

На правах рукописи



Шестаков Вадим Андреевич

**Влияние немагнитных примесей на сверхпроводящее
состояние в многозонных моделях ферропниктидов**

Специальность 1.3.8.
Физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Красноярск — 2021

Работа выполнена в Институте физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленном подразделении Федерального исследовательского центра «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» (ИФ СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН).

Научный руководитель: **Коршунов Максим Михайлович**,
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник, ИФ СО РАН

Официальные оппоненты: **Некрасов Игорь Александрович**,
доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН,
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук,
главный научный сотрудник

Мельников Александр Сергеевич,
доктор физико-математических наук,
Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»,
заведующий отдела физики сверхпроводников

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук

Зашита состоится 04 марта 2022 г. в 16 часов 00 минут на заседании диссертационного совета 24.1.228.01 при ИФ СО РАН по адресу: 660036, г. Красноярск, Академгородок, 50, строение 38.

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

Автореферат разослан «___» января 2022 года.

Учёный секретарь
диссертационного совета
24.1.228.01,
д-р физ.-мат. наук



Втюрин Александр Николаевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Ферропникиды или пникиды железа — открытый относительно недавно и один из наиболее исследуемых классов высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Согласно имеющимся на данный момент представлениям, наблюдаемые высокие критические температуры сверхпроводящего перехода T_c не могут быть объяснены в рамках классической теории Бардина-Купера-Шриффера, применимой к сверхпроводникам с параметром порядка обладающим симметрией s -типа. Таким образом, данные материалы относятся к классу экзотических или необычных сверхпроводников, таких как сверхпроводящие купраты. Фазовая диаграмма «температура-допирирование» последних схожа с фазовой диаграммой ферропникидов. Несмотря на кажущееся на первый взгляд подобие, необычной сверхпроводимости в пникидах железа и купратах присущи различные свойства. В частности, различается поведение систем при наличии немагнитного беспорядка.

T_c в обычных сверхпроводниках с щелью s -типа не чувствительна к немагнитному беспорядку, но стремительно спадает с ростом числа магнитных примесей. С другой стороны, необычная сверхпроводимость с параметром порядка d -типа разрушается за счёт рассеяния на немагнитных примесях, и критическая температура подавляется подобно классическим сверхпроводникам с магнитными примесями. В то же время в ферропникидах T_c подавляется не столь интенсивно и может даже выходить на насыщение. Предполагается, что такое поведение связано с переходом из сверхпроводящего состояния со знакопеременным параметром порядка s_{\pm} -типа в состояние с сохраняющим знак параметром порядка s_{++} -типа при добавлении беспорядка в систему.

Каждый из типов параметров порядка в чистом случае обусловлен различными взаимодействиями: s_{\pm} — спиновыми флуктуациями, s_{++} — флуктуациями орбитального момента, усиленными электрон-фононным взаимодействием. Таким образом, наблюдая переход, можно сделать вывод о изначальной структуре параметра порядка, а зная тип параметра порядка можно судить и о механизме возникновения необычной сверхпроводимости в соединениях железа. Существование такого перехода, $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$, однако, всё ещё достоверно не подтверждено. Оба состояния обладают параметрами порядка, которые принадлежат к одному и тому же классу симметрии. Следовательно, эксперименты по измерению удельной теплопроводности и теплопроводности, а также фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy, ARPES) не подходят на роль надёжных инструментов. Этот вопрос может решить рассмотрение температурной зависимости лондоновской глубины проникновения, которая должна проявлять характерные признаки бесщелевого

поведения, сопровождающего рассматриваемый переход. Все вышеперечисленные факты, касающиеся ферропниктидов, могут быть непосредственно расширены на весь класс сверхпроводников на основе железа, включающих в себя также халькогениды железа.

Ещё одним характерным указателем на s_{\pm} -структуру параметра порядка является спин-резонансный пик в мнимой части динамической спиновой восприимчивости или, более конкретно, в мнимой части спиновой корреляционной функции, наблюдаемый в экспериментах по неупругому рассеянию нейtronов (Inelastic Neutron Scattering, INS). При рассмотрении спин-резонансного пика необходимо знать, как он ведёт себя при добавлении в систему беспорядка. Ряд экспериментов указывает на наличие в ферропниктидах неравных по величине щелей. Поэтому, известный из рассмотрения купратных сверхпроводников, критерий « Ω_R ниже приблизительно 2Δ » определения того, является ли наблюдаемый пик спин-резонансным, требует обязательного уточнения с учётом имеющихся особенностей необычного сверхпроводящего состояния в ферропниктидах.

Целью данной работы является описание особенностей вызываемого рассеянием на немагнитных примесях перехода между s_{\pm} - и s_{++} -состояниями, а также описание поведения спиновой корреляционной функции сверхпроводника с s_{\pm} -параметром порядка при наличии немагнитных примесей и неравных сверхпроводящих щелей в различных зонах.

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

1. Исследовать спин-резонансный пик в четырёхзонной модели с неравными сверхпроводящими щелями. Провести анализ влияния примесного рассеяния на формирование спин-резонансного пика.
2. Исследовать переход $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ при низких температурах для различных соотношений между внутри- и межзонными компонентами рассеивающего потенциала примеси в различных пределах: от борновского до унитарного. Рассмотреть, проявляется ли данный переход в борновском пределе в виде аномалий в критической температуре T_c .
3. Исследовать влияние температуры на переход между s_{\pm} - и s_{++} -состояниями.
4. Исследовать температурную зависимость лондоновской глубины проникновения магнитного поля и определить особенности, указывающие на переход.

Научная новизна:

1. Уточнён критерий определения частоты спин-резонансного пика с учётом неравных сверхпроводящих щелей. На основе данного критерия проведён анализ имеющихся экспериментальных данных о неравных сверхпроводящих щелях и частоте пика в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов. Рассмотрено влияние рассеяния на немагнитных

примесях на спин-резонансный пик в четырёхзонной модели в простом приближении статической примесной собственно-энергетической части.

2. Впервые рассмотрен переход $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ для различных соотношений между внутри- и межзонными компонентами рассеивающего потенциала примеси, а также, в широких пределах величины примесного потенциала: от борновского предела до унитарного. Показано, почему рассматриваемый переход в борновском пределе не проявляет себя в виде каких-либо аномалий в T_c .

3. Впервые рассмотрен переход одновременно в зависимости от интенсивности рассеяния на примесях (пропорциональной концентрации примесей) и от температуры. Показано, что переход между s_{\pm} - и s_{++} -состояниями оказывается зависящим от температуры. Система, перейдя в s_{++} -состояние при низкой температуре, при повышении температуры может вернуться в s_{\pm} -состояние.

4. Впервые представлен набор признаков данного перехода, которые можно наблюдать в экспериментах по измерению лондоновской глубины проникновения.

Практическая значимость Результаты, изложенные в диссертации, сами по себе представляют интерес для описания свойств рассматриваемых соединений, а также могут служить основой для построения новых теоретических подходов и подготовки экспериментов.

Методология и методы исследования. Ряд экспериментально наблюдаемых характеристик сверхпроводящих соединений железа, таких как малая величина магнитного момента и отсутствие диэлектрического состояния даже в недопированных образцах, свидетельствуют в пользу того, что электронные корреляции в данных материалах не очень велики. В то же время ферми-поверхность рассматриваемых соединений железа указывает на то, что многоорбитальная и, соответственно, многозонная физика играет в них существенную роль. Кроме того, тот факт, что поверхность Ферми, наблюдаемая в экспериментах, хорошо согласуется с результатами расчётов из первых принципов, является дополнительным свидетельством в пользу слабых или умеренных электронных корреляций в ферропниктидах. Таким образом, мы используем наиболее соответствующий данным соединениям подход теории ферми-жидкости. В частности, многозонное обобщение теории Элиашберга для описания влияния примесей на сверхпроводящее состояние и обобщение приближения хаотических фаз для вычисления спиновой восприимчивости.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты расчётов спин-резонансного пика в многозонных s_{\pm} -сверхпроводниках с неравными щелями. Анализ зависимости спин-резонансного пика от рассеяния на примесях.
2. Обнаружение плавного изменения щелей при переходе $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ в широкой области параметров рассеяния на примесях и обнаружение резкой

смены знака низшей мацубаровской сверхпроводящей щели при переходе между s_{\pm} - и s_{++} -состояниями вблизи борновского предела.

3. Расчёт фазовой диаграммы «интенсивность рассеяния на примесях – температура» для борновского предела и промежуточного режима рассеяния на примесях.

4. Анализ возможных проявлений перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ в лондоновской глубине проникновения магнитного поля в сверхпроводник.

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением методов широко апробированных для изучения многозонных систем, а также согласием результатов работы с результатами других авторов и экспериментальными данными.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих международных конференциях: Международная зимняя школа физиков-теоретиков «КОУРОВКА-XXXVII», Верхняя Сысерть, 2018; The VII Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism” (EASTMAG-2019), Екатеринбург, 2019; Международная зимняя школа физиков-теоретиков «КОУРОВКА-XXXVIII», Верхняя Сысерть, 2020; Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Проспект Свободный», Красноярск (2015,2016,2018-2020); а также на региональных и местных конференциях: XI Сибирский семинар по высокотемпературной сверхпроводимости и физикеnanoструктур ОКНО-2016, Красноярск, 2016; XIII Сибирский семинар по высокотемпературной сверхпроводимости и физике nanoструктур ОКНО-2021, Новосибирск, 2021; Конференция молодых учёных ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, (2019-2020); Конкурс-конференция ФИЦ КНЦ СО РАН для молодых учёных, аспирантов и студентов. Секция «Физика», Красноярск, (2017-2020).

Личный вклад. Автор принимал непосредственное участие в получении результатов, а также активное участие в постановке задач и подготовке результатов к публикациям.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 29 печатных изданиях, 7 из которых изданы в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, 22 – в тезисах докладов.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель работы и ставятся задачи для её достижения, излагается научная новизна и практическая значимость результатов, представляются научные положения, выносимые на защиту.

В первой главе приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, в котором представлены краткие сведения о теории

сверхпроводимости в целом, а также экспериментальные факты и теоретическое описание необычной сверхпроводимости в соединениях железа (ферропниктидах и халькогенидах железа). Приводится описание того, как могут такие системы реагировать на наличие в них немагнитного беспорядка. Даётся теоретическое описание спин-резонансного пика в мнимой части динамической спиновой восприимчивости, наблюдавшегося в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов.

Представлена предложенная в работе [1] четырёхзонная модель, одноЭлектронный гамильтониан которой качественно описывает наблюдаемую в ферропниктидах квазидвумерную поверхность Ферми, состоящую из двух дырочных карманов вблизи точки $\Gamma = (0,0)$ и двух электронных карманов вблизи точки $M = (\pi, \pi)$ и симметричных ей точек в углах зоны Бриллюэна, соответствующей элементарной ячейке с двумя атомами железа.

В такой четырёхзонной модели, в частности, был впервые получен спин-резонансный пик [1]. Спиновая корреляционная функция, называемая далее динамической спиновой восприимчивостью, определяется выражением

$$\chi_{\mu,\nu}^{(0)s,s'}(\mathbf{q},\Omega_M) = \frac{T}{4V} \sum_{\alpha,\beta,\gamma,\delta} \sum_{\omega_n=-\infty}^{\infty} \sum_{\mathbf{k}} \left[F_{\gamma,\alpha}^{(0)\dagger\mu}(\mathbf{k},\omega_n) F_{\beta,\delta}^{(0)\nu}(\mathbf{k} + \mathbf{q},\omega_n + \Omega_M) - G_{\delta,\alpha}^{(0)\mu}(\mathbf{k},\omega_n) G_{\beta,\gamma}^{(0)\nu}(\mathbf{k} + \mathbf{q},\omega_n + \Omega_M) \right] (\hat{\sigma}_s)_{\alpha,\beta} (\hat{\sigma}_{s'})_{\gamma,\delta}. \quad (1)$$

В формировании характера частотной зависимости спиновой восприимчивости главную роль играют, так называемые, факторы когерентности $[1 \pm (\xi_{\mathbf{k}}^\mu \xi_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\nu + \Delta_{\mathbf{k}}^\mu \Delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\nu\dagger}) / (E_{\mathbf{k}}^\mu E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\nu)]$. Они существенно зависят от симметрии сверхпроводящего параметра порядка. Помимо факторов когерентности, присутствуют слагаемые с перекрёстными членами $(\xi_{\mathbf{k}}^\mu E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\nu \pm \xi_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\nu E_{\mathbf{k}}^\mu) / E_{\mathbf{k}}^\mu E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\nu$, обусловленными межзонным взаимодействием. Факторы когерентности в спиновой восприимчивости $\chi^{(0)}$ приводят к тому, что в случае s_\pm -симметрии сверхпроводящей щели на частоте $\Omega < 2\Delta_0$ в мнимой части возникает скачок, который при учёте взаимодействия между квазичастицами приводит к возникновению спин-резонансного пика. Для s_{++} -сверхпроводника спиновый отклик плавно возрастает, начиная с частоты $\Omega = 2\Delta_0$.

В главе 1 также приводится описание простой двухзонной модели [2; 3], в которой учитываются динамические собственно-энергетические поправки. Гамильтониан модели содержит линеаризованную вблизи уровня Ферми дисперсию квазичастиц, $\xi_{\mathbf{k}\mu} = \mathbf{v}_{F\mu}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{F\mu})$, где $\mathbf{v}_{F\mu}$ и $\mathbf{k}_{F\mu}$ представляют собой скорость и импульс Ферми в зоне μ , соответственно. Кроме того, в гамильтониан входит слагаемое $H_{\text{imp}} = \sum_{\mathbf{R}_i,\sigma,\sigma',\mu,\nu} \mathcal{U}_{\mathbf{R}_i}^{\mu\nu} \delta_{\sigma,\sigma'} a_{\mathbf{R}_i\mu}^\dagger a_{\mathbf{R}_i\nu\sigma'}$, содержащее потенциал рассеяния на

немагнитных примесях \mathcal{U} на узлах \mathbf{R}_i , Зонный индекс μ принимает значения a (первая зона) или b (вторая зона). При дальнейшем рассмотрении предполагается, что задача по нахождению эффективного динамического сверхпроводящего взаимодействия уже решена и константы связи, также как и спектральная функция бозонов, уже известны. Последняя описывает эффективное электрон-электронное взаимодействие посредством промежуточного бозона. В случае локального кулоновского (хаббардовского) взаимодействия [4], промежуточными возбуждениями являются спиновые или зарядовые флуктуации [5], в то время как в случае электрон-фононного взаимодействия в их роли выступают фононы.

Для описания влияния беспорядка на систему используется подход Элиашберга для многозонных сверхпроводников [6]. Собственно-энергетические поправки как от сверхпроводящего взаимодействия $\Sigma_\mu(i\omega_n)$, так и от рассеяния на примесях $\Sigma_\mu^{\text{imp}}(i\omega_n)$ перенормируют мацубаровские частоты $i\tilde{\omega}_{\mu n} = i\omega_n - \Sigma_{0\mu}(\omega_n) - \Sigma_{0\mu}^{\text{imp}}(\omega_n)$ и параметр порядка $\tilde{\phi}_{\mu n} = \Sigma_{2\mu}(\omega_n) + \Sigma_{2\mu}^{\text{imp}}(\omega_n)$. Параметр порядка $\tilde{\phi}_{\mu n}$ связан с функцией щели $\Delta_{\mu n}$ (именно она задаёт особенности в плотности состояний) посредством фактора перенормировки $Z_{\mu n} = \tilde{\omega}_{\mu n}/\omega_n$, а именно: $\Delta_{\mu n} = \tilde{\phi}_{\mu n}/Z_{\mu n}$. Часть собственной энергии, связанная со спин-флуктуационным взаимодействием определяется через константы связи $\Lambda_{\mu\nu}$ и бозонную спектральную функцию.

Примесная собственно-энергетическая часть $\hat{\Sigma}^{\text{imp}}$ вычисляется в самосогласованном приближении \mathcal{T} -матрицы из матричного уравнения: $\hat{\Sigma}^{\text{imp}}(\omega_n) = n_{\text{imp}} \hat{\mathbf{U}} + \hat{\mathbf{U}} \hat{\mathbf{g}}(\omega_n) \hat{\Sigma}^{\text{imp}}(\omega_n)$, где n_{imp} — концентрация примесей, а $\hat{\mathbf{U}}$ — матрица примесного потенциала, которая имеет вид $\hat{\mathbf{U}} = \mathbf{U} \otimes \hat{\tau}_3$, где $(\mathbf{U})_{\mu\nu} = \mathcal{U}^{\mu\nu}$, $\hat{\mathbf{g}}(\omega_n)$ — ξ -интегрированная функция Грина, $\hat{\mathbf{g}}(\omega_n) = \int d\xi \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{k}, \omega_n)$. Внутризонные и межзонные компоненты потенциала примеси равны v и u соответственно, так что $(\mathbf{U})_{\mu\nu} = (v - u)\delta_{\mu\nu} + u$. При этом отношение между этими компонентами контролируется параметром $\eta = v/u$. Для величины примесного потенциала существует два важных предельных случая: борновский предел, или предел слабого рассеяния, при $\pi u N_{a,b} \ll 1$, и противоположный случай очень сильного примесного рассеяния, называемый унитарным пределом, при $\pi u N_{a,b} \gg 1$. Учитывая это, оказывается удобным ввести обобщённое сечение рассеяния

$$\sigma = \frac{\pi^2 N_a N_b u^2}{1 + \pi^2 N_a N_b u^2} \rightarrow \begin{cases} 0, \text{борновский предел} \\ 1, \text{унитарный предел} \end{cases} \quad (2)$$

и интенсивность рассеяния на примесях

$$\Gamma_{a,b} = \frac{2n_{\text{imp}}\sigma}{\pi N_{a,b}} \rightarrow \begin{cases} 2n_{\text{imp}}\pi N_{b,a} u^2, \text{борновский предел} \\ 2n_{\text{imp}}/(\pi N_{a,b}), \text{унитарный предел} \end{cases} \quad (3)$$

Вторая глава посвящена исследованию в четырёхзонной модели спин-резонансного пика в ферропниктидах в случае неравных сверхпроводящих щелей, а также при наличии немагнитного беспорядка.

Неупругое рассеяние нейтронов является весьма удобным инструментом исследования сверхпроводящих соединений, поскольку динамическая спиновая восприимчивость $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ измеренная в сверхпроводящем состоянии несёт в себе информацию о структуре щели. Существует множество свидетельств в пользу хорошо определённого пика в INS-спектре нейтронов в системах 1111, 122, и 11, появляющихся только при $T < T_c$ на волновом векторе $\mathbf{q} = \mathbf{Q}$ или вблизи него [7–9]. Спиновый резонанс, возникающий за счёт s_{\pm} -состояния, естественным образом объясняет возникновение данного пика.

Результаты ARPES-экспериментов и измерения щелей посредством Андреевской спектроскопии поставили под сомнение критерий возникновения спинового резонанса « Ω_R ниже приблизительно 2Δ », известный из рассмотрения купрятных сверхпроводников. Так, эксперименты с Андреевской спектроскопией показывают, что присутствует по меньшей мере две различных щели, в соединениях 11, 122, и 1111 [10–12] и даже три щели в LiFeAs [13; 14]. Например, в соединениях BaCo-122 большая щель (Δ_L) равна, примерно, 9 мэВ, а меньшая щель (Δ_S) составляет около 4 мэВ. Из ARPES-экспериментов известно, что на электронных листах и внутреннем дырочном листе поверхности Ферми открывается большая щель, в то время как меньшая щель расположена на внешнем дырочном кармане поверхности Ферми [15; 16]. Само существование меньшей щели поднимает вопрос: какова будет частота спинового резонанса в системе с двумя различными щелями?

В случае равных щелей в пределах электронных ($e1, e2$) и дырочных ($h1, h2$) листов Ферми-поверхностей, $\Delta_{e1,2} = \Delta_{h1,2} = \Delta_0$, поскольку $\chi^{(0)+-}(\mathbf{q}, \omega)$ описывает возбуждения в канале «частица-дырка» и в сверхпроводящем состоянии все возбуждения отсутствуют ниже энергии, приблизительно, $2\Delta_0$ (при $T = 0$), $\text{Im } \chi^{(0)+-}(\mathbf{q}, \omega)$ становится конечной величиной только выше данной частоты. Для s_{++} -состояния имеет место плавный рост спинового отклика $\omega > 2\Delta_0$. Для s_{\pm} -состояния вектор \mathbf{Q} соединяет листы поверхности Ферми, знаки щели в которых различны, $\text{sgn}\Delta_{\mathbf{k}\mu} = -\text{sgn}\Delta_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}\nu}$, и в приближении RPA это приводит к возникновению спин-резонансного пика, т. е. расходимости в $\text{Im } \chi^{\text{RPA}+,-}(\mathbf{Q}, \omega)$ на частоте Ω_R , см. красные штриховые линии на Рисунке 1.

В случае неравных по амплитуде щелей, в котором меньшая щель находится в пределах внешней дырочной поверхности Ферми, $\Delta_{h2} = \Delta_0/2$, а большие щели в пределах оставшихся Ферми-поверхностей, $\Delta_{e1,2} = \Delta_{h1} = \Delta_0$, соотношение между амплитудами большей Δ_L и меньшей Δ_S щелей приняты как $\Delta_L = \Delta_0 = 2\Delta_S$. Примерно такое соотношение наблюдается в экспериментах [15; 17]. Как видно из Рисунка 1 (а), для

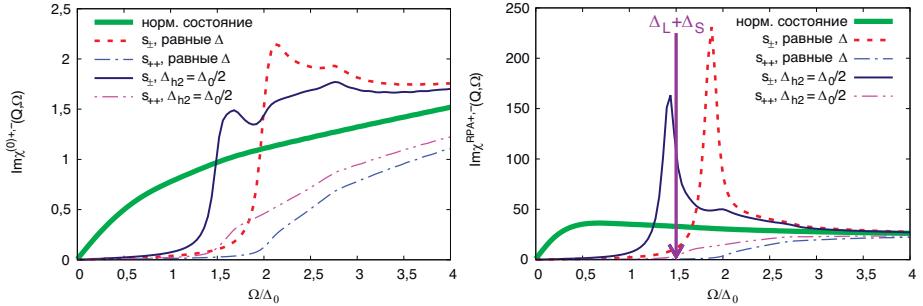


Рис. 1 — Результаты расчётов для $\text{Im} \chi^{(0)+,-}(\mathbf{Q}, \omega)$ (а) и $\text{Im} \chi^{\text{RPA}+,-}(\mathbf{Q}, \omega)$ (б) для $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ в 2-Fe зоне Бриллюэна для четырёхзонной модели в нормальном и сверхпроводящем состояниях с s_{++} - и s_{\pm} -структурой параметра порядка. Представлены два случая сверхпроводящих состояний: равные щели $\Delta_{e1,2} = \Delta_{h1,2} = \Delta_0$, и неравные по величине щели $\Delta_{e1,2} = \Delta_h = \Delta_0$ и $\Delta_{h2} = \Delta_0/2$.

s_{\pm} -состояния резкий скачок и, следовательно, Ω_R смещаются к меньшим частотам. Данный новый энергетический масштаб хорошо прослеживается в s_{++} -состоянии как точка начала плавного увеличения восприимчивости. Он равен $\Delta_L + \Delta_S = 3/2\Delta_0$. Таким образом, спин-резонансный пик в s_{\pm} -состоянии смещается к меньшим частотам, $\Omega_R < \Delta_L + \Delta_S$, см. сплошные синие линии на Рисунке 1. На графиках присутствует также ещё одна особенность — «горб» вблизи $2\Delta_L = 2\Delta_0$. Следует отметить, что восприимчивость в s_{++} -состоянии не претерпевает каких-либо значительных изменений по сравнению со случаем равных щелей.

Сравнение энергетических масштабов полученных из андреевской спектроскопии, INS- и ARPES- и других экспериментов, позволяющих определить сверхпроводящие щели, для большинства материалов дают подтверждение, что наблюдаемая особенность в INS-спектре является спин-резонансным пиком. Тем не менее, в некоторых случаях не совсем ясно из эксперимента, какие щели связаны волновым вектором \mathbf{Q} . Даже не зная этого точно, мы можем сделать некоторые выводы. К примеру, если одна из щелей Δ_L , то возможны три случая: (1) $\Omega_R \leq \Delta_L + \Delta_S$ и пик на частоте Ω_R является спин-резонансным, (2) $\Omega_R > 2\Delta_L$ и пик определённо не спин-резонансный, и (3) $\Omega_R \leq 2\Delta_L$ и пик весьма вероятно спин-резонансный, но точный ответ можно дать только после расчётов динамической спиновой восприимчивости для конкретной зонной структуры, наблюданной экспериментально. Рисунок 2 наглядно иллюстрирует результаты проведённого анализа.

Для учёта влияния рассеяния на немагнитных примесях введём феноменологически простое статическое борновское приближение для

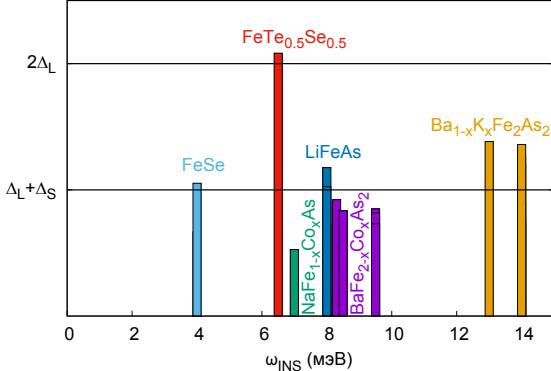


Рис. 2 — Экспериментальные данные по соотношениям частоты ω_{INS} возникновения пика в INS-экспериментах и ширины малой и большой щелей, сгруппированные по материалам. Каждый столбец определяется величиной $\omega_{\text{INS}} / (\Delta_L + \Delta_S)$. Если он ниже границы $\Delta_L + \Delta_S$, то реализуется случай (1); случай (2) соответствует пересечению столбцом предела $2\Delta_L$, а случай (3) возникает когда столбец оказывается непосредственно под линией $2\Delta_L$.

квазичастичной собственно-энергетической части с целью рассмотреть основные эффекты, оказываемые немагнитным беспорядком на спиновый резонанс. В следующих главах будут записаны уравнения на примесную собственно-энергетическую часть, которые будут решены в приближении T -матрицы. Здесь же ограничимся простейшим приближением. Оно заключается в том, что многократное рассеяние на одной и той же примеси приводит к собственно-энергетической части вида $\Sigma(\mathbf{k}) \approx -\frac{i}{2t_{\mathbf{k}}}$, где $t_{\mathbf{k}}$ — время жизни квазичастиц (см., например, так называемое первое борновское приближение в книге [18]). Пренебрегая импульсной зависимостью в $t_{\mathbf{k}}$, полагаем, что $\Sigma(\mathbf{k}, i\Omega_M) = -i\Gamma$, где введён параметр — интенсивность рассеяния на примесях Γ .

Для малых значений Γ спин-резонансный пик отчётливо наблюдается ниже энергии $2\Delta_0$ (см. Рисунок 3) и с ростом Γ он становится шире и практически исчезает, как только Γ становится сравнимой с Δ_0 . Энергия спинового резонанса Ω_R (определенная как максимальное значение мнимой части спиновой восприимчивости) смещается к большим энергиям с ростом степени беспорядка.

Полученные результаты находятся в хорошем согласии с результатами, представленными в работе [19], где зонная модель была проще, чем используемая здесь, но учтены вершинные поправки за счёт рассеяния на примесях. Такое согласие подразумевает, что вершинные поправки не играют значительной роли в низкоэнергетическом спиновом резонансе, хотя

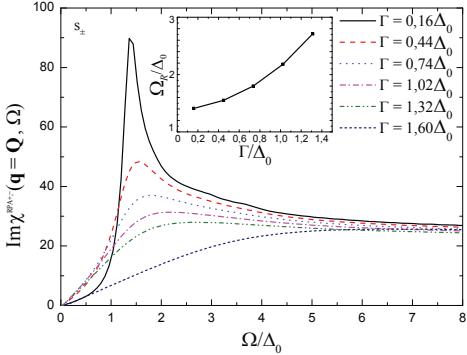
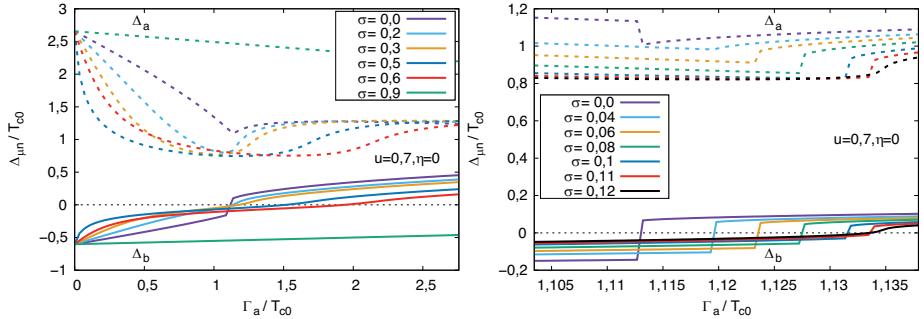


Рис. 3 — Результаты расчётов $\text{Im}\chi^{\text{RPA+},-}(\mathbf{Q}, \Omega)$ на волновом векторе $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ в четырёхзонной модели в s_{\pm} -состоянии (главная панель) и частоты спинового резонанса Ω_R , определённой как максимум $\text{Im}\chi(\mathbf{Q}, \Omega)$ (вставка) для различных значений интенсивности рассеяния Γ

оны, как известно, важны для точного вычисления транспортных коэффициентов.

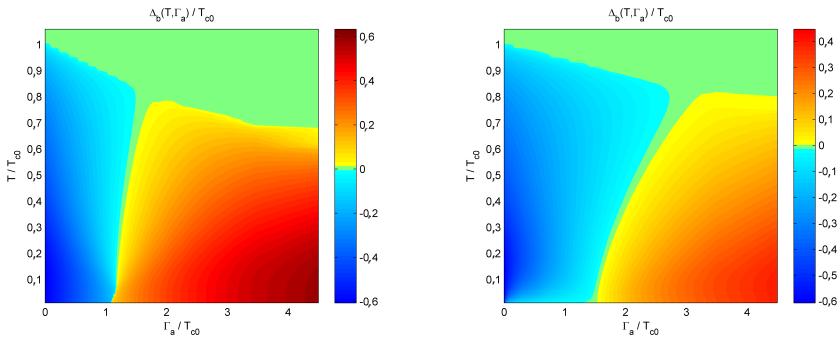
В третьей главе исследуются детали вызванного рассеянием на немагнитных примесях перехода между s_{\pm} - и s_{++} -состояниями в двухзонной модели сверхпроводников на основе железа. В расчётах было выбрано следующее соотношение между плотностями состояний на уровне Ферми в различных зонах: $N_b/N_a = 2$, а соответствующие константы связи приняты в следующем виде: $(\Lambda_{aa}; \Lambda_{ab}; \Lambda_{ba}; \Lambda_{bb}) = (3; -0,2; -0,1; 0,5)$. Это приводит к возникновению сверхпроводящего состояния с s_{\pm} -параметром порядка и критической температурой сверхпроводящего перехода $T_{c0} = 41,4$ К в чистом пределе [2; 20; 21] и положительной усреднённой константой связи, $\langle \Lambda \rangle > 0$, где $\langle \Lambda \rangle \equiv (\Lambda_{aa} + \Lambda_{ab})N_a/N + (\Lambda_{ba} + \Lambda_{bb})N_b/N$, $N = N_a + N_b$ — полная плотность состояний в нормальной фазе [2]. На Рисунке 4 представлена зависимость сверхпроводящих щелей $\Delta_{\mu n}$ для низшей мацубаровской частоты $n = 0$ ($\omega_n = 2(n+1)\pi T$) как функция Γ_a при $T = 0,03T_{c0}$. При низких температурах щели меняются плавно при данном переходе для всех значений параметра обобщённого сечения рассеяния σ и отношения между меж- и внутризонным потенциалами рассеяния η , за исключением случая слабо рассеивающей примеси с малыми значениями $\sigma < 0,12$. В последнем случае меньшая щель изменяется скачком в точке перехода. Для намного больших значений интенсивности рассеяния Γ_a меньшая щель меняется плавно. Для исключительно межзонного рассеивающего потенциала примеси ($\eta = 0$) поведение меняется вблизи $\sigma = 0,11$. С увеличением температуры поведение щелей меняется со скачкообразного до плавного вблизи $T \sim 0,1T_{c0}$. По этой



(а)

(б)

Рис. 4 — Зависимость сверхпроводящих щелей на первой мацубаровской частоте $\Delta_{\mu n=0}$ от интенсивности рассеяния на немагнитных примесях Γ_a для s_{\pm} - состояния с $\eta = 0$ и $T = 0,03T_{c0}$. На панели (а) представлены $\Delta_{\mu n=0}$ в широком диапазоне σ , на панели (б) изображён скачок у щелей в точке перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ при малых значениях σ . Можно отметить плавное поведение щелей при $\sigma > 0,11$



(а)

(б)

Рис. 5 — Зависимость функции щели для зоны b при наименьшей мацубаровской частоте $\Delta_{b,n=0}$ от интенсивности рассеяния Γ_a и температуры T в борновском пределе, $\sigma = 0$, (а) и промежуточном режиме, $\sigma = 0,5$, (б) рассеяния на примесях. Зелёным цветом обозначается состояние с исчезающей малой величиной меньшей щели, $\Delta_{b,n} < 10^{-3}T_{c0}$

причине критическая температура представляет собой гладкую функцию интенсивности рассеяния Γ_a и не «чувствует» ступенчатого изменения в поведении щелей.

При рассмотрении зависимости сверхпроводящих щелей $\Delta_{\mu,n}$ как от температуры, так и от интенсивности рассеяния на немагнитных примесях (Рисунок 5), было показано, что переход из s_{\pm} - в s_{++} -состояние

оказывается зависящим от температуры. А именно, в узком диапазоне значений интенсивности рассеяния когда s_{++} -состояние является основным, оно возвращается к s_{\pm} -состоянию при повышении температуры вплоть до T_c . При увеличении интенсивности рассеяния на примесях температура такого перехода $s_{++} \rightarrow s_{\pm}$ смещается к критической температуре T_c . Переход $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ характеризуется двумя параметрами: 1) критической интенсивностью рассеяния Γ_a^{crit} и 2) критической температурой $T^{\text{crit}} \leq T_c$. Состояние с s_{++} -параметром порядка становится доминирующим в изначально чистой s_{\pm} -системе для $\Gamma_a > \Gamma_a^{\text{crit}}$ и $T < T^{\text{crit}}$.

Что касается возможности экспериментально наблюдать возврат в s_{\pm} -состояние с увеличением T для фиксированной степени беспорядка, которая приводит к возникновению низкотемпературного s_{++} -состояния, то это может быть осуществимо, к примеру, в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов, где должен отсутствовать спин-резонансный пик в низкотемпературном s_{++} -состоянии, но появиться в s_{\pm} -состоянии при повышении температуры [1; 22–24]. Кроме того, температурная зависимость лондоновской глубины проникновения должна также проявлять характерные признаки бесщелевого поведения, которое сопровождает переход $s_{++} \rightarrow s_{\pm}$ [3].

В четвёртой главе исследуется температурная зависимость лондоновской глубины проникновения магнитного поля при наличии перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$. Используется та же двухзонная модель, что и в главе 3. Сверхпроводящий параметр порядка вычисляется также в рамках подхода Элиашберга для многозонных сверхпроводников, а учёт рассеяния на примесях производится в приближении \mathcal{T} -матрицы.

Глубина проникновения для многозонной системы может быть вычислена при помощи следующего выражения [3]:

$$\frac{1}{\lambda_L^2} = \sum_{\mu} \left(\frac{\omega_{p\mu}}{c} \right)^2 T \sum_n \frac{g_{2\mu n}^2}{\pi N_{\mu}^2 \sqrt{\tilde{\omega}_{\mu n}^2 + \tilde{\phi}_{\mu n}^2}}. \quad (4)$$

В экспериментах наравне с λ_L получают следующие величины: изменение глубины проникновения с температурой $\Delta\lambda_L(T) = \lambda_L(T) - \lambda_L(0)$, и, так называемая, «плотность сверхтекучей жидкости» $\rho_s(T) = \lambda_L^2(0)/\lambda_L^2(T)$.

Расчёты выполнены в промежуточном пределе рассеивающей примеси, $\sigma = 0,5$. Для простоты исключено рассеяние на внутризонных примесях ($\eta = 0$). Плазменные частоты для двух зон взяты из расчётов в теории функционала плотности [25] и равны $\omega_{pa} = 2,34$ эВ и $\omega_{pb} = 1,25$ эВ. Даные величины типичны для пниктидов железа, см. [21].

Поведение s_{\pm} -состояния сильно зависит от знака усреднённой по зонам константы связи $\langle \Lambda \rangle$.

В ходе исследования лондоновской глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник были определены характерные особенности

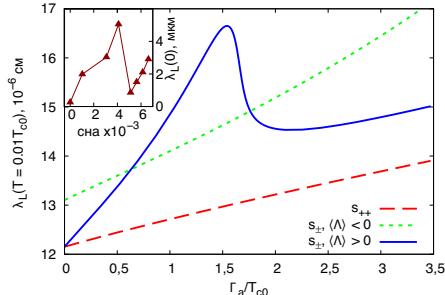


Рис. 6 — Глубина проникновения $\lambda_L(\Gamma_a)$ при температуре $T = 0,01T_{c0}$ для s_{\pm} -состояния с $\langle \Lambda \rangle > 0$ и с $\langle \Lambda \rangle < 0$, а также для s_{++} -сверхпроводника. Здесь $\sigma = 0,5$, $v = 0$. Γ_a и T выражены в единицах T_{c0} . Экспериментальные данные из работы [26] представлены на вставке чтобы продемонстрировать немонотонную зависимость $\lambda_L(T \rightarrow 0)$ от степени беспорядка (сна, смещение на атом), а также для демонстрации качественного совпадения с нашими результатами для s_{\pm} -состояния с $\langle \Lambda \rangle > 0$

перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$, проявляющиеся в зависимости глубины проникновения как от температуры, так и от интенсивности рассеяния на примесях. Наблюдение этих особенностей может служить критерием обнаружения данного перехода. Первой особенностью (Рисунок 6) является резкое изменение зависимости глубины проникновения λ_L от интенсивности рассеяния на примесях при $T \rightarrow 0$. Более того, наклон кривой до перехода отличен от наклона после перехода, что является дополнительным указанием на наличие перехода из s_{\pm} - в s_{++} -состояние.

Вторая особенность (Рисунок 7) заключается в резком скачке в обратном квадрате глубины проникновения как функции от интенсивности рассеяния на примесях, $\lambda_L^{-2}(\Gamma_a)$, в точке перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$. Третья особенность (Рисунок 8 (а)–(в)) связана с наклоном относительного изменения в глубине проникновения, $\Delta\lambda_L(T) = \lambda_L(T) - \lambda_L(0)$, как функции температуры — до перехода наклон возрастает, а после перехода — убывает. И, наконец, последней особенностью (Рисунок 8 (г)–(е)) является температурная зависимость плотности сверхтекущей жидкости $\rho_s(T)$, которая проявляет почти однощелевое поведение вблизи перехода между s_{\pm} - и s_{++} -состояниями и с увеличением интенсивности рассеяния на примесях восстанавливает двухщелевое поведение.

Результаты, представленные здесь получены в промежуточном режиме рассеяния на примесях, $\sigma = 0,5$. Изменение σ сменит точное положение перехода на фазовой диаграмме T - Γ_a . Сам переход, однако, сохраняется в широком диапазоне σ , за исключением унитарного предела ($\sigma = 1$). Таким

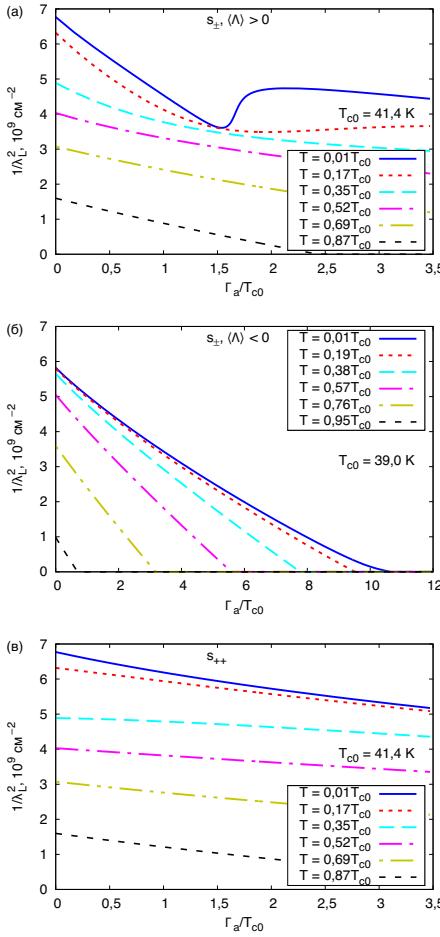


Рис. 7 — Графики зависимости обратного квадрата глубины проникновения от интенсивности рассеяния на примесях, $\lambda_L^{-2}(\Gamma_a)$, при температурах $0,01T_{c0} < T < T_{c0}$ (а)–(в) для s_{\pm} -состояния с $\langle \Lambda \rangle > 0$ (а) и $\langle \Lambda \rangle < 0$ (б), а также для s_{++} -состояния (в). Здесь $\sigma = 0,5$, $v = 0$. Γ_a и T выражены в единицах T_{c0}

образом, описанные характерные особенности в глубине проникновения могут наблюдаться в системах проявляющих переход $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ в широком диапазоне параметров.

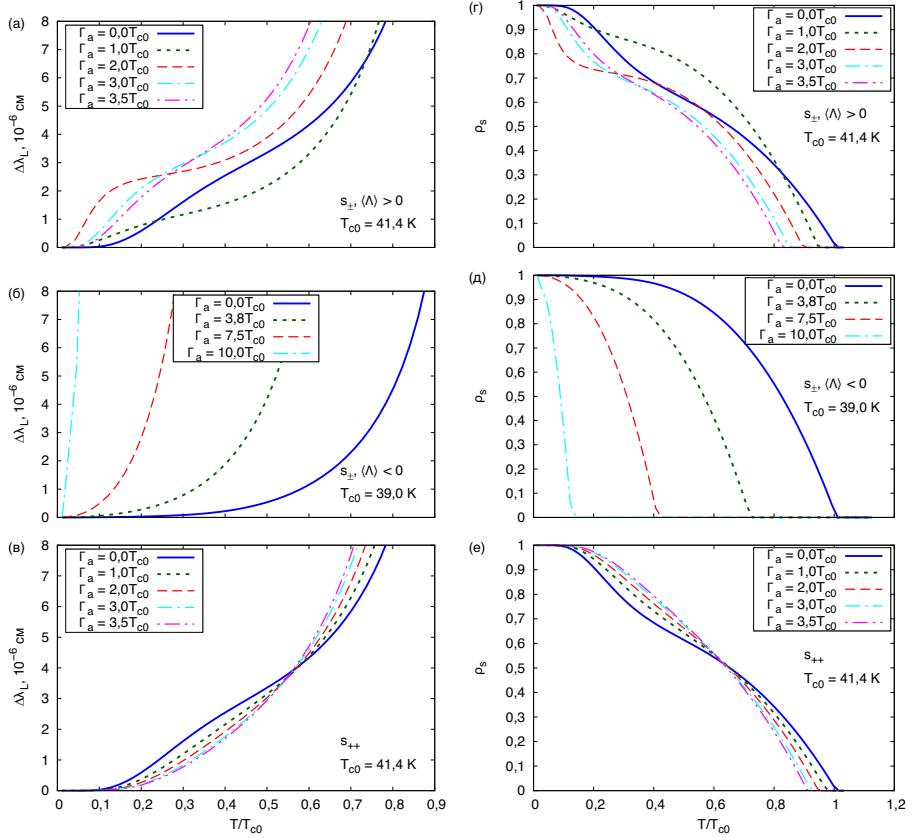


Рис. 8 — Изменение в глубине проникновения с температурой $\Delta\lambda_L(T) = \lambda_L(T) - \lambda_L(T_{min})$ (а)–(в) и плотность сверхтекучей жидкости ρ_s (г)–(е) для s_{\pm} -состояния с $\langle \Lambda \rangle > 0$ (а),(г) и с $\langle \Lambda \rangle < 0$ (б),(е), а также для s_{++} -состояния (в),(е). Расчёты были проведены в промежуточном пределе рассеяния на примесях, $\sigma = 0,5$, с только межзонным потенциалом примеси, $v = 0,0u$. Γ_a и T выражены в единицах T_{c0}

В выводах приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем.

- Показано, что спин-резонансный пик в многозонном s_{\pm} -сверхпроводнике с двумя неравными щелями, Δ_L и Δ_S , возникает на частоте ниже $\Delta_{\text{eff}} = \Delta_L + \Delta_S$. В случае равных по величине щелей, $\Delta_L = \Delta_S = \Delta_0$, энергия Δ_{eff} совпадает с $2\Delta_0$. Проведённый анализ имеющихся экспериментальных данных позволяет утверждать, что в соединениях Ba-122 и Na-111, dopированных кобальтом, наблюдаемый в неупругом рассеянии нейтронов пик является спин-резонансным. При наличии рассеяния на

немагнитных примесях, учитываемого в простейшем приближении как статическая перенормировка собственно-энергетической части, с увеличением интенсивности рассеяния на примесях ширина спин резонансного пика увеличивается, а его высота уменьшается.

2. В двухзонной модели сверхпроводящих ферропниктидов в приближении T -матрицы исследован вызванный рассеянием на немагнитных примесях переход из s_{\pm} -состояния в s_{++} -состояние. Сверхпроводящие щели изменяются плавно в области перехода для широкого диапазона величин эффективного сечения примесного рассеяния σ и соотношения внутри- и межзонного потенциалов рассеяния η . Исключение составляет слабое рассеяние с малыми значениями σ вблизи борновского предела, а именно, $\sigma < 0,12$, когда малая щель меняет знак скачком. С увеличением температуры скачок сглаживается уже при $T \sim 0,1T_{c0}$ и поэтому не изменяет гладкой зависимости критической температуры от интенсивности рассеяния на примесях Γ_a . В борновском пределе наличие внутризонной составляющей потенциала примеси не оказывает влияния на переход. Для $\sigma \neq 0$ рост величины межзонного потенциала приводит к смещению точки рассматриваемого перехода к большим значениям Γ_a .

3. Показано, что точка перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ зависит от температуры и характеризуется двумя параметрами: критической интенсивностью рассеяния на примесях Γ_a^{crit} и критической температурой перехода из s_{\pm} - в s_{++} -состояние $T_c^{\text{crit}} < T_c$. При увеличении интенсивности рассеяния на примесях температура перехода смещается к критической температуре T_c . Построена фазовая диаграмма в координатах температура-беспорядок, отражающая поведение меняющей знак щели, $\Delta_b(T, \Gamma_a)$. На этой диаграмме имеется узкая полоса, в которой система из низкотемпературного s_{++} -состояния может вернуться в s_{\pm} -состояние при более высоких температурах.

4. Из подробного анализа температурной зависимости лондоновской глубины проникновения магнитного поля λ_L сделан вывод, что о наличии перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ можно судить по следующей совокупности признаков: а) резкое изменение в зависимости λ_L при увеличении интенсивности рассеяния на примесях при низких температурах $T \rightarrow 0$, что наблюдалось в эксперименте; б) характер изменения наклона графиков $\Delta\lambda_L(T) = \lambda_L(T) - \lambda_L(0)$ с введением примесей при низких температурах: до перехода наклон увеличивается, после – убывает; в) изменение характера температурной зависимости сверхпроводящей плотности $\rho_s \sim 1/\lambda_L^2$, а именно смена двухщелевого поведения однощелевым, а затем возврат к двухщелевому поведению.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Togushova, Y. N.* Impurity-Induced Smearing of the Spin Resonance Peak in Fe-Based Superconductors [Текст] / Y. N. Togushova, V. A. Shestakov, M. M. Korshunov // Journal of Low Temperature Physics. — 2016. — Mar. — Vol. 185, issue 5/6. — P. 481.
- A2. *Korshunov, M. M.* Spin resonance peak in Fe-based superconductors with unequal gaps [Текст] / M. M. Korshunov, V. A. Shestakov, Y. N. Togushova // Phys. Rev. B. — 2016. — Sept. — Vol. 94, issue 9. — P. 094517.
- A3. *Korshunov, M. M.* Comparison of experimental data on the spin resonance frequency and gap magnitudes in Fe-based superconductors [Текст] / M. M. Korshunov, V. A. Shestakov, Y. N. Togushova // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2017. — Vol. 440. — P. 133—135.
- A4. *Shestakov, V. A.* Temperature-Dependent $s_{\pm} \leftrightarrow s_{++}$ Transitions in the Multiband Model for Fe-Based Superconductors with Impurities [Текст] / V. A. Shestakov, M. M. Korshunov, O. V. Dolgov // Symmetry. — 2018. — Vol. 10, no. 8. — P. 323.
- A5. Details of the disorder-induced transition between s_{\pm} and s_{++} states in the two-band model for Fe-based superconductors [Текст] / V. A. Shestakov [et al.] // Superconductor Science and Technology. — 2018. — Vol. 31, no. 3. — P. 034001.
- A6. *Shestakov, V.* Influence of temperature on the impurity-induced $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ transition in the two-band model for Fe-based superconductors [Текст] / V. Shestakov, M. M. Korshunov // Journal of Physics Conference Series. — 2019. — Vol. 1389. — P. 012065.
- A7. Decisive proofs of the $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ transition in the temperature dependence of the magnetic penetration depth [Текст] / V. A. Shestakov [et al.] // Superconductor Science and Technology. — 2021. — May. — Vol. 34. — P. 075008.
- A8. *Шестаков, В. А.* Исследование спин-резонансного пика в сверхпроводящем состоянии пникидов железа [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // «Проспект Свободный – 2015»: Материалы научной конференции. — 2015.
- A9. *Шестаков, В. А.* Исследование спин-резонансного пика в сверхпроводящем состоянии пникидов железа в четырёхзонной модели с неэквивалентными щелями [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // «Проспект Свободный – 2016»: Материалы научной конференции. — 2016.

- A10. Шестаков, В. А. Влияние примесного рассеяния на спин-резонансный пик в соединениях железа [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // XI Сибирский семинар по высокотемпературной сверхпроводимости и физике наноструктур «ОКНО-2016». — 2016.
- A11. Korshunov, M. M. Spin-resonance peak in iron-based superconductors as a probe of gap symmetry [Текст] / M. M. Korshunov, V. A. Shestakov, Y. N. Togushova // VI Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" EASTMAG-2016. — 2016.
- A12. Korshunov, M. M. Spin-resonance peak in inelastic neutron scattering as a probe of gap symmetry in Fe-based superconductors [Текст] / M. M. Korshunov, Y. N. Togushova, V. A. Shestakov // Spectroscopies in Novel Superconductors. — 2016.
- A13. Шестаков, В. А. Влияние примесного рассеяния на спин-резонансный пик в двухзонной модели пниктидов железа [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // Конкурс-конференция молодых учёных, аспирантов и студентов ФИЦ КНЦ СО РАН – 2017. Секция «Физика». — 2017.
- A14. Korshunov, M. M. Spin resonance peak in Fe-based superconductors with unequal gaps [Текст] / M. M. Korshunov, V. A. Shestakov, Y. N. Togushova // APS March Meeting 2017. — 2017.
- A15. Тогушова, Ю. Н. Магнитная восприимчивость сверхпроводников на основе железа [Текст] / Ю. Н. Тогушова, В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // Заседание секции “Магнетизм” Научного совета РАН по физике конденсированных сред. — 2018.
- A16. Korshunov, M. M. Spin resonance peak in the superconducting state of iron pnictides and chalcogenides [Текст] / M. M. Korshunov, V. A. Shestakov, Y. N. Togushova // The 21st International Conference on Solid Compounds of Transition Elements. — 2019.
- A17. Шестаков, В. А. Исследование вызванного рассеянием на немагнитных примесях перехода из s_{\pm} в s_{++} [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // Конкурс-конференция молодых учёных, аспирантов и студентов ФИЦ КНЦ СО РАН – 2018. Секция «Физика». — 2018.
- A18. Шестаков, В. А. Исследование спин-резонансного пика в сверхпроводящем состоянии пниктидов железа при наличии неравных сверхпроводящих щелей и присутствии немагнитных примесей [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // Коуровка – XXXVII. — 2018.

- A19. Шестаков, В. А. Исследование сверхпроводящего параметра порядка в двухзонной модели сверхпроводящих соединений железа вблизи перехода из s_{\pm} в s_{++} состояние в результате рассеяния на немагнитных примесях [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // «Проспект Свободный – 2018»: Материалы научной конференции. — 2018.
- A20. Шестаков, В. А. Зависящие от температуры переходы между s_{\pm} и s_{++} состояниями в двухзонной модели сверхпроводников на основе железа с немагнитными примесями [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // Конкурс-конференция ФИЦ КНЦ СО РАН для молодых ученых, аспирантов и студентов. Секция «Физика». — 2019.
- A21. Шестаков, В. А. Зависящие от температуры переходы между s_{\pm} и s_{++} состояниями в двухзонной модели сверхпроводников на основе железа с немагнитными примесями [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // XXII Конференция молодых ученых ФИЦ КНЦ СО РАН. — 2019.
- A22. Korshunov, M. M. Influence of temperature on the impurity-induced $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ transition in the multiband model of Fe-based superconductors [Текст] / M. M. Korshunov, V. A. Shestakov // VII Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" EASTMAG-2019. — 2019.
- A23. Korshunov, M. M. Magnetic interactions, superconductivity, and spin-resonance peak in iron-based materials [Текст] / M. M. Korshunov, V. A. Shestakov // VII Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" EASTMAG-2019. — 2019.
- A24. Шестаков, В. А. Температурно-зависимые переходы между s_{\pm} и s_{++} состояниями в сверхпроводниках на основе железа [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // «Проспект Свободный – 2019»: Материалы научной конференции. — 2019.
- A25. Шестаков, В. А. Немагнитные примеси в сверхпроводниках на основе железа [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // Коурковка – XXXVIII. — 2020.
- A26. Шестаков, В. А. Лондоновская глубина проникновения в двухзонной модели сверхпроводников на основе железа с немагнитными примесями [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // Конкурс-конференция ФИЦ КНЦ СО РАН для молодых ученых, аспирантов и студентов. Секция “Физика”. — 2020.

- A27. Шестаков, В. А. Лондоновская глубина проникновения в двухзонной модели сверхпроводников на основе железа с немагнитными примесями [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // XXIII Конференция молодых ученых ФИЦ КНЦ СО РАН, Междисциплинарная конференция молодых учёных ФИЦ КНЦ СО РАН. — 2020.
- A28. Шестаков, В. А. Лондоновская глубина проникновения в сверхпроводниках на основе железа при наличии немагнитных примесей [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // «Проспект Свободный – 2020»: Материалы научной конференции. — 2020.
- A29. Шестаков, В. А. Влияние рассеяния на немагнитных примесях на лондоновскую глубину проникновения в сверхпроводящих соединениях железа [Текст] / В. А. Шестаков, М. М. Коршунов // XIII Сибирский семинар по высокотемпературной сверхпроводимости и физике наноструктур «ОКНО-2021». — 2021.

Список литературы

1. Korshunov, M. M. Theory of magnetic excitations in iron-based layered superconductors [Текст] / M. M. Korshunov, I. Eremin // Phys. Rev. B. — 2008. — Oct. — Vol. 78, issue 14. — P. 140509.
2. Disorder-induced transition between s_{\pm} and s_{++} states in two-band superconductors [Текст] / D. V. Efremov [et al.] // Phys. Rev. B. — 2011. — Nov. — Vol. 84, issue 18. — P. 180512.
3. Korshunov, M. M. Impurities in multiband superconductors [Текст] / M. M. Korshunov, Y. N. Togushova, O. V. Dolgov // Physics-Uspekhi. — 2016. — Vol. 59, no. 12. — P. 1211.
4. Castellani, C. Magnetic structure of V_2O_3 in the insulating phase [Текст] / C. Castellani, C. R. Natoli, J. Ranninger // Phys. Rev. B. — 1978. — Nov. — Vol. 18, issue 9. — P. 4945—4966.
5. Berk, N. F. Effect of Ferromagnetic Spin Correlations on Superconductivity [Текст] / N. F. Berk, J. R. Schrieffer // Phys. Rev. Lett. — 1966. — Aug. — Vol. 17, issue 8. — P. 433—435.
6. Allen, P. B. Theory of superconducting T_c [Текст] / P. B. Allen, B. Mitrovic // Solid State Physics: Advances in Research and Applications. Vol. 37 / ed. by H. Erenreich, F. Zeitz, D. Turnbull. — New York : Academic, 1982. — P. 1—92.
7. Unconventional superconductivity in $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ from inelastic neutron scattering [Текст] / A. D. Christianson [et al.] // Nature. — 2008. — Dec. — Vol. 456, no. 7224. — P. 930—932.

8. Normal-state spin dynamics and temperature-dependent spin-resonance energy in optimally doped $\text{BaFe}_{1.85}\text{Co}_{0.15}\text{As}_2$ [Текст] / D. S. Inosov [et al.] // Nat. Phys. — 2010. — Mar. — Vol. 6, no. 3. — P. 178—181.
9. Argyriou, D. N. Incommensurate itinerant antiferromagnetic excitations and spin resonance in the $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ superconductor [Текст] / D. N. Argyriou [et al.] // Phys. Rev. B. — 2010. — June. — Vol. 81, no. 22. — P. 220503.
10. Evidence for two-gap nodeless superconductivity in $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ from point-contact Andreev-reflection spectroscopy [Текст] / D. Daghero [et al.] // Phys. Rev. B. — 2009. — Aug. — Vol. 80, issue 6. — P. 060502.
11. Multigap Superconductivity and Strong Electron-Boson Coupling in Fe-Based Superconductors: A Point-Contact Andreev-Reflection Study of $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ Single Crystals [Текст] / M. Tortello [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Dec. — Vol. 105, issue 23. — P. 237002.
12. Multiple Andreev Reflections Spectroscopy of Two-Gap 1111- and 11 Fe-Based Superconductors [Текст] / Y. G. Ponomarev [и др.] // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. — 2013. — Сент. — Т. 26, № 9. — С. 2867—2871.
13. Investigation of LiFeAs by means of “break-junction” technique [Текст] / S. A. Kuzmichev [et al.] // JETP Letters. — 2012. — July. — Vol. 95, no. 10. — P. 537—543.
14. Multiple andreev reflections spectroscopy of superconducting LiFeAs single crystals: Anisotropy and temperature behavior of the order parameters [Текст] / S. A. Kuzmichev [et al.] // JETP Letters. — 2014. — Feb. — Vol. 98, no. 11. — P. 722—730.
15. Observation of Fermi-surface dependent nodeless superconducting gaps in $\text{Ba}_0.6\text{K}0.4\text{Fe}_2\text{As}_2$ [Текст] / H. Ding [et al.] // EPL (Europhysics Letters). — 2008. — Vol. 83, no. 4. — P. 47001.
16. Momentum dependence of the superconducting gap in $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ [Текст] / D. V. Evtushinsky [et al.] // Phys. Rev. B. — 2009. — Feb. — Vol. 79, issue 5. — P. 054517.
17. Unconventional Anisotropic s -Wave Superconducting Gaps of the LiFeAs Iron-Pnictide Superconductor [Текст] / K. Umezawa [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Jan. — Vol. 108, issue 3. — P. 037002.
18. Bruus, H. Many-body quantum theory in condensed matter physics. An introduction [Текст] / H. Bruus, K. Flensberg. — Oxford University Press, 2004. — P. 464.

19. Effect of nodes, ellipticity, and impurities on the spin resonance in iron-based superconductors [Текст] / S. Maiti [et al.] // Phys. Rev. B. — 2011. — Oct. — Vol. 84, issue 14. — P. 144524.
20. Specific Heat Measurements of $\text{Ba}_{0.68}\text{K}_{0.32}\text{Fe}_2\text{As}_2$ Single Crystals: Evidence for a Multiband Strong-Coupling Superconducting State [Текст] / P. Popovich [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — July. — Vol. 105, issue 2. — P. 027003.
21. Eliashberg approach to infrared anomalies induced by the superconducting state of $\text{Ba}_{0.68}\text{K}_{0.32}\text{Fe}_2\text{As}_2$ single crystals [Текст] / A. Charnukha [et al.] // Phys. Rev. B. — 2011. — Nov. — Vol. 84, issue 17. — P. 174511.
22. Maier, T. A. Theory of neutron scattering as a probe of the superconducting gap in the iron pnictides [Текст] / T. A. Maier, D. J. Scalapino // Phys. Rev. B. — 2008. — July. — Vol. 78, issue 2. — P. 020514.
23. Hirschfeld, P. J. Gap symmetry and structure of Fe-based superconductors [Текст] / P. J. Hirschfeld, M. M. Korshunov, I. I. Mazin // Reports on Progress in Physics. — 2011. — Vol. 74, no. 12. — P. 124508.
24. Korshunov, M. M. Superconducting state in iron-based materials and spin-fluctuation pairing theory [Текст] / M. M. Korshunov // Physics-Uspekhi. — 2014. — Vol. 57, no. 8. — P. 813—819.
25. Superconductivity-induced optical anomaly in an iron arsenide [Текст] / A. Charnukha [et al.] // Nat. Comm. — 2011. — Vol. 2. — P. 219—224.
26. Disorder-Driven Transition from s_{\pm} to s_{++} Superconducting Order Parameter in Proton Irradiated $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{As}_2$ Single Crystals [Текст] / G. Ghigo [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Sept. — Vol. 121, issue 10. — P. 107001.

Отпечатано в типографии Института физики им. Л. В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук —
обособленного подразделения ФИЦ КНЦ СО РАН

Тираж 70 экз. Заказ № 14. Объём 1,4 усл. печ. л. Формат 60×84/16.
660036, Красноярский край, г. Красноярск, ул. Академгородок, д. 50, стр. 38