

На правах рукописи

Злотников Антон Олегович

**СОСУЩЕСТВОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И
АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМА В СОЕДИНЕНИЯХ
ПЕРЕХОДНЫХ И РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ**

Специальность 01.04.07 Физика конденсированного состояния

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Красноярск — 2013

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения
Российской академии наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор **Вальков Валерий Владимирович**

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор, главный научный сотрудник
Института электрофизики УрО РАН
Медведев Михаил Владимирович,
доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий кафедрой
теоретической физики Казанского (Приволжского)
Федерального Университета
Прошин Юрий Николаевич

Ведущая организация: Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Институт неорганической химии
им. А. В. Николаева
Сибирского отделения Российской академии наук

Защита состоится «___» _____ 2013 г. в ___ часов ___ минут на засе-
дании диссертационного совета Д 003.055.02 при Федеральном государственном
бюджетном учреждении науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского
отделения Российской академии наук по адресу: 660036, г. Красноярск, Академ-
городок 50, стр. 38, ИФ СО РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН.

Автореферат разослан «___» октября 2013 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук

_____ Втюрин Александр Николаевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Известно, что в системах с сильными электронными корреляциями, таких как тяжелофермионные редкоземельные интерметаллиды и высокотемпературные сверхпроводники на основе оксидов меди, область реализации сверхпроводящей фазы на фазовой диаграмме примыкает к границе области существования антиферромагнитного упорядочения. В качестве контрольных параметров, изменение которых приводит к разрушению антиферромагнетизма и формированию сверхпроводимости, могут выступать приложенное к образцу давление, а также уровень допирования, регулирующий химическое давление.

С момента открытия указанных сверхпроводников активно ведутся исследования различных нефононных механизмов сверхпроводящего спаривания [1–3]. Известно, что куперовская неустойчивость часто развивается на фоне ближних антиферромагнитных корреляций, которые сохранились после разрушения дальнего антиферромагнитного порядка. В этой связи отмечается важность вкладов магнитного взаимодействия и спиновых флуктуаций в интегральный механизм образования куперовских пар [1, 4].

За последние несколько лет исследования, посвященные тесной связи между антиферромагнетизмом и сверхпроводимостью в сильно коррелированных системах, возобновились с новой силой. Это обусловлено тем, что благодаря развитию современных технологий и экспериментальных методик была обнаружена область фазовой диаграммы, в которой антиферромагнитная и сверхпроводящая фазы перекрываются. Существуют предпосылки, что в некоторых купратных сверхпроводниках (например в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ [5] и $\text{HgBa}_2\text{Ca}_4\text{Cu}_5\text{O}_{12+\delta}$ [6]) за счет такого перекрытия формируется фаза, в которой антиферромагнетизм и сверхпроводимость сосуществуют. При этом для тяжелофермионных сверхпроводников, например для соединений группы $\text{Ce}_n\text{T}_m\text{In}_{3n+2m}$ ($\text{T} = \text{Rh}, \text{Pd}, \text{Pt}; n = 1, 2; m = 1, 2$) [7,8], с большой степенью достоверности показано, что возникает однородная фаза сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости, которая не разделяется на отдельные антиферромагнитные и сверхпроводящие области вплоть до нанометровых масштабов. Исследование такой фазы сосуществования позволит ответить на фундаментальные вопросы, касающиеся природы магнетизма и сверхпроводимости, а также их взаимного влияния в системах с сильными электронными корреляциями.

Сосуществование сверхпроводимости и дальнего антиферромагнитного порядка в новых материалах активно исследовалось в рамках различных теоретических представлений. Остановимся подробнее лишь на малой части работ, посвященных отмеченной проблеме. Для описания фазы сосуществования тяжелофермионного соединения CeRhIn_5 в работе [9] была использована эффективная модель, в которой учитывалось кулоновское отталкивание и притяжение меж-

ду электронами, ответственное за сверхпроводимость. Использованная модель не позволяет учесть важных эффектов, связанных с наличием локализованных и коллективизированных электронов в редкоземельных интерметаллидах. В работе [10] фаза сосуществования в тяжелофермионных системах изучалась в рамках периодической модели Андерсона, которая отражает наличие двух подсистем электронов. Однако неустойчивость по отношению к образованию куперовских пар и дальнего антиферромагнитного порядка была введена феноменологическим образом. В отмеченных работах вопрос о микроскопических механизмах, ответственных за сосуществование сверхпроводимости и антиферромагнетизма в редкоземельных интерметаллидах, остается открытым. При этом в стороне остается и важный вопрос о том, за счет одного взаимодействия или при учете нескольких взаимодействий реализуются переходы в сверхпроводящее состояние, в антиферромагнитное состояние, а также в смешанное состояние.

Применительно к купратным сверхпроводникам конкуренция между сверхпроводимостью и антиферромагнетизмом исследовалась в рамках модели Хаббарда и $t - J$ -модели на основе слей-бозонного представления [11], метода Монте-Карло [12], динамической теории среднего поля [13]. Несмотря на активные исследования, в данной области остаются нерешенными некоторые проблемы. В частности, вызывает вопросы тот факт, что предпосылки к сосуществованию сверхпроводимости и антиферромагнетизма обнаруживаются в многослойных высокотемпературных сверхпроводниках, элементарные ячейки которых содержат несколько CuO_2 -слоев. С точки зрения теоретического рассмотрения роль такой многослойности при формировании фазы сосуществования до конца не ясна.

Механизмы взаимного влияния сверхпроводимости и магнетизма становятся чрезвычайно важными и в использовании джозефсоновских структур с магнитной прослойкой [14–16]. Открытие таких гетероструктур, состоящих из сверхпроводящих и магнитных слоев, привело к созданию новой перспективной области микроэлектроники — сверхпроводящей спинтроники.

С практической точки зрения материалы с фазой сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма выглядят очень перспективными. Это обусловлено тем, что в них становится возможным, воздействуя внешним возмущением на упорядоченную спиновую подсистему, легко управлять сверхпроводящими свойствами, что трудно реализовать в обычных сверхпроводниках.

Цель диссертационной работы заключается в изучении сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма в соединениях переходных и редкоземельных элементов. Для успешного достижения поставленной цели требуется решить **следующие задачи**:

1. определить условия формирования фазы сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма в различных системах;

2. вскрыть механизм сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма в редкоземельных интерметаллидах при учете сильных корреляций и гибридационных эффектов, связанных с наличием коллективизированной и локализованной электронных подсистем;
3. описать особенности спектра элементарных возбуждений в фазе сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма;
4. получить зависимости антиферромагнитного и сверхпроводящего параметров порядка от контрольных параметров в исследуемых системах;
5. изучить модификацию квазичастичных характеристик при разрушении дальнего антиферромагнитного порядка в фазе сосуществования тяжелофермионных систем посредством квантового фазового перехода.

Решение перечисленных задач является **предметом представленной диссертации.**

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Обменное взаимодействие в ансамбле коллективизированных электронов может индуцировать фазу сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости с d-типом симметрии. Точное решение системы интегральных уравнений самосогласования позволило определить необходимые для этого условия.
2. На основе периодической модели Андерсона для редкоземельных интерметаллидов показано, что смешивание состояний коллективизированных электронов с высокоэнергетическими состояниями редкоземельных ионов формирует микроскопический механизм реализации фазы сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма.
3. Развита микроскопическая теория, позволившая описать фазовую диаграмму тяжелофермионного интерметаллида CeRhIn_5 , в котором приложение давления индуцирует квантовый фазовый переход с разрушением антиферромагнитного упорядочения. При этом в окрестности критической точки реализуется микроскопически однородная фаза сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма.
4. Предложен механизм сильной ренормировки эффективной массы электронов, экспериментально наблюдаемой в CeRhIn_5 в окрестности квантового фазового перехода, и дана интерпретация скачкообразного расширения поверхности Ферми при таком переходе.

Научная новизна диссертации определяется нижеследующими утверждениями.

1. Методом неприводимых функций Грина показано, что в системе коллективизированных электронов к сосуществованию антиферромагнитного упорядочения и сверхпроводимости, характеризуемой двумя компонентами сверхпроводящего параметра порядка, может приводить учет обменного взаимодействия.
2. В рамках эффективной периодической модели Андерсона с использованием техники проецирования Цванцига-Мори предложен новый механизм, приводящий к сосуществованию сверхпроводимости и антиферромагнетизма в редкоземельном интерметаллиде CeRhIn_5 , на основе которого достигается качественное описание известных экспериментальных результатов.
3. На основе предложенной в диссертации модели показано, что сильное возрастание эффективной массы электронов и скачкообразное изменение поверхности Ферми в CeRhIn_5 могут быть связаны со значительной перестройкой тяжелофермионной зоны при разрушении дальнего антиферромагнитного порядка посредством квантового фазового перехода.

Практическая значимость. С практической точки зрения результаты диссертации представляют интерес в связи с тем, что было обнаружено значительное изменение сверхпроводящих свойств исследуемых систем при установлении или разрушении дальнего антиферромагнитного порядка. Отмеченное свойство может использоваться в высокочувствительных датчиках, в которых внешнее воздействие на магнитную подсистему регистрируется по подавлению сверхпроводимости.

Достоверность научных положений характеризуется проведением исследований в рамках микроскопических моделей с использованием контролируемых приближений. В дополнение к этому проводилось сравнение полученных результатов с результатами других исследователей и известными предельными случаями.

Апробация работы. Полученные результаты докладывались соискателем на XXXIII и XXXIV Международных зимних школах физиков-теоретиков «Куровка» (Екатеринбург, 2010 г., 2012 г.), 13-ом Международном симпозиуме «Порядок, беспорядок и свойства оксидов» ОДРО-13 (Ростов-на-Дону, 2010 г.), 4-ой Международной конференции «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» ФПС-11, (Москва, 2011 г.), 18-ой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых ВНКСФ-18 (Красноярск, 2012 г.), 19-ой Международной конференции по магнетизму и сильно коррелированным

электронным системам ICM-2012 (Пусан, Южная Корея, 2012 г.), Международной конференции по сильно коррелированным электронным системам SCES 2013 (Токио, Япония, 2013 г.), на Выставке научного и научно-технического творчества молодежи (Красноярск, 2013 г.), а также на конференциях молодых ученых КНЦ СО РАН (Красноярск, 2010-2013 г.г.), научных семинарах и ученых советах ИФ СО РАН.

Диссертационные исследования выполнялись при финансовой поддержке в рамках Междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 53, проектов Российского фонда фундаментальных исследований (#11-08-98007, #12-02-31130), программы Президиума РАН № 20, Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 г.г. Также за финансовую поддержку хотелось бы поблагодарить Администрацию Октябрьского района г. Красноярска, Красноярский краевой фонд поддержки научной и научно-технической деятельности, Администрацию г. Красноярска и лично главу г. Красноярска Акбулатова Э.Ш.

Личный вклад. Автор проводил работы с научной литературой по выбранной тематике, принимал активное участие в обсуждении и постановке задач, проводил аналитические и численные вычисления, занимался подготовкой статей и тезисов, докладывал и обсуждал результаты работы на научных конференциях.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 реферируемых и рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК: «Письма в ЖЭТФ», «ЖЭТФ», «Journal of Superconductivity and Novel Magnetism», «Теоретическая и математическая физика», «Известия РАН. Серия физическая».

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации 186 страниц текста с 46 рисунками. Список литературы содержит 180 источников.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность выбранного направления, формулируется цель, основная идея, предмет и объект диссертационных исследований, описывается структура диссертации, перечисляются основные положения, выносимые на защиту, характеризуется научная новизна полученных результатов, приведены сведения об апробации материалов диссертации, а также о публикациях автора по теме диссертации.

В первой главе приводится краткое изложение проведенных ранее исследований по сосуществованию сверхпроводимости и антиферромагнетизма в тройных редкоземельных соединениях, редкоземельных интерметаллидах и купратных высокотемпературных сверхпроводниках. Описывается техника Цванцига-Мори для неприводимых функций Грина.

Во второй главе на основе метода функций Грина исследуются условия сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма в ансамбле коллективизированных электронов, между которыми развивается обменное взаимодействие.

Количественное рассмотрение отмеченной проблемы проводится в рамках гамильтониана:

$$H = \sum_{l\sigma} (\varepsilon_0 - \mu) c_{l\sigma}^\dagger c_{l\sigma} + \sum_{lm\sigma} t_{lm} c_{l\sigma}^\dagger c_{m\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{\langle lm \rangle} J_{lm} \mathbf{s}_l \mathbf{s}_m, \quad (1)$$

где ε_0 — одноузельная энергия электрона; μ — химический потенциал; $c_{l\sigma}^\dagger$ ($c_{l\sigma}$) — фермиевский оператор рождения (уничтожения) электрона с проекцией спина σ на узле l ; t_{lm} — амплитуда перескока электронов с узла m на узел l , J_{lm} — интеграл обменного взаимодействия между спиновыми моментами электронов, находящихся на узлах l и m ; \mathbf{s}_l — выраженный через фермиевские операторы вектор спинового момента электрона, находящегося на узле l . Взятие индексов узлов в угловые скобки $\langle .. \rangle$ означает, что эти узлы являются ближайшими. Второе слагаемое гамильтониана (1) описывает перескоки электронов между узлами решетки, а последний член определяет обменное взаимодействие в системе коллективизированных электронов.

В рамках теории среднего поля гамильтониан (1) можно существенно упростить, отбрасывая члены, отвечающие спин-флуктуационным процессам, а также применяя процедуру спариваний Хартри-Фока с выделением только аномальных средних. Предполагается, что в системе реализуется антиферромагнетизм с шахматным порядком. Это подразумевает наличие двух вложенных друг в друга подрешеток: подрешетки F , намагниченность которой сонаправлена с осью квантования, и подрешетки G , имеющей отрицательную проекцию намагниченности на ось квантования.

С учетом введенных приближений и представлений гамильтониан (1) в квазиимпульсном пространстве переписется в виде:

$$H = \sum_{k\sigma} \xi_{k\sigma} a_{k\sigma}^\dagger a_{k\sigma} + \sum_{k\sigma} \xi_{k\bar{\sigma}} b_{k\sigma}^\dagger b_{k\sigma} + \sum_{k\sigma} \Gamma_k \left(a_{k\sigma}^\dagger b_{k\sigma} + b_{k\sigma}^\dagger a_{k\sigma} \right) + \sum_k \left[\Delta_{k-} \left(b_{k\uparrow}^\dagger a_{-k\downarrow}^\dagger + a_{-k\downarrow} b_{k\uparrow} \right) + \Delta_{k+} \left(a_{k\uparrow}^\dagger b_{-k\downarrow}^\dagger + b_{-k\downarrow} a_{k\uparrow} \right) \right], \quad (2)$$

где применяются обозначения $\xi_{k\sigma} = t_k - \mu - \eta(\sigma)h$, а посредством символа t_k записан фурье-образ интеграла перескока электронов внутри одной подрешетки; Γ_k — фурье-образ интеграла перескока электронов между подрешетками; параметр $h = JRz/2$ выражает эффективное обменное поле в приближении ближайших соседей ($z = 4$); J — параметр обменного взаимодействия; R — намагниченность F -подрешетки; $\Delta_{k-(+)}$ — аномальные параметры, задающие различные процессы

сверхпроводящих спариваний. Функция $\eta(\sigma) = +1, -1$ для $\sigma = \uparrow, \downarrow$ соответственно.

Аномальная амплитуда Δ_{k-} описывает спаривания между электронами со спинами $\sigma = \uparrow$ из F -подрешетки и электронами с $\sigma = \downarrow$ из G -подрешетки, что отражено следующим определением:

$$\Delta_{k-} = \frac{1}{N} \sum_q \frac{J_{k+q}}{2} \langle b_{-q\downarrow}^\dagger a_{q\uparrow}^\dagger \rangle. \quad (3)$$

Заметим, что в этом случае спаривающиеся электроны занимают энергетически выгодные позиции. Но поскольку процессы перескока происходят с сохранением спина, то в такой системе с неизбежностью возникает конечное число состояний со спином $\sigma = \uparrow$ в G -подрешетке и со спином $\sigma = \downarrow$ в F -подрешетке, характеризующиеся как энергетически невыгодные позиции. В соответствии с этим возникает аномальный параметр другого типа, обозначенный Δ_{k+} :

$$\Delta_{k+} = \frac{1}{N} \sum_q \frac{J_{k+q}}{2} \langle a_{-q\downarrow}^\dagger b_{q\uparrow}^\dagger \rangle. \quad (4)$$

Очевидно, что параметр Δ_{k+} , задающий амплитуды менее вероятных высокоэнергетических процессов, по величине меньше Δ_{k-} . Таким образом, наличие двух аномальных средних связано с установлением антиферромагнитного порядка в системе. При нулевой намагниченности $R = 0$ эти аномальные средние равны друг другу.

Исследование гамильтониана (2) проводится в рамках теории двухвременных температурных функций Грина. Уравнения движения для неприводимых функций Грина позволили определить энергетический спектр системы в фазе сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма:

$$E_k^\pm = \sqrt{\lambda_k^2 \pm \nu_k^2}, \quad (5)$$

где введены обозначения:

$$\lambda_k^2 = \xi_k^2 + h^2 + \Gamma_k^2 + \frac{1}{2} (\Delta_{k-}^2 + \Delta_{k+}^2), \quad (6)$$

$$\nu_k^2 = \sqrt{\Gamma_k^2 \left[4\xi_k^2 + (\Delta_{k-} - \Delta_{k+})^2 \right] + \left[2h\xi_k + \frac{1}{2} (\Delta_{k-}^2 - \Delta_{k+}^2) \right]^2}. \quad (7)$$

На рисунке 1 представлены зависимости для намагниченности подрешетки R и амплитуд сверхпроводящих спариваний, формирующих d -тип симметрии сверхпроводимости, от концентрации электронов n . Видно, что дальний антиферромагнитный порядок реализуется в окрестности $n = 1$. Значения амплитуды сверхпроводящего параметра порядка Δ_0^d , обозначенного штриховой линией, соответствуют нулевой намагниченности $R = 0$.

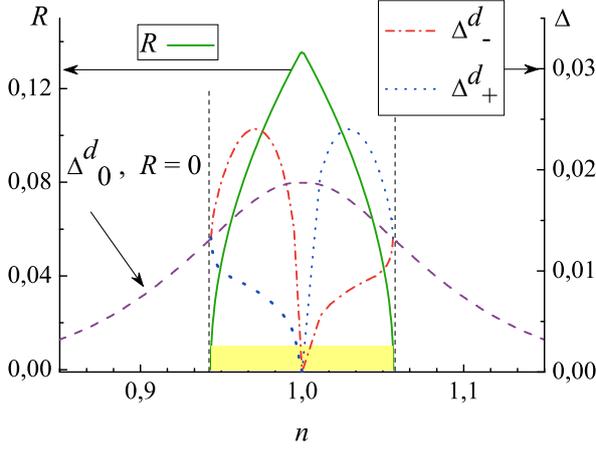


Рисунок 1 – Концентрационные зависимости намагниченности R и аномальных средних при $J = 0.8 |t_1|$, $t_2 = t_3 = 0$

сверхпроводимости в данном случае связывается с формированием антиферромагнитной щели на всей поверхности Ферми.

В связи со сложным видом энергетического спектра системы (5), было получено приближенное выражение для сверхпроводящей щели в спектре элементарных возбуждений (сверхпроводящего параметра порядка) системы при учете антиферромагнитного упорядочения.

$$\Delta_k(R) \approx \sqrt{\frac{1}{2} [\alpha_k^-(R) \Delta_{k-}^2 + \alpha_k^+(R) \Delta_{k+}^2]}, \quad (8)$$

$$\alpha_k^\pm(R) = \left(1 \pm \frac{h}{\sqrt{\Gamma_k^2 + h^2}} \right). \quad (9)$$

Тогда выражение для энергетического спектра приобретает вид, соответствующий теории Бардина, Купера, Шриффера, где в качестве затравочной энергии выступает спектр антиферромагнитного металла. Показано, что как только в системе индуцируется антиферромагнитное упорядочение размер сверхпроводящей щели начинает уменьшаться.

Третья глава посвящена определению механизма, приводящего к формированию фазы сосуществования сверхпроводимости и дальнего антиферромагнитного порядка в редкоземельных интерметаллидах. На основании предложенного механизма описываются фазовые переходы в цериевых интерметаллидах, происходящие под действием внешнего давления.

Описание свойств редкоземельных интерметаллидов с тяжелыми фермионами обычно проводится в рамках периодической модели Андерсона. Считается,

При возникновении дальнего антиферромагнитного порядка посредством увеличения концентрации электронов, появляются две амплитуды куперовских спариваний. Концентрационные зависимости таких аномальных амплитуд (Δ_-^d и Δ_+^d) показаны штрихпунктирной и пунктирной линиями соответственно. Видно, что при приближении к уровню полового заполнения ($n = 1$) амплитуды сверхпроводящих спариваний начинают уменьшаться, пока не обратятся в нуль на уровне полового заполнения зоны. Подавление

что в цериевых соединениях 4f-электроны являются ответственными за формирование как антиферромагнитного упорядочения, так и куперовской неустойчивости. При этом взаимодействие в подсистеме 4f-электронов, по-видимому, должно быть одним и тем же, так как характерные температуры антиферромагнетизма и сверхпроводимости — величины одного порядка. В этой связи следует отметить, что в рамках периодической модели Андерсона эффективное обменное взаимодействие в подсистеме локализованных f-электронов индуцируется при учете высокоэнергетических гибридационных процессов [17]. Поскольку эффективное взаимодействие описывает антиферромагнитную связь в подсистеме локализованных моментов, то ясно, что система имеет возможность перейти в антиферромагнитную фазу. Нетривиальный вопрос заключается в установлении условий, когда система будет находиться в микроскопически однородной фазе сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма.

В режиме сильных электронных корреляций, когда параметр U кулоновского отталкивания двух локализованных электронов, находящихся на одном узле, существенно превышает все другие характерные энергии, локализованное состояние определяется однократным электронным заполнением. В этом случае естественным описанием является атомное представление, в явной форме учитывающее эту особенность.

В представлении Ванье эффективный гамильтониан периодической модели Андерсона может быть записан в виде:

$$\begin{aligned} \widehat{\mathcal{H}}_{eff} = & \sum_{m\sigma} (\varepsilon_0 - \mu) c_{m\sigma}^\dagger c_{m\sigma} + \sum_{ml\sigma} t_{ml} c_{m\sigma}^\dagger c_{l\sigma} + \sum_{m\sigma} (E_0 - \mu) X_m^{\sigma\sigma} + \\ & + \sum_{ml\sigma} [(V_{ml} c_{m\sigma}^\dagger X_l^{0\sigma}) + (\text{э.с.})] + \frac{1}{2} \sum_{m \neq l} J_{ml} \left(\mathbf{S}_m \mathbf{S}_l - \frac{1}{4} \hat{N}_m \hat{N}_l \right), \quad (10) \end{aligned}$$

где ε_0 — одноузельная энергия коллективизированного электрона, μ — химический потенциал, $c_{m\sigma}$ ($c_{m\sigma}^\dagger$) — фермиевский оператор уничтожения (рождения) коллективизированного электрона для ячейки Ванье с номером m и проекцией спинового момента σ . Матричный элемент перескоков коллективизированных электронов с узла l на узел m обозначается t_{ml} ; E_0 — положение затравочного энергетического уровня локализованных электронов. На состояния локализованных электронов действует оператор Хаббарда $X_m^{rt} = |m; r\rangle \langle t; m|$, относящийся к ячейке m . V_{ml} — матричный элемент, описывающий гибридизацию локализованных и коллективизированных состояний, относящихся к одной ячейке Ванье ($m = l$), либо к разным ячейкам ($m \neq l$); J_{ml} — интеграл обменного взаимодействия. \mathbf{S}_m — квазиспиновый векторный оператор локализованной подсистемы, компоненты которого связаны с операторами атомного представления формулами: $S_m^+ = X_m^{\uparrow\downarrow}$, $S_m^- = X_m^{\downarrow\uparrow}$, $S_m^z = (X_m^{\uparrow\uparrow} - X_m^{\downarrow\downarrow})/2$. Оператор числа локализованных электронов на узле m определяется в виде $\hat{N}_m = \sum_{\sigma} X_m^{\sigma\sigma}$.

Для получения замкнутой системы уравнений самосогласования, описывающей сверхпроводящую фазу, антиферромагнитную фазу, а также фазу сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости, использован метод уравнений движения для двухвременных запаздывающих функций Грина. Замыкание цепочки уравнений движения осуществлялось на основе техники проецирования Цванцига-Мори.

В предложенной модели сверхпроводящий параметр порядка является результатом куперовского спаривания квазилокализованных фермионов из разных подрешеток и обуславливается динамической частью обменного взаимодействия:

$$\Delta_p = \frac{1}{2N} \sum_k J_{p-k} (\langle X_{k\uparrow} Y_{-k\downarrow} \rangle + \langle Y_{-k\uparrow} X_{k\downarrow} \rangle). \quad (11)$$

Отметим, что здесь также учитываются различные процессы куперовских спариваний при существовании антиферромагнитного упорядочения. Для соединения CeRhIn₅ большинство экспериментов подтверждают *d*-тип симметрии сверхпроводящего параметра порядка. Поэтому в диссертации исследование ограничивается рассмотрением взаимного влияния антиферромагнетизма и сверхпроводимости *d*-типа.

Аналитический вид решений дисперсионного уравнения, полученного в диссертации, является достаточно громоздким. В практическом отношении важно иметь хоть и приближенные, но аналитические выражения для квазичастичного спектра, лежащего в окрестности энергии локализованных состояний E_0 . Именно через них определяется дисперсионная зависимость зоны тяжелых фермионов. В этой связи было получено выражение для тяжелофермионной ветви энергетического спектра в фазе сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма:

$$\begin{aligned} [E_p^{\text{HF}}]^2 &= [(1 - \alpha\gamma_p)E_J]^2 + (\alpha^2 - R^2)\Gamma_p^2\gamma_p^2 + (\gamma_p E_J + 2J)^2 R^2 + \\ &+ \frac{\alpha^2 + R^2}{(\alpha^2 - R^2)^2} \Delta_p^2 + 2\text{sgn}(\gamma_p)\eta_p^2, \quad \gamma_p = \frac{V_p^2}{\Gamma_p^2 - E_J^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\alpha = 1 - n_L/2$, $E_J = E_0 - Jn_L$, $n_L = \langle N_f \rangle$ — среднее число электронов на локализованном уровне, $R = \langle S_f^z \rangle$ — намагниченность антиферромагнитной подрешетки. Функция $\text{sgn}(\gamma_p)$ определяется стандартным образом: $\text{sgn}(\gamma_p) = +1$ если $\gamma_p > 0$, -1 при $\gamma_p < 0$. Также введено обозначение:

$$\begin{aligned} \eta_p^4 &= \left\{ (\alpha^2 - R^2) [(1 - \alpha\gamma_p)E_J]^2 + \frac{\Delta_p^2 R^2}{(\alpha^2 - R^2)} \right\} \Gamma_p^2 \gamma_p^2 + \\ &+ \left\{ [(1 - \alpha\gamma_p)E_J] (\gamma_p E_J + 2J) + \frac{\alpha \Delta_p^2}{(\alpha^2 - R^2)^2} \right\}^2 R^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Реальный размер сверхпроводящей щели в спектре существенно превышает значение Δ_p . Это связано с тем, что спектр тяжелых фермионов имеет более сложный вид по сравнению с энергетическим спектром в теории Бардина, Купера, Шриффера. Поэтому сверхпроводящий параметр порядка определяется не только амплитудой сверхпроводящих спариваний Δ_p , но приобретает зависимость от других параметров модели. Истинный сверхпроводящий параметр порядка имеет вид $\Psi_p = \sqrt{\zeta_p} \Delta_p$, где

$$\zeta_p = \frac{(\alpha^2 + R^2)}{(\alpha^2 - R^2)^2} - \frac{R^2}{(\alpha^2 - R^2) |(1 - \alpha\gamma_p)E_J - \mu| \lambda_p} \times \left\{ \Gamma_p^2 \gamma_p^2 + \frac{2\alpha}{\alpha^2 - R^2} [(1 - \alpha\gamma_p)E_J - \mu] (\gamma_p E_J + 2J) \right\}, \quad (14)$$

$$\lambda_p = \sqrt{(\alpha^2 - R^2) \Gamma_p^2 \gamma_p^2 + (\gamma_p E_J + 2J)^2 R^2}. \quad (15)$$

Однако переход из сверхпроводящей в нормальную фазу по-прежнему определяется условием $\Delta_p = 0$.

Влияние давления на тип основного состояния редкоземельных интерметаллидов моделируется посредством изменения положения затравочного уровня энергии локализованных электронов E_0 . Механизм увеличения энергии E_0 при росте давления достаточно прост. Известно, что церий, входящий в состав интерметаллидов, часто обладает валентностью Ce^{3+} . Поэтому область вокруг иона Ce обладает большим суммарным положительным зарядом. По условию электронейтральности ближайшее окружение обладает эффективно отрицательным зарядом. Сближение иона церия под действием давления с ближайшим окружением вызывает возрастание энергии 4f-электрона, находящегося на нем, за счет кулоновского взаимодействия.

На рисунке 2 приведена известная фазовая диаграмма CeRhIn_5 [18]. Выделим основные результаты, полученные в экспериментальных исследованиях. Квадраты на рисунке 2 соответствуют температурам перехода (T_N) из парамагнитного состояния в антиферромагнитную фазу. Точки обозначают критические температуры (T_c) перехода из нормальной фазы в сверхпроводящую фазу. Видно, что если в антиферромагнитной фазе дальнейшее понижение температуры индуцирует куперовскую неустойчивость, то система переходит в фазу сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма. P_1 обозначает то значение давления, при котором происходит полное разрушение дальнего антиферромагнитного порядка.

Из вида фазовой диаграммы 2 следует, что в CeRhIn_5 антиферромагнитное упорядочение и сверхпроводимость конкурируют друг с другом. Действительно, сверхпроводимость формируется, когда происходит уменьшение температуры Нееля T_N под действием внешнего давления. В критической точке P_1 , где происхо-

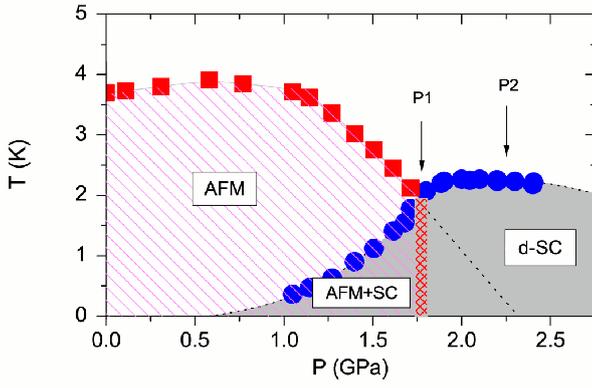


Рисунок 2 – Фазовая диаграмма CeRhIn₅ [18]

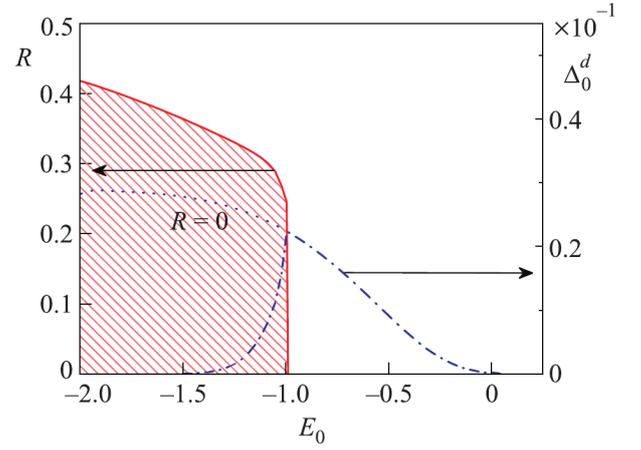


Рисунок 3 – Изменение намагниченности антиферромагнитной подрешетки R и амплитуды сверхпроводящего параметра порядка d -типа симметрии Δ_0^d при увеличении энергии E_0

дит разрушение антиферромагнетизма, сверхпроводимость обладает T_c близкой к максимальной. Следует отметить, что, несмотря на явную конкуренцию между сверхпроводимостью и дальним антиферромагнитным порядком, фазового расщепления не происходит и оба типа упорядочения сосуществуют на микроскопическом уровне.

Для изучения влияния энергии локализованных состояний E_0 на параметры порядка системы (намагниченность и сверхпроводящий параметр порядка) достаточно ограничиться рассмотрением низкотемпературного предела $T \rightarrow 0$. Были проведены численные расчеты уравнений самосогласования для концентрации f -электронов n_L , намагниченности R , сверхпроводящего параметра порядка d -типа симметрии и химпотенциала μ .

На рисунке 3 приведены рассчитанные зависимости намагниченности антиферромагнитной подрешетки R и амплитуды сверхпроводящего параметра порядка d -типа симметрии Δ_0^d от энергии локализованного уровня E_0 при неизменной концентрации $n_e = 1.25$ (значения остальных параметров модели приведены и обсуждаются в диссертации).

Видно, что увеличение давления приводит к разрушению дальнего антиферромагнитного упорядочения (сплошная линия, определяющая намагниченность подрешетки). Это связано с тем, что, по мере того как локализованный уровень двигается вверх по энергетической зоне, заселенность локализованных состояний уменьшается. При этом в области больших давлений реализуется только сверхпроводящая фаза. Зависимость Δ_0^d от E_0 показана штрих-пунктирной линией. Как только E_0 попадает в область реализации антиферромагнитного состояния поведение сверхпроводящего параметра порядка резко изменяется. Если бы даль-

ний антиферромагнитный порядок не устанавливался, то зависимость Δ_0^d от E_0 была бы такой, как показано пунктирной линией. Однако появление антиферромагнитного параметра порядка качественно меняет эту зависимость, приводя к резкому спаду параметра Δ_0^d (см. штрих-пунктирную линию в области реализации антиферромагнитной фазы). Это демонстрирует, с одной стороны, конкуренцию между сверхпроводимостью и антиферромагнетизмом, а с другой стороны, наглядно показывает наличие области реализации фазы сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости. Отметим, что подобный излом («кинк») зависимости сверхпроводящего параметра порядка от давления (E_0) также наблюдается экспериментально по поведению критической температуры (см. рисунок 2). В диссертационных исследованиях наличие такого кинка однозначно связывается с установлением дальнего антиферромагнитного порядка посредством квантового фазового перехода.

По мере нарастания в фазе сосуществования антиферромагнитного параметра порядка Δ_0^d быстро обращается в нуль. В этой связи подчеркнем, что подавляющее влияние дальнего антиферромагнитного порядка на куперовские спаривания обуславливается не только уменьшением амплитуды Δ_0^d , но и редуцированием сверхпроводящей щели при $R \neq 0$ в спектре элементарных возбуждений. Таким образом предложенный механизм, связанный с наличием обменного взаимодействия в локализованной подсистеме электронов, позволяет объяснить фазовую диаграмму тяжелофермионного интерметаллида CeRhIn_5 и на качественном уровне воспроизвести экспериментальные данные.

В четвертой главе развитый в диссертации подход применен для описания необычных свойств цериевых интерметаллидов в нормальной фазе, таких как сильное увеличение эффективной массы электронов и рост площади поверхности Ферми, наблюдаемых вблизи квантовой границы реализации антиферромагнитного состояния в тяжелофермионных соединениях. Ясно, что как сосуществование сверхпроводимости и антиферромагнетизма, так и аномальные особенности в окрестности квантовой критической точки в цериевых интерметаллидах должны описываться в рамках единой теории. В этой связи используется введенная ранее эффективная периодическая модель Андерсона (10).

Для простоты рассмотрение ограничивается случаем, когда спонтанное нарушение симметрии связано только с формированием дальнего антиферромагнитного порядка. Для получения уравнений самосогласования в антиферромагнитной фазе использован предельный переход $\Delta_0^d \rightarrow 0$. Равенство нулю этого параметра означает запрет на индуцирование куперовской неустойчивости в системе.

На рисунке 4 приведены дисперсионные зависимости тяжелофермионной зоны вдоль главного направления магнитной зоны Бриллюэна при различных значениях энергии E_0 . Нижние два графика определяют спектр тяжелых фермионов в

антиферромагнитном состоянии, а верхний — в парамагнитном состоянии ($R = 0$).

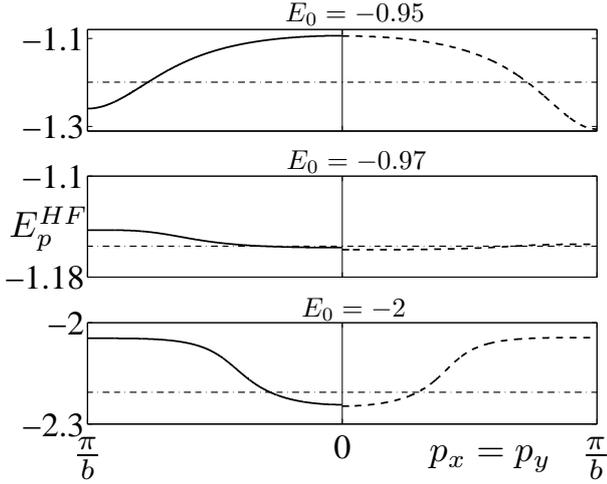


Рисунок 4 – Модификация квазичастичной зоны, соответствующей тяжелым фермионам, при увеличении энергии E_0 и переходе из антиферромагнитной фазы (два нижних графика) в парамагнитную фазу (верхний график). Штрихпунктирная линия определяет положение химпотенциала.

Штриховые линии соответствуют зависимостям, полученным по приближенной формуле (12), если положить $\Delta_p = 0$, сплошные линии — численно рассчитанным зависимостям. Видно, что увеличение энергии E_0 , приводящее к понижению намагниченности, сопровождается сужением зоны тяжелых фермионов, а при переходе в парамагнитную фазу происходит качественное изменение структуры зоны тяжелых фермионов.

Существенно, что для реализации дальнего антиферромагнитного порядка химпотенциал должен лежать в слабодисперсной зоне тяжелых фермионов. Поэтому антиферромагнитные характеристики системы определяются именно тяжелыми фермионами. Масса

тяжелых фермионов, энергетические зоны которых представлены на рисунке 4, характеризуется следующим выражением:

$$\frac{m^*}{m_0} = \frac{(\Gamma_0^2 - E_J^2)^2 \tau_0}{|\Gamma_0| V_0^2} \times \left\{ 2\alpha |E_J| \tau_0 - [(\alpha^2 - R^2)\Gamma_0^2 + (\alpha^2 + R^2)E_J^2] V_0^2 + 4JR^2 |E_J| (\Gamma_0^2 - E_J^2) \right\}^{-1},$$

$$\tau_0 = \sqrt{(\alpha^2 - R^2)\Gamma_0^2 V_0^4 + (2J(\Gamma_0^2 - E_J^2) - |E_J| V_0^2)^2 R^2}. \quad (16)$$

Приближенное аналитическое условие, определяющее сильную ренормировку массы ($m^*/m_0 \rightarrow \infty$) и связывающее параметры модели, можно представить в следующем виде:

$$E_0^c = -\frac{V_0^2 \alpha - R}{4J R} + Jn_L. \quad (17)$$

При анализе этого выражения следует учитывать, что концентрация локализованных электронов и намагниченность антиферромагнитной подрешетки зависят от энергии E_0 . В парамагнитной фазе ($R = 0$) условие (17) не имеет силы.

Согласно условию (17) расходимость массы тяжелых фермионов происходит при значениях параметров модели, не обязательно соответствующих окрестности квантового фазового перехода. Показано, что аномальное увеличение массы всегда реализуется вблизи квантовой критической точки. Нетрудно убедиться, что

при уменьшении намагниченности и увеличении энергии E_0 ширина зоны тяжелых фермионов уменьшается. В парамагнитной области происходит инверсия квазиимпульсной зависимости энергетического спектра по сравнению с зависимостью спектра в антиферромагнитной фазе. Отсюда следует, что по мере уменьшения ширины зоны в антиферромагнитной фазе может реализоваться ситуация, когда возникнет предельно узкая зона с большой эффективной массой. Можно показать, что одним из условий, при котором ширина зоны приобретает близкие к нулю значения, является выражение (17). Таким образом расходимость массы электронов связана с сильным редуцированием зоны тяжелых фермионов. Образование слабодисперсной узкой зоны в свою очередь свидетельствует о близости квантового фазового перехода.

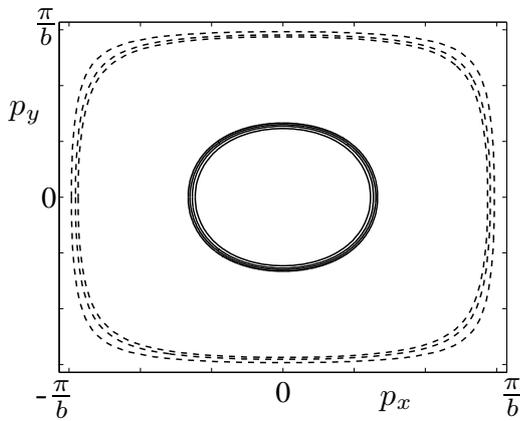


Рисунок 5 – Поверхности Ферми в антиферромагнитной фазе (сплошные линии) построены при значениях энергии $E_0 = -2, -1.5, -1.2, -0.97$ и в парамагнитной фазе (штриховые линии) при $E_0 = -0.95, -0.8, -0.5$. Наименьшей энергии соответствует наименьший размер поверхности Ферми

Расширение поверхности Ферми при переходе через квантовую критическую точку продемонстрировано на рисунке 5. Поверхности, обозначенные сплошными линиями, рассчитаны при различных значениях E_0 в антиферромагнитной фазе, а поверхности Ферми в парамагнитной фазе отмечены штриховыми линиями. Видно, что в антиферромагнитной фазе размер поверхности Ферми практически не зависит от энергии E_0 и несколько кривых сливаются в одну. Однако при переходе через границу антиферромагнетик - парамагнетик реализуется существенное расширение поверхности Ферми. Дальнейшее увеличение энергии E_0 в парамагнитной фазе не приводит к столь большому увеличению импульса Ферми. Описанное поведение связывается со сменой типа носителей заряда

в точке квантового фазового перехода.

Важно определить модификацию эффективной массы электронов и поверхности Ферми при увеличении внешнего давления для концентрации $n_e = 1.25$, при которой теоретические результаты хорошо коррелируют с экспериментальной фазовой диаграммой соединения CeRhIn_5 . Ввиду малости амплитуды Δ_0^d в фазе сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма, описание поведения квазичастичных характеристик можно проводить на основе выражений, полученных для антиферромагнитной фазы.

На рисунке 6 приведена зависимость циклотронной массы от внешнего дав-

ления, полученная на основе эффекта де Гааза-ван Альфена для CeRhIn_5 . На рисунке 7 показаны результаты расчета эффективной массы электронов. Видно, что по мере разрушения антиферромагнетизма при увеличении E_0 , эффективная масса растет. При этом в критической точке ($E_0^c \approx -1$), выше которой намагниченность подрешетки исчезает, эффективная масса демонстрирует поведение, похожее на расходимость. При переходе через критическую точку в парамагнитную область значение эффективной массы резко падает и в дальнейшем уменьшается по модулю. Значения эффективной массы на рисунке 7 хоть и превышают данные для циклотронной массы, но качественно правильно отражают экспериментальную зависимость массы от давления.

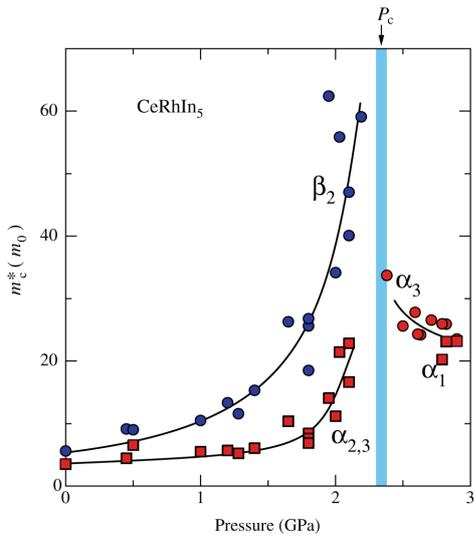


Рисунок 6 – Зависимость циклотронной массы электронов от внешнего давления в CeRhIn_5 [19]

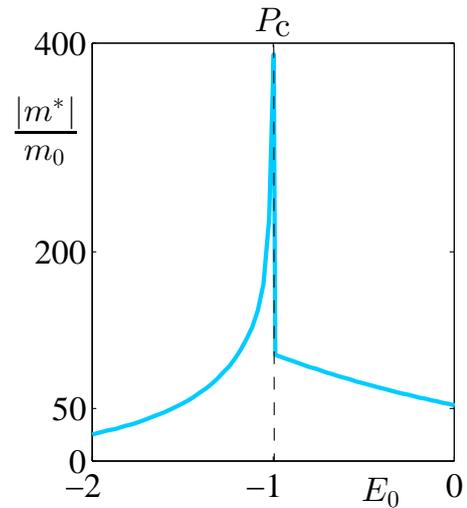


Рисунок 7 – Зависимость эффективной массы электронов от энергии E_0

В развитой теории аномальное увеличение эффективной массы электронов и расширение поверхности Ферми связаны с нетривиальным поведением узкой слабодисперсной зоны при разрушении дальнего антиферромагнитного порядка в системе тяжелых фермионов. В таком сценарии квантовый переход из антиферромагнитной фазы в парамагнитную фазу будет всегда сопровождаться формированием исследуемых особенностей. При этом исходные локализованные 4f-электроны гибридизируются с коллективизированными электронами как в антиферромагнитной области, так и в парамагнитной области. В этом заключается основное отличие предложенного механизма от представления локальной квантовой критической точки. В теории локальной квантовой критической точки f-электроны в антиферромагнитной фазе являются строго локализованными. При этом для изменения размера поверхности Ферми в квантовой критической точке должны одновременно происходить подавление антиферромагнетизма и установление Кондо-резонанса.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Развита теория, описывающая сосуществование сверхпроводимости и антиферромагнетизма в ансамбле коллективизированных электронов в приближении сильной связи при учете обменного взаимодействия между ними. Продемонстрирована необходимость учета двух компонент сверхпроводящего параметра порядка, индуцированных наличием антиферромагнитного упорядочения.
2. В рамках эффективной периодической модели Андерсона, в которой учитывается обменное взаимодействие между локализованными электронами, описаны фазовые переходы при нуле температуры, обусловленные увеличением внешнего давления. Показано, что область реализации фазы сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма лежит в окрестности квантовой критической точки, в которой происходит быстрое разрушение дальнего антиферромагнитного порядка. Качественное согласие полученных результатов с экспериментальными данными для CeRhIn_5 позволяет утверждать о том, что вскрытый механизм сосуществования может иметь место в реальных системах.
3. В рамках предложенной в диссертации модели описано нестандартное поведение эффективной массы электронов и поверхности Ферми в квантовой критической области фазовой диаграммы цериевых интерметаллидов.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. В. В. Вальков, А. О. Злотников О сосуществовании сверхпроводимости и антиферромагнетизма // Известия РАН. Серия физическая — 2011. — Т. 75. — С. 682-684.
2. В. В. Вальков, А. О. Злотников О реализации фазы сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости в тяжелофермионных интерметаллидах // Письма в ЖЭТФ — 2012. — Т. 95. — С. 390-396.
3. В. В. Вальков, А. О. Злотников Влияние давления на антиферромагнитное и сверхпроводящее упорядочение в системах с тяжелыми фермионами // Известия РАН. Серия физическая — 2012. — Т. 76. — С. 821-824.
4. В. В. Вальков, А. О. Злотников Сосуществование сверхпроводимости и антиферромагнетизма в тяжелофермионных интерметаллидах // ТМФ — 2013. — Т. 174. — С. 484-503.

5. В. В. Вальков, А. О. Злотников Аномальные свойства и сосуществование антиферромагнетизма со сверхпроводимостью вблизи квантовой критической точки в редкоземельных интерметаллидах // ЖЭТФ — 2013. — Т. 141. — С. 941-947.
6. V. V. Val'kov, A. O. Zlotnikov Coexistence of superconductivity and antiferromagnetism in heavy-fermion intermetallic compound CeRhIn₅ // J Supercond. Nov. Magn. — 2013. — V. 26. — P. 2885-2886.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Scalapino, D. J. d-wave pairing near a spin-density-wave instability / D. J. Scalapino, E. Loh, Jr., J. E. Hirsch // Phys. Rev. B — 1986. — V. 34. — № 11. — P. 8190-8192.
- [2] Зайцев, Р. О. О возможности парной конденсации в модели Хаббарда / Р. О. Зайцев, В. А. Иванов // ФТТ — 1987. — Т. 29. — С. 2554.
- [3] Каган, М. Ю. О возможности сверхтекучего перехода в слабонеидеальном ферми-газе с отталкиванием / М. Ю. Каган, А. В. Чубуков // Письма в ЖЭТФ — 1988. — Т. 47. — № 10. — С. 525-528.
- [4] Anderson, P. W., The resonating valence bond state in La₂CuO₄ and superconductivity / P. W. Anderson // Science — 1987. — V. 235. — P. 1196-1198.
- [5] Lavrov, A. N. Competition and coexistence of antiferromagnetism and superconductivity in RBa₂Cu₃O_{6+x} (R = Lu, Y) single crystals / A. N. Lavrov, L. P. Kozeeva, M. R. Trunin, V. N. Zverev // Phys. Rev. B — 2009. — V. 79. — P. 214523(1)-214523(6).
- [6] Mukuda, H. Genuine Phase Diagram of Homogeneously Doped CuO₂ Plane in High-Tc Cuprate Superconductors / H. Mukuda, Y. Yamaguchi, S. Shimizu, Y. Kitaoka, P. Shirage, A. Iyo // J. Phys. Soc. Jpn. — 2008. — V. 77. — P. 124706(1)-124706(7).
- [7] Flouquet, J. Magnetism and superconductivity of heavy fermion matter / J. Flouquet, G. Knebel, D. Braithwaite, D. Aoki, J.-P. Brison, F. Hardy, A. Huxley, S. Raymond, B. Salce, I. Sheikin // C. R. Physique — 2006. — V. 7. — P. 22-34.
- [8] Thompson, J. D. Progress in Heavy-Fermion Superconductivity: Ce115 and Related Materials / J. D. Thompson, Z. Fisk // J. Phys. Soc. Jpn — 2012. — V. 81. — P. 011002(1)-011002(11).

- [9] Alvarez, J.V. Superconductivity and Magnetic Order in CeRhIn₅: Spectra of Coexistence / J.V. Alvarez, F. Yndurain // Phys. Rev. Lett. — 2007. — V. 98. — P. 126406(1)-126406(4).
- [10] Sacramento, P.D. Coexistence of antiferromagnetism and superconductivity in the Anderson lattice / P.D. Sacramento // J. Phys.: Cond. Mat. — 2003. — V. 15. — P. 6285-6300.
- [11] Inui, M. Coexistence of antiferromagnetism and superconductivity in a mean-field theory of high- T_c superconductors / M. Inui, S. Doniach, P. J. Hirschfeld, A. E. Ruckenstein // Phys. Rev. B — 1988. — V. 37. — № 4. — P. 2320-2323.
- [12] Kobayashi, K. Competition and coexistence of antiferromagnetism and superconductivity in Hubbard model / K. Kobayashi, T. Watanabe, H. Yokoyama // Physica C: Superconductivity — 2010. — V. 470. — P. S947-S948.
- [13] Lichtenshtein, A. I. Antiferromagnetism and d-wave superconductivity in cuprates: A cluster dynamical mean-field theory / A. I. Lichtenshtein, M. I. Katsnelson, Phys. Rev. B — 2000. — V. 62. — № 14. — P. R9283-R9286.
- [14] Buzdin, A. I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A. I. Buzdin // Rev. Mod. Phys. — 2005. — V. 77. — P. 935-976.
- [15] Хусаинов, М. Г. Спонтанное нарушение симметрии и краевая задача для эффекта близости в наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник / М. Г. Хусаинов, М. М. Хусаинов, Н. М. Иванов, Ю. Н. Прошин // Письма в ЖЭТФ — 2009. — Т. 89. — С. 730-735.
- [16] Proshin, Yu. Solitary re-entrant superconductivity in asymmetrical {FSF} structures / Yu. Proshin, M. Avdeev, M. Khusainov, M. Khusainov // JMMM — 2012. — V. 324. — № 21. — P. 3478-3480.
- [17] Вальков, В. В. Эффективные взаимодействия в периодической модели Андерсона в режиме смешанной валентности при сильных корреляциях / В. В. Вальков, Д. М. Дзедзисашвили // ТМФ — 2008. — Т. 157. — С. 235-249.
- [18] Park, T. Normal state properties at a field-tuned quantum-critical point in the heavy-fermion superconductor CeRhIn₅ / T. Park, Y. Tokiwa, E.D. Bauer, F. Ronning, R. Movshovich, J.L. Sarrao, J.D. Thompson // Physica B — 2008. — V. 403. — P. 943-945.
- [19] Shishido, H. A Drastic Change of the Fermi Surface at a Critical Pressure in CeRhIn₅: dHvA Study under Pressure / H. Shishido, R. Settai, H. Harima, Y. Ōnuki // J. Phys. Soc. Jpn. — 2005. — V. 74. — № 4. — P. 1103-1106.

Подписано в печать 23.10.2013 г.
Формат 60 × 84/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 70 экз. Заказ № 66
Отпечатано в типографии Института физики СО РАН
660036, Красноярск, Академгородок, ИФ СО РАН