Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 10, с. 685 – 698

Пниктиды семейства *A*FeAs (*A* = Li, Na) на основе щелочных металлов: современное состояние исследований электронных и сверхпроводящих свойств (Миниобзор)

Т. Е. Кузьмичева[+1)], *С. А. Кузьмичев*[*+]

[+]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 октября 2021 г.
После переработки 14 октября 2021 г.
Принята к публикации 15 октября 2021 г.

Обзор посвящен одному из самых экзотических семейств железосодержащих сверхпроводников, принадлежащих к структурному типу AFeAs, где A – щелочной металл. Кратко рассмотрены физические и электронные свойства типичных представителей этого семейства – LiFeAs и NaFeAs, обсуждаются предложенные для описания многощелевого сверхпроводящего состояния пниктидов теоретические модели и имеющиеся в литературе экспериментальные данные. Обозначены основные нерешенные проблемы, важные как для соединений AFeAs, так и для железосодержащих сверхпроводников в целом.

DOI: 10.31857/S1234567821220110

1. Введение. Слоистые железосодержащие пниктиды AFeAs на основе щелочных металлов имеют умеренные критические температуры T_c до 22 K и относятся к так называемому структурному семейству 111. Аналогично ферропниктидам других семейств, кристаллическая структура 111-материалов состоит из сверхпроводящих блоков FeAs, чередующихся вдоль c-направления с блоками-носителями щелочных металлов. Представители семейства 111 немногочисленны: стабильные химические структуры образуются только на основе щелочных металлов малого атомарного радиуса (Li и Na), а доступные варианты допирования ограничиваются небольшим набором переходных металлов Tm = Co, Ni, Cu, V, Rh или дефицитом щелочных металлов $A_{1-\delta}$FeAs. Тем не менее, соединения AFeAs обладают уникальными свойствами, нехарактерными для большинства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и сильно зависящими от состава, поэтому чрезвычайно интересны с фундаментальной точки зрения.

Метод "раствор в расплаве" позволяет выращивать крупные высококачественные монокристаллы AFeAs (размером до 1 см) [1–3]. Однако при исследовании свойств этих удивительных материалов экспериментаторы обычно сталкиваются с рядом трудностей. Например, при экспонировании LiFeAs в открытой атмосфере его критическая температура начинает падать, обращаясь в нуль примерно через 10–20 мин, а между кристаллическими блоками FeAs появляется LiOH. Поскольку кристаллы семейств 111 расслаиваются преимущественно вдоль блоков, содержащих атомы активных щелочных металлов, то их поверхность довольно быстро деградирует в присутствии даже следовых количеств кислорода и паров воды. Азот при комнатной температуре за продолжительное время также вступает в химическую реакцию с AFeAs. Будучи относительно безопасным для стабильности свойств объемного образца, соседство с азотом фатально для поверхности. Таким образом, подготовку к измерениям и сам эксперимент необходимо проводить в "сухом" вакууме или в защитной атмосфере.

Высокое качество криогенных сколов при корректной подготовке эксперимента, доступность крупных монокристаллов и отсутствие поверхностных зон [4] делают сверхпроводники на основе щелочных металлов отличными кандидатами для исследований методами фотоэмиссионной спектроскопии углового разрешения (ARPES) и определения особенностей зонной структуры в высоком разрешении. Тем не менее, сложность работы с такими кристаллами обусловливает небольшое на данный момент количество данных о свойствах этих соединений, полученных другими экспериментальными методами.

1)e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

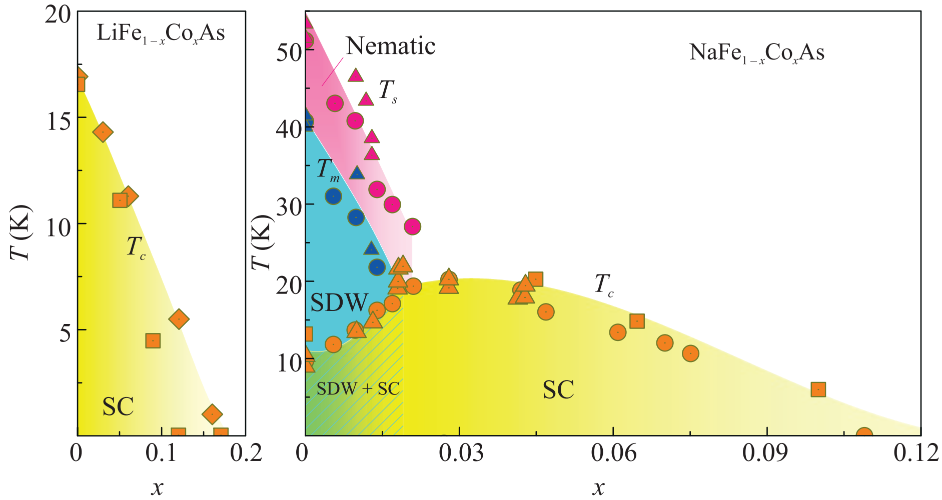

Рис. 1. (Цветной онлайн) Фазовые диаграммы допирования LiFe$_{1-x}$Co$_x$As и NaFe$_{1-x}$Co$_x$As. Розовым цветом обозначена нематическая фаза при $T_m < T < T_s$, голубым цветом - антиферромагнитная (АФМ) фаза с волной спиновой плотности (ВСП, SDW) при $T < T_m$, желтым цветом – сверхпроводящая (SC) фаза при $T < T_c$. Область сосуществования АФМ и сверхпроводящей фаз (разделенных по объему кристалла) показана заштрихованной областью зеленого цвета. Экспериментальные значения температур сверхпроводящего перехода T_c (символы оранжевого цвета), магнитного T_m (синего цвета) и структурного переходов T_s (розового цвета) взяты из работ [3] (треугольники), [9] (ромбы), [10] (кружки) и [11] (квадраты)

В частности, исследования основной характеристики сверхпроводника – сверхпроводящего параметра порядка, его температурной зависимости и симметрии – крайне немногочисленны.

2. Фазовая диаграмма. Фазовая диаграмма пниктидов на основе щелочных металлов заметно отличается от таковой для большинства железосодержащих сверхпроводников. Как известно, относительно полно исследованные оксипниктиды REOFeAs (семейство 1111, RE – редкоземельный металл) и 122-пниктиды AEFe$_2$As$_2$ (AE – щелочноземельный металл) в стехиометрическом составе при температурах порядка $T_s \sim 120{-}150$ K испытывают структурный переход из тетрагональной ($T > T_s$) в орторомбическую фазу, сопровождаемый при более низких температурах $T_m < T_s$ антиферромагнитным (АФМ) переходом в состояние с волной спиновой плотности (ВСП) (в качестве обзора см. [5, 6]). При $T_m < T < T_s$ в RE-1111 и AE-122 возникает так называемая нематическая фаза – немагнитное состояние с нарушенной C_4-симметрией поворота ab-плоскости кристаллической решетки на 90° ($a \neq b$). Сверхпроводящая фаза, представляющая собой "колокол" критической температуры перехода, возникает в тетрагональной структуре при подавлении нематичности и ВСП путем допирования или давления. Напротив, в 111-пниктидах на основе щелочных металлов сверхпроводимость появляется в стехиометрическом составе [3, 7–12]. Тем не менее, фазовая диаграмма для представителей семейства 111 не универсальна и значительно меняется в зависимости от щелочного металла.

Соединение LiFeAs полностью немагнитно [13] и обладает оптимальными от природы сверхпроводящими свойствами с максимальной критической температурой $T_c = 17{-}18$ K. Как показано в работах [3, 9–11], при частичном электронном замещении (Fe,Co) в блоках FeAs сверхпроводимость быстро разрушается при $x \approx 0.12{-}0.16$ (рис. 1). Сходный вид фазовой диаграммы был получен при замещении другими переходными металлами (Ni, Cu, V) [14–16], а также для LiFeAs под давлением [17] и кристаллов с дефицитом лития [18]; в последнем случае, для Li$_{1-\delta}$FeAs надежные данные по степени дефицита δ в зависимости от конкретной T_c, к сожалению, отсутствуют. Дальний магнитный порядок не устанавливается ни при сильном дырочном, ни при электронном допировании [9]. Отметим, что такое поведение близко к эволюции свойств диборидов магния MgB$_2$: сверхпроводящие свойства этих немагнитных слоистых ВТСП оптимальны в стехиометрическом составе, причем при любом доступном замещении (Mg, Al) или (B, C) критическая температура T_c падает до нуля [19]. Однако в недавней работе [20] в LiFeAs были обнаружены признаки сосуществования нематичности и сверхпроводимости, обсуждаемые ниже.

Напротив, в стехиометрическом NaFeAs устанавливается орторомбическая фаза и магнитный порядок [3, 10–12], хотя при гораздо более низких температурах $T_s \approx 55\,\text{K}$ и $T_m \approx 43\,\text{K}$, соответственно, по сравнению с пниктидами семейств 1111 и 122 (рис. 1). При $T_c \approx 10\,\text{K}$ транспортные, магнитные и калориметрические измерения [3, 10, 11, 21, 22] демонстрируют также сверхпроводящий переход. Однако, в отличие от LiFeAs, в NaFeAs по данным большого числа работ [3, 7, 21, 22] наблюдается естественное фазовое расслоение: шунтирующие сверхпроводящие области тетрагональной фазы (занимающие порядка 10 % объема кристалла) соседствуют с АФМ областями. В допированных (Fe, Co) кристаллах NaFeAs структурный и АФМ-переходы сдвигаются в сторону меньших температур, при этом объем сверхпроводящих областей растет [12, 21]. Максимальная $T_c \approx 22\,\text{K}$ при допировании кобальтом достигается в объемной тетрагональной фазе одновременно с подавлением АФМ и нематичности, как показано на рис. 1. Сходный вид фазовой диаграммы был получен в [12] при замещении $\text{NaFe}_{1-x}\text{Cu}_x\text{As}$, однако сверхпроводимость разрушалась с допированием быстрее (уже при $x \approx 0.05$), а T_c достигала лишь максимального значения около 12 K.

Существование нематических флуктуаций в LiFeAs и NaFeAs при $T > T_s$ было показано в транспортных и ЯМР-экспериментах [7, 23].

3. Зонная структура и поверхности Ферми. Для большинства железосодержащих ВТСП в первой зоне Бриллюэна образуются дырочные цилиндры вокруг Г-точки и электронные цилиндры вокруг М-точки, гофрированные вдоль k_z-направления импульсного пространства и связанные вектором нестинга $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ в 2-Fe-представлении (в качестве обзора см. [5, 6, 24, 25]). Зонные расчеты для пниктидов семейства 111 приведены в работах [26–28]. ARPES-эксперименты [4, 9, 13, 14, 20, 26, 29–36] показали, что поверхности Ферми 111-пниктидов схожи с таковыми для других семейств лишь качественно и демонстрируют принципиальные отличия.

В стехиометрическом LiFeAs радиусы поверхностей Ферми сильно различаются (рис. 2a): в Г-точке надежно разрешим цилиндр исчезающе малого фазового объема, при этом радиус внешнего дырочного цилиндра превышает радиус электронных цилиндров. Таким образом, в LiFeAs полностью отсутствует нестинг на векторе $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ [9, 13–15]. При электронном замещении (Fe, Co), как показано на рис. 2, взятом из работы [9], по данным метода ARPES фазовый объем цилиндров в М-точке растет, а внешнего дырочного цилиндра – уменьшается. Лишь для соединения с концентрацией кобальта $x \approx 0.12$ поверхности Ферми становятся конгруэнтны (рис. 2c, h), т.е. выполняется полный нестинг. Для $\text{LiFe}_{1-x}\text{V}_x\text{As}$ с дырочным допированием в работе [14] с ростом x наблюдалось значительное увеличение фазового объема только внутреннего Г-цилиндра (рис. 3), который становился конгруэнтным с электронными карманами при $x \approx 0.084$ (рис. 3d).

Интересно отметить, что в обоих случаях по данным работ [9, 14] по мере улучшения нестинга в Г-М направлении подавляется сверхпроводимость: полный нестинг достигается в сильно передопированной области с $T_c \to 0$ для замещения $\text{LiFe}_{0.88}\text{Co}_{0.12}\text{As}$ (см. фазовую диаграмму на рис. 1) и в несверхпроводящем $\text{LiFe}_{0.916}\text{V}_{0.084}\text{As}$ (фазовая диаграмма допирования (Li, V) приведена на рис. 1d в [14]). С другой стороны, данные работы [15] ставят под сомнение универсальность этого утверждения: при замещении (Fe, Cu) не было обнаружено заметных изменений поверхностей Ферми – это замещение фактически является изовалентным, что, согласно интерпретации авторов, может быть вызвано локализацией допирующих электронов. Таким образом, для установления связи между качеством нестинга и величиной T_c необходимы дополнительные исследования топологии поверхностей Ферми допированных LiFeAs.

Довольно интересные результаты были получены в недавних ARPES-исследованиях высокого разрешения [26, 31]. В LiFeAs наряду с железосодержащими ВТСП других семейств было обнаружено заметное (порядка 10 мэВ) расщепление зон в точках высокой симметрии, вызванное спин-орбитальным взаимодействием [26, 31]. В частности, именно последнее по мнению авторов ответственно за появление карманов поверхности Ферми малого радиуса в Г-точке.

Особенности фазовой диаграммы NaFeAs предоставляют уникальную возможность наблюдать изменение симметрии кристаллической и зонной структуры в зависимости от температуры и допирования с помощью ARPES. Однако, с точки зрения проведения эксперимента, здесь возникает промежуточная задача. Вообще говоря, для монокристаллов железосодержащих сверхпроводников при низких температурах характерно образование зеркально-ориентированных доменов (двойников). Поскольку размер доменов обычно сравним с диаметром пятна электронного пучка ARPES, в результате эксперимент показывает суперпозицию энергодисперсионных кривых для доменов обеих ориентаций, что не позволяет разрешить анизотропию в плоскости кристаллической решетки. Существует несколько методов устранения двойниковых границ (в качестве обзора см. [37]), среди которых наиболее часто ис-

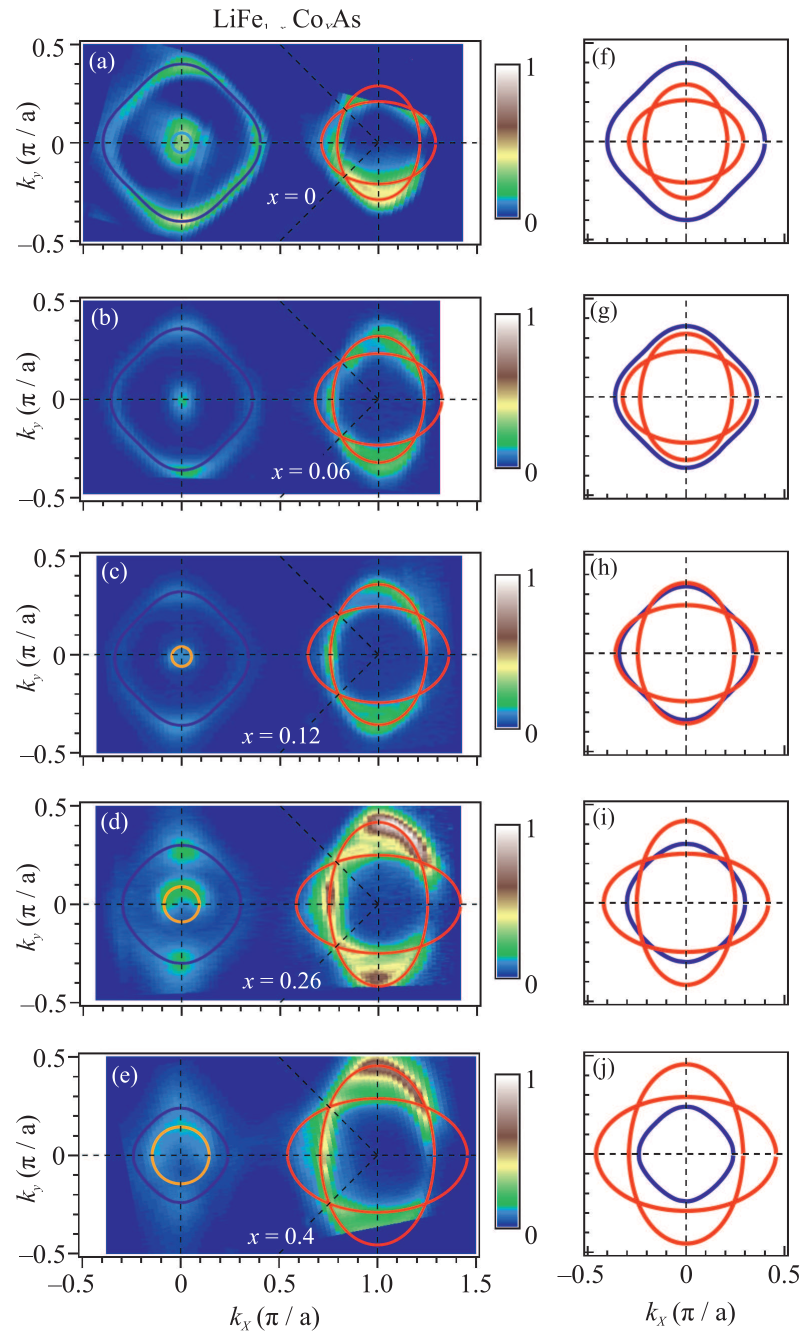

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a)–(e) – Эволюция поверхности Ферми монокристаллов $LiFe_{1-x}Co_xAs$ с различными концентрациями кобальта при электронном допировании по данным ARPES. (f)–(j) – Совмещенные контуры соответствующих поверхностей Ферми, электронных (показаны красным цветом) и дырочных (синим цветом). Рисунок взят из работы [9] в рамках лицензии CC 3.0

пользуется одноосная деформация вдоль a- и b-направлений решетки.

Эволюция поверхности Ферми стехиометрического NaFeAs с температурой показана в работах [36, 38] (рис. 4a–h). В металлической фазе с C_4-симметрией сечение поверхности Ферми в Г-точке плоскостью $k_z = 0$ представляет собой окружность, а в углу зоны Бриллюэна – два скрещивающихся эллипса (красные контуры на рис. 4a). Картина почти не меняется при приложении одноосной деформации, как показано на панели (b). Условие нестинга выполняется только для отдельных точек поверхностей Ферми, вдоль k_x и k_y-направлений. При понижении температуры C_4-симметрия нарушается: в нематической

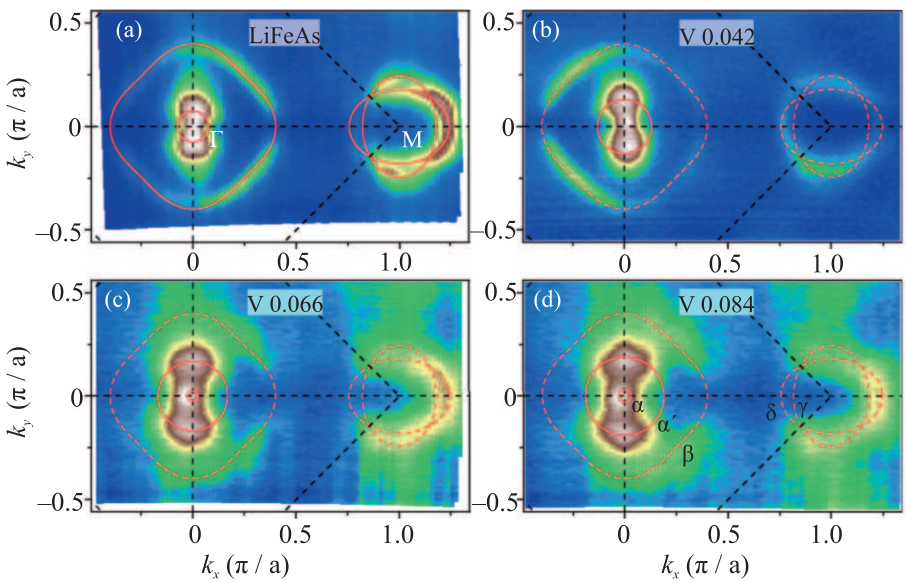

Рис. 3. (Цветной онлайн) Эволюция поверхности Ферми монокристаллов $LiFe_{1-x}V_xAs$ с различными концентрациями ванадия при дырочном допировании по данным ARPES. Красными пунктирными линиями показаны контуры поверхностей Ферми для стехиометрического LiFeAs (соответствующие сплошным красным линиям на панели (a)). Сплошные линии на (b)–(d) иллюстрируют контуры внутреннего дырочного кармана для обозначенных концентраций x. Рисунок взят из работы [14] с разрешения издателя и авторов. © (2021) American Physical Society

фазе хорошо видно искажение дырочного цилиндра в направлении оси деформации и исчезновение одного из эллипсов в M-точке (рис. 4c–e). Наконец, в АФМ-фазе большая часть законов дисперсий для зон оказывается защелена на уровне Ферми (рис. 4g, h).

В сверхпроводящих Na(Fe, Tm)As, в отличие от LiFe(Fe, Tm)As, допирование не приводит к полной конгруэнтности дырочных и электронных карманов [32–35] в плоскости $k_z = 0$, хотя в работе [32] отмечена возможность реализации почти идеального нестинга для некоторых значений k_z.

Слабое (около 4 %) искажение внешнего дырочного цилиндра в центре зоны Бриллюэна было разрешено в недавних ARPES-исследованиях [20] стехиометрического LiFeAs (без подавления двойникования) при температуре ниже T_c (рис. 4i, j). Причины, давшие возможность наблюдения анизотропии в ab-плоскости без приложения одноосной деформации, обсуждаются авторами. Тем не менее, подобное нарушение C_4-симметрии ниже T_c может свидетельствовать об установлении сверхпроводимости в нематической фазе, не наблюдаемом ранее ни в одном высокотемпературном сверхпроводнике за исключением FeSe. Более того, поскольку асимметрия зонной структуры исчезает выше T_c, авторы работы [20] предполагают, что в LiFeAs именно сверхпроводимость ответственна за появление нематичности.

4. О теоретических моделях многощелевого сверхпроводящего состояния и попытках их экспериментальной проверки для семейства 111. В одной из ранних теоретических работ [39] было показано, что несмотря на наблюдение неполного изотопического эффекта [40], электрон-фононное взаимодействие в железосодержащих сверхпроводниках достаточно слабо и не может описать их высокие T_c. Впоследствии для объяснения механизма сверхпроводимости пниктидов и селенидов железа было предложено несколько теоретических моделей. В спин-флуктуационных моделях, описывающих образование куперовских пар посредством нестинга между участками поверхности Ферми, образованных одним типом орбиталей (так называемое “внутриорбитальное” взаимодействие), возможно получение знакопеременного сверхпроводящего параметра порядка $s^{\pm}$-типа [41–45] (формально отрицательная сверхпроводящая щель $\Delta < 0$ для одного из конденсатов куперовских пар означает сдвиг волновой функции этого конденсата на π по сравнению со вторым конденсатом) или комбинированного $s + \imath s$-типа [46] (с произвольным сдвигом фазы между двумя сверхпроводящими конденсатами, отличным от π, и нарушенной симметрией обращения времени). Спиновый резонанс на векторе нестинга $\mathbf{Q} = (\pi, \pi)$ широко наблюдался в сверхпроводящем состоянии в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов в

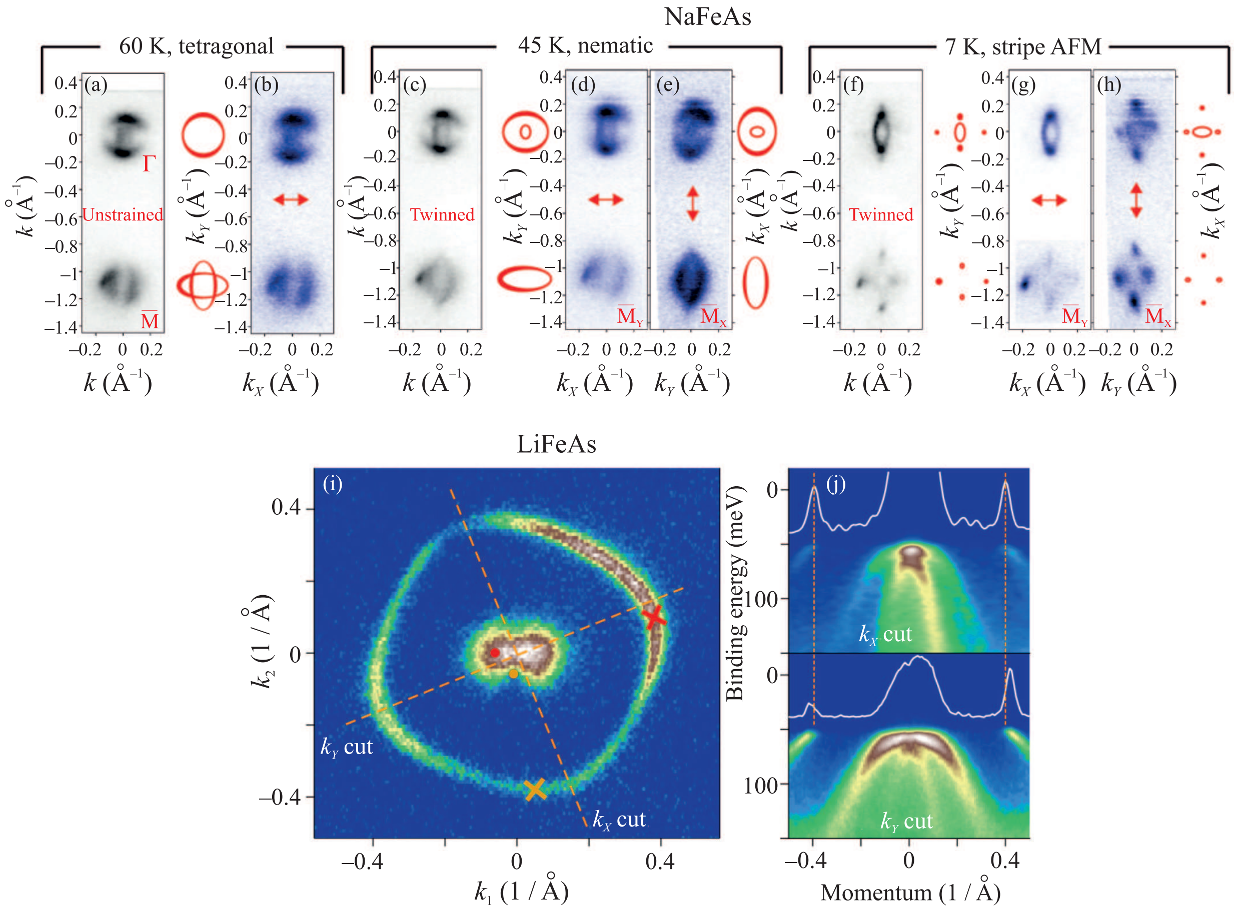

Рис. 4. (Цветной онлайн) Поверхности Ферми стехиометрического NaFeAs в Г и М-точках по данным ARPES: (a), (b) – при $T = 60$ K (тетрагональная структура, металлическая фаза); (c)–(e) – при $T = 45$ K (орторомбическая структура, нематическая фаза); (f)–(h) – при $T = 7$ K (орторомбическая структура, АФМ фаза). Данные для двойниковых монокристаллов приведены на панелях (a), (c), (f); для образцов, подвергнутых одноосной деформации (стрелки красного цвета показывают направление деформации), – на панелях (b), (d), (e), (g), (h). Красными линиями показаны предполагаемые контуры соответствующих поверхностей Ферми. На панелях (d), (e) и (g), (h) k_x- и k_y-оси поменялись местами. (i) – Дырочные цилиндры в Г-точке в двойниковом монокристалле LiFeAs в сверхпроводящей фазе при $T = 7$ K. Фрагменты зонной структуры вдоль срезов по направлениям k_x и k_y (штриховые линии на (i)), а также соответствующие энергодисперсионные кривые (сплошные линии) показаны на панели (j). Вертикальные пунктирные линии демонстрируют анизотропию поверхности Ферми в xy-плоскости импульсного пространства. Рисунки (a)–(h) взяты из работы [36] (в рамках лицензии CC 4.0), рисунки (i), (j) – из работы [20] с разрешения издателя и авторов. © (2021) American Physical Society

железосодержащих сверхпроводниках различных семейств (в качестве обзора см. [44, 47, 48]). Также стоит отметить, что в некоторых туннельных экспериментах методами создания контакта на микротрещине ("*break-junction*") [49–51] и точечных контактов ("PCAR") [52, 53] в сверхпроводящем состоянии было обнаружено резонансное взаимодействие андреевского тока с характерной бозонной модой, предположительно, спиновым экситоном: энергия бозона при $T \ll T_c$ не превышала непрямую сверхпроводящую щель $\Delta_L(0)+\Delta_S(0)$ или $2\Delta_L(0)$, что, согласно расчетам [54, 55], соответствует условию реализации спинового резонанса.

С другой стороны, взаимодействие посредством нематических флуктуаций [56] или орбитальных флуктуаций, усиленных фононами [57–59], сильная внутризонная электрон-фононная связь [60], а также учет резонанса Фано–Фешбаха вблизи перехода Лифшица или рассмотрение перехода БКШ-конденсации электронов в режим бозе-эйнштейновской конденсации (БКШ-БЭК переход) [61] приводят к так называемой s^{++}-симметрии сверхпроводящего параметра порядка без смены знака (т.е. волновые функции всех сверхпроводящих конденсатов находятся в фазе). Спиновые флуктуации при этом могут рассматриваться как дополнительный механизм, приводящий к сильной анизотропии сверхпроводящего параметра порядка, вплоть до смены знака [56, 58, 60].

Из-за особенностей поверхностей Ферми LiFeAs [9, 13–15], вообще говоря, мощный спиновый резонанс на векторе (π,π) вряд ли ожидаем. Действительно, лишь в единственной работе [62] ниже T_c утверждается существование слабо выраженного спин-резонансного максимума при энергиях $\varepsilon_0 \approx 6-11$ мэВ на векторе $\mathbf{Q}$. Авторы статьи [63] также наблюдали резонанс с энергией $\varepsilon_0 \approx 5$ мэВ, однако, не спекулируют относительно его природы. С другой стороны, в теоретических работах [45, 58, 59] устойчивое щелевое решение для $s^{\pm}$-симметрии было получено даже при отсутствии хорошего нестинга в Г-М-направлении, причем предполагалось, что меньшая по модулю сверхпроводящая щель должна открываться на листе поверхности Ферми, имеющим меньший радиус. При учете орбитальной селективности (различной силе корреляционных эффектов в зонах, образованных разными орбиталями; в том числе куперовского спаривания) в рамках $s^{\pm}$-подхода в работе [64] была получена щелевая структура, качественно схожая с результатами [45, 58, 59] для "чистого" $s^{\pm}$-случая, за исключением того, что конденсат с большой щелью образовывался ниже T_c на внутреннем дырочном цилиндре.

Существование бозонной моды в LiFeAs в настоящее время дискутируется. В оптических исследованиях [65] внещелевые особенности, характерные только для сверхпроводящего состояния ниже T_c, не были обнаружены. В экспериментах методами спектроскопии многократных андреевских отражений с некогерентным транспортом (IMARE) в монокристаллах LiFeAs тонкая структура, вызванная резонансным взаимодействием с бозонной модой, также воспроизводимо не наблюдалась [66, 67], хотя была разрешена в 1111-оксипниктидах различного состава [49–51]. В исследованиях с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) [68–70] внещелевая структура типа максимум-минимум на $dI(V)/dV$-спектрах была интерпретирована в рамках подхода [68, 70] как проявление перенормировки плотности электронных состояний, вызванной спиновым резонансом. С другой стороны, в работах [71–73] были предложены аргументы против такой интерпретации; в частности, авторы [72] относят структуру минимум-максимум к взаимодействию с нематическими флуктуациями, а авторы [73] показали, что подобные структуры на $dI(V)/dV$-спектрах туннельных контактов могут быть вызваны поверхностными дефектами.

В теоретических работах [58, 59] было показано, что умеренная анизотропия (в том числе вдоль k_z-направления) сверхпроводящих щелей, открывающихся ниже T_c на электронных и дырочных листах поверхности Ферми, может быть получена даже при учете единственного s^{++}-взаимодействия между участками поверхности Ферми, образованными разными типами орбиталей (так называемое "межорбитальное взаимодействие"). Более того, посредством комбинации механизмов спиновых и орбитальных флуктуаций возможно получение почти что любых видов анизотропии спаривания, в том числе нодальных (имеющих точки $\Delta(k) = 0$) или знакопеременных. Одним из важнейших результатов этих работ [58, 59] является: (а) открытие наибольшей сверхпроводящей щели на меньшем кармане поверхности Ферми (внутренний цилиндр около Г-точки) в пределе сильного s^{++}-взаимодействия; (б) при сравнимой силе s^{++} и $s^{\pm}$-взаимодействий "отрицательный" параметр сверхпроводящего порядка открывается только на внешнем дырочном цилиндре, причем для этой зоны $|\Delta| \to 0$.

Многощелевое сверхпроводящее состояние NaFeAs может быть описано как в рамках универсального $s^{\pm}$-подхода [74], так и с учетом орбитальной селективности [75]. О наблюдении слабого спинового резонанса с энергией $\varepsilon_0/k_BT_c = 4-6$ в недодопированных и оптимально допированных Na(Fe,Tm)As ($Tm =$ Co, Cu) ниже T_c сообщалось в работах [12, 76–79]. В передопированном $NaFe_{0.92}Co_{0.08}As$ по данным [78], несмотря на значительное падение T_c (по сравнению с оптимальным составом), энергия ε_0 существенно не менялась. Интересно отметить, что для составов, близких к стехиометрическому NaFeAs, в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [77, 78] на векторе нестинга был разрешен двойной спиновый резонанс, причем второй (низкоэнергетичный) максимум при $\varepsilon_0^{\min} \approx 3$ мэВ (соответствующий открытию спиновой щели) исчезал при подавлении АФМ-порядка с увеличением температуры или концентрации допанта.

Недавние теоретические расчеты [80] показали на границе нематической фазы (в NaFeAs и Ba-122) наличие связанного состояния посредством межорбитального нестинга в сверхпроводниках, имеющих дырочный карман, образованный d_{xy}-орбиталями. Предсказанная фаза может оказывать сильное влияние на сверхпроводящие свойства, а также вызывать

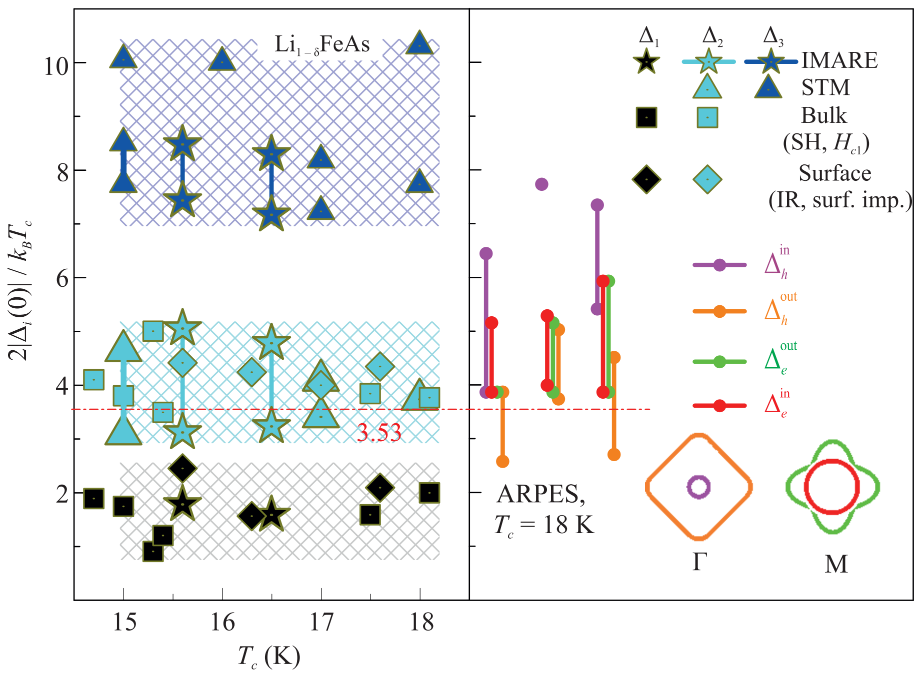

Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость характеристических отношений сверхпроводящих параметров порядка $2\Delta_i(0)/k_BT_c$ от критической температуры T_c в $Li_{1-\delta}FeAs$ по данным спектроскопии многократных андреевских отражений (IMARE, звезды) [67],[2]), СТМ (треугольники) [68–72, 84, 85], объемных методов исследования (измерения теплоемкости и первого критического поля, квадраты) [86–90] и поверхностных методов (ИК-спектроскопия отражения, измерения поверхностного импеданса, ромбы) [65, 91]. Соединенные символы обозначают степень анизотропии сверхпроводящего параметра порядка. Заштрихованные области отмечают диапазоны полученных значений. Данные ARPES (кружки) [20, 29, 30], полученные для LiFeAs с $T_c \approx 18$ K, приведены на правой панели и сдвинуты по горизонтали для наглядности. Цвет символов совпадает с цветом соответствующих электронных и дырочных карманов поверхности Ферми, приведенной схематически. Штрихпунктирной линией показан БКШ-предел слабой связи

появление пиков плотности состояний вблизи уровня Ферми (напоминающих псевдощелевые особенности, широко обсуждаемые в ВТСП-купратах [81]). "Псевдощелевая" нелинейность плотности электронных состояний наблюдалась в ARPES [82] и туннельных экспериментах [83] на сверхпроводниках семейства Ba-122; для NaFeAs подобные сообщения на данный момент отсутствуют в литературе.

5. Исследования структуры сверхпроводящего параметра порядка. Исследования деталей сверхпроводящего параметра порядка (зависимости энергии связи куперовских пар $2\Delta_i$ как от величины, так и от направления фермиевских импульсов) пниктидов на основе лития немногочисленны и проведены для кристаллов номинально стехиометрического состава; подобные работы по допированным соединениям Li(Fe,Tm)As на данный момент отсутствуют. Авторы большинства работ сообщают о наблюдении многощелевой сверхпроводимости в LiFeAs (сосуществованию нескольких конденсатов с различной энергией связи куперовских пар) и отсутствию точек нулей ("нодов") сверхпроводящих щелей для определенных направлений импульсного пространства. Отметим, что поскольку фазочувствительные эксперименты (например, джозефсоновская спектроскопия) не были проведены на пниктидах семейства 111, приведенные данные не позволяют напрямую определить факт смены знака у параметров порядка (т.е. имеется ли сдвиг фаз между волновыми функциями сверхпроводящих конденсатов).

На рисунке 5 приведена зависимость характеристических отношений $2|\Delta_i(0)|/k_BT_c \equiv r_i^{\mathrm{BCS}}$ от критической температуры по данным литературы. Получение авторами критических температур $T_c < 18$ K в монокристаллах номинального состава LiFeAs можно с большой долей вероятности отождествить с локальным дефицитом лития, поэтому далее мы будем использовать обозначение $Li_{1-\delta}FeAs$.

ARPES-эксперименты [20, 29, 30] показали со-

[2]) Точки, приведенные при $T_c \approx 16.5$ K, – результат усреднения характеристических отношений, полученных авторами методами IMARE-спектроскопии по данным исследования 10 андреевских контактов с соответствующей локальной критической температурой в монокристаллах LiFeAs.

существование как минимум трех сверхпроводящих конденсатов. Несмотря на некоторую противоречивость абсолютных значений $\Delta_i(0)$ (кружки на рис. 5, правая панель), данные качественно схожи: при $T < T_c$ большая сверхпроводящая щель открывается на внутреннем дырочном кармане, а малая щель – на внешнем; вместе с тем, параметры порядка имеют значительную анизотропию в импульсном пространстве. Подобная щелевая структура отлично согласуется с расчетами [58, 59] в рамках s^{++}-подхода (без смены знака), а также может быть воспроизведена в рамках $s^{\pm}$-модели с учетом орбитальной селективности [64] (для знакопеременного параметра порядка).

В электронных зонах по данным [20, 30] сверхпроводящие параметры порядка имеют средние, примерно равные амплитуды. Хотя в ранних работах [29, 30] предполагалось, что угловые зависимости анизотропных щелей $\Delta_i(\theta)$ (где θ – угол в k_xk_y-плоскости) имеют "четырехлепестковую" симметрию (т.е. относительно поворота на 90°), недавние исследования высокого разрешения [20] показали, что $\Delta(\theta)$ лучше описывается "двухлепестковой" функцией и имеет симметрию поворота на 180°. Последнее наблюдение поддерживает вывод авторов [20] о реализации сверхпроводимости в нематической фазе.

Данные туннельных [67–72, 84, 85], объемных [86–90] и поверхностных методов [65, 91], представленные на рис. 5 слева, образуют три группы, соответствующие величинам характеристических отношений (0.9–2.4), (3.1–5.1) и (7.2–10.3). Соответствующие параметры порядка далее обозначены Δ_1, Δ_2 и Δ_3. Методом IMARE-спектроскопии [67] были напрямую обнаружены три независимых сверхпроводящих параметра порядка (звезды на рис. 5): малая щель с характеристическим отношением $r_1^{\mathrm{BCS}} \approx 1.7 \ll 3.53$ без признаков анизотропии, сильно анизотропная средняя щель с $r_2^{\mathrm{BCS}} \approx 3{-}5$ и слабо анизотропная большая щель с $r_3^{\mathrm{BCS}} \approx 7.3{-}8.4$ (диапазоны величин обозначают степень анизотропии, около 40 и 14 %, соответственно). Помимо описанных выше данных, анизотропия параметров порядка была разрешена только в работе [84] методами квазичастичной интерференции (соединенные треугольники на рис. 5): видно согласие с результатами IMARE-экспериментов [67] как степени анизотропии большой и средней щели, так и величины их характеристических отношений.

Заметим, что в СТМ-экспериментах [68–72, 84, 85] наблюдаются только две сверхпроводящие щели, большая и средняя (треугольники на рис. 5). Величины $2\Delta_3(0)/k_BT_c \approx 7.2{-}8.5$ для большой щели, оцененные в [68, 69, 85], согласуются с диапазоном анизотропии Δ_3 по данным [67, 84]. Также в указанный диапазон попадает характеристическое отношение параметра порядка на внутреннем дырочном кармане, оцененное в [30], а аналогичные значения из работ [20, 29] оказываются чуть ниже. В то же время, в работах по СТМ [70–72] были получены более высокие значения, вплоть до 10.3. Можно предположить, что поскольку величины сверхпроводящих щелей в [70–72] были оценены, исходя напрямую из положений туннельных максимумов на $dI(V)/dV$-спектрах, одной из причин получения подобных завышенных значений является влияние неупругих процессов, определяемое параметром размытия $\Gamma = \hbar/2\tau$ (где τ – характерное время релаксации по энергии). Конечное значение Γ приводит как к уширению особенностей квазичастичной плотности состояний, так и к сдвигу максимумов на границе щели в сторону больших смещений. Согласно недавним ARPES-экспериментам [92], Γ может принимать в LiFeAs чрезвычайно высокие значения, сравнимые с $\Delta(0)$.

Температурные зависимости сверхпроводящих щелей в $\mathrm{Li_{1-\delta}FeAs}$ на данный момент получены с помощью туннельных методов только двумя группами. Измеренные напрямую методом IMARE-спектроскопии зависимости трех щелей $\Delta_{1,2,3}(T)$ типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия, а степени анизотропии $\Delta_{2,3}$ сохраняются в широком диапазоне температур [67]. Сходный вид температурных зависимостей большой и средней щели $\Delta_{2,3}(T)$ был получен в [69] путем аппроксимации туннельных $dI(V)/dV$-спектров, измеренных при $T < T_c$, моделью Дайнса.

С другой стороны, работы, проведенные объемными методами (измерений теплоемкости и первого критического поля) [86–89] и поверхностными методами (инфракрасная (ИК) спектроскопия отражения, измерения поверхностного импеданса) [65, 91], сообщают о наблюдении средней и малой сверхпроводящей щели (квадраты и ромбы на рис. 5). Вероятно, это связано с низкой концентрацией куперовских пар в конденсате с большой щелью, как показано в [67]. Тем не менее, полученный разброс $r_2^{\mathrm{BCS}} \approx 3.5{-}5.0$ для средней щели (символы голубого цвета на рис. 5) совпадает с диапазоном ее анизотропии, определенной в [67, 84], а также хорошо согласуется с диапазоном для анизотропных параметров порядка в электронных зонах, оцененных в ARPES-исследованиях [29, 30]. Нельзя также исключать возможную анизотропию малой щели (поскольку ARPES показывает анизотропию спаривания во всех зонах, см. соединенные кружки на рис. 5 справа) как одну из причин

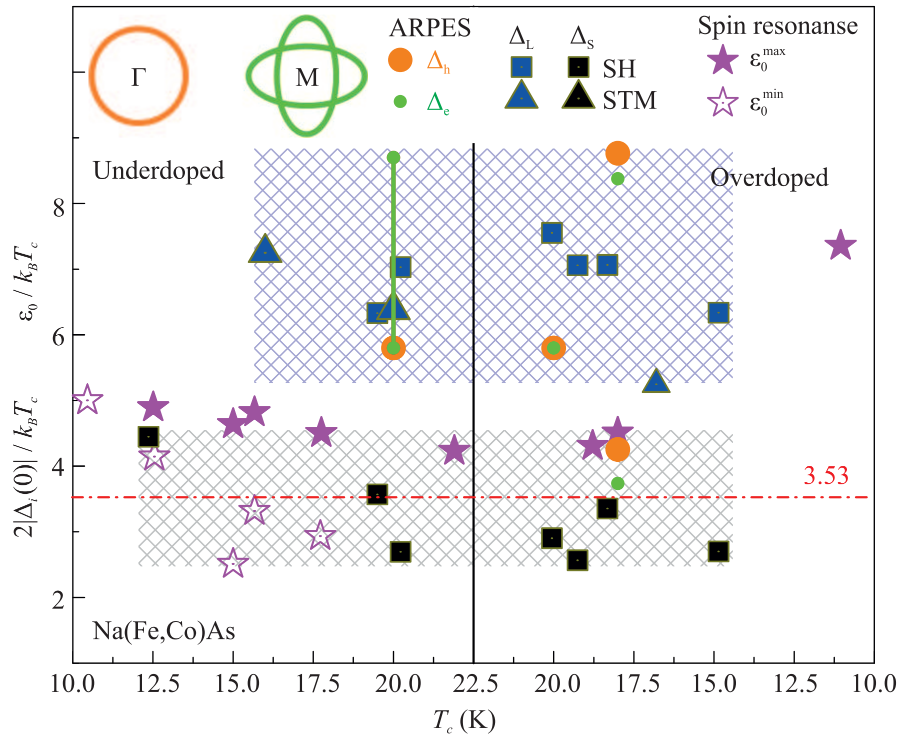

Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость характеристических отношений сверхпроводящих щелей $2\Delta_i(0)/k_BT_c$ по данным СТМ (треугольники) [94, 95], измерений теплоемкости (квадраты) [12, 10] и ARPES (кружки) [32, 33, 93] от критической температуры T_c в допированных Na(Fe, Co)As. Цвет кружков совпадает с цветом соответствующих электронных и дырочных карманов поверхности Ферми, приведенной схематически. Соединенные символы обозначают степень анизотропии сверхпроводящего параметра порядка. Заштрихованные области отмечают диапазоны полученных значений характеристических отношений сверхпроводящих щелей. Для сравнения приведена зависимость характеристических отношений энергии спинового резонанса ε_0/k_BT_c (для высокоэнергетичной моды - сплошные звезды, для низкоэнергетичной – открытые) от T_c, полученных в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [76–78]. Штрихпунктирной линией показан БКШ-предел слабой связи

значительного разброса величин ее характеристических отношений 1.0–2.5 (символы черного цвета на рис. 5). С другой стороны, ARPES-оценки дают более высокие значения, с $r_1^{\mathrm{BCS}} > 2.6$.

Крайне мало экспериментов по определению щелевой структуры 111-пниктидов на основе натрия проведено на данный момент. Имеющиеся результаты получены исключительно для Na(Fe, Co)As, допированных кобальтом, и приведены на рис. 6. Полученные точки (синего и черного цвета) образуют две группы с диапазонами $2\Delta_i(0)/k_BT_c \approx (2.6–4.5)$ и (5.3–8.8), обозначенные на рис. 6 заштрихованными областями. Хотя может показаться, что приведенные точки демонстрирует тенденцию к уменьшению характеристических отношений в передопированной области, имеющееся количество данных явно недостаточно для того, чтобы утверждать это наверняка.

Измерения теплоемкости в образцах Na(Fe, Co)As с различной степенью допирования [10, 12] (квадраты на рис. 6) показали наличие большой сверхпроводящей щели с $2\Delta_L(0)/k_BT_c \approx 6.3–7.5$, сильно превышающим БКШ-предел слабой связи, а также малой щели с характеристическим отношением 2.6–3.6; при этом данные [12] для недодопированного образца с $T_c \approx 12.3$ K хорошо описывались однощелевой моделью.

Авторы ARPES-исследований Na(Fe, Co)As [32, 33, 93] сходятся во мнении, что на двух электронных карманах поверхности Ферми образуется единый сверхпроводящий конденсат. Однако численные значения энергетических параметров плохо согласуются друг с другом (кружки на рис. 6). Для передопированных кристаллов в двух работах [33, 93] были обнаружены примерно одинаковые сверхпроводящие щели в электронных и дырочных зонах, при этом соответствующие характеристические отношения (символы зеленого и оранжевого цвета на правой стороне рис. 6) сильно разнятся: меньшее из полученных значений $r_S^{\mathrm{BCS}} \approx 4$ [32] хорошо согласуется с данными для малой щели, оцененной из температурной зависимости теплоемкости [12, 45]; в то же время, бóльшие значения $r_L^{\mathrm{BCS}} \approx (5.8{-}8.8)$ [33, 93] попадают в диапазон для большой щели по данным СТМ [10, 12, 94, 95]. В недодопированном соединении (левая сторона рис. 6) с помощью ARPES была разрешена сильная анизотропия большего параметра порядка на электронных карманах [93], ненаблюдаемая теми же авторами в передопированном составе с близкой T_c. Появление анизотропии сверхпроводящего параметра порядка в области естественного сосуществования АФМ- и сверхпроводящей фазы может указывать на возможное влияние состояния с ВСП на щелевую структуру и, безусловно, требует дальнейших подробных исследований с высоким разрешением по энергии.

Среди других групп исследователей анизотропия сверхпроводящих щелей на данный момент дискутируется. Результаты измерений теплоемкости $C_{el}(T)$ [10, 12] и коэффициента теплопроводности [96] хорошо описываются изотропными параметрами порядка без линий нулей. С другой стороны, авторы [12] не исключают реализацию анизотропии сверхпроводящих свойств, принимая во внимание ограничения модели, использованной для обработки данных $C_{el}(T)$. В то же время, в работе [97] утверждается, что температурная зависимость концентрации куперовских пар (по данным измерения лондоновской глубины проникновения) может быть описана только в рамках анизотропных щелей как в недо-, так и в передопированной области. Наконец, туннельные спектры, полученные в [95], могут быть аппроксимированы моделью Дайнса как для случая изотропной, так и анизотропной щели при вариации параметра размытия Г. К сожалению, данные туннельных экспериментов по Na-111 практически отсутствуют: в имеющихся работах с помощью СТМ [94, 95] была разрешена только одна сверхпроводящая щель, в то время как эксперименты методами андреевской спектроскопии пока не проводились.

Для сравнения с щелевыми параметрами на рис. 6 также приведены характеристические отношения энергии спинового резонанса ε_0/k_BT_c (звезды), определенные в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов в Na(Fe, Co)As [76–78]. Как отмечалось выше, в недодопированной области (левая часть рис. 6) воспроизводимо наблюдается двойной резонанс [76–78]: энергия первой резонансной моды $\varepsilon_0^{\min}$ (низкоэнергетичной и существующей в АФМ-фазе при $T < T_m$) практически не меняется с T_c, что соответствует увеличению ее характеристического отношения при приближении к АФМ-фазе (открытые звезды на рис. 6). Значение $\varepsilon_0^{\max}/k_BT_c \approx 4.2{-}4.9$ для второго резонанса (наблюдаемого только в сверхпроводящем состоянии) слабо меняется с допированием (сплошные звезды на рис. 6), за исключением единственной выпавшей точки справа. В кристаллах Na(Fe, Cu)As слабо передопированного состава с $T_c \approx 12$ K было получено более высокое отношение $\varepsilon_0/k_BT_c \approx 5.5$. [12]. Нужно отметить, что приведенные на рис. 6 точки для $\varepsilon_0^{\max}/k_BT_c$ располагаются примерно посередине между диапазонами характеристических отношений для большой и малой щели; точнее, $\varepsilon_0^{\max}$ принимает значения $\approx 2.5\Delta_S(0)$, т.е. менее $\Delta_L(0) + \Delta_S(0)$. Таким образом, согласно представленной статистике данных, для Na(Fe, Co)As выполняется резонансное условие, указанное в теоретических расчетах [54, 55].

6. Заключение. Приведенный краткий обзор показывает, что исследования сверхпроводников семейства 111 на основе щелочных металлов, открытых почти 13 лет назад, все еще далеки от завершения. Имеющиеся экспериментальные данные достаточно разрозненны и в большинстве своем непоследовательны. Тем не менее, поскольку пниктиды семейства A-111 демонстрируют нетривиальные свойства, нехарактерные для железосодержащих сверхпроводников других семейств, именно они могут стать краеугольным камнем для ответов на многие фундаментальные вопросы. Наиболее важными экспериментальными задачами представляются:

• Прямое измерение структуры сверхпроводящего параметра порядка (количество, амплитуды, симметрия и характеристические отношения сверхпроводящих щелей, их температурные зависимости и возможное расхождение фазы $s + is$) в допированных $A\mathrm{Fe}_{1-x}Tm_x\mathrm{As}$ (A = Li, Na; Tm = Co, Ni, Cu, V, Rh), а также соединениях с дефицитом щелочных металлов $A_{1-\delta}\mathrm{FeAs}$ при вариации x и δ. Сравнение свойств кристаллов с электронным, дырочным и изовалентным замещением, недо- и передопированного состава, а также определение эволюции их свойств вдоль соответствующих фазовых диаграмм допирования.

• Исследование спинового резонанса методами неупругого рассеяния нейтронов (определение энергии ε_0, ее характеристического отношения и температурной зависимости) в передопированных $\mathrm{NaFe}_{1-x}\mathrm{Co}_x\mathrm{As}$, а также в пниктидах Na-111 с замещениями железа на другие переходные металлы (Cu, Rh и др.) или дефицитом Na во всем диапазоне замещения. Определение природы бозонной моды, ее энергии и температурной зависимости в туннельных экспериментах высокого разрешения.

• Подробное исследование возможного сосуществования нематичности и сверхпроводимости в LiFeAs, а также других железосодержащих сверхпроводниках.

Экспериментальная проверка обозначенных выше проблем должна определить степень влияния особенностей зонной структуры, магнетизма и нематичности на сверхпроводящую подсистему, что, безусловно, необходимо для адаптации и расширения теоретических моделей, описывающих физику пниктидов и селенидов железа. Можно надеяться, что это приблизит исследователей к ответу на главный вопрос: универсален ли механизм неклассической сверхпроводимости пниктидов и селенидов различных семейств?

Авторы благодарят И. В. Морозова за предоставление высококачественных образцов, моральную и техническую поддержку исследований и постоянное внимание, М. М. Коршунова и В. М. Пудалова за полезные обсуждения.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема "Физика высокотемпературных сверхпроводников и новых квантовых материалов", # 0023-2019-0005). Экспериментальное исследование LiFeAs при участии Т. Е. Кузьмичевой проведено в рамках проекта Российского научного фонда # 19-72-00196.

1. J. H. Tapp, Z. Tang, B. Lv , K. Sasmal, B. Lorenz, P. C. W. Chu, and A. M. Guloy, Phys. Rev. B **78**, 060505(R) (2008).
2. I. Morozov, A. Boltalin, O. Volkova et al. (Collaboration), Cryst. Growth Des. **10**, 4428 (2010).
3. F. Steckel, M. Roslova, R. Beck et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **91**, 184516 (2015).
4. A. Lankau, K. Koepernik, S. Borisenko, V. Zabolotnyy, B. Büchner, J. van den Brink, and H. Eschrig, Phys. Rev. B **82**, 184518 (2010).
5. Q. Si, R. Yu, and E. Abrahams, Nat. Rev. Mater. **1**, 16017 (2016).
6. H. Hosono, A. Yamamoto, H. Hiramatsu, and Y. Ma, Mater. Today **21**, 278 (2018).
7. F. Steckel, F. Caglieris, R. Beck, M. Roslova, D. Bombor, I. Morozov, S. Wurmehl, B. Büchner, and C. Hess, Phys. Rev. B **94**, 184514 (2016).
8. F. Rullier-Albenque, C. R. Physique **17**, 164 (2016).
9. Y. M. Dai, H. Miao, L. Y. Xing, X. C. Wang, P. S. Wang, H. Xiao, T. Qian, P. Richard, X. G. Qiu, W. Yu, C. Q. Jin, Z. Wang, P. D. Johnson, C. C. Homes, and H. Ding, Phys. Rev. X **5**, 031035 (2015).
10. A. F. Wang, X. G. Luo, Y. J. Yan, J. J. Ying, Z. J. Xiang, G. J. Ye, P. Cheng, Z. Y. Li, W. J. Hu, and X. H. Chen, Phys. Rev. B **85**, 224521 (2012).
11. Z. R. Ye, Y. Zhang, F. Chen, M. Xu, J. Jiang, X. H. Niu, C. H. P. Wen, L. Y. Xing, X. C. Wang, C. Q. Jin, B. P. Xie, and D. L. Feng, Phys. Rev. X **4**, 031041 (2014).
12. G. Tan, Y. Song, R. Zhang, L. Lin, Z. Xu, L. Tian, S. Chi, M. K. Graves-Brook, S. Li, and P. Dai, Phys. Rev. B **95**, 054501 (2017).
13. S. V. Borisenko, V. B. Zabolotnyy, D. V. Evtushinsky, T. K. Kim, I. V. Morozov, A. N. Yaresko, A. A. Kordyuk, G. Behr, A. Vasiliev, R. Follath, and B. Büchner, Phys. Rev. Lett. **105**, 067002 (2010).
14. L. Y. Xing, X. Shi, P. Richard, X. C. Wang, Q. Q. Liu, B. Q. Lv, J.-Z. Ma, B. B. Fu, L.-Y. Kong, H. Miao, T. Qian, T. K. Kim, M. Hoesch, H. Ding, and C. Q. Jin, Phys. Rev. B **94**, 094524 (2016).
15. L. Y. Xing, H. Miao, X. C. Wang, J. Ma, Q. Q. Liu, Z. Deng, H. Ding, and C. Q. Jin, J. Phys.: Condens. Matter **26**, 435703 (2014).
16. M. J. Pitcher, T. Lancaster, J. D. Wright, I. Franke, A. J. Steele, P. J. Baker, F. L. Pratt, W. T. Thomas, D. R. Parker, S. J. Blundell, and S. J. Clarke, J. Am. Chem. Soc. **132**, 10467 (2010).
17. M. Gooch, B. Lv, J. H. Tapp, Z. Tang, B. Lorenz, A. M. Guloy, and P. C. W. Chu, EPL **85**, 27005 (2008).
18. M. Wang, M. Wang, H. Miao, S. V. Carr, D. L. Abernathy, M. B. Stone, X. C. Wang, L. Xing, C. Q. Jin, X. Zhang, J. Hu, T. Xiang, H. Ding, and P. Dai, Phys. Rev. B **86**, 144511 (2012).
19. A. Bianconi, S. Agrestini, D. Di Castro, G. Campi, G. Zangari, and N. L. Saini, Phys. Rev. B **65**, 174515 (2002).
20. Y. S. Kushnirenko, D. V. Evtushinsky, T. K. Kim, I. Morozov, L. Harnagea, S. Wurmehl, S. Aswartham, B. Büchner, A. V. Chubukov, and S. V. Borisenko, Phys. Rev. B **102**, 184502 (2020).
21. J. D. Wright, T. Lancaster, I. Franke, A. J. Steele, J. S. Möller, M. J. Pitcher, A. J. Corkett, D. R. Parker, D. G. Free, F. L. Pratt, P. J. Baker, S. J. Clarke, and S. J. Blundell, Phys. Rev. B **85**, 054503 (2012).
22. D. R. Parker, M. J. P. Smith, T. Lancaster, A. J. Steel, I. Franke, P. J. Baker, F. L. Pratt, M. J. Pitcher, S. J. Blundell, and S. J. Clarke, Phys. Rev. Lett. **104**, 057007 (2010).
23. M. Toyoda, Y. Kobayashi, and M. Itoh, Phys. Rev. B **97**, 094515 (2018).
24. A. A. Kordyuk, Low Temp. Phys. **40**, 286 (2014).
25. I. A. Nekrasov and M. V. Sadovskii, JETP Lett. **99**, 598 (2014).
26. S. V. Borisenko, D. V. Evtushinsky, Z.-H. Liu, I. Morozov, R. Kappenberger, S. Wurmehl, B. Büchner, A. N. Yaresko, T. K. Kim, M. Hoesch, T. Wolf, and N. D. Zhigadlo, Nature Phys. **12**, 311 (2016).

27. I. A. Nekrasov, N. S. Pavlov, and M. V. Sadovskii, JETP Lett. **102**, 26 (2015).
28. P. V. Arribi and L. de Medici, Phys. Rev. B **104**, 125130 (2021).
29. K. Umezawa, Y. Li, H. Miao, K. Nakayama, Z.-H. Liu, P. Richard, T. Sato, J. B. He, D.-M. Wang, G. F. Chen, H. Ding, T. Takahashi, and S.-C. Wang, Phys. Rev. Lett. **108**, 037002 (2012).
30. S. V. Borisenko, V. B. Zabolotnyy, A. A. Kordyuk, D. V. Evtushinsky, T. K. Kim, I. V. Morozov, R. Follath, and B. Büchner, Symmetry **4**, 251 (2012).
31. R. P. Day, G. Levy, M. Michiardi et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **121**, 076401 (2018).
32. S. Thirupathaiah, D. V. Evtushinsky, J. Maletz, V. B. Zabolotnyy, A. A. Kordyuk, T. K. Kim, S. Wurmehl, M. Roslova, I. Morozov, B. Büchner, and S. V. Borisenko, Phys. Rev. B **86**, 214508 (2012).
33. Z.-H. Liu, P. Richard, K. Nakayama et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **84**, 064519 (2011).
34. S. T. Cui, S. Y. Zhu, A. F. Wang, S. Kong, S. L. Ju, X. G. Luo, X. H. Chen, G. B. Zhang, and Z. Sun, Phys. Rev. B **86**, 155143 (2012).
35. S. T. Cui, S. Kong, S. L. Ju, P. Wu, A. F. Wang, X. G. Luo, X. H. Chen, G. B. Zhang, and Z. Sun, Phys. Rev. B **88**, 245112 (2013).
36. M. D. Watson, S. Aswartham, L. C. Rhodes, B. Parrett, H. Iwasawa, M. Hoesch, I. Morozov, B. Büchner, and T. K. Kim, Phys. Rev. B **97**, 035134 (2018).
37. I. R. Fisher, L. Degiorgi, and Z. X. Shen, Rep. Progr. Phys. **74**, 124506 (2011).
38. M. Yi, D. H. Lu, R. G. Moore, K. Kihou, C.-H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, T. Yoshida, A. Fujimori, and Z.-X. Shen, New J. Phys. **14**, 073019 (2012).
39. L. Boeri, O. V. Dolgov, and A. A. Golubov, Phys. Rev. Lett. **101**, 026403 (2008).
40. R. H. Liu, T. Wu, G. Wu, H. Chen, X. F. Wang, Y. L. Xie, J. J. Yin, Y. J. Yan, Q. J. Li, B. C. Shi, W. S. Chu, Z. Y. Wu, and X. H. Chen, Nature **459**, 64 (2009).
41. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
42. 0kuz-Maiti S. Maiti, M. M. Korshunov, T. A. Maier, P. J. Hirschfeld, and A. V. Chubukov, Phys. Rev. B **84**, 224505 (2011).
43. M. M. Korshunov, Phys.-Uspekhi **57**, 813 (2014).
44. M. M. Korshunov, *Itinerant spin fluctuations in iron-based superconductors*, in *Perturbation Theory: Advances in Research and Applications*, ed. by Z. Pirogov, Nova Science Publishers Inc., N.Y. (2018), p. 61–138.
45. Y. Wang, A. Kreisel, V. B. Zabolotnyy, S. V. Borisenko, B. Büchner, T. A. Maier, P. J. Hirschfeld, and D. J. Scalapino, Phys. Rev. B **88**, 174516 (2013).
46. F. Ahn, I. Eremin, J. Knolle, V. B. Zabolotnyy, S. V. Borisenko, B. Büchner, and A. V. Chubukov, Phys. Rev. B **89**, 144513 (2014).
47. M. M. Korshunov, V. A. Shestakov, and Yu. N. Togushova, J. Magn. Magnetic Mater. **440**, 133 (2017).
48. D. S. Inosov and C. R. Physique **17**, 60 (2016).
49. S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, JETP Lett. **105**, 671 (2017).
50. S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, and N. D. Zhigadlo, EPL **119**, 17007 (2017).
51. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, and N. D. Zhigadlo, Phys. Rev. B **100**, 144504 (2019).
52. M. Tortello, D. Daghero, G. A. Ummarino, V. A. Stepanov, J. Jiang, J. D.'Weiss, E. E. Hellstrom, and R. S. Gonnelli, Phys. Rev. Lett. **105**, 237002 (2010).
53. Z.-S. Wang, Z.-Y. Wang, H.-Q. Luo, X.-Y. Lu, J. Zhu, C.-H. Li, L. Shan, H. Yang, H.-H. Wen, and C. Ren, Phys. Rev. B **86**, 060508(R) (2012).
54. M. M. Korshunov, V. A. Shestakov, and Yu. N. Togushova, Phys. Rev. B **94**, 094517 (2016).
55. M. M. Korshunov, Phys. Rev. B **98**, 104510 (2018).
56. T. Agatsuma and H. Yamase, Phys. Rev. B **94**, 214505 (2016).
57. H. Kontani and S. Onari, Phys. Rev. Lett. **104**, 157001 (2010).
58. T. Saito, S. Onari, Y. Yamakawa, H. Kontani, S. V. Borisenko, V. B. Zabolotnyy, Phys. Rev. B **90**, 035104 (2014).
59. T. Saito, Y. Yamakawa, S. Onari, and H. Kontani, Phys. Rev. B **92**, 134522 (2015).
60. A. E. Karakozov, M. V. Magnitskaya, L. S. Kadyrov, and B. P. Gorshunov, Phys. Rev. B **99**, 054504 (2019).
61. A. Bianconi, Nature Phys. **9**, 536 (2013).
62. A. E. Taylor, M. J. Pitcher, R. A. Ewings, T. G. Perring, S. J.'Clarke, and A. T. Boothroyd, Phys. Rev. B **83**, 220514(R) (2011).
63. J. Knolle, V. B. Zabolotnyy, I. Eremin, S. V. Borisenko, N. Qureshi, M. Braden, D. V. Evtushinsky, T. K. Kim, A. A. Kordyuk, S. Sykora, Ch. Hess, I. V. Morozov, S. Wurmehl, R. Moessner, and B. Büchner, Phys. Rev. B **86**, 174519 (2012).
64. A. Kreisel, B. M. Andersen, P. O. Sprau, A. Kostin, J. C. Séamus Davis, and P. J. Hirschfeld, Phys. Rev. B **95**, 174504 (2017).
65. B. H. Min, J. B. Hong, J. H. Yun, T. Iizuka, S.-I. Kimura, Y. Bang, and Y. S. Kwon, New J. Phys. **15**, 073029 (2013).
66. S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, A. I. Boltalin, and I. V. Morozov, JETP Lett. **98**, 722 (2014).
67. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, I. V. Morozov, S. Wurmehl, and B. Büchner, JETP Lett. **111**, 350 (2020).

68. S. Chi, R. Aluru, S. Groth, A. Kreisel, U.R. Singh, B.M. Andersen, W.N. Hardy, R. Liang, D.A. Bonn, S.A. Burke, and P. Wahl, Nat. Commun. **8**, 15996 (2017).
69. S. Chi, S. Grothe, R. Liang, P. Dosanjh, W.N. Hardy, S.A. Burke, D.A. Bonn, and Y. Pennec, Phys. Rev. Lett. **109**, 087002 (2012).
70. M.P. Allan, K. Lee, A.W. Rost, M.H. Fischer, F. Massee, K. Kihou, C.-H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, T.-M. Chuang, J.C. Davis, and E.-A. Kim, Nature Phys. **11**, 177 (2015).
71. P.K. Nag, R. Schlegel, D. Baumann, H.-J. Grafe, R. Beck, S. Wurmehl, B. Büchner, and C. Hess, Sci. Rep. **6**, 27926 (2016).
72. Z. Sun, P.K. Nag, S. Sykora, J.M. Guevara, S. Hoffmann, C. Salazar, T. Hänke, R. Kappenberger, S. Wurmehl, B. Büchner, and C. Hess, Phys. Rev. B **100**, 024506 (2019).
73. Ya.G. Ponomarev, H.H. Van, S.A. Kuzmichev, S.V. Kulbachinskii, M.G. Mikheev, M.V. Sudakova, and S.N. Tchesnokov, JETP Lett. **96**, 743 (2012).
74. P.J. Hirschfeld and C.R. Physique **17**, 197 (2016).
75. R. Yu, J.-X. Zhu, and Q. Si, Phys. Rev. B **89**, 024509 (2014).
76. C. Zhang, H.-F. Li, Y. Song et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **88**, 064504 (2013).
77. C. Zhang, R. Yu, Y. Su, Y. Song, M. Wang, G. Tan, T. Egami, J.A. Fernandez-Baca, E. Faulhaber, Q. Si, and P. Dai, Phys. Rev. Lett. **111**, 207002 (2013).
78. C. Zhang, W. Lv, G. Tan, Y. Song, S.V. Carr, S. Chi, M. Matsuda, A.D. Christianson, J.A. Fernandez-Baca, L.W. Harriger, and P. Dai, Phys. Rev. B **93**, 174522 (2016).
79. D.W. Tam, Z. Yin, Y. Xie, W. Wang, M.B. Stone, D.T. Adroja, H.C. Walker, M. Yi, and P. Dai, Phys. Rev. B **102**, 054430 (2020).
80. S. Onari and H. Kontani, Phys. Rev. Research **2**, 042005(R) (2020).
81. T. Timusk and B.W. Statt, Rep. Prog. Phys. **62**, 61 (1999).
82. T. Shimojima, T. Sonobe, W. Malaeb et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **89**, 045501 (2014).
83. T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, and V.A. Vlasenko, JETP Lett. **112**, 786 (2020).
84. M.P. Allan, A.W. Rost, A.P. Mackenzie, Y. Xie, J.C. Davis, K. Kihou, C.H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, and T.-M. Chuang, Science **336**, 563 (2012).
85. T. Hanaguri, K. Kitagawa, K. Matsubayashi, Y. Mazaki, Y. Uwatoko, and H. Takagi, Phys. Rev. B **85**, 214505 (2012).
86. Y.J. Song, J.S. Ghim, J.H. Yoon, K.J. Lee, M.H. Jung, H.-S. Ji, J.H. Shim, Y. Bang, and Y.S. Kwon, EPL **94**, 57008 (2011).
87. H. Kim, M.A. Tanatar, Y.J. Song, Y.S. Kwon, and R. Prozorov, Phys. Rev. B **83**, 100502(R) (2011).
88. D.J. Jang, J.B. Hong, Y.S. Kwon, T. Park, K. Gofryk, F. Ronning, J.D. Thompson, and Y. Bang, Phys. Rev. B **85**, 180505(R) (2012).
89. K. Sasmal, B. Lv, Z. Tang, F.Y. Wei, Y.Y. Xue, A.M. Guloy, and C.W. Chu, Phys. Rev. B **81**, 144512 (2010).
90. U. Stockert, M. Abdel-Hafiez, D.V. Evtushinsky, V.B. Zabolotnyy, A.U.B. Wolter, S. Wurmehl, I. Morozov, R. Klingeler, S.V. Borisenko, and B. Büchner, Phys. Rev. B **83**, 224512 (2011).
91. Y. Imai, H. Takahashi, K. Kitagawa, K. Matsubayashi, N. Nakai, Y. Nagai, Y. Uwatoko, M. Machida, and A. Maeda, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 013704 (2011).
92. J. Fink, J. Nayak, E.D.L. Rienks, J. Bannies, S. Wurmehl, S. Aswartham, I. Morozov, R. Kappenberger, M.A. ElGhazali, L. Craco, H. Rosner, C. Felser, and B. Büchner, Phys. Rev. B **99**, 245156 (2019).
93. Q.Q. Ge, Z.R. Ye, M. Xu, Y. Zhang, J. Jiang, B.P. Xie, Y. Song, C.L. Zhang, P. Dai, and D.L. Feng, Phys. Rev. X **3**, 011020 (2013).
94. P. Cai, X. Zhou, W. Ruan, A. Wang, X. Chen, D.-H. Lee, and Y. Wang, Nat. Commun. **4**, 1596 (2013).
95. H. Yang, Z. Wang, D. Fang, S. Li, T. Kariyado, G. Chen, M. Ogata, T. Das, A.V. Balatsky, and H.-H. Wen, Phys. Rev. B **86**, 214512 (2012).
96. S.Y. Zhou, X.C. Hong, X. Qiu, B.Y. Pan, Z. Zhang, X.L. Li, W.N. Dong, A.F. Wang, X.G. Luo, X.H. Chen, and S.Y. Li, EPL **101**, 17007 (2013).
97. K. Cho, M.A. Tanatar, N. Spyrison, H. Kim, Y. Song, P. Dai, C.L. Zhang, and R. Prozorov, Phys. Rev. B **86**, 020508(R) (2012).