

УДК 538.945; 539.27

М. М. Коршунов<sup>1</sup>, Ю. Н. Тогушова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН  
Академгородок, Красноярск, 660036, Россия

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет  
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

*mkor@iph.krasn.ru, ytogushova@sfu-kras.ru*

## ВЗАИМОСВЯЗЬ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И МАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В МНОГООРБИТАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ\*

Рассмотрено влияние нетривиального сверхпроводящего параметра порядка на магнитную восприимчивость в многоорбитальной модели соединений железа. Показано, как формируется спин-резонансный пик, обсуждается его связь с экспериментальными данными по неупругому рассеянию нейтронов.

*Ключевые слова:* сверхпроводники на основе железа, спин-резонансный пик, спиновая восприимчивость.

### Введение

В 2008 г. был открыт новый класс сверхпроводников – соединения железа [1]. В настоящее время рекорд по величине критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$  среди монокристаллов принадлежит  $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$  с  $T_c = 57,5$  К [2]. В сверхпроводящих соединениях железа можно выделить два класса – пниктиды и халькогениды. Базовым элементом везде является квадратная решетка железа, в большинстве слабодопированных соединений подверженная орторомбическим искажениям при температурах, сравнимых с температурой перехода в антиферромагнитную (АФМ) фазу  $T_{\text{SDW}}$ . В первом классе железо находится в тетраэдрическом окружении мышьяка или фосфора, во втором – селена, теллура или серы. Пниктиды бывают однослойные типа 1111 ( $\text{LaFeAsO}$ ,  $\text{LaFePO}$ ,  $\text{Sr}_2\text{VO}_3\text{FeAs}$

и т. д.) и 111 ( $\text{LiFeAs}$ ,  $\text{LiFeP}$  и др.), а также типа 122, содержащие два слоя  $\text{FeAs}$  на элементарную ячейку ( $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ ,  $\text{KFe}_2\text{As}_2$  и т. п.). К халькогенидам относятся соединения типа 11 ( $\text{Fe}_{1-\delta}\text{Se}$ ,  $\text{Fe}_{1+y}\text{Te}_{1-x}\text{Se}_x$ , пленки  $\text{FeSe}$ ) и 122 ( $\text{KFe}_2\text{Se}_2$ ). В настоящее время существует множество обзоров, в которых подробно обсуждаются структура и физические свойства соединений железа, например [3–8].

Характерная особенность соединений железа по сравнению с купратами, например, состоит в качественном, а иногда даже и количественном, согласии измеряемой в ARPES (Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy – фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением) и с помощью квантовых осцилляций Ферми-поверхности с вычисленной первопринципными методами. Это, а также малая величина магнитного момента на железе (из нейтронных исследований  $\sim 0,3\mu_B$ ) в пниктидах и отсутствие

\* Материал данной работы был доложен на семинаре ОКНО-2014. Работа была выполнена при поддержке Минобрнауки РФ ГФ-2 (СФУ), РФФИ (грант 13-02-01395), программы Президиума РАН № 20.7, при государственной поддержке ведущих научных школ НШ-2886.2014.2, фонда «Династия» и МЦФФМ.

изоляторного состояния в недопированном случае позволяют говорить о малой или средней величине электронных корреляций. Поэтому естественной начальной точкой описания скорее является модель делокализованных электронов, а не Мотт – Хаббардовский предел и модели типа  $t - J_1 - J_2$ .

Симметрия и структура параметра порядка в сверхпроводниках на основе железа является наиболее фундаментальным, хотя и не решенным вопросом в быстро развивающейся области необычной многозонной сверхпроводимости. Сложная Ферми-поверхность соединений железа является результатом гибридизации всех пяти  $d$ -орбиталей железа, а взаимодействие фермионов на низких энергиях – это сложная смесь вкладов от внутри- и межорбитальных взаимодействий. В такой ситуации электронный механизм сверхпроводимости может привести к  $s$ -типу и не- $s$ -типу спаривания, и для каждой симметрии структура щели может быть обычной или расширенной, со сдвигом фазы на  $\pi$  между различными Ферми-поверхностями (так называемое  $s_{\pm}$ -состояние) [3].

На раннем этапе после открытия сверхпроводимости пниктидов были проведены оценки возможности спаривания за счет электрон-фононного взаимодействия. Константа связи оказалась даже меньше, чем у алюминия [9], хотя  $T_c$  в соединениях железа значительно выше. Это привело к выводам о том, что вряд ли следующее из электрон-фононного взаимодействия спаривание является доминирующим, хотя, возможно, требуется более тщательный анализ, учитывающий специфические особенности зонной структуры [10]. Такая ситуация сразу привела к поискам альтернативных теорий сверхпроводящего спаривания. Используемые в теориях взаимодействия варьируются от спиновых и орбитальных флуктуаций до сильно коррелированных Мотт – Хаббардовских и хундовских обменных констант. Спин-флуктуационная теория сверхпроводящего спаривания является наиболее перспективной по ряду причин: 1) она основана на модели делокализованных электронов, что является хорошей отправной точкой для описания соединений железа; 2) сверхпроводящая фаза возникает сразу после или сосуществует с антиферромагнитной, притом спин-решеточная релаксация  $1/T_1T$  посте-

пенно меняет характер поведения от Кюри-Вейсовского к Пауликовскому при увеличении допирования и снижении  $T_c$  [11], что говорит об уменьшении роли спиновых флуктуаций; 3) для описания разнообразия наблюдаемых свойств пниктидов и халькогенидов не требуется вводить дополнительные параметры в теорию, а нужно учитывать особенности зонной структуры и взаимодействий в различных классах соединений железа [3].

Что касается экспериментального подтверждения результатов спин-флуктуационной теории сверхпроводимости то, наверное, наиболее ярким является наблюдение спин-резонансного пика в неупругом рассеянии нейтронов. Далее мы изложим теоретические предпосылки возникновения этого пика, основанные на вычислении спиновой восприимчивости в многоорбитальной системе, а затем обсудим экспериментальную ситуацию.

### Реалистичная зонная модель

Основной кристаллографический элемент соединений железа – это плоскость FeAs (где вместо As могут быть P, Se или Te) с квадратной  $a \times a$  плоскостью ионов Fe и двумя квадратными  $\tilde{a} \times \tilde{a}$  плоскостями As выше и ниже ее ( $\tilde{a} = a\sqrt{2}$ ). Минимальная элементарная ячейка всей плоскости FeAs есть, следовательно,  $\tilde{a} \times \tilde{a}$  и включает две формульные единицы. В некоторых, но не во всех, случаях низкоэнергетическая часть электронной структуры может быть «развернута» в два раза большую зону Бриллюэна, соответствующую элементарной ячейке  $a \times a$ , так что реальная зонная структура может быть получена с помощью «свертки» двумерной зоны Бриллюэна. При этом точки  $X = (\pi/a, 0)$  и  $Y = (0, \pi/a)$  из «развернутой» зоны переходят в одну точку  $\tilde{M} = (\pi/\tilde{a}, \pi/\tilde{a})$  в малой зоне Бриллюэна

На основе зонной структуры из первопринципных расчетов в рамках теории функционала плотности (Density Functional Theory, DFT) можно сформулировать упрощенные модели, которые затем можно изучать сложными теоретическими методами, как, например, формализм функций Грина. Наиболее реалистичная модель включает все пять  $t_{2g}$ -орбиталей железа [12; 13]. Так,

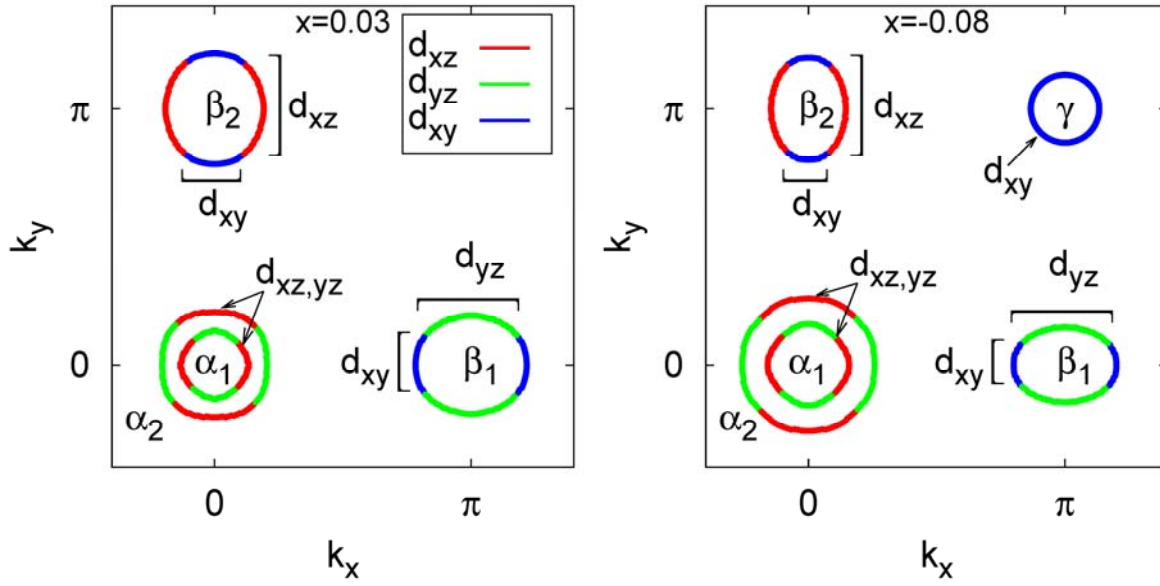


Рис. 1. Ферми-поверхность при электронном допировании ( $x = 0,03$ , слева) и дырочном допировании ( $x = -0,08$ , справа), вычисленная в 5-орбитальной модели [13]. Орбитали, дающие максимальные вклады в Ферми-поверхность, выделены цветом

например, в пятиорбитальной модели из работы [13], довольно хорошо воспроизводящей результаты DFT-расчетов, Ферми-поверхность состоит из четырех карманов, двух дырочных в районе точки  $(0,0)$  и двух электронных в районе точек  $(\pi,0)$  и  $(0,\pi)$  (рис. 1). Такая геометрия в  $\mathbf{k}$ -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  $(0,\pi)$  [7]. Гамильтониан модели есть:

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \sum_{l'l'} (t_{ll'}(\mathbf{k}) + \varepsilon_l \delta_{ll'}) d_{l\mathbf{k}\sigma}^\dagger d_{l'\mathbf{k}\sigma}, \quad (1)$$

где  $d_{l\mathbf{k}\sigma}^\dagger$  – оператор рождения частицы с импульсом  $\mathbf{k}$  и спином  $\sigma$  на орбитали  $l$ ;  $t_{ll'}(\mathbf{k})$  – перескоки, а  $\varepsilon_l$  – одноэлектронные энергии. Орбитальный индекс  $l \in (1,2,\dots,5)$  нумерует все пять орбиталей железа ( $d_{xz}$ ,  $d_{yz}$ ,  $d_{xy}$ ,  $d_{x^2-y^2}$ ,  $d_{3z^2-r^2}$ ).

Недопированный материал имеет полностью заполненные орбитали  $d^6$ , что в рассматриваемой модели соответствует числу электронов  $n = 6$ . Полное число заполнения электронов  $n = n_0 \pm x$ . Отметим, что при дырочном допировании с  $n = 5,95$ , также показанном на рис. 1, возникает дополни-

тельная Ферми-поверхность  $\gamma$  вокруг точки  $(\pi,\pi)$ . При увеличении допирования  $x$  дальний SDW порядок исчезает. То, что максимальные вклады в зоны на Ферми-поверхности дают  $d_{xz,yz}$ - и  $d_{xy}$ -орбитали, подтверждается спектрами ARPES [14; 15]. При этом наличие нескольких карманов и многоорбитальный характер зон существенно влияет на картину сверхпроводящего спаривания.

#### Спиновая восприимчивость в многоорбитальных моделях

В многоорбитальном случае динамическая спиновая восприимчивость является тензором по орбитальным индексам  $l, l'$ ,  $m$  и  $m'$ :

$$\chi_{ss'}^{ll',mm'}(\mathbf{q}, i\Omega) = - \int_0^\beta d\tau e^{i\Omega\tau} \langle T_\tau S_{ll'}^s(\mathbf{q}, \tau) S_{m'm}^{s'}(-\mathbf{q}, 0) \rangle.$$

Здесь  $\Omega$  – мацубаровская частота;  $S_{ll'}^s(\mathbf{q}, \tau)$  –  $s$ -я компонента вектора спинового оператора с мацубаровским временем  $\tau$ ;

$$\mathbf{S}_{ll'}(\mathbf{q}, \tau) = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{p}, \alpha, \alpha'} a_{\mathbf{p}l\alpha}^\dagger(\tau) \hat{\sigma}_{\alpha\alpha'} a_{\mathbf{p}+\mathbf{q}l'\alpha'}(\tau),$$

где  $\hat{\sigma}$  – вектор, составленный из матриц Паули  $\hat{\sigma}$ ,  $a_{\mathbf{p}l\alpha}^\dagger$  – оператор рождения электрона на орбитали  $l$  с импульсом  $\mathbf{p}$  и спи-

ном  $\alpha$ . Для получения нулевого по взаимодействию приближения расцепляем (1) по теореме Вика, вводим нормальные и аномальные функции Грина

$$G_{ml\sigma\sigma'}(k, \tau) = -\langle T_{\tau} a_{km\sigma}(\tau) a_{kl\sigma'}^{\dagger}(0) \rangle,$$

$$F_{ml\sigma\sigma'}^{\dagger}(k, \tau) = \langle T_{\tau} a_{km\sigma}^{\dagger}(\tau) a_{-kl\sigma'}(0) \rangle$$

и

$$F_{ml\sigma\sigma'}(k, \tau) = \langle T_{\tau} a_{km\sigma}(\tau) a_{-kl\sigma'}(0) \rangle,$$

переходим к мацубаровским частотам  $\omega_n$  и получаем для  $+-$  компоненты восприимчивости в отсутствие спин-орбитального взаимодействия

$$\chi_{0,+}^{ll',mm'}(\mathbf{q}, i\Omega) =$$

$$= -T \sum_{\omega_n, \mathbf{p}} \left[ G_{ml\uparrow\uparrow}(\mathbf{p}, i\omega_n) G_{l'm'\downarrow\downarrow}(\mathbf{p} + \mathbf{q}, i\Omega + i\omega_n) - \right.$$

$$\left. - F_{lm'\uparrow\downarrow}^{\dagger}(\mathbf{p}, -i\omega_n) F_{l'm\downarrow\uparrow}(\mathbf{p} + \mathbf{q}, i\Omega + i\omega_n) \right]. \quad (2)$$

Физическая (наблюдаемая) восприимчивость получается при совпадающих орбитальных индексах двух функций Грина, входящих в вершину, т. е. при  $l' = l$  и

$$m' = m : \chi_{+-}(\mathbf{q}, i\Omega) = \frac{1}{2} \sum_{l,m} \chi_{+-}^{ll,mm}(\mathbf{q}, i\Omega).$$

В качестве взаимодействия мы возьмем двухчастичный гамильтониан с одноузельным взаимодействием общего вида [12; 13]:

$$H = H_0 + U \sum_{f,m} n_{fm\uparrow} n_{fm\downarrow} +$$

$$+ U' \sum_{f,m < l} n_{fl} n_{fm} + J \sum_{f,m < l, \sigma, \sigma'} \sum_{\sigma'} d_{fl\sigma}^{\dagger} d_{fm\sigma}^{\dagger} d_{fl\sigma} d_{fm\sigma} +$$

$$+ J' \sum_{f,m \neq l} d_{fl\uparrow}^{\dagger} d_{fl\downarrow}^{\dagger} d_{fm\downarrow} d_{fm\uparrow}, \quad (3)$$

где  $n_{fm} = n_{fm\uparrow} + n_{fm\downarrow}$ ,  $n_{fm\sigma} = d_{fm\sigma}^{\dagger} d_{fm\sigma}$  – оператор числа частиц на узле  $f$ ;  $U$  и  $U'$  – внутри- и межорбитальное Хаббардовское отталкивание;  $J$  – хундовский обмен;  $J'$  – парный перескок. Обычно параметры подчиняются спин-вращательной инвариантности (Spin-Rotational Invariance, SRI), что приводит к уменьшению свободных параметров теории вследствие соотношений  $U' = U - 2J$  и  $J' = J$ .

На основании взаимодействия в гамильтониане (3) можно построить приближение RPA для спиновой восприимчивости  $\chi_{+-}(\mathbf{q}, i\Omega)$  [13]. Чтобы получить решение, нужно перейти от тензоров к матрицам с индексами  $i = l + l'n_0$  и  $j = m + m'n_0$ , где  $n_0$  – число орбиталей. Тогда в матричном

виде спиновая восприимчивость в RPA-приближении есть

$$\hat{\chi}_{+-} = \left( \hat{1} - \hat{\chi}_{0,+} \hat{U}^{+-} \right)^{-1} \hat{\chi}_{0,+}, \quad (4)$$

где  $\hat{U}^{+-}$  – матрица взаимодействий в  $+-$  канале. Отметим, что необходимость строить теорию в орбитальном представлении вызвана тем, что именно в нем взаимодействие Хаббардовского типа, содержащееся в (3), остается локальным.

### Спин-резонансный пик в неупругом рассеянии нейтронов

Так как  $\chi_0(\mathbf{q}, \omega)$  описывает возбуждения частица-дырка, а в сверхпроводящем состоянии все возбуждения примерно до  $2\Delta_0$  (при  $T = 0$ ) отсутствуют, то только выше этого значения  $\text{Im}\chi_0(\mathbf{q}, \omega)$  становится ненулевой. Из аномальных функций Грина в выражении (2) возникают члены, пропорциональные

$$\left[ 1 - \frac{\Delta_{\mathbf{k}} \Delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{E_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}} \right].$$

Эти множители называются аномальными факторами когерентности. На уровне Ферми  $E_{\mathbf{k}} \equiv \sqrt{\varepsilon_{\mathbf{k}}^2 + \Delta_{\mathbf{k}}^2} = |\Delta_{\mathbf{k}}|$ . Если у  $\Delta_{\mathbf{k}}$  и  $\Delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}$  одинаковый знак, то факторы когерентности будут равны нулю, что приведет к плавному возрастанию спиновой восприимчивости с частотой после  $\Omega_c = \min(|\Delta_{\mathbf{k}}| + |\Delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}|)$ , до которой  $\text{Im}\chi_0(\mathbf{q}, \omega) = 0$ . Это видно на рис. 2 для классического  $s$ -типа сверхпроводимости ( $s_{++}$ -состояние). Если же, как это происходит для  $s_{\pm}$ - и  $d$ -состояний в соединениях железа, вектор  $\mathbf{q} = \mathbf{Q} = (\pi, 0)$  соединяет Ферми-поверхности с различными знаками щели,  $\text{sgn}(\Delta)_{\mathbf{k}} \neq \text{sgn}(\Delta)_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}$ , то факторы когерентности ненулевые и в мнимой части  $\chi_0$  возникает скачок при  $\omega = \Omega_c$ . В соответствии с соотношениями Крамерса – Кронига действительная часть испытывает логарифмическую сингулярность. Для определенного набора параметров  $U$ ,  $U'$ ,  $J$ ,  $J'$ , входящих в матрицу  $\hat{U}^{+-}$ , ненулевое значение  $\text{Re}\chi_0$  и  $\text{Im}\chi_0 = 0$  приводит к расходимости в мнимой части восприимчивости в RPA (4). Соответствующий пик в  $\text{Im}\chi(\mathbf{Q}, \omega)$  и есть спиновый резонанс, ко-

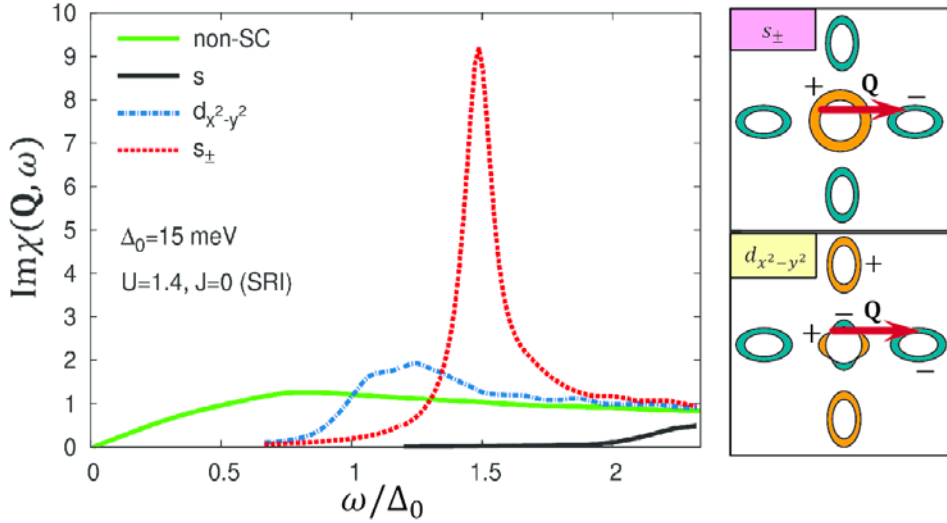


Рис. 2. Слева показана вычисленная в модели [13] частотная зависимость  $\text{Im}\chi(\mathbf{q} = \mathbf{Q}, \omega)$  в нормальном состоянии (non-SC) и в сверхпроводящем с  $s$  ( $s_{\pm}$ ),  $d_{x^2-y^2}$  и  $s_{\pm}$  симметриями параметра порядка. В последнем случае возникает резонансный пик при  $\omega < 2\Delta_0$ . Справа схематично показаны структуры параметров порядка  $s_{\pm}$ - и  $d_{x^2-y^2}$ -типов на Ферми-поверхности, а также показан вектор  $\mathbf{Q} = (\pi, 0)$ , соединяющий электронные и дырочные карманы

торый появляется при частоте  $\Omega_{res} \leq \Omega_c$ . Внутризонные вклады в восприимчивость на этом векторе малы из-за прямой щели, т. е. нет таких состояний на уровне Ферми, которые могли бы участвовать во внутризонном рассеянии с вектором  $\mathbf{Q}$ . Следовательно, возникает единственный полюс во всех компонентах спиновой восприимчивости в RPA при  $\Omega_{res} \leq \Omega_c$ , что и есть спиновый экситон.

На рис. 2 спиновый резонанс хорошо виден для  $s_{\pm}$ -состояния. Для  $d_{x^2-y^2}$ , хоть резонанс и мог в принципе возникнуть из-за знакопеременности щели, но вектор  $\mathbf{Q}$  соединяет состояния на дырочной Ферми-поверхности вблизи нулей щели  $\Delta_k$ , и полная щель в  $\text{Im}\chi_0$ , определяемая  $\Omega_c$ , очень мала. Так как  $\Omega_c \ll \Delta_0$ , то скачок в  $\text{Im}\chi_0$  исчезающе мал и восприимчивость в RPA показывает небольшое увеличение по сравнению с нормальным состоянием (см. рис. 2). То же самое справедливо для  $d_{xy}$  и  $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$  симметрий [16] и для триплетного  $p$ -типа [17]. Таким образом, наличие спинового резонанса вблизи антиферромагнитного вол-

нового вектора является эксклюзивным свойством  $s_{\pm}$ -состояния [18]. Естественно, спиновый резонанс может возникнуть не только для  $s_{\pm}$ -типа, но он будет на других волновых векторах, соединяющих Ферми-поверхности с различными знаками параметра порядка. Например, для  $d$ -типа были даны указания на спиновый резонанс на волновом векторе  $\mathbf{q} \approx (\pi, \pi)$ , соединяющем два электронных кармана [19].

### Обсуждение

Исторически, для соединений железа спиновый резонанс сначала был предсказан теоретически [16; 17], а затем обнаружен экспериментально вблизи точки  $(\pi, 0)$  в 1111, 122, и 11 семействах пниктидов и халькогенидов [20–24]. Хотя соотношение  $2\Delta_0 / T_c$  меняется от материала к материалу [25], общие свойства спиновых возбуждений следующие: имеется щель при низких энергиях и  $T < T_c$  и присутствует увеличение отклика на  $\Omega_{res}$ , которое исчезает на температурах выше  $T_c$ . Существует несколько загадок, связанных со спиновым

резонансом. Поскольку условие нестинга очень чувствительно к изменениям  $\mathbf{q}$  относительно  $\mathbf{Q}$ , то уже при  $\mathbf{q} \approx 0,995\mathbf{Q}$  величина  $\text{Re}\chi_0(\mathbf{q}, \Omega_{res})$  становится значительно меньше, чем было на векторе  $\mathbf{Q}$ . Как результат, резонансный пик ограничен волновым вектором нестинга и практически не диспергирует, в отличие от случая ВТСП купратов. Следовательно, можно ожидать, что, когда система при допировании уходит от условия идеального нестинга, спиновый резонанс должен стать несоизмеримым с  $\mathbf{q} \neq \mathbf{Q}$ . Это, однако, не наблюдается в семействах 1111, допированных кобальтом 122, где резонанс всегда остается на векторе  $\mathbf{Q}$  независимо от допирования (в пределах экспериментального разрешения) [21–23]. С другой стороны, несоизмеримость была обнаружена в системе Fe(Se,Te) [20] и в допированной калием системе 122 [24]. В последнем случае концентрация допирования К была далека от оптимального, в отличие от работы [22], что может объяснить, почему легче было уловить несоизмеримость. Однако сейчас нет четкого понимания, почему резонанс в некоторых случаях возникает на соизмеримых векторах, а в других – на несоизмеримых.

Другая загадка связана с анизотропией в спиновом пространстве, наблюдаемой в немагнитной фазе  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{As}_2$  с помощью поляризованных нейтронов [26]. Было обнаружено, что  $\text{Im}\chi_{+-}$  и  $2\text{Im}\chi_{zz}$  отличаются, показывая различные частоты и интенсивности спиновых резонансов. Это противоречит условию спин-вращательной инвариантности  $\langle S_+ S_- \rangle = 2\langle S_z S_z \rangle$ , которое должно соблюдаться в парамагнитной системе. Соотношение  $\text{Im}\chi_{+-} > 2\text{Im}\chi_{zz}$  также подтверждается измерениями скорости спин-решеточной релаксации в ЯМР при помощи перпендикулярных магнитных полей [27]. Одним из решений этой загадки может быть присутствие спин-орбитального взаимодействия, которое нарушает спин-вращательную инвариантность [28].

Не так давно было высказано мнение, что теоретически предсказанный пик для изотропного  $s_{\pm}$ -состояния слишком узкий и обладает слишком большой интенсивностью по сравнению с экспериментально наблюдаемым [29]. Авторы работы [29]

предложили альтернативное объяснение наблюдаемому пику, которое не опирается на изменяющий знак параметр порядка. Они отметили, что если присутствует коллапс рассеяния ( $1/\tau$ ) ниже границы разрушения пар, то перераспределение спектрального веса при входе в сверхпроводящую фазу может привести к увеличению спинового отклика ниже  $T_c$  по сравнению с нормальной фазой. Этот эффект не является настоящим спиновым резонансом в том смысле, что отсутствует расходимость в  $\text{Im}\chi$ , но в зависимости от параметров можно добиться существенного усиления спинового отклика. Наблюдаемое уширение спиновых возбуждений может быть объяснено множеством причин, одна из наиболее очевидных – это существенная анизотропия  $s_{\pm}$ -щели.

Другая проблема в объяснении, выдвинутом в работе [29]: требуется вполне определенный вид рассеяния в нормальном состоянии,  $\text{Im}\Sigma(\mathbf{q}, \omega) = A(\pi T + \omega)$ , а также необходимо тщательно подбирать параметр  $A$ . Тот факт, что чрезвычайно похожие свойства спиновых возбуждений наблюдаются во всех семействах соединений железа, может говорить против возможности изотропной щели  $s_{++}$ -типа. С точки зрения эксперимента важно отличать ситуацию с резонансным пиком на  $\Omega_{res} \leq \Omega_c$  от ситуации с увеличением восприимчивости при  $\omega > \Omega_c$ . Первый случай относится к  $s_{\pm}$ -состоянию и косвенно подтверждает спин-флуктуационный механизм сверхпроводимости, второй – к  $s_{++}$  и теории сверхпроводимости за счет орбитальных флуктуаций или электрон-фононного взаимодействия. Пока точного ответа нет, но совокупность экспериментальных данных как по спиновому резонансу, так и по интерференции квазичастиц (quasiparticle interference scattering, QPI), глубине проникновения, теплоемкости и многим другим наблюдаемым характеристикам, свидетельствует в пользу  $s_{\pm}$ -состояния [3].

### Список литературы

1. Kamihara Y., Watanabe T., Hirano M., Hosono H. Iron-Based Layered Superconductor  $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$  ( $x = 0,05-0,12$ ) with  $T_c = 26$  K // J. Am. Chem. Soc. 2008. Vol. 130, no. 11. P. 3296–3297.

2. Fujioka M., Denholme S. J., Tanaka M. *et al.* The effect of exceptionally high fluorine doping on the anisotropy of single crystalline  $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$  // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105, no. 10. P. 102602.
3. Hirschfeld P. J., Korshunov M. M., Mazin I. I. Gap symmetry and structure of Fe-based superconductors // *Reports on Progress in Physics.* 2011. Vol. 74, no. 12. P. 124508.
4. Садовский М. В. Высокотемпературная сверхпроводимость в слоистых соединениях на основе железа // *Успехи физических наук.* 2008. Т. 178, № 12. С. 1243–1271.
5. Ивановский А. Л. Новые высокотемпературные сверхпроводники на основе оксиарсенидов редкоземельных и переходных металлов и родственных фаз: синтез, свойства и моделирование // *Успехи физических наук.* 2008. Т. 178, № 12. С. 1273–1306.
6. Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З. Новый класс высокотемпературных сверхпроводников в FeAs-системах // *Успехи физических наук.* 2008. Т. 178, № 12. С. 1307–1334.
7. Johnston D. C. The puzzle of high temperature superconductivity in layered iron pnictides and chalcogenides // *Advances in Physics.* 2010. Vol. 59, no. 6. P. 803–1061.
8. Stewart G. R. Superconductivity in iron compounds // *Rev. Mod. Phys.* 2011. Vol. 83. P. 1589–1652.
9. Boeri L., Dolgov O. V., Golubov A. A. Is  $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$  an Electron-Phonon Superconductor? // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101, no. 2. P. 026403.
10. Kuchinskii E. Z., Nekrasov I. A., Sadovskii M. V. Anion height dependence of  $T_c$  and density of states in iron based superconductors // *Письма в ЖЭТФ.* 2010. Т. 91. С. 567–571.
11. Ning F., Ahilan K., Imai T. *et al.* Spin Susceptibility, Phase Diagram, and Quantum Criticality in the Electron-Doped High  $T_c$  Superconductor  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  // *Journal of the Physical Society of Japan.* 2009. Vol. 78, no. 1. P. 013711.
12. Kuroki K., Onari S., Arita R. *et al.* Unconventional Pairing Originating from the Disconnected Fermi Surfaces of Superconducting  $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$  // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101, no. 8. P. 087004.
13. Graser S., Maier T. A., Hirschfeld P. J., Scalapino D. J. Near-degeneracy of several pairing channels in multiorbital models for the Fe pnictides // *New J. Phys.* 2009. Vol. 11, no. 2. P. 025016.
14. Kordyuk A. A. Iron-based superconductors: Magnetism, superconductivity, and electronic structure (Review Article) // *Low Temperature Physics.* 2012. Vol. 38, no. 9. P. 888–899.
15. Brouet V., Jensen M. Fuglsang, Lin Ping-Hui *et al.* Impact of the two Fe unit cell on the electronic structure measured by ARPES in iron pnictides // *Phys. Rev. B.* 2012. Vol. 86. P. 075123.
16. Korshunov M. M., Eremin I. Theory of magnetic excitations in iron-based layered superconductors // *Phys. Rev. B.* 2008. Vol. 78, no. 14. P. 140509.
17. Maier T. A., Scalapino D. J. Theory of neutron scattering as a probe of the superconducting gap in the iron pnictides // *Phys. Rev. B.* 2008. Vol. 78, no. 2. P. 020514.
18. Коршунов М. М. Сверхпроводящее состояние в соединениях железа и спин-флуктуационная теория спаривания // *Успехи физических наук.* 2014. Т. 184, № 8. С. 882–888.
19. Maier T. A., Graser S., Scalapino D. J., Hirschfeld P. J. Neutron scattering resonance and the iron-pnictide superconducting gap // *Phys. Rev. B.* 2009. Vol. 79, no. 13. P. 134520.
20. Argyriou D. N., Hiess A., Akbari A. *et al.* Incommensurate itinerant antiferromagnetic excitations and spin resonance in the  $\text{FeTe}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$  superconductor // *Phys. Rev. B.* 2010. Vol. 81, no. 22. P. 220503.
21. Inosov D. S., Park J. T., Bourges P. *et al.* Normal-state spin dynamics and temperature-dependent spin-resonance energy in optimally doped  $\text{BaFe}_{1.85}\text{Co}_{0.15}\text{As}_2$  // *Nat. Phys.* 2010. Vol. 6, no. 3. P. 178–181.
22. Christianson A. D., Goremychkin E. A., Osborn R. *et al.* Unconventional superconductivity in  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$  from inelastic neutron scattering // *Nature.* 2008. Vol. 456, no. 7224. P. 930–932.
23. Lumsden M. D., Christianson A. D., Parshall D. *et al.* Two-dimensional resonant magnetic excitation in  $\text{BaFe}_{1.84}\text{Co}_{0.16}\text{As}_2$  // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102, no. 10. P. 107005.
24. Castellán J.-P., Rosenkranz S., Goremychkin E. A. *et al.* Effect of Fermi Surface Nesting on Resonant Spin Excitations in  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$  // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 107. P. 177003.
25. Inosov D. S., Park J. T., Charnukha A. *et al.* Crossover from weak to strong pairing in

unconventional superconductors // *Phys. Rev. B*. 2011. Vol. 83. P. 214520.

26. *Lipscombe O. J., Harriger L. W., Freeman P. G. et al.* Anisotropic neutron spin resonance in superconducting  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  // *Phys. Rev. B*. 2010. Vol. 82. P. 064515.

27. *Matano K., Li Z., Sun G. L. et al.* Anisotropic spin fluctuations and multiple superconducting gaps in hole-doped  $\text{Ba}_{0.72}\text{K}_{0.28}\text{Fe}_2\text{As}_2$ : NMR in a single crystal // *EPL* 2009. Vol. 87, no. 2. P. 27012.

28. *Korshunov M. M., Togushova Y. N., Eremin I., Hirschfeld P. J.* Spin-Orbit Coupling in Fe-Based Superconductors // *J. Supercon. Nov. Magn.* 2013. Vol. 26, no. 9. P. 2873–2874.

29. *Onari S., Kontani H., Sato M.* Structure of neutron-scattering peaks in both  $s_{++}$ -wave and  $s_{\pm}$ -wave states of an iron pnictide superconductor // *Phys. Rev. B*. 2010. Vol. 81. P. 060504.

*Материал поступил в редколлегию 09.02.2015*

**M. M. Korshunov<sup>1</sup>, Yu. N. Togushova<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Institute of Physics of SB RAS  
Akademgorodok, Krasnoyarsk, 660036, Russian Federation*

<sup>2</sup> *Siberian Federal University  
79 Svobodny Ave., Krasnoyarsk, 660041, Russian Federation*

*mkor@iph.krasn.ru, ytogushova@sfu-kras.ru*

## **INTERPLAY OF SUPERCONDUCTIVITY AND MAGNETIC EXCITATIONS IN MULTIORBITAL SYSTEMS**

We have considered the impact of the nontrivial superconducting order parameter on the magnetic susceptibility within the multiorbital model for the iron-based materials. The formation of the spin-resonance peak is demonstrated and its connection to the experimental data on the inelastic neutron scattering is discussed.

*Keywords:* Fe-based superconductors, spin-resonance peak, spin susceptibility.