

На правах рукописи

ПОПОВ Константин Геннадьевич

**УНИВЕРСАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СИЛЬНО
КОРРЕЛИРОВАННЫХ МЕТАЛЛОВ**

01.04.07 — физика конденсированного состояния

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург - 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Коми научном центре Уральского отделения РАН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор,
Баграев Николай Таймуразович ;

доктор физико-математических наук,
Зверев Михаил Валентинович ;

доктор физико-математических наук, профессор,
Клочихин Альберт Аркадьевич .

Ведущая организация:

Санкт-Петербургский Государственный Университет .

Защита состоится “15” июня 2011 г. в 16 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.229.29 в ГОУ ВПО “Санкт-Петербургский государственный политехнический университет“ по адресу: 195251 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 29. II уч. корпус, ауд. 265.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ГОУ ВПО “Санкт-Петербургский государственный политехнический университет“

Автореферат разослан “ “ 2011 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета

кандидат физ.-мат. наук,

доцент

Ермакова Н. Ю.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Объект исследования и актуальность темы. Сильно коррелированные ферми-системы (СКФС) относятся к одной из наиболее интересных фундаментальных систем природы, изучаемых физикой. Основными классами таких систем являются металлы с тяжелыми фермионами (ТФ), высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), квазидвумерные ферми-системы. Они обнаруживают огромное разнообразие физических свойств. Свойства этих материалов принципиально отличаются от свойств обычных ферми-систем. Например, в случае металлов с тяжелыми фермионами сильная корреляция электронов приводит к перенормировке эффективной массы квазичастиц, которая может превысить голую массу электрона на несколько порядков или даже стать неограниченно большой. При этом эффективная масса демонстрирует сильную зависимость от температуры, давления или приложенного магнитного поля. Эти металлы имеют аномальное поведение и необычные степенные законы температурной зависимости своих термодинамических и транспортных характеристик при низких температурах. Такое их поведение принято определять как поведение аномальной ферми-жидкости Ландау или не-ферми жидкостное (НФЖ) поведение.

Накоплен большой экспериментальный материал, демонстрирующий экзотические свойства этих систем. Можно утверждать, что системы, о которых идет речь, в недалеком будущем найдут применение в создании новых материалов для спинтроники, крионики, редкоземельных магнитов, прикладной сверхпроводимости. СКФС, однако, демонстрируют значительное сопротивление попыткам их теоретического описания.

Неспособность теории ферми-жидкости Ландау объяснить экспериментальные наблюдения, связанные с зависимостью эффективной массы M^* от температуры T , магнитного поля B , давления и т.д., привело к заключению, что квазичастицы не выживают в сильно коррелированных ферми-системах, и тяжелый электрон не сохраняет своей целостности как возбуждение-квазичастица. Теории, базирующиеся на концепции кондо-решетки и использующие квантовые и тепловые флуктуации в критической точке, соответ-

ствующей квантовому фазовому переходу второго рода, имеют узкую сферу применимости и не объясняют всего многообразия явлений в аномальных ферми-жидкостях.

Такое кризисное состояние теории было вполне преодолено в результате развития теории Ферми конденсатного квантового фазового перехода (ФККФП) в 90-е годы прошлого века в работах В.А. Ходеля и В.Р. Шагиняна [1]. Развитие этой теории, включающее расширенную парадигму квазичастиц, которая допускает сильную зависимость эффективной массы от температуры, магнитного поля и других параметров системы, дало возможность приступить к описанию сильно коррелированных ферми-систем. Таким образом, актуальность исследований, которым посвящена диссертация, связана с необходимостью развития приложений теории ФККФП к описанию многочисленных явлений, наблюдаемых в экспериментах с веществами, демонстрирующими НФЖ поведение.

В связи с вышеизложенным, целью данной диссертационной работы является обнаружение и изучение универсальных свойств сильно коррелированных Ферми систем при низких температурах, а также исследование зависимости термодинамических и транспортных характеристик этих систем от температуры, магнитного и электрического полей и других факторов.

Научная новизна работы заключается в том, что для сильно коррелированных ферми- систем, демонстрирующих не-ферми жидкостное поведение при низких температурах, впервые получены следующие результаты:

1. **Рассчитано** поведение эффективной массы квазичастиц в окрестности ФККФП для систем с кулоновским и Ван-дер-Ваальсовским взаимодействием и показано, что при приближении плотности x системы к критическому значению x_{cr} эффективная масса квазичастиц возрастает как $1/|x - x_{cr}|$. Дано объяснение экспериментальным результатам, указывающим на расходимость эффективной массы в двумерной электронной жидкости и двумерном ${}^3\text{He}$.
2. **Теоретически исследовано** поведение сильно коррелированных ферми-систем в зависимости от температуры и наложенного магнитного поля. В том числе, получены следующие результаты:

- получены аналитические оценки для различных температурных режимов зависимости эффективной массы от температуры (Ландау ферми-жидкостной режим (ЛФЖ): $M^* \propto const$; не-ферми жидкостной режим (НФЖ): $M^* \propto T^{-2/3}$, $M^* \propto T^{-1/2}$;
 - получены аналитические оценки для зависимости эффективной массы от магнитного поля (ЛФЖ: $M^* \propto const$; НФЖ: $M^* \propto (B - B_{c0})^{-2/3}$;
 - получена универсальная аппроксимационная формула, позволяющая описывать все температурные режимы зависимости эффективной массы квазичастиц от температуры и магнитного поля;
 - в рамках теории ФККФП исследованы такие характеристики высококоррелированных систем, как энтропия, теплоемкость, коэффициент теплового объемного расширения, магнитная восприимчивость, намагниченность, сопротивление и др;
 - изучены фазовые $T - B$ диаграммы модельных объектов и реальных веществ;
 - исследован скейлинговый характер зависимости эффективной массы квазичастиц от плотности, температуры, магнитного поля, химического состава, размерности и т.д.
3. **Теоретически** был описан механизм, позволяющий управлять состоянием сильно коррелированной Ферми системы путем наложения на нее магнитного поля или изменением ее температуры, например, переводить ее из НФЖ режима в ЛФЖ режим и обратно, изменяя магнитное поле и температуру.
4. **Продемонстрировано**, что зависимость эффективной массы от магнитного поля B и температуры T определяет поведение сопротивления сильно коррелированных ферми-систем:
- показано, что $T^{-1/2}$ - зависимость эффективной массы сильно коррелированной ферми-системы приводит к не-ферми жидкостному поведению сопротивления, $\rho(T) \propto T$.
 - показано, что при постоянном B магнетосопротивление, как функция температуры, изменяется от отрицательных значений при $T \rightarrow 0$ к по-

ложительным при $T \propto (B - B_{c0})$, где B_{c0} - значение поля, при котором температура Нееля для конкретного металла с ТФ обращается в ноль. При дальнейшем росте температуры магнетосопротивление достигает максимума и начинает убывать, стремясь асимптотически к нулю. При фиксированной температуре T магнетосопротивление, как функция магнитного поля, изменяется от положительных к отрицательным значениям при изменении магнитного поля от малых до больших величин.

5. В рамках теории ФККФП **дано объяснение** экспериментам, в которых был обнаружен резкий скачок в коэффициенте Холла R_H . Этот эффект можно связать с необычным поведением энтропии $S(T)$ при низких температурах, $S(T) \propto S_0 + aT^{1/2}$, где S_0 и a - независимые от температуры константы.
6. **Предсказано**, что в магнитных полях антиферромагнитный фазовый переход второго рода изменяется на фазовый переход первого рода при понижении температуры фазового перехода.
7. **Было показано**, что дифференциальная проводимость между металлическим точечным контактом и металлом, электронная подсистема которого содержит тяжелые фермионы, асимметрична.
8. **Была рассчитана** зависимость мюонной и ядерной спин-решеточной релаксации от температуры для металлов с тяжелыми фермионами.
9. **Разработаны** математические модели, позволившие провести численные расчеты и компьютерные эксперименты, обеспечившие получение дополнительной информации о природе сильно коррелированных ферми-систем, подтверждение аналитических расчетов, визуализацию теоретических выводов и сравнение с данными экспериментов.

Научная и практическая значимость работы состоит в том, что полученные в ней результаты расширяют и углубляют наше понимание физики сильно коррелированных ферми-систем. Исследования, представленные в диссертации, свидетельствуют, что ферми-конденсатный квантовый фазовый переход может рассматриваться как универсальная причина не-ферми жидкостного поведения, наблюдаемого в самых различных металлах, жидкостях

и других ферми-системах. Есть все основания ожидать, что развиваемая теория найдет применение при создании новых материалов для спинтроники, крионики, редкоземельных магнитов, прикладной высокотемпературной сверхпроводимости.

Положения, выносимые на защиту:

1. Эффективная масса квазичастиц в окрестности ФККФП для систем с кулоновским и Ван-дер-Ваальсовским взаимодействием пропорциональна $1/|x - x_{cr}|$, где x - плотность системы. При приближении плотности x системы к критическому значению x_{cr} эффективная масса квазичастиц неограниченно возрастает.
2. Поведение эффективной массы как функции температуры и магнитного поля в ЛФЖ и НФЖ режимах, а также переход между ними, может быть описан с помощью универсальной аппроксимационной формулы: $M^*(T, B) = c_3(1 + c_1 z^2)/(1 + c_2 z^{8/3})$, где $z = T/(B - B_{c0})$, c_1, c_2, c_3 - константы, B_{c0} - значение поля, при котором температура Нееля для конкретного металла с ТФ обращается в ноль;
- в рамках теории ФККФП исследованы такие характеристики сильно коррелированных ферми-систем, как энтропия, теплоемкость, коэффициент теплового объемного расширения, магнитная восприимчивость, намагниченность, сопротивление и др;
- эффективная масса квазичастиц, как функция температуры, магнитного поля, плотности, химического состава и других параметров, демонстрирует скейлинговый характер. То есть, после масштабного преобразования - нормировки самой функции на ее значение в особой точке, а ее аргументов на их значение в особой точке - эффективная масса может быть описана с помощью функции одной переменной.
3. Теоретически описан механизм, позволяющий управлять состоянием сильно коррелированной ферми-системы, например, переводить ее из НФЖ режима в ЛФЖ режим и обратно, изменяя магнитное поле и температуру.
4. Зависимость эффективной массы от магнитного поля B и температуры T определяет поведение сопротивления сильно коррелированных

ферми-систем:

- показано, что $T^{-1/2}$ - зависимость эффективной массы приводит к не-ферми жидкостному поведению сопротивления, $\rho(T) \propto T$;
- показано, что магнетосопротивление является знакопеременной функцией температуры и магнитного поля.

5. В рамках теории ФККФП дано объяснение экспериментам, в которых был обнаружен резкий скачок в коэффициенте Холла R_H . Этот эффект можно связать с поведением энтропии $S(T)$ при низких температурах, $S(T) \propto S_0 + aT^{1/2}$, где S_0 и a - независимые от температуры константы.
6. Предсказано, что в магнитных полях антиферромагнитный фазовый переход второго рода изменяется на переход первого рода при понижении температуры фазового перехода.
7. Дифференциальная проводимость между металлическим точечным контактом и металлом, которая для обычных металлов является симметричной функцией напряжения, становится заметно асимметричной в случае сильно коррелированного металла. Симметрия дифференциальной проводимости может быть восстановлена путем наложения магнитного поля, величина которого превышает некоторое критическое значение.
8. Зависимость $1/T_1$ мюонной и ядерной спин-решеточной релаксации от температуры для металлов с тяжелыми фермионами может быть описана соотношением $1/T_1 \propto TM^{*2} = T^{-1/3}$.

Личный вклад автора. Автору принадлежит решающий вклад в разработке приложений теории ферми-конденсатного квантового фазового перехода для объяснения не-ферми жидкостного поведения сильно-коррелированных Ферми систем. Разработка математических моделей, вычислительных алгоритмов, программ и все численные расчеты характеристик сильно коррелированных Ферми систем выполнены автором. Интерпретация результатов реальных и компьютерных экспериментов была проведена при принципиальном участии автора диссертации.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, докладывались на научных семинарах Отдела теоретической и математической физики Института физики металлов УрО РАН, Отдела математики Коми НЦ УрО РАН, Кафедры статистической физики Физического факультета Санкт-Петербургского государственного университета, Кафедры электроники твердого тела Физического факультета Санкт-Петербургского государственного университета, Кафедры физической электроники Факультета физики Российского государственного педагогического университета.

В течение ряда лет отдельные положения диссертации докладывались и обсуждались на следующих конференциях: The 7th International Conference on Squeezed States and Uncertainty Relations (ICSSUR 2001), Boston, USA, 2001; VIII International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research (ACAT'2002), Moscow, Russia, 2002; VI International Congress on Mathematical Modelling. Nizhny Novgorod, Russia, 2004; 15th International Conference on Solid Compounds of Transition Elements, Krakow, Poland, 2006; XXXII Международная зимняя школа физиков-теоретиков "Коуровка Екатеринбург, Россия, 2008; International Conference on Strongly Correlated Electron Systems (SCES 2008) Buzios, Brazilia, 2008; 3-я Международная конференция "Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости"(ФПС'08) Москва-Звенигород, 2008; International Conference on Quantum Criticality and Novel Phases (QCNP09), Dresden, Germany, 2009; International Bogolyubov conference "Modern Problems of Theoretical and Mathematical Physics Kyiv, Ukraine, 2009; XXXIII Международная зимняя школа физиков-теоретиков "Коуровка Екатеринбург, Россия, 2010; International Conference on Strongly Correlated Electron Systems (SCES 2010) Santa Fe, USA, 2010.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 37 научных работах, в том числе в 2 монографиях, в 17 статьях в реферируемых отечественных (5) и зарубежных (12) журналах, в том числе в 2 обзорах; все 17 публикаций - в журналах и изданиях, определенных Высшей аттестационной комиссией. 18 публикаций - в реферируемых, но не входящих в

список ВАК, журналах, в нереперируемых журналах, в сборниках трудов докладов отечественных и международных конференций и симпозиумов, а также интернет-изданиях.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, 9 глав, заключения и двух приложений. Общий объем работы 269 страниц, включая 68 рисунков. Список цитированной литературы содержит 232 наименования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обосновывается актуальность диссертации, формулируются цели и задачи работы, отмечается новизна и практическая ценность выносимых на защиту результатов, даны сведения об апробации работы, кратко изложена структура и содержание рукописи.

В Главе 1 дается обзор исследований сильно коррелированных Ферми систем, проводится анализ и критика теоретических концепций, используемых при их описании, фиксируется круг объектов исследований, которым ограничился автор диссертации, обсуждаются принципиальные особенности модели вещества, в рамках которой работает механизм используемой теории.

В Главе 2 излагаются основные положения теории Ферми конденсатного квантового фазового перехода (ФККФП) и формулируются принципиальные идеи, лежащие в основе описания сильно коррелированных Ферми систем.

Теория ферми-жидкости Ландау (ФЖЛ), развитая в 60-х годах 20 века [2], сыграла революционную роль в описании многообразных свойств электронной жидкости обычных металлов и ферми-жидкостей типа ^3He . Эта теория построена в предположении (Парадигма квазичастиц Ландау), что *физику при низких температурах определяют элементарные возбуждения, которые ведут себя как квазичастицы, характеризующиеся эффективной массой и находящиеся по основным своим свойствам в одном классе с квазичастицами слабо взаимодействующего ферми-газа. Поэтому эффективная масса $M_L^* = p_F / (d\varepsilon(p)/dp)|_{p_F}$ положительна, конечна и не зависит от температуры, давления, магнитного поля и является параметром теории.*

Можно показать (см. Рис. 1), что одночастичная энергия квазичастиц $\varepsilon(p, T) = \delta E[n(p, T)] / \delta n(p, T)$, где $E[n(p, T)]$ - энергия системы, производная которой вблизи ферми-поверхности определяет поведение эффективной массы, монотонная функция импульса и слабо зависит от температуры, а распределение квазичастиц по импульсам $n(p, T)$, описываемое функцией Ферми-Дирака, $n(p, T) = 1 / (1 + \exp((\varepsilon(p, T) - \mu) / T))$, где μ - химический

потенциал, симметрично относительно ферми-поверхности, и при $T \rightarrow 0$ стремится к Тэта-функции Хэвисайда $\theta(\varepsilon(p, T) - \mu)$ (ступеньке).

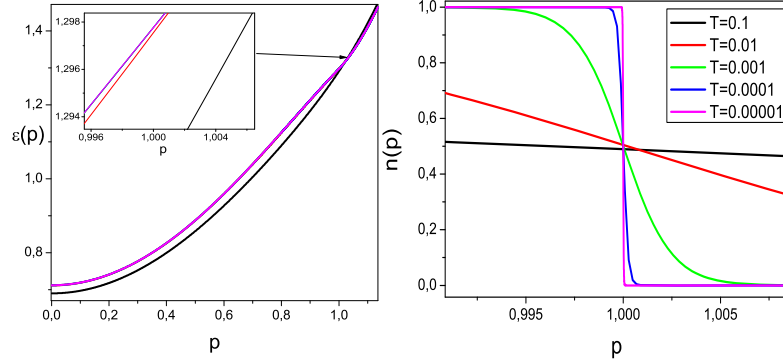


Рис. 1. На рисунке представлены результаты вычислений $\varepsilon(p, T)$ (левая панель) и $n(p, T)$ (правая панель) для модельной ферми-системы, демонстрирующей поведение ЛФЖ. Энергия, импульсы и температуры представлены в единицах: $\varepsilon_F = p_F^2/2M$ - энергия Ферми, где M - голая масса фермиона; p_F - импульс Ферми и T_F - температура Ферми соответственно. Температуры вычислений (указаны на рисунке) изменяются на 4 порядка.

Эффективная масса связана с „голой“ массой электрона M хорошо известным уравнением Ландау

$$\frac{1}{M_L^*} = \frac{1}{M} + \sum_{\sigma_1} \int \frac{\mathbf{p}_F \mathbf{p}_1}{p_F^3} F_{\sigma, \sigma_1}(\mathbf{p}_F, \mathbf{p}_1) \times \frac{\partial n_{\sigma_1}(\mathbf{p}_1, T)}{\partial p_1} \frac{dp_1}{(2\pi)^3}. \quad (1)$$

Здесь $F_{\sigma, \sigma_1}(\mathbf{p}_F, \mathbf{p}_1)$, — амплитуда Ландау, зависящая от импульсов \mathbf{p} и \mathbf{p}_F , спинов σ .

Между эффективной массой квазичастиц M_L^* и голой массой фермионов M существует соотношение $\frac{M_L^*}{M} = \frac{1}{1 - N_0 F^1(p_F, p_F)/3}$, где N_0 - плотность состояний свободного ферми-газа и $F^1(p_F, p_F)$ — p -волновая компонента амплитуды взаимодействия Ландау, из которого следует, что возможно существование таких систем, для которых знаменатель этого выражения может

обратиться в ноль, что соответствует неограниченному росту M^* , противоречащему теории ЛФЖ. Эта ситуация реализуется в металлах с ТФ, ВТСП и квази-2D ферми-жидкостях.

Относительную эффективную массу квазичастиц можно записать в виде $M^*(x)/M \simeq a_1 + a_2/(x - x_{FC})$, из которого следует, что при $T = 0$ и $x \rightarrow x_{FC}$ эффективная масса расходится, а при $x < x_{FC}$ — становится отрицательной.

Для того, чтобы предотвратить нестабильное и принципиально бессмысленное состояние с отрицательным значением эффективной массы, в системе должен осуществиться квантовый фазовый переход в критической точке $x = x_{FC}$, которым является Ферми конденсатный квантовый фазовый переход (ФККФП) [3, 4]. Этот фазовый переход, понижая энергию системы, приводит к перестройке функции распределения квазичастиц, которая при $T = 0$ не совпадает со ступенчатой функцией в интервале от p_i до p_f так, что $0 < n_0(\mathbf{p}) < 1$, вне этой области $n_0(\mathbf{p})$ совпадает со ступенчатой функцией. Соответствующий этой функции распределения одночастичный спектр имеет абсолютно „плоскую“ форму в этой области (см. Рис. 2).

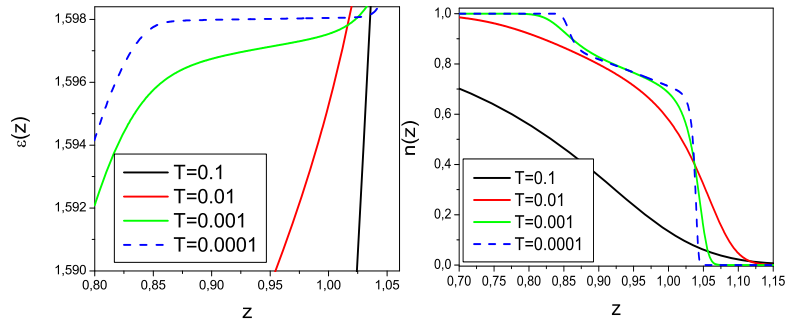


Рис. 2. На рисунке представлены результаты вычислений $\varepsilon(p, T)$ (левая панель) и $n(p, T)$ (правая панель) для модельной ферми-системы, демонстрирующей поведение ЛФЖ. Энергия, импульсы и температуры представлены в единицах: $\varepsilon_F = p_F^2/2M$ - энергия Ферми, где M - голая масса фермиона; p_F - импульс Ферми и T_F - температура Ферми соответственно. Температуры вычислений (указаны на рисунке) изменяются на 3 порядка.

Квазичастицы с импульсами в области $(p_f - p_i)$ имеют одинаковые одночастичные энергии $\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{T} = \mathbf{0})$, равные химическому потенциалу μ , и образуют „фермионный конденсат“ (ФК), а само распределение $n_0(\mathbf{p}, \mathbf{T} = \mathbf{0})$ описывает новое состояние ферми-жидкости с ФК.

Форма ФК спектра является универсальной, не зависит от вида взаимодействия и характеризует макроскопическую группу квазичастиц, что свидетельствует о наличии признаков „квантового протектората“.

Подчеркнем, что ФК существует только при $T = 0$ и характеризуется отличным от нуля сверхпроводящим параметром порядка, $k \neq 0$ и нулевой энтропией, $S = 0$. При сколь угодно малой температуре система совершает фазовый переход первого рода, в результате которого $S \neq 0$, $k = 0$, ФК разрушается и система переходит в НФЖ состояние. Это состояние описывается ферми-конденсатными функциями $\varepsilon(\mathbf{p}, \mathbf{T})$ и $n_0(\mathbf{p}, \mathbf{T})$ и характеризуется (Расширенная парадигма квазичастиц) *квазичастицами, эффективная масса которых зависит от температуры, давления, магнитного поля и т.д.*

Схематическая фазовая диаграмма системы, которая приводится в состояние с ФК с помощью изменения плотности x , представлена на Рис. 3. При приближении управляющего параметра к критическому значению x_{FC} система остается в области ЛФЖ при достаточно низких температурах, как это изображено в виде закрашенной области. Температурный интервал закрашенной области сжимается при приближении системы к ККТ, и $M^*(x/x_{FC})$ расходится, что показано штрихованной линией. В ККТ x_{FC} , показанной стрелкой на Рис. 3, система демонстрирует НФЖ поведение при любых, вплоть до нулевой, температурах. За критической точкой при конечных температурах поведение системы остается НФЖ и определяется независимой от температуры энтропией S_0 . В этом случае, при $T \rightarrow 0$, система стремится к квантовой критической линии (показанной на Рис. 3 в виде штриховой линии, на которую указывает вертикальная стрелка), а не к квантовой критической точке. При достижении квантовой критической линии сверху, при $T \rightarrow 0$ система совершает квантовый фазовый переход

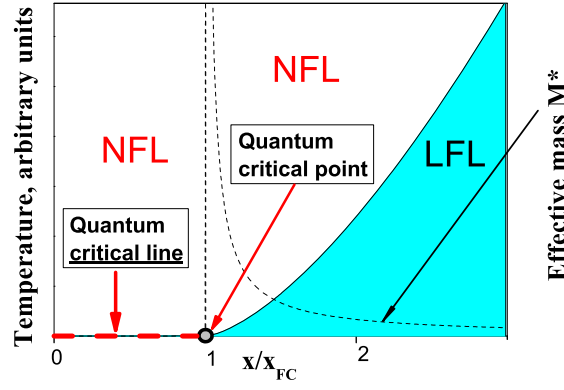


Рис. 3. Схематичная фазовая диаграмма системы с ФК. Плотность x является управляющим параметром и обозначена как x/x_{FC} . Штриховая линия изображает $M^*(x/x_{FC})$ при приближении системы к ККТ (Quantum critical point), $x/x_{FC} = 1$, ФККФП, который обозначен стрелкой. При $x/x_{FC} > 1$ и достаточно низких температурах, система находится в состоянии ЛФЖ (LFL), которое показано в виде закрашенной области. При $T = 0$ и за критической точкой, $x/x_{FC} < 1$, система находится на квантовой критической линии, обозначенной штрихованной линией, на которую указывает вертикальная стрелка. Квантовая критическая линия (Quantum critical line) описывает состояние с ФК. При любой, сколь угодно малой, конечной температуре $T > T_c = 0$, система совершает фазовый переход первого рода в состояние с ненулевой энтропией S_0 , демонстрирующее НФЖ (NFL) поведение при любой температуре $T < T_f$.

первого рода, который является ФККФП и происходит при $T_c = 0$. Для системы, находящейся до ККТ, при уменьшении температуры ее поведение меняется от НФЖ к ЛФЖ без совершения фазового перехода.

В Главе 3 рассмотрена электронная жидкость с фермионным конденсатом в магнитном поле.

При наложении магнитного поля на ферми-систему с фермионным конденсатом функция $n_0(\mathbf{p})$ перестраивается, образуя многосвязную поверхность ферми, изображенную на Рис. 4, см. Приложение В.

Наше рассмотрение показывает, что при наложении магнитного поля эф-

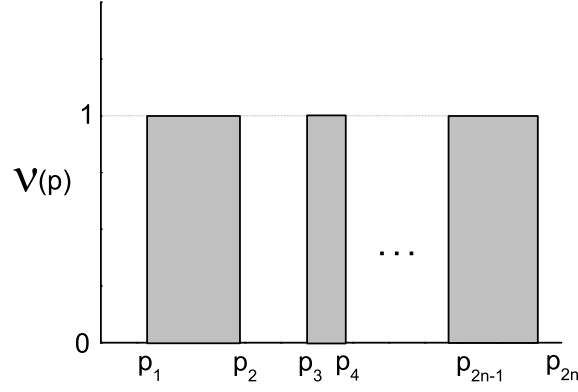


Рис. 4. Функция $\nu(\mathbf{p})$ для многосвязного распределения, заменяющего функцию $n_0(\mathbf{p})$ в области $(p_f - p_i)$, занятой фермионным конденсатом. Импульсы удовлетворяют соотношению $p_i < p_F < p_f$, здесь p_F — импульс Ферми ЛФЖ. Внешняя ферми-поверхность при $p \simeq p_{2n} \simeq p_f$ имеет вид ферми-ступеньки, поэтому при $T < T^*(B)$ система ведет себя как ферми-жидкость Ландау.

эффективная масса $M^*(B)$ расходится как

$$M^*(B) \propto \frac{1}{\sqrt{B - B_{c0}}}. \quad (2)$$

Здесь B_{c0} — критическое магнитное поле, которое помещает металл с ТФ в настраиваемую магнитным полем квантовую критическую точку и обращает в ноль соответствующую температуру Нееля, $T_N(B_{c0}) = 0$.

Схематическая $T - B$ фазовая диаграмма ТФ жидкости с ФК в магнитном поле приведена на Рис. 5. В магнитных полях $B < B_{c0}$ ФК состояние может захватываться сверхпроводящим (СП), ферромагнитным (ФМ) и антиферромагнитным (АФМ) состояниями, снимающими вырождение ФК состояния, или оставаться парамагнитным состоянием. Из построенной $T - B$ фазовой диаграммы следует, что появляется уникальная возможность управлять физической природой и типом поведения электронной жидкости с ФК магнитным полем.

При наложении магнитного поля $B > B_{c0}$ и при $T < T^*(B)$, ВТСП или ТФ металлы могут быть перемещены в ЛФЖ состояние с сопротивлением

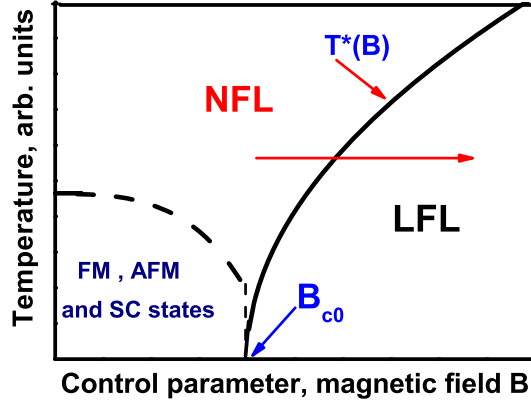


Рис. 5. Схематичная $T - B$ фазовая диаграмма тяжело электронной жидкости. С помощью B_{c0} обозначено магнитное поле, при котором эффективная масса расходится, как следует из (2). Горизонтальная стрелка показывает переход системы из НФЖ (NFL) в ЛФЖ (LFL) состояние вдоль оси B при постоянной температуре. При $B < B_{c0}$ система может быть в парамагнитном, сверхпроводящем (СП (SC)), ферромагнитном (ФМ (FM)) или антиферромагнитном (АФМ (AFM)) состояниях. НФЖ состояние характеризуется энтропией S_0 . Кривая $T^*(B)$ разделяет НФЖ (NFL) состояние и слабо поляризованное ЛФЖ (LFL) состояние и представляет переходный режим.

задаваемым уравнением $\rho = \rho_0 + A(B)T^2$. В этом случае измерения коэффициента $A(B)$ дают информацию о его зависимости от магнитного поля. На Рис. 6, в качестве иллюстрации вышесказанного, представлены полевые зависимости $A(B)$ для ТФ металла YbRh_2Si_2 и СП $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$.

В Главе 4 рассмотрена реализация ФККФП в квази-2D системах на примере жидкого ^3He . Представлены наши расчеты зависимости эффективной массы $M^*(z)$ квазичастиц от плотности $z = 1 - x/x_{FC}$ для 2D системы. Полученное выражение $M^*(z)/M = A + B/(1 - z)$ сравнивается с результатами измерений массы в однослойном и двухслойном 2D жидком ^3He (см. Рис. 7). Показано, что обобщение расчетов на случай 3D систем приведет только к изменению величины констант, входящих в выражение для эффективной массы.

В Главе 5 рассмотрено поведение высоко-коррелированной электронной

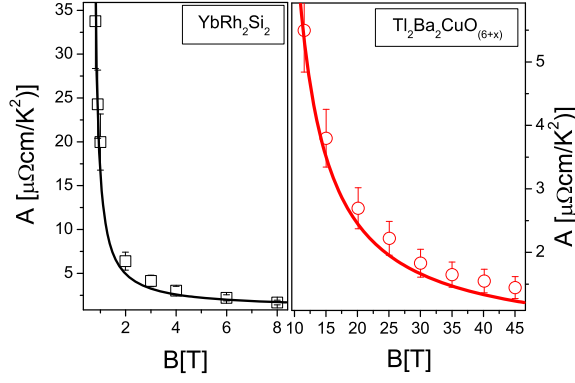


Рис. 6. Коэффициент переноса зарядов $A(B)$ как функция магнитного поля B получен при измерениях на YbRh_2Si_2 [5] и $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ [6]. Сплошные линии представляют наши вычисления с использованием $A(B) = A_0 + D/(B - B_0)$

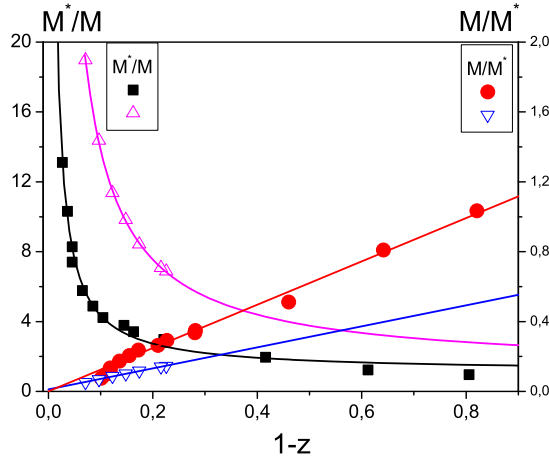


Рис. 7. Зависимость эффективной массы $M^*(z)$ от плотности $1 - z = 1 - x/x_{FC}$. Экспериментальные данные из [7] представлены в виде окружностей и квадратов, а данные из [8] — в виде треугольников. Эффективная масса аппроксимирована с помощью выражения $M^*(z)/M \propto b_1 + b_2/(1 - z)$ и эквивалентного ему $M/M^*(z) \propto b_3 z$, где b_1, b_2 и b_3 — константы.

жидкости в металлах с ТФ.

Высоко-коррелированной жидкостью называется система, находящаяся с неупорядоченной стороны от ФККФП, энтропия которой не имеет независимого от температуры слагаемого S_0 , и при низких температурах эта

система становится ЛФЖ с эффективной массой $M^* \propto 1/r$.

В параграфе 5.1 исследуется зависимость эффективной массы от магнитного поля вблизи от ККТ ФККФП. При малых полях и $x > x_{FC}$ эффективная масса не зависит от B (квазичастицы ведут себя в соответствии с теорией ЛФЖ), однако при $x \approx x_{FC}$ и повышении магнитного поля $M^*(B)$ начинает демонстрировать универсальное степенное, НФЖ поведение, описываемое выражением

$$M^*(B) \propto \frac{1}{(B - B_{c0})^{2/3}}. \quad (3)$$

Здесь B_{c0} — критическое магнитное поле, которое следует рассматривать как параметр.

В параграфе 5.2 рассмотрение зависимости эффективной массы квазичастиц от температуры позволяет заключить, что при повышении температуры, и когда $x \simeq x_{FC}$, система демонстрирует три типа режимов:

- поведение ферми-жидкости Ландау, когда эффективная масса задана выражением $M^*(T) = M(x) + aT^2$, где a — константа;
- НФЖ поведение, определяемое выражением $M^*(T) \propto T^{-2/3}$
- НФЖ поведение, описываемое выражением $M^*(T) \propto 1/\sqrt{T}$. В каждом из этих режимов ширина квазичастиц мала по сравнению с их энергией, что свидетельствует об устойчивости квазичастиц.

В параграфе 5.3 проведен анализ скейлинговых свойств эффективной массы квазичастиц и показано, что в окрестности ККТ существуют внутренние шкалы системы, позволяющие путем перенормировки эффективной массы и ее аргументов выразить ее через некоторую универсальную функцию одного аргумента. Оказывается, что зависимость $M^*(T, B)$ от температуры и магнитного поля может быть хорошо аппроксимировано простой универсальной интерполяционной функцией.

$$M_N^*(y) \approx c_0 \frac{1 + c_1 y^2}{1 + c_2 y^{8/3}}. \quad (4)$$

Здесь $M_N^* = M^*/M_M^*$ нормированная на значение в максимуме эффективная масса, $y = T/(B - B_{c0})$, $c_0 = (1 + c_2)/(1 + c_1)$, c_1 и c_2 — подгоночные константы, параметризующие амплитуду Ландау. Интерполяция справедлива

между ЛФЛ ($M^* \simeq M^* + a_1 T^2$) и НФЛ ($M^* \propto T^{-2/3}$) режимами, описывая вышеупомянутый переход.

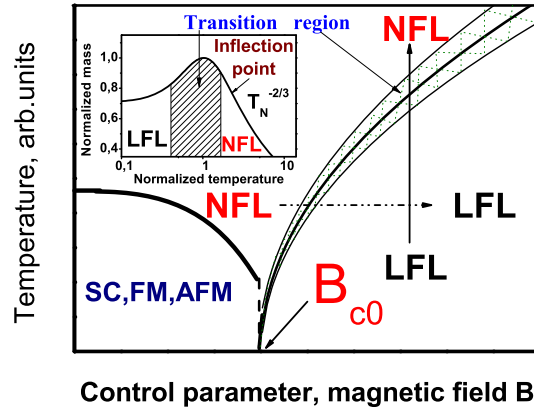


Рис. 8. Схематическая фазовая $T - B$ диаграмма ТФ металла. Вертикальная стрелка показывает переход из ЛФЖ (LFL) в НФЖ (NFL) состояние при постоянном B и изменении T . Штрих-пунктирная горизонтальная стрелка обозначает переход системы из NFL в LFL состояние вдоль оси B при постоянном T . На вставке изображен схематический график нормированной эффективной массы как функции T_N . Переходный режим, когда M_N^* достигает своего максимального значения M_M^* при $T = T_M$, представлен в виде заштрихованной области как рисунке, так и на вставке. Стрелки указывают на положение точки перегиба M_N^* и переходной области.

В параграфе 5.4 исследуется НФЖ поведение ТФ металла YbRh_2Si_2 . Принимая во внимание термодинамические соотношения $M^* \propto S/T \propto C/T \propto \chi \propto \sqrt{(\rho/T)}$, демонстрируется, что НФЖ поведение, наблюдаемое в термодинамических и транспортных свойствах YbRh_2Si_2 может быть описано в терминах скейлингового поведения нормированной эффективной массы. Это позволяет объяснить масштабируемые транспортные и термодинамические свойства, полученные из экспериментальных исследований в широком диапазоне изменения масштабируемых переменных и заключить, что расширенная парадигма квазичастиц абсолютно верна. Показано, что „особые точки“ нормированной эффективной массы порождают энергетические шкалы, наблюдаемые в термодинамических и транспортных свой-

ствах ТФ металлов. Наши вычисления термодинамических и транспортных свойств находятся в хорошем согласии с прекрасными измерениями теплоемкости, намагниченности, продольного магнетосопротивления и магнитной энтропии, полученными для металла с тяжелыми фермионами YbRh_2Si_2 .

В параграфе 5.5 показано, что электронное сопротивление сильно коррелированных Ферми систем, $\rho(T) = \rho_0 + \Delta\rho_1(B, T)$, определяется эффективной массой, поскольку для них сохраняется отношение Кадоваки-Вудса ($K = A(B, T)/\gamma^2 = A(B, T)/\chi^2 = \text{const}$, где γ —коэффициент Зоммерфельда, χ —магнитная восприимчивость), $\Delta\rho_1(B, T) = A(B, T)T^2 \propto (M^*(B, T)T)^2$.

При температурах $T \ll T^*(B)$, система находится в ЛФЖ состоянии, поэтому сопротивление ведет себя как $\Delta\rho_1 = c_1 T^2 / (B - B_{c0})^{4/3} \propto T^2$. Второй режим, высоко коррелированная электронная жидкость, характеризуется сопротивлением $\Delta\rho_1 = c_2 T^2 / (T^{2/3})^2 \propto T^{2/3}$. Третий режим, при $T > T^*(B)$ сопротивление определяется уравнением $\Delta\rho_1 = c_3 T^2 / (T^{1/2})^2 \propto T$. Если система находится над квантовой критической линией, то зависимость сопротивления от температуры имеет вид $\Delta\rho_1 = c_4 T$. Здесь c_1, c_2, c_3 и c_4 — константы. Если система находится в переходном режиме, зависимость сопротивления от температуры не может быть описано каким-либо одним показателем, и $\Delta\rho_1 \propto T^{\alpha_R}$ где $1 < \alpha_R < 2$.

В параграфе 5.6 в рамках реализуемого подхода проведено теоретическое изучение экспериментальных данных по измерению магнитной восприимчивости и намагниченности металла с ТФ CeRu_2Si_2 . Уникальность этого металла состоит в том, что он не имеет ни сверхпроводящего, ни ферро или антиферромагнитного фазовых переходов вплоть до самых низких температур (до 170 мК), а его критическое поле $B_{c0} = 0$.

В параграфе 5.7 исследуется магнетосопротивление (MR) в ТФ металле CeCoIn_5 . Наше всестороннее теоретическое изучение как продольного, так и поперечного (трансверсального) магнетосопротивлений показывает, что они (аналогично другим термодинамическим характеристикам, таким как магнитная восприимчивость, теплоемкость и др.) управляются скей-

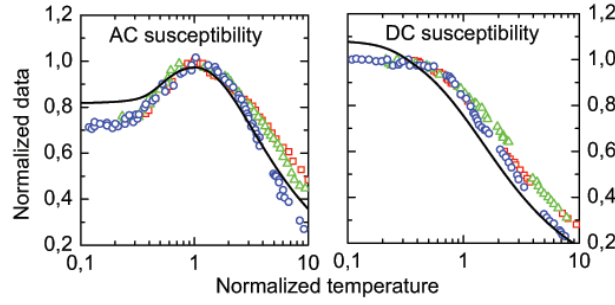


Рис. 9. Нормированная магнитная восприимчивость $\chi(B, T)/\chi(B, T_M)$ (левая панель) и нормированная намагниченность $M_B(B, T)/M_B(B, T_M)$ (DC восприимчивость, правая панель) для CeRu_2Si_2 при магнитных полях 0.20 мТ (квадраты), 0.39 мТ (треугольники), и 0.94 мТ (окружности) как функции нормированной температуры T/T_M [9]. Сплошные линии изображают вычисленное скейлинговое поведение [10].

линговым поведением эффективной массы квазичастиц. Переход от отрицательных к положительным MR происходит при увеличении температуры и постоянном магнитном поле, когда система переходит от ЛФЖ поведения к НФЖ поведению и может быть хорошо описана этими скейлинговыми свойствами.

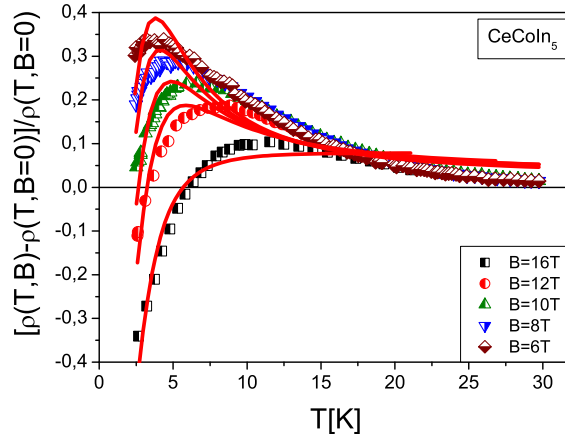


Рис. 10. MR как функция температуры T при различных магнитных полях B . Экспериментальные данные по измерению MR были получены для CeCoIn_5 при различных магнитных полях B [11], приведенных в правом нижнем углу рисунка. Сплошные линии представляют наши вычисления.

В параграфе 5.8 рассматриваются мюонные и спин-решеточные частоты релаксации, а также восстановление ферми-жидкостного поведения при наложении магнитного поля в $\text{YbCu}_{5-x}\text{Au}_x$.

Измерения мюонной и ^{63}Cu ядерной спин-решеточной частоты релаксации $1/T_1$ в $\text{YbCu}_{4.4}\text{Au}_{0.6}$ показали, что они существенно отличаются от нормальных ферми-жидкостей, для которых справедлив закон Корринга ($1/T_1 T \propto \text{const}$). Точнее, было показано, что при $T \rightarrow 0$ обратное время релаксации расходится как $1/T_1 T \propto T^{-4/3}$. Более того, наложение магнитного поля B восстанавливает ЛФЖ поведение из первоначального НФЖ поведения, существенно уменьшая $1/T_1$.

В этом параграфе показано, что описанные аномалии также как и восстановление ЛФЖ поведения при наложении магнитного поля определяются зависимостью эффективной массы квазичастиц от магнитного поля B и температуры T (см. Рис. 11). Теоретический анализ экспериментальных данных, основанный на теории ФККФП, позволяет не только объяснить оба упомянутых выше экспериментальных факта с единых позиций, но также выявить их универсальные характеристики, связанные с особыми свойствами как продольного магнетосопротивления, и теплоемкости для YbRh_2Si_2 , так и спин-решеточными релаксационными частотами.

В параграфе 5.9 с позиций теории ФККФП дано объяснение соотношению между критическими магнитными полями B_{c0} и B_{c2} в ТФ металлах и ВТСП. Как видно из фазовой $T - B$ диаграммы для сверхпроводника $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$ (см. Рис. 12) $B_{c0} < B_{c2}$. Это является следствием того, что максимальная ширина сверхпроводящей щели в системах с ФК линейно зависит от константы спаривания.

В параграфе 5.10 рассмотрено скейлинговое поведение ТФ ферромагнетика $\text{CePd}_{1-x}\text{Rh}_x$ одновременно с антиферромагнетиками $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$ и YbRh_2Si_2 , а также парамагнетиками CeRu_2Si_2 and CeNi_2Ge_2 . Целью этого рассмотрения является демонстрация того, что теория ФККФП дает универсальное описание сильно-коррелированных систем независимо от их основного магнитного состояния (см. Рис. 13).

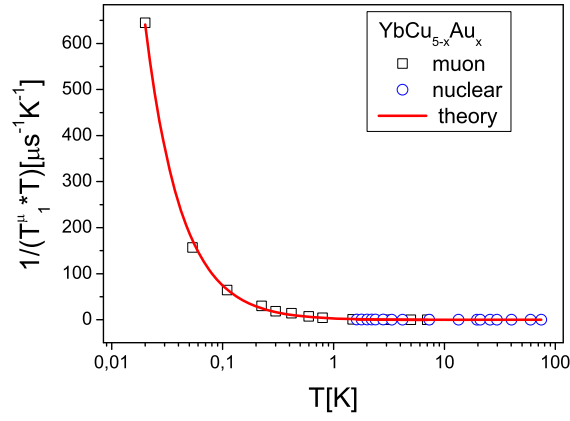


Рис. 11. Температурная зависимость мюонной (квадраты) и ядерной (окружности) частот спин-решеточной релаксации, поделенной на температуру для $\text{YbCu}_{4.4}\text{Au}_{0.6}$ при нулевом магнитном поле [12]. Сплошная линия изображает наши вычисления.

В Главе 6 рассматривается НФЖ поведение металлов с сильно коррелированной электронной жидкостью. Она занимает область фазовой диаграммы (см. Рис. 3) над квантовой критической линией и характеризуется независимым от температуры слагаемым S_0 в энтропии (см. Рис. 14):

$$S_{NFL}(T) \simeq S_0 + a\sqrt{\frac{T}{T_f}} + b\frac{T}{T_f}, \quad (5)$$

где a и b — константы.

Такое поведение энтропии определяет специфическое поведение сильно-коррелированных ферми-жидкостей, наблюдаемое в экспериментах. В частности, расходимость коэффициента Грюнаизена $\Gamma(T)$:

$$\Gamma(T) = \frac{\alpha(T)}{C(T)} \simeq 2\frac{a_0}{a}\sqrt{\frac{T_f}{T}}, \quad (6)$$

где $\alpha(T)$ —коэффициент объемного расширения, a_0 —его часть независящая от температуры.

Дано объяснение скачка коэффициента Холла $R_H(B)$ при изменении наложенного на систему магнитного поля B :

$$\frac{R_H(B = B_{c0} - \delta)}{R_H(B = B_{c0} + \delta)} \simeq 1 + 3\frac{p_f - p_F}{p_F} \simeq 1 + d\frac{S_0}{x_{FC}}, \quad (7)$$

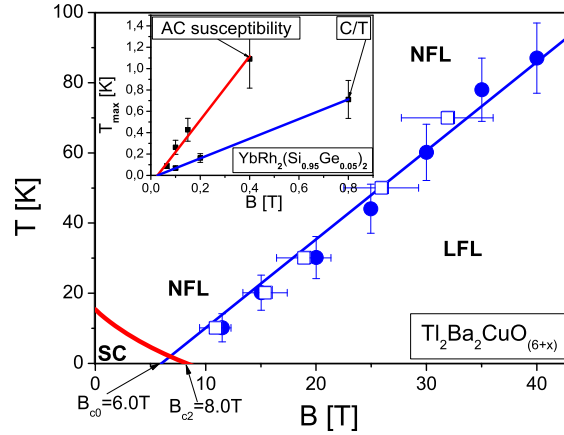


Рис. 12. $T - B$ фазовая диаграмма сверхпроводника $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$. Линия перехода из ЛФЖ (LFL) в НФЖ (NFL) режим описывается уравнением $T_M \propto \mu_B(B - B_{c0})$. Незаштрихованные квадраты и круги представляют экспериментальные величины [6]. Толстой линией показана граница между сверхпроводящей и нормальной фазами. Стрелки в нижнем левом углу показывают критическое поле B_{c2} , разрушающее сверхпроводимость и критическое поле B_{c0} . На вставке представлены температуры максимумов $T_{max}(B)$, полученные из измерений C/T и χ_{AC} для $YbRh_2(Si_{0.95}Ge_{0.05})_2$ [13, 14], и аппроксимированные прямыми линиями, как на основной панели. Линии пересекаются при $B \simeq 0.03$ Т.

где S_0/x_{FC} — энтропия на один тяжелый электрон, а d — константа, $d \sim 5$.

В Главе 7 демонстрируется, что независимо от совершенно различной микроскопической природы $2D$ 3He (взаимодействие Ван-дер-Ваальса, масса почти на четыре порядка больше массы электронов) и ТФ металлов с разнообразными магнитными основными состояниями, их НФЖ поведение универсально и может быть хорошо описано в рамках теории ФККФП (см. Рис. 15).

В этой же главе рассмотрены металлы с ТФ при метамагнитных фазовых переходах.

В Главе 8 представлены результаты исследований асимметрии проводимости в металлах с тяжелыми фермионами и высокотемпературных сверх-

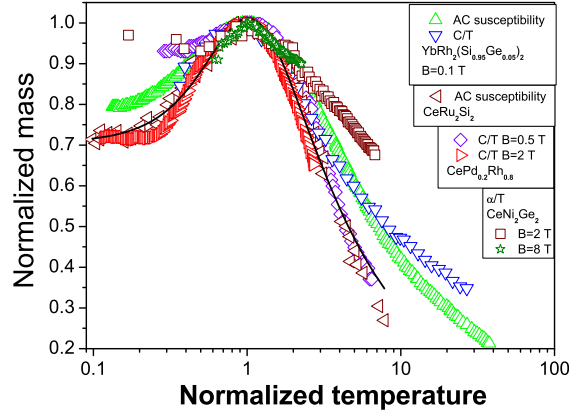


Рис. 13. Универсальное поведение $M_N^*(T_N)$, полученной из измерений $\chi_{AC}(T, B)/\chi_{AC}(T_M, B)$ как для $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$, так и для CeRu_2Si_2 [9, 14], $(C(T)/T)/(C(T_M)/T_M)$ как для $\text{YbRh}_2(\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05})_2$, так и для $\text{CePd}_{1-x}\text{Rh}_x$ при $x = 0.80$ [14, 15], и $(\alpha(T)/T)/(\alpha(T_M)/T_M)$ для CeNi_2Ge_2 [16]. Все измерения были выполнены при наложении магнитного поля на систему, как показано на поясняющих вставках. Сплошная линия демонстрирует универсальное поведение M_N^* , вычисленное нами.

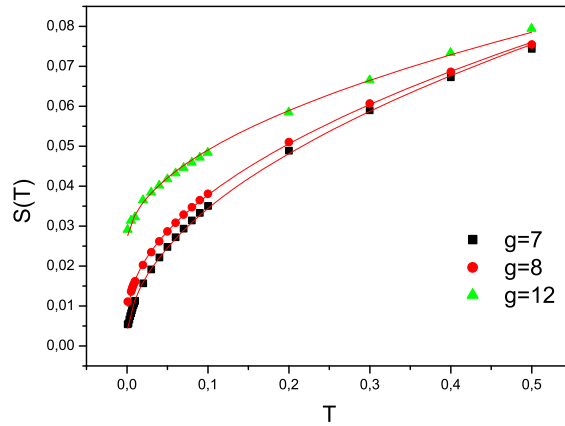


Рис. 14. Энтропия $S(T)$ как функция температуры. Сплошные линии представляют аппроксимацию вычисленных значений $S(T)$, основанную на уравнении (5), фигурами обозначены результаты наших вычислений.

проводниках.

В этой главе демонстрируется, что ФК решения $n_0(\mathbf{p})$ приводят к

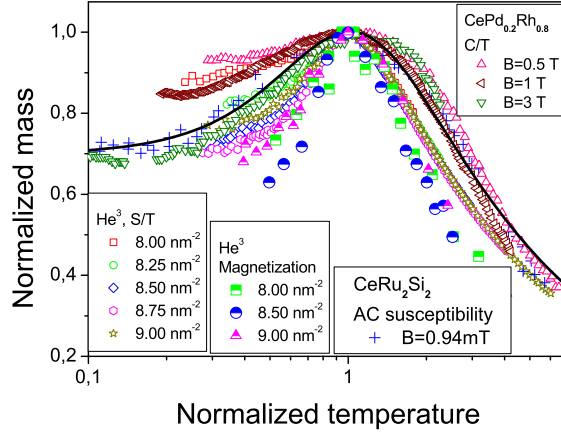


Рис. 15. Нормированная эффективная масса M_N^* как функция нормированной температуры T/T_M при плотностях, показанных в левом нижнем углу. Поведение M_N^* , полученное из измерений энтропии в 2D ^3He [8] и 3D ТФ соединениях с различными основными магнитными состояниями, такими как: CeRu_2Si_2 и $\text{CePd}_{1-x}\text{Rh}_x$ [9, 15], аппроксимирована универсальной функцией.

НФЖ поведению и нарушению частично-дырочной симметрии, свойственной ЛФЖ, и приводит к принципиальным изменениям в транспортных свойствах ТФ металлов, в частности, дифференциальная проводимость становится асимметричной.

В случае нормального (несверхпроводящего) гетероконтакта асимметричная часть дифференциальной проводимости как следствие теории ФККФП имеет вид:

$$\Delta\sigma_d(V) \simeq c \frac{V}{2T} \frac{p_f - p_i}{p_F} \simeq c \frac{V}{2T} \frac{S_0}{x_{FC}}. \quad (8)$$

Здесь, $S_0/x_{FC} \sim (p_f - p_i)/p_F$ — не зависящая от температуры часть энтропии, c — константа порядка единицы. В случае сверхпроводящего гетероконтакта асимметричная часть дифференциальной проводимости как следствие теории ФККФП имеет вид:

$$\Delta\sigma_d(V) \sim c_1 \frac{V}{|\Delta|} \frac{S_0}{x_{FC}}, \quad (9)$$

где Δ —ширина сверхпроводящей щели, c_1 —константа.

Как было показано ранее, ЛФЖ поведение восстанавливается при наложении магнитного поля. Поэтому в магнитных полях асимметричная часть дифференциальной проводимости подавляется.

В Главе 9 приведены результаты исследований влияния ФККФП на фазовые переходы в металлах с тяжелыми фермионами. В результате, кривая фазового перехода второго рода переходит в кривую фазового перехода первого рода в трикритической точке (см. Рис. 16), что приводит к нарушению критической универсальности флуктуационной теории.

Теоретические выводы подтверждаются измерениями температурной зависимости теплоемкости $C(T)$ в YbRh_2Si_2 при совершении системой фазового перехода из АФМ и НФЖ состояние, а также исследованиями магнитной энтропии в YbRh_2Si_2 .

В Заключение приведены основные положения диссертации, выносимые на защиту.

В Приложении А изложены некоторые вопросы теории сверхпроводящего состояния в присутствии фермионного конденсата, необходимые для понимания ряда положений, изложенных в диссертации.

В Приложении В в рамках расширенной парадигмы квазичастиц рассмотрена структура Ферми поверхности системы в присутствии фермионного конденсата. Исследованы несколько сценариев возможных топологических квантовых фазовых переходов, приводящих к изменению структуры Ферми поверхности. Результаты этого приложения использованы при рассмотрении многосвязных Ферми сфер.

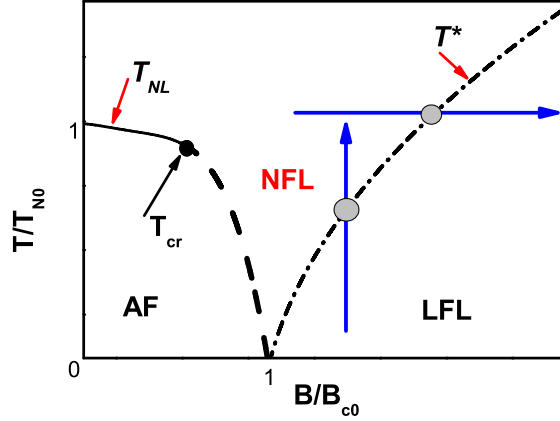


Рис. 16. Схематическая $T - B$ фазовая диаграмма в YbRh_2Si_2 . Непрерывная и штрихованная T_{NL} линии разделяют АФМ (AFM) и НФЖ (NFL) состояния представляя зависящую от магнитного поля температуру Нееля. Черная точка при $T = T_{cr}$ указанная стрелкой на штрихованной линии является трикритической точкой, в которой кривая фазового перехода второго рода, обозначенная сплошной линией, переходит в кривую первого рода. При $T < T_{cr}$, штриховая линия представляет зависящую от магнитного поля температуру Нееля, при которой происходит фазовый переход первого рода. Штрих-пунктирная линия разделяет НФЖ (NFL) состояние и слабо-поляризованное ЛФЖ (LFL) состояние. Горизонтальная стрелка представляет направление, вдоль которого система переходит из области НФЖ (NFL) поведения в область ЛФЖ (LFL) поведения при увеличении B и $T = const$. Вертикальная стрелка представляет направление, вдоль которого система движется из области ЛФЖ (LFL) поведения в область НФЖ (NFL) поведения при увеличении T и $B = const$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ходель В. А., Шагинян В. Р.* Сверхтекучесть в системах с фермионным конденсатом. // Письма в ЖЭТФ — 1990 — v. 51, — № 9, — p. 488-490.
2. *Ландау Л.Д.* Теория ферми-жидкости. // ЖЭТФ — 1956. — v. 30, — p. 1058-1066.
3. *Шагинян В.Р., Амусья М.Я., Попов К.Г.* Универсальное поведение сильно коррелированных Ферми систем. // УФН — 2007 — v. 177, — № 7, — p. 586-618.
4. *Shaginyan V. R., Amusia M. Ya., Msezane A. Z., Popov K. G.* Scaling behavior of heavy-fermion metals. // Physics Reports — 2010—v.492,— p.31-109.
5. *Gegenwart P., Custers J., Geibel C., Neumaier K., Tayama T., Tenya K., Trovarelli O., and Steglich F.* Magnetic-Field Induced Quantum Critical Point in $YbRh_2Si_2$. // Phys. Rev. Lett. — 2002. — v. 89, — p. 056402-056405.
6. *Shibauchi T., Krusin-Elbaum L., Hasegawa M., Kasahara Y., Okazaki R., Matsuda Y.* Field-induced quantum critical route to a Fermi liquid in high-temperature superconductors. // Proc. Natl. Acad. Sci. USA — 2008. — v. 105, — p. 7120-7123.
7. *Casey A., Patel H., Cowan J., Saunders B.P.* Evidence for a Mott-Hubbard Transition in a Two-Dimensional 3He Fluid Monolayer. // Phys. Rev. Lett. — 2003. — v. 90, — p. 115301-115304.
8. *Neumann M., Nyéki J., Cowan B., Saunders J.* Bilayer 3He : A Simple Two-Dimensional Heavy Fermion System with Quantum Criticality. // Science — 2007. — v. 317, — p. 1356-1359.
9. *Takahashi D., Abe S., Mizuno H., Tayurskii D.A., Matsumoto K., Suzuki H., Onuki Y.* Ac susceptibility and static magnetization measurements of $CeRu_2Si_2$ at small magnetic fields and ultralow temperatures. // Phys. Rev. B — 2003. — v. 67, — p. 180407-180410.

10. *Clark J.W., Khodel V.A., Zverev M.V.* Anomalous low-temperature behavior of strongly correlated Fermi systems. // *Phys. Rev. B* — 2005. — v. 71, —p. 012401-012404.
11. *Paglione J., Tanatar M.A., Hawthorn D.G., Boaknin E., Hill R.W., Ronning F., Sutherland M., Taillefer L., Petrovic C., Canfield P.C.* Field-Induced Quantum Critical Point in *CeCoIn₅*. // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — v. 91, —p. 246405-246408.
12. *Carretta P., Pasero R., Giovannini M., Baines C.* Magnetic-field-induced crossover from non-Fermi to Fermi liquid at the quantum critical point of *YbCu_{5-x}Au_x*. // *Phys. Rev. B* — 2009. — v. 79, — p. 020401-020404.
13. *Custers J., Gegenwart P., Wilhelm H., Neumaier K., Tokiwa Y., Trovarelli O., Geibel C., Steglich F., Pépin C., Coleman P.* The break-up of heavy electrons at a quantum critical point. // *Nature*. — 2003 — v. 424, — p. 524-527.
14. *Gegenwart P., Custers J., Tokiwa Y., Geibel C., Steglich F.* Ferromagnetic Quantum Critical Fluctuations in *YbRh₂(Si_{0.95}Ge_{0.05})₂*. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — v. 94, —p. 076402-076405.
15. *Pikul A.P., Caroca-Canales N., Deppe M., Gegenwart P., Sereni J.G., Geibel C., Steglich F.* Non-Fermi-liquid behaviour close to the disappearance of ferromagnetism in *CePd_{1-x}Rh_x*. // *J. Phys. Condens. Matter* — 2006. — v. 18, —p. L535-L542.
16. *Küchler R., Oeschler N., Gegenwart P., Cichorek T., Neumaier K., Tegus O., Geibel C., Mydosh J. A., Steglich F., Zhu L., Si Q.* Divergence of the Gruneisen Ratio at Quantum Critical Points in Heavy Fermion Metals. // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — v. 91, —p. 066405-066408.

Список публикаций по теме диссертации

Монографии:

1. Shaginyan V. R., Amusia M. Ya., Msezane A. Z., Popov K. G. Chapter in Book "Recent Developments in Superconductivity Research Universal Cause of High-Tc Superconductivity and Anomalous of Heavy Fermion Metals, Nova Publishers, New York, 2006, p.275-337.

- Шагинян В. Р., Попов К. Г. Теория высокотемпературной сверхпроводимости и аномального поведения металлов с тяжелыми фермионами, КНЦ, УрО, РАН, Сыктывкар, 2006, 144 с.

Статьи в журналах, входящих в списки ВАК:

Обзоры:

- Шагинян В. Р., Амусья М. Я., Попов К. Г. Универсальное поведение сильно коррелированных ферми-систем. .. УФН —2007— v.177, №6, с.585-618.
- Shaginyan V. R., Amusia M. Ya., Msezane A. Z., Popov K. G. Scaling behavior of heavy-fermion metals. // Physics Reports —2010—v.492,— p.31-109.

Статьи:

- Shaginyan V. R., Popov K. G., Artamonov S. A. Hall coefficient in heavy fermion metals. // Письма в ЖЭТФ — 2005 — v.82, №4, с.234-238.
- Shaginyan V. R., Popov K. G. Asymmetric tunneling, Andreev reflection and dynamic conductance spectra in strongly correlated metals. // Physics Letters A, — 2007 — v.361, p.406-412.
- Shaginyan V. R., Popov K. G., Stephanovich V. A., E.V. Kirichenko E. V. Asymmetrical tunneling in heavy fermion metals as a possible probe for their non-Fermi liquid peculiarities. // Journal of Alloys and Compounds. —2007— v.442, p.29-33.
- Shaginyan V. R., Popov K. G., Artamonov S. A. Universal Behavior of $CePd_{1-x}Rh_x$ Ferromagnet at the Quantum Critical Point. // JETP Letters. —2007— v.85, №8, p.398-403.
- Shaginyan V. R., Popov K. G., Stephanovich V. A. Universal low-temperature behavior of $CePd_{1-x}Rh_x$ ferromagnet. // Europhys. Lett. —2007— v.79, p.47001-47006.
- Shaginyan V. R., Popov K. G., Stephanovich V. A. Universal Behavior of Two-Dimensional ^3He at Low Temperatures. // Phys.Rev.Lett. —2008— v.100, p.096406-096409.

11. Шагинян В. Р., Попов К. Г. Общие свойства индуцированной магнитным полем ферми-жидкости Ландау в высокотемпературных сверхпроводниках и металлах с тяжелыми фермионами. // Письма в ЖЭТФ —2008— v.88, №3, p.214-219
12. Shaginyan V. R., Amusia M. Ya., Popov K. G., Artamonov S. A. Energy scales and the non-Fermi liquid behavior in $YbRh_2Si_2$. // Письма в ЖЭТФ, —2009— v.90, p.47-54.
13. Shaginyan V. R., Popov K. G. General properties of $CePd_{1-x}Rh_x$ at quantum critical point. // Physica B: Physics of Condensed Matter, — 2009— v.404, p.3179-3182.
14. Shaginyan V. R., Amusia M. Ya., Popov K. G., Stephanovich V. A. Quantum critical point in high-temperature superconductors. // Physics Letters A —2009— v.373, p.686-692.
15. Shaginyan V. R., Amusia M. Ya., Msezane A. Z., Popov K. G., Stephanovich V. A. Energy scales and magnetoresistance at a quantum critical point. // Physics Letters A —373— v.2009, p.986-991.
16. Shaginyan V. R., Amusia M. Ya., Popov K. G. Strongly correlated Fermi-systems: Non-Fermi liquid behavior, quasiparticle effective mass and their interplay. // Physics Letters A —2009— v.373, p.2281-2286.
17. Shaginyan V. R., Msezane A. Z., Popov K. G., Stephanovich V. A. Strongly correlated Fermi-systems: Magnetic-field-induced reentrance of Fermi-liquid behavior and spin-lattice relaxation rates in $YbCu_{5-x}Au_x$. // Physics Letters A —2009— v.373, p.3783-3786.
18. Shaginyan V. R., Amusia M. Ya., Popov K. G. Behavior of the antiferromagnetic phase transition near the fermion condensation quantum phase transition in $YbRh_2Si_2$. // Physics Letters A —2010— v.374, v.659-665.
19. Shaginyan V. R., Popov K. G., Stephanovich V. A., Fomichev V. I., Kirichenko E. V. High magnetic fields thermodynamics of heavy fermion metal $YbRh_2Si_2$. // Europhys. Lett. —2011— v.93, p.17008-17013.

Статьи в журналах, не входящих в списки ВАК:

20. Попов К. Г., Тарасов В. Н. Теория функционала плотности для двух-электронной точно решаемой модели. // Труды Коми научного центра УрО, РАН, Сыктывкар, 2003, 99-109.
21. Попов К. Г., Шагинян В. Р. Ферми-конденсатный фазовый переход кардинально меняет ферми-жидкость. // ПерсТ, [http : //issp.ras.ru/Control/Inform/perst/9_07/index.htm](http://issp.ras.ru/Control/Inform/perst/9_07/index.htm), 16, 7, 2009 г.
22. Попов К. Г. Теория ферми-конденсатного квантового фазового перехода. // <http://arxiv.org/abs/0812.3035> —2008— v.1, p.1-75.
23. Shaginyan V. R., Popov K. G. Fermion condensation: a strange idea successfully explaining behavior of numerous objects in Nature. // Ukrainian Journal of Physics —2010— v.55, p.65-79.
24. Шагинян В. Р., Попов К. Г. Не-ферми жидкостное поведение сильно коррелированных ферми-систем и эффективная масса квазичастиц. // Известия Коми научного центра УрО РАН. —2010— №.2, с.4-12.
25. Shaginyan V. R., Japaridze G. S., Amusia M. Ya., Msezane A. Z., Popov K. G. Baryon Asymmetry of Universe as Manifestation of Quantum Phase Transition. // <http://arxiv.org/abs/1007.4317> —2010— v.1, p.1-5.
26. Шагинян В. Р., Попов К. Г. Сильнокоррелированные ферми-системы: теория и эксперимент (Часть I). // Наноструктуры: математическая физика и моделирование. —2010— v.3,— N 1, с. 5-92.

Тезисы докладов на конференциях - 11 пунктов.