

02.01.07

О скачкообразном изменении сверхпроводящего параметра порядка вблизи перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ в борновском пределе

© В.А. Шестаков, М.М. Коршунов

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН — обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

E-mail: v_shestakov@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.

В окончательной редакции 6 марта 2025 г.

Принята к публикации 5 мая 2025 г.

В таких многозонных системах, как пниктиды и халькогениды железа, возможно возникновение необычного сверхпроводящего состояния. Влияние беспорядка на такое состояние приводит к весьма неожиданным эффектам, например, изменению структуры параметра порядка с $s_{\pm}$ на s_{++} . Важно изучить поведение системы вблизи такого перехода. Для этого вычислен большой термодинамический потенциал в нормальном, Ω_N , и сверхпроводящем, Ω_S , состоянии, а также разность $\Delta\Omega = \Omega_S - \Omega_N$. Выражение для $\Delta\Omega$ выведено для двузонной модели сверхпроводников на основе железа с немагнитными примесями. Беспорядок рассмотрен в приближении Т-матрицы в рамках многозонной теории Элиашберга. Вблизи борновского предела в области перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ обнаружено два набора решений, полученных для противоположных направлений эволюции системы относительно изменения интенсивности рассеяния на примесях. На основе $\Delta\Omega$ была построена фазовая диаграмма, отражающая энергетически выгодные решения для $s_{\pm}$ - и s_{++} -состояний, а также переход между ними. При низких температурах в области сосуществования двух наборов решений переход происходит скачком и слабо зависит от температуры. При более высоких температурах уравнения Элиашберга имеют единственный набор решений, и переход между $s_{\pm}$ - и s_{++} -состояниями происходит плавно.

Ключевые слова: необычная сверхпроводимость, пниктиды железа, халькогениды железа, большой термодинамический потенциал, рассеяние на примесях, уравнения Элиашберга.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61183.35NN-25

1. Введение

Открытие сверхпроводимости в пниктидах железа стимулировало развитие интереса к многозонным системам [1–5]. Идеи, предложенные десятилетия назад для двузонной сверхпроводимости [6,7], обрели новую жизнь с открытием сверхпроводников на основе железа [8,9]. Параметр порядка с $s_{\pm}$ -функцией щели, меняющей свой знак между различными зонами, был предложен в качестве доминирующей нестабильности в куперовском канале, что получило подтверждение в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [10–12], квазичастичной интерференции [13] и экспериментах по измерению спектров андреевского отражения [14].

Отличительной чертой сверхпроводников на основе железа, выделяющей их из большой семьи необычных сверхпроводников, является их устойчивость к подавлению сверхпроводимости немагнитными примесями [15–18]. Это свойство связано с возможностью изменения структуры сверхпроводящего параметра порядка при добавлении немагнитных примесей [19,20]. Такое изменение есть переход из $s_{\pm}$ -состояния с функцией щели, меняющей знак между зонами, в состояние с сохраняющей знак функцией щели s_{++} -типа.

Экспериментально такой переход можно обнаружить по изменению лондоновской глубины проникновения

для сверхпроводника с немагнитным беспорядком [21]. Существуют, как минимум, два независимых сообщения об экспериментальном наблюдении этого перехода [22,23].

На данный переход значительным образом влияет сила потенциала примесей [24,25], а именно: для слабо рассеивающего потенциала, в так называемом борновском пределе, переход (смена знака щели в одной из зон) характеризуется резким изменением параметра порядка, в то время как для большего потенциала примесей это изменение плавное с плавным переходом одной из щелей через нуль. В унитарном пределе сильно рассеивающего потенциала примеси выполняется многозонный аналог теоремы Андерсона [6,26], и переход отсутствует. Природа резкого перехода вблизи борновского предела все еще не ясна. Существует ряд работ [27–30], в которых предполагается, что данный переход может проходить через состояние с нарушенной симметрией по обращению времени и что это состояние наблюдалось экспериментально [31]. В работе [32] мы показали, что такое состояние не реализуется в двузонной модели, в отличие от работы [30]. Сравнение с результатами, полученными в остальных работах, невозможно без добавления в используемую здесь модель третьей зоны [27,28,29,31], либо без рассмотрения внешнего маг-

нитного поля, индуцированного протекающими сверхпроводящими токами [29].

Для того чтобы пролить свет на детали перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ вблизи борновского предела, в настоящей работе мы используем большой термодинамический потенциал (иногда называемый свободной энергией Ландау) Ω , вычисленный для двузонной модели, для уточнения фазовой диаграммы рассматриваемого перехода в координатах беспорядок–температура.

2. Модель

В настоящей работе мы используем двузонную модель сверхпроводников на основе железа с немагнитными примесями [19,20] в терминах ξ -интегрированных функций Грина $\hat{\mathbf{g}}(i\omega_n)$, определенных в комбинированном пространстве: зонном (матрицы обозначены жирным шрифтом) и пространстве Намбу (матрицы обозначены символом „ $\hat{}$ “), и зависящих от фермионной мацубаровской частоты $i\omega_n$,

$$\begin{aligned} [\hat{\mathbf{g}}(i\omega_n)]_{\alpha\beta} &= \left[\int \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{k}, i\omega_n) d\xi(\mathbf{k}) \right]_{\alpha\beta} \\ &= -\pi N_{\alpha} \frac{i\tilde{\omega}_{an}\hat{\tau}_0 + \tilde{\phi}_{an}\hat{\tau}_2}{\sqrt{\tilde{\omega}_{an}^2 + \tilde{\phi}_{an}^2}} \delta_{\alpha\beta}, \end{aligned} \quad (1)$$

где N_{α} — это плотность состояний на уровне Ферми в энергетической зоне с индексом $\alpha = (a, b)$ в нормальном состоянии, $i\tilde{\omega}_{an}$ и $\tilde{\phi}_{an}$ — мацубаровская частота и сверхпроводящий параметр порядка, соответственно, перенормированные сверхпроводящим взаимодействием и рассеянием на немагнитных примесях, $\hat{\tau}_j$ — матрицы Паули в пространстве Намбу, $\mathbf{1}_{\alpha\beta}$ это единичная матрица в зонном пространстве. Здесь принята следующая система единиц: $\hbar = k_B = 1$. Таким образом, температура T и частота $\omega_n = (2n+1)\pi T$ задаются в единицах энергии. Следует отметить, что слагаемые, пропорциональные матрицам Паули $\hat{\tau}_1$ и $\hat{\tau}_3$, отсутствуют. В первом случае, слагаемое опущено с учетом симметрии в пространстве Намбу уравнений на параметр порядка [33], в то время как во втором случае слагаемое обращается в нуль за счет процедуры ξ -интегрирования.

Мацубаровские частоты и параметр порядка самосогласованно перенормируются собственно-энергетической частью следующим образом:

$$\begin{aligned} i\tilde{\omega}_{an} &= i\omega_n - \Sigma_{0\alpha}^{\text{SC}}(i\tilde{\omega}_{an}, i\tilde{\omega}_{bn}, \tilde{\phi}_{an}, \tilde{\phi}_{bn}) \\ &\quad - \Sigma_{0\alpha}^{\text{imp}}(i\tilde{\omega}_{an}, i\tilde{\omega}_{bn}, \tilde{\phi}_{an}, \tilde{\phi}_{bn}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_{an} &= \Sigma_{2\alpha}^{\text{SC}}(i\tilde{\omega}_{an}, i\tilde{\omega}_{bn}, \tilde{\phi}_{an}, \tilde{\phi}_{bn}) \\ &\quad + \Sigma_{0\alpha}^{\text{imp}}(i\tilde{\omega}_{an}, i\tilde{\omega}_{bn}, \tilde{\phi}_{an}, \tilde{\phi}_{bn}), \end{aligned} \quad (3)$$

где слагаемое $\Sigma_{0,2\alpha}^{\text{SC}}$ в собственно-энергетической части связано со спаривающим взаимодействием и зависит

от матрицы 2×2 констант связи с элементами в зонном пространстве. Матрица λ — аналог константы электрон-фононного взаимодействия, и, подобно константе электрон-фононного взаимодействия, она определяет критическую температуру. Спаривание определяется спектральной функцией $B(\Omega)$, отражающей частотную зависимость спиновых флуктуаций [19]. Слагаемое $\Sigma_{0,2\alpha}^{\text{imp}}$ относится к рассеянию на немагнитных примесях и вычисляется в приближении T -матрицы, что эквивалентно приближению непересекающихся диаграмм. Индексы „0“ и „2“ указывают на соответствующие матрицы Паули $\hat{\tau}_i$. Уравнения (2) и (3) представляют собой систему уравнений Элиашберга для многозонного сверхпроводника с немагнитными примесями [19].

3. Свободная энергия Ландау

В наиболее общем виде, большой термодинамический потенциал или свободная энергия Ландау задается выражением Латтинджера–Уорда для многозонной системы [34,35] с обобщением на случай сверхпроводника с немагнитными примесями:

$$\begin{aligned} \Omega_S(T) &= -T \sum_{\omega_n \mathbf{k}} \text{Tr} \left[\ln \left\{ -\hat{\mathbf{G}}^{-1}(\mathbf{k}, i\omega_n) \right\} \right. \\ &\quad \left. + \hat{\Sigma}(\mathbf{k}, i\omega_n) \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{k}, i\omega_n) \right] + \Omega'_{\text{SC}}(T) + \Omega'_{\text{imp}}(T), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\Omega'_{\text{SC}}(T) = \frac{T}{2} \sum_{\mathbf{k}, \omega_n} \text{Tr} \left[\hat{\Sigma}_{\text{SC}}(\mathbf{k}, i\omega_n) \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{k}, i\omega_n) \right], \quad (5)$$

$$\Omega'_{\text{imp}}(T) = n_{\text{imp}} T \sum_{\omega_n, \mathbf{k}} \text{Tr} \left[\sum_{t=1}^{\infty} \frac{1}{t} \left(\hat{\mathbf{U}} \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{k}, i\omega_n) \right)^t \right], \quad (6)$$

где функция Грина $\hat{\mathbf{G}}$ и собственно-энергетическая часть $\hat{\Sigma}$ записаны в общем виде и зависят от импульса $\mathbf{k}$ и мацубаровской частоты ω_n , а сумма по импульсам $\sum_{\mathbf{k}}$ обозначающая интегрирование по всей первой зоне Бриллюэна, $\sum_{\mathbf{k}} \leftrightarrow \int_{\text{IBZ}} d^3k / (2\pi)^3$, приводит к выражению (1) для функции Грина и к собственно энергетической части, входящей в уравнения (2) и (3), явный вид которой дан в работе [19]. Матрица рассеивающего потенциала примесей $\hat{\mathbf{U}}$ имеет следующий вид:

$$\{\hat{\mathbf{U}}\}_{\alpha\beta} = [u + (v - u)\delta_{\alpha\beta}] \otimes \hat{\tau}_3, \quad (7)$$

где v и u — внутризонная и межзонная компоненты примесного потенциала, соответственно, след $\text{Tr}[\dots]$ берется по всем подпространствам (пространству Намбу и зонным индексам). В формулах (4)–(6) величины $\Omega'_{\text{SC}}(T)$ и $\Omega'_{\text{imp}}(T)$ обозначают части функционала Латтинджера–Уорда, связанные со сверхпроводящим спариванием и рассеянием на примесях, соответственно, вычисляемые в том же диаграммном приближении, что и соответствующие слагаемые собственно-энергетической

части, используемой при вычислении $i\tilde{\omega}_{an}$ и $\tilde{\phi}_{an}$ в уравнениях (2) и (3). Несмотря на обозначение, слагаемое $\Omega'_{SC}(T)$ не связано исключительно со сверхпроводящим состоянием, поскольку эффективное взаимодействие между частицами присутствует и в нормальном состоянии, перенормируя мацубаровские частоты.

На практике удобнее рассматривать разность между свободными энергиями в сверхпроводящем и нормальном состоянии:

$$\Delta\Omega(T) = \Omega_S(T) - \Omega_N(T), \quad (8)$$

где выражение для свободной энергии Ландау системы в нормальном состоянии Ω_N имеет вид, похожий на выражение (4), с тем лишь отличием, что все величины вычисляются при условии $\tilde{\phi}_{an} = 0$. В рамках двузонной модели, рассматриваемой в настоящей работе, эта разность имеет следующий вид:

$$\Delta\Omega(T) = -\pi T \sum_{\omega_n} \sum_{a=b} N_a \left[\frac{\omega_n \tilde{\omega}_{an}}{\sqrt{\tilde{\omega}_{an}^2 + \tilde{\phi}_{an}^2}} + \sqrt{\tilde{\omega}_{an}^2 + \tilde{\phi}_{an}^2} - |\omega_n| - |\tilde{\omega}_{an}^N| \right] + \Delta\tilde{\Omega}(T), \quad (9)$$

где $\tilde{\omega}_{an}^N$ — перенормированные сверхпроводящим взаимодействием и рассеянием на примесях мацубаровские частоты в нормальном состоянии,

$$\Delta\tilde{\Omega}(T) = \pi T N_a \Gamma_a \sum_{\omega_n} \left[\frac{2\sigma(1-\eta^2)^2 + (1-\sigma)\kappa}{2D} - \frac{2\sigma(1-\eta^2)^2 + (1-\sigma)\kappa^N}{2D^N} \right] - n_{\text{imp}} T \sum_{\omega_n} \ln(D/D^N), \quad (10)$$

$$\kappa = \eta^2 \frac{N_a^2 + N_b^2}{N_a N_b} + 2 \frac{\tilde{\omega}_{an} \tilde{\omega}_{bn} + \tilde{\phi}_{an} \tilde{\phi}_{bn}}{\sqrt{\tilde{\omega}_{an}^2 + \tilde{\phi}_{an}^2} \sqrt{\tilde{\omega}_{bn}^2 + \tilde{\phi}_{bn}^2}}, \quad (11)$$

$$D = (1-\sigma)^2 + \sigma^2(1-\eta^2)^2 + \sigma(1-\sigma)\kappa, \quad (12)$$

$$\kappa^N = \kappa|_{\tilde{\phi}_{an}=0}, \quad D^N = D|_{\tilde{\phi}_{an}=0},$$

$\eta = v/u$ — это отношение внутризонной компоненты примесного потенциала к межзонной компоненте, σ — эффективное сечение рассеяния:

$$\sigma = \frac{\pi^2 N_a N_b u^2}{1 + \pi^2 N_a N_b u^2}, \quad (13)$$

n_{imp} — концентрация примесей, а Γ_a — интенсивность рассеяния на примесях,

$$\Gamma_a = \frac{2n_{\text{imp}}\sigma}{\pi N_a} = 2N_{\text{imp}}\pi N_b u^2(1-\sigma), \quad (14)$$

задающая наличие немагнитного беспорядка в системе. Эффективное сечение рассеяния показывает силу рассеивающего потенциала примесей и изменяется в пределах

от нуля для слабого примесного рассеяния в борновском пределе ($\pi u N_a \ll 1$) до единицы в унитарном пределе сильно рассеивающих примесей ($\pi u N_a \gg 1$). В борновском пределе, $\sigma \rightarrow 0$, вклад $\Delta\tilde{\Omega}$ в выражении (9) зануляется и $\Delta\Omega$ зависит от примесей неявно через самосогласованное решение уравнений (2) и (3).

4. Результаты и обсуждение

В расчетах ниже мы используем следующие величины для элементов матрицы констант связи $\{\lambda_{aa}, \lambda_{ab}, \lambda_{ba}, \lambda_{bb}\} = \{3, 0, -0.3, -0.1, 0.5\}$. Такая комбинация приводит к сверхпроводящему состоянию ниже критической температуры в чистом пределе $T_{c0} = 40$ К с $s_{\pm}$ -параметром порядка и положительной усредненной по зонам константой связи $\langle \lambda \rangle = (N_a[\lambda_{aa} + \lambda_{ab}] + N_b[\lambda_{ba} + \lambda_{bb}])/(N_a + N_b)$. В сверхпроводящем состоянии именно с такой структурой параметра порядка немагнитные примеси вызывают переход $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$. Здесь мы предположим, что рассеяние на примесях происходит только в межзонном канале ($\eta = 0$), поскольку, как было показано ранее, ненулевая величина внутризонной компоненты рассеивающего потенциала примеси не оказывает влияния на сверхпроводящее состояние в борновском пределе и лишь сдвигает точку перехода к более высоким значениям Γ_a при $\sigma \neq 0$ [24]. Плотность состояний в каждой из зон задана такой ($N_a = 1.0656 \text{ eV}^{-1}$ на элементарную ячейку и $N_b = 2N_a$), чтобы полная плотность состояний была $N = N_a + N_b$ близка к значениям, получаемым в первопринципных расчетах [36,37].

4.1. Гистерезис решений уравнений Элиашберга

Ранее было показано, что переход между $s_{\pm}$ - и s_{++} -состояниями для эффективного сечения рассеяния $\sigma < 0.12$ и температур $0.03 < T < 0.1T_{c0}$ происходит скачком, т.е. параметр порядка в пределах одной из зон резко меняет свой знак [24]. Здесь мы показываем, что уравнения Элиашберга (2) и (3) в пределах значений $0 < \sigma < 0.18$ и температур $0.03 < T < 0.1T_{c0}$ имеют два типа решений. Они получаются при движении в противоположных направлениях вдоль оси Γ_a . Иными словами, чтобы получить первый тип решений мы решаем уравнения Элиашберга в чистом пределе, $\Gamma_a = 0$. Далее мы добавляем примеси, а результаты решения, полученные в чистом пределе, используются в качестве затравочных значений. На последующих шагах мы повторяем процедуру: увеличиваем Γ_a и используем решения с предыдущего шага в качестве затравочных величин. Таким образом, мы строим эволюцию сверхпроводника от чистого до находящегося в „загрязненном/неупорядоченном“ состоянии. Второй набор решений получается обращением направления эволюции системы, т.е. мы в расчетах стартуем с „грязного“ предела ($\Gamma_a = 6T_{c0}$), и затем

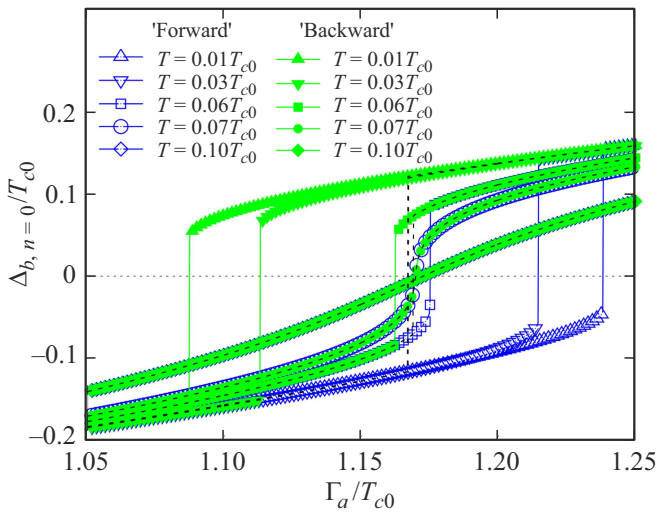


Рис. 1. Графики зависимости сверхпроводящей щели от Γ_a в борновском пределе для первой маубаровской частоты, $n = 0$, в зоне b для различных температур. Обозначение „forward“ указывает на эволюцию системы из чистого предела в неупорядоченное состояние „backward“ указывает на обратное направление эволюции системы. Черные пунктирные линии показывают решения соответствующие наименьшей свободной энергии Ландау. Здесь и далее, величины функции щели $\Delta_{b,0}$, интенсивности рассеяния на примесях Γ_a и температуры T приведены в единицах критической температуры для чистого сверхпроводника T_{c0} .

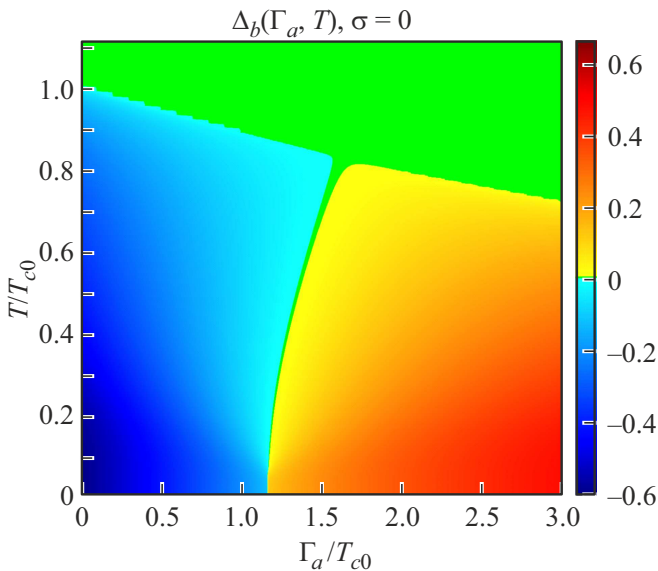


Рис. 2. Фазовая диаграмма для сверхпроводящей щели $\Delta_{b,0}$ в зоне b для первой маубаровской частоты, $n = 0$, в осях (Γ_a, T) . Цвета соответствуют знаку и амплитуде $\Delta_{b,0}$: красный — положительный, синий — отрицательный, зеленый — нулевые значения.

уменьшаем беспорядок в системе вплоть до чистого предела, уменьшая Γ_a и используя решения при больших Γ_a в качестве затравочных значений для вычисления

решений при более низких интенсивностях рассеяния на примесях. Эти два типа решений представлены на рис. 1, где функция сверхпроводящей щели

$$\Delta_{b,n} = \omega_n \tilde{\phi}_{b,n} / \tilde{\omega}_{b,n}, \quad (15)$$

в зоне b для первой маубаровской частоты ($n = 0$) представлена для борновского предела для различных температур $0.01 < T < 0.10T_{c0}$ в зависимости от Γ_a . Функция сверхпроводящей щели определяет сверхпроводящий параметр порядка и соответствует щели в спектре электронных возбуждений в зоне b . Поведение функции $\Delta_{b,n>0}$ соответствует поведению $\Delta_{b,0}$, поэтому далее в обсуждении мы можем опустить подстрочный индекс „0“, говоря о поведении функции щели в зоне b в целом. Мы наблюдаем эффект гистерезиса между решениями для системы, эволюционирующей из чистого состояния в „грязное“ (обозначаются линиями с полыми символами и словом „forward“), и в обратном направлении (обозначены закрашенными символами и словом „backward“). С ростом температуры ширина петли гистерезиса уменьшается до тех пор, пока она не схлопнется при $T \approx 0.07T_{c0}$, когда решения для обоих направлений („forward“ и „backward“) начинают совпадать при всех значениях Γ_a .

4.2. Фазовая диаграмма

Для того чтобы разрешить вопрос, как выбрать единственный набор решений из двух конкурирующих, естественным подходом является выбор наиболее энергетически выгодных решений. Сравнивая разности свободной энергии Ландау $\Delta\Omega$, вычисленные по формуле (6), мы выбираем решения с низшим значением $\Delta\Omega$ и строим фазовую диаграмму для сверхпроводящей щели $\Delta_{b,0}$, представленную на рис. 2.

Фазовая диаграмма построена в осях (Γ_a, T) . Интенсивность рассеяния на примесях изменяется в пределах $0 < \Gamma_a < 2.5T_{c0}$, температура: $0.01 < T < 1.1T_{c0}$. Знак и амплитуда функции щели, определяющие находится ли система в $s_{\pm-}$, s_{++-} , или нормальном состоянии, обозначается градиациями цвета: синий — отрицательный знак (противоположный знаку второй щели $\Delta_{a,0}$, т.е. $s_{\pm-}$ -состояние), красный — положительный (соответствующий знаку $\Delta_{a,0}$, т.е. s_{++-} -состояние), зеленый — указывает на близкие к нулю значения $\Delta_{b,0}$. Поскольку ниже T_c щель во второй зоне ($\Delta_{a,0}$) не обращается в нуль, то нулевые значения щели $\Delta_{b,0}(T < T_c)$ соответствуют так называемому „бесщелевому“ сверхпроводящему, а не нормальному состоянию. То есть, сверхпроводящая щель в спектре одноэлектронных возбуждений закрывается только в зоне b , в то время как в зоне a она остается конечной. На фазовой диаграмме при низких температурах ($T < 0.07T_{c0}$) и значениях Γ_a , близких к $1.16T_{c0}$, наблюдается практически вертикальная линия, отделяющая $s_{\pm-}$ и s_{++-} -состояния друг от друга, что выражается в резкой смене цвета с синего на красный без плавного перехода. Здесь $\Delta_{b,0}$ меняет свой

знак скачком. При температурах $T > 0.07T_{c0}$ переход $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$ гладкий и сильно зависящий от температуры (при таких температурах линия $\Delta_{b,0} = 0$ имеет сильнее выраженный наклон, чем в области перехода скачком).

Похожий результат был нами ранее получен только для эволюции системы „вперед“ при изменении вклада немагнитного беспорядка [25]. Главное отличие заключается в том, что линия резкой смены знака Δ_b при низких температурах $T < 0.1T_{c0}$ сильно зависит от температуры, т. е. имеет более выраженный наклон из-за наличия энергетически невыгодных решений. В настоящей работе мы избегаем этого путем сравнения свободных энергий и выбора набора с низшим значением, тем самым уточнив вид фазовой диаграммы.

5. Заключение

Для многозонного сверхпроводника с немагнитными примесями в области резкого перехода между $s_{\pm}$ - и s_{++} -состояниями уравнения Элиашберга могут иметь не единственный набор решений вблизи борновского предела ($\sigma < 0.18$). Два различных набора решений получаются для противоположных направлений эволюции системы относительно изменения интенсивности рассеяния на примесях. Такой гистерезис существует в ограниченном диапазоне температур и интенсивности рассеяния на примесях. Для того чтобы устранить неоднозначность в выборе решения мы вычислили разность свободных энергий Ландау $\Delta\Omega = \Omega_S - \Omega_N$ и, выбирая решения с наименьшим значением $\Delta\Omega$, построили фазовую диаграмму отображающую $s_{\pm}$ - и s_{++} -состояния и переход между ними. На фазовой диаграмме присутствует практически прямая линия резкого перехода $s_{\pm} \rightarrow s_{++}$, направленная вдоль оси температур, начинающаяся от $T_{\min} = 0.01T_{c0}$ и заканчивающаяся при $T \approx 0.07T_{c0}$. Резкий переход характеризуется скачком щели Δ_b при смене знака. При температурах выше $T \approx 0.07T_{c0}$ резкий характер перехода между $s_{\pm}$ - и s_{++} -состояниями сменяется на плавный, при котором щель Δ_b меняется непрерывно с изменением интенсивности рассеяния на примесях. Наш результат уточняет фазовую диаграмму [25], которая была получена только для увеличивающегося количества беспорядка в системе и температур, ограниченных снизу значением $T = 0.03T_{c0}$.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания ИФ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] М.В. Садовский. УФН **178**, 1243–1271 (2008).
- [2] Ю.А. Изюмов, Э.З. Курмаев. УФН **178**, 1307–1334 (2008).
- [3] А.Л. Ивановский. УФН **178**, 1273–1306 (2008).
- [4] G.R. Stewart. Rev. Mod. Phys. **83**, 4, 1589–1652 (2011).
- [5] P.J. Hirschfeld, M.M. Korshunov, I.I. Mazin. Rep. Prog. Phys. **74**, 124508 (2011).
- [6] A. Golubov, I. Mazin. Physica C: Supercond. **243**, 153–159 (1995).
- [7] A.A. Golubov, I.I. Mazin. Phys. Rev. B **55**, 22, 15146–15152 (1997).
- [8] I.I. Mazin, D.J. Singh, M.D. Johannes, M.H. Du. Phys. Rev. Lett. **101**, 5, 057003 (2008).
- [9] D. Parker, O.V. Dolgov, M.M. Korshunov, A.A. Golubov, I.I. Mazin. Phys. Rev. B **78**, 13, 134524 (2008).
- [10] M.D. Lumsden, A.D. Christianson. J. Phys. Condens. Matter, **22**, 203203 (2010).
- [11] D. Inosov. C.R. Physique **17**, 60–89 (2016).
- [12] M.M. Korshunov. Phys. Rev. B **98**, 10, 104510 (2018).
- [13] J.E. Hoffman. Rep. Prog. Phys. **74**, 124513 (2011).
- [14] M.M. Korshunov, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. Materials **15**, 6120 (2022).
- [15] A.E. Karkin, J. Werner, G. Behr, B.N. Goshchitskii. Phys. Rev. B **80**, 17, 174512 (2009).
- [16] A.E. Карькин, Т. Wolf, А.Н. Васильев, О.С. Волкова, Б.Н. Гошицкий. Физика металлов и металлургия **113**, 5, 480 (2012) [A.E. Kar'kin, T. Wolf, A.N. Wasil'ev, O.S. Volkova, B.N. Goshchitskii. Phys. Metals. Metallogr. **113**, 455 (2012)].
- [17] K. Cho, M. Kończykowski, J. Murphy, H. Kim, M.A. Tanatar, W.E. Straszheim, B. Shen, H.H. Wen, R. Prozorov. Phys. Rev. B **90**, 10, 104514 (2014).
- [18] R. Prozorov, M. Kończykowski, M.A. Tanatar, A. Thaler, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, V. Mishra, P.J. Hirschfeld. Phys. Rev. X **4**, 4, 041032 (2014).
- [19] М.М. Коршунов, Ю.Н. Тогусова, О.В. Долгов. УФН **186**, 1315–1347 (2016).
- [20] D.V. Efremov, M.M. Korshunov, O.V. Dolgov, A.A. Golubov, P.J. Hirschfeld. Phys. Rev. B **84**, 18, 180512 (2011).
- [21] V.A. Shestakov, M.M. Korshunov, Y.N. Togushova, O.V. Dolgov. Supercond. Sci. Technol. **34**, 075008 (2021).
- [22] M.B. Schilling, A. Baumgartner, B. Gorshunov, E.S. Zhukova, V.A. Dravin, K.V. Mitsen, D.V. Efremov, O.V. Dolgov, K. Iida, M. Dressel, S. Zapf. Phys. Rev. B **93**, 17, 174515 (2016).
- [23] G. Ghigo, D. Torsello, G.A. Ummarino, L. Gozzelino, M.A. Tanatar, R. Prozorov, P.C. Canfield. Phys. Rev. Lett. **121**, 10, 107001 (2018).
- [24] V.A. Shestakov, M.M. Korshunov, Y.N. Togushova, D.V. Efremov, O.V. Dolgov. Supercond. Sci. Technol. **31**, 034001 (2018).
- [25] V.A. Shestakov, M.M. Korshunov, O.V. Dolgov. Symmetry **10**, 323 (2018).
- [26] P.W. Anderson. J. Phys. Chem. Solids **11**, 26 (1959).
- [27] V. Stanev. Supercond. Sci. Technol. **28**, 1, 014006 (2014).
- [28] J. Garaud, M. Silaev, E. Babaev. Physica C: Supercond. **533**, 63 (2017).
- [29] J. Garaud, A. Corticelli, M. Silaev, E. Babaev. Phys. Rev. B **97**, 5, 054520 (2018).
- [30] M. Silaev, J. Garaud, E. Babaev. Phys. Rev. B **95**, 2, 024517 (2017).

- [31] V. Grinenko, R. Sarkar, K. Kihou, C.H. Lee, I. Morozov, S. Aswartham, B. Büchner, P. Chekhonin, W. Skrotzki, K. Nenkov, R. Hühne, K. Nielsch, S.-L. Drechsler, V.L. Vaidimov, M.A. Silaev, P.A. Volkov, I. Eremin, H. Luetkens, H.-H. Klauss. *Nat. Phys.* **16**, 7, 786 (2020).
- [32] V.A. Shestakov, M.M. Korshunov. *Supercond. Sci. Technol.* **38**, 5, 055002 (2025).
- [33] B.A. Шестаков, М.М. Коршунов. *ФТТ* **66**, 8, 1258 (2024).
- [34] J.M. Luttinger, J.C. Ward. *Phys. Rev.* **118**, 5, 1417–1427 (1960).
- [35] J.M. Luttinger. *Phys. Rev.* **119**, 4, 1153–1163 (1960).
- [36] J. Ferber, Y.Z. Zhang, H.O. Jeschke, R. Valentí. *Phys. Rev. B* **82**, 16, 165102 (2010).
- [37] M.V. Sadoyskii, E.Z. Kuchinskii, I.A. Nekrasov. *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 3481 (2012).

Редактор Ю.Э. Китаев