

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ В.Л. ГИНЗБУРГА

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Примеси в многозонных сверхпроводниках

М.М. Коршунов, Ю.Н. Тогушова, О.В. Долгов

Беспорядок, а именно примеси и дефекты, нарушающие идеальный дальний порядок, всегда присутствует в твёрдом теле и может приводить к интересным и иногда неожиданным эффектам в многозонных сверхпроводниках, особенно если последние обладают необычным параметром порядка, т.е. параметром порядка с симметрией, отличной от симметрии стандартного s-типа. На примере соединений железа — пниктидов и халькогенидов — рассмотрено влияние как немагнитных, так и магнитных примесей на сверхпроводящие состояния с параметрами порядка s_{\pm} - и s_{++} -типов. Показано, что под влиянием беспорядка возникает переход между s_{\pm} - и s_{++} -состояниями, и проведён анализ того, к каким наблюдаемым эффектам этот переход может приводить.

Ключевые слова: необычные сверхпроводники, пниктиды железа, халькогениды железа, рассеяние на примесях

PACS numbers: 74.20.Rp, **74.25.-q**, 74.62.DhDOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.07.037863>

Содержание

1. Введение (1315).
 - 1.1. Сравнение пниктидов и халькогенидов железа с купратами.
 - 1.2. Роль примесей в купратах. 1.3. Особенности сверхпроводящих соединений железа.
2. Формализм сильной связи и приближение T -матрицы (1322).
3. Борновское приближение для однозонного и двухзонного сверхпроводников (1325).
 - 3.1. Качественный анализ. 3.2. Чистый предел и борновское приближение.
4. Немагнитные примеси в двухзонном сверхпроводнике (1326).
 - 4.1. Решение уравнений Элиашберга в приближении T -матрицы.
 - 4.2. Критическая температура сверхпроводящего перехода.
 - 4.3. Результаты численного решения уравнений Элиашберга.
5. Магнитный беспорядок в многозонных сверхпроводниках (1331).
 - 5.1. Уравнения Элиашберга в приближении T -матрицы.
 - 5.2. Результаты численных расчётов.

6. Подавление температуры сверхпроводящего перехода беспорядком в соединениях железа: экспериментальная ситуация (1336).
 7. Динамические свойства сверхпроводников с примесями (1338).
 - 7.1. Плотность состояний и глубина проникновения. 7.2. Фотоэмиссионная спектроскопия. 7.3. Оптическая проводимость. 7.4. Скорость спин-решёточной релаксации в ядерном магнитном резонансе.
 8. Заключение (1344).
- Список литературы (1345).

Две опасности не перестанут угрожать миру: порядок и беспорядок.
 П. Валери "Кризис духа" (Пер. А. Эфроса)
Об искусстве (М.: Искусство, 1976)

1. Введение

Явление сверхпроводимости всегда притягивало немалое внимание научной общественности. Впервые сверхпроводимость наблюдалась в лаборатории Камерлинг-Оннеса в 1911 г. Для создания микроскопической теории сверхпроводимости потребовалось почти полвека — только в 1957 г. Бардиным, Купером и Шриффером (БКШ) была опубликована работа [1], в которой явление сверхпроводимости объяснялось возникновением конденсата куперовских пар электронов с противоположными спинами и импульсами за счёт электрон-фононного взаимодействия, имеющего характер притяжения на низких частотах. Развитая Горьковым, Абрикосовым и Дзялошинским теория сверхпроводимости в рамках метода функций Грина [2] позволила формализовать подход к этому явлению и описать многие его интересные свойства. С точки зрения фазовых переходов второго рода сверхпроводимость является переходом в состояние с нарушенной калибровочной инвариантностью. В

М.М. Коршунов. Институт физики им. Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр Красноярский научный центр СО РАН, ул. Академгородок 50, стр. 38, 660036 Красноярск, Российская Федерация;
 Сибирский федеральный университет,
 Свободный просп. 79, 660041 Красноярск, Российская Федерация
 E-mail: mkor@iph.krasn.ru
Ю.Н. Тогушова. Сибирский федеральный университет,
 Свободный просп. 79, 660041 Красноярск, Российская Федерация
 E-mail: togushova@bk.ru
О.В. Долгов. Max-Planck-Institut für Festkörperforschung,
 D-70569 Stuttgart, Germany;
 Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
 Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
 E-mail: o.dolgov@fkf.mpg.de

Статья поступила 18 мая 2016 г.,
 после доработки 8 июля 2016 г.

феноменологическую теорию сверхпроводимости Гинзбурга – Ландау, основанную на разложении функционала свободной энергии, входит комплексный параметр порядка сверхпроводящей фазы Δ . Согласно теоретико-групповой классификации, в кристаллах тетрагональной группы симметрии параметр порядка обычного сверхпроводника относится к простейшему представлению — представлению A_{1g} — и является изотропным в импульсном пространстве, т.е. имеет симметрию s -типа [3, 4]. В простейшем случае щель, открывающаяся в спектре состояний фермиевских квазичастиц, определяется модулем параметра порядка $|\Delta|$. Сверхпроводимость, представляя собой фундаментальное основное состояние, проявляется практически во всех металлах и простых соединениях, не являющихся магнитными при низких температурах.

Интересное развитие теория сверхпроводимости получила благодаря исследованиям сверхпроводящего состояния в ${}^3\text{He}$, соединениях с тяжёлыми фермионами и магнитных сверхпроводниках (см., например, [5–7]). Важной особенностью являлась "необычная", т.е. не s -типа, симметрия параметра порядка. Так, например, в ${}^3\text{He}$ параметр порядка имеет симметрию p -типа.

Следующая важная дата — открытие в 1986 г. так называемой высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в оксидах меди — купратах [8]. Одна из особенностей последних состояла в том, что критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c примерно в четыре-пять раз превышала T_c в ранее известных соединениях. Купратам присуща также необычная симметрия сверхпроводящей щели — в большинстве соединений имеет место параметр порядка d -типа, относящийся к B_{2g} -представлению тетрагональной группы симметрий [5, 9].

В 1990-х – 2000-х годах была открыта сверхпроводимость в фуллеридах [10] и дибориде магния (MgB_2) [11], которую, в отличие от сверхпроводимости в купратах, смогли объяснить в рамках электрон-фононного взаимодействия. Характерной особенностью этих соединений является их существенная многозонность, т.е. несколько зон, происходящих от различных орбиталей, пересекают уровень Ферми и формируют многосвязную ферми-поверхность. Таким образом, при описании данных систем необходим многозонный подход. Хотя, с другой стороны, в случае купратов, несмотря на их многозонность, очень хорошо работает однозонное приближение.

Открытие нового сверхпроводящего класса соединений железа в 2008 г. ознаменовало следующий этап в исследованиях необычной сверхпроводимости [12]. Концептуальную важность открытия сверхпроводящих соединений железа трудно переоценить, несмотря на то что с точки зрения практических приложений они не привели, по крайней мере пока, к технологическому прорыву (на сегодняшний день T_c в объёмных образцах только на 15 К выше, чем в MgB_2 , кроме того, они дороги в изготовлении и настолько же сложны в работе, как и купраты). Фуллериды и диборид магния, как и купраты, проявляют множество необычных свойств, однако куперовское спаривание в первых двух возникает благодаря электрон-фононному взаимодействию, тогда как в купратах механизм сверхпроводимости, вероятнее всего, носит нефононный характер. Поэтому неудивительно, что среди физиков распространилось мнение о том, что фононная сверхпроводимость, вероятно, никогда не пре-

одолеет рубеж в 50–60 К, а настоящая высокотемпературная сверхпроводимость, видимо, является следствием сильных корреляций и она присуща лишь уникальному семейству слоистых купратов. Однако открытие соединений железа привнесло прежде всего понимание того, что, как бы ни были уникальны купраты, их уникальность не является необходимым условием для нефононной высокотемпературной сверхпроводимости. И если это действительно так, то существует ещё множество ждущих своего открытия кристаллохимических семейств, и некоторые из них могут иметь более высокие критические температуры или быть более пригодными для практического применения, чем купраты и соединения железа. Например, недавно было объявлено об открытии сверхпроводимости в гидридах серы под давлением с рекордно высокой температурой $T_c \approx 200$ К [13, 14].

Соединения железа, проявляющие сверхпроводимость, можно разбить на два класса: пниктиды и халькогениды. Базовым элементом является квадратная решётка Fe. В соединениях первого класса железо находится в тетраэдрическом окружении пниктогенов As или P, а в соединениях второго класса — халькогенов Se, Te или S. Между d -орбиталями железа имеется существенное перекрытие, помимо того, внеплоскостные пниктоген или халькоген сильно гибридизуются с t_{2g} -набором d -орбиталей Fe, и все они дают вклад в ферми-поверхность. Минимальная модель тогда является существенно многозонной, и в этом смысле соединения железа скорее больше похожи на рутенаты и диборид магния, чем на купраты. В последних многозонную электронную структуру в принципе можно описать в рамках эффективной низкоэнергетической однозонной модели ввиду существенно доминирующего вклада плоскостной $d_{x^2-y^2}$ -орбитали меди.

Различные обсуждаемые в настоящее время механизмы формирования куперовских пар приводят к разнообразным симметриям и структурам сверхпроводящего параметра порядка в соединениях железа [15]. Так, в широкой области концентраций допирования спин-флуктуационный подход в приближении случайных фаз (Random-Phase Approximation Spin Fluctuation — RPA-SF) в чистом пределе приводит к сверхпроводящей нестабильности с параметром порядка расширенной s -симметрии, имеющим противоположные знаки на дырочных и электронных ферми-поверхностях (так называемое s_{\pm} -состояние) [16–20]. С другой стороны, орбитальные флуктуации, усиленные электрон-фононным взаимодействием, приводят к состоянию с не изменяющим знак параметром порядка — так называемому s_{++} -состоянию [21]. Электрон-фононное взаимодействие, рассматриваемое само по себе (без кулоновского отталкивания), также приводит к параметру порядка s_{++} -типа [22, 23]. Следовательно, определение структуры параметра порядка является фундаментальным вопросом и может помочь в установлении механизма сверхпроводимости.

Во всех реальных веществах присутствует беспорядок в той или иной форме. Более того, в купратах и соединениях железа сверхпроводимость в большинстве случаев возникает при допировании, т.е. при замещении одних атомов другими и, соответственно, изменении потенциала взаимодействия в узлах, где произошла замена. В этом смысле беспорядок является неотъемле-

мой частью наблюдаемой картины сверхпроводимости, и необходимо чёткое понимание его роли и влияния на свойства исследуемых систем.

1.1. Сравнение пниктидов и халькогенидов железа с купратами

ВТСП-купраты известны благодаря высоким температурам перехода в сверхпроводящее состояние, а также необычным свойствам нормальной и сверхпроводящей фаз. Соединения железа, имеющие T_c до 58 К в объёмных образцах [24] и, возможно, до 110 К в монослое FeSe на подложке SrTiO₃ [25–29], стоят на втором месте после купратов. После открытия сверхпроводимости в соединениях железа сразу же возник вопрос: насколько они похожи на купраты? Сравним некоторые свойства материалов этих двух классов.

На первый взгляд фазовые диаграммы купратов и соединений железа похожи. В обоих случаях недопированные соединения проявляют антиферромагнетизм, разрушающийся при допировании, а сверхпроводимость возникает при конечном допировании и затем исчезает, так что T_c формирует так называемый купол. В то время как в допированных дырками купратах дальний неелевский порядок исчезает до появления сверхпроводимости, в соединениях железа конкуренция между магнитной и сверхпроводящей фазами может принимать различные формы. Например, в LaFeAsO, видимо, имеет место переход между магнитным и сверхпроводящим состояниями при критическом значении уровня допирования, а в системах типа 122 (BaFe₂As₂ и подобные) сверхпроводящая фаза сосуществует с магнетизмом в некоторой области уровня допирования и сохраняется при более высоком уровне допирования. Заманчиво было бы заключить, что сверхпроводящие материалы обоих этих классов демонстрируют в общем очень похожее поведение, однако имеются и существенные различия. Первое сильное различие между ними состоит в том, что недопированные купраты являются моттовскими диэлектриками, а соединения железа — металлами. Это указывает на то, что мотт-хаббардовская физика наполовину заполненной модели Хаббарда не служит хорошей отправной точкой в описании пниктидов, хотя некоторые исследователи используют подход сильной связи. Это, естественно, не исключает влияния корреляций на низкоэнергетические возбуждения в соединениях железа, но оно может быть умеренным или даже малым. Во всяком случае подход теории функционала плотности описывает наблюдаемую ферми-поверхность и зонную структуру достаточно хорошо при всех уровнях допирования, однако в ситуации с купратами, особенно слабодопированными и недопированными, этот подход нельзя назвать перспективным.

Второе важное различие связано со свойствами нормальной фазы. Недопированные купраты проявляют псевдощелевое поведение в одночастичных и двухчастичных зарядовых и спиновых возбуждениях, тогда как в соединениях железа аналогичного устойчивого поведения не наблюдается. Вообще термин "псевдощель" означает провал в плотности состояний вблизи уровня Ферми. Однако, помимо этого, псевдощелевое состояние в купратах обладает целым рядом необычных свойств. Например, в дырочно-допированных купратах фаза "странного" металла при уровнях допирования, близких к оптимальному, характеризуется линейным по

T сопротивлением в широкой области температур. Напротив, в соединениях железа при допировании, близком к оптимальному, наблюдаются различные температурные степенные зависимости, включая линейные в некоторых материалах, которые можно объяснить наличием многозонных эффектов и межзонного рассеяния [30]. Однако существуют указания на возникновение псевдощели в плотности состояний некоторых зон пниктидов (см., например, [31, 32]).

Механизм допирования заслуживает отдельного обсуждения. Допирование в купратах осуществляется заменой одного из разделяющих ионов другим с отличающейся валентностью, как в La_{2-x}Sr_xCuO₂ и Nd_{2-x}Ce_xCuO₂, или добавлением дополнительного внеплоскостного кислорода, как в YBa₂Cu₃O_{6+δ}. Дополнительные электрон или дырка допируют плоскость CuO₂. В соединениях железа природа допирования объяснена не полностью: фазовые диаграммы получаются подобными в обоих случаях замещения разделительного иона и внутривещного замещения железа кобальтом или никелем. К первому случаю относятся, например, LaFeAsO_{1-x}F_x, Ba_{1-x}K_xFe₂As₂ и Sr_{1-x}K_xFe₂As₂, а ко второму — Ba(Fe_{1-x}Co_x)₂As₂ и Ba(Fe_{1-x}Ni_x)₂As₂. Действительно ли такое гетероценное замещение допирует плоскости железа, подобно тому как это происходит в плоскостях меди в купратах, изначально не было ясно [33], но сейчас установлено, что такое замещение приводит к ферми-поверхности, согласующейся с формальным добавлением в плоскость определённого числа электронов [34, 35]. Другой механизм изменения электронных и магнитных свойств состоит в возможности изовалентного допирования фосфором в BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂ или рутением в BaFe₂(As_{1-x}Ru_x)₂. "Допанты" могут играть роль рассеивателей и изменять электронную структуру из-за различия ионных радиусов или просто вследствие разбавления магнитных ионов немагнитными. Таким образом, в соединениях железа некоторые механизмы допирования связаны с изменениями в плоскости переходного металла. Тем не менее фазовые диаграммы всех соединений железа в первом приближении довольно схожи между собой, что заставляет исследователей искать систематически изменяющиеся структурные наблюдаемые, которые коррелировали бы с изменениями T_c . Среди различных кандидатов в такие наблюдаемые выделяется высота пниктогена или халькогена над плоскостью железа, как играющая некоторую роль в общей зависимости от уровня допирования [36–38].

Установлено, что сверхпроводящее состояние в купратах характеризуется симметрией d-типа. С другой стороны, симметрия и структура параметра порядка в соединениях железа изменяются от материала к материалу. Тем не менее весьма вероятно, что причины сверхпроводящего взаимодействия в обеих системах фундаментально подобны, хотя такие существенные детали, как симметрия спаривания и структура щели, в соединениях железа зависят от геометрии ферми-поверхности, орбитального характера зон и уровня корреляций [15, 39].

1.2. Роль примесей в купратах

Обычные сверхпроводники по-разному реагируют на тип вводимых примесей. Так, немагнитные примеси в соответствии с теоремой Андерсона [40] не подавляют температуру сверхпроводящего перехода T_c , а магнит-

ные примеси, согласно теории Абрикосова–Горькова [41], наоборот, подавляют T_c .

В купратных сверхпроводниках наблюдается более сложная картина. Асимметрия фазовой диаграммы купратов для электронного и дырочного допирования нашла отражение в поведении сверхпроводящих свойств при введении магнитных и немагнитных примесей, замещающих узлы меди. Так, в сверхпроводниках с электронным типом допирования (n-тип) ситуация аналогична таковой в обычных сверхпроводниках: немагнитные примеси очень слабо подавляют T_c , тогда как магнитные приводят к исчезновению сверхпроводимости уже при концентрации примесей порядка 1%, что вполне согласуется с теорией Абрикосова–Горькова. Данные результаты получены как на керамических образцах [42, 43], так и на монокристаллах $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{Cu}_{1-y}\text{M}_y\text{O}_{4+z}$ с $M = \text{Ni}, \text{Co}$ [44].

В отличие от сверхпроводников n-типа, сверхпроводники с дырочным допированием демонстрируют другое поведение. Первоначальные исследования, проводившиеся на соединении $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (Y-123) [45], показали, что сверхпроводимость подавляется при замещении меди не только магнитными (Fe, Co, Ni), но и немагнитными (Zn, Al, Ga) ионами. Следует, однако, отметить, что для сравнения влияния разных типов примесей на T_c удобнее всё же исследовать систему на основе лантана $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Cu}_{1-y}\text{M}_y\text{O}_4$ (где $M = \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Zn}, \text{Al}, \text{Ga}$), в которой все примеси располагаются в CuO_2 -плоскости, в отличие от примесей в системе Y-123. В последней узлы купратной плоскости замещаются двухвалентными ионами, тогда как трёхвалентные ионы попадают, как правило, в Cu–O-цепочки, что уменьшает их влияние на T_c и затрудняет, таким образом, интерпретацию результатов.

Описанная проблема отсутствует в системе $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{Cu}_{1-y}\text{M}_y\text{O}_4$, для которой в работе [46] получены следующие результаты: и магнитная примесь Co, и немагнитные примеси Zn, Al, Ga дают практически одинаковую зависимость $T_c(y)$. В то же время Fe даёт самый быстрый спад T_c , а Ni — самый медленный, хотя оба элемента являются магнитными по своей атомной структуре. Для выяснения связи между сверхпроводимостью и магнитной природой примесей проводились измерения статической восприимчивости [46, 47], выявившие наличие эффективного магнитного момента на примеси во всех исследуемых системах. Причём оказалось, что степень подавления T_c имеет слабую связь с валентностью примеси. Кроме того, выяснилось, что величина момента сильно коррелирует с критической концентрацией примесей, при которой T_c обращается в нуль, что свидетельствует в пользу именно магнитного механизма разрушения пар, а не их разрушения в результате изменения уровня дырочного допирования.

Авторы работы [46] выдвинули качественное объяснение концентрационной зависимости $T_c(y)$ и магнитных свойств примесей, основанное на том, что все примеси с нулевым спином (немагнитные Zn, Al, Ga, а также Co^{3+} , находящийся в низкоспиновом состоянии) индуцируют эффективный магнитный момент, близкий к моменту Cu^{2+} . То есть необходимо рассматривать удалённый примесью спин меди. Для примеси с незаполненной d-оболочкой (Fe, Co, Ni) необходимо рассматривать не только удалённый спин меди, но и собственный момент примеси. Экспериментальное значение эффективного

момента для иона Fe^{3+} позволяет заключить, что в лантановой системе он находится в высокоспиновом состоянии, $S = 5/2$, и генерирует эффективный момент, значительно превышающий момент Cu^{2+} . Однако аномально малое экспериментальное значение эффективного момента для Ni^{2+} показывает, что спин должен быть не больше 0,32 вместо ожидаемого $S = 1$. Авторы [46] объясняют это значительной делокализацией спинового состояния Ni по сравнению с сильной локализацией состояния Fe.

Учёт многоэлектронных эффектов в коррелированной электронной структуре приводит не только к качественному объяснению аномалии при замещении Cu атомами Ni, но и к количественному описанию зависимости $T_c(y)$ [48]. Так, при диамагнитном замещении меди цинком доля ионов в d^{10} -конфигурации (Zn^{2+}) равна y . Такая система моделируется антиферромагнитной решёткой спинов $S = 1/2$ с одним пустым узлом, которая ведёт себя как один парамагнитный центр вследствие нескомпенсированности подрешёток. Что касается замещения меди никелем, то вследствие сильного кулоновского внутриатомного отталкивания ион никеля Ni^{2+} , формальная валентность которого предполагает d^8 -конфигурацию со спином $S = 1$, имеет промежуточную валентность, находясь с вероятностью u_0^2 в немагнитном d^{10} -состоянии со спином $S = 0$ и с вероятностью $v_0^2 = 1 - u_0^2$ в состоянии d^9 со спином $S = 1/2$. Веса u_0^2 и v_0^2 этих состояний (по совокупности оптических, фотоэлектронных и магнитных данных в La_2CuO_4) выражаются через такие параметры многозонной p–d-модели оксидов меди [49], как энергии p- и d-дырок в кристаллическом поле и матричные элементы кулоновского взаимодействия. В таком случае ион никеля имеет не номинальный для Ni^{2+} -состояния спин, равный единице, а эффективный спин $S = v_0^2(1/2)$. Вычисленные в работе [48] теоретические значения $v_0^2 = 0,72$ и $S = 0,36$ вполне согласуются с экспериментальными данными.

Таким образом, при замещении меди никелем доля примесных ионов, находящихся, как и цинк, в состоянии d^{10} , равна $u_0^2 y$. Вместе с тем ионы, находящиеся с вероятностью $v_0^2 y$ в состоянии d^9 , практически не отличаются от ионов меди по магнитным и зарядовым характеристикам, поэтому такие ионы не должны подавлять сверхпроводимость. В результате отношение углов наклона зависимостей $T_c(y)$ для примесей никеля и цинка составляет $u_0^2 = 0,28$, что близко к экспериментальному значению 0,38 для $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{Cu}_{1-y}\text{M}_y\text{O}_4$ [46].

Что касается изменения влияния примесей с изменением уровня допирования, то оно следующее: подавление T_c примесями в передопированных системах не зависит от уровня допирования p , в то время как в недоопированных образцах сильно зависит от него [50]. Учитывая, что псевдощелевое состояние реализуется как раз при низком уровне допирования, наблюдаемая зависимость от p говорит о важной роли основного состояния в реакции системы на беспорядок.

Следует отметить, что альтернативой химическому введению примесей является введение дефектов с помощью облучения потоком быстрых нейтронов. При этом часть указанных сложностей, связанных с заменой одних атомов другими, исключается. Описание подавления T_c , имеющего место в этом случае, а также других физических характеристик купратов при облучении потоком нейтронов содержится в работах [51–53].

Итак, можно сказать, что сильные корреляции, приводящие к формированию локальных моментов из-за наличия формально немагнитных примесей, существенно усложняют интерпретацию влияния беспорядка на подавление T_c . Другими факторами, не позволяющими до сих пор построить последовательную теорию влияния дефектов на сверхпроводимость купратов, являются отсутствие описания коррелированного основного состояния, сложность контроля над параметрами дефектов и наличие анизотропии рассеяния на примесях. Поскольку подробное обсуждение важной роли сильных корреляций в физике купратов не является целью данного обзора, мы остановились лишь на некоторых аспектах влияния примесного рассеяния. Интересующемуся данными вопросами читателю предлагается ознакомиться, например, с обзорами [54–60].

Также в дальнейшем мы не будем касаться вопросов, связанных со сверхпроводимостью d-типа, имеющей место в купратах. Этому посвящено множество работ, в которых обсуждаются как собственно теории рассеяния на примесях в сверхпроводнике d-типа [61–70], так и влияние примесей на наблюдаемые характеристики купратов [71–79]. Отметим только, что в некотором приближении можно рассматривать однозонный сверхпроводник d-типа как двухзонный с противоположными знаками параметра порядка в зонах — аналог s_{\pm} -состояния [80]. Иными словами, части ферми-поверхности с различными знаками параметра порядка можно отнести к вкладам различных зон. Несмотря на то что это очень грубое приближение, некоторые качественные выводы на его основе получить можно.

1.3. Особенности сверхпроводящих соединений железа

Железо в нормальных условиях является ферромагнетиком. Однако под давлением, когда атомы Fe образуют гексагональную плотноупакованную ячейку, оно становится немагнитным и при $T < 2$ К возникает сверхпроводимость [81], обусловленная, скорее всего, электрон-фононным взаимодействием [82]. С другой стороны, сверхпроводники на основе железа представляют собой квазидвумерные вещества, в которых проводящей плоскостью является квадратная решётка атомов железа. Вблизи уровня Ферми доминируют $3d^6$ -состояния Fe^{2+} , что было показано в первых DFT-расчётах (Density Functional Theory (DFT) — теория функционала плотности) [16, 83, 84], весьма неплохо согласующихся с результатами измерений квантовых осцилляций и спектрами фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy — ARPES). При этом все пять орбиталей: $d_{x^2-y^2}$, $d_{3z^2-r^2}$, d_{xy} , d_{xz} и d_{yz} — лежат вблизи или на поверхности Ферми. Такая ситуация приводит к существенной "многоорбитальности" и многозонности низкоэнергетической электронной структуры, которую в однозонной модели описать уже невозможно. Так, например, в описанной в работе [17] пятиорбитальной модели, довольно хорошо воспроизводящей результаты DFT-расчётов [85], ферми-поверхность состоит из четырёх карманов: двух дырочных вблизи точки $(0, 0)$ и двух электронных в окрестностях точек $(\pi, 0)$ и $(0, \pi)$. Такая геометрия в k -пространстве приводит к возможности возникновения волны спиновой плотности (Spin-Density Wave — SDW) из-за нестинга между дырочной и электронной ферми-поверхностями на волновом векторе $\mathbf{Q} = (\pi, 0)$ или $(0, \pi)$. При

увеличении уровня допирования x дальний SDW-порядок исчезает. Если это допирование электронное, то при x , превышающем определённое значение, дырочные карманы исчезнут и останутся только электронные, что наблюдается в $K_xFe_{2-y}Se_2$ и монослоях FeSe [26]. Напротив, при увеличении концентрации дырок сначала возникает новый дырочный карман вокруг точки (π, π) , а затем исчезают электронные ферми-поверхности. Такая ситуация реализуется в KFe_2As_2 . То, что максимальные вклады в зоны на ферми-поверхности дают $d_{xz, yz}$ - и d_{xy} -орбитали, подтверждается спектрами ARPES [86, 87]. При этом, как будет указано ниже, наличие нескольких карманов и многоорбитальный характер зон существенно влияют на картину сверхпроводящего спаривания.

После появления образцов купратов высокого качества с помощью измерений глубины проникновения, ARPES, ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и фазо-чувствительных джозефсоновских туннельных экспериментов довольно быстро была установлена $d_{x^2-y^2}$ -симметрия сверхпроводящей щели этих веществ со структурой $\cos k_x - \cos k_y$. Однако для соединений железа консенсус относительно универсальной структуры параметра порядка так и не был достигнут даже после нескольких лет интенсивных исследований монокристаллов хорошего качества. Существуют свидетельства того, что относительно небольшие изменения зонной структуры могут привести к разнообразным структурам сверхпроводящей щели, среди которых есть состояния с линиями нулей и состояния с полной щелью на ферми-поверхности. В большинстве соединений железа класс симметрии вполне может относиться к представлению A_{1g} (обобщённый s-тип симметрии) с возможным изменением знака параметра порядка между различными ферми-поверхностями или их частями [15]. Определение характера симметрии сверхпроводящего основного состояния и детальной структуры параметра порядка позволит выяснить микроскопический механизм спаривания в соединениях железа и, следовательно, может указать путь к более глубокому объяснению явления высокотемпературной сверхпроводимости.

Основанная на теории групп классификация параметра порядка в необычных сверхпроводниках достаточно сложна (см., например, работу [9]). В отсутствие спин-орбитального взаимодействия полный спин S куперовской пары хорошо определён — он может быть равен либо единице, либо нулю. Самый простой и наиболее точный способ проверить, является ли состояние спин-триплетным, — это измерение сдвига Найта. Такие эксперименты были проведены на различных соединениях железа, включая $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ [88], $LaFeAsO_{1-x}F_x$ [89], $PrFeAsO_{0.89}F_{0.11}$ [90], $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ [91, 92], $LiFeAs$ [93, 94] и $BaFe_2(As_{0.67}P_{0.33})_2$ [95]. Было обнаружено, что сдвиг Найта уменьшается во всех кристаллографических направлениях. Это наблюдение исключает возможность существования триплетной симметрии, такой как симметрия p- или f-типа.

Исключив спин-триплетные состояния, сосредоточимся теперь на рассмотрении простой тетрагональной точечной группы симметрии. В трёхмерной тетрагональной системе теория групп разрешает только пять одномерных неприводимых представлений в соответствии с тем, как параметр порядка преобразуется при операции вращения на 90° и других операциях тетрагональной группы: A_{1g} ("s-волна"), B_{1g} ("d-волна", $x^2 - y^2$), B_{2g}

("d-волна", xy), A_{2g} ("g-волна", $xy(x^2 - y^2)$) и E_g ("d-волна", xz, yz). Отметим, что состояния s_{++} и s_{\pm} представляют одну и ту же симметрию, т.е. ни одно из них не меняет знака при повороте кристаллической оси на 90° . С другой стороны, состояния d-типа меняют знак при такой операции. Отметим также, что само существование дырочных и электронных карманов приводит к дополнительной неоднозначности в структуре знаков для различных состояний. Помимо глобального изменения знака, что эквивалентно калибровочному преобразованию, могут иметь место индивидуальные вращения каждого кармана, которые сохраняют симметрию. Например, если в случае d-симметрии повернуть параметр порядка на дырочном кармане на 90° , но фиксировать знаки на электронных карманах, то это всё ещё будет состояние V_{1g} . Состояния V_{2g} также являются разрешёнными по симметрии и имеют нули на электронных карманах. Более сложные функциональные зависимости параметра порядка с различными относительными фазами становятся возможными при наличии большего количества карманов и при учёте трёхмерности.

Стоит отметить, что, хотя d-тип не обязательно подразумевает существование нулей щели, такие нули неизбежны при наличии квазидвумерной ферми-поверхности в центре зоны Бриллюэна: это либо вертикальные линии нулей для симметрий V_{1g} , V_{2g} и A_{2g} , либо горизонтальные — для симметрии E_g -типа. Поскольку такая ферми-поверхность есть в пниктидах, экспериментальное доказательство отсутствия на ней нулей щели свидетельствовало бы против d-симметрии параметра порядка. Что касается экспериментов, то такой поверхностно-чувствительный метод, как ARPES, показывает наличие полной щели на центральном ферми-кармане. Более того, полную щель на всей ферми-поверхности наблюдают с помощью туннельных и объёмно чувствительных методов в дырочно-допированных системах, а также при небольшом уровне электронного допирования.

Существуют также результаты прямых экспериментов, противоречащие d-типу симметрии. Так, наличие джозефсоновского тока в направлении оси c при контакте сверхпроводника s-типа с изучаемым сверхпроводником свидетельствует о s-типе симметрии последнего. Именно такая ситуация наблюдалась для кристаллов системы 122 [96].

Ещё одно доказательство следует из отсутствия в соединениях железа так называемого аномального эффекта Мейснера (или эффекта Воллебена) [97]. Этот эффект, возникающий в поликристаллических образцах со случайно ориентированными гранулами, был предсказан ещё в начале эры купратов [98] и с тех пор всегда наблюдался только в сверхпроводниках d-типа. Эффект Воллебена заключается в том, что отклик на слабое магнитное поле является парамагнитным, т.е. противоположным диамагнитному отклику сверхпроводника s-типа. Это связано с тем, что примерно половина слабых связей будет иметь нулевой фазовый сдвиг, а другая половина — фазовый сдвиг π .

Описанный набор доказательств указывает на то, что симметрия параметра порядка в пниктидах скорее s-типа, чем d-типа. Однако следует отметить, что прямой тест, подобный проведённому в купратах эксперименту на монокристаллах с 90° -ными джозефсоновскими контактами, формирующими замкнутый круг, пока ещё отсутствует, хотя он крайне желателен для того, чтобы

поставить точку в этом вопросе. Также стоит иметь в виду, что ничто не запрещает различным соединениям железа иметь различные симметрии параметра порядка, несмотря на то что предыдущий опыт с другими сверхпроводниками не подтверждает такого заключения. Существуют теории, говорящие о том, что, хотя большинство соединений железа имеет симметрию s-типа, материалы с необычной ферми-поверхностью, состоящей только из электронных или только из дырочных карманов, могут иметь симметрию d-типа параметра порядка [20, 99–103].

Необходимо отметить, что понятие *симметрия параметра порядка* следует отличать от понятия *структура параметра порядка*. Последнее мы используем для обозначения \mathbf{k} -зависимости щели в данном классе симметрии. Параметры порядка одной и той же симметрии могут иметь различные структуры. Продемонстрируем это на примере s-симметрии (рис. 1). Так, s-состояния с полной щелью, для которых характерно отсутствие нулей на ферми-поверхности, различаются только знаками параметра порядка на дырочных и электронных карманах — они одинаковы в s_{++} -состоянии и различны в s_{\pm} -состоянии. С другой стороны, в нодальных s-состояниях параметр порядка равен нулю в отдельных точках на электронных карманах. Эти состояния, называемые нодальным s_{\pm} -состоянием и нодальным s_{++} -состоянием, характеризуются тем, что в первом случае знак параметра порядка на дырочных карманах противоположен знаку усреднённого параметра порядка на электронных карманах, а во втором случае совпадает с ним. Нули такого типа иногда называют "случайными", поскольку их возникновение обусловлено не симметрией параметра порядка, в отличие от симметричных нулей щели d-типа. Следовательно, они могут исчезать непрерывным образом, приводя к s_{\pm} - или s_{++} -состоянию [104, 105].

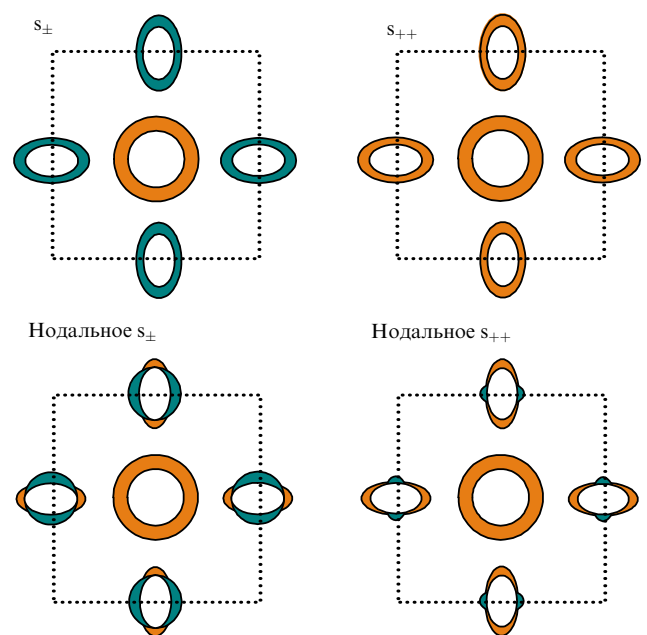


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Схематическое изображение четырёх вариантов структуры параметра порядка s-симметрии, представленных в двумерной зоне Бриллюэна (пунктирный квадрат), соответствующей одному атому Fe на элементарную ячейку. Различные знаки параметра порядка показаны разными цветами.

Сверхпроводящие состояния с различными симметриями и структурами параметра порядка по-разному реагируют на примеси. Как упоминалось ранее, в однозонных сверхпроводниках s -типа немагнитные примеси не подавляют T_c , а магнитные — подавляют, согласно теории Абрикосова–Горькова [41]. В необычных сверхпроводниках подавление критической температуры как функции параметра Γ , характеризующего рассеяние на примесях, может подчиняться сложному, но вполне конкретному закону. Поэтому неудивительно стремление многих авторов интерпретировать наблюдаемую зависимость $T_c(\Gamma)$ как указывающую на определённую структуру параметра порядка.

В экспериментах на соединениях железа было показано, что T_c подавляется значительно слабее, чем ожидается согласно теории Абрикосова–Горькова, в случаях как немагнитных [106–112], так и магнитных [107, 113–116] примесей. Однако отметим, что интерпретировать скорость подавления T_c надо с осторожностью по следующим причинам. Во-первых, иногда не вся номинальная концентрация примесей входит в кристалл. Во-вторых, "медленное" и "быстрое" подавление T_c надо определять не по зависимости T_c от концентрации примесей, а только по зависимости от интенсивности рассеяния, которую можно непосредственно сравнивать с теоретической интенсивностью рассеяния. К сожалению, интенсивность рассеяния из эксперимента в общем случае определить очень сложно. Альтернативой является построение зависимости T_c от изменения остаточного сопротивления $\Delta\rho$, но это возможно, только если, во-первых, кривая $\rho(T)$ смещается равномерно с увеличением беспорядка, а во-вторых, если проводится сравнение с теорией, включающей в себя корректное рассмотрение транспортного, а не квазичастичного времени жизни. В конце концов, влияние химического добавления примесей в соединения железа точно не описывается одним только введением потенциального рассеяния: примесь может допировать систему или вызывать другие изменения электронной структуры, которые влияют на куперовское взаимодействие. Наиболее интересной альтернативой являются эксперименты по облучению потоком протонов [109, 117, 118], нейтронов [106], электронов [105, 112, 119, 120] или тяжёлых ионов [121–123], поскольку в этом случае разупорядочение вносится без изменения химического состава исследуемого вещества. Но и здесь существуют свои сложности. Например, это касается работ Карькина с соавторами по облучению нейтронами [106]. Как видно из другой работы этой группы [124], при облучении нейтронами изменяется структура исследуемого соединения. При допировании также изменяются структурные параметры, что коррелирует с изменением T_c [36–38, 125]. Таким образом, в данном случае задача разделения влияния дефектов и изменения структурных параметров при облучении нейтронами не является тривиальной. Из-за такой неопределённости даже на уровне базовой однопримесной модели и при учёте многозонного характера соединений железа не приходится рассчитывать на то, что эксперименты по систематическому изучению беспорядка могут играть решающую роль в определении симметрии и структуры параметра порядка. Тем не менее полезную информацию можно получить из качественных эффектов, проявляющихся даже на уровне простых многозонных моделей беспорядка [126, 127].

В настоящем обзоре мы продемонстрируем основные особенности влияния примесей на многозонную сверхпроводимость на примере простой модели соединений железа. А именно, в приближении T -матрицы исследуем влияние рассеяния на немагнитных и магнитных примесях на s_{\pm} - и s_{++} -состояния в двухзонной модели. Будет показано, что при конечном значении параметра рассеяния на немагнитных примесях происходит переход из s_{\pm} -состояния в s_{++} -состояние, т.е. одна из двух щелей меняет знак, проходя через нулевое значение. Переход возникает при положительном знаке усреднённой по зонам константы сверхпроводящего взаимодействия. При этом T_c остаётся конечной и практически не зависящей от параметра рассеяния на примесях, пропорционального концентрации примесей и величине рассеивающего потенциала. Для рассеяния на магнитных примесях имеют место два случая, в которых T_c , в отличие от предсказанной в теории Абрикосова–Горькова, не подавляется полностью, а выходит на насыщение при больших значениях параметра рассеяния. Первый случай характеризуется наличием только межзонного рассеяния. При этом параметр порядка s_{\pm} -типа не изменяется, а s_{++} -состояние переходит в s_{\pm} -состояние при увеличении параметра рассеяния на магнитных примесях. Во втором случае, соответствующем унитарному пределу рассеяния, структура параметра порядка остаётся неизменной. Причина переходов $s_{\pm} \leftrightarrow s_{++}$ состоит в том, что если одно из двух конкурирующих сверхпроводящих взаимодействий приводит к состоянию, не подверженному разрушению примесями, то это состояние, хотя оно и не будет доминирующим в чистом пределе, окажется таковым при разрушении другого состояния на беспорядке. Поскольку переходы между параметрами порядка s_{\pm} - и s_{++} -типов идут через бесщелевое состояние, они должны проявляться в термодинамических и транспортных свойствах системы и, следовательно, наблюдаться в оптических и туннельных экспериментах, а также в фотоэмиссионной спектроскопии и туннельной проводимости. Так как одна из щелей обращается в нуль вблизи перехода, в спектрах ARPES должна наблюдаться бесщелевая картина, а в оптической проводимости такой переход приводит к "восстановлению" друдевской частотной зависимости $\text{Re}\sigma(\omega)$. Сложный вопрос о сосуществовании немагнитных и магнитных каналов рассеяния на примеси мы оставим в стороне ввиду его недостаточной на данный момент разработанности в многозонном случае.

Структура обзора следующая. В разделе 2 излагаются формализм Элиашберга для многозонного сверхпроводника и приближение T -матрицы для примесной собственно-энергетической части. Далее в этом приближении рассматривается простая двухзонная модель, в которой, в зависимости от параметров, реализуются s_{\pm} - или s_{++} -состояния. В разделе 3 обсуждаются качественные эффекты примесного рассеяния в борновском приближении. В разделах 4 и 5 описывается влияние соответственно немагнитных и магнитных примесей. В разделе 6 приводится краткий обзор экспериментальной ситуации с влиянием примесей на сверхпроводящее состояние пниктидов и халькогенидов. В разделе 7 обсуждается влияние беспорядка на такие экспериментально наблюдаемые характеристики, как плотность состояний, спектральная функция, оптическая проводимость и глубина

проникновения. Выводы изложены в заключительном разделе 8.

2. Формализм сильной связи и приближение T -матрицы

Для простоты мы рассмотрим двухзонную модель со взаимодействием, приводящим к сверхпроводимости с синглетным параметром порядка, изотропным в каждой зоне. Обобщение для случая большего числа зон тривиально, что будет видно из приведённых ниже уравнений. Изотропия параметра порядка позволяет получить многие результаты аналитически, хотя и является довольно сильным ограничением теории. С другой стороны, это ограничение всё-таки допускает приближённое рассмотрение сверхпроводников со знакопеременным параметром порядка, например, d -типа в купратах, где части ферми-поверхности с различными знаками параметра порядка можно очень грубо рассматривать как вклады различных зон [80].

Гамильтониан рассматриваемой задачи рассеяния на примесях можно записать следующим образом:

$$H = \sum_{\mathbf{k}, \alpha, \sigma} \xi_{\mathbf{k}\alpha} c_{\mathbf{k}\alpha\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\alpha\sigma} + H_{sc} + H_{imp}, \quad (1)$$

где $c_{\mathbf{k}\alpha\sigma}$ — оператор уничтожения электрона с импульсом \mathbf{k} , спином σ и зонным индексом α , принимающим значения a (первая зона) и b (вторая зона), $\xi_{\mathbf{k}\alpha}$ — дисперсия электронов, которую мы для простоты будем рассматривать как линейризованную вблизи уровня Ферми: $\xi_{\mathbf{k}\alpha} = v_{F\alpha}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{F\alpha})$, где $v_{F\alpha}$ и $\mathbf{k}_{F\alpha}$ — скорость и импульс Ферми зоны α соответственно.

Сверхпроводимость возникает в системе вследствие взаимодействия H_{sc} , которое для различных механизмов имеет разный вид. Так, в случае сверхпроводимости за счёт спиновых или орбитальных флуктуаций это одно-узельное кулоновское (хаббардовское) электрон-электронное взаимодействие вида [17, 18, 128, 129]

$$H_{sc}^{sf} = U \sum_{f,l} n_{f\uparrow} n_{l\downarrow} + U' \sum_{f,l < l'} n_{f\uparrow} n_{l'\downarrow} + J \sum_{f,l < l'} \sum_{\sigma, \sigma'} c_{f\uparrow\sigma}^\dagger c_{l'\uparrow\sigma'}^\dagger c_{f\downarrow\sigma} c_{l'\downarrow\sigma'} + J' \sum_{f,l \neq l'} c_{f\uparrow}^\dagger c_{l\downarrow}^\dagger c_{l'\uparrow} c_{f\downarrow}, \quad (2)$$

где $n_{f\uparrow} = n_{f\uparrow} + n_{f\downarrow}$ — оператор числа частиц, f — номер узла, l и l' — орбитальные индексы, U и U' — внутри- и межорбитальное хаббардовское отталкивание, J — хундовский обмен, J' — парный перескок. Обычно параметры подчиняются спин-вращательной инвариантности, что приводит к уменьшению свободных параметров теории вследствие соотношений $U' = U - 2J$ и $J' = J$.

В случае электрон-фононного взаимодействия, приводящего к сверхпроводимости, один из примеров гамильтониана имеет следующий вид:

$$H_{sc}^{e-ph} = \sum_{\mathbf{q}, \lambda} \omega_{\mathbf{q}\lambda} \left(b_{\mathbf{q}\lambda}^\dagger b_{\mathbf{q}\lambda} + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}, \lambda, \alpha, \sigma} g_\lambda(\mathbf{k}, \mathbf{q}) (b_{\mathbf{q}\lambda} + b_{-\mathbf{q}\lambda}^\dagger) c_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\alpha\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\alpha\sigma}. \quad (3)$$

Здесь $b_{\mathbf{q}\lambda}$ — оператор уничтожения фонона с импульсом \mathbf{q} , поляризацией λ и частотой $\omega_{\mathbf{q}\lambda}$, $g_\lambda(\mathbf{k}, \mathbf{q})$ — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия.

Далее мы будем предполагать, что задача о нахождении эффективного динамического сверхпроводящего взаимодействия уже решена и получены константы связи и бозонная спектральная функция. Последняя описывает это эффективное электрон-электронное взаимодействие через промежуточный бозон. В случае хаббардовского взаимодействия (2) промежуточным возмущением являются спиновые флуктуации, а в случае электрон-фононного взаимодействия (3) — фононы. Причём если в случае фононов запаздывающий характер взаимодействия очевиден с самого начала, то для хаббардовского гамильтониана он возникает после суммирования определённых диаграммных рядов [130]. Для дальнейшего анализа влияния беспорядка на сверхпроводимость природа динамического сверхпроводящего взаимодействия не важна. Важным является скорее то, что соответствующая бозонная спектральная функция достигает максимума на довольно низких частотах и убывает при дальнейшем увеличении частоты. Например, для спиновых флуктуаций это подтверждается данными неупругого рассеяния нейтронов.

Отметим, что, хотя динамическое взаимодействие имеет довольно сложную структуру и его трудно представить в унифицированном виде, в приближении среднего поля всё упрощается и может быть введён следующий гамильтониан:

$$H_{sc}^{MF} = \sum_{\mathbf{k}, \alpha} (\Delta_\alpha c_{\mathbf{k}\alpha\uparrow}^\dagger c_{-\mathbf{k}\alpha\downarrow}^\dagger + \text{h.c.}), \quad (4)$$

где Δ_α — среднеполевой синглетный параметр порядка. Например, для двухзонного сверхпроводника в случае s_{++} -состояния $\text{sgn } \Delta_a = \text{sgn } \Delta_b$, а в случае s_\pm -состояния $\text{sgn } \Delta_a = -\text{sgn } \Delta_b$.

Рассеяние на примесях описывается членом H_{imp} , содержащим немагнитный (U) и магнитный (V) потенциалы рассеяния на примеси:

$$H_{imp} = \sum_{\mathbf{R}_i, \sigma, \sigma', \alpha, \beta} (U_{\mathbf{R}_i}^{\alpha\beta} \delta_{\sigma\sigma'} + V_{\mathbf{R}_i}^{\alpha\beta} \hat{S}_{\mathbf{R}_i} \hat{\sigma}_{\sigma\sigma'}) c_{\mathbf{R}_i\alpha\sigma}^\dagger c_{\mathbf{R}_i\beta\sigma'}, \quad (5)$$

где $\hat{S}_{\mathbf{R}_i}$ — спиновый оператор примеси на узле \mathbf{R}_i со спиновым квантовым числом $S_{\mathbf{R}_i}$, $\hat{\sigma}$ — спиновые матрицы Паули,

$$\hat{\sigma}_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \hat{\sigma}_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

В дальнейшем мы используем подход Элиашберга для многозонных сверхпроводников [131]. Для описания термодинамики сверхпроводящего состояния нас будет интересовать функция Грина $\hat{G}(\mathbf{k}, \omega_n)$ квазичастиц с импульсом \mathbf{k} и мацубаровской частотой $\omega_n = (2n + 1)\pi T$, которая является матрицей в зонном пространстве, а также в комбинированном намбу-пространстве и спиновом пространстве (величины, относящиеся к зонному пространству, обозначены жирным шрифтом, а относящиеся к намбу- и спиновому пространствам — надстрочным знаком "крышка"). Для определённости примем, что индекс $\alpha = a, b$ связан с зонным пространством, а матрицы Паули $\hat{\tau}_i$ и $\hat{\sigma}_i$ связаны с пространством Намбу ($\hat{\tau}_i$) и спиновым пространством ($\hat{\sigma}_i$). В результате прямого произведения (операция \otimes) всех матриц имеем для

двухзонной модели матрицу функции Грина размерностью 8×8 .

Уравнение Дайсона

$$\hat{\mathbf{G}}(\mathbf{k}, \omega_n) = (\hat{\mathbf{G}}_0^{-1}(\mathbf{k}, \omega_n) - \hat{\Sigma}(\mathbf{k}, \omega_n))^{-1} \quad (6)$$

связывает полную функцию Грина с "голой" функцией Грина

$$\hat{\mathbf{G}}_0^{z\beta}(\mathbf{k}, \omega_n) = (i\omega_n \hat{\tau}_0 \otimes \hat{\sigma}_0 - \xi_{\mathbf{k}z} \hat{\tau}_3 \otimes \hat{\sigma}_0)^{-1} \delta_{z\beta} \quad (7)$$

и матрицей собственно-энергетической части $\hat{\Sigma}(\mathbf{k}, \omega_n)$. Далее мы будем полагать, что последняя не зависит от волнового вектора \mathbf{k} , но сохраним её зависимость от частоты и зонного индекса:

$$\hat{\Sigma}(\omega_n) = \sum_{i=0}^3 \Sigma_{(i)z\beta}(\omega_n) \hat{\tau}_i. \quad (8)$$

В этом случае задачу можно упростить и провести усреднение по \mathbf{k} . Таким образом, все уравнения записываются для квазиклассической функции Грина, проинтегрированной по ξ ,

$$\hat{\mathbf{g}}(\omega_n) = \int d\xi \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{k}, \omega_n) = \begin{pmatrix} \hat{g}_{an} & 0 \\ 0 & \hat{g}_{bn} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где

$$\hat{g}_{zn} = g_{0zn} \hat{\tau}_0 \otimes \hat{\sigma}_0 + g_{2zn} \hat{\tau}_2 \otimes \hat{\sigma}_2. \quad (10)$$

Здесь g_{0zn} и g_{2zn} — нормальная и аномальная проинтегрированные по ξ функции Грина в представлении Намбу,

$$g_{0zn} = -\frac{i\pi N_z \tilde{\omega}_{zn}}{\sqrt{\tilde{\omega}_{zn}^2 + \tilde{\phi}_{zn}^2}}, \quad g_{2zn} = -\frac{\pi N_z \tilde{\phi}_{zn}}{\sqrt{\tilde{\omega}_{zn}^2 + \tilde{\phi}_{zn}^2}}, \quad (11)$$

которые зависят от плотности состояний на спин на уровне Ферми в соответствующей зоне ($N_{a,b}$) и от перенормированных собственно-энергетической частью параметра порядка $\tilde{\phi}_{zn}$ и частоты $\tilde{\omega}_{zn}$,

$$i\tilde{\omega}_{zn} = i\omega_n - \Sigma_{0z}(\omega_n) - \Sigma_{0z}^{\text{imp}}(\omega_n), \quad (12)$$

$$\tilde{\phi}_{zn} = \Sigma_{2z}(\omega_n) + \Sigma_{2z}^{\text{imp}}(\omega_n). \quad (13)$$

Очень часто бывает удобно ввести фактор перенормировки $Z_{zn} = \tilde{\omega}_{zn}/\omega_n$, который входит в функцию щели $\Delta_{zn} = \tilde{\phi}_{zn}/Z_{zn}$. Именно последней описываются особенности в плотности состояний.

Часть собственной энергии, обусловленной спин-флуктуационным или любым другим запаздывающим взаимодействием (электрон-фононным, запаздывающим кулоновским), можно записать следующим образом:

$$\Sigma_{0z}(\omega_n) = T \sum_{\omega'_n, \beta} \lambda_{z\beta}^Z (n - n') \frac{g_{0\beta n'}}{N_\beta}, \quad (14)$$

$$\Sigma_{2z}(\omega_n) = -T \sum_{\omega'_n, \beta} \lambda_{z\beta}^\phi (n - n') \frac{g_{2\beta n'}}{N_\beta}. \quad (15)$$

Функции взаимодействия

$$\lambda_{z\beta}^{\phi, Z}(n - n') = 2\lambda_{z\beta}^{\phi, Z} \int_0^\infty d\Omega \frac{\Omega B(\Omega)}{(\omega_n - \omega_{n'})^2 + \Omega^2}$$

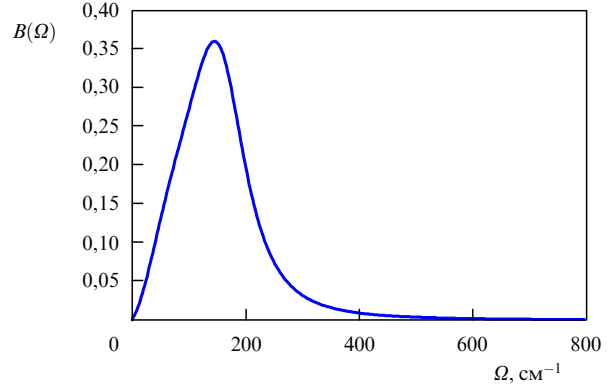


Рис. 2. Спектральная функция $B(\Omega)$, отражающая частотную зависимость спиновых флуктуаций [132–134].

выражаются через константы связи $\lambda_{z\beta}^{\phi, Z}$, включающие в себя плотности состояний N_β , и нормированную бозонную спектральную функцию $B(\Omega)$, представленную на рис. 2. Матричные элементы $\lambda_{z\beta}^\phi$ могут быть как положительными (притяжение), так и отрицательными (отталкивание) из-за вкладов кулоновского отталкивания, спиновых флуктуаций и электрон-фононного взаимодействия [130, 132], в то время как матричные элементы $\lambda_{z\beta}^Z$ всегда положительны. Для простоты положим $\lambda_{z\beta}^Z = |\lambda_{z\beta}^\phi| \equiv |\lambda_{z\beta}|$ и пренебрежём возможной анизотропией каждого параметра порядка $\tilde{\phi}_{zn}$. Обусловленные анизотропией эффекты в s_\pm -системе рассматривались, например, в работе [104].

Для вычисления примесной собственно-энергетической части $\hat{\Sigma}^{\text{imp}}$ мы используем приближение непересекающихся диаграмм, графически изображённое на рис. 3:

$$\hat{\Sigma}^{\text{imp}}(\omega_n) = n_{\text{imp}} \hat{\mathbf{U}} + \hat{\mathbf{U}} \hat{\mathbf{g}}(\omega_n) \hat{\Sigma}^{\text{imp}}(\omega_n), \quad (16)$$

где $\hat{\mathbf{U}}$ — матрица примесного потенциала, n_{imp} — концентрация примесей. Формула (16) представляет собой приближение \mathcal{T} -матрицы.

Матрица примесного рассеяния $\hat{\mathbf{U}}$ получается из гамильтониана (5). Процедура следующая: 1) решить уравнение (16); 2) самосогласованно найти перенормировки частоты (12) и параметра порядка (13); 3) получить из них функции Грина (9) и (11).

Решение уравнения (16) зависит от явного вида примесного потенциала. Далее мы отдельно рассмотрим два случая: немагнитные примеси ($\mathcal{U}_{\mathbf{R}_i}^{z\beta} \neq 0, \mathcal{V}_{\mathbf{R}_i}^{z\beta} = 0$) и магнитные ($\mathcal{U}_{\mathbf{R}_i}^{z\beta} = 0, \mathcal{V}_{\mathbf{R}_i}^{z\beta} \neq 0$).

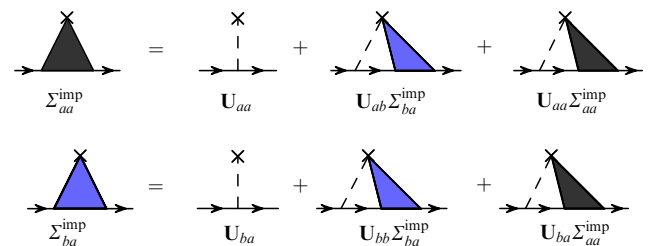


Рис. 3. Система уравнений для внутри- и межзонных примесных собственно-энергетических частей $\hat{\Sigma}^{\text{imp}}$ в самосогласованном приближении \mathcal{T} -матрицы [135]. $\mathcal{U}_{aa(bb)}$ и $\mathcal{U}_{ab(ba)}$ — внутризонные и межзонные компоненты примесного потенциала соответственно.

В заключение этого раздела приведём формулы для вычисления некоторых наблюдаемых характеристик, в которых могут проявляться детали рассеяния на примесях. Это, во-первых, плотность состояний, которую можно измерять в туннельных экспериментах и ARPES:

$$N(\omega) = \sum_{\alpha} N_{\alpha}(\omega) = \sum_{\mathbf{k}, \alpha} A_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \sum_{\alpha} \text{Im } g_{0\alpha}(\omega), \quad (17)$$

где $g_{0\alpha}(i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta)$ — запаздывающая функция Грина, являющаяся аналитическим продолжением мацубаровской функции Грина на ось действительных частот (11), $N_{\alpha}(\omega)$ — парциальная плотность состояний для зоны α , $A_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega)$ — спектральная функция, ω — здесь действительная частота, $\delta \rightarrow 0+$.

Другая важная характеристика сверхпроводника — это температурная зависимость лондоновской глубины проникновения магнитного поля λ_L , которая в локальном пределе связана с мнимой частью оптической проводимости:

$$\frac{1}{\lambda_{L,xx'}^2} = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{4\pi\omega}{c^2} \text{Im } \sigma^{xx'}(\omega, \mathbf{q} = 0), \quad (18)$$

где x и x' — проекции декартовых координат, c — скорость света, $\sigma^{xx'}(\omega, \mathbf{q} = 0)$ — оптическая проводимость на нулевом импульсе \mathbf{q} (в лондоновском, локальном, пределе). Если пренебречь эффектами сильной связи или, вообще говоря, эффектами ферми-жидкости, то для чистого однородного сверхпроводника при нулевой температуре получим соотношение $1/\lambda_{L,xx'} = \omega_{pz}^{xx'}/c$, где $\omega_{pz}^{xx'} = [8\pi e^2 N_{\alpha}(0) \langle v_{Fz}^x v_{Fz}^{x'} \rangle]^{1/2}$ — электронная плазменная частота. В случае рассеяния на примесях вершинные поправки от непересекающихся диаграмм равны нулю вследствие условия $\mathbf{q} = 0$. Для многозонной системы глубина проникновения вычисляется как

$$\frac{1}{\lambda_{L,xx'}^2} = \sum_{\alpha} \left(\frac{\omega_{pz}^{xx'}}{c} \right)^2 T \sum_n \frac{g_{2zn}^2}{\pi N_{\alpha}^2 \sqrt{\tilde{\omega}_{2n}^2 + \tilde{\phi}_{2n}^2}}. \quad (19)$$

Можно ввести понятие "сверхтекучей плазменной частоты" $\omega_{SF}^{xx'} = c/\lambda_{L,xx'}$. В литературе довольно часто встречается утверждение, что эта функция соответствует зарядовой плотности сверхтекучего конденсата. Отметим, что это справедливо только для чистой системы без взаимодействия при нулевой температуре.

Далее мы будем рассматривать квадратную решётку с x и x' , лежащими в плоскости ab . Глубину проникновения в этом случае обозначим просто как λ_L , а соответствующую плазменную частоту — как ω_{pz} .

Оптическая проводимость является третьей важной измеряемой характеристикой. В локальном (лондоновском) пределе с $\mathbf{q} = 0$ в плоскости ab

$$\sigma(\omega) = \sum_{\alpha} \sigma_{\alpha}(\omega) = i \sum_{\alpha} \frac{\Pi_{\alpha}^{xx}(i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta)}{\omega}, \quad (20)$$

где поляризационный оператор

$$\begin{aligned} \Pi_{\alpha}^{xx'}(\omega_m) &= \frac{T}{N_{\mathbf{k}}} \sum_{\mathbf{k}, \omega_n} \text{Tr } e v_{\alpha}^x \hat{\tau}_0 \otimes \hat{\sigma}_0 \hat{G}^{\alpha\alpha}(\mathbf{k}, \omega_n + \omega_m) \times \\ &\times \hat{G}^{\alpha\alpha}(\mathbf{k}, \omega_n) \hat{\gamma}_{\alpha}^{x'}. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь $N_{\mathbf{k}}$ — нормировка суммы по импульсам, $\hat{\gamma}_{\alpha}^{x'}$ — вершинная функция, след берётся по пространству Намбу и спиновому пространству. Как отмечалось, в случае рассеяния на примесях вершинные поправки от непересекающихся диаграмм равны нулю при $\mathbf{q} = 0$ из-за векторной природы оптической вершины и скалярного характера примесного рассеяния, и хорошим приближением для оптической вершины является нулевое [136], в котором она равна $e v_{\alpha}^{x'} \hat{\tau}_0 \otimes \hat{\sigma}_0$. Далее удобно перейти от суммирования по импульсу к интегрированию по энергии и усреднению по ферми-поверхности. Последнее даёт $2e^2 N_{\alpha}(0) \langle v_{Fz}^x v_{Fz}^{x'} \rangle \approx (\omega_{pz}^{xx'})^2 / (4\pi)$. Переход к интегрированию по энергии приводит к следующему результату для поляризационного оператора [136]:

$$\Pi_{\alpha}^{xx'}(\omega_m) = \frac{(\omega_{pz}^{xx'})^2}{4\pi} \pi T \sum_{\omega_n} S_{\alpha}^{nm}, \quad (22)$$

где $S_{\alpha}^{nm} = \tilde{\phi}_{2n}^2 / Q_{2n}^3$ при $m=0$, $S_{\alpha}^{nm} = 1/Q_{2n}$ при $m=-2n-1$, а во всех остальных случаях

$$\begin{aligned} S_{\alpha}^{nm} &= \frac{\tilde{\omega}_{2n}(\tilde{\omega}_{2n} + \tilde{\omega}_{2n+m}) + \tilde{\phi}_{2n}(\tilde{\phi}_{2n} - \tilde{\phi}_{2n+m})}{Q_{2n} P_{2nm}} - \\ &- \frac{\tilde{\omega}_{2n+m}(\tilde{\omega}_{2n+m} + \tilde{\omega}_{2n}) + \tilde{\phi}_{2n+m}(\tilde{\phi}_{2n+m} - \tilde{\phi}_{2n})}{Q_{2n+m} P_{2nm}}. \end{aligned}$$

Здесь $Q_{2n} = (\tilde{\omega}_{2n}^2 + \tilde{\phi}_{2n}^2)^{1/2}$, $P_{2nm} = \tilde{\omega}_{2n}^2 - \tilde{\omega}_{2n+m}^2 + \tilde{\phi}_{2n}^2 - \tilde{\phi}_{2n+m}^2$.

Для нахождения оптической проводимости вычисленный таким образом поляризационный оператор надо аналитически продолжить на действительные частоты ($i\omega_m \rightarrow \omega + i\delta$). Другой подход заключается в том, чтобы вместе с интегрированием провести аналитическое продолжение на действительные частоты [137–142]. Тогда поляризационный оператор примет вид

$$\begin{aligned} \Pi_{\alpha}^{xx}(\omega) &= \frac{(\omega_{pz}^{xx})^2}{4\pi} \int d\omega' \left[\frac{\tanh[\omega_-(2T)]}{Q_+^R + Q_-^R} \times \right. \\ &\times \left(1 - \frac{\tilde{\omega}_-^R \tilde{\omega}_+^R + \tilde{\phi}_-^R \tilde{\phi}_+^R}{Q_-^R Q_+^R} \right) - \frac{\tanh[\omega_+(2T)]}{Q_+^A + Q_-^A} \times \\ &\times \left(1 - \frac{\tilde{\omega}_-^A \tilde{\omega}_+^A + \tilde{\phi}_-^A \tilde{\phi}_+^A}{Q_-^A Q_+^A} \right) - \\ &- \frac{\tanh[\omega_+(2T)] - \tanh[\omega_-(2T)]}{Q_+^R - Q_-^A} \times \\ &\left. \times \left(1 - \frac{\tilde{\omega}_-^A \tilde{\omega}_+^R + \tilde{\phi}_-^A \tilde{\phi}_+^R}{Q_-^A Q_+^R} \right) \right], \end{aligned} \quad (23)$$

где $Q_{\pm}^{R,A} = \sqrt{(\tilde{\omega}_{\pm}^{R,A})^2 - (\tilde{\phi}_{\pm}^{R,A})^2}$, индекс \pm означает входящую в соответствующую функцию частоту $\omega_{\pm} = \omega' \pm \omega/2$, индекс α у всех подынтегральных слагаемых опущен, индексы R и A обозначают соответственно запаздывающую и опережающую ветви комплексной функции F : $F^{R(A)} = \text{Re } F \pm i \text{Im } F$.

Отметим, что в нормальном состоянии оптическая проводимость имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma^N(\omega) &= \sum_{\alpha} \frac{(\omega_{pz}^{xx})^2}{8i\pi\omega} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} dz \frac{\tanh[(z+\omega)/(2T)] - \tanh[z/(2T)]}{\tilde{\omega}_{\alpha}(z+\omega) - \tilde{\omega}_{\alpha}(z)}. \end{aligned} \quad (24)$$

Приведённые в этом разделе формулы будут использоваться в обзоре при обсуждении конкретных систем и их наблюдаемых характеристик.

3. Борновское приближение для однозонного и двухзонного сверхпроводников

3.1. Качественный анализ

В обычном двухзонном сверхпроводнике с двумя изотропными щелями немагнитные примеси могут приводить к рассеянию квазичастиц между двумя зонами или внутри одной из зон. Межзонные процессы, показанные на рис. 4, приведут к усреднению параметра порядка и, следовательно, к изначальному подавлению T_c , после которого T_c выйдет на насыщение и останется постоянной до тех пор, пока не станут важны эффекты локализации [143, 144]. Межзонное рассеяние в двухзонной системе, где параметр порядка в чистом случае меняет знак, приводит к намного более существенным последствиям [68, 80, 135, 145]. В этом случае немагнитные примеси с межзонной компонентой рассеивающего потенциала разрушают сверхпроводимость даже при одинаковых величинах щелей и плотностей состояний в обеих зонах (симметричная модель). Причина очень проста: межзонное рассеяние приведёт к усреднению величин параметра порядка в двух разных зонах, а поскольку в s_{\pm} -состоянии Δ_a и Δ_b имеют разные знаки, их среднее стремится к нулю. В такой ситуации T_c будет обращаться в нуль при конечной критической концентрации примесей, как и в теории рассеяния на магнитных примесях в однозонной модели системы s-типа [41]. В контексте соединений железа эта характерная особенность была достаточно быстро отмечена различными группами исследователей [16, 132, 146–148].

Что касается влияния немагнитного и магнитного беспорядка на многозонный анизотропный сверхпроводник, то простое (и наивное!) качественное правило гласит: если немагнитная примесь приводит к такому рассеянию пары из одной точки ферми-поверхности на другую точку, при котором параметр порядка не меняет знака, то рассеяние не разрушает пару, но если параметр порядка меняет знак, то пара разрушается. Для магнитной примеси верно обратное утверждение: рассеяние с изменением знака параметра порядка не разрушает пару, а в противном случае разрушает. Однако, как показывают расчёты для некоторых конкретных случаев, такие

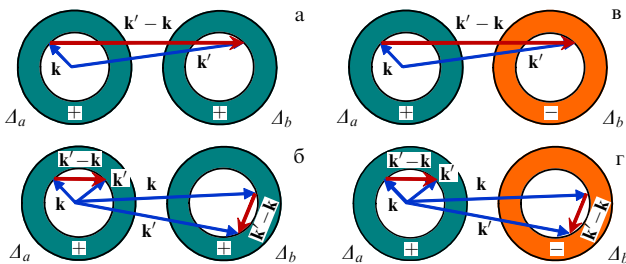


Рис. 4. Схематическое изображение двух ферми-поверхностей со сверхпроводящими параметрами порядка Δ_a и Δ_b с одинаковыми (а, б) и разными (в, г) знаками. Межзонное рассеяние на примесях (рис. а и в) перемешивает состояния с Δ_a и Δ_b , а во внутризонное рассеяние (рис. б и г) вовлекаются только состояния в пределах каждой из ферми-поверхностей.

наивные качественные соображения терпят крах и возникают весьма неожиданные результаты, которые мы обсудим в разделах 4–7. Но прежде в разделе 3.2 на примере простейшего борновского приближения покажем, как получаются основные результаты в однозонном и двухзонном случаях.

3.2. Чистый предел и борновское приближение

Рассмотрим пример *слабой связи*, т.е. случай $\lambda_{\alpha\beta} \ll 1$, и влияние беспорядка на макроскопическую характеристику — критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние T_c . Рассеяние на статических примесях может приводить только к уменьшению T_c относительно температуры T_{c0} в чистом пределе.

В многозонном сверхпроводнике в чистом случае параметр порядка Δ_{zn} определяется уравнением, следующим из выражений (13) и (15). При пренебрежении частотной зависимостью функций взаимодействия, что соответствует приближению слабой связи, получаем

$$\Delta_{\alpha} = -T \sum_{\omega_n, \beta} \lambda_{\alpha\beta} \frac{g_{2\beta n}}{N_{\beta}}. \quad (25)$$

Суммирование по мацубаровским частотам ω_n проводится до частоты обрезания ω_c . В пределе $T \rightarrow T_{c0}$ имеем $\Delta_{\alpha} \rightarrow 0$ и $g_{2zn} \rightarrow -\pi N_{\alpha} \Delta_{\alpha} / |\omega_n|$. Тогда выражение (25) становится уравнением для критической температуры в чистом пределе T_{c0} :

$$1 = \pi T_{c0} \sum_{\beta} \lambda_{\alpha\beta} \sum_{\omega_n} \frac{1}{\Delta_{\alpha}} \frac{\Delta_{\beta}}{|\omega_n|} = 2\pi T_{c0} \sum_{\beta} \lambda_{\alpha\beta} \sum_{\omega_n \geq 0} \frac{1}{\Delta_{\alpha}} \frac{\Delta_{\beta}}{\omega_n}. \quad (26)$$

Однозонный случай получается при $\lambda_{\alpha\beta} = \lambda \delta_{\alpha\beta}$:

$$\begin{aligned} 1 &= 2\pi T_{c0} \lambda \sum_{\omega_n \geq 0} \frac{1}{\omega_n} = \lambda \sum_{n \geq 0}^{N_c} \frac{1}{n + 1/2} = \\ &= \lambda \left[\Psi \left(N_c + \frac{3}{2} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} \right) \right] = \\ &= \lambda \left[\Psi \left(\frac{\omega_c}{2\pi T_{c0}} + 1 \right) + C \right] \rightarrow \lambda \left[\ln \frac{\omega_c}{2\pi T_{c0}} + C \right], \end{aligned}$$

где учтено, что $\omega_n = (2n + 1)\pi T_{c0}$, $(2N_c + 1)\pi T_{c0} = \omega_c$, $\Psi(1/2) = -\gamma - 2 \ln 2 \equiv -C$, $\Psi(z + 1) \rightarrow \ln z$ при $z \rightarrow \infty$. Здесь Ψ — дигамма-функция, γ — постоянная Эйлера. Так как $\exp C/(2\pi) \approx 1,13$, решение уравнения даёт известное выражение для критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние: $T_{c0} = 1,13\omega_c \exp(-1/\lambda)$. Ещё раз отметим, что плотность состояний включена в константу связи, $\lambda \propto N_a$.

В двухзонном случае выражение (26) представляет собой систему двух уравнений для Δ_a и Δ_b , из условия разрешимости которой, т.е. из равенства детерминанта соответствующей матрицы нулю, можно найти выражение для T_{c0} :

$$\ln \frac{1,13\omega_c}{T_{c0}} = \max \left[\frac{\lambda_{aa} + \lambda_{bb} \pm \sqrt{(\lambda_{aa} - \lambda_{bb})^2 + 4\lambda_{ab}\lambda_{ba}}}{2(\lambda_{aa}\lambda_{bb} - \lambda_{ab}\lambda_{ba})} \right]. \quad (27)$$

Простейший случай, в котором учитывается рассеяние на примесях, получится, если в выражение (25) подставить вместо $g_{2\beta n}$ полную функцию Грина (11) с

перенормированными параметром порядка $\tilde{\phi}_{zn}$ и частотой $\tilde{\omega}_{zn}$,

$$A_x = \pi T \sum_{\omega_n, \beta} \lambda_{x\beta} \frac{\tilde{\phi}_{\beta n}}{Q_{\beta n}}, \quad (28)$$

где $Q_{\beta n} = (\tilde{\omega}_{\beta n}^2 + \tilde{\phi}_{\beta n}^2)^{1/2}$. При $T \rightarrow T_c$ получаем $g_{0zn} \rightarrow -i\pi N_x \tilde{\omega}_{zn} / |\tilde{\omega}_{zn}| = -i\pi N_x \operatorname{sgn} \omega_n$ и $g_{2zn} \rightarrow -\pi N_x \tilde{\phi}_{zn} / |\omega_{zn}|$. Уравнение для критической температуры примет вид

$$1 = 2\pi T_c \sum_{\beta} \lambda_{x\beta} \sum_{\omega_n \geq 0} \left(\frac{1}{A_x} \frac{\tilde{\phi}_{\beta n}}{\tilde{\omega}_{\beta n}} \right) \Big|_{T \rightarrow T_c}. \quad (29)$$

Из сравнения (29) с выражением (26) видно, что T_c не будет зависеть от наличия примесей, если выполняется соотношение

$$\frac{\tilde{\phi}_{\beta n}}{\tilde{\omega}_{\beta n}} = \frac{A_{\beta}}{\omega_n}. \quad (30)$$

В борновском приближении учитывается только вклад, обусловленный двукратным рассеянием на одной примеси, $\hat{\Sigma}^{\text{imp}}(\omega_n) \approx n_{\text{imp}} \hat{\mathbf{U}} + n_{\text{imp}} \hat{\mathbf{U}} \hat{\mathbf{g}}(\omega_n) \hat{\mathbf{U}}$. Отсюда получим выражения для частоты и параметра порядка:

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + \gamma_{aa} \frac{\tilde{\omega}_{an}}{Q_{an}} + \gamma_{ab} \frac{\tilde{\omega}_{bn}}{Q_{bn}}, \quad (31)$$

$$\tilde{\phi}_{an} = A_a \pm \gamma_{aa} \frac{\tilde{\phi}_{an}}{Q_{an}} \pm \gamma_{ab} \frac{\tilde{\phi}_{bn}}{Q_{bn}}, \quad (32)$$

где $\gamma_{x\beta} \propto n_{\text{imp}}(\mathbf{U})_{x\beta}^2$ — параметр рассеяния на примеси, а знак $+$ ($-$) относится к немагнитным (магнитным) примесям. Различие знаков для магнитных примесей возникает из-за спиновых операторов, умножаемых в H_{imp} на примесный потенциал $\mathcal{V}_{\mathbf{R}_i}^{\beta}$.

Сначала рассмотрим однозонный случай. Тогда $\gamma_{ab} = 0$ и $\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + \gamma_{aa} \tilde{\omega}_{an} / Q_{an}$, $\tilde{\phi}_{an} = A_a \pm \gamma_{aa} \tilde{\phi}_{an} / Q_{an}$, $\gamma_{aa} = 2\pi N_a n_{\text{imp}} U^2$. Для немагнитных примесей имеем уравнения $\tilde{\omega}_{an}(1 - \gamma_{aa}/Q_{an}) = \omega_n$ и $\tilde{\phi}_{an}(1 - \gamma_{aa}/Q_{an}) = A_a$, откуда сразу получается соотношение (30). Следовательно, T_c не будет зависеть от концентрации примесей. Это и есть сущность теоремы Андерсона.

Для магнитных примесей $\tilde{\omega}_{an}(1 - \gamma_{aa}/Q_{an}) = \omega_n$, а $\tilde{\phi}_{an}(1 + \gamma_{aa}/Q_{an}) = A_a$ и соотношение (30) не выполняется. Вместо него имеем

$$\begin{aligned} \left(\frac{\tilde{\phi}_{an}}{A_a} \frac{1}{\tilde{\omega}_{an}} \right) \Big|_{T \rightarrow T_c} &= \left(\frac{1}{1 + \gamma_{aa}/Q_{an}} \frac{1}{\tilde{\omega}_{an}} \right) \Big|_{T \rightarrow T_c} = \\ &= \frac{1}{\tilde{\omega}_{an}|_{T \rightarrow T_c} + \gamma_{aa}} = \frac{1}{\omega_n + \gamma_{aa} \tilde{\omega}_{an} / |\tilde{\omega}_{an}| + \gamma_{aa}} = \\ &= \frac{1}{\omega_n + 2\gamma_{aa}}, \end{aligned}$$

поскольку в уравнении для T_c нас интересует случай $\omega_n \geq 0$. В самом уравнении для критической температуры в знаменателе возникает добавка $2\gamma_{aa}$:

$$\begin{aligned} 1 &= 2\pi T_c \lambda \sum_{\omega_n \geq 0} \frac{1}{\omega_n + 2\gamma_{aa}} = \\ &= \lambda \left[\Psi \left(\frac{\omega_c}{2\pi T_c} + \frac{\gamma_{aa}}{\pi T_c} + 1 \right) - \Psi \left(\frac{\gamma_{aa}}{\pi T_c} + \frac{1}{2} \right) \right], \end{aligned}$$

и в пределе $\omega_c \rightarrow \infty$ оно переходит в

$$1 = \lambda \left[\ln \frac{\omega_c}{2\pi T_c} - \Psi \left(\frac{\gamma_{aa}}{\pi T_c} + \frac{1}{2} \right) \right].$$

Объединяя последнее выражение с выражением в чистом пределе $1 = \lambda [\ln \omega_c / (2\pi T_{c0}) - \Psi(1/2)]$, получаем

$$\ln \frac{T_{c0}}{T_c} = \Psi \left(\frac{\gamma_{aa}}{\pi T_c} + \frac{1}{2} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} \right), \quad (33)$$

что представляет собой формулу подавления T_c согласно теории Абрикосова – Горькова [41].

Теперь перейдём к двухзонному случаю. Для примесей, рассеивающих только в пределах одной зоны (внутризонные примеси), $\gamma_{ab} = 0$, уравнения (31) и (32) для разных зон оказываются несвязанными, поэтому все выводы, сделанные нами относительно однозонного случая, справедливы и в этом случае для каждой из зон как для немагнитных, так и для магнитных примесей.

При наличии внутри- и межзонных каналов рассеяния на немагнитной примеси из (31) и (32) имеем

$$\tilde{\omega}_{an} \left(1 - \frac{\gamma_{aa}}{Q_{an}} - \frac{\gamma_{ab}^2}{Q_{an} Q_{bn} - \gamma_{bb}} \right) = \omega_n \left(1 + \frac{\gamma_{ab}}{Q_{bn} - \gamma_{bb}} \right),$$

$$\tilde{\phi}_{an} \left(1 - \frac{\gamma_{aa}}{Q_{an}} - \frac{\gamma_{ab}^2}{Q_{an} Q_{bn} - \gamma_{bb}} \right) = A_a + A_b \frac{\gamma_{ab}}{Q_{bn} - \gamma_{bb}}.$$

Видно, что если $A_a = A_b$, то выполняется соотношение (30) и, следовательно, T_c не будет зависеть от наличия примесей. Поэтому на изотропное многозонное сверхпроводящее состояние s-типа немагнитные примеси не влияют. Однако если $A_a \neq A_b$, то соотношение (30) не выполняется и T_c будет подавляться примесями.

Для магнитной примеси уравнения (31) и (32) дают

$$\tilde{\omega}_{an} \left(1 - \frac{\gamma_{aa}}{Q_{an}} - \frac{\gamma_{ab}^2}{Q_{an} Q_{bn} - \gamma_{bb}} \right) = \omega_n \left(1 + \frac{\gamma_{ab}}{Q_{bn} - \gamma_{bb}} \right),$$

$$\tilde{\phi}_{an} \left(1 + \frac{\gamma_{aa}}{Q_{an}} - \frac{\gamma_{ab}^2}{Q_{an} Q_{bn} + \gamma_{bb}} \right) = A_a - A_b \frac{\gamma_{ab}}{Q_{bn} + \gamma_{bb}}.$$

Очевидно, что соотношение (30) выполняется, только если $A_b = -A_a$ и $\gamma_{aa} = \gamma_{bb} = 0$. То есть s_{\pm} -состояние с одинаковыми по модулю величинами щелей не будет подавляться магнитными примесями, имеющими только межзонный канал рассеяния (межзонные примеси). Во всех остальных случаях T_c будет уменьшаться с увеличением концентрации и потенциала магнитных примесей.

4. Немагнитные примеси в двухзонном сверхпроводнике

Теперь, когда мы выяснили, что происходит в простейшем случае, перейдём к решению уравнений Элиашберга в приближении T -матрицы (16). В этом разделе рассмотрим немагнитные примеси.

Как отмечалось в разделе 3, в s_{\pm} -состоянии любая немагнитная примесь, которая приводит *только* к рассеянию между зонами с различными знаками параметра порядка, подавляет критическую температуру T_c , так же как и магнитная примесь в однозонном сверхпроводнике, описываемом теорией БКШ [145, 149]. Следова-

тельно, T_c должна подчиняться формуле Абрикосова – Горькова (33). В теории Абрикосова – Горькова критическое значение интенсивности рассеяния Γ , определяемое уравнением $T_c(\Gamma^{\text{crit}}) = 0$, удовлетворяет соотношению $\Gamma^{\text{crit}}/T_{c0} \approx 1,12$. С другой стороны, в различных экспериментах на соединениях железа, например при введении цинка или облучении протонами, обнаружено [107–110], что T_c подавляется значительно слабее, чем ожидается исходя из теории Абрикосова – Горькова. Поэтому возникло даже предположение, что в этих системах вообще не реализуется s_{\pm} -состояние и они имеют параметр порядка s_{++} -типа [21, 148].

Однако проблема беспорядка в соединениях железа значительно сложнее, чем следует из приведённых аргументов. Даже допуская наличие изотропных щелей на двух различных ферми-поверхностях и немагнитного рассеяния, можно получить намного более медленное подавление сверхпроводимости при предположении, что рассеяние в основном является внутризонным, а не межзонным. В пределе только внутризонного рассеяния справедлива теорема Андерсона, система нечувствительна к знаку параметра порядка и подавления T_c не возникает.

Таким образом, скорость подавления T_c зависит от отношения внутри- и межзонных интенсивностей рассеяния, а получение выводов о сверхпроводящем состоянии на основе систематического изучения влияния беспорядка значительно сложнее, чем в однозонном случае. Один из подходов к проблеме заключается в попытках определить параметры внутри- и межзонного рассеяния из микроскопических теорий для различных материалов и типов примесей [16, 34, 150], но вопрос о количественной правильности применения зонной теории в этом случае остаётся открытым.

4.1. Решение уравнений Элиашберга в приближении T -матрицы

В случае немагнитных примесей можно упростить задачу, уменьшив размерность матриц из-за вырождения по спиновым степеням свободы. Тогда вместо выражений (9) и (10) получим квазиклассическую матричную функцию Грина в виде матрицы 4×4 в пространстве Намбу и зонном пространстве:

$$\hat{g}(\omega_n) = \begin{pmatrix} g_{0an} & 0 \\ 0 & g_{0bn} \end{pmatrix} \otimes \hat{\tau}_0 + \begin{pmatrix} g_{2an} & 0 \\ 0 & g_{2bn} \end{pmatrix} \otimes \hat{\tau}_2, \quad (34)$$

где $\hat{\tau}_i$ — матрицы Паули, относящиеся к пространству Намбу.

Матрица примесного потенциала, входящая в уравнение T -матрицы (16), имеет вид $\hat{U} = \mathbf{U} \otimes \hat{\tau}_3$, где $(\mathbf{U})_{\alpha\beta} = U_{\mathbf{R}_i}^{2\beta}$. В однопримесной задаче мы можем без ограничения общности считать, что $\mathbf{R}_i = 0$. Для простоты положим внутризонные и межзонные части потенциала равными v и u соответственно, так что $(\mathbf{U})_{\alpha\beta} = (v - u) \delta_{\alpha\beta} + u$.

Из уравнений (16) и (34) имеем

$$\hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}} = n_{\text{imp}} v \hat{\tau}_3 + v \hat{\tau}_3 (g_{0an} \hat{\tau}_0 + g_{2an} \hat{\tau}_2) \hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}} + u \hat{\tau}_3 (g_{0bn} \hat{\tau}_0 + g_{2bn} \hat{\tau}_2) \hat{\Sigma}_{ba}^{\text{imp}}, \quad (35)$$

$$\hat{\Sigma}_{ba}^{\text{imp}} = n_{\text{imp}} u \hat{\tau}_3 + u \hat{\tau}_3 (g_{0an} \hat{\tau}_0 + g_{2an} \hat{\tau}_2) \hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}} + v \hat{\tau}_3 (g_{0bn} \hat{\tau}_0 + g_{2bn} \hat{\tau}_2) \hat{\Sigma}_{ba}^{\text{imp}}. \quad (36)$$

Перенормировки частоты и параметра порядка обусловлены величинами $\Sigma_{0a}^{\text{imp}} = (1/2) \text{Tr}(\hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}} \hat{\tau}_0)$ и $\Sigma_{2a}^{\text{imp}} =$

$= (1/2) \text{Tr}(\hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}} \hat{\tau}_2)$ соответственно. Уравнения для Σ_{0b}^{imp} и Σ_{2b}^{imp} получаются из последних выражений заменой индексов $a \leftrightarrow b$. Учитывая соотношение $g_{0zn}^2 - g_{2zn}^2 = -\pi^2 N_z^2$, находим решение для Σ_{0a}^{imp} и Σ_{2a}^{imp} :

$$\Sigma_{0a}^{\text{imp}} = \frac{n_{\text{imp}}}{D} [g_{0bn} u^2 + g_{0an} v^2 + g_{0an} (u^2 - v^2)^2 \pi^2 N_b^2], \quad (37)$$

$$\Sigma_{2a}^{\text{imp}} = -\frac{n_{\text{imp}}}{D} [g_{2bn} u^2 + g_{2an} v^2 + g_{2an} (u^2 - v^2)^2 \pi^2 N_b^2], \quad (38)$$

где

$$D = 1 + \pi^2 N_a^2 v^2 + \pi^4 N_a^2 N_b^2 (u^2 - v^2)^2 + \pi^2 N_b^2 v^2 - 2u^2 (g_{0an} g_{0bn} - g_{2an} g_{2bn}).$$

В дальнейшем мы будем рассматривать, помимо общего случая, два важных предела: борновский предел, или предел слабого рассеяния, $\pi u N_{a,b} \ll 1$, и противоположный ему предел очень большого потенциала рассеяния, $\pi u N_{a,b} \gg 1$, называемый унитарным пределом.

Удобно ввести обобщённое сечение рассеяния

$$\sigma = \frac{\pi^2 N_a N_b u^2}{1 + \pi^2 N_a N_b u^2} \rightarrow \begin{cases} 0, & \text{борновский предел,} \\ 1, & \text{унитарный предел,} \end{cases} \quad (39)$$

и интенсивность рассеяния на примесях

$$\Gamma_{a(b)} = 2n_{\text{imp}} \pi N_{b(a)} u^2 (1 - \sigma) = \frac{2n_{\text{imp}} \sigma}{\pi N_{a,b}} \rightarrow \begin{cases} 2n_{\text{imp}} \pi N_{b,a} u^2, & \text{борновский предел,} \\ \frac{2n_{\text{imp}}}{\pi N_{a,b}}, & \text{унитарный предел.} \end{cases} \quad (40)$$

Параметр η в дальнейшем будет определять отношение внутризонного рассеяния к межзонному:

$$v = \eta u. \quad (41)$$

В новых обозначениях уравнения для частоты (12) и параметра порядка (13) с учётом выражений для примесной собственно-энергетической части (37), (38) примут вид

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i \Sigma_{0a}(\omega_n) + \frac{\Gamma_a}{2D} \left[\sigma \frac{\tilde{\omega}_{an}}{Q_{an}} (1 - \eta^2)^2 + (1 - \sigma) \left(\frac{N_a \tilde{\omega}_{an}}{N_b Q_{an}} \eta^2 + \frac{\tilde{\omega}_{bn}}{Q_{bn}} \right) \right], \quad (42)$$

$$\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) + \frac{\Gamma_a}{2D} \left[\sigma \frac{\tilde{\phi}_{an}}{Q_{an}} (1 - \eta^2)^2 + (1 - \sigma) \left(\frac{N_a \tilde{\phi}_{an}}{N_b Q_{an}} \eta^2 + \frac{\tilde{\phi}_{bn}}{Q_{bn}} \right) \right], \quad (43)$$

где

$$D = (1 - \sigma)^2 + \sigma(1 - \sigma) \times \left(2 \frac{\tilde{\omega}_{an} \tilde{\omega}_{bn} + \tilde{\phi}_{an} \tilde{\phi}_{bn}}{Q_{an} Q_{bn}} + \frac{N_a^2 + N_b^2}{N_a N_b} \eta^2 \right) + \sigma^2 (1 - \eta^2)^2.$$

Рассмотрим основные пределы. В борновском пределе $\sigma \rightarrow 0$ (слабое рассеяние, $\pi u N_{a,b} \ll 1$), что сразу даёт

$D = 1$, $\Gamma_a = 2n_{\text{imp}}\pi N_b u^2$ и

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i\Sigma_{0a}(\omega_n) + \frac{\gamma_{aa}}{2} \frac{\tilde{\omega}_{an}}{Q_{an}} + \frac{\gamma_{ab}}{2} \frac{\tilde{\omega}_{bn}}{Q_{bn}}, \quad (44)$$

$$\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) + \frac{\gamma_{aa}}{2} \frac{\tilde{\phi}_{an}}{Q_{an}} + \frac{\gamma_{ab}}{2} \frac{\tilde{\phi}_{bn}}{Q_{bn}}, \quad (45)$$

где $\gamma_{aa} = 2\pi n_{\text{imp}} N_a u^2 \eta^2$, $\gamma_{ab} = 2\pi n_{\text{imp}} N_b u^2$. Видно, что при ненулевом межзонном рассеянии γ_{ab} (т.е. при конечной величине η) в уравнениях перемешиваются величины, относящиеся к различным зонам. Это приведёт к подавлению T_c , аналогичному тому, которое получается из формулы Абрикосова – Горькова (33).

В унитарном пределе $\sigma \rightarrow 1$ (сильное рассеяние, $\pi N_{a,b} \gg 1$) имеем $\Gamma_a = 2n_{\text{imp}}/(\pi N_a)$ и необходимо различать два случая:

1) $\eta = 1$, т.е. потенциалы внутри- и межзонного рассеяния совпадают. Тогда

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i\Sigma_{0a}(\omega_n) + \frac{n_{\text{imp}}}{\pi N_a N_b D_{\text{uni}}} \left[N_a \frac{\tilde{\omega}_{an}}{Q_{an}} + N_b \frac{\tilde{\omega}_{bn}}{Q_{bn}} \right], \quad (46)$$

$$\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) + \frac{n_{\text{imp}}}{\pi N_a N_b D_{\text{uni}}} \left[N_a \frac{\tilde{\phi}_{an}}{Q_{an}} + N_b \frac{\tilde{\phi}_{bn}}{Q_{bn}} \right], \quad (47)$$

где

$$D_{\text{uni}} = 2 \frac{\tilde{\omega}_{an}\tilde{\omega}_{bn} + \tilde{\phi}_{an}\tilde{\phi}_{bn}}{Q_{an}Q_{bn}} + \frac{N_a^2 + N_b^2}{N_a N_b}.$$

Очевидно, что в уравнениях для перенормированных частоты и параметра порядка перемешиваются величины, относящиеся к разным зонам, что приведёт к подавлению T_c ;

2) $\eta \neq 1$. Тогда

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i\Sigma_{0a}(\omega_n) + \frac{n_{\text{imp}}}{\pi N_a} \frac{\tilde{\omega}_{an}}{Q_{an}}, \quad (48)$$

$$\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) + \frac{n_{\text{imp}}}{\pi N_a} \frac{\tilde{\phi}_{an}}{Q_{an}}. \quad (49)$$

Мы получаем тот же результат, что и для внутризонных примесей, поскольку членов, соответствующих другой зоне (b), в уравнениях нет. Удивительно, но здесь справедлива теорема Андерсона независимо от соотношения знаков параметра порядка в разных зонах и T_c не будет подавляться при любой концентрации примесей.

Таким образом, в унитарном пределе существует особый случай $\eta = 1$, в котором T_c подавляется [151]. Такая ситуация возникает вследствие структуры знаменателя D в уравнениях (42), (43), который при $\eta = \sigma = 1$ обращается в нуль, поэтому необходимо сначала аккуратно брать предел $\eta \rightarrow 1$, а затем — предел $\sigma \rightarrow 1$. Именно случаем $\eta = 1$ ограничивалось рассмотрение в работе [148]. Для всех остальных значений η , даже при малом различии внутри- и межзонных потенциалов рассеяния, примеси не будут влиять на критическую температуру перехода. С физической точки зрения, естественно, последний случай является самым вероятным, поскольку сложно представить примесь в многоорбитальной системе, которая рассеивала бы одинаково сильно в меж- и внутризонных каналах.

4.2. Критическая температура сверхпроводящего перехода

При $T \rightarrow T_c$ уравнения существенно упрощаются, поскольку параметр порядка стремится к нулю и $Q_{zn} = (\tilde{\omega}_{zn}^2 + \tilde{\phi}_{zn}^2)^{1/2} \rightarrow |\tilde{\omega}_{zn}|$. Учитывая этот факт, можно представить линеаризованные уравнения Элиашберга (12), (13) для фактора перенормировки $Z_{zn} = \tilde{\omega}_{zn}/\omega_n$ и функции щели $\Delta_{zn} = \tilde{\phi}_{zn}/Z_{zn}$ [131] с учётом выражений (42), (43) в следующем виде:

$$Z_{zn} = 1 + \sum_{\beta} \frac{\tilde{\Gamma}_{z\beta}}{|\omega_n|} + \pi T_c \sum_{\omega_{n'}, \beta} |\lambda_{z\beta}(n - n')| \frac{\text{sgn } \omega_{n'}}{\omega_n}, \quad (50)$$

$$Z_{zn} \Delta_{zn} = \sum_{\beta} \frac{\tilde{\Gamma}_{z\beta} \Delta_{\beta n}}{|\omega_n|} + \pi T_c \sum_{\omega_{n'}, \beta} \lambda_{z\beta}(n - n') \frac{\Delta_{\beta n'}}{|\omega_{n'}|}, \quad (51)$$

где $\tilde{\Gamma}_{z\beta}$ — интенсивности рассеяния на примесях, которые выражаются следующим образом [126]:

$$\tilde{\Gamma}_{ab(ba)} = \Gamma_{a(b)} \frac{1 - \sigma}{\sigma(1 - \sigma)\eta^2(N_a + N_b)^2 / (N_a N_b) + (\sigma\eta^2 - 1)^2}, \quad (52)$$

$$\tilde{\Gamma}_{aa} = \Gamma_a \frac{\sigma(1 - \eta^2)^2 + (1 - \bar{\sigma})\eta^2 N_a / N_b}{\sigma(1 - \sigma)\eta^2(N_a + N_b)^2 / (N_a N_b) + (\sigma\eta^2 - 1)^2}. \quad (53)$$

Если Z_{zn} из (50) подставить в (51), то получится уравнение для критической температуры T_c :

$$\Delta_{zn} + \pi T_c \sum_{n', \beta} \left[|\lambda_{z\beta}(n - n')| \text{sgn } \omega_{n'} \frac{\Delta_{zn}}{\omega_n} - \lambda_{z\beta}(n - n') \frac{\Delta_{\beta n'}}{|\omega_{n'}|} \right] + \sum_{\beta} \tilde{\Gamma}_{z\beta} \frac{\Delta_{zn} - \Delta_{\beta n}}{|\omega_n|} = 0. \quad (54)$$

Последнее слагаемое в левой части (54) отлично от нуля только при $\alpha \neq \beta$. Следовательно, внутризонные члены $\propto \tilde{\Gamma}_{aa}$ и $\tilde{\Gamma}_{bb}$ сократятся и не будут давать вклада в T_c , что согласуется с теоремой Андерсона. Из выражения для интенсивности рассеяния (52) мы можем сразу получить широко известный, но неожиданный результат: в унитарном пределе $\tilde{\Gamma}_{ab} = 0$, т.е. немагнитные примеси не влияют на T_c в сверхпроводнике s_{\pm} -типа [68, 135].

Поскольку T_c зависит только от параметра $\tilde{\Gamma}_{ab}$, мы будем называть его эффективным параметром интенсивности межзонного рассеяния.

4.3. Результаты численного решения уравнений Элиашберга

Далее мы решаем численно уравнение (54) или уравнения Элиашберга (50), (51), варьируем T и находим T_c как самую высокую температуру возникновения нетривиального решения [126]. Для определённости далее будем рассматривать случай $N_b/N_a = 2$. Результат для T_c и параметра порядка $\Delta_{z,n=1}$ как функций параметра Γ_a в случае s_{++} -состояния показан на рис. 5. В общем случае сверхпроводимость не подавляется полностью, хотя и имеет место первоначальное уменьшение T_c вследствие рассеяния между зонами с изначально различными параметрами порядка. Отметим, что в унитарном пределе система как будто не чувствует беспорядка — ни критическая температура, ни величины щелей не зависят от Γ_a . Однако, как видно из уравнений (46), (47), существует особая точка $\eta = 1$, связанная с обращением в нуль детерминанта D : а именно, при наличии одноордонного

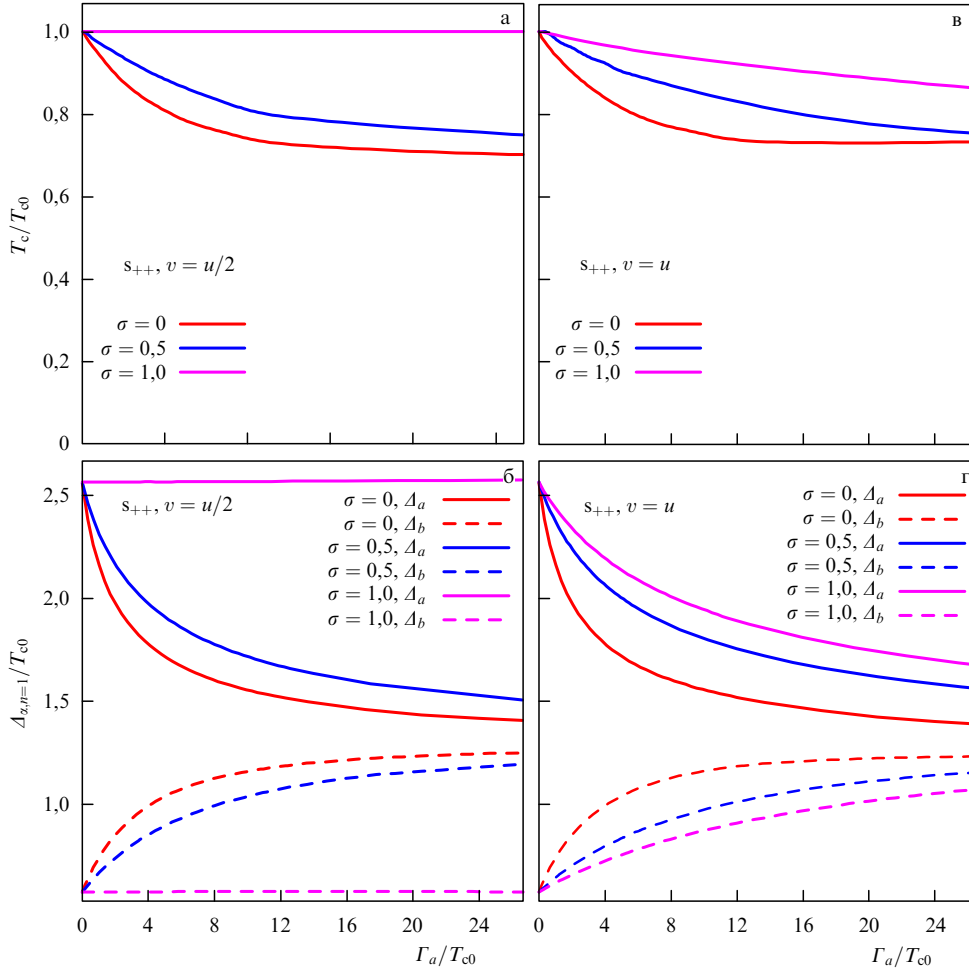


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Зависимость T_c (а, в) и параметра порядка $\Delta_{x,n=1}$ при $T = 0,016T_{c0}$ (б, г) от интенсивности рассеяния на примесях Γ_a для s_{++} -состояния при $v = u/2$ (рис. а и б) и $v = u$ (рис. в и г). При $v = u$ даже в унитарном пределе наблюдается подавление сверхпроводимости. Константы связи $(\lambda_{aa}, \lambda_{ab}, \lambda_{ba}, \lambda_{bb}) = (3, 0, 2, 0, 1, 0, 5)$, что даёт $T_{c0} = 43,1$ К.

примесного потенциала $v = u$ сверхпроводимость будет подавляться, как видно из рис. 5.

В случае s_{\pm} -сверхпроводника результаты для T_c как функции параметра Γ_a приведены на рис. 6. Как показывают результаты расчёта, поведение T_c качественно различно при разных знаках усреднённой по ферми-поверхности константы связи [126]

$$\langle \lambda \rangle \equiv (\lambda_{aa} + \lambda_{ab}) \frac{N_a}{N} + (\lambda_{ba} + \lambda_{bb}) \frac{N_b}{N}, \quad (55)$$

где $N = N_a + N_b$ — полная плотность состояний в нормальной фазе. Для наглядности были выбраны следующие константы связи: $(\lambda_{aa}, \lambda_{ab}, \lambda_{ba}, \lambda_{bb}) = (3, -0, 2, -0, 1, 0, 5)$ для $\langle \lambda \rangle > 0$ [133, 134], $(1, -2, -1, 1)$ для $\langle \lambda \rangle < 0$ и $(2, -2, -1, 1)$ для $\langle \lambda \rangle = 0$. Для первого набора в чистом случае критическая температура $T_{c0} = 30$ см⁻¹, для второго — $T_{c0} = 27,96$ см⁻¹ и для третьего — $T_{c0} = 31,47$ см⁻¹, что соответствует 43,1 К, 40,2 К и 45,2 К. Отметим, что самое сильное подавление T_c имеет место для исключительно межзонного потенциала, т.е. когда $\eta = 0$, в борновском пределе. В противоположном пределе наличия только внутризонного рассеяния с $u = 0$ ($\eta \rightarrow \infty$) пары не разрушаются, поскольку $\tilde{\Gamma}_{ab} \rightarrow 0$. Подобная ситуация имеет место в унитарном пределе. Если говорить о зависимости T_c от $\tilde{\Gamma}_{ab}$ (52), показанной на рис. 7, то все кривые с различ-

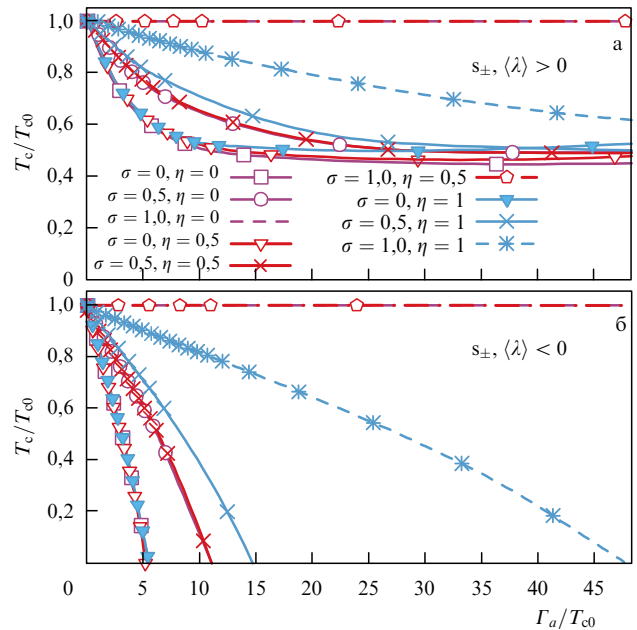


Рис. 6. Критическая температура для различных значений σ и η как функция интенсивности рассеяния на примесях Γ_a при различных знаках усреднённой константы связи $\langle \lambda \rangle$.

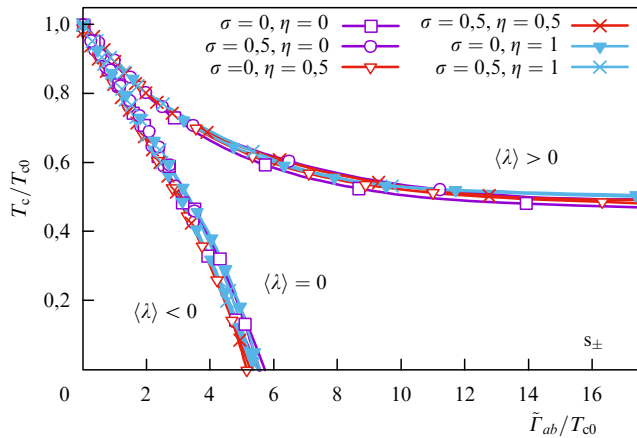


Рис. 7. (В цвете онлайн.) T_c для различных значений σ и η как функция эффективного параметра интенсивности межзонного рассеяния $\tilde{\Gamma}_{ab}$. Кривые для различных наборов σ и η накладываются друг на друга и формируют одну из трёх универсальных кривых, зависящих от знака $\langle \lambda \rangle$. Небольшие отклонения обусловлены численной погрешностью расчёта. Кривая для случая $\langle \lambda \rangle = 0$ проходит чуть выше кривой для $\langle \lambda \rangle < 0$ и практически с ней сливается.

ными σ и η совпадают с одной из универсальных кривых T_c , зависящих только от знака усреднённой по ферми-поверхности константы связи $\langle \lambda \rangle$. Из рисунка 7 хорошо видно, что в зависимости от знака $\langle \lambda \rangle$ получается два типа поведения сверхпроводника s_{\pm} -типа: 1) при $\langle \lambda \rangle < 0$ критическая температура обращается в нуль при конечной величине интенсивности рассеяния на примесях $\tilde{\Gamma}_{ab}^{\text{crit}}$; 2) при $\langle \lambda \rangle > 0$ критическая температура остаётся конечной при $\tilde{\Gamma}_{ab} \rightarrow \infty$. В граничном случае $\langle \lambda \rangle = 0$ мы нашли, что $\tilde{\Gamma}_{ab}^{\text{crit}} \rightarrow \infty$, но с экспоненциально малым T_c . Отсюда следует, что универсальное поведение T_c контролируется единственным параметром — $\langle \lambda \rangle$.

Поведение систем типа 1 согласуется с качественными аргументами, состоящими в том, что сверхпроводимость s_{\pm} -типа разрушается немагнитными межзонными примесями из-за "перемешивания" параметров порядка с разными знаками [145, 149], в то время как поведение систем типа 2 с $\langle \lambda \rangle > 0$ является неожиданным. Для того чтобы выяснить, что происходит в этом случае, был вычислен параметр порядка Δ_{zn} для первой мацубаровской частоты, $n = 1$, при $T = 0,016T_{c0}$. Результат для нулевого и конечного значений внутризонного потенциала v показан соответственно на рис. 8 и 9. Константы

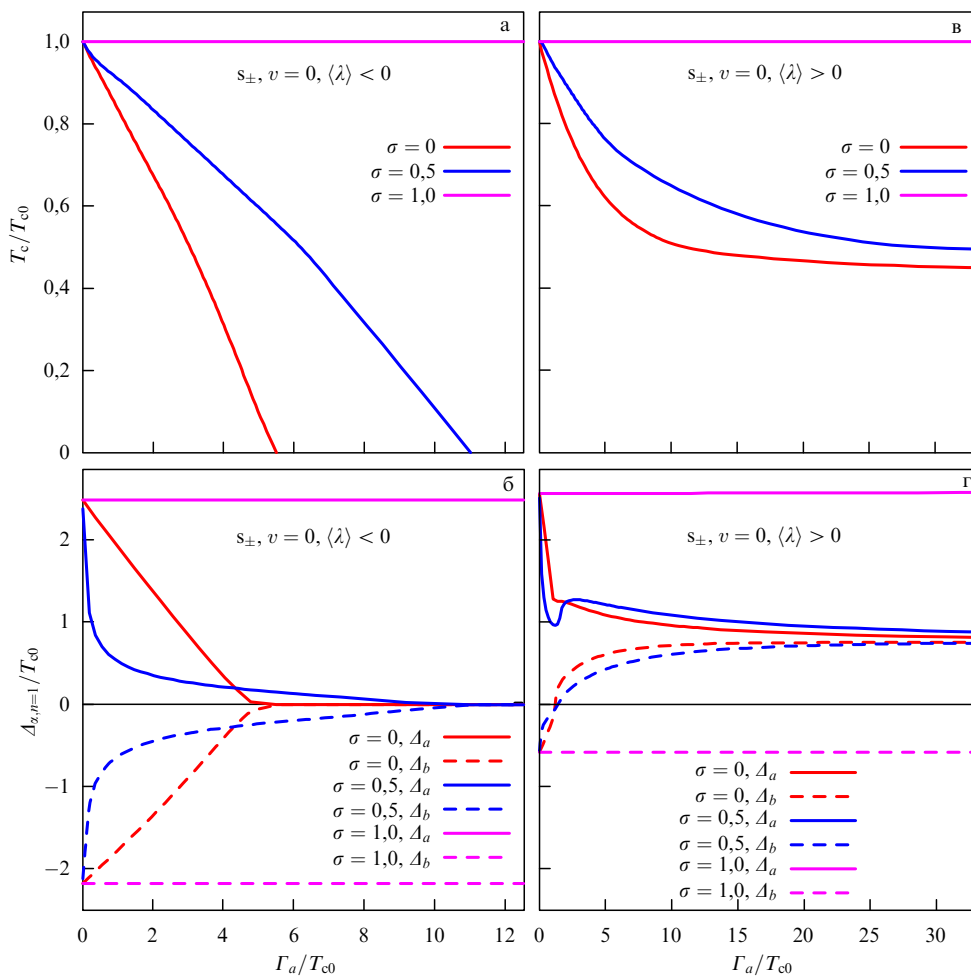


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Зависимость T_c (а, в) и параметра порядка $\Delta_{z,n=1}$ (б, г) от интенсивности рассеяния на примесях Γ_a для s_{\pm} -состояния при $v = 0$ с $\langle \lambda \rangle < 0$ (рис. а и б) и $\langle \lambda \rangle > 0$ (рис. в и г). При $\langle \lambda \rangle < 0$ щели в обеих зонах обращаются в нуль, что приводит к обнулению T_c . При $\langle \lambda \rangle > 0$ меньшая щель Δ_b переходит через нуль и становится одного знака с большей щелью Δ_a , т.е. система переходит в s_{++} -состояние. Унитарный предел во всех случаях является исключением с постоянными T_c и величинами щелей. Параметр порядка показан для мацубаровской частоты $\omega_n = \pi T(2n + 1)$ с $n = 1$ при $T = 0,016T_{c0}$.

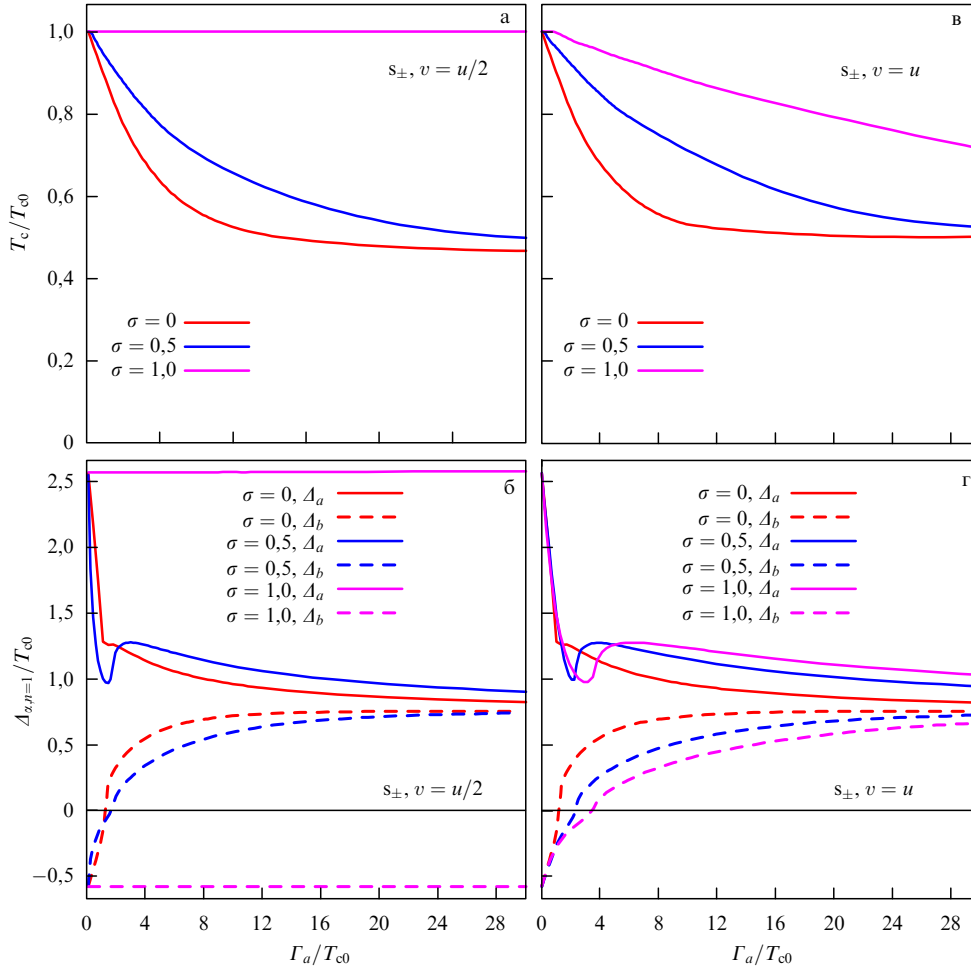


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Зависимость T_c (а, в) и параметра порядка $\Delta_{x,n=1}$ (б, г) от интенсивности рассеяния на примесях Γ_a для s_{\pm} -состояния с $\langle \lambda \rangle > 0$ при $v = u/2$ на рис. а и б и $v = u$ на рис. в и г. В обоих случаях наблюдается переход $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$. При $v = u$ даже в унитарном пределе сверхпроводимость подавляется.

связи $\lambda_{\alpha\beta}$ выбраны так, что $T_{c0} \approx 40$ К. Видно, что параметры порядка для обеих зон $\Delta_{a(b)n}$ стремятся к значению $\Delta_{\Gamma_{a(b)} \rightarrow \infty}$, а T_c быстро выходит на насыщение. Причём изначально отрицательный параметр порядка Δ_{bn} , соответствующий меньшей щели, увеличивается, в какой-то момент проходит через нуль и становится положительным. После этого, поскольку знаки параметров порядка в обеих зонах одинаковы, мы имеем состояние s_{++} -типа. В силу теоремы Андерсона оно не разрушается примесями, что и приводит к конечным значениям T_c при величинах Γ_a вплоть до $\Gamma_a \rightarrow \infty$. Таким образом, в системах типа 2 критическая температура остаётся конечной благодаря переходу $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$.

Переход наблюдается и в аналитически продолженной на действительные частоты функции параметра порядка $\text{Re } \Delta_x(\omega)$, показанной на рис. 10.

Так же как и в s_{++} -состоянии, в унитарном пределе беспорядок не влияет на критическую температуру и величины щелей, за исключением точки $\eta = 1$. В последнем случае наблюдается переход $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ (см. рис. 9), что опять делает эту точку в некотором роде исключительной [68].

Существует простое физическое объяснение такого перехода: с увеличением межзонного рассеяния на примесях параметры порядка на различных ферми-поверхностях "перемешиваются" вследствие процессов рассеяния и стремятся к одному и тому же значению. При этом

большая щель "подтягивает" к себе меньшую, которая, проходя через нуль, меняет знак. Подобный эффект описан в работах [145, 149, 152, 153] для двухзонного сверхпроводника s_{++} -типа и в работе [104], где обсуждалось исчезновение линий нулей щели на электронном кармане в расширенной симметрии s_{\pm} -типа. Найденный переход $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ даёт возможность объяснить намного более слабое наблюдаемое уменьшение критической температуры, чем следует из обычно применяемой формулы Абрикосова – Горькова. Качественно этот результат подтверждён согласием с результатами численного решения уравнений Боголюбова – де Жена [154, 155].

5. Магнитный беспорядок в многозонных сверхпроводниках

В этом разделе мы проанализируем, как магнитные примеси влияют на свойства двухзонных s_{\pm} - и s_{++} -моделей. Мы покажем, что существует несколько случаев, в которых температура перехода T_c выходит на насыщение и остаётся конечной, в отличие от значения T_c , предсказанного теорией Абрикосова – Горькова для однозонных сверхпроводников [127].

5.1. Уравнения Элиашберга в приближении T-матрицы

В случае магнитных примесей мы должны рассматривать матрицу функции Грина из уравнения (9) размер-

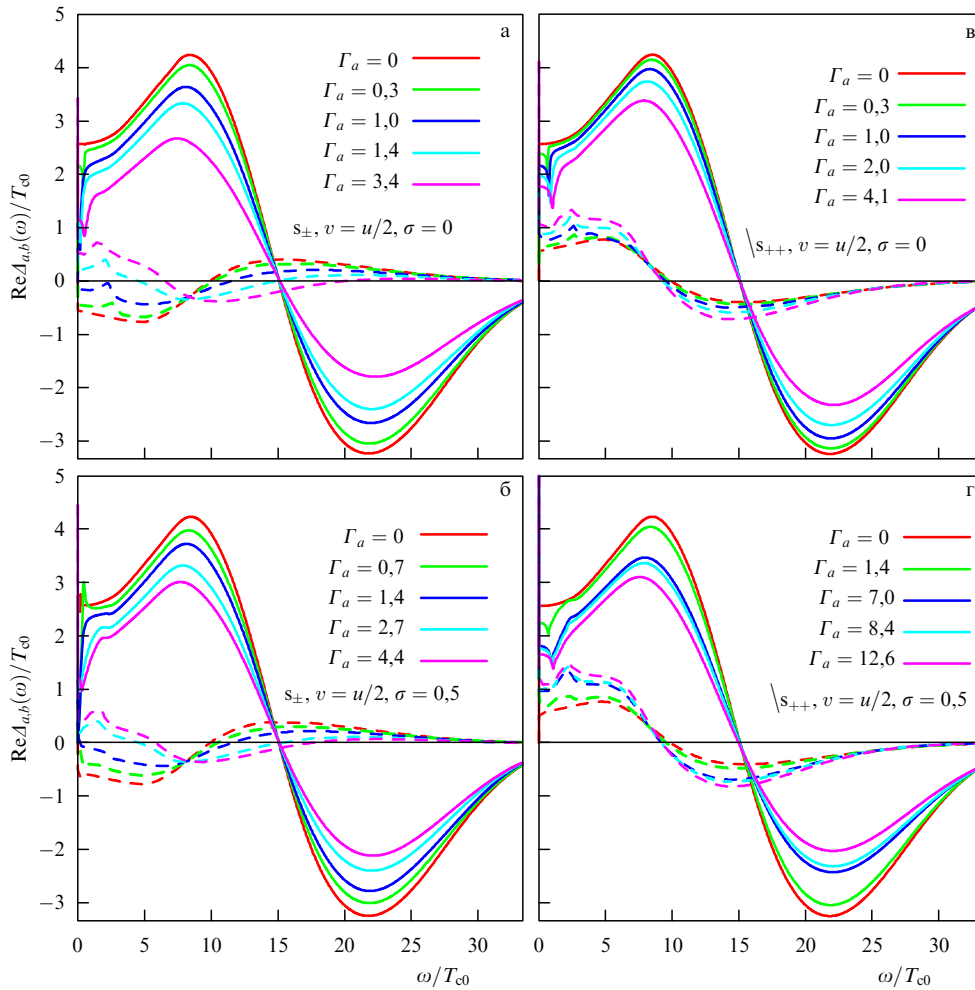


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Зависимость действительной части функции параметра порядка $\text{Re } \Delta_{\alpha}(\omega)$ от частоты при различных значениях Γ_a для сверхпроводников типа s_{\pm} (а, б) и s_{++} (в, г) при $v = u/2$. Значения Γ_a указаны в единицах T_{c0} . Сплошными (штриховыми) кривыми показан параметр порядка зоны $\alpha = a$ ($\alpha = b$). Борновский предел $\sigma = 0$ представлен на рис. а, в, промежуточный режим рассеяния на примесях при $\sigma = 0,5$ — на рис. б, г.

ностью 8×8 , что значительно усложняет задачу по сравнению с исследованием немагнитного беспорядка. Примесный потенциал для некоррелированных магнитных примесей можно записать как $\hat{U} = \mathbf{V} \otimes \hat{S}$, где

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} \hat{\sigma} \mathbf{S} & 0 \\ 0 & -(\hat{\sigma} \mathbf{S})^T \end{pmatrix} \quad (56)$$

является матрицей 4×4 , $(\dots)^T$ — операция транспонирования, $\mathbf{S} = (S_x, S_y, S_z)$ — вектор классического спина [156]. Вектор $\hat{\sigma}$ составлен из τ -матриц Паули: $\hat{\sigma} = (\hat{\tau}_1, \hat{\tau}_2, \hat{\tau}_3)$. Потенциал определяется как $(\mathbf{V})_{\alpha\beta} = \mathcal{V}_{\mathbf{R},=0}^{\alpha\beta}$. Для простоты внутрizonную и межzонную части потенциала положим равными \mathcal{I} и \mathcal{J} соответственно, так что $(\mathbf{V})_{\alpha\beta} = (\mathcal{I} - \mathcal{J}) \delta_{\alpha\beta} + \mathcal{J}$. Тогда \mathbf{V} принимает вид

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} \mathcal{I} & \mathcal{J} \\ \mathcal{J} & \mathcal{I} \end{pmatrix}. \quad (57)$$

Компоненты матрицы примесного потенциала \hat{U} в этом случае $\hat{U}_{aa,bb} = \mathcal{I}\hat{S}$ и $\hat{U}_{ab,ba} = \mathcal{J}\hat{S}$, а сама матрица выражается как

$$\hat{U} = \begin{pmatrix} \mathcal{I}\hat{S} & \mathcal{J}\hat{S} \\ \mathcal{J}\hat{S} & \mathcal{I}\hat{S} \end{pmatrix}. \quad (58)$$

Система уравнений T -матрицы (16) для aa - и ba -компонент собственной энергии в таких обозначениях принимает вид

$$\hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}} = n_{\text{imp}} \hat{U}_{aa} + \hat{U}_{aa} \hat{g}_a \hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}} + \hat{U}_{ab} \hat{g}_b \hat{\Sigma}_{ba}^{\text{imp}}, \quad (59)$$

$$\hat{\Sigma}_{ba}^{\text{imp}} = n_{\text{imp}} \hat{U}_{ba} + \hat{U}_{ba} \hat{g}_a \hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}} + \hat{U}_{bb} \hat{g}_b \hat{\Sigma}_{ba}^{\text{imp}}. \quad (60)$$

Решение этой системы в матричном виде:

$$\hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}} = n_{\text{imp}} (\hat{1} - \hat{U}_{aa} \hat{g}_a - \hat{U}_{ab} \hat{g}_b \hat{\zeta} \hat{U}_{ba} \hat{g}_a)^{-1} \times \\ \times (\hat{U}_{aa} + \hat{U}_{ab} \hat{g}_b \hat{\zeta} \hat{U}_{ba}), \quad (61)$$

$$\hat{\Sigma}_{ba}^{\text{imp}} = \hat{\zeta} \hat{U}_{ba} (n_{\text{imp}} + \hat{g}_a \hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}}), \quad (62)$$

где $\hat{\zeta} = (\hat{1} - \hat{U}_{bb} \hat{g}_b)^{-1}$. Перенормировки частоты и параметра порядка определяют следующие компоненты собственной энергии:

$$\Sigma_{0a}^{\text{imp}} = \frac{1}{4} \text{Tr} [\hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}} (\hat{\tau}_0 \otimes \hat{\sigma}_0)], \quad (63)$$

$$\Sigma_{2a}^{\text{imp}} = \frac{1}{4} \text{Tr} [\hat{\Sigma}_{aa}^{\text{imp}} (\hat{\tau}_2 \otimes \hat{\sigma}_2)]. \quad (64)$$

Уравнения для Σ_{0b}^{imp} и Σ_{2b}^{imp} получаются из приведённых выше выражений заменой индексов $a \leftrightarrow b$.

Мы предполагаем, что спины не поляризованы и $s^2 = \langle S^2 \rangle = S(S+1)$. Поскольку s входит во все уравнения вместе с компонентами примесного потенциала \mathcal{I} и \mathcal{J} (см. выражение (58) для \hat{U}), в дальнейшем, не ограничивая общности, мы положим $s = 1$, предполагая, что величины \mathcal{I} и \mathcal{J} перенормированы так, что включают в себя s .

Как показывает непосредственный расчёт, так же как и в разделе 4, выражения для Σ_{0z}^{imp} и Σ_{2z}^{imp} являются пропорциональными эффективной интенсивности рассеяния на примесях $\Gamma_{a,b}$ и содержат параметр обобщённого рассеяния на примесях σ , который помогает контролировать приближение для "силы" рассеяния на примеси. Последняя изменяется от значения в борновском пределе (слабое рассеяние, $\pi\mathcal{J}N_{a,b} \ll 1$) до значения в унитарном пределе (сильное рассеяние, $\pi\mathcal{J}N_{a,b} \gg 1$):

$$\Gamma_{a,b} = 2\pi n_{\text{imp}} \mathcal{J}^2 (1 - \sigma) N_{b,a} = \frac{2n_{\text{imp}}\sigma}{\pi N_{a,b}} \rightarrow \begin{cases} 2\pi\mathcal{J}^2 n_{\text{imp}} N_{b,a}, & \text{борновский предел,} \\ \frac{2n_{\text{imp}}}{\pi N_{a,b}}, & \text{унитарный предел,} \end{cases} \quad (65)$$

$$\sigma = \frac{\pi^2 \mathcal{J}^2 N_a N_b}{1 + \pi^2 \mathcal{J}^2 N_a N_b} \rightarrow \begin{cases} 0, & \text{борновский предел,} \\ 1, & \text{унитарный предел.} \end{cases} \quad (66)$$

Мы введём также параметр η , контролирующий отношение внутри- и межзонного потенциалов рассеяния: $\mathcal{I} = \eta\mathcal{J}$.

Выражения для $\Sigma_{0(2)a}^{\text{imp}}$ при произвольных температурах и значениях параметра η слишком сложны и неинформативны, и мы их здесь не приводим. Гораздо полезнее рассмотреть предельные случаи. Мы рассмотрим также примесный потенциал трёх специальных видов: однородный $\eta = 1$ ($\mathcal{I} = \mathcal{J}$), межзонный $\eta = 0$ ($\mathcal{I} = 0$, $\mathcal{J} \neq 0$) и внутризонный $\mathcal{J} = 0$, $\mathcal{I} \neq 0$ (формально $\eta = \infty$).

Борновский предел получаем при $\sigma = 0$. Уравнения Элиашберга (12), (13) при этом в явном виде записываются следующим образом:

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i\Sigma_{0a}(\omega_n) + \pi\mathcal{J}^2 n_{\text{imp}} \left(\eta^2 N_a \frac{\tilde{\omega}_{an}}{Q_{an}} + N_b \frac{\tilde{\omega}_{bn}}{Q_{bn}} \right), \quad (67)$$

$$\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) - \pi\mathcal{J}^2 n_{\text{imp}} \left(\eta^2 N_a \frac{\tilde{\phi}_{an}}{Q_{an}} + N_b \frac{\tilde{\phi}_{bn}}{Q_{bn}} \right). \quad (68)$$

Одним из существенных отличий этих выражений от аналогичных для немагнитных примесей (см. (44) и (45)) является наличие знака минус перед членом, отвечающим за рассеяние на примесях в формуле (68). Если имеется только межзонное рассеяние ($\eta = 0$), то отсюда следует замечательный результат:

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i\Sigma_{0a}(\omega_n) + \pi\mathcal{J}^2 n_{\text{imp}} N_b \frac{\tilde{\omega}_{bn}}{Q_{bn}}, \quad (69)$$

$$\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) - \pi\mathcal{J}^2 n_{\text{imp}} N_b \frac{\tilde{\phi}_{bn}}{Q_{bn}}. \quad (70)$$

Действительно, для параметра порядка s_{++} -типа $\text{sgn} \tilde{\phi}_{bn} = \text{sgn} \tilde{\phi}_{an}$ и приведённые выше уравнения соответствуют обобщению теории Абрикосова–Горькова для двухзонного случая, т.е. примеси должны подавлять сверхпроводимость. Но это, как мы увидим в дальней-

шем, не всегда верно из-за сложного характера уравнений, что при их самосогласованном решении может приводить к необычным результатам. С другой стороны, для s_{\pm} -состояния $\text{sgn} \tilde{\phi}_{bn} = -\text{sgn} \tilde{\phi}_{an}$, знак последнего слагаемого в формуле (70), отвечающего за рассеяние на примесях, меняется и ситуация становится такой же, как и в двухзонном сверхпроводнике с немагнитными примесями. То есть T_c не будет подавляться беспорядком, за исключением случая $\eta = 1$.

В случае однородного примесного потенциала $\eta = 1$ и $\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i\Sigma_{0a}(\omega_n) + \pi\mathcal{J}^2 n_{\text{imp}} (N_a \tilde{\omega}_{an}/Q_{an} + N_b \tilde{\omega}_{bn}/Q_{bn})$, а $\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) - \pi\mathcal{J}^2 n_{\text{imp}} (N_a \tilde{\phi}_{an}/Q_{an} + N_b \tilde{\phi}_{bn}/Q_{bn})$. Здесь вклад от зон a и b смешан, поэтому можно ожидать подавления T_c примесями [151].

В отсутствие межзонной компоненты ($\eta = \infty$) уравнения для различных зон расщепляются:

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i\Sigma_{0a}(\omega_n) + \pi\mathcal{I}^2 n_{\text{imp}} N_a \frac{\tilde{\omega}_{an}}{Q_{an}},$$

$$\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) - \pi\mathcal{I}^2 n_{\text{imp}} N_a \frac{\tilde{\phi}_{an}}{Q_{an}},$$

и мы имеем подавление сверхпроводимости в каждой из зон по теории Абрикосова–Горькова.

Примечательно, что в унитарном пределе уравнения для магнитных примесей получаются абсолютно такими же, как и уравнения для немагнитных примесей (46)–(49) в том же пределе. Соответственно, все выводы относительно подавления сверхпроводимости в случаях $\eta \neq 1$ и $\eta = 1$ остаются в силе.

Теперь запишем уравнения Элиашберга для примесного потенциала специального вида. При исключительно внутризонном потенциале примеси ($\mathcal{I} = 0$) слагаемые в уравнениях, соответствующие зонам a и b , оказываются разделёнными:

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i\Sigma_{0a}(\omega_n) + \frac{\Gamma_a}{2D} \left[\sigma \frac{\tilde{\omega}_{an}}{Q_a} + (1 - \sigma) \frac{\tilde{\omega}_{bn}}{Q_b} \right], \quad (71)$$

$$\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) + \frac{\Gamma_a}{2D} \left[\sigma \frac{\tilde{\phi}_{an}}{Q_a} - (1 - \sigma) \frac{\tilde{\phi}_{bn}}{Q_b} \right], \quad (72)$$

где

$$D = 1 - 2(1 - \sigma) \sigma \left(1 - \frac{\tilde{\omega}_{an}\tilde{\omega}_{bn} - \tilde{\phi}_{an}\tilde{\phi}_{bn}}{Q_a Q_b} \right).$$

Для рассеивающего только между различными зонами примесного потенциала ($\mathcal{J} = 0$) уравнения для различных зон расщепляются:

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i\Sigma_{0a}(\omega_n) + \Gamma_a \frac{N_a}{2D} \frac{\tilde{\omega}_{an}}{Q_a} [\sigma N_a + (1 - \sigma) N_b], \quad (73)$$

$$\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) + \Gamma_a \frac{N_a}{2D} \frac{\tilde{\phi}_{an}}{Q_a} [\sigma N_a - (1 - \sigma) N_b], \quad (74)$$

где

$$D = \sigma^2 N_a^2 + (1 - \sigma)^2 N_b^2 + 2\sigma(1 - \sigma) N_a N_b \frac{\tilde{\omega}_{an}^2 - \tilde{\phi}_{an}^2}{Q_a^2}.$$

5.2. Результаты численных расчётов

Нижеследующие результаты получены при самосогласованном решении уравнений для частоты и параметра

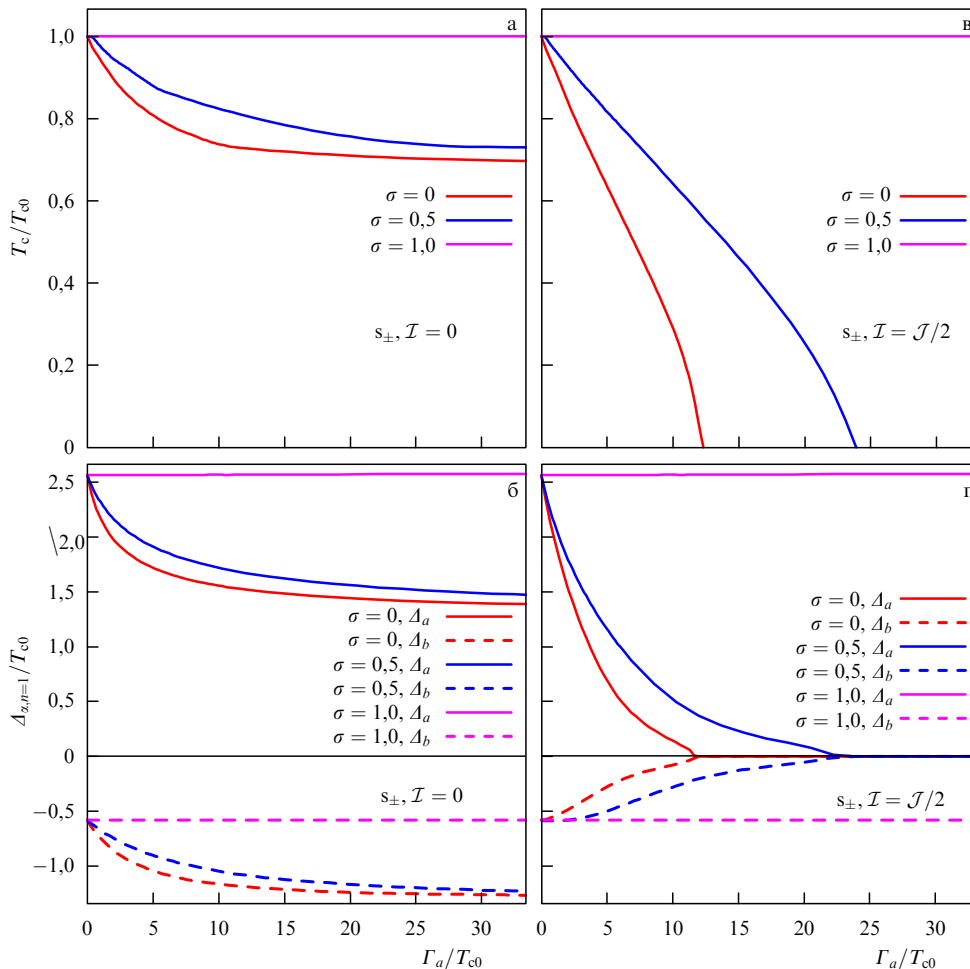


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Зависимость T_c (а, в) и мацубаровского параметра порядка $\Delta_{x,n=1}$ (б, г) от интенсивности рассеяния Γ_a для s_{\pm} -сверхпроводника с исключительно межзонным рассеянием, $\mathcal{I} = 0$, на рис. а и б и $\mathcal{I} = \mathcal{J}/2$ на рис. в и г.

порядка (12) и (13) с примесной собственной энергией из решения уравнений (59), (60) при произвольной температуре, меньшей T_c , и при T_c [127]. Далее для наглядности мы рассмотрим случай $N_b/N_a = 2$ и выберем константы связи $(\lambda_{aa}, \lambda_{ab}, \lambda_{ba}, \lambda_{bb}) = (3, -0, 2, -0, 1, 0, 5)$ для s_{\pm} -состояния с $\langle \lambda \rangle > 0$ [133, 134] и $(\lambda_{aa}, \lambda_{ab}, \lambda_{ba}, \lambda_{bb}) = (3, 0, 2, 0, 1, 0, 5)$ для s_{++} -состояния. Оба набора констант связи дают критическую температуру в чистом случае $T_{c0} = 30 \text{ см}^{-1}$, что соответствует 43,1 К.

На рисунках 11–13 показаны зависимости от Γ_a критической температуры T_c и параметра порядка Δ_{zn} для первой мацубаровской частоты $\omega_{n=1} = 3\pi T$ для различных значений параметра σ в случае сверхпроводников s_{\pm} - и s_{++} -типов. Действительная часть аналитически продолженной на действительные частоты Δ_{zn} — функции параметра порядка $\text{Re } \Delta_x(\omega)$ — показана на рис. 14.

Сначала мы обсудим s_{\pm} -состояние. T_c становится нечувствительной к примесям для исключительно межзонного рассеяния, $\mathcal{I} = 0$. Это частично подтверждает качественные аргументы, заключающиеся в том, что s_{\pm} -состояние с магнитными примесями ведёт себя как s_{++} -состояние с немагнитным беспорядком [145, 149], и согласуется с теоретическими расчётами в борновском пределе [157]. При изначально разных параметрах порядка, $|\Delta_a| \neq |\Delta_b|$, T_c уменьшается при малых Γ_a до тех пор, пока перенормированные параметры порядка не сравняются, и тогда T_c выходит на насыщение, по-

скольку реализуется аналог теоремы Андерсона. При конечном \mathcal{I} внутризонное рассеяние на магнитных примесях приводит к усреднению щелей вплоть до нуля и, следовательно, к подавлению T_c . С другой стороны, в унитарном пределе ($\sigma = 1$) при $T \rightarrow T_c$ имеем

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i\Sigma_{0a}(\omega_n) + \frac{\Gamma_a}{2} \text{sgn } \omega_n,$$

$$\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) + \frac{\Gamma_a}{2} \frac{\tilde{\phi}_{an}}{|\tilde{\omega}_{an}|}$$

для произвольного значения η , включая случай наличия только внутризонных примесей, $1/\eta = 0$. Уравнения такого вида совпадают с уравнениями для случая немагнитных примесей и, следовательно, по аналогии с теоремой Андерсона, здесь также нет вклада примесей в уравнения для T_c . Единственным исключением является специальный случай однородного потенциала примесей, $\eta = 1$, когда

$$\tilde{\omega}_{an} = \omega_n + i\Sigma_{0a}(\omega_n) + \frac{n_{\text{imp}}}{\pi(N_a + N_b)} \text{sgn } \omega_n,$$

$$\tilde{\phi}_{an} = \Sigma_{2a}(\omega_n) + \frac{n_{\text{imp}}}{\pi(N_a + N_b)^2} \left(N_a \frac{\tilde{\phi}_{an}}{|\tilde{\omega}_{an}|} + N_b \frac{\tilde{\phi}_{bn}}{|\tilde{\omega}_{bn}|} \right).$$

Параметры порядка обеих зон в уравнении для $\tilde{\phi}_{an}$ перемешаны, и, следовательно, они стремятся к нулю

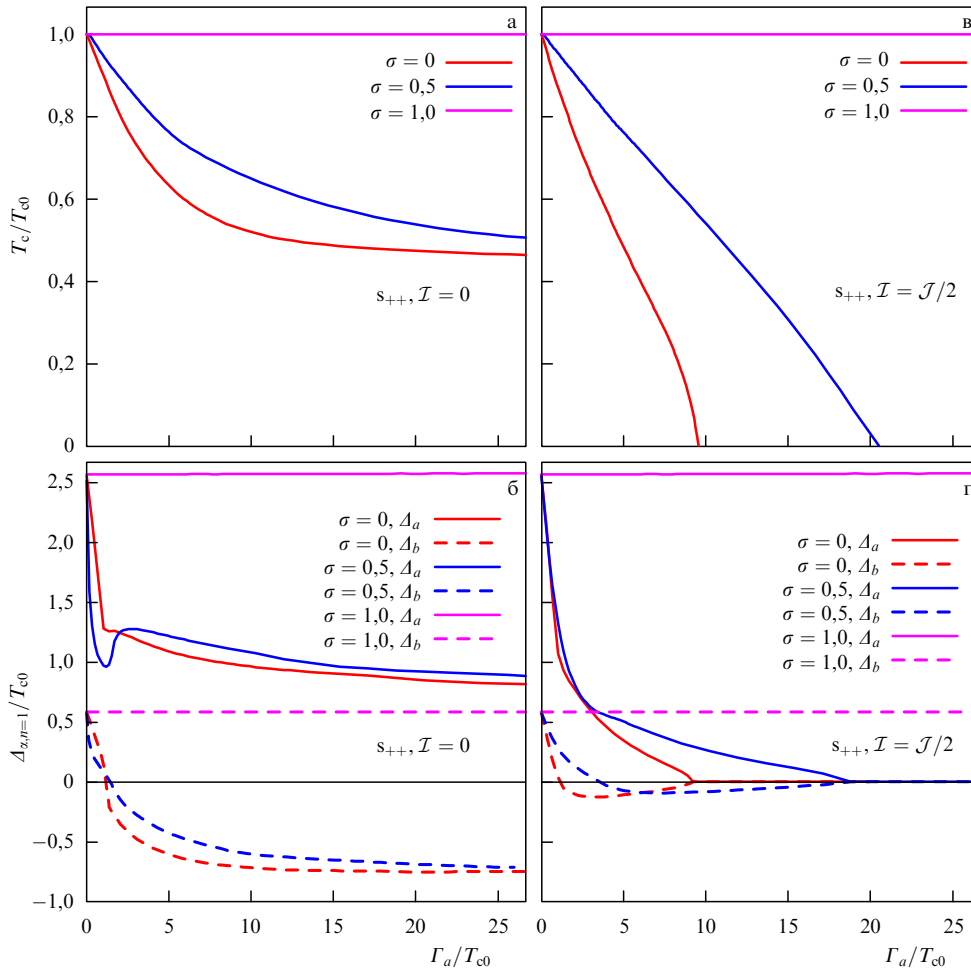


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Зависимость T_c (а, в) и мацубаровского параметра порядка $\Delta_{n,n=1}$ (б, г) от интенсивности рассеяния Γ_a для s_{++} -сверхпроводника с исключительно межзонным рассеянием $\mathcal{I} = 0$ на рис. а и б и с $\mathcal{I} = \mathcal{J}/2$ на рис. в и г.

при увеличении беспорядка. Это утверждение справедливо также при условиях, далёких от унитарного предела (см. рис. 13). Отсюда следует вывод о том, что однородный потенциал с $\mathcal{I} = \mathcal{J}$ представляет собой исключительный случай, при котором возникает самое сильное подавление T_c .

В общем случае многозонное s_{++} -состояние всегда должно разрушаться парамагнитным беспорядком, поскольку магнитное рассеяние между зонами с параметрами порядка одинакового знака эквивалентно рассеянию с разрушением сверхпроводящих пар в одной изотропной (квазиизотропной) зоне. Тем более удивительно, что мы обнаружили режим, в котором T_c выходит на насыщение при увеличении магнитного беспорядка, именно после изначального падения (аналогичного имеющему место в теории Абрикосова–Горькова) (рис. 12б). Выход T_c на насыщение происходит только в случае исключительно межзонного рассеяния, а присутствие внутризонного магнитного рассеяния в конце концов подавляет T_c вплоть до нуля. Но, в зависимости от "силы" рассеяния σ , уменьшение T_c может быть достаточно слабым по сравнению с предсказываемым теорией Абрикосова–Горькова.

Чтобы выяснить причину выхода T_c на насыщение, мы проанализировали зависимость параметров порядка от интенсивности рассеяния Γ_a (см. рис. 12). Для s_{++} -состояния при превышении определённого значения

интенсивности рассеяния меньший параметр порядка Δ_b становится отрицательным. То, что мы видим, — это переход $s_{++} \rightarrow s_{\pm}$. Как только система становится эффективно s_{\pm} -системой, влияние рассеяния на магнитных примесях из уравнения для T_c исчезает, подобно тому как это происходит согласно теореме Андерсона, и T_c становится постоянной. Перед выходом на насыщение имеет место изначальное падение, аналогичное получаемому из теории Абрикосова–Горькова. Упомянутый переход также виден в частотной зависимости параметра порядка на действительных частотах (см. рис. 14).

Как и в случае перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ для немагнитных примесей, здесь существует простая физическая интерпретация перехода $s_{++} \rightarrow s_{\pm}$. А именно, при увеличении межзонного магнитного беспорядка параметры порядка на различных ферми-поверхностях стремятся к одному и тому же значению, и если один из них был больше другого, то он пересекает нуль и меняет знак. Подобный эффект упоминался ранее в работах [145, 149, 152] по борновскому пределу для двухзонных систем с параметром порядка s_{++} -типа.

Отметим, что здесь мы не рассматриваем симметрию с нарушением инвариантности относительно обращения времени — состояние $s_{\pm} + is_{++}$. Такая симметрия могла бы реализоваться при температурах $T \lesssim T_c$ в случае нарушения трансляционной симметрии [158].

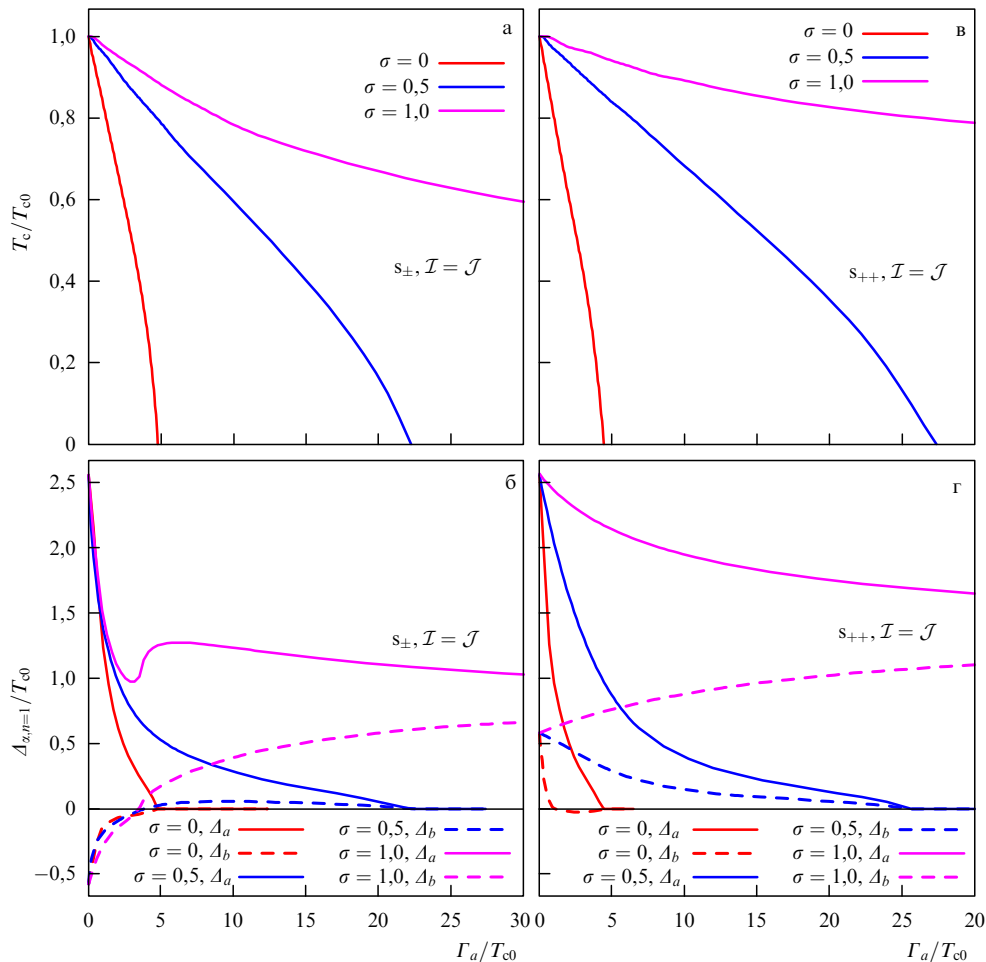


Рис. 13. (В цвете онлайн.) То же, что и на рис. 11 и 12, но для специального случая $I = J$.

6. Подавление температуры сверхпроводящего перехода беспорядком в соединениях железа: экспериментальная ситуация

В настоящее время экспериментов по исследованию влияния примесей на сверхпроводящее состояние никтидов и халькогенидов железа проведено не так уж много. При этом точно определить, является ли примесь немагнитной или магнитной, достаточно сложно из-за возможного индуцированного магнитного момента немагнитными ионами или облучаемыми частицами, например нейтронами [106]. Другие возникающие осложнения в интерпретации результатов включают в себя изменение кристаллической структуры при замене одного иона другим и возможное эффективное допирование, которое также будет влиять на температуру перехода в сверхпроводящее состояние. Поэтому далее мы опишем влияние различных видов беспорядка на критическую температуру T_c , не вдаваясь глубоко в обсуждение природы беспорядка.

Систематизируем данные следующим образом: сначала обсудим ряд работ по введению примеси с помощью замещения одного иона другим, а затем проведем краткий обзор экспериментов по облучению различными частицами.

При химическом замещении железа медью или никелем в системе 122, $\text{Ba}_{0,6}\text{K}_{0,4}(\text{Fe}_{1-x}\text{M}_x)_2\text{As}_2$, где $M = \text{Cu}$

или Ni , наблюдалось полное подавление T_c при $x \approx 0,1$ со скоростями $-3,5$ К на 1% Cu и $-2,9$ К на 1% Ni [159]. При химическом замещении в системе $\text{Ba}_{0,5}\text{K}_{0,5}(\text{Fe}_{1-x}\text{M}_x)_2\text{As}_2$ железа цинком ($M = \text{Zn}$) влияние на T_c практически отсутствует, а при замене марганцем ($M = \text{Mn}$) T_c подавляется полностью при $x \approx 0,08$ [107].

Другое исследование системы $\text{Ba}_{0,5}\text{K}_{0,5}\text{Fe}_{2-2x}\text{M}_{2x}\text{As}_2$ с $M = \text{Fe}, \text{Mn}, \text{Ru}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}, \text{Zn}$ показало, что все варианты химического замещения приводят к полному подавлению T_c , за исключением случая $M = \text{Ru}$, в котором T_c изменяется очень слабо [116]. Скорости подавления в случаях $\text{Mn}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}$ и Zn равны 6,98, 1,73, 2,21, 2,68, и 2,22 К на 1% замещения Fe этими атомами соответственно. Различие в подавлении T_c цинком в работах [107, 116] объясняется, во-первых, технологическими сложностями допирования цинком при атмосферном давлении и, во-вторых, тем, что, возможно, в работе [107] концентрация цинка не превышала 2% в поликристаллических образцах. Последовательное изучение влияния цинка на сверхпроводимость в $\text{LaFe}_{1-y}\text{Zn}_y\text{AsO}_{1-x}\text{F}_x$ выявило зависимость этого влияния от x : T_c немного увеличивается в недодопированных образцах ($x = 0,05$), практически не изменяется в оптимально допированных ($x = 0,1$) и быстро подавляется в передопированных ($x = 0,15$) [108]. В системе $\text{BaFe}_{1,89-2x}\text{Zn}_{2x}\text{Co}_{0,11}\text{As}_2$ цинк подавляет T_c со скоростью 3,63 К на 1% Zn [160], что значительно слабее,

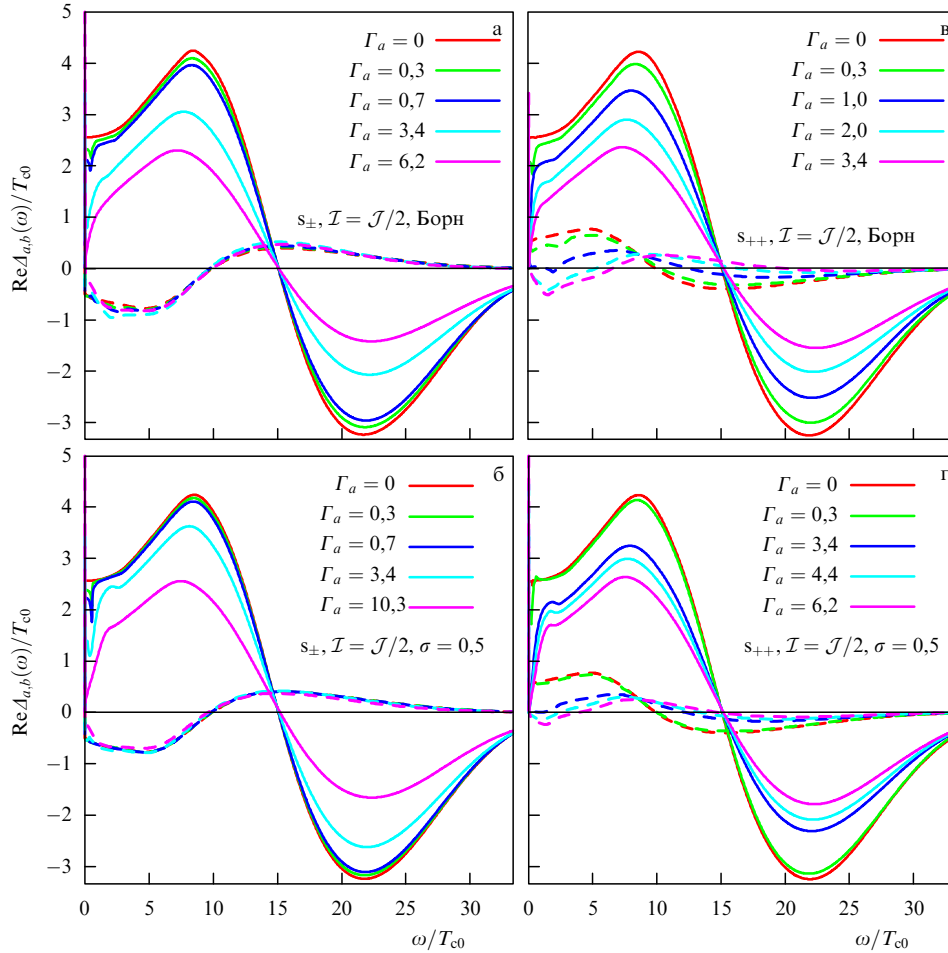


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Частотная зависимость параметра порядка $\text{Re } \Delta_\alpha(\omega)$ при различных значениях Γ_a для сверхпроводников типа s_\pm (а, б) и s_{++} (в, г) при $\mathcal{I} = \mathcal{J}/2$. Значения Γ_a указаны в единицах T_{c0} . Сплошными (штриховыми) кривыми показан параметр порядка зоны $\alpha = a$ ($\alpha = b$). Борновский предел $\sigma = 0$ представлен на рис. а, в, промежуточный режим рассеяния на примесях $\sigma = 0,5$ — на рис. б, г.

чем ожидается согласно теории Абрикосова – Горькова. Химическое замещение в системе $\text{LaFe}_{1-x}\text{M}_x\text{PO}_{0,95}\text{F}_{0,05}$ приводит к подавлению T_c со скоростями $-2,2$ К на 1% $M = \text{Co}$ и $-9,3$ К на 1% $M = \text{Mn}$ [161]. В соответствии с измерениями магнетосопротивления авторы работы [161] утверждают, что кобальт (марганец) является немагнитной (магнитной) примесью. В системе $\text{K}_{0,8}\text{Fe}_{2-y-x}\text{M}_x\text{Se}_2$ при $M = \text{Cr}, \text{Co}$ и Zn наблюдается быстрое подавление T_c , которое отсутствует при $M = \text{Mn}$ [114]. При этом авторы [114] на основе измерения электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) утверждают, что введение Cr, Co и Zn приводит к возникновению больших локальных магнитных моментов, в отличие от введения Mn . Замещение железа в $\text{Fe}_{1-y}\text{M}_y\text{Te}_{0,65}\text{Se}_{0,35}$ ($M = \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}$) приводит к следующим скоростям подавления T_c : 5,8, 2,6 и 1,3 К на 1% Cu, Ni и Co соответственно [162]. Сильное подавление T_c , со скоростью 9 К на 1% Zn [163], наблюдалось в системе $\text{LaFe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{AsO}_{0,85}$. Изовалентное замещение калия натрием в $\text{K}_{1-x}\text{Na}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ приводит к убыванию T_c от 3,5 К при $x = 0$ до 2,8 К при $x = 0,07$ [111]. При изовалентном допировании рутением соединений $\text{NdFe}_{1-y}\text{Ru}_y\text{AsO}_{0,89}\text{F}_{0,11}$ [164] и $\text{LaFe}_{1-y}\text{Ru}_y\text{AsO}_{0,89}\text{F}_{0,11}$ [163] T_c подавляется значительно медленнее, чем при замещении железа кобальтом в $\text{NdFe}_{1-y}\text{Co}_y\text{AsO}_{0,89}\text{F}_{0,11}$ и чем ожидается согласно теории Абрикосова – Горькова. В $\text{SmFe}_{1-x}\text{Ru}_x\text{AsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ изовалентное замещение железа рутением приводит к

быстрому (медленному) подавлению T_c при $x < 0,5$ ($x > 0,5$) [110]. Такое изменение поведения T_c авторы работы [110] связывают с изменением роли рутения — сначала он играет роль немагнитной примеси, а затем при $x > 0,5$ восстанавливается металлическое поведение вследствие более высокой концентрации рутения и его большего вклада в зонную структуру.

В системе $\text{K}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ допирование кобальтом приводит к такому же быстрому подавлению T_c , как и в купратах $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{O}_{6,93}$ и $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x\text{O}_4$, и при $x \approx 0,4$ сверхпроводимость исчезает [166]. Аналогия с купратами здесь, возможно, возникает из-за наличия в них и в KFe_2As_2 линий нулей параметра порядка [167].

Существуют и необычные ситуации, например, в $\text{LaO}_{0,9}\text{F}_{0,1}\text{FeAs}_{1-\delta}$, где беспорядок по мышьяку с $\delta \approx 0,06$ приводит не к понижению, а к небольшому повышению T_c [115].

Перейдём теперь к экспериментам по облучению различными частицами. Здесь ситуации оказываются менее разнообразными, чем при химическом замещении одного иона другим. А именно, наблюдается подавление T_c , хотя и значительно более слабое, чем ожидается согласно формуле Абрикосова – Горькова. Это справедливо при облучении потоком нейтронов соединения $\text{LaFeAsO}_{0,9}\text{F}_{0,1}$ [106], потоком протонов соединений $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ ($x = 0,045, 0,075, 0,113$) [109] и

$\text{Ba}(\text{Fe}_{0,9}\text{Co}_{0,1})_2\text{As}_2$ [117], облучении потоком электронов $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($x = 0,19, 0,26, 0,32, 0,34$) [120] и $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ru}_x)_2\text{As}_2$ ($x = 0,24$) [112], потоком альфа-частиц $\text{NdFeAsO}_{0,7}\text{F}_{0,3}$ [113], потоком тяжёлых ионов $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{M}_x)_2\text{As}_2$ ($M = \text{Co}, \text{Ni}$) [121] и $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ [122]. В последнем случае особняком стоит оптимально допированное соединение $\text{Ba}_{0,6}\text{K}_{0,4}\text{Fe}_2\text{As}_2$, в котором влияния на T_c обнаружено не было [123].

Отдельно можно отметить работы по облучению потоком электронов соединений $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ [105] и $\text{SrFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ [119], в которых, видимо, с увеличением беспорядка наблюдается исчезновение "случайных" нулей в нодальном s_{\pm} -состоянии, предсказанное ранее теоретически в работе [104]. Однако при облучении $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ потоком протонов подобного не наблюдается [118].

Резюмируя, можно сказать, что в большинстве случаев имеет место подавление сверхпроводимости беспорядком. При этом скорость уменьшения T_c значительно ниже ожидаемой согласно формуле Абрикосова–Горькова.

7. Динамические свойства сверхпроводников с примесями

Одним из важных свойств обсуждаемых переходов $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ и $s_{++} \rightarrow s_{\pm}$, имеющим непосредственное отношение к экспериментам на соединениях железа, является бесщелевая сверхпроводимость. А именно, поскольку один из параметров порядка меняет знак, он неизбежно проходит через нуль, что и соответствует бесщелевой сверхпроводимости. Следовательно, переход должен проявиться в различных динамических свойствах сверхпроводящего состояния. Это, во-первых, плотность состояний (17), которую можно измерять в туннельных экспериментах и ARPES, во-вторых, температурная зависимость лондоновской глубины проникновения λ_L (19) и, в-третьих, частотная зависимость оптической проводимости $\sigma(\omega)$ (20). Более тонким эффектом является влияние рассеяния на примесях на динамическую спиновую восприимчивость и, соответственно, на величину $1/T_1 T$ — скорость спин-решёточной релаксации $1/T_1$ в ЯМР, нормированную на температуру T . В разделах 7.1–7.4 мы детально обсудим эти вопросы. Константы связи выберем такими же, как и в разделе 5.2.

7.1. Плотность состояний и глубина проникновения

Сначала обсудим вызванный немагнитными примесями переход из s_{\pm} -состояния в s_{++} -состояние. На рисунке 15а для систем с $\langle \lambda \rangle > 0$ показана полная плотность состояний $N(\omega)$, вычисленная по формуле (17). С увеличением интенсивности рассеяния на примесях малая щель закрывается, приводя к конечному значению остаточной плотности состояний $N(\omega = 0)$, а затем снова открывается. Такое поведение щели находит отражение в температурной зависимости лондоновской глубины проникновения (19), показанной на рис. 15б. Здесь и далее мы приводим результаты, соответствующим образом нормированные на плазменную частоту ω_{px} . Видно, что $1/\lambda_L^2$ в чистом пределе имеет активационную температурную зависимость, определяемую меньшей щелью, затем переходит к зависимости типа T^2 в бесщелевом режиме и наконец показывает новый активационный режим в s_{++} -состоянии. Иными словами, при $\Gamma_a = 0$ мы имеем

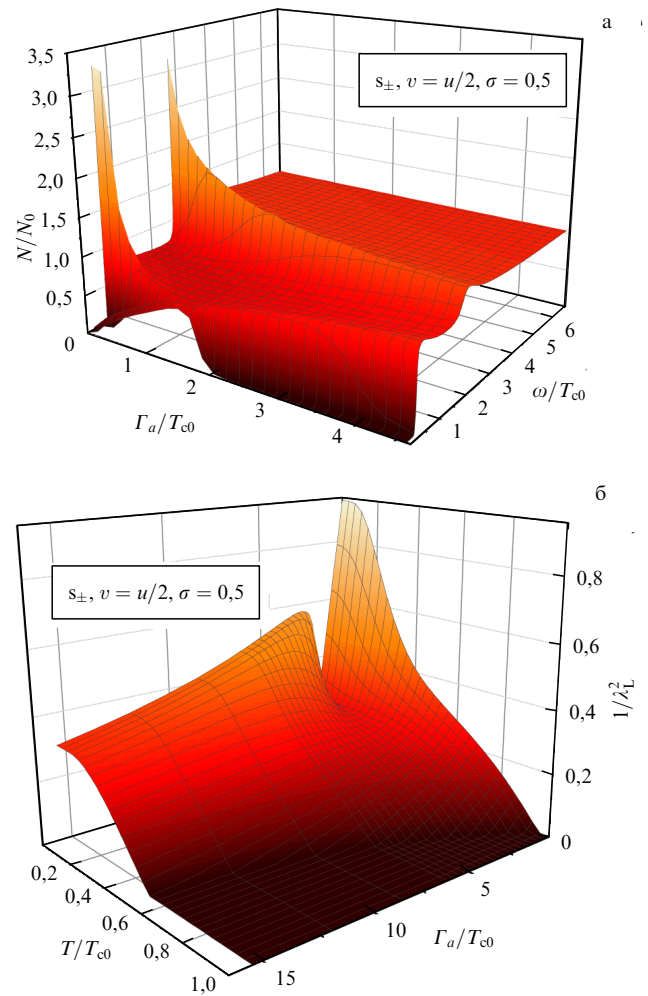


Рис. 15. (а) Плотность состояний $N(\omega)$, нормированная на плотность состояний в нормальной фазе N_0 , как функция частоты ω и интенсивности рассеяния на немагнитных примесях Γ_a в s_{\pm} -сверхпроводнике при $\langle \lambda \rangle > 0$, $\sigma = 0,5$, $\eta = 0,5$. $N = N_a + N_b$. (б) Величина $1/\lambda_L^2$, нормированная на полную плазменную частоту, как функция Γ_a и температуры T .

типичную двухщелевую зависимость [168]. При больших значениях интенсивности рассеяния, когда обе щели практически одинаковы, зависимость глубины проникновения от температуры становится такой же, как у однощелевого сверхпроводника.

Плотность состояний $N(\omega)$ и обратный квадрат глубины проникновения $1/\lambda_L^2$ в случае магнитных примесей при $\mathcal{I} = \mathcal{J}/2$ и $\sigma = 0,5$ показаны на рис. 16 для сверхпроводников s_{\pm} - и s_{++} -типа. В первом случае наблюдается ожидаемое поведение с постепенно уменьшающимися щелями. Бесщелевая сверхпроводимость с конечной остаточной $N(\omega = 0)$ возникает при $\Gamma_a > 10T_{c0}$, когда величина $\text{Re } \Delta_x(\omega = 0)$ становится равной нулю, что видно из рис. 14б. Что касается s_{++} -состояния, то при увеличении интенсивности примесного рассеяния Γ_a меньшая щель обращается в нуль, приводя к конечной остаточной плотности состояний $N(\omega = 0)$. Затем щель снова открывается и $\Delta_{bn} \neq 0$ до тех пор, пока T_c не достигает нуля при $\Gamma_a \sim 20T_{c0}$. Но при этом сверхпроводимость остаётся бесщелевой с конечным значением $N(0)$, поскольку $\text{Re } \Delta_x(\omega = 0) \rightarrow 0$ (рис. 14г). Глубина проникновения в чистом пределе демонстрирует актива-

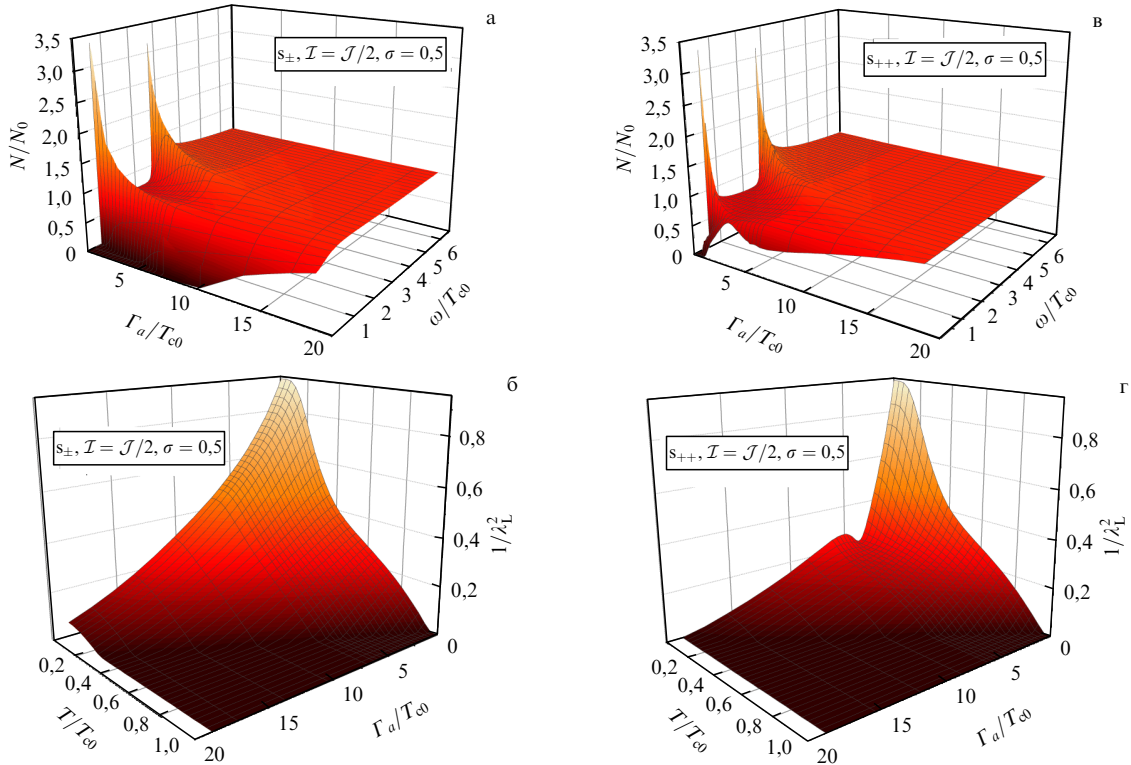


Рис. 16. (а, в) Плотность состояний $N(\omega)$, нормированная на плотность состояний в нормальной фазе N_0 , как функция частоты ω и параметра интенсивности рассеяния на магнитных примесях Γ_a . (б, г) Зависимость величины $1/\lambda_L^2$, нормированной на полную плазменную частоту, от Γ_a и температуры T для сверхпроводников типа s_{\pm} (рис. а и б) и s_{++} (рис. в и г) с $I = J/2, \sigma = 0,5$. Отметим наличие перехода из s_{++} -состояния в s_{\pm} -состояние при $\Gamma_a \sim 4T_{c0}$ и бесщелевую область, возникающую сразу после перехода.

ционное поведение, определяемое меньшей щелью. В случае сверхпроводника s_{++} -типа глубина проникновения становится пропорциональной T^2 в бесщелевом режиме, что приводит к существенному провалу в её зависимости при значениях Γ_a , близких к величине $\Gamma_a \sim 4T_{c0}$ (рис. 16г), а затем глубина проникновения демонстрирует активационный тип поведения в s_{\pm} -состоянии после перехода.

7.2. Фотоэмиссионная спектроскопия

Наличие бесщелевой сверхпроводимости, несомненно, будет проявляться в спектрах ARPES. Измеряемая полная интенсивность фотоэмиссионного тока $I(\mathbf{k}, \omega)$ в приближении внезапного соударения выражается как

$$I(\mathbf{k}, \omega) = \sum_{\alpha} |M_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega)|^2 f(\omega) A_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega), \tag{75}$$

где $M(\mathbf{k}, \omega)$ — матричный элемент одноэлектронного дипольного взаимодействия, зависящий от начального и конечного состояний электрона, энергии фотона и его поляризации, $f(\omega)$ — функция распределения Ферми–Дирака, $A_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega)$ — спектральная функция. Последняя может быть выражена через аналитически продолженную на действительные частоты функцию Грина (6) как

$$A_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega) = -\frac{1}{2\pi} \text{Tr}(\text{Im} \hat{G}^{\alpha\alpha}(\mathbf{k}, \omega) \hat{\tau}_0) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{\tilde{\omega}_{\alpha}(\omega)}{\tilde{\omega}_{\alpha}^2(\omega) - \xi_{\mathbf{k}\alpha}^2 - \tilde{\phi}_{\alpha}^2(\omega)}. \tag{76}$$

Отметим, что здесь стоит "голая" дисперсия $\xi_{\mathbf{k}\alpha}$, поскольку в нашем приближении собственно-энергетиче-

ская часть не зависит от импульса и не вносит соответствующих перенормировок ни в дисперсию, ни в сдвиг химического потенциала.

В приближении слабой связи вклад электрон-бозонного взаимодействия в собственно-энергетическую часть $\Sigma_{0\alpha}(\mathbf{k}, \omega)$ исчезает [169]. Следовательно, в модели с изотропной собственно-энергетической частью имеем $\Sigma_{0\alpha}(\omega) \rightarrow 0$ и $\Sigma_{2\alpha}(\omega) \rightarrow A_{\alpha}(\omega)$. Тогда спектральная функция принимает следующий вид [169]:

$$A_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{\omega}{D_{\alpha}} \left(1 + i \sum_{\beta} \frac{\Gamma_{\alpha\beta}}{\sqrt{\omega^2 - \Delta_{\beta}^2(\omega)}} \right), \tag{77}$$

где

$$D_{\alpha} = \xi_{\mathbf{k}\alpha}^2 + (A_{\alpha}^2(\omega) - \omega^2) \left(1 + i \sum_{\beta} \frac{\Gamma_{\alpha\beta}}{\sqrt{\omega^2 - \Delta_{\beta}^2(\omega)}} \right)^2. \tag{78}$$

Пусть для определённости меньшей щелью является A_b . Далее следует различать два режима сверхпроводимости: с конечной полной щелью и бесщелевой. В первом случае $A_{\alpha}(\mathbf{k}, \omega)$ равна нулю при энергиях ниже A_{α} . Однако в бесщелевом режиме при $A_b \rightarrow 0$ спектральная функция этой зоны будет вести себя так же, как и в нормальном состоянии:

$$A_b(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{\omega(1 + i \sum_{\beta} \Gamma_{b\beta}/|\omega|)}{\xi_{\mathbf{k}b}^2 - \omega^2(1 + i \sum_{\beta} \Gamma_{b\beta}/|\omega|)^2}. \tag{79}$$

Фермиевская спектральная функция $A_b(\mathbf{k}, \omega)$ для зоны b , рассчитанная по уравнению (76), показана на рис. 17.

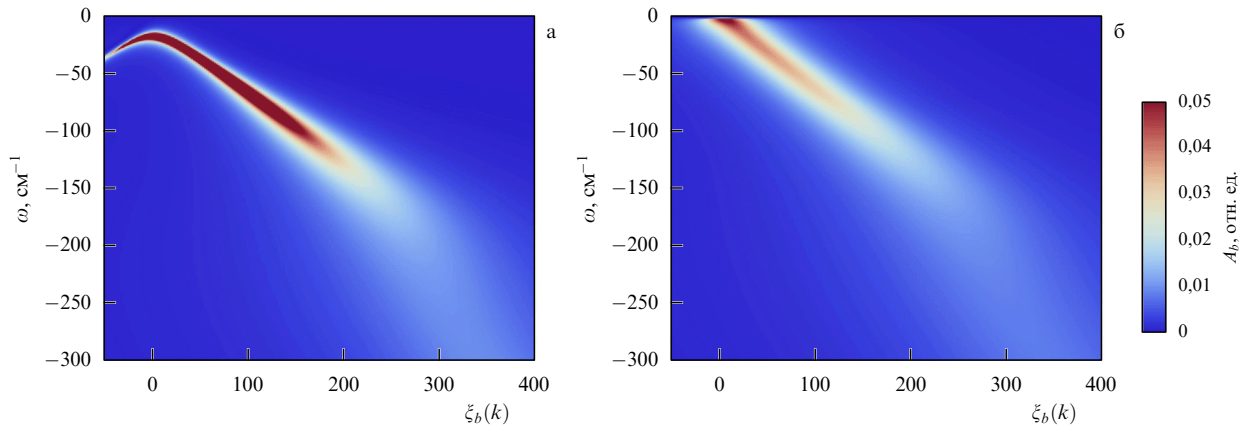


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Спектральная функция $A_b(\mathbf{k}, \omega)$ зоны b с малой щелью в чистом пределе (а) и бесщелевом режиме (б) при конечной величине параметра интенсивности рассеяния на немагнитных примесях $\Gamma_a = 1,33T_{c0}$.

Для определённости приведены результаты расчёта для $|\Delta_b| < |\Delta_a|$ в случае рассеяния на немагнитных примесях при $\eta = 0,5$ и $\sigma = 0,5$, хотя данная картина сохранится и при рассеянии на магнитных примесях. В чистом случае (рис. 17а) поведение $A_b(\mathbf{k}, \omega)$ при малых ω и ξ_{kb} связано с присутствием сверхпроводящей щели в спектре состояний. С другой стороны, при переходе между s_{\pm} - и s_{++} -состояниями под влиянием беспорядка $A_b(\mathbf{k}, \omega)$ будет демонстрировать отсутствие щели (рис. 17б). При дальнейшем увеличении интенсивности рассеяния Γ_a , когда уже произошёл переход, щель в спектре состояний в зоне

b возникнет снова. Следовательно, ARPES-измерения в сверхпроводящей фазе при различных концентрациях примесей могут помочь обнаружить переход, вызванный беспорядком.

7.3. Оптическая проводимость

Продemonстрируем на примере рассеяния на немагнитных примесях, как меняется поведение оптической проводимости при увеличении интенсивности этого рассеяния, в особенности при переходе из s_{\pm} -состояния в s_{++} -состояние. На рисунке 18 показана оптическая проводи-

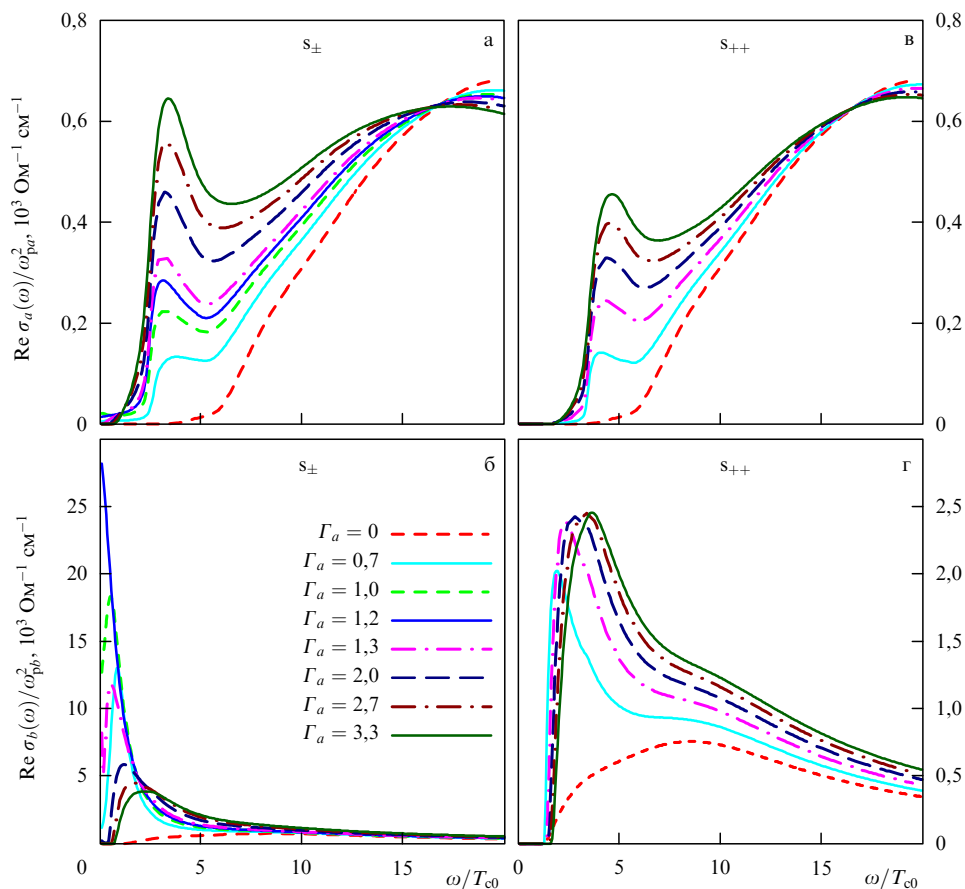


Рис. 18. (В цвете онлайн.) Частотная зависимость действительной части оптической проводимости $\text{Re } \sigma_x(\omega)$ зон $\alpha = a$ (а, в) и $\alpha = b$ (б, г) для сверхпроводников типа s_{\pm} на рис. а, б и s_{++} на рис. в, г при различных значениях интенсивности рассеяния на немагнитных примесях Γ_a (в единицах T_{c0}). Температура $T = 0,03T_{c0}$, $\sigma = 0,5$, $\eta = 0,5$.

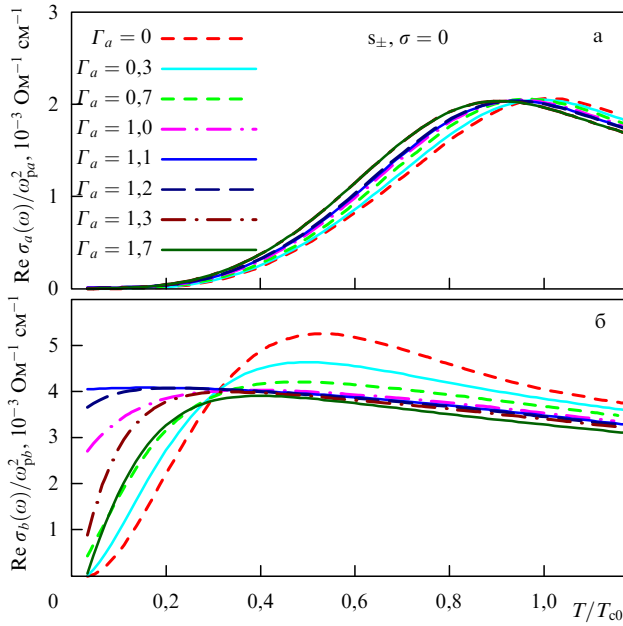


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Температурная зависимость действительной части поляризационного оператора на фиксированной частоте $\text{Re } \sigma_\alpha(\omega = 5 \text{ см}^{-1})$ для двух зон: $\alpha = a$ (а) и $\alpha = b$ (б) — в s_\pm -состоянии при различной интенсивности рассеяния на немагнитных примесях Γ_a (в единицах T_{c0}). Для наглядности выбрано внутризонное рассеяние $\Gamma_{\text{intra}} = 6,7T_{c0}$.

мость $\text{Re } \sigma(\omega) = \sum_\alpha \text{Re } \sigma_\alpha(\omega)$ при различных уровнях беспорядка с $\eta = 0,5$ и $\sigma = 0,5$, полученная из уравнений (20) и (23). В чистом пределе из-за наличия сверхпроводящей щели $\text{Re } \sigma_\alpha(\omega) = 0$ на малых частотах, $\omega < 2\Delta_\alpha$. В s_\pm -состоянии при увеличении интенсивности рассеяния на примесях область нулевого значения $\text{Re } \sigma_b(\omega)$ для зоны b уменьшается, в отличие от таковой в s_{++} -сверхпроводнике, и пик при частотах ω , превышающих величину $2\Delta_b$, становится всё уже. Это связано, конечно, с уменьшением щели Δ_b при приближении к переходу $s_\pm \rightarrow s_{++}$ (рис. 10б). Далее, на рис. 18б хорошо видно, что вблизи перехода $s_\pm \rightarrow s_{++}$ при $\Gamma_a \sim 1,2T_{c0}$ возникает характерный для нормального металла пик Друде. Причина этого — равенство нулю щели в зоне b , т.е. бес-

щелевой режим сверхпроводимости при переходе. При дальнейшем увеличении Γ_a оптическая проводимость снова приобретает вид, характерный для сверхпроводника с полной щелью, хотя и меньшей по величине, чем изначальная.

Описанное поведение существенно отличается от поведения s_{++} -сверхпроводника, показанного на рис. 18в и г, где величины щелей сходятся к одному значению при стремлении интенсивности рассеяния на примесях к бесконечности.

Температурная зависимость оптической проводимости $\text{Re } \sigma(\omega)$ на фиксированной частоте для s_\pm -сверхпроводника показана на рис. 19. В зоне b при возрастании параметра рассеяния Γ_a видны увеличение низкотемпературного вклада в оптическую проводимость до точки перехода в s_{++} -состояние при $\Gamma_a \sim 1,1T_{c0}$, а затем его уменьшение.

Мнимая часть оптической проводимости, $\text{Im } \sigma(\omega)$, как видно из её определения (20), пропорциональна действительной части поляризационного оператора $\Pi(\omega)$. Её частотная зависимость для s_\pm - и s_{++} -состояний при наличии примесного рассеяния показана на рис. 20. Видно, что в случае сверхпроводника s_{++} -типа возникает провал на частоте $\omega = 2\Delta_\alpha(\omega)$. Это согласуется с результатами для однозонных сверхпроводников [170]. В s_\pm -состоянии для зоны b наблюдаются интересные особенности: во-первых, положение провала является немонотонной функцией интенсивности рассеяния, а во-вторых, провал исчезает в бесщелевом режиме вблизи перехода $s_\pm \rightarrow s_{++}$.

Сравнение теоретических и экспериментальных температурных зависимостей оптической проводимости и лондоновской глубины проникновения в области терагерцевых частот как функций последовательного облучения протонами [117] представлено на рис. 21. Интересно проследить за поведением когерентного пика в действительной части оптической проводимости $\sigma_1(T, \omega \rightarrow 0)$. Этот пик аналогичен обсуждаемому в разделе 7.4 пику Гебеля–Сликтера. При увеличении дозы облучения протонами пик исчезает, а затем опять появляется (рис. 21в). Такое поведение пика можно интерпретировать как постепенное закрытие малой щели и открытие её заново. Это именно тот процесс, который происходит

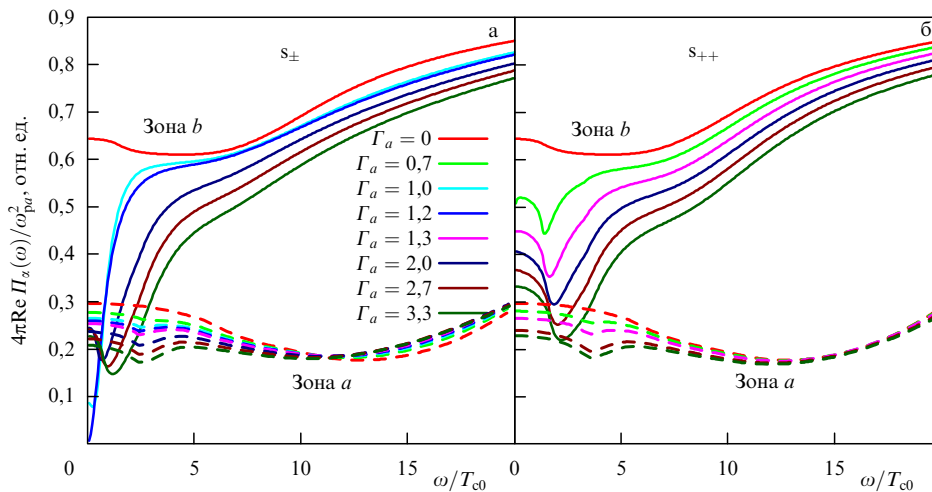


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Действительная часть поляризационного оператора, $\text{Re } \Pi_x(\omega)$, для сверхпроводников в состояниях s_\pm (а) и s_{++} (б) при различной интенсивности рассеяния на немагнитных примесях Γ_a (в единицах T_{c0}). Температура $T = 0,03T_{c0}$, $\sigma = 0,5$, $\eta = 0,5$.

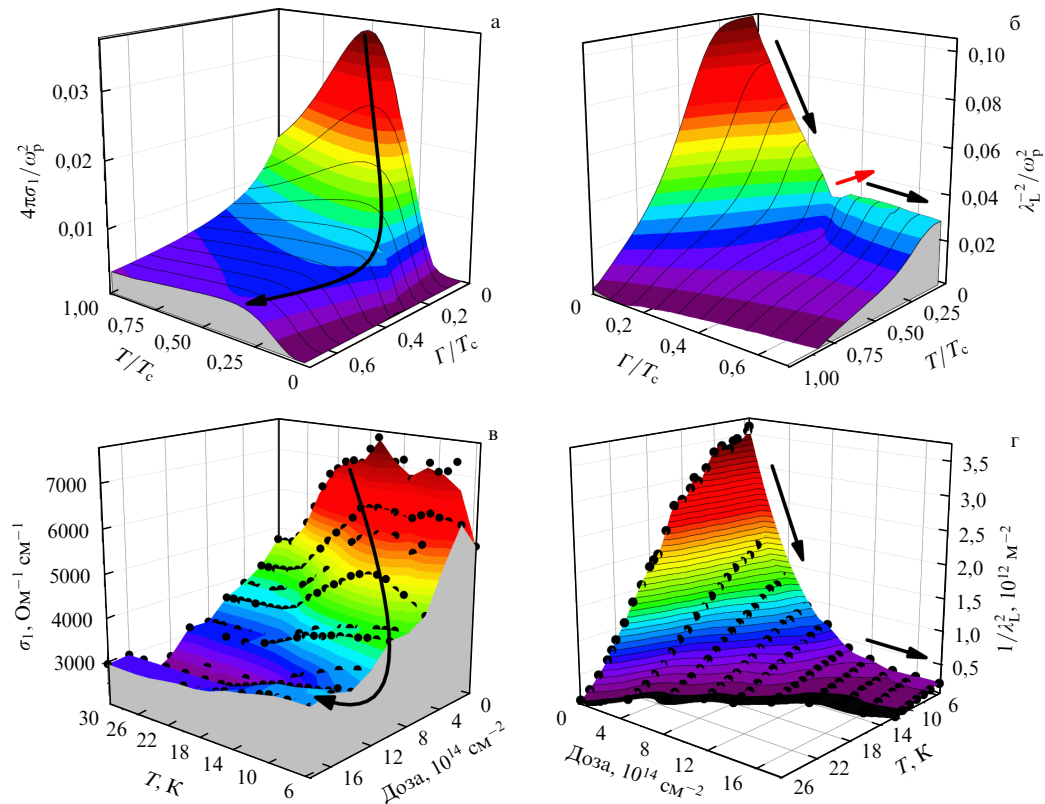


Рис. 21. (В цвете онлайн.) Рассчитанные (а, б) и экспериментальные (в, г) зависимости действительной части оптической проводимости σ_1 (рис. а и в) и величины λ_L^{-2} (рис. б и г) от температуры T и уровня беспорядка. В случае теории последний зависит от интенсивности рассеяния на немагнитных примесях Γ_a , а в эксперименте — от дозы протонов (т.е. от их числа на 1 см^2), которыми облучали сверхпроводник $\text{Ba}(\text{Fe}_{0,9}\text{Co}_{0,1})_2\text{As}_2$ [117].

при переходе $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$. Общий характер поведения глубины проникновения в теории и эксперименте одинаков, что видно из сравнения рис. 21б и г. В эксперименте, однако, не удалось "поймать" собственно область перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$, отмеченную на рис. 21б красной стрелкой.

7.4. Скорость спин-решёточной релаксации в ядерном магнитном резонансе

Кроме сдвига Найта, который позволяет определить, является ли сверхпроводящее спаривание синглетным или триплетным, из ЯМР можно получить скорость спин-решёточной релаксации $1/T_1$. Далее мы будем обсуждать сверхпроводящие соединения железа и, соответственно, говорить о ЯМР на ядрах железа. В данном классе соединений эффект формфакторов ядер не так важен, как, например, в купратах, что демонстрируется хорошим согласием данных по $1/T_1 T$, полученных на разных ядрах: ^{57}Fe , ^{75}As , ^{59}Co и ^{139}La — в соединениях типа 122 и 1111 [92, 95, 171, 172]. О том, что сверхтонкая связь $A_{\text{hf}}(\mathbf{q})$, видимо, не зависит от вектора \mathbf{q} , утверждается также в экспериментальной работе [91].

Итак, интересующая нас скорость спин-решёточной релаксации определяется спиновой восприимчивостью, проинтегрированной по всей зоне Бриллюэна:

$$\frac{1}{T_1 T} \propto \lim_{\omega \rightarrow 0} \sum_{\mathbf{q}} \frac{\text{Im} \chi(\mathbf{q}, \omega)}{\omega}. \quad (80)$$

Как и в случае спинового резонанса [15, 173–175], величина $1/T_1$ несёт информацию о симметрии параметра

порядка и его структуре. Например, изотропное состояние s -типа характеризуется возникновением пика Гебеля–Сликтера при температурах непосредственно ниже T_c и экспоненциальным поведением при низких температурах. Хорошо известно, что сверхпроводник d -типа характеризуется отсутствием пика или очень слабым пиком и показывает зависимость $T_1^{-1} \sim T^3$ при $T \ll T_c$.

В случае соединений железа ситуация более сложная. Типичные данные показаны на рис. 22а. Очевидно, что при температурах ниже T_c пика нет и температурная зависимость не следует простому степенному или экспоненциальному закону. Однако простые аргументы позволят нам объяснить основные особенности, наблюдаемые в эксперименте.

В пределе слабой связи для "чистого" двухзонного сверхпроводника, предполагая, что основной вклад в $\text{Im} \chi(\mathbf{q}, \omega)$ вносят межзонные взаимодействия, получаем формулу для обратного времени спин-решёточной релаксации в ЯМР:

$$\frac{1}{T_1 T} \propto \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \left[1 + \frac{A_{\mathbf{k}} A_{\mathbf{k}'}}{E_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}'}} \right] \left(-\frac{\partial f(E_{\mathbf{k}})}{\partial E_{\mathbf{k}}} \right) \delta(E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}'}), \quad (81)$$

где $E_{\mathbf{k}}$ — энергия квазичастиц в сверхпроводящем состоянии, \mathbf{k} и $\mathbf{k}' = \mathbf{k} + \mathbf{q}$ лежат на дырочной и электронной ферми-поверхностях соответственно, т.е. \mathbf{q} представляет собой вектор, соединяющий дырочные и электронные карманы. Эта формула следует из выражения для "голой" восприимчивости $\chi_0(\mathbf{q}, \omega)$ при нулевой темпера-

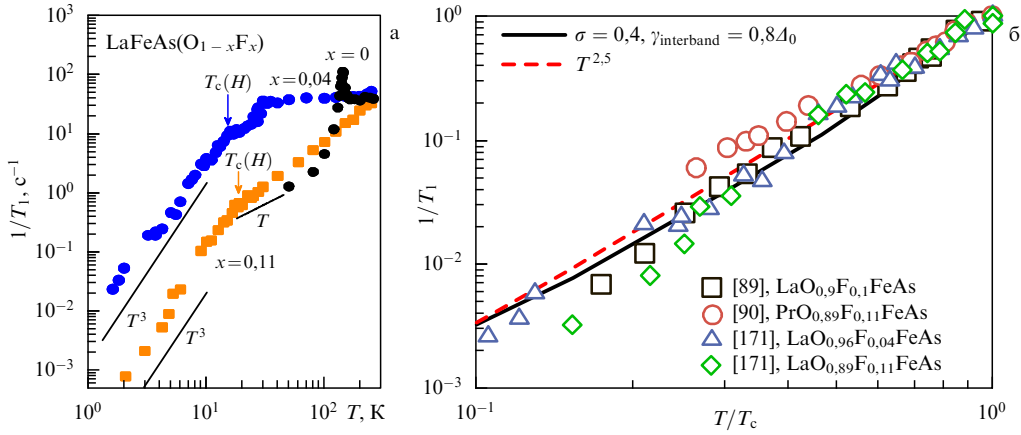


Рис. 22. Температурная зависимость $1/T_1$ в соединениях железа. (а) Экспериментальные результаты для системы 1111 из работы [171]. (б) График в двойном логарифмическом масштабе с экспериментальными данными нескольких групп [89, 90, 171] и теоретической кривой для сверхпроводника s_{\pm} -типа в промежуточном режиме рассеяния на примесях ($0 \leq \sigma \leq 1$) с параметром рассеяния $\gamma_{\text{interband}} = 0,4\Delta_0$, а также кривой $T^{2,5}$, демонстрирующей степенную зависимость [132].

туре и стремлении частоты к нулю. Она представлена именно в таком виде, чтобы продемонстрировать роль факторов когерентности в случае доминирующих межзонных процессов. Факторы когерентности, стоящие в квадратных скобках в выражении (81), приводят к различным результатам для различных симметрий параметра порядка. Подобную роль факторы когерентности играли в формировании спин-резонансного пика в нейтронном рассеянии [173]. Знак в факторах когерентности в $1/T_1$ отличается от знака в факторах когерентности, входящих в спиновую восприимчивость, имеющую прямое отношение к рассеянию нейтронов. Для изотропного s_{++} -состояния с $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta_{\mathbf{k}'} = \Delta$ получаем

$$\frac{1}{T_1} \propto \int_{\Delta(T)}^{\infty} dE \frac{E^2 + \Delta^2}{E^2 - \Delta^2} \operatorname{sech}^2\left(\frac{E}{2T}\right). \quad (82)$$

Знаменатель в подынтегральном выражении приводит к пику при температурах $T \lesssim T_c$ вблизи T_c , который и является пиком Гебеля–Сликтера. Как указывалось ранее [16], этот пик должен подавляться в s_{\pm} -состоянии. Действительно, если $\Delta_{\mathbf{k}} = -\Delta_{\mathbf{k}'} = \Delta$, то

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_1} &\propto \int_{\Delta(T)}^{\infty} dE \frac{E^2 - \Delta^2}{E^2 - \Delta^2} \operatorname{sech}^2\left(\frac{E}{2T}\right) = \\ &= \int_{\Delta(T)}^{\infty} dE \operatorname{sech}^2\left(\frac{E}{2T}\right), \end{aligned} \quad (83)$$

что представляет собой функцию, монотонно убывающую при уменьшении температуры в области $T < T_c$. То же самое можно показать для более общего случая s_{\pm} -состояния с $|\Delta_{\mathbf{k}}| \neq |\Delta_{\mathbf{k}'}|$ [132].

Хорошо известно, что рассеяние на примесях, разрушающее куперовские пары, в обычных сверхпроводниках существенно увеличивает плотность состояний в щели при температурах непосредственно ниже T_c и даже слабое магнитное рассеяние может размыть или вообще устранить пик Гебеля–Сликтера. В состоянии со знакопеременной щелью такой же эффект возникает из-за наличия межзонных немагнитных примесей [145]. Поскольку пик Гебеля–Сликтера отсутствует в соединениях железа даже в чистом случае (см. уравнение (83)),

влияние беспорядка в них более тонкое: он приводит к тому, что вместо экспоненциальной зависимости при $T < T_c$ возникает степенная. Если вызванное примесями связанное состояние лежит на уровне Ферми, то скорость спин-решёточной релаксации приобретает линейную температурную зависимость, подобную зависимости Корринги, в области температур, соответствующих ширине примесной зоны [176].

Качественные аргументы приводят к выводу о том, что для объяснения наблюдаемой температурной зависимости $1/T_1$ в рамках изотропного s_{\pm} -состояния ни борновский, ни унитарный пределы не подходят: первый приводит к экспоненциальной температурной зависимости $1/T_1$ при низких температурах в достаточно чистых системах, а второй — к закону Корринги. Различные данные по системам типа 1111 лежат между этими двумя пределами [89, 90, 171] (рис. 22б). На рисунке 22б показаны также результаты расчёта $1/T_1$ в простой модели s_{\pm} -состояния [132]. Видно, что в s_{\pm} -состоянии нет когерентного пика и, в отличие от борновского и унитарного пределов, промежуточный случай с σ , не равной 0 и 1, может воспроизвести экспериментально наблюдаемое поведение $1/T_1$ [132, 146–148, 177]. Этот результат, взятый отдельно, нельзя воспринимать как доказательство наличия изотропного s_{\pm} -состояния, поскольку в некоторых из рассматриваемых систем, вероятно, присутствует сильная анизотропия, что также может приводить к более высокой плотности состояний квазичастиц, вносящих вклад при промежуточных температурах.

Что касается других систем, то данные по $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ в оптимально допированных образцах показывают линейную температурную зависимость $1/T_1$, переходящую в степенную зависимость $\sim T^3$ при $T \gtrsim 0,1T_c$ [95, 178], что согласуется с наличием линий нулей щели в этих соединениях, обнаруженных в других экспериментах. В $\text{Ba}_{0,68}\text{K}_{0,32}\text{Fe}_2\text{As}_2$ $1/T_1$ имеет экспоненциальное поведение при температурах ниже $T \approx 0,45T_c$, согласующееся с полной щелью s_{\pm} -типа [179]. Наконец, согласно ЯМР-измерениям на системе LiFeAs , температурная зависимость $1/T_1$ указывает на наличие полной щели [94].

8. Заключение

Резюмируя всё вышесказанное, отметим, что в многозонных системах беспорядок может оказывать совершенно неожиданное влияние на сверхпроводимость. Это особенно важно в случае диборида магния, пниктидов и халькогенидов железа, а также при таком приближённом рассмотрении сверхпроводников d-типа, при котором части ферми-поверхности с разными знаками параметра порядка можно грубо рассматривать как вклады различных зон. В качестве примера в данном обзоре мы рассмотрели проблему рассеяния на немагнитных и магнитных примесях в двухзонных сверхпроводниках с параметром порядка, имеющим симметрию s_{++} - или s_{\pm} -типа.

Для немагнитных примесей T_c оказывается более устойчивой по отношению к рассеянию на них, чем ожидается из тривиального обобщения теории Абрикосова–Горькова (33). Конкретный вид подавления T_c зависит от соотношения между внутри- и межзонными константами связи. В зависимости от знака усреднённой константы связи $\langle \lambda \rangle$, обусловленной межэлектронным взаимодействием, можно выделить два типа s_{\pm} -сверхпроводников. Первый относится к широко обсуждаемому в литературе случаю с $\langle \lambda \rangle < 0$, в котором сверхпроводимость определяется межзонным отталкиванием. В таких сверхпроводниках T_c подавляется при увеличении беспорядка и обращается в нуль при критическом значении интенсивности рассеяния. Второй тип s_{\pm} -состояния, который соответствует $\langle \lambda \rangle > 0$, характеризуется тем, что при увеличении беспорядка T_c не обращается в нуль, а знаки параметров порядка для двух зон становятся одинаковыми. Последнее означает, что происходит переход из состояния s_{\pm} в состояние s_{++} . Случай $\langle \lambda \rangle > 0$ отвечает наличию достаточно сильного внутризонного притяжения. Тем не менее даже слабое межзонное отталкивание приводит к установлению противоположных фаз параметров порядка в двух различных зонах, т.е. к состоянию s_{\pm} . Отметим, что сильное внутризонное притяжение в рассматриваемой здесь двухзонной модели может быть следствием как собственно большой амплитуды внутризонного спаривания, так и проецирования реалистичной многозонной модели на двухзонную. К большой амплитуде внутризонного спаривания будут приводить, например, электрон-фононное взаимодействие и орбитальные флуктуации. Проецирование многозонной модели с малым внутризонным притяжением и большим асимметричным по отношению к зонам межзонным отталкиванием может также привести к *эффективному* сильному внутризонному притяжению в двухзонной модели. Такой случай рассмотрен в работе [134], где исходной служила четырёхзонная модель.

Перейдём к магнитным примесям. В общем случае имеет место разрушение сверхпроводящего состояния при увеличении рассеяния на магнитных примесях. Однако существует несколько особых случаев с отсутствием полного подавления критической температуры, в которых при больших значениях параметра рассеяния на примесях T_c выходит на насыщение. Такая ситуация реализуется в унитарном пределе, а также в s_{++} - и s_{\pm} -состояниях с потенциалом рассеяния, имеющим исключительно межзонный характер. Интересно, что в последнем случае сверхпроводник s_{++} -типа устойчив по отношению к магнитному беспорядку не сам по себе, а благодаря

переходу в s_{\pm} -состояние, которое уже не разрушается магнитным примесным рассеянием. Последнее согласуется с качественными рассуждениями об аналогии между магнитными примесями в s_{\pm} -состоянии и немагнитными в изотропном s_{++} -состоянии: уравнения имеют один и тот же вид, а так как s_{++} -состояние устойчиво по отношению к немагнитным примесям, то и s_{\pm} -состояние устойчиво по отношению к магнитным. Отметим, что при ненулевом значении внутризонной компоненты потенциала рассеяния происходит полное подавление T_c , хотя и с существенным уменьшением скорости этого подавления по сравнению с предсказываемой теорией Абрикосова–Горькова для однозонных сверхпроводни-

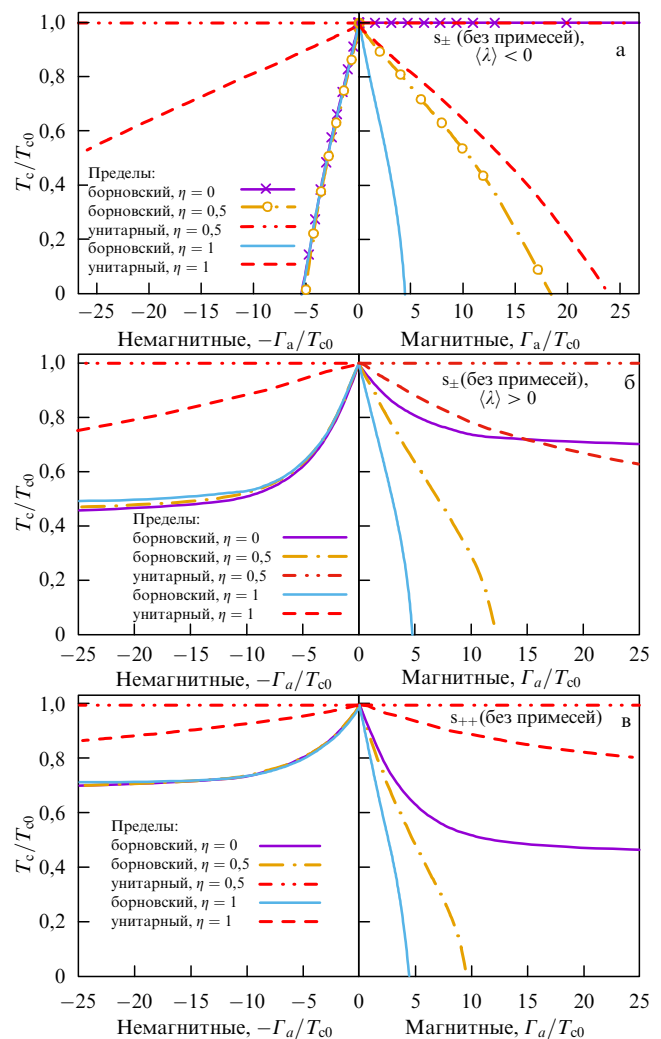


Рис. 23. Зависимость T_c от интенсивности рассеяния Γ_a на немагнитных (в левой части рисунка) и магнитных (в правой части рисунка) примесях. (а) s_{\pm} -сверхпроводник с отрицательной усреднённой константой связи. (б) Сверхпроводник с положительной усреднённой константой связи, находящийся в чистом случае ($\Gamma_a = 0$) в s_{\pm} -состоянии: при наличии немагнитных примесей при определённых значениях Γ_a происходит переход из s_{\pm} -состояния в s_{++} -состояние. (в) Сверхпроводник, находящийся в чистом случае в s_{++} -состоянии: при наличии магнитных примесей при определённых значениях Γ_a происходит переход в s_{\pm} -состояние. Представлены кривые в борновском ($\sigma = 0$) и унитарном ($\sigma = 1$) пределах для различного соотношения внутри- и межзонных потенциалов примеси: внутризонный потенциал, равный нулю ($\eta = 0$), внутризонный потенциал, в два раза меньший межзонного ($\eta = 0,5$), и однородный примесный потенциал ($\eta = 1$).

ков. В этом случае даже переход $s_{++} \rightarrow s_{\pm}$ не спасает сверхпроводимость от разрушения.

Сводные графики зависимости T_c от параметра G_a (интенсивности рассеяния на примесях) для s_{\pm} - и s_{++} -сверхпроводников показаны на рис. 23. В s_{\pm} -состоянии с положительной усреднённой константой связи и в s_{++} -состоянии немагнитные примеси не приводят к полному разрушению сверхпроводимости. Однако причина этого для s_{\pm} -сверхпроводника качественно отличается от таковой для s_{++} -состояния — в первом случае происходит переход в состояние s_{++} . Аналогично, причиной отсутствия полного подавления T_c межзонным ($\eta = 0$) магнитным беспорядком для s_{++} -состояния является переход в состояние s_{\pm} , которое уже устойчиво к рассеянию на магнитных примесях, согласно аналогу теоремы Андерсона. В унитарном пределе результаты для всех случаев совпадают, за исключением случая однородного примесного потенциала ($\eta = 1$), в котором наблюдается убывание T_c . Здесь следует отметить, что, хотя точная форма потенциала примеси неизвестна, весьма сложно представить себе, что его внутри- и межзонная части равны в различных случаях (например, при добавлении Zn или при облучении протонами). Это означает, что реализация случая $\eta = 1$ на практике очень маловероятна.

Общий вывод относительно перехода между состояниями с различной структурой щели состоит в том, что если в системе в чистом пределе есть два взаимодействия: 1) доминирующее и 2) недоминирующее, причём второе может привести к сверхпроводящему состоянию, устойчивому по отношению к разрушению примесями, то система перейдёт в это состояние, когда беспорядок разрушит состояние, обусловленное первым взаимодействием. Так, s_{\pm} -состояние возникает за счёт межзонного взаимодействия, а s_{++} -состояние — в основном за счёт внутризонного. И если изначально имелось s_{\pm} -состояние с нулевой внутризонной компонентой, то межзонные немагнитные примеси полностью его разрушат и подавят T_c вплоть до нуля. Однако если изначально имело место s_{\pm} -состояние с отличной от нуля внутризонной (пусть даже небольшой) компонентой взаимодействия, то такие же примеси подавят s_{\pm} -состояние, но из-за остаточного внутризонного взаимодействия стабилизируется s_{++} -состояние, которое уже не подвержено разрушению немагнитными примесями. Это и будет переход $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$. В случае магнитных примесей ситуация обратная. Если изначально существовало s_{++} -состояние без межзонной компоненты сверхпроводящего взаимодействия, то межзонные магнитные примеси его подавят. Однако при наличии хотя бы небольшого межзонного взаимодействия из него возникнет s_{\pm} -состояние после подавления s_{++} -состояния магнитным беспорядком. Это представляет собой переход $s_{++} \rightarrow s_{\pm}$.

Поскольку такие переходы идут через бесщелевое состояние, они должны проявиться в термодинамических и транспортных свойствах. Например, их можно наблюдать в оптических и туннельных экспериментах, а также в фотоэмиссионной спектроскопии и туннельной проводимости в соединениях железа и других многозонных системах. Так, поскольку малая щель исчезает вблизи перехода, в ARPES-спектрах должна наблюдаться бесщелевая картина, а в оптической проводимости переход приводит к "восстановлению" друдевской частотной зависимости $\text{Re} \sigma(\omega)$.

Благодарности. Авторы выражают благодарность А. Bianconi, А.А. Голубову, Б.П. Горшунову, И.М. Ерёмину, М.В. Ерёмину, Д.В. Ефремову, В. Keimer, И.И. Мазину, Р. Прозорову, М.В. Садовскому, D.J. Scalapino, М. Танатару, Р. J. Hirschfeld и А.В. Чубукову за полезные обсуждения. М.М.К. выражает благодарность Max-Planck-Institut für Festkörperforschung и В. Keimer за гостеприимство. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 16-02-00098) и государственной поддержке ведущих научных школ (НШ-7559.2016.2).

Список литературы

1. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
2. Абрикосов А А, Горьков Л П, Дзялошинский И Е *Методы квантовой теории поля в статистической физике* (М.: Физматгиз, 1962); Пер. на англ. яз.: Abrikosov A A, Gorkov L P, Dzyaloshinski I E *Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics* (Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, 1963)
3. Воловик Г Е, Горьков Л П *Письма в ЖЭТФ* **39** 550 (1984); Volovik G E, Gor'kov L P *JETP Lett.* **39** 674 (1984)
4. Воловик Г Е, Горьков Л П *ЖЭТФ* **88** 1412 (1985); Volovik G E, Gor'kov L P *JETP* **61** 843 (1985)
5. Минеев В П, Самохин К В *Введение в теорию необычной сверхпроводимости* (М.: Изд-во МФТИ, 1998); Пер. на англ. яз.: Mineev V P, Samokhin K V *Introduction to Unconventional Superconductivity* (Amsterdam: Gordon and Breach Scie. Publ., 1999)
6. Riseborough P S, Schmiedeshoff G M, Smith J L, in *Superconductivity Vol. 2 Novel Superconductors* (Eds K Bennemann, J B Ketterson) (Berlin: Springer-Verlag, 2008) p. 1031
7. Вонсовский С В, Изюмов Ю А, Курмаев Э З *Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений* (М.: Наука, 1977); Пер. на англ. яз.: Vonsovsky S V, Izyumov Yu A, Kurmaev E Z *Superconductivity of Transition Metals: their Alloys and Compounds* (Berlin: Springer-Verlag, 1982)
8. Bednorz J G, Müller K A Z. *Phys. B* **64** 189 (1986)
9. Sigrist M, Ueda K *Rev. Mod. Phys.* **63** 239 (1991)
10. Hebard A F et al. *Nature* **350** 600 (1991)
11. Nagamatsu J et al. *Nature* **410** 63 (2001)
12. Kamihara Y et al. *J. Am. Chem. Soc.* **130** 3296 (2008)
13. Drozdov A P, Eremets M I, Troyan I A, arXiv:1412.0460
14. Drozdov A P et al. *Nature* **525** 73 (2015)
15. Hirschfeld P J, Korshunov M M, Mazin I I *Rep. Prog. Phys.* **74** 124508 (2011)
16. Mazin I I et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 057003 (2008)
17. Graser S et al. *New J. Phys.* **11** 025016 (2009)
18. Kuroki K et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 087004 (2008)
19. Maiti S et al. *Phys. Rev. B* **84** 224505 (2011)
20. Коршунов М М *УФН* **184** 882 (2014); Korshunov M M *Phys. Usp.* **57** 813 (2014)
21. Kontani H, Onari S *Phys. Rev. Lett.* **104** 157001 (2010)
22. Boeri L, Dolgov O V, Golubov A A *Phys. Rev. Lett.* **101** 026403 (2008)
23. Kulić M L, Drechsler S-L, Dolgov O V *Europhys. Lett.* **85** 47008 (2009)
24. Fujioka M et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 102602 (2014)
25. Qing-Yan W et al. *Chinese Phys. Lett.* **29** 037402 (2012)
26. Liu D et al. *Nature Commun.* **3** 931 (2012)
27. Shaolong He et al. *Nature Mater.* **12** 605 (2013)
28. Shiyong Tan et al. *Nature Mater.* **12** 634 (2013)
29. Jian-Feng Ge et al. *Nature Mater.* **14** 285 (2015)
30. Golubov A A et al. *Письма в ЖЭТФ* **94** 357 (2011); *JETP Lett.* **94** 333 (2011)
31. Kordyuk A A *ФНТ* **41** 417 (2015); *Low Temperature Physics* **41** 319 (2015)
32. Kuchinskii E Z, Sadovskii M V *Письма в ЖЭТФ* **88** 224 (2008); *JETP Lett.* **88** 192 (2008)
33. Sawatzky G A et al. *Europhys. Lett.* **86** 17006 (2009)
34. Nakamura K, Arita R, Ikeda H *Phys. Rev. B* **83** 144512 (2011)
35. Brouet V et al. *Phys. Rev. B* **80** 165115 (2009)

36. Kuroki K et al. *Phys. Rev. B* **79** 224511 (2009)
37. Mizuguchi Y et al. *Supercond. Sci. Technol.* **23** 054013 (2010)
38. Kuchinskii E Z, Nekrasov I A, Sadovskii M V *Письма в ЖЭТФ* **91** 567 (2010); *JETP Lett.* **91** 518 (2010)
39. Hirschfeld P J C. *R. Physique* **17** 197 (2016)
40. Anderson P W J. *Phys. Chem. Solids* **11** 26 (1959)
41. Абрикосов А А, Горьков Л П *ЖЭТФ* **39** 480 (1960); Abrikosov A A, Gor'kov L P *Sov. Phys. JETP* **12** 337 (1961)
42. Tarascon J M et al. *Phys. Rev. B* **42** 218 (1990)
43. Jayaram B, Chen H, Callaway J *Phys. Rev. B* **52** 3742 (1995)
44. Brinkmann M, Bach H, Westerholt K *Phys. Rev. B* **54** 6680 (1996)
45. Markert J T, Dalichaouch Y, Marle M B, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors I* (Ed. D N Ginsberg) (Singapore: World Scientific, 1989) Ch. 6, p. 265
46. Xiao G et al. *Phys. Rev. B* **42** 8752(R) (1990)
47. Ting S T et al. *Phys. Rev. B* **46** 11772 (1992)
48. Овчинников С Г *ФТТ* **37** 3645 (1995); Ovchinnikov S G *Phys. Solid State* **37** 2007 (1995)
49. Gaididei Yu B, Loktev V M *Phys. Status Solidi B* **147** 307 (1988)
50. Kluge T et al. *Phys. Rev. B* **52** R727 (1995)
51. Давыдов С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **47** 193 (1988); Davydov S A et al. *JETP Lett.* **47** 234 (1988)
52. Алексашин Б А и др. *ЖЭТФ* **95** 678 (1989); Aleksashin B A et al. *JETP* **68** 382 (1989)
53. Ананьев А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **67** 172 (1998); Anan'ev A V *JETP Lett.* **67** 182 (1998)
54. Овчинников С Г *УФН* **167** 1043 (1997); Ovchinnikov S G *Phys. Usp.* **40** 993 (1997)
55. Kulić M L *Phys. Rep.* **338** 1 (2000)
56. Hussey N E *Adv. Phys.* **51** 1685 (2002)
57. Hirschfeld P J, Atkinson W A *J. Low Temp. Phys.* **126** 881 (2002)
58. Balatsky A V, Vekhter I, Zhu J -X *Rev. Mod. Phys.* **78** 373 (2006)
59. Alloul H et al. *Rev. Mod. Phys.* **81** 45 (2009)
60. Pogorelov Yu G, Santos M C, Loktev V M *ФНТ* **37** 803 (2011); *Low Temp. Phys.* **37** 633 (2011)
61. Radtke R J et al. *Phys. Rev. B* **48** 653(R) (1993)
62. Preosti G, Kim H, Muzikar P *Phys. Rev. B* **50** 1259 (1994)
63. Fehrenbacher R, Norman M R *Phys. Rev. B* **50** 3495(R) (1994)
64. Balatsky A V, Salkola M I, Rosengren A *Phys. Rev. B* **51** 15547 (1995)
65. Harañ G, Nagi A D S *Phys. Rev. B* **54** 15463 (1996)
66. Franz M et al. *Phys. Rev. B* **56** 7882 (1997)
67. Kulić M L, Oudovenko V *Solid State Commun.* **104** 375 (1997)
68. Kulić M L, Dolgov O V *Phys. Rev. B* **60** 13062 (1999)
69. Chen Q, Schrieffer J R *Phys. Rev. B* **66** 014512 (2002)
70. Fujita K et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 097006 (2005)
71. Hirschfeld P J et al. *Phys. Rev. B* **40** 6695 (1989)
72. Hirschfeld P J, Goldenfeld N *Phys. Rev. B* **48** 4219(R) (1993)
73. Hirschfeld P J, Putikka W O, Scalapino D J *Phys. Rev. B* **50** 10250 (1994)
74. Quinlan S M, Hirschfeld P J, Scalapino D J *Phys. Rev. B* **53** 8575 (1996)
75. Hirschfeld P J, Quinlan S M, Scalapino D J *Phys. Rev. B* **55** 12742 (1997)
76. Duffly D, Hirschfeld P J, Scalapino D J *Phys. Rev. B* **64** 224522 (2001)
77. Atkinson W A, Hirschfeld P J *Phys. Rev. Lett.* **88** 187003 (2002)
78. Tsai S-W, Hirschfeld P J *Phys. Rev. Lett.* **89** 147004 (2002)
79. Zhu L, Atkinson W A, Hirschfeld P J *Phys. Rev. B* **67** 094508 (2003)
80. Preosti G, Muzikar P *Phys. Rev. B* **54** 3489 (1996)
81. Shimizu K et al. *Nature* **412** 316 (2001)
82. Bose S K et al. *Phys. Rev. B* **67** 214518 (2003)
83. Lebègue S *Phys. Rev. B* **75** 035110 (2007)
84. Singh D J, Du M-H *Phys. Rev. Lett.* **100** 237003 (2008)
85. Cao C, Hirschfeld P J, Cheng H-P *Phys. Rev. B* **77** 220506(R) (2008)
86. Kordyuk A A *ФНТ* **38** 1119 (2012); *Low Temp. Phys.* **38** 888 (2012)
87. Brouet V et al. *Phys. Rev. B* **86** 075123 (2012)
88. Ning F et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 013711 (2009)
89. Grafe H-J et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 047003 (2008)
90. Matano K et al. *Europhys. Lett.* **83** 57001 (2008)
91. Matano K et al. *Europhys. Lett.* **87** 27012 (2009)
92. Yashima M et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 103702 (2009)
93. Jeglič P et al. *Phys. Rev. B* **81** 140511(R) (2010)
94. Li Z et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 083702 (2010)
95. Nakai Y et al. *Phys. Rev. B* **81** 020503(R) (2010)
96. Zhang X et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 147002 (2009)
97. Hicks C W et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** 013708 (2009)
98. Гешкенбейн В Б, Ларкин А И *Письма в ЖЭТФ* **43** 306 (1986); Geshkenbein V B, Larkin A I *JETP Lett.* **43** 395 (1986)
99. Maier T A et al. *Phys. Rev. B* **83** 100515(R) (2011)
100. Wang F et al. *Europhys. Lett.* **93** 57003 (2011)
101. Das T, Balatsky A V *Phys. Rev. B* **84** 014521 (2011)
102. Maiti S et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 147002 (2011)
103. Mazin I I *Phys. Rev. B* **84** 024529 (2011)
104. Mishra V et al. *Phys. Rev. B* **79** 094512 (2009)
105. Mizukami Y et al. *Nature Commun.* **5** 5657 (2014)
106. Karkin A E et al. *Phys. Rev. B* **80** 174512 (2009)
107. Cheng P et al. *Phys. Rev. B* **81** 174529 (2010)
108. Li Y et al. *New J. Phys.* **12** 083008 (2012)
109. Nakajima Y et al. *Phys. Rev. B* **82** 220504(R) (2010)
110. Tropeano M et al. *Phys. Rev. B* **81** 184504 (2010)
111. Kim H et al. *Phys. Rev. B* **89** 174519 (2014)
112. Prozorov R et al. *Phys. Rev. X* **4** 041032 (2014)
113. Tarantini C et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 087002 (2010)
114. Tan D et al. *Phys. Rev. B* **84** 014502 (2011)
115. Grinenko V et al. *Phys. Rev. B* **84** 134516 (2011)
116. Li J et al. *Phys. Rev. B* **85** 214509 (2012)
117. Schilling M B et al. *Phys. Rev. B* **93** 174515 (2016)
118. Smylie M P et al. *Phys. Rev. B* **93** 115119 (2016)
119. Strehlow C P et al. *Phys. Rev. B* **90** 020508(R) (2014)
120. Cho K et al. *Phys. Rev. B* **90** 104514 (2014)
121. Kim H et al. *Phys. Rev. B* **82** 060518(R) (2010)
122. Murphy J et al. *Phys. Rev. B* **88** 054514 (2013)
123. Salovich N W et al. *Phys. Rev. B* **87** 180502(R) (2013)
124. Gerashenko A et al., arXiv:0911.2127
125. Zhao J et al. *Nature Mater.* **7** 953 (2008)
126. Efremov D V et al. *Phys. Rev. B* **84** 180512(R) (2011)
127. Korshunov M M, Efremov D V, Golubov A A, Dolgov O V *Phys. Rev. B* **90** 134517 (2014)
128. Castellani C, Natoli C R, Ranninger J *Phys. Rev. B* **18** 4945 (1978)
129. Oleś A M *Phys. Rev. B* **28** 327 (1983)
130. Berk N F, Schrieffer J R *Phys. Rev. Lett.* **17** 433 (1966)
131. Allen P B, Mitrovic B, in *Solid State Physics: Advances in Research and Applications* Vol. 37 (Eds H Erenreich, F Zeitz, D Turnbull) (New York: Academic Press, 1982) pp. 1–92
132. Parker D et al. *Phys. Rev. B* **78** 134524 (2008)
133. Popovich P et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 027003 (2010)
134. Charnukha A et al. *Phys. Rev. B* **84** 174511 (2011)
135. Ohashi Y *Physica C* **412–414** 41 (2004); *Proc. of the 16th Intern. Symp. on Superconductivity, ISS 2003. Advances in Superconductivity XVI, Tsukuba, Japan, 27–29 October 2003*
136. Bickers N E et al. *Phys. Rev. B* **42** 67 (1990)
137. Nam S B *Phys. Rev.* **156** 470 (1967)
138. Nam S B *Phys. Rev.* **156** 487 (1967)
139. Lee W, Rainer D, Zimmermann W *Physica C* **159** 535 (1989)
140. Dolgov O V, Golubov A A, Shulga S V *Phys. Lett. A* **147** 317 (1990)
141. Marsiglio F *Phys. Rev. B* **44** 5373(R) (1991)
142. Akis R, Carbotte J P *Solid State Commun.* **79** 577 (1991)
143. Sadovskii M V *Phys. Rep.* **282** 225 (1997)
144. Sadovskii M V *Superconductivity and Localization* (Singapore: World Scientific, 2000)
145. Golubov A A, Mazin I I *Phys. Rev. B* **55** 15146 (1997)
146. Chubukov A V, Efremov D V, Eremin I *Phys. Rev. B* **78** 134512 (2008)
147. Senga Y, Kontani H *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 113710 (2008)
148. Bang Y, Choi H-Y, Won H *Phys. Rev. B* **79** 054529 (2009)
149. Golubov A A, Mazin I I *Physica C* **243** 153 (1995)
150. Kemper A F et al. *Phys. Rev. B* **80** 104511 (2009)
151. Korshunov M M, Togushova Yu N, Dolgov O V *J. Supercond. Novel Magnet.* **29** 1089 (2016)
152. Schopohl N, Scharnberg K *Solid State Commun.* **22** 371 (1977)
153. Ummarino G A *J. Supercond. Novel Magnet.* **20** 639 (2007)
154. Yao Z-J et al. *Phys. Rev. B* **86** 184515 (2012)
155. Chen H et al. *Phys. Rev. B* **88** 184509 (2013)
156. Ambegaokar V, Griffin A *Phys. Rev.* **137** A1151 (1965)
157. Li J, Wang Y *Europhys. Lett.* **88** 17009 (2009)

158. Stanev V G, Koshelev A E *Phys. Rev. B* **86** 174515 (2012)
 159. Peng Cheng et al. *Europhys. Lett.* **104** 37007 (2013)
 160. Li J et al. *Phys. Rev. B* **84** 020513(R) (2011)
 161. Suzuki S, Miyasaka S, Tajima S *Physica C* **470** S330 (2010); *Proc. of the 9th Intern. Conf. on Materials and Mechanisms of Superconductivity*
 162. Bezusyy V I et al. *Acta Phys. Polon. A* **121** 816 (2012)
 163. Guo Y F et al. *Phys. Rev. B* **82** 054506 (2010)
 164. Lee S C et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 023702 (2010)
 165. Satomi E e al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **79** 094702 (2010)
 166. Wang A F et al. *Phys. Rev. B* **89** 064510 (2014)
 167. Maiti S, Korshunov M M, Chubukov A V *Phys. Rev. B* **85** 014511 (2012)
 168. Golubov A A et al. *Phys. Rev. B* **66** 054524 (2002)
 169. Efremov D V, Golubov A A, Dolgov O V *New J. Phys.* **15** 013002 (2013)
 170. Marsiglio F et al. *Phys. Rev. B* **53** 9433 (1996)
 171. Nakai Y et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 073701 (2008)
 172. Ning F et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 103705 (2008)
 173. Korshunov M M, Eremin I *Phys. Rev. B* **78** 140509(R) (2008)
 174. Maier T A, Scalapino D J *Phys. Rev. B* **78** 020514(R) (2008)
 175. Inosov D S C. *R. Physique* **17** 60 (2016)
 176. Hirschfeld P J, Wölfle P, Einzel D *Phys. Rev. B* **37** 83 (1988)
 177. Senga Y, Kontani H *New J. Phys.* **11** 035005 (2009)
 178. Nakai Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 107003 (2010)
 179. Li Z et al. *Phys. Rev. B* **83** 140506(R) (2011)

Impurities in multiband superconductors

M.M. Korshunov^(1,2), Yu.N. Togushova⁽²⁾, O.V. Dolgov^(3,4)

⁽¹⁾ Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center Krasnoyarsk Scientific Center, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, ul. Akademgorodok 50, str. 38, 660036 Krasnoyarsk, Russian Federation;

⁽²⁾ Siberian Federal University, Svobodnyi prosp. 79, 660041 Krasnoyarsk, Russian Federation;

⁽³⁾ Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, D-70569, Stuttgart, Germany;

⁽⁴⁾ P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: ⁽¹⁾ mkor@iph.krasn.ru, ⁽²⁾ togushova@bk.ru, ^(3,4) o.dolgov@fkf.mpg.de

Disorder — impurities and defects violating the ideal order — is always present in solids. It can result in interesting and sometimes unexpected effects in multiband superconductors. Especially if the superconductivity is unconventional thus having other than usual s-wave symmetry. This paper uses the examples of iron-based pnictides and chalcogenides to examine how both nonmagnetic and magnetic impurities affect superconducting states with s_{\pm} and s_{++} order parameters. We show that disorder causes the transition between s_{\pm} and s_{++} states and examine what observable effects this transition can produce.

Keywords: unconventional superconductors, iron pnictides, iron chalcogenides, impurity scattering

PACS numbers: 74.20.Rp, **74.25.−q**, 74.62.Dh

Bibliography — 179 references

Received 18 May 2016, revised 8 July 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (12) 1315–1347 (2016)

Physics–Uspekhi **59** (12) (2016)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.07.037863>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.07.037863>