

На правах рукописи

Гильмутдинов Виталий Фаатович

**МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ И  
СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В КВАЗИДВУМЕРНЫХ  
СТРУКТУРАХ И ИХ ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ**

01.04.07 — Физика конденсированного состояния

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Ижевск – 2019

Работа выполнена в отделе Теоретической физики Физико-технического института ФГБУН Удмуртского федерального исследовательского центра УрО РАН, г. Ижевск

Научный руководитель: Аржников Анатолий Константинович  
доктор физико-математических наук,  
главный научный сотрудник  
ФГБУН УдмФИЦ УрО РАН, г. Ижевск.

Официальные оппоненты: Журавлёв Михаил Евгеньевич,  
доктор физико-математических наук,  
профессор кафедры проблем  
конвергенции естественных и  
гуманитарных наук факультета  
свободных наук и искусств  
ФГБОУ ВО «СПбГУ», г. Санкт-Петербург.

Загребин Михаил Александрович,  
кандидат физико-математических наук,  
доцент кафедры физики  
радиофизики и электроники  
ФГБОУ ВО «ЧелГУ», г. Челябинск.

Ведущая организация: ФГБОУ ВО «МГУ им. М.В. Ломоносова»,  
Физический Факультет, г. Москва.

Защита состоится 4 октября 2019 г. в 14 часов на заседании диссертационного совета Д 212.296.03 при Челябинском государственном университете (ЧелГУ) по адресу 454001, г. Челябинск, ул. Братьев Кашириных, 129.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Челябинского государственного университета и на сайте <https://www.csu.ru/>.

Автореферат разослан «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 г.

Учёный секретарь  
диссертационного совета  
д.ф.-м.н., проф.

Беленков Е.А.

## Общая характеристика работы

**Актуальность работы.** Явление высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) было открыто более 30 лет назад в слоистых купратах [1], однако изучение соединений и сплавов на основе  $3d$ -металлов, проявляющих высокие критические температуры перехода в сверхпроводящее состояние, является актуальным и по сей день. Интерес к этим структурам обусловлен не только широкими перспективами их практического применения в науке и технике, но и чрезвычайным многообразием явлений, наблюдаемых в них и имеющих важное значение с точки зрения фундаментальных проблем современной физики конденсированного состояния. Одним из общих свойств высокотемпературных сверхпроводников является существенное взаимное влияние магнитного и сверхпроводящего состояний.

С середины 60-х годов прошлого столетия и на протяжении долгого времени существовала точка зрения, что магнетизм подавляет сверхпроводимость. Это подтверждалось как экспериментами на известных к тому времени сверхпроводниках, так и теорией. Однако, с открытием в 1986 году явления высокотемпературной сверхпроводимости в купратах стало понятно, что магнетизм в этих соединениях играет важную роль в формировании сверхпроводящего порядка. Экспериментальные и теоретические данные последних лет указывают на то, что куперовские пары в купратах формируются за счёт спиновых флуктуаций, которые обуславливают высокие значения температуры перехода в сверхпроводящее состояние [2]. Аналогия в свойствах соединений позволила предположить тот же механизм формирования высокотемпературной сверхпроводимости для открытых позднее сверхпроводников на основе пниктидов и халькогенидов железа, что является предметом актуальных исследований [3]. ВТСП на основе железа и оксидов меди имеют похожие фазовые диаграммы в координатах температура-допирование ( $T, x$ ). У тех и у других при допировании область магнитного упорядочения (коллинеарного и неколлинеарного, соизмеримого и несоизмеримого) сменяется областью сверхпроводимости, причём зависимость температуры сверхпроводящего перехода от концентрации допанта в последнем случае имеет куполообразную форму с максимумом в точке оптимального допирования. Наибольший интерес представляет интервал допирования, где области магнитного и сверхпроводящего порядков перекрываются или находятся в непосредственной близости друг от друга.

Важным вопросом, касающимся явления ВТСП, является симметрия

сверхпроводящего параметра порядка. Несмотря на то, что за последние десятилетия было проведено значительное количество исследований свойств квазидвумерных сверхпроводников, до сих пор остаётся спорным вопрос, какая именно симметрия соответствует сверхпроводникам на основе оксидов меди, а какая — пниктидам железа. Экспериментальные данные, имеющиеся в литературе, являются противоречивыми: одни свидетельствуют в пользу  $s$ -симметрии, другие —  $d_{x^2-y^2}$ -симметрии. Кроме того, существует ряд теоретических работ, в которых показана возможность формирования состояний с промежуточной (смешанной) симметрией параметра порядка (например,  $s + id_{x^2-y^2}$ ,  $d_{xy} + id_{x^2-y^2}$ ,  $p_x + ip_y$ ).

Несмотря на то, что за последние десятилетия были достигнуты значительные успехи в изучении магнитных и проводящих свойств ВТСП материалов, до сих пор остаются спорными многие вопросы, касающиеся механизма сверхпроводимости квазидвумерных структур. Теоретическое описание свойств ВТСП соединений и условий формирования в них магнитного и сверхпроводящего состояний с различным типом симметрии параметра порядка, а также их конкуренции является важной и актуальной задачей.

**Степень разработанности темы исследования.** К настоящему времени и в купратах, и в железосодержащих сверхпроводниках экспериментально обнаружено как сосуществование сверхпроводимости и неизмеримого или несоизмеримого магнитных порядков, так и расслоение на магнитную и сверхпроводящую фазы. Для теоретического описания конкуренции магнетизма и сверхпроводимости квазидвумерных структур широко используются как микроскопический (гамильтонианы Бардина–Купера–Шриффера, Хаббарда [4],  $t - J$  модель [5]), так и феноменологический (теория Гинзбурга-Ландау [6]) подходы. Наиболее близкими к описанию электронных систем реальных объектов являются приближение локальной плотности и теория динамического среднего поля (LDA+DMFT), см., например [7], и приближение локальной плотности и обобщенная модель сильной связи (LDA+GTB) [8].

**Целью диссертационной работы** являлось теоретическое изучение условий формирования сверхпроводящих состояний с различной симметрией параметра порядка и их конкуренции с ферро-, антиферромагнитным и спиральным спиновым упорядочениями в квазидвумерных структурах. В соответствии с целью работы были поставлены следующие задачи:

1. Изучить условия формирования сверхпроводящих состояний с  $s$ -

$d$ - и промежуточной  $s + id$ -симметриями параметра порядка в основном состоянии и при конечных температурах с помощью микроскопической модели, учитывающей притяжение электронов, находящихся на соседних узлах.

2. Проанализировать взаимосвязь между особенностями Ван Хова плотности электронных состояний, амплитудой сверхпроводящей щели и температурой сверхпроводящего перехода.
3. Исследовать условия формирования скошенного спирального магнитного упорядочения в трёхмерной анизотропной модели Хаббарда при параметрах, характерных для соединения  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ .
4. Рассмотреть возможность макроскопического фазового расслоения и микроскопического сосуществования спиральных магнитных состояний с различными волновыми векторами и сверхпроводимости с различными типами симметрии параметра порядка в двумерной расширенной модели Хаббарда.
5. Провести анализ поведения амплитуд магнитного и сверхпроводящего параметров порядка в двумерной расширенной модели Хаббарда с учётом притяжения электронов, находящихся на соседних узлах.

**Научная новизна результатов**, полученных в диссертационной работе:

1. Впервые построены фазовые диаграммы сверхпроводящих состояний двумерной однозонной модели с притяжением электронов, находящихся на соседних узлах, которая учитывает не только состояния с чистой  $s$ - или  $d$ -симметрией сверхпроводящего параметра порядка, но и возможность формирования промежуточного между ними состояния  $s + id$ , в котором соотношение  $s$ - и  $d$ -состояний не является постоянным, а зависит от параметров модели.
2. В трёхмерной анизотропной модели Хаббарда предложен альтернативный Дзялошинскому–Мория подход в описании формирования скошенного спирального магнитного упорядочения.
3. Впервые построены фазовые диаграммы магнитных и сверхпроводящих состояний двумерной расширенной модели Хаббарда, в которой рассматривается конкуренция состояний с различной симмет-

рией сверхпроводящего параметра порядка и спирального магнитного упорядочения с различным волновым вектором спирали с учётом фазового расслоения и сосуществования обоих порядков.

**Теоретическая и практическая значимость работы** состоит в получении и анализе новых результатов исследований, которые касаются конкуренции магнетизма и сверхпроводимости квазидвумерных структур. Полученные результаты являются значимыми как для развития теоретического описания фундаментальных свойств высокотемпературных сверхпроводников и наблюдаемых в них явлений, так и возможного их применения на практике. Полученные в работе результаты расширяют представление о симметрии сверхпроводящей цели высокотемпературных сверхпроводников, их магнитных состояниях и взаимном влиянии магнитного и сверхпроводящего состояний.

**Методология и методы исследования.** В настоящей диссертационной работе для исследования условий формирования и взаимного влияния сверхпроводимости и магнетизма в квазидвумерных слоистых структурах используются три микроскопические однозонные двумерные модели. Одна из них включает в себя кинетическую энергию свободных электронов и притяжение  $V_0$  между электронами, находящимися на соседних узлах. Учёт такого притягивающего взаимодействия позволяет описывать формирование сверхпроводящих состояний с  $s$ -,  $d$ - и  $s + id$ -симметриями сверхпроводящего параметра порядка. Другая — модель Хаббарда, традиционно используется для описания сверхпроводимости и магнетизма соединений  $3d$ -металлов. Учёт кулоновского отталкивания электронов (хаббардовский параметр  $U$ ), находящихся на одном узле, позволяет рассматривать спиральные магнитные состояния. Наконец, совместный учёт обоих потенциалов  $U$  и  $V_0$  в расширенном гамильтониане Хаббарда делает возможным описание и анализ характера конкуренции между магнитными и сверхпроводящими состояниями. Приближение среднего поля является основным, используемым в работе. Анализ имеющихся в литературе данных позволяет сделать вывод, что этого приближения оказывается достаточно для качественного описания магнитных и сверхпроводящих фаз, реально наблюдаемых в высокотемпературных сверхпроводниках.

**Положения и результаты, выносимые на защиту диссертационной работы:**

1. Фазовые диаграммы сверхпроводящих состояний в двумерной модели с притяжением электронов, находящихся на соседних узлах, учи-

тывающие как чистые  $s$ - и  $d$ -, так и промежуточное  $s + id$ -состояния сверхпроводника в широком диапазоне параметров при нулевой и конечных температурах.

2. Максимальные значения амплитуды сверхпроводящего параметра порядка и температуры сверхпроводящего перехода достигаются вблизи допирования, соответствующего особенностям Ван Хо-ва плотности электронных состояний. Полученный результат свидетельствует о том, что оптимальное допирование зависит от положения особенности Ван Хо-ва и может определяться свойствами кристаллической решётки, а не специфическим механизмом образования куперовских пар.
3. Описание скошенной спиральной спиновой структуры, наблюдаемой экспериментально в соединении  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , возможно в трёхмерной анизотропной модели Хаббарда, не учитывающей спин-орбитального взаимодействия, которое традиционно считается ответственным за такой магнитный порядок.
4. Фазовые диаграммы магнитных и сверхпроводящих состояний в двумерной расширенной модели Хаббарда, учитывающей сверхпроводимость с различной симметрией параметра порядка и спиральные магнитные состояния с произвольным волновым вектором, а также их макроскопического фазового расслоения и микроскопического сосуществования.
5. Одновременный учёт магнитного и сверхпроводящего состояний в двумерной расширенной модели Хаббарда позволяет воспроизвести наблюдаемую экспериментально куполообразную форму зависимости температуры сверхпроводящего перехода от допирования.

**Достоверность** результатов, представленных в диссертационной работе, обеспечивается применением методов, широко апробированных при описании магнетизма и сверхпроводимости квазидвумерных соединений (приближение среднего поля, модели БКШ и Хаббарда), обоснованным выбором приближений и параметров моделей, соответствующих реальным системам, согласием полученных результатов с частично имеющимися результатами теоретических и экспериментальных исследований других авторов, в которых в том числе применялись более сложные методы и подходы.

**Апробация результатов работы.** Материалы, вошедшие в диссертационную работу, опубликованы в 18 работах, из которых 6 статей в журналах, рекомендованных ВАК, и 12 тезисов в сборниках докладов и трудов конференций. Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях и симпозиумах: XX Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых учёных ВНКСФ-20, Ижевск (2014); XV Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества «СПФКС-XV», Екатеринбург (2014); XVI Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества «СПФКС-XVI», Екатеринбург (2015); XXXVII Собрание по физике низких температур (НТ-37), Казань (2015); VI Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (EASTMAG-2016), Красноярск (2016); XVII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества «СПФКС-XVII», Екатеринбург, (2016); Moscow International Symposium on Magnetism MISM-2017, Москва (2017); XVIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества «СПФКС-XVIII», Екатеринбург (2017); International Symposium Spin Waves 2018, Санкт-Петербург (2018); XI Всероссийская школа-конференция молодых ученых «КоМУ-2018», Ижевск (2018).

**Личный вклад соискателя.** Автором лично и в соавторстве с научным руководителем получены представленные в диссертационной работе результаты. Самостоятельно проведены анализ литературных источников, численные и аналитические расчеты. Совместно с научным руководителем и старшим научным сотрудником к.ф.-м.н. Тимиргазиным М.А. осуществлены постановка задачи, выбор методов её решения, обсуждение полученных результатов и их представление в виде докладов конференций и статей в научных журналах.

**Структура и объём диссертации.** Диссертационная работа состоит из введения, обзора литературы, 3 глав, в которых представлены оригинальные результаты, заключения, списка публикаций и библиографии. Общий объём работы 115 страниц, из них 96 страниц текста, включая 20 рисунков и 3 таблицы. Библиография включает 168 наименований на 19 страницах.

## Основное содержание работы

**Во введении** обоснована актуальность выбранной темы, сформулиро-



ваны цель, задачи и научная новизна, аргументирована научная и практическая значимость диссертационной работы, а также представлены выносимые на защиту основные результаты и положения, апробация работы и личный вклад автора.

В **первой главе** представлен обзор литературы. В параграфе 1.1 приводится обзор актуальных данных теоретических и экспериментальных исследований, касающихся механизма сверхпроводимости квазидвумерных структур пниктидов железа и купратов, а также симметрии сверхпроводящего параметра порядка. В параграфе 1.2 рассматриваются имеющиеся в литературе данные по магнитной  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Параграф 1.3 посвящён вопросу взаимного влияния магнетизма и сверхпроводимости высокотемпературных сверхпроводников. Рассматриваются имеющиеся в литературе теоретические и экспериментальные исследования конкуренции магнетизма и сверхпроводимости, в том числе фазовое расслоение между ними и их сосуществование.

**Вторая глава** посвящена изучению условий формирования сверхпроводящих состояний с  $s$ -,  $d$ - и промежуточной  $s + id$ -симметрией параметра порядка в рамках двумерной однозонной модели. Гамильтониан рассматриваемой модели включает в себя кинетическую энергию переноса электронов с узла на узел и притягивающее взаимодействие электронов, находящихся на соседних узлах:

$$\mathcal{H} = \sum_{j,j',\sigma} t_{j,j'} c_{j,\sigma}^\dagger c_{j',\sigma} - \mu \sum_{j,\sigma} c_{j,\sigma}^\dagger c_{j,\sigma} - V_0 \sum_{j,j'} c_{j,\uparrow}^\dagger c_{j',\downarrow}^\dagger c_{j',\downarrow} c_{j,\uparrow}, \quad (1)$$

где  $t_{j,j'}$  — матричный элемент переноса электронов с узла  $j$  на узел  $j'$ ,  $c_{j,\sigma}^\dagger$  и  $c_{j,\sigma}$  — операторы рождения и уничтожения электронов на узле  $j$  со спином  $\sigma = (\uparrow, \downarrow)$ ,  $V_0$  — параметр, характеризующий притяжение электронов,  $\mu$  — химический потенциал. В приближении Хартри–Фока после преобразования Фурье и диагонализации Боголюбова [9] гамильтониан (1) принимает вид:

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} (\xi_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}}) + \sum_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}} (\gamma_{\mathbf{k}0}^\dagger \gamma_{\mathbf{k}0} + \gamma_{\mathbf{k}1}^\dagger \gamma_{\mathbf{k}1}) + \frac{N\Delta_0^2}{V_0}. \quad (2)$$

где  $\xi_{\mathbf{k}} = \varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu$  — энергия, приходящаяся на одну частицу, отсчитываемая от уровня Ферми,  $\varepsilon_{\mathbf{k}} = -2t(\cos k_x + \cos k_y) + 4t'$  — закон дисперсии для квадратной решётки,  $E_{\mathbf{k}} = (\xi_{\mathbf{k}}^2 + |\Delta_{\mathbf{k}}|^2)^{1/2}$  — спектр квази-частичных возбуждений,  $\gamma_{\mathbf{k}0}, \gamma_{\mathbf{k}1}$  — новые фермиевские операторы, опи-

сывающие элементарные квазичастичные возбуждения, возникающие в системе,  $N$  — число узлов в системе,  $\Delta_0$  — амплитуда сверхпроводящего параметра порядка. Параметр порядка  $\Delta_{\mathbf{k}}$  вводится следующим образом:

$$\begin{aligned}\Delta_{\mathbf{k}} &= \Delta_0[(\cos k_x + \cos k_y) \cos \pi\alpha + i(\cos k_x - \cos k_y) \sin \pi\alpha] \equiv \Delta_0 \eta_{\mathbf{k},\alpha}, \\ \Delta_0 &= \frac{V_0}{N} \sum_{\mathbf{k}} \eta_{\mathbf{k},\alpha}^* \langle c_{-\mathbf{k},\downarrow} c_{\mathbf{k},\uparrow} \rangle.\end{aligned}\tag{3}$$

Во ведённой параметризации относительные амплитуды  $s$ - и  $d$ -сверхпроводящих щелей могут быть определены как  $\Delta_0^s = \Delta_0 \cos \pi\alpha$  и  $\Delta_0^d = \Delta_0 \sin \pi\alpha$ . Из (3) видно, что  $\alpha = 0$  соответствует  $s$ -симметрии сверхпроводящего параметра порядка с  $\Delta_{\mathbf{k}}^{s-wave} = \Delta_0 (\cos k_x + \cos k_y)$ ,  $\alpha = 0,5$  —  $d$ -симметрии сверхпроводящего параметра порядка с  $\Delta_{\mathbf{k}}^{d-wave} = \Delta_0 (\cos k_x - \cos k_y)$ , а при промежуточных значениях  $\alpha$  реализуется смешанное состояние  $s + id$ . Подчеркнём, что используемое нами обозначение « $s + id$ » является условным: соотношение амплитуд  $s$ - и  $d$ -состояний не является постоянным, конкретная величина  $\alpha$  изменяется в зависимости от параметров модели.

Минимизация гамильтониана (1) по отношению к параметру смешивания  $\alpha$  позволяет построить фазовые диаграммы основного состояния модели. На первом этапе исследований был рассмотрен случай нулевой температуры. Были построены диаграммы при  $T = 0$  в переменных  $t'/t$  и  $n$  для значений  $V_0/t = 0,25, 0,5$  и  $1$ . Границы между фазами определялись на мелкой сетке параметров  $t'/t$  и  $\mu$ . На втором этапе исследований нами были проведены расчёты при конечных температурах. Результаты расчётов представлены на диаграммах для значений  $t'/t = 0,2$  и  $t'/t = 0,7$  соответственно. Данные значения интеграла переноса электронов на вторых ближайших соседей выбраны нами из следующих соображений:  $t'/t = 0,2$  соответствует высокотемпературным сверхпроводникам на основе оксидов меди [10], а  $t'/t = 0,7$  соответствует широкой области смешанной фазы  $s + id$  при  $V_0/t = 1$ , а также некоторым органическим сверхпроводникам [11]. В отличие диаграмм для  $T = 0$ , в случае конечных температур возможно появление нормального состояния. При всех рассмотренных значениях  $V_0/t$  формируются как состояния с чистыми  $s$ - или  $d$ -симметриями сверхпроводящего параметра порядка, так и промежуточное  $s + id$ -состояние. Область, которую занимает  $s + id$ -фаза, увеличивается с ростом параметра притяжения  $V_0/t$ , а также с ростом  $t'/t$  и достигает максимальной ширины в интервале  $t'/t$  от  $0,4$  до  $0,8$ . На

диаграммах отсутствуют прямые переходы из состояния с  $s$ -симметрией сверхпроводящего параметра порядка в  $d$ . В противном случае, переход между двумя фазами сопровождался бы скачкообразной сменой симметрии, и можно было бы говорить о фазовом переходе первого рода и фазовом расслоении, что невозможно между двумя сверхпроводящими фазами. Наши расчёты показывают, что переход из одной фазы в другую во всей области рассмотренных параметров модели является непрерывным через промежуточную фазу  $s + id$  с плавным изменением  $\Delta_0$  и  $\alpha$ , то есть все фазовые переходы на полученных диаграммах являются переходами второго рода. Полученные диаграммы качественно согласуются с диаграммами, построенными в работах [12, 13] в рамках приближений слабой связи и приближения случайных фаз модели Хаббарда, учитывающей спиновые флуктуации. Это говорит о том, что симметрия решения, по-видимому, присуща модели и определяется геометрией решетки, а не механизмом сверхпроводимости.

**Третья глава** посвящена изучению условий формирования скошенного спирального спинового упорядочения, наблюдаемого экспериментально в соединении  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . В приближении Хартри–Фока трёхмерной модели Хаббарда предлагается альтернативный механизм реализации скошенного спирального магнитного упорядочения. Гамильтониан Хаббарда рассматриваемой слоистой структуры представляет собой сумму оператора кинетической энергии перескока электронов с узла на узел и оператора потенциальной энергии кулоновского отталкивания на узле:

$$H = \sum_{\alpha, \beta, i, j, \sigma} t_{\alpha, \beta, i, j} c_{\alpha, i, \sigma}^{\dagger} c_{\beta, j, \sigma} + \sum_{\alpha, j} n_{\alpha, j, \uparrow} n_{\alpha, j, \downarrow}, \quad (4)$$

где  $\langle \alpha, \beta \rangle = 1, 2$  – номера плоскостей,  $\langle i, j \rangle$  – номера узла внутри слоя,  $\sigma$  – спин на узле. Для описания слоистой скошенной структуры гамильтониан модели может быть записан следующим образом:

$$H = t_{xy} \sum_{i, j, \sigma, \alpha} c_{\alpha, i, \sigma}^{\dagger} c_{\alpha, j, \sigma} + t_z \sum_{j, \sigma, \alpha, \beta} c_{\alpha, j, \sigma}^{\dagger} c_{\beta, j, \sigma} + U \sum_{j, \alpha} n_{\alpha, j, \uparrow} n_{\alpha, j, \downarrow}, \quad (5)$$

где  $t_{xy}$  – матричный элемент перескока электронов с узла на узел внутри плоскости,  $t_z$  – между плоскостями. Мы предполагаем, что интеграл межплоскостного перескока электронов  $t_z$  по своей величине значительно меньше интеграла перескока электронов внутри плоскости  $t_{xy}$ .

В приближении Хартри–Фока после преобразования Фурье гамильто-

ниан (5) принимает вид квадратичной формы относительно операторов рождения и уничтожения  $c_{1,\mathbf{k},\uparrow}$ ,  $c_{1,\mathbf{k}+\mathbf{Q},\downarrow}$ ,  $c_{2,\mathbf{k}\uparrow}$  и  $c_{2,\mathbf{k}+\mathbf{Q},\downarrow}$ :

$$H = UN \left( M^2 - \frac{n^2}{4} \right) + \sum_{\mathbf{k}} \hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{k}} \hat{H}_{\mathbf{k}} \hat{\mathcal{C}}_{\mathbf{k}}, \quad (6)$$

где вектор-строка  $\hat{\mathcal{C}}_{\mathbf{k}}^{\dagger} = (c_{1,\mathbf{k},\uparrow}^{\dagger}, c_{1,\mathbf{k}+\mathbf{Q},\downarrow}^{\dagger}, c_{2,\mathbf{k},\uparrow}^{\dagger}, c_{2,\mathbf{k}+\mathbf{Q},\downarrow}^{\dagger})$ , а  $\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{k}}$  представляет собой матрицу  $4 \times 4$ . Для диагонализации гамильтониана необходимо решить характеристическое уравнение четвёртой степени по  $\epsilon_{\mathbf{k}}$ :  $\det(\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k}} \hat{I}) = 0$ , где  $\hat{I}$  — единичная матрица. Чтобы найти основное состояние системы при заданных параметрах  $n$ ,  $U$ ,  $t_{xy}$ ,  $t'_{xy}$ ,  $t_z$ , следует минимизировать полную энергию системы по всем возможным  $\mathbf{Q}$  и  $\psi$ . Для этого необходимо самосогласованно решить систему уравнений относительно числа электронов  $n$  и магнитного момента  $m$ .

Наше исследование показало, что скашивание энергетически не выгодно для состояния  $(Q, Q)$  для всех изученных параметров. Однако для состояния  $(Q, \pi)$  наблюдается другая ситуация. На рисунке 1 представлена зависимость полной энергии  $E$  от угла скашивания  $\psi$  при фиксированных параметрах  $U/t_{xy} = 10$ ,  $n = 0,9$ ,  $t'_{xy} = 0,2$ ,  $t_z = 0,1$ ,  $\mathbf{Q} = (0,65\pi, \pi)$ . Минимум энергии соответствует  $\psi = 0.14\pi$ , что означает, что скошенное спиральное состояние является наиболее выгодным среди состояний  $(Q, \pi)$ . Следует отметить, что это не основное состояние, так как фазовое расслоение между АФ и ФМ фазами остаётся более выгодным [14].

Полученные результаты указывают на возможность стабилизации скошенного спирального магнитного состояния в системе слабо связанных между собой слоев в модели Хаббарда без учёта спин-орбитального взаимодействия. Таким образом мы продемонстрировали альтернативный нерелятивистский механизм формирования магнитной структуры, наблюдаемой в соединениях типа  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ , не учитывающий взаимодействия Дзялошинского-Мория.

В **четвёртой главе** рассматривается фазовое расслоение и сосуществование магнетизма и сверхпроводимости с учётом спиральных спиновых структур и смешанной симметрии параметра порядка в рамках приближения среднего поля расширенной модели Хаббарда, учитывающей как отталкивание одноузельных электронов  $U$ , так и притяжение электронов, находящихся на соседних узлах  $V_0$ . Для изучения взаимного влияния магнитного и сверхпроводящего порядков мы рассматриваем гамильтониан модели Хаббарда, дополненный слагаемым  $\mathcal{V}$ , описывающим

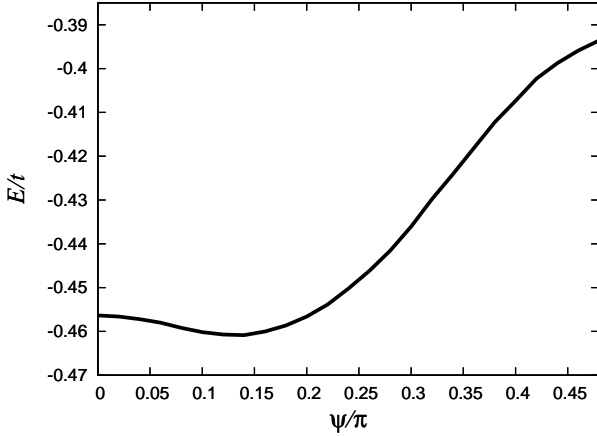


Рис. 1: Зависимость полной энергии  $E$  от угла скашивания  $\psi$  при  $U/t_{xy} = 10$ ,  $n = 0,9$ ,  $t'_{xy} = 0,2$ ,  $t_z = 0,1$ ,  $\mathbf{Q} = (0.65\pi, \pi)$ .

притяжение электронов, находящихся на соседних узлах:

$$\mathcal{H} = \mathcal{K} + \mathcal{U} - \mathcal{V},$$

$$\begin{aligned} \mathcal{K} &= \sum_{j,j',\sigma} t_{j,j'} c_{j,\sigma}^\dagger c_{j',\sigma} - \mu \sum_{j,\sigma} c_{j,\sigma}^\dagger c_{j,\sigma}, \\ \mathcal{U} &= U \sum_j n_{j,\uparrow} n_{j,\downarrow} = U \sum_j c_{j,\uparrow}^\dagger c_{j,\uparrow} c_{j,\downarrow}^\dagger c_{j,\downarrow}, \\ \mathcal{V} &= V_0 \sum_{j,j'} n_{j,\uparrow} n_{j',\downarrow} = V_0 \sum_{j,j'} c_{j,\uparrow}^\dagger c_{j',\downarrow}^\dagger c_{j',\downarrow} c_{j,\uparrow}. \end{aligned} \quad (7)$$

В приближении Хартри-Фока оператор сверхпроводящего взаимодействия  $\mathcal{V}$  имеет вид:

$$\mathcal{V} = V_0 \sum_{j,j'} \left( c_{j,\uparrow}^\dagger c_{j',\downarrow}^\dagger \langle c_{j',\downarrow} c_{j,\uparrow} \rangle + \langle c_{j,\uparrow}^\dagger c_{j',\downarrow}^\dagger \rangle c_{j',\downarrow} c_{j,\uparrow} - \langle c_{j,\uparrow}^\dagger c_{j',\downarrow}^\dagger \rangle \langle c_{j',\downarrow} c_{j,\uparrow} \rangle \right) \quad (8)$$

где  $\langle \dots \rangle$  обозначает стандартное статистическое усреднение. Произведём

преобразование Фурье, тогда оператор  $\mathcal{V}$  примет вид:

$$\mathcal{V} = \sum_{\mathbf{k}} \left( \Delta_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k},\uparrow}^\dagger c_{-\mathbf{k},\downarrow}^\dagger + \Delta_{\mathbf{k}}^* c_{-\mathbf{k},\downarrow} c_{\mathbf{k},\uparrow} \right) - \frac{N\Delta_0^2}{V_0}, \quad (9)$$

где сверхпроводящий параметр порядка  $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta_0[(\cos k_x + \cos k_y) \cos \pi\alpha + i(\cos k_x - \cos k_y) \sin \pi\alpha]$ . Пренебрежение зарядовыми и спиновыми флуктуациями второго порядка малости позволяют найти вид оператора Хаббардовского отталкивания на узле  $\mathcal{U}$  в приближении Хартри–Фока

$$\mathcal{U} = UN \left( m^2 - \frac{n^2}{4} \right) + \frac{Un}{2} \sum_{j,\sigma} n_{j,\sigma} - 2Um \sum_j (\mathbf{e}_j \mathbf{S}_j). \quad (10)$$

Вектор  $\mathbf{e}_j$  здесь задаёт ось квантования на узлах в системе со спиральным магнитным порядком, который в декартовых координатах описывается вектором  $\mathbf{m}_j = m(\cos \mathbf{Q}\mathbf{r}_j, \sin \mathbf{Q}\mathbf{r}_j) \equiv m\mathbf{e}_j$ , где  $\mathbf{Q}$  — волновой вектор спирали в плоскости  $xy$ ,  $m$  — средняя величина магнитного момента. В  $\mathbf{k}$ -представлении:

$$\mathcal{U} = UN \left( m^2 - \frac{n^2}{4} \right) + \frac{Un}{2} \sum_{\mathbf{k},\sigma} c_{\mathbf{k},\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k},\sigma} - Um \sum_{\mathbf{k}} \left( c_{\mathbf{k},\uparrow}^\dagger c_{\mathbf{k}+\mathbf{Q},\downarrow} + c_{\mathbf{k}+\mathbf{Q},\downarrow}^\dagger c_{\mathbf{k},\uparrow} \right). \quad (11)$$

Учитывая, что оператор кинетической энергии  $\mathcal{K}$  в  $\mathbf{k}$ -представлении выглядит как

$$\mathcal{K} = \sum_{\mathbf{k},\sigma} (\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu) c_{\mathbf{k},\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k},\sigma}, \quad (12)$$

где  $\varepsilon_{\mathbf{k}} = -2t(\cos k_x + \cos k_y) + 4t' \cos k_x \cos k_y$  — закон дисперсии для квадратной решётки с учётом электронного переноса на первую и вторую координационные сферы, гамильтониан (7) приобретает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} \xi_{\mathbf{k}} \left( c_{\mathbf{k},\uparrow}^\dagger c_{\mathbf{k},\uparrow} + c_{\mathbf{k},\downarrow}^\dagger c_{\mathbf{k},\downarrow} \right) - Um \sum_{\mathbf{k}} \left( c_{\mathbf{k},\uparrow}^\dagger c_{\mathbf{k}+\mathbf{Q},\downarrow} + c_{\mathbf{k}+\mathbf{Q},\downarrow}^\dagger c_{\mathbf{k},\uparrow} \right) - \\ - \sum_{\mathbf{k}} \left( \Delta_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k},\uparrow}^\dagger c_{-\mathbf{k},\downarrow}^\dagger + \Delta_{\mathbf{k}}^* c_{-\mathbf{k},\downarrow} c_{\mathbf{k},\uparrow} \right) + A_0, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $A_0 = UN(m^2 - n^2/4) + N\Delta_0^2/V_0 + N(Un/2 - \mu)$ ,  $\xi_{\mathbf{k}} = \varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu + Un/2$ , и представляет собой квадратичную форму по операторам рождения и

уничтожения  $c_{\mathbf{k},\sigma}$ . Удобно записать выражение (13) в матричном виде

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} \hat{C}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{k}} \hat{C}_{\mathbf{k}} + A_0, \quad (14)$$

где вектор-строка  $\hat{C}_{\mathbf{k}}^{\dagger} = \left( c_{\mathbf{k},\uparrow}^{\dagger} \quad c_{-\mathbf{k},\downarrow} \quad c_{\mathbf{k}+\mathbf{Q},\downarrow}^{\dagger} \quad c_{-\mathbf{k}-\mathbf{Q},\uparrow} \right)$  и матрица квадратичной формы (14) гамильтониана  $\hat{\mathcal{H}}_{\mathbf{k}}$ .

Для определения основного состояния модели необходимо самосогласованно решить систему уравнений относительно числа электронов  $n$ , магнитного момента  $m$  и амплитуды сверхпроводящей щели  $\Delta_0$  при фиксированной величине химического потенциала  $\mu$ . Сравнивая полную энергию различных магнитных и сверхпроводящих состояний при фиксированных параметрах  $U$ ,  $V_0$ ,  $t'$ ,  $\mu$ , можно определить основное состояние системы и построить фазовые диаграммы.

Фазовые диаграммы основного состояния модели были построены в переменных сверхпроводящего притяжения электронов  $V_0/t$  и концентрации электронов  $n$ . Значение кулоновского отталкивания считалось фиксированным и принималось равным  $U = 4t$  и  $U = 6t$ , что соответствует характерным значениям данного параметра для сверхпроводящих купратов [15]. Интеграл электронного переноса на вторых по близости соседей принимался равным  $t' = 0,2t$ , что соответствует экспериментальным данным для купратов [10].

Для построения фазовых диаграмм основное состояние системы определялось на сетке параметров  $\mu$  и  $V_0/t$ , при этом скачки концентрации, происходящие при варьировании  $\mu$ , свидетельствуют о наличии фазовых переходов первого рода, которые сопровождаются в общем случае фазовым расслоением. Двумерные интегралы по зоне Бриллюэна квадратной решётки вычислялись на адаптивной сетке с разбиением  $400 \times 400$  точек в  $\mathbf{k}$ -пространстве. Для интегрирования использовался метод треугольников, описанный в работе [16].

На диаграммах сверхпроводимость реализуется во всём рассматриваемом диапазоне параметров, что согласуется с классическим результатом Купера [17]. Единственным исключением является линия половинного заполнения, так как в этом случае уровень Ферми лежит внутри энергетической магнитной щели, и система становится диэлектриком. Для  $U = 4t$  в модели Хаббарда характерно наличие спирального и антиферромагнитного упорядочения по обе стороны от половинного заполнения. Включение притягивающего взаимодействия  $V_0$  приводит к тому, что магнитное

упорядочение начинает сосуществовать со сверхпроводящим. При  $U = 6t$  области магнитных состояний на фазовой диаграмме увеличиваются по сравнению с  $U = 4t$ , что согласуется с ранее полученными результатами исследования условий формирования спиральных магнитных структур в модели Хаббарда [18]. Области чистой сверхпроводимости сужаются. Растет разнообразие спиральных магнитных состояний.

Для иллюстрации поведения амплитуд магнитного момента  $m$  и сверхпроводящей щели  $\Delta_0$  построен рисунок 2, соответствующий  $U = 4t$ ,  $V_0 = 1,5t$  и  $t' = 0,2t$ . В области сосуществования величина как магнитного момента, так и амплитуды сверхпроводящего параметра порядка, меньше по сравнению с чистыми магнитными и сверхпроводящими состояниями, параметры порядка которых изображены на рисунке штриховыми линиями. Таким образом, сверхпроводимость и спиральная намагничённость оказывают взаимоподавляющее воздействие друг на друга. В области расслоения реализуется сложное сочетание различных порядков: часть системы является антиферромагнитным диэлектриком, а другая часть имеет спиральный магнитный порядок и при этом является сверхпроводником. Переход из сверхпроводящего в диэлектрическое состояние очевидно имеет перколяционную природу: проводимость пропадает при той концентрации, при которой спиральные магнитные кластеры перестают быть взаимосвязанными. В простых моделях такой переход происходит в точке, в которой доля диэлектрических кластеров равна  $1/3$ , что соответствует концентрации электронов  $\approx 0,95$  [19].

Амплитуда сверхпроводящей щели  $\Delta_0$  ведет себя немонотонно в области сосуществования. Она растёт вплоть до  $\Delta_0^{max} \approx 0,17t$  при  $n \approx 0,7$ , а затем начинает убывать. Таким образом, в рамках простой модели удаётся воспроизвести куполообразную форму зависимости амплитуды сверхпроводящей щели от концентрации, характерную для соединений, демонстрирующих высокотемпературную сверхпроводимость [20]. Традиционно принято считать, что куполообразная форма связана с немонотонным поведением величины спаривающего взаимодействия, которое определяется природой куперовского спаривания [2]. Так как в данной диссертационной работе не затрагивается вопрос природы притяжения, а его сила считается не зависящей от концентрации, мы показываем, что куполообразная форма может быть объяснена также взаимным влиянием сверхпроводящего и магнитного порядков.



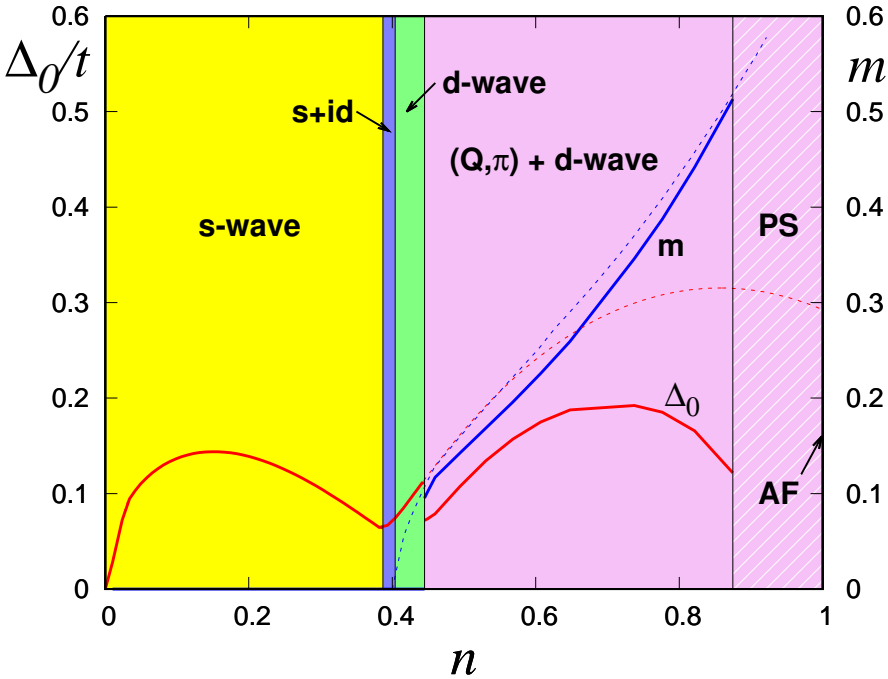


Рис. 2: Зависимость магнитного  $m$  (синие линии) и сверхпроводящего  $\Delta_0$  (красные линии) параметров порядка от концентрации электронов  $n$  для  $U = 4t$ ,  $V_0 = 1,5t$  и  $t' = 0,2t$ . Обозначения  $s$ -wave,  $d$ -wave и  $s + id$  соответствуют симметрии сверхпроводящего параметра порядка в данной области. Штриховкой обозначена область фазового расслоения PS. Магнитному порядку соответствуют обозначения AF (антиферромагнитное) и  $(Q, \pi)$  (спиральное). Вертикальные тонкие чёрные линии обозначают границы фазовых переходов. Тонкими пунктирными линиями изображены зависимости параметров порядка в чистой магнитной и сверхпроводящей системах. Символ «+» означает сосуществование порядков (розовая область).

## Заключение

В настоящей диссертационной работе исследованы условия формирования спиральных магнитных состояний и сверхпроводимости с различной симметрией сверхпроводящего параметра порядка в рамках микроскопических моделей с притяжением электронов, находящихся на соседних узлах, Хаббарда и расширенной модели Хаббарда. **Основные результаты, полученные в диссертационной работе:**

1. Впервые получены полные фазовые диаграммы двумерной однозонной модели с притяжением электронов, находящихся на соседних узлах, учитывающей как сверхпроводящие состояния с чистыми синглетными  $s$ - и  $d$ -симметриями, так и состояние с промежуточной  $s + id$ -симметрией сверхпроводящего параметра порядка в рамках приближения Хартри–Фока. Рассмотрены случаи разных значений параметра притяжения  $V_0$ , отношения интегралов переноса на вторую и первую координационные сферы  $t'/t$ , нулевой и конечной температур. Было обнаружено, что в широком диапазоне рассматриваемых параметров модели кроме состояний с чистыми симметриями сверхпроводящего параметра порядка устойчивой является промежуточная  $s + id$ -фаза. Исследования характера фазовых переходов между рассматриваемыми сверхпроводящими состояниями показали, что они являются непрерывными фазовыми переходами второго рода. Зависимости критической температуры  $T_c$  и максимального значения амплитуды сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta_0$  при нулевой температуре от электронной плотности  $n$  свидетельствовали о том, что область оптимального допирования определяется расположением особенности Ван Хофа, а не специфическим механизмом куперовского спаривания. Фазовые диаграммы, построенные в координатах температура-допирование, позволяют сделать вывод, что переход из нормального состояния в сверхпроводящее всегда осуществляется через чистые сверхпроводящие состояния с  $s$ - или  $d$ -симметрией, и что при понижении температуры возможна смена симметрии сверхпроводящего параметра порядка. Полученные результаты качественно согласуются с данными исследований, выполненных с использованием более сложных подходов и моделей.
2. С помощью модели Хаббарда исследована возможность формирования в слоистых системах скошенной спиральной магнитной структуры, наблюдаемой в соединении  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ . Найдены параметры модели, при которых такой тип магнитного упорядочения является энергетически выгодным. Таким образом, показано, что формирование скошенной структуры не требует присутствия в системе спин–орбитального взаимодействия, и может быть объяснено с точки зрения нерелятивистского зонного магнетизма.
3. В расширенной модели Хаббарда с дополнительным слагаемым,

учитывающим притяжение электронов, находящихся на соседних узлах, проведено исследование конкуренции сверхпроводимости и магнетизма. Впервые построены фазовые диаграммы модели, учитывающие сверхпроводимость  $s$ -,  $s + id$ - и  $d$ -типа, спиральные магнитные состояния, сосуществование и фазовое расслоение обоих порядков. Показано, что основное состояние модели описывается спиральной магнитной структурой и сверхпроводящей фазой со смешанной симметрией сверхпроводящего параметра порядка. Обнаружено, что совместный учёт сверхпроводящего и магнитного порядков позволяет воспроизвести куполообразную форму зависимости критической температуры от концентрации.

## Список публикаций по теме диссертации

### Статьи в журналах

1. Timirgazin, M.A. Canted spiral magnetic order in layered systems / M.A. Timirgazin, V.F. Gilmutdinov, A.K. Arzhnikov // *Solid State Phenomena*. — 2015. — Vol. 233–234. — P. 68–72.
2. Spiral magnetism in the single-band Hubbard model: the Hartree-Fock and slave-boson approaches / P.A. Igoshev, M.A. Timirgazin, V.F. Gilmutdinov [et al.] // *J. Phys.: Condens. Matter* — 2015. — Vol. 27. — P. 446002.
3. Гильмутдинов, В.Ф. Симметрия сверхпроводящего параметра порядка в  $t - t'$  однозонной модели на квадратной решетке / В.Ф. Гильмутдинов, М.А. Тимиргазин, А.К. Аржников // *Химическая физика и мезоскопия*. — 2016. — Т. 18, № 3. — С. 412–420.
4. Гильмутдинов, В.Ф. Зависимость симметрии сверхпроводящего параметра порядка от температуры и интеграла электронного переноса / В.Ф. Гильмутдинов, М.А. Тимиргазин, А.К. Аржников // *Химическая физика и мезоскопия*. — 2017. — Т. 19, № 4. — С. 547–558.
5. Гильмутдинов, В.Ф. Сосуществование магнетизма и сверхпроводимости в высокотемпературных сверхпроводниках / В.Ф. Гильмутдинов, М.А. Тимиргазин, А.К. Аржников // *Химическая физика и мезоскопия*. — 2018. — Т. 20, № 3. — С. 365–377.

6. Timirgazin, M.A. Phase diagrams of singlet superconducting states with mixed symmetry / M.A. Timirgazin, V.F. Gilmutdinov, A.K. Arzhnikov // *Physica C: Superconductivity and its applications*. — 2018. — Vol. 557. — P. 7–11.

## Тезисы докладов на конференциях

1. Гильмутдинов, В.Ф. Скошенное антиферромагнитное упорядочение в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  / В.Ф. Гильмутдинов, М.А. Тимиргазин, А.К. Аржников // XX Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых ВНКСФ-20. Ижевск. Материалы конференции. — 2014. — С. 249–250.
2. Гильмутдинов, В.Ф. Скошенное антиферромагнитное упорядочение в  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  / В.Ф. Гильмутдинов, М.А. Тимиргазин, А.К. Аржников // XV Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества СПФКС-15. Екатеринбург. Материалы конференции. — 2014. — С. 233.
3. Гильмутдинов, В.Ф. Конкуренция магнитоупорядоченных и сверхпроводящих состояний в слоистых ВТСП соединениях / В.Ф. Гильмутдинов, М.А. Тимиргазин, А.К. Аржников // XVI Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества СПФКС-16. Екатеринбург. Материалы конференции. — 2015. — С. 211.
4. Timirgazin, M.A. Interplay between magnetic and superconducting orders in layered HTSC compounds / M.A. Timirgazin, V.F. Gilmutdinov, A.K. Arzhnikov // VI Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (EASTMAG-2016) Krasnoyarsk, Russia. Abstracts. — 2016. — P.148.
5. Гильмутдинов, В.Ф. Симметрия сверхпроводящего параметра порядка в  $t' - t$  однозонной модели на квадратной решётке / В.Ф. Гильмутдинов, М.А. Тимиргазин, А.К. Аржников // XVII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества СПФКС-17. Екатеринбург. Материалы конференции. — 2016. — С. 233.
6. Тимиргазин, М.А. Сосуществование сверхпроводимости и магнетизма в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках / М.А.

- Тимиргазин, В.Ф. Гильмутдинов, А.К. Аржников // XVII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества СПФКС-17. Екатеринбург. Материалы конференции. — 2016. — С. 247.
7. Timirgazin, M.A. Interplay between magnetic and superconducting orders in layered HTSC compounds / M.A. Timirgazin, V.F. Gilmutdinov, A.K. Arzhnikov // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM) 1-5 July, Book of Abstracts. — 2017. — С. 642.
  8. Gilmutdinov, V.F. Relationship between superconducting order parameter symmetry, temperature and next-nearest neighbor hopping / V.F. Gilmutdinov, M.A. Timirgazin, A.K. Arzhnikov // Moscow International Symposium on Magnetism (MISM) 1-5 July, Book of Abstracts. — 2017. — С. 940.
  9. Гильмутдинов, В.Ф. Зависимость симметрии сверхпроводящего параметра порядка от температуры и интеграла электронного переноса / В.Ф. Гильмутдинов, М.А. Тимиргазин, А.К. Аржников // XVIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества СПФКС-18. Екатеринбург. Материалы конференции. — 2017. — С. 237.
  10. Тимиргазин, М.А. Сосуществование магнетизма и сверхпроводимости в приближении вспомогательных бозонов / М.А. Тимиргазин, В.Ф. Гильмутдинов, А.К. Аржников // XVIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества СПФКС-18. Екатеринбург. Материалы конференции. — 2017. — С. 249.
  11. Gilmutdinov, V.F. Coexistence of superconductivity and spiral magnetism in high-temperature superconductors / V.F. Gilmutdinov, M.A. Timirgazin, A.K. Arzhnikov // Spin Waves 2018 Abstracts. — Санкт-Петербург, 2018. — P. 159.
  12. Гильмутдинов, В.Ф. Сосуществование магнетизма и сверхпроводимости в высокотемпературных сверхпроводниках / В.Ф. Гильмутдинов, М.А. Тимиргазин, А.К. Аржников // Сборник тезисов докладов XI Всероссийской школы-конференции молодых ученых «КоМУ-2018». — 2018. — С. 31-32.

## Список литературы

- [1] Bednorz, J.G. Possible high- $T_c$  superconductivity in the Ba-La-Cu-O system [Text] / J.G. Bednorz, K.A. Müller // Zeitschrift für Physik B. — 1986. — Vol. 64. — P. 189–193.
- [2] Изюмов, Ю.А. Спин-флуктуационный механизм высокотемпературной сверхпроводимости и симметрия параметра порядка [Текст] / Ю.А. Изюмов // Успехи Физических Наук. — 1999. — Т. 169, № 3. — С. 225.
- [3] Yu Shun-Li. Spin fluctuations and unconventional superconducting pairing in iron-based superconductors [Text] / Yu Shun-Li, Li Jian-Xin // Chinese Physics B. — 2013. — Vol. 22, no. 8. — P. 087411.
- [4] Scalapino, D.J. d-wave pairing near a spin-density-wave instability [Text] / D.J. Scalapino, E. Loh, Jr., J.E. Hirsch // Physical Review B. — 1986. — Vol. 24, no. 11. — P. 8190.
- [5] Изюмов, Ю.А. Сильно коррелированные электроны:  $t - J$ -модель [Текст] / Ю.А. Изюмов // Успехи физических наук. — 1997. — Т. 167, № 5. — С. 465–497.
- [6] Lee, W.-C. Pairing State with a Time-Reversal Symmetry Breaking in FeAs-Based Superconductors [Text] / W.-C. Lee, S.-C. Zhang, C. Wu // Physical Review Letters. — 2009. — Vol. 102. — P. 217002.
- [7] Kotliar, G. Strongly correlated materials: insights from dynamical mean-field theory [Text] / G. Kotliar, D. Vollhardt // Physics Today. — 2004. — Vol. 57. — P. 53.
- [8] Hybrid LDA and generalized tight-binding method for electronic structure calculations of strongly correlated electron systems [Text] / М.М. Korshunov, V.A. Gavrichkov, S.G. Ovchinnikov [et al.] // Physical Review B. — 2005. — Vol. 72. — P. 165104.
- [9] Гинхам, М. Введение в сверхпроводимость [Текст] / М. Гинхам. — Москва : Атомиздат, 1980.
- [10] Model for low-energy electronic states probed by x-ray absorption in high- $T_c$  cuprates [Text] / M.S. Hybertsen, E.B. Stechel, W.M.C. Foulkes, M. Schlüter // Physical Review B. — 1992. — Vol. 45. — P. 10032.
- [11] Powell, B.J. Quantum frustration in organic Mott insulators: from spin liquids to unconventional superconductors [Text] / B.J. Powell, R.H. McKenzie // Reports on Progress in Physics. — 2011. — Vol. 74, no. 5. — P. 056501.
- [12] Pairing symmetry of the one-band Hubbard model in the paramagnetic weak-coupling limit: A numerical RPA study [Text] / A.T. Rømer, A. Kreisel, I. Eremin [et al.] // Physical Review B. — 2015. — Vol. 92. — P. 104505.

- [13] Superconducting Phase Diagram of the Paramagnetic One-Band Hubbard Model [Text] / A. Kreisel, A.T. Rømer, P.J. Hirschfeld, B.M. Andersen // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. — 2017. — Vol. 30. — P. 85–89.
- [14] Incommensurate magnetic order and phase separation in two-dimensional Hubbard model with nearest- and next-nearest-neighbor hopping [Text] / P.A. Igoshev, M.A. Timirgazin, A.K. Arzhnikov [et al.] // Physical Review B. — 2010. — Vol. 81. — P. 094407.
- [15] Кучинский, Э.З. Обобщённая теория динамического среднего поля в физике сильнокоррелированных систем [Текст] / Э.З. Кучинский, И.А. Некрасов, М.В. Садовский // Успехи физических наук. — 2012. — Т. 182, № 4. — С. 345–378.
- [16] Kurganskii, S.I. Integration over the Two-Dimensional Brillouin Zone [Text] / S.I. Kurganskii, O.I. Dubrovskii, E.P. Domashevskaya // Physica Status Solidi (B). — 1985. — Vol. 129, no. 1. — P. 293–299.
- [17] Cooper, L.N. Bound Electron Pairs in a Degenerate Fermi Gas [Text] / L.N. Cooper // Physical Review. — 1956. — Vol. 104. — P. 1189.
- [18] Spiral magnetism in the single-band Hubbard model: the Hartree–Fock and slave-boson approaches [Text] / P.A. Igoshev, M.A. Timirgazin, V.F. Gilmurdinov [et al.] // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2015. — Vol. 27, no. 44. — P. 446002.
- [19] Шкловский, Б.И. Электронные свойства легированных полупроводников [Текст] / Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. — Москва : Наука, 1979.
- [20] Armitage, N.P. Progress and perspectives on electron-doped cuprates [Text] / N.P. Armitage, P. Fournier, R.L. Greene // Reviews of Modern Physics. — 2010. — Vol. 82. — P. 2421.