // Physics-Uspekhi. — 1999. — Vol. 42, no. 3. — P. 215.
39. *Val'kov, V. V.* Origin of the spin polaron quasiparticles and their Cooper instability in high- T_c superconductors [Текст] / V. V. Val'kov, D. M. Dzebisashvili, A. F. Barabanov // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. — 2016. — Vol. 29, no. 4. — P. 1049–1055.
40. Magnetic penetration depth in superconducting $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ films [Текст] / K. M. Paget [et al.] // Physical Review B. — 1999. — Vol. 59, no. 1. — P. 641.
41. Superconductor-to-metal quantum phase transition in overdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [Текст] / T. R. Lemberger [et al.] // Physical Review B. — 2011. — Vol. 83, no. 14. — P. 140507.

Комаров Константин Константинович

ЛОНДОНОВСКАЯ ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ
В АНСАМБЛЕ СПИН-ПОЛЯРОННЫХ
КВАЗИЧАСТИЦ В КУПРАТНЫХ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ
СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Подписано в печать _____._____._____. Заказ № 11
Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1.4. Тираж 70 экз.
Типография Института физики им. Л. В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук —
Обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Россия, г. Красноярск, Академгородок 50, стр. 38