

ЖЕЛЕЗНЫЕ СТРАНИЦЫ ВТСП

*B. A. Гаспаров**

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Приведены экспериментальные данные о сверхпроводящих и электронных свойствах в нормальном и сверхпроводящем состояниях новых высокотемпературных сверхпроводников на основе соединений железа. Обсуждаются решеточная структура, структура магнитных вихрей, магнитная глубина проникновения, поверхность Ферми, изотоп-эффект, критические магнитные поля, как в оксидных соединениях типа 1111, так и в безоксидных типа 122, 111 и 011 в зависимости от уровня додирования, температуры и внешнего давления.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 353 2. Кристаллическая структура 354 3. Транспорт электронов при $T > T_c$ 355 4. Сверхпроводимость под давлением 358 5. Магнитные вихри Абрикосова в железных пниктидах 359	6. Температурная зависимость магнитной глубины проникновения 360 7. Исследования поверхности Ферми 363 8. Изотоп-эффект 367 9. Верхнее критическое магнитное поле 367 10. Заключение 368 Литература 369
--	--

1. ВВЕДЕНИЕ

Начало новому «железному» периоду в исследованиях высокотемпературной сверхпроводимости было положено в работе [1], где был обнаружен переход в сверхпроводящее состояние с $T_c \approx 4$ К в слоистых соединениях железа LaOFeP. Мало кто обратил внимание на эту работу, но вскоре были синтезированы соединения La(O_{1-x}F_x)FeAs с T_c до 26 К [2]. Очень быстро был синтезирован целый ряд железосодержащих сверхпроводящих соединений LaOMPn (M = Mn, Fe, Co, Ni и Pn — пникто-ген: P, As, Sb), и начался новый бум в ВТСП. К концу 2008 г. температура сверхпроводящего перехода T_c приняла значение насыщения при $T = 56$ К в оксифторидных соединениях Sm(O_xF_{1-x})FeAs [3] (типа 1111). В работе [4] было обнаружено, что безоксидное соединение BaFe₂As₂ с антиферромагнитным упорядочением с волнами спиновой плотности

также становится сверхпроводящим с $T_c = 38$ К при частичном замещении Ba на K (дырочная проводимость), что было подтверждено в работе [5] для соединений (K/Sr)Fe₂As₂ с $T_c = 38$ К (типа 122). Аналогичный переход EuFe₂As₂ в сверхпроводящее состояние с $T_c = 32$ К был обнаружен в работе [6] при частичном замещении Eu на K. Поскольку ионы Eu магнитные, обнаружено существование сверхпроводимости и магнетизма в поликристаллах Eu_{0.5}K_{0.5}Fe₂As₂ ниже $T = 10$ К [7, 8].

Частичное замещение Fe на Co подавляет структурный и АФ-переход в BaFe₂As₂ и приводит к электронному типу проводимости в соединениях Ba(Fe_{1-x}Co_x)₂As₂, с $T_c \leq 23$ К ($x = 0.07$) [9–11]. В то же время замещение Fe на Ni [12] и Cr [13] оказалось неэффективным ($T_c < 0.7$ К в BaFe_{2-x}Ni_xAs₂). Следует заметить, что сверхпроводящие соединения Ni были известны при сравнительно низких температурах (LaNiOAs,

*E-mail: vgasparo@issp.ac.ru

$T_c = 2.3$ К [14] и LaNiPO $T_c = 4.3$ К [15]) еще и ранее. Более поздние исследования оказались также неэффективными в смысле повышения T_c [16]. Так, замещение Fe в SmFeAsO на элементы группы Co (Co, Rh, Ir) позволило увеличить T_c лишь до $T = 10$ К [17]. В то же время замещение As на P в CeFeAsO [18] хотя и подавляет АФ-упорядочение, но к сверхпроводимости не приводит. Вместе с тем железный фосфид LaOFeP является сверхпроводником с $T_c \leq 6$ К [1].

Сверхпроводимость была также обнаружена в соединениях Fe типа 111 (LiFeAs, NaFeAs $T_c \leq 18$ К [19–22]), типа 011 (α -FeSe $T_c \leq 8$ К [23], FeSeTe $T_c \leq 14$ К [24–26]), типа 22426 (Fe₂P₂Sr₄Sc₂O₆ с $T_c = 17$ К [27] и совсем недавно в Fe₂As₂Sr₄Mg_{0.6}Ti_{1.4}O₆ с $T_c = 39$ К [28]).

Кроме того, в работе [29] недавно показано, что имеется очевидная связь между легированием и приложением давления, необычная для купратов [29]. Так, несверхпроводящее соединение BaFe₂As₂, обладающее переходом из парамагнитного состояния в антиферромагнитное с волнами спиновой плотности, становится сверхпроводящим с $T_c = 30$ К под давлением 5.5 ГПа [29]. Наконец, совсем недавно в работе [30] было обнаружено, что в слоистом соединении α -Fe_{1.01}Se (типа 011) T_c также резко растет с 8.5 К до 36.7 К под давлением 8.9 ГПа [30] (см. также [31]). Таким образом, было показано, что сверхпроводимость в железных пниктидах может быть индуцирована как химическим замещением, так и давлением.

Железные оксипникиды и пникиды обладают целым рядом аномалий, как электронных транспортных свойств выше T_c , так и сверхпроводящих ниже T_c . Отметим некоторые из них.

1. Температурная зависимость сопротивления выше T_c носит нефермижидкостной характер и не может быть описана законом Блоха–Грюнайзена [7].

2. Структура магнитных вихрей носит неупорядоченный характер, обусловленный сильным пиннингом [32, 33].

3. Температурная зависимость магнитной глубины проникновения как в дырочных соединениях Ba(Fe_{1-x}Co_x)₂As₂, так и в электронных соединениях Ba_{1-x}K_xFe₂As₂ типа 122 и оксидных монокристаллах (Nd/La)FeAsO_{0.9}F_{0.1} типа 1111 описывается не экспоненциальной, а степенной зависимостью ниже $T_c/3$ [34–36]. Это обстоятельство свидетельствует о необычном характере спаривания в железных пниктидах.

4. Несмотря на электронную 2D-структуре,

верхнее критическое магнитное поле $H_{c2}(0)$ практически изотропно в монокристаллах Ba_{0.6}K_{0.4}Fe₂As₂ [37] и Fe_{1.11}Te_{0.6}Se_{0.4} [38] с фактором анизотропии $\gamma = H_{c2}^{ab}/H_{c2}^c \approx 1$, тогда как в Nd(O_{1-x}F_x)FeAs имеем $\gamma = 4.3$ [39].

Хотя эти свойства частично описаны в целом ряде обзорных статей [22, 39–43], тем не менее представляется важным регулярно подводить итоги быстроразвивающихся экспериментальных исследований пниктидов FeAs. Естественно, что данный обзор не претендует на полноту из-за огромного числа публикаций и, кроме того, за скобками оказались теоретические работы. Основное внимание уделено аномальным электронным транспортным и сверхпроводящим свойствам новых железных сверхпроводников.

2. КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА

Сверхпроводящие железные пникиды имеют как правило тетрагональную слоистую структуру (пространственная группа: $P4/nmm$ в соединениях типа 1111 [3] и $I4/mmm$ в соединениях типа 122 [4]), состоящую из чередующихся 2D-слоев FeAs, FeP или Fe₂As₂ и легирующих элементов (рис. 1, 2). Именно эти железосодержащие слои, по-видимому, являются ответственными за сверхпроводимость. Систематическое замещение редкоземельных металлов Re от La до Ce, Pr, Nd, и Sm в ReFeAsO_{1-δ} приводит к уменьшению решеточного параметра a и росту T_c [47]. Был обнаружен структурный переход из тетрагональной в орторомбическую или даже моноклинную структуру (пространственная группа $P112/n$) [48] при $T < 155$ К в CeFeAsO [47] и LaFeAsO [48], сопровождающийся АФ-упорядочением. Легирование фтором подавляет как структурный переход при $x > 0.06$ в CeFeAsO_{1-x}F_x, так и магнитное упорядочение [47]. В работах [4, 49] показано, что в соединениях Ba_{1-x}K_xFe₂As₂ с $x < 0.2$ также имеет место структурный фазовый переход из тетрагональной решетки в орторомбическую (пространственная группа $Fmmm$) при $T < 140$ К, характерный для родственного соединения BaFe₂As₂. Однако при $x > 0.3$ как структурный, так и электронный переход с АФ-аномалией в виде волн спиновой плотности исчезают [49], а T_c растет до 38 К. Таким образом, легирование BaFe₂As₂ щелочными металлами приводит как к сверхпроводимости, так и к подавлению структурного перехода.

В то же время в $\alpha\text{-Fe}_{1.01}\text{Se}$ разделяющие слои легирующих элементов отсутствуют и тетрагональная решетка формируется 2D-слоями тетраэдров FeSe. Было показано, что стехиометрические соединения FeSe — немагнитные и несверхпроводящие, а сверхпроводимость возникает в нестехиометрических по Se соединениях. Вместе с тем, в $\alpha\text{-Fe}_{1.01}\text{Se}$ обнаружен структурный переход из тетрагональной решетки в триклиновую (симметрия $P - 1$) ниже $T = 105$ К [23] или орторомбическую структуру [50], не сопровождающийся, однако, магнитным упорядочением. Однако такой переход отсутствует в несверхпроводящих соединениях $\text{Fe}_{1.03}\text{Se}$ [50]. Кроме того, исследования на более чистых образцах показали, что на самом деле сверхпроводящими являются тетрагональные соединения $\text{FeSe}_{0.99}$ при стехиометрическом составе близком к 1:1 [51], тогда как при уменьшении стехиометрии возникает примесная фаза Fe_3O_4 , что требует дополнительных исследований.

Структурные исследования соединений $\alpha\text{-FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ показали, что антиферромагнитная и решеточная структуры отличаются от железных пинктидов [52]. Показано, что локальная симметрия хотя в среднем и близка к тетрагональной $P4/nmm$, но понижается из-за неэквивалентности положений ионов Se и Te [53]. Вместе с тем низкотемпературный структурный переход, характерный для $\alpha\text{-Fe}_{1.01}\text{Se}$, подавляется в сверхпроводящих $\alpha\text{-FeSe}_{0.5}\text{Te}_{0.5}$ [54].

3. ТРАНСПОРТ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ $T > T_c$

В работе [55] обнаружено, что $\rho(T)$ в поликристаллических соединениях $\text{K}_x\text{Sr}_{1-x}\text{Fe}_2\text{As}_2$, описывается степенной зависимостью $\rho(T) - \rho(0) = AT^n$ (при $T < 100$ К), изменяющейся от квадратичной до линейной при критической концентрации $x_c = 0.4$ (см. рис. 3). При $x > x_c$ показатель степени n вновь растет до двух при $x = 1$. Таким образом, обнаружен переход от фермижидкостного взаимодействия к нефермижидкостному, описываемому линейной зависимостью $\rho(T)$, характерной для квантового магнитного фазового перехода в тяжелых фермионах $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ [56]. Кроме того, была обнаружена логарифмическая температурная зависимость термоэдс, $S/T \sim \ln T$, вблизи квантового фазового перехода при $x_c = 0.4$, тогда как при больших и меньших x эта зависимость не линейна [55].

Линейная зависимость $\rho(T)$ наблюдалась в целом ряде монокристаллов железных пинктидов. На рис. 4 представлен пример $\rho(T)$ для поликристаллов $\text{K}_{0.5}\text{Eu}_{0.5}\text{Fe}_2\text{As}_2$ [7]. Выше T_c наблюдается линейная температурная зависимость $\rho(T)$ вплоть до $T = 120$ К, тогда как при более высоких температурах эта зависимость имеет тенденцию к насыщению. Естественно попытаться описать $\rho(T)$ с помощью формулы Блоха–Грюнайзена (БГ) для электрон-фононного ($e-p$) взаимодействия:

$$\rho(t) - \rho(0) = 4\rho_1 t^5 \int_0^{1/t} \frac{x^5 e^x dx}{(e^x - 1)^2}. \quad (1)$$

Здесь $\rho(0)$ — остаточное сопротивление, $\rho_1 = d\rho(T)/dt$ — наклон $\rho(T)$ при высоких температурах, $T > T_R$, $t = T/T_R$, а T_R — резистивная температура Дебая. Как видно на рис. 4, при $T > 150$ К имеются существенные отклонения $\rho(T)$ от закона БГ. Как уже отмечалось выше, такое поведение $\rho(T)$ не может быть обусловлено структурным переходом, который исчезает при исследованном уровне легирования, как собственно и антиферромагнитный переход с волнами спиновой плотности.

На рис. 5 представлены примеры $\rho(T)$ в монокристаллах $\text{Ba}_{0.5}\text{K}_{0.5}\text{Fe}_2\text{As}_2$ и $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ [57]. Видно, что качественно зависимости такие же, как и в поликристаллах $\text{K}_x\text{Sr}_{1-x}\text{Fe}_2\text{As}_2$ (рис. 3) и $\text{K}_{0.5}\text{Eu}_{0.5}\text{Fe}_2\text{As}_2$ (рис. 4). Характерной особенностью является линейная зависимость $\rho(T)$ с насыщением при высоких температурах, причем линейный участок уменьшается при отклонении концентрации от критической равной $x_c = 0.4$. Линейная зависимость $\rho(T)$ с насыщением наблюдалась, как правило, в дырочных ($\alpha\text{-FeSe}$ [23] и FeSeTe [25, 59]) соединениях типа 011, тогда как насыщение не возникает в электронных оксидных железных пинктидах типа 1111 ($\text{SmO}_x\text{F}_{1-x}\text{FeAs}$ [3, 58]) и типа 122 ($\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ [60]). Имеются различные предположения по поводу насыщения $\rho(T)$, связанные как с достижением предела Иоффе–Регеля, когда длина свободного пробега l сравнивается с межатомным расстоянием, так и с двухзонной проводимостью [61]. На самом деле причины столь аномального поведения $\rho(T)$ могут быть иными и связаны как с однородностью монокристаллов, так и с температурной зависимостью концентрации носителей n .

На рис. 6 представлен результат исследований с помощью электронной микроскопии скола одного из монокристаллов $\text{Ba}_{0.5}\text{K}_{0.5}\text{Fe}_2\text{As}_2$ [57]. Элементный

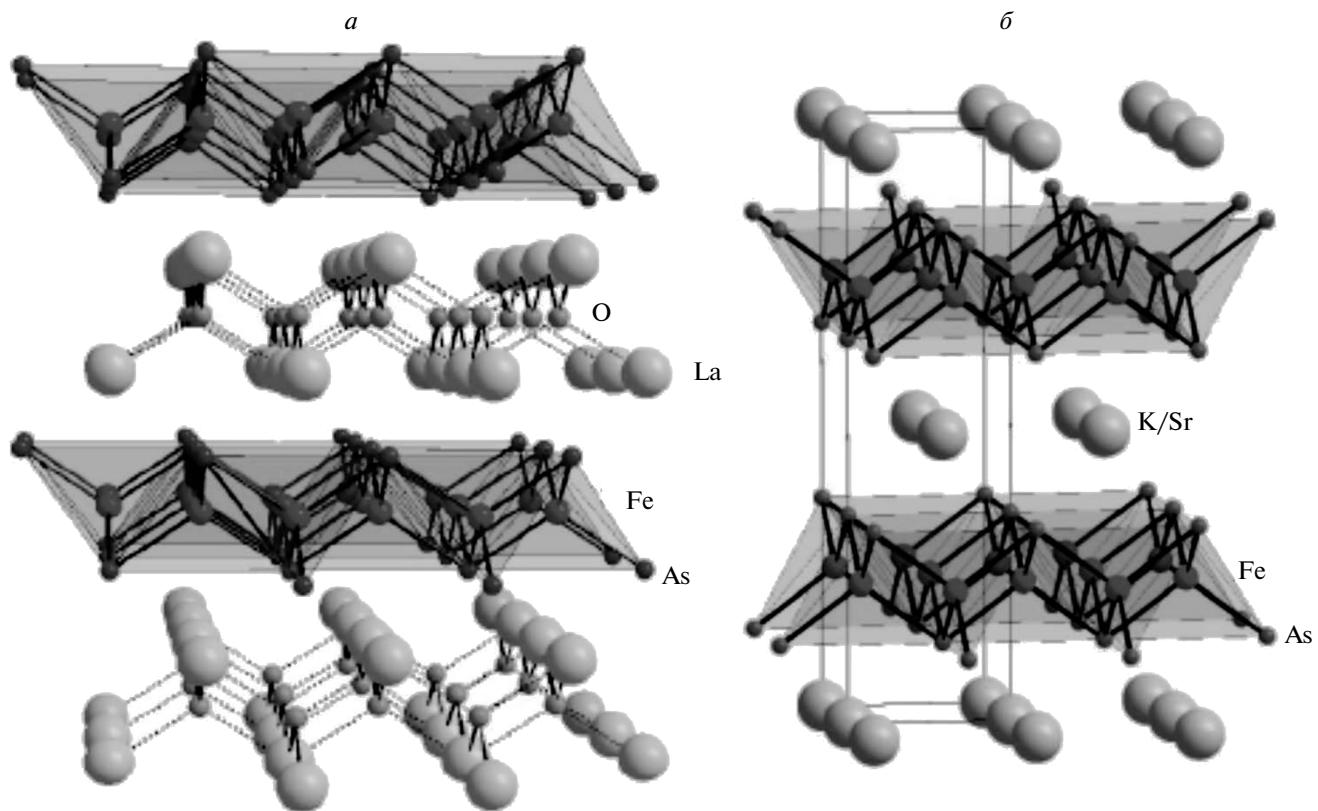


Рис. 1. Кристаллическая структура: *a*) LaFeAsOF, структура типа 1111, $T_c \leq 55$ К; *б*) K/SrFe₂As₂, структура типа 122, $T_c \leq 38$ К [5]

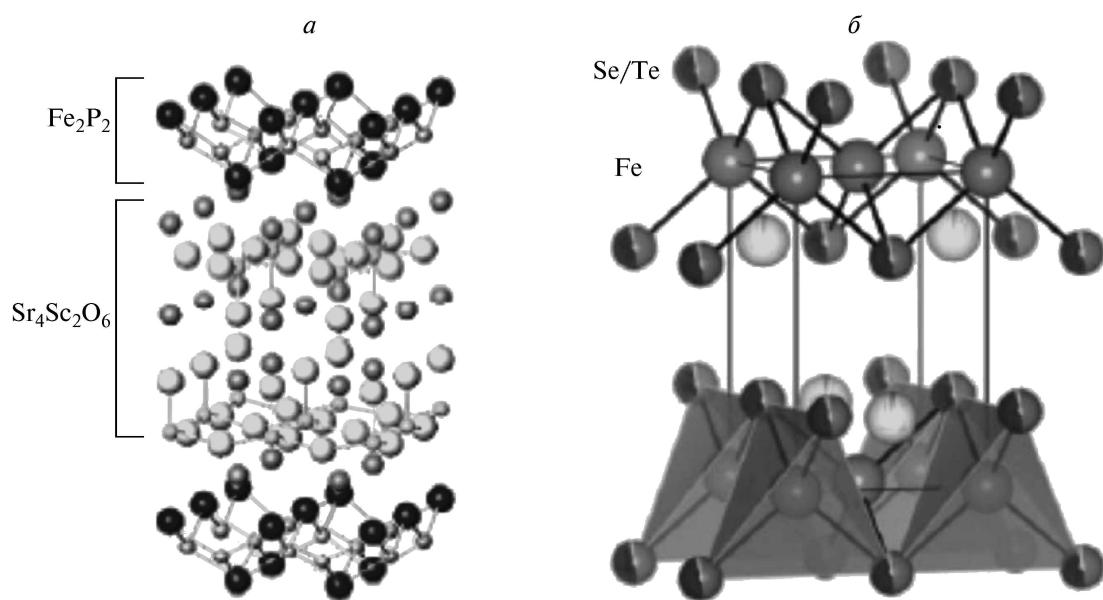


Рис. 2. Кристаллическая структура: *a*) Sr₄Sc₂O₆Fe₂P₂ [44], *б*) FeTe_{0.5}Se_{0.5} [53]

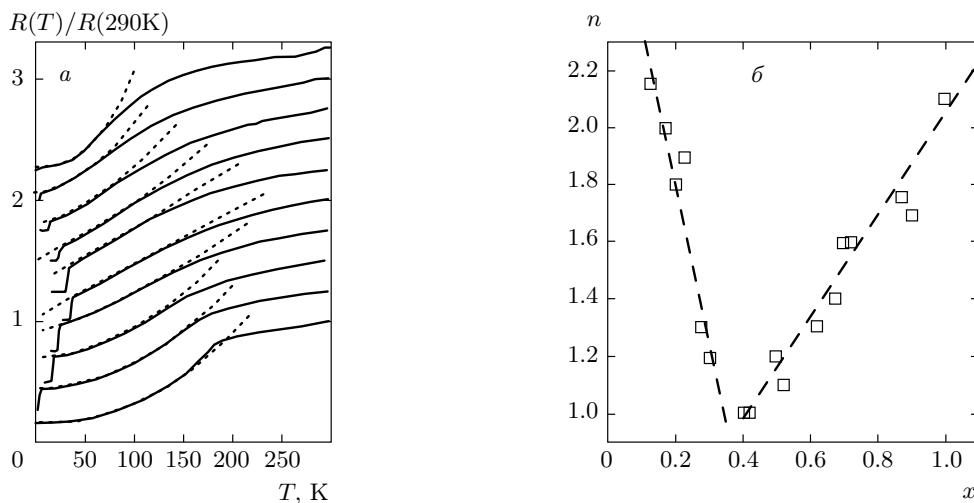


Рис. 3. а) Температурная зависимость сопротивления $K_xSr_{1-x}Fe_2As_2$ при $0 < x < 1$ [55]. Кривые смещены по оси ординат на 0.25 делений. б) Концентрационная зависимость показателя степени n

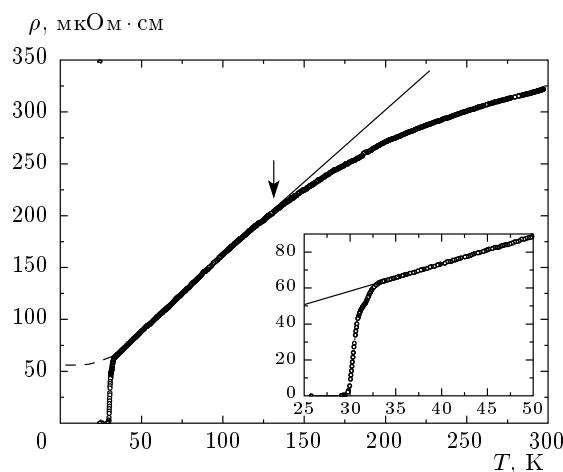


Рис. 4. Температурная зависимость удельного сопротивления образцов $Eu_{0.5}K_{0.5}Fe_2As_2$ [7]. На вставке показан сверхпроводящий переход в расширенном масштабе. Штриховая кривая результат подгонки по формуле Блоха–Грюнайзена (1) при $T < 150$ К, сплошная кривая — экстраполяция со стороны высоких температур

анализ проводился с помощью рентгеновской волновой дисперсионной спектроскопии. Видно, что концентрация Ва растет по глубине образца от 0.5 до 0.7, тогда как К, наоборот, падает. Таким образом, измеряемая проводимость может быть обусловлена вкладом слоев с различной концентрацией Ва и К, что может быть причиной многих наблюдавшихся аномальных свойств железных пниктидов.

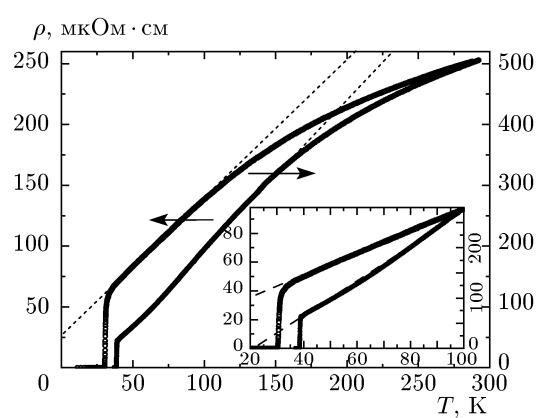


Рис. 5. Температурная зависимость $\rho(T)$ в монокристаллах $Ba_{0.5}K_{0.5}Fe_2As_2$ (○) и $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ (●) [57]

С другой стороны, недавно [62] обнаружено, что холловская концентрация носителей n существенно зависит от температуры в монокристаллах $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$. На рис. 7 представлены температурные зависимости $\rho(T)$ и $n(T)$ при $x = 0.07$ с максимальной $T_c = 22$ К. Резкий излом сопротивления при $T = 135$ К на рис. 7а при $x = 0$, сопровождающийся резким падением концентрации n на рис. 7б, обусловлен антиферромагнитным переходом с волнами спиновой плотности. В то же время в сверхпроводящих образцах с увеличением концентрации Со до $x = 0.07$ виден линейный рост $\rho(T)$. Удивительно, что $n(T)$ при этом падает с понижени-

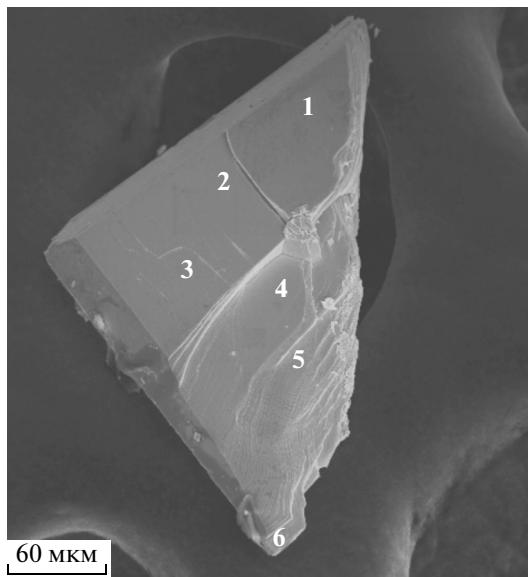


Рис. 6. Электронно-микроскопический снимок скола образца Ba_{0.5}K_{0.5}Fe₂As₂. Концентрация калия составляет 0.47, 0.4, 0.39, 0.3, 0.25 соответственно на террасах 1, 2, 3, 4, 5 [57]

ем температуры в четыре раза, тогда как в обычных металлах концентрация носителей слабо от нее зависит. По-видимому, в соединениях типа 122 это обстоятельство обусловлено близостью дна зоны проводимости к уровню Ферми, согласно данным фототомографии с угловым разрешением (ARPES) [63, 64]. В двухзонной модели холловская концентрация носителей $n = 1/eR_H$ имеет вид [62]

$$eR_H = \frac{\sigma_h^2}{n_h(\sigma_e + \sigma_h)^2} - \frac{\sigma_e^2}{n_e(\sigma_e + \sigma_h)^2}. \quad (2)$$

Здесь n_e и n_h — концентрации соответственно электронов и дырок. Отрицательный знак eR_H свидетельствует о том, что основной вклад в проводимость дают электроны при допировании Co, поэтому, полагая $n_h \ll n_e$, нетрудно показать, что

$$\rho(T) = \frac{m_e}{n_e(T)e^2\tau(T)}. \quad (3)$$

Здесь m_e — эффективная масса электронов, а $\tau(T)$ — время релаксации электронов. В результате была получена температурная зависимость частоты столкновений электронов $1/\tau(T)$, представленная на рис. 8. Видно, что в широкой области концентраций кобальта x вероятность рассеяния растет с температурой как T^2 , что характерно для электрон-электронного ($e-e$) фермижидкостного рассеяния, причем превышающий вклад $e-e$ -столкновений

над $e-p$ -рассеянием обусловлен, по-видимому, полуметаллическим характером пникидов с $k_B T \approx E_F$. По-видимому, анализ экспериментальных данных по электронной проводимости в железных пникидах сильно усугубляется температурной зависимостью $n_e(T)$ и $n_h(T)$, что требует нетрадиционных подходов к изучению механизмов рассеяния по исследованию транспорта электронов.

4. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Аномальные свойства железных пникидов наблюдаются и под давлением. Так, хотя в соединении LiFeAs под давлением T_c падает [65], в то же время в несверхпроводящем соединении BaFe₂As₂ приложение давления подавляет переход в антиферромагнитное состояние с волнами спиновой плотности и приводит к сверхпроводимости с максимумом T_c при $T = 36$ К при $P = 1.5$ ГПа [29, 66]. При дальнейшем повышении давления T_c падает до 24 К при $P = 7$ ГПа.

Аналогичное поведение T_c было обнаружено в системе β -Fe_{1.01}Se типа 011 под давлением [30]. На рис. 9 и 10 представлены соответственно температурная зависимость $\rho(T)$ и фазовая диаграмма для этого кристалла под давлением. Хотя при атмосферном давлении соединение β -Fe_{1.01}Se сверхпроводящее при $T = 8.5$ К, приложение давления существенно увеличивает T_c до 37 К при $P = 8.9$ ГПа. Затем T_c падает при дальнейшем росте давления, причем характерно, что линейный рост $\rho(T)$ испытывает излом с повышением температуры, положение которого с ростом давления смещается к более низким значениям температур. В результате, тенденция к насыщению становится все более очевидной при повышении давления. Зависимость T_c от P определяется уменьшением параметра решетки и отношения осей c/a тетрагональной решетки и проходит через максимум при $c/a = 1.395$. Поэтому смещение порога насыщения $\rho(T)$ к низким значениям температур при увеличении давления находится в противоречии с предположением [61] о достижении предела Иоффе-Регеля, $l \approx a$. Из этих экспериментов следует, что приложение давления эквивалентно уменьшению параметров решетки в соединениях BaFe₂As₂ при легировании щелочными металлами [29].

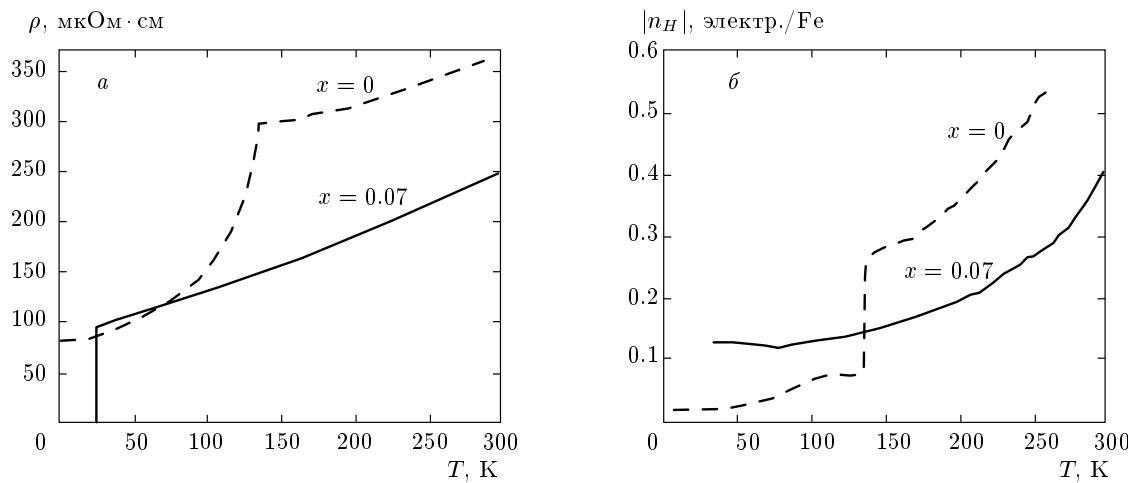


Рис. 7. Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ (а) и холловской концентрации носителей $|n_H|$ (б) в монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$. Здесь n_H [электр./Fe] = $0.32/R_H$ [10^{-9} м³/Кл] [62]

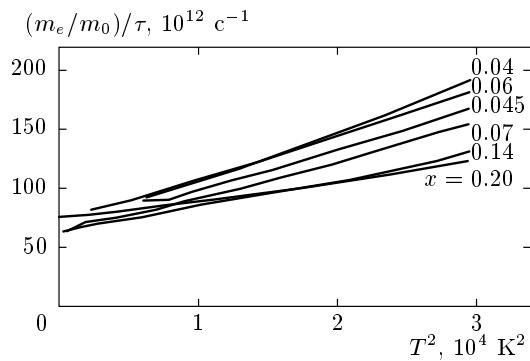


Рис. 8. Температурная зависимость частоты столкновений электронов $1/\tau$ от T^2 для соединений $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ с концентрацией Со от $x = 0.04$ до $x = 0.2$ [62]

5. МАГНИТНЫЕ ВИХРИ АБРИКОСОВА В ЖЕЛЕЗНЫХ ПНИКТИДАХ

Удивительные свойства железных оксипниктидов и пниктидов проявляются также и в поведении магнитных вихрей Абрикосова [32, 33, 67]. На рис. 11а представлена дифракционная картина расстояния пучка нейтронов, направленного под небольшим углом (5° – 10°) к нормали на монокристаллы $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ [32]. Структура выхода магнитных вихрей на поверхность образца при биттеровском декорировании частицами железа, представлена на рис. 11б. Декорирование проводилось в режиме замороженного потока в магнитном поле, перпендикулярном базисной плоскости при $T = 5$ К.

Как видно на рис. 11а, в нейтронных эксперимен-

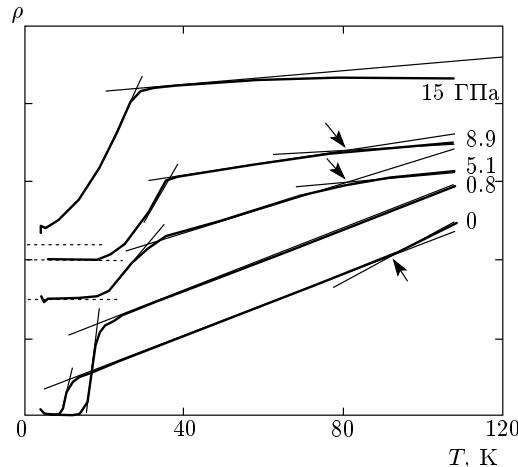


Рис. 9. Сверхпроводимость при $T = 36$ К в $\beta\text{-Fe}_{1.01}\text{Se}$ под давлением [30]. Стрелками показан излом на линейной зависимости $\rho(T)$, сопровождающийся насыщением при более высоких температурах [30]

тах вместо обычных дифракционных максимумов наблюдается кольцо «порошковой дифракции», обусловленное разупорядоченной вихревой решеткой. Аналогичное кольцо имеет место при фурье-анализе картины вихрей при декорировании (см. вставку на рис. 11б). При большом увеличении на рис. 11б видны хорошо ориентированные домены на коротких расстояниях с пятью вихрями, однако как следует из фурье-анализа всей декорированной картины, дальний порядок не наблюдается. Отсюда следует, что магнитные вихри сильно разупорядочены и не об-

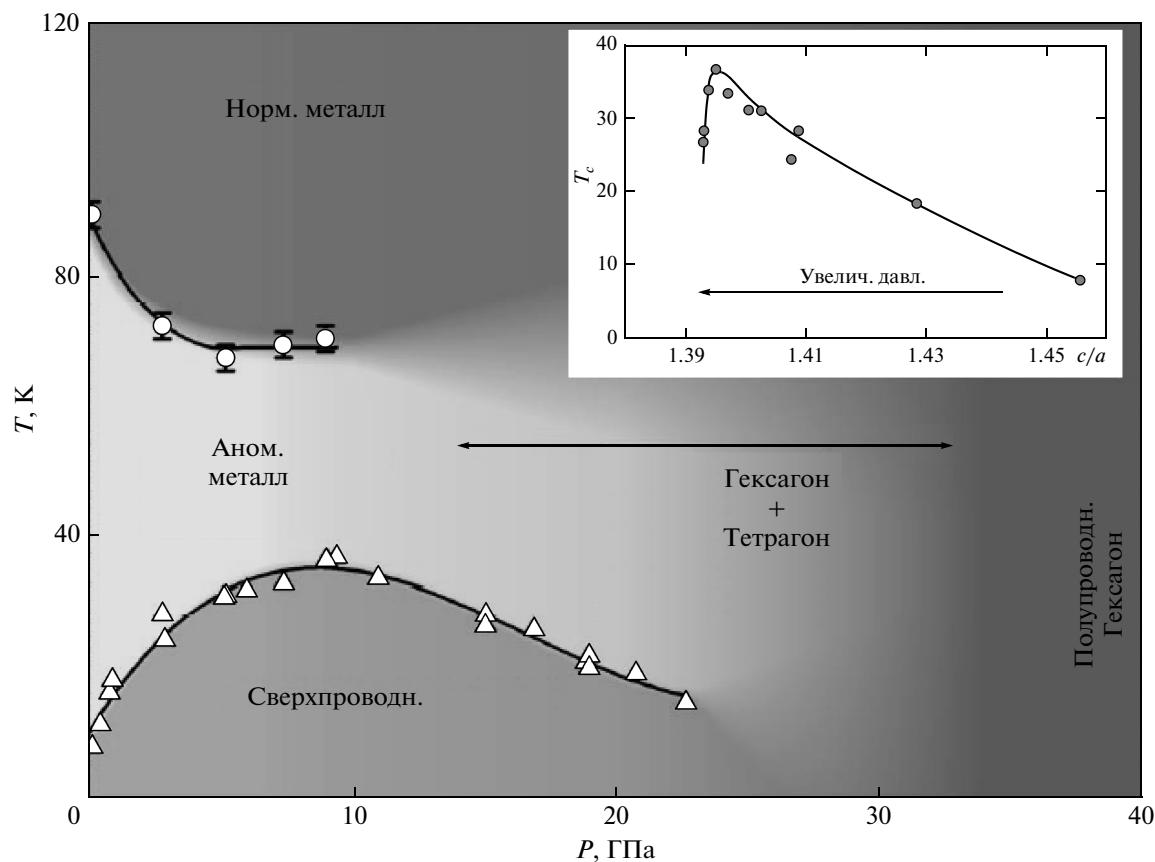


Рис. 10. Фазовая диаграмма для $\beta\text{-Fe}_{1.01}\text{Se}$ под давлением [30]. При низких температурах $\rho(T)$ линейно растет с T . При высоких давлениях, образец становится гексагональным и имеет полупроводниковые свойства. На вставке показана зависимость T_c от отношения параметров кристаллографических осей c/a

разуют регулярную вихревую решетку, как в обычных сверхпроводниках и в ВТСП. В то же время на контрольном монокристалле $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8-x}$, даже в самых слабых магнитных полях наблюдалась треугольная решетка вихрей [33]. Аналогичные результаты были получены в экспериментах по туннельной спектроскопии (STS) в монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$, в магнитных полях до 9 Тл [67].

Недавно были опубликованы результаты исследований биттеровского декорирования в целом ряде монокристаллов железных пинктидов: $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, $\text{Sr}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ типа 122 и $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ типа 1111 [33]. Во всех исследованных монокристаллах решетка вихрей также не обнаружена вплоть до магнитных полей 20 мТл. По-видимому, такое аномальное поведение магнитных вихрей в железных пинктидах обусловлено сильным пиннингом вихрей на дефектах и примесях, препятствующим образованию решетки

Абрикосова. Такие примеси в виде частиц Со наблюдались в экспериментах по STM/STS [67]. Дальнейшие эксперименты на более чистых монокристаллах, возможно, позволят выяснить причину столь сильного пиннинга в железных пинктидах.

6. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНОЙ ГЛУБИНЫ ПРОНИКОВЕНИЯ

Для выяснения природы сверхпроводимости в железных окиспинктидах и пинктидах необходимо знать величину сверхпроводящей щели и тип ее симметрии в \mathbf{k} -пространстве, который связан с механизмом электрон-дырочного спаривания. Одним из методов, который был использован для получения такой информации, наряду с ЯМР [70–80], теплоемкостью [81–88], критическим магнитным полем [37, 38, 89–92], андреевской спектроскопией то-

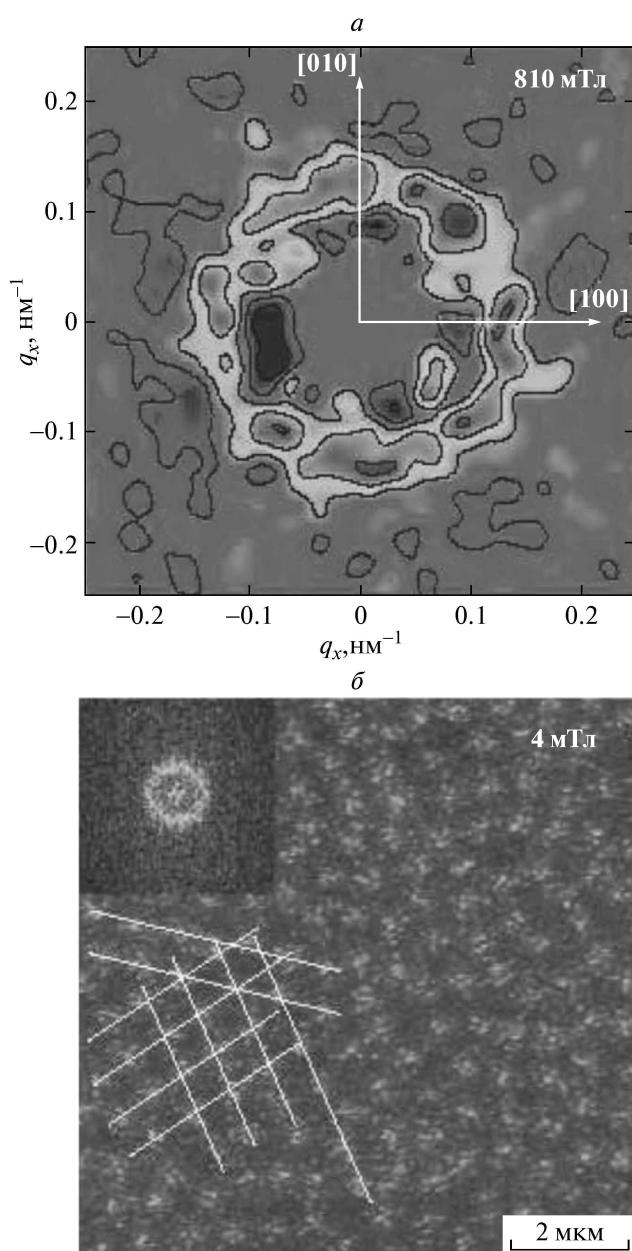


Рис. 11. а) Дифракционная структура малоуглового нейтронного рассеяния в магнитном поле 810 мТл, б) структура магнитных вихрей в поле 4 мТл (биттеровское декорирование) в монокристалле $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ [32]. На вставке показан результат фурье-анализа всей декорированной картины

чечных контактов [93–101] и туннельной спектроскопией (STS) [102–107], является температурная зависимость магнитной глубины проникновения, $\lambda(T)$. По поводу купратов имеется консенсус о d -волновом характере спаривания параметра порядка [68, 69],

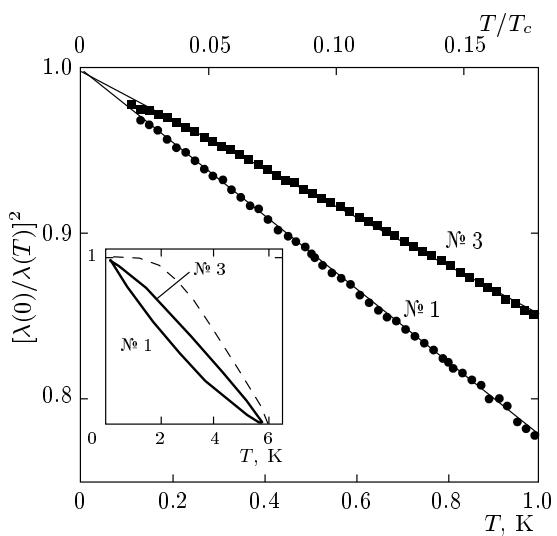


Рис. 12. Низкотемпературная ($T < T_c/6$) часть сверхтекущей плотности $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ для двух образцов LaFePO № 1 и № 3 с различной стехиометрией кислорода, $T_c = 6$ К. Остаточная глубина проникновения $\lambda(0) = 2500$ Å. На вставке показана зависимость $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ во всем температурном интервале, штриховая кривая описывает аналогичные данные для монокристаллов $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_y$ [107]

приводящего к линейной температурной зависимости лондоновской глубины проникновения $\lambda(T)$. Тем не менее в настоящее время нет единой точки зрения на симметрию параметра порядка в железных пниктидах. Более того, обнаружены противоречивые аномалии в $\lambda(T)$, примеры которых приведены ниже.

В работе [107] была исследована температурная зависимость $\lambda(T)$ в монокристаллах LaFePO с помощью резонансной LC-техники с использованием туннельного диода в качестве автодина. Хотя LC-методика была предложена еще в 1959 г. [108], почему-то цитируется так называемая техника туннельного диода, тогда как туннельный генератор регистрирует лишь сдвиг резонансной частоты того же LC-контакта [11, 34–36, 83, 107, 109], что и в работе [108]. На рис. 12 представлена низкотемпературная ($T < T_c/6$) часть температурной зависимости сверхтекущей плотности $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ для двух образцов LaFePO с $T_c = 6$ К, измеренная с помощью LC-техники на частоте 14 МГц. Остаточная глубина проникновения $\lambda(0) = 2500$ Å. Существенной особенностью на рис. 12 является линейный рост $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ при понижении температуры ниже 2 К вплоть до $T = 100$ мК, несмотря на некоторую дисперсию наклона для различных образцов.

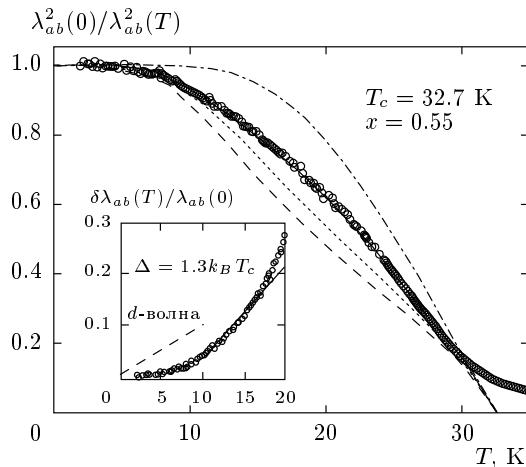


Рис. 13. Температурная зависимость $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ в монокристаллах $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ с $T_c = 32.7$ К на частоте 28 Гц [109]. Сплошная кривая — суммарный результат подгонки экспериментальных данных по двухщелевой модели (5) с $\Delta_1 = 1.17k_B T_c$ (штриховая кривая) и $\Delta_2 = 2.4k_B T_c$ (штрихпунктирная кривая). Пунктир — результат подгонки по формуле (4) низкотемпературной части $\delta\lambda_{ab}(T)/\lambda_{ab}(0)$ по однощелевой зависимости с $\Delta = 1.3k_B T_c$, показанной на вставке сплошной кривой

Это обстоятельство позволило авторам работы [107] сделать вывод о наблюдении *d*-волнового спаривания в LaFePO.

Однако аналогичные эксперименты на монокристаллах $\text{SmFeAsO}_{0.8}\text{F}_{0.2}$ (см. вставку на рис. 12) в той же группе и с помощью той же методики показали [109], что $\lambda(T)$ меняется в зависимости от температуры по экспоненциальному закону, характерному для БКШ-сверхпроводников при $T < T_c/3$, где щель $\Delta(T)$ практически постоянна:

$$\Delta\lambda(T) = \lambda(0)\sqrt{\frac{\pi\Delta_0}{2k_B T}} \exp\left(-\frac{\Delta_0}{k_B T}\right). \quad (4)$$

Это наблюдение позволило заключить, что щель Δ не имеет нулей по поверхности Ферми. Вместе с тем, наилучшая подгонка $\Delta\lambda(T)$ была достигнута с помощью не одно-, а двухщелевой модели с $\Delta_1 = 1.1k_B T_c$ и $\Delta_2 = 1.8k_B T_c$. Напомним, что по *s*-волновой БКШ-модели в приближении слабой связи $\Delta = 1.76k_B T_c$.

Как показано на рис. 13, данные по СВЧ-экспериментам также свидетельствуют о том, что во всей температурной области однощелевая модель не описывает температурной зависимости сверхтес-

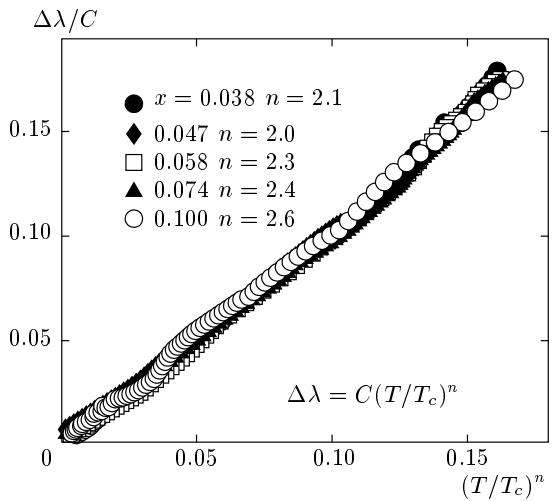


Рис. 14. Температурная зависимость $\Delta\lambda = \lambda(T) - \lambda(0)$ в монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ с различной концентрацией Co x в зависимости от показательной функции T , нормированной к T_c [115]

кучей плотности $n_s(T) = \lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ и необходимо применять двухщелевую модель

$$n_s(T) = xn_{s1}(T) + (1 - x)n_{s2}(T) \quad (5)$$

для описания экспериментальных данных [109–112]. Здесь $n_{s1}(T)$ и $n_{s2}(T)$ — сверхтекущие плотности в зонах 1 и 2 со сверхпроводящими щелями соответственно Δ_1 и Δ_2 , а x определяет вес соответствующей зоны в $n_s(T)$. Вместе с тем обнаружено, что имеется большая дисперсия Δ_1 и Δ_2 в зависимости от качества образца [109–112].

Вместе с тем, исследования $\lambda(T)$ в электронных $\text{Ba}(\text{FeCo})_2\text{As}_2$ [113–115], дырочных $(\text{BaK})\text{Fe}_2\text{As}_2$ [36, 116] и оксидных $(\text{LaNd})\text{FeAsO}_{0.9}\text{F}_{0.1}$ [117] монокристаллах с помощью радиочастотной LC-методики показали, что на самом деле зависимость $\lambda(T)$ при $T < T_c/3$ не экспоненциальная, а степенная, с показателем степени n близким к двум. На рис. 14 представлена зависимость $\Delta\lambda(T) = \lambda(T) - \lambda(0)$ в монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ от приведенной к T_c температуры для различных концентраций Co. Хотя показатель $n \approx 2$ несколько меняется для различных x , тем не менее все точки «ложатся» на универсальную линейную зависимость от $(T/T_c)^n$.

Такая степенная зависимость с $n \approx 2$ может быть объяснена в рамках *s*-волновой модели с переменным знаком щели Δ для электронных и дырочных листов поверхности Ферми (s^\pm -модели) при наличии немагнитных примесей [43, 118, 119]. При-

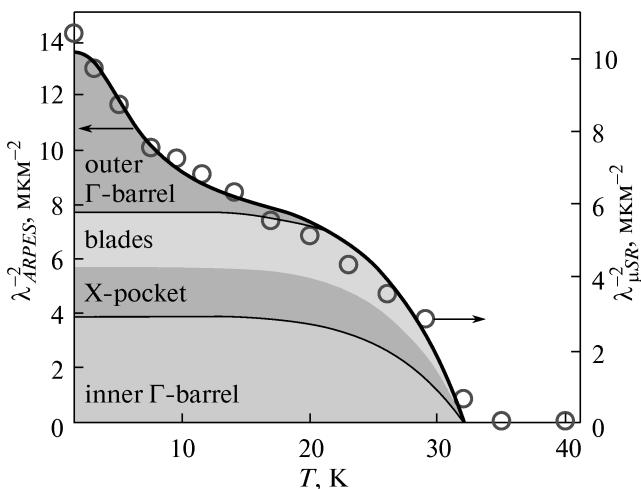


Рис. 15. Температурная зависимость $1/\lambda^2(T)$ в монокристаллах $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, измеренная по μSR -методике в магнитном поле 0.01 Тл [125] (○) и восстановленная из ARPES-исследований поверхности Ферми и температурной зависимости $\Delta(T)$ [127–129] с использованием одного подгоночного параметра — минимальной щели $\Delta_{min} = 1.1$ мэВ [126] (сплошная линия)

меси приводят к межзонному рассеянию между листами поверхности Ферми с различным знаком Δ , что разрушает электрон-дырочные пары, подобно тому, как ведут себя магнитные примеси в низкотемпературных сверхпроводниках. Необходимы дополнительные эксперименты на более чистых образцах для выяснения причин столь необычной температурной зависимости $\lambda(T)$ в железных пникидах.

Следует заметить, что результаты измерений $\lambda(T)$ по затуханию поляризации вращения спина мюонов весьма противоречивы. Так, в соединениях $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.93}\text{Co}_{0.07})_2\text{As}_2$ обнаружена также степенная $\lambda(T)$ (с n от 1.6 до 2.2) [120]. В то же время в соединениях $(\text{BaK})\text{Fe}_2\text{As}_2$ и $(\text{SrNa})\text{Fe}_2\text{As}_2$ зависимость $n_s(T) = \lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ близка к линейной при низких температурах. Показано, что имеет место фазовое расслоение монокристаллов на сверхпроводящие и магнитные домены с разными $n_s(T)$ в зависимости от состава [121–123]. На рис. 15 приведена температурная зависимость $1/\lambda^2(T)$ в монокристаллах $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, измеренная по μSR -методике в магнитном поле 0.01 Тл [124]. Видно, что данные $1/\lambda^2(T)$ по μSR -в $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ существенно отличаются от СВЧ (рис. 13) [110, 112] и радиочастотных измерений [36, 116]. Хотя восстановленная из ARPES-исследований [126–128] температур-

ной зависимости $\Delta(T)$ (с использованием лишь одного подгоночного параметра — минимальной щели $\Delta_{min} = 1.1$ мэВ [125]) зависимость $\lambda^{-2}(T)$ хорошо описывает μSR -данные, причина столь существенных различий остается удивительной.

Кроме того, следует отметить большую дисперсию данных о сверхпроводящей щели. На рис. 16 приведена энергия связи $2\Delta/k_B T_c$ в арсенидах железа типа 1111, 122, 011, определенная с помощью различных методик (см. ссылки в работе [125]). Хотя дисперсия данных весьма значительна, следует заключить, что сверхпроводимость в железных пникидах имеет явно выраженный двухзонный характер, с средней минимальной энергией связи $2\Delta_1/k_B T_c \approx 2.5$ и средней максимальной энергией $2\Delta_2/k_B T_c \approx 7$ [125].

7. ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ

Обратимся теперь к основополагающим данным о структуре поверхности Ферми железных оксипникидов и пникидов. Наравне с уже цитированными выше работами, наиболее значительные результаты в этом направлении были получены с помощью ARPES [125–146]. Наиболее яркий результат в этом направлении был получен в работе [134] в монокристаллах $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$. На рис. 17 приведено пространственное представление сверхпроводящей щели $\Delta(\mathbf{k})$ при $T = 15$ К на двух дырочных (α, β) и электронном (γ) листах поверхности Ферми $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ с $T_c = 37$ К [134]. На вставке приведены температурные зависимости $\Delta(T)$ на α -, β -, γ -листах, измеренные по зависимости от температуры положения ARPES-пика. Внизу показано сечение поверхности Ферми в базисной плоскости, восстановленное по угловой зависимости интенсивности фотозеиссии вблизи уровня Ферми [134]. Высота столбиков отражает величину щели на соответствующих участках поверхности Ферми.

Поверхность Ферми $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ состоит из двух дырочных цилиндров с центром в точке Γ , внутреннего α -листа и внешнего β -листа, и электронных γ -трубок в точке $M(\pi, 0)$. Контуры сечения этих листов базисной плоскостью были восстановлены по угловой зависимости интенсивности фотозеиссии на уровне Ферми (см. рис. 17). Дырочная α -трубка круглая в перпендикулярном сечении и занимает около 4 % площади сечения зоны Бриллюэна, тогда как β -трубка имеет квадратное сечение (около 18 %), а электронные γ -трубы вытянуты вдоль направления Γ – M в сечении и занимают око-

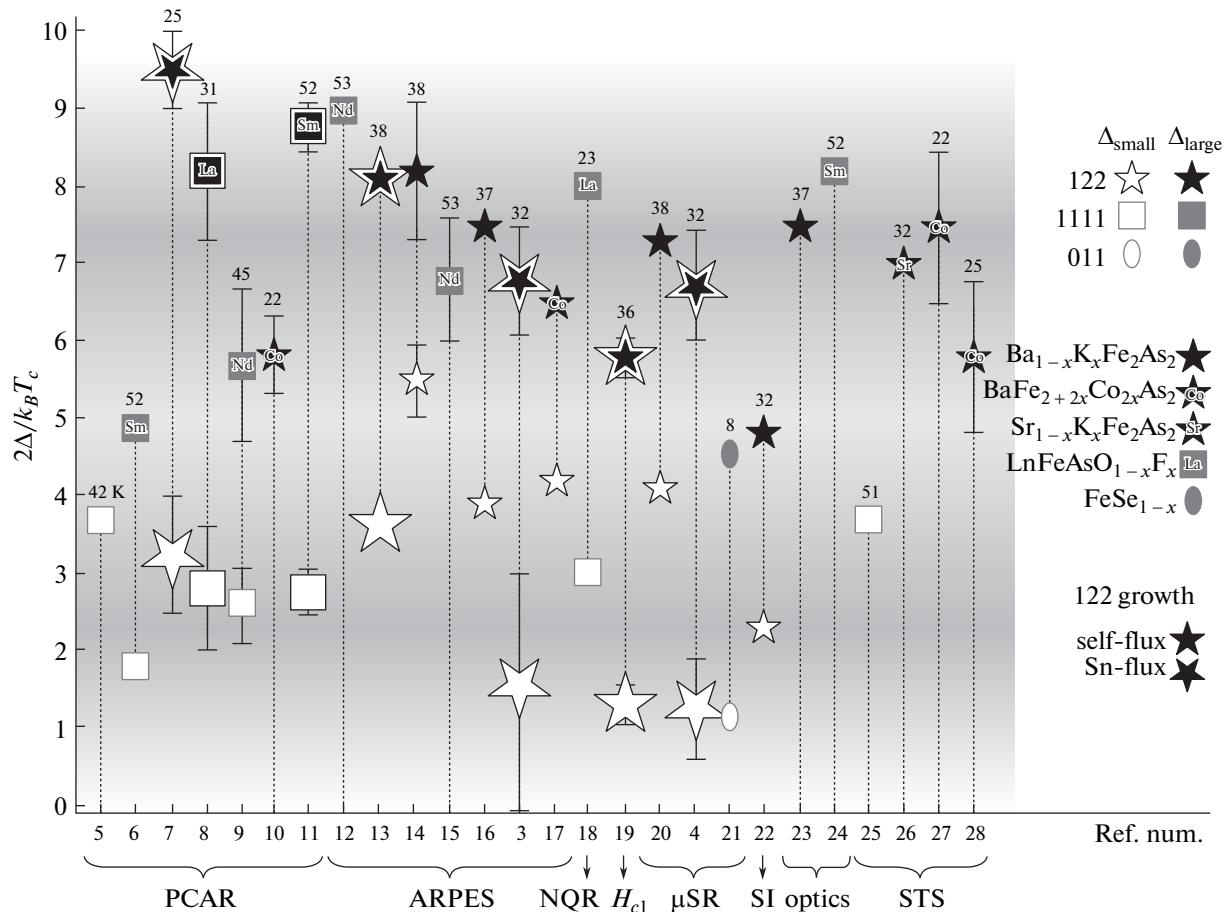


Рис. 16. Энергия связи, $2\Delta/k_B T_c$, в арсенидах железа, полученная с помощью различных методов: PCAR — андреевская спектроскопия точечных контактов, ARPES — фотоэмиссия с угловым разрешением, NQR — ядерный квадрупольный резонанс, H_{c1} — нижнее критическое магнитное поле, μSR — спектроскопия вращения поляризации мюонов, SI — поверхностный импеданс, optics — инфракрасная спектроскопия, STS — сканирующая туннельная спектроскопия. Соответствующие ссылки приведены в работе [125]

ло 3 % сечения зоны Бриллюэна. По температурной зависимости смешения ARPES-пика восстановлена зависимость $\Delta(T)$ для α -, β - и γ -трубок (см. рис. 17). Хотя точность таких измерений невысока, видно, что $\Delta(15 \text{ K}) \approx 6 \text{ мэВ}$ на β -трубке в два раза меньше чем на α - и γ -трубках (12 мэВ). Аналогичные результаты были получены из ARPES-исследований в ряде других работ [126, 147], что свидетельствует о высокой надежности этих данных. Дисперсия $\Delta(T)$ на различных листах поверхности Ферми, полученных из ARPES-данных, проанализирована в работе [126].

Столь сильная анизотропия $\Delta(\mathbf{k})$, индуцированная спиновыми флуктуациями, находится в качественном согласии с рассмотренной в работах [43, 118, 137, 138] s^\pm -моделью s -волновой симметрии спаривания с обратным знаком параметра порядка

на α - и γ -трубках в железных пниктидах. В этой модели знак $\Delta(\mathbf{k})$ на дырочных α - и электронных γ -трубках полагается противоположным. Идея многозонной сверхпроводимости с изменением знака параметра порядка на различных листах поверхности Ферми обсуждалась также в ряде работ [139, 140], но ее реальное воплощение в железных пниктидах было рассмотрено в работах [43, 118, 137, 138]. Следует отметить также работу [141], где показано, что многозонная электронная структура семейства FeAs-сверхпроводников приводит к существенной перенормировке эффективной константы спаривания. Даже при сравнительно слабом внутри- и межзонном взаимодействии получены разумные значения не только для T_c , но и отношений T_c для сверхпроводников типа 122 и 1111 [141]. Вместе с

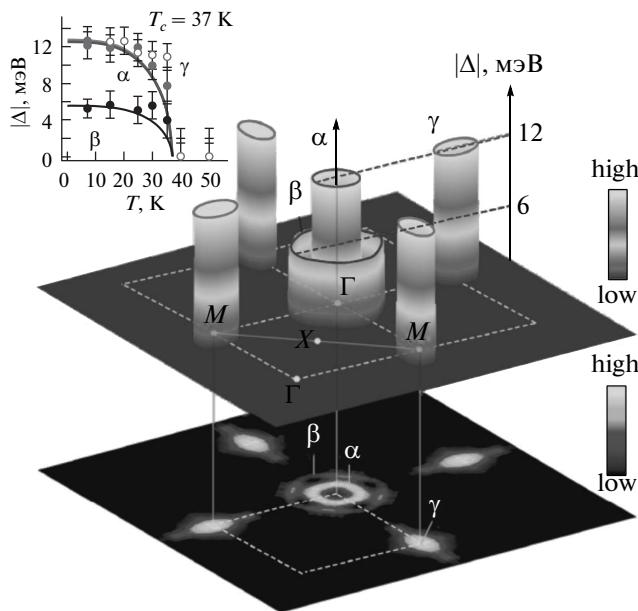


Рис. 17. Пространственное представление сверхпроводящей щели $\Delta(k)$ при $T = 15$ К на двух дырочных (α , β) и электронном (γ) листах поверхности Ферми в $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$. На вставке приведены температурные зависимости $\Delta(T)$ на α -, β -, γ (\circ)-листиах поверхности Ферми. Внизу показано сечение поверхности Ферми в базисной плоскости, восстановленное по угловой зависимости интенсивности фотоэмиссии [134]

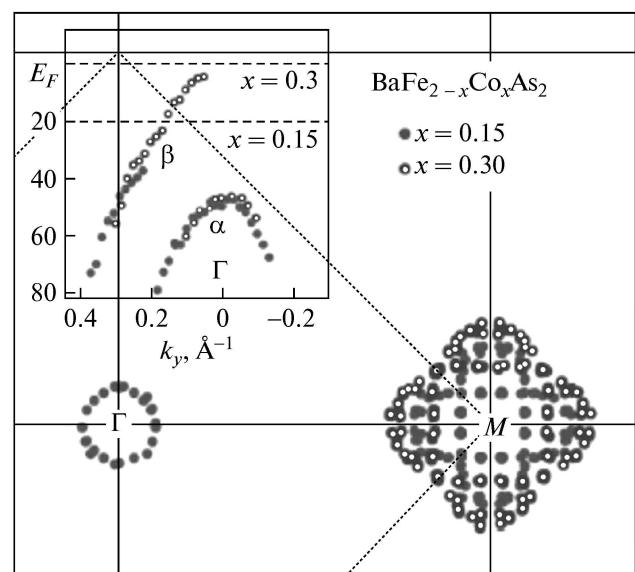


Рис. 18. Сечение поверхности Ферми несверхпроводящего $\text{BaFe}_{1.7}\text{Co}_{0.3}\text{As}_2$ (\circ) и сверхпроводящего $\text{BaFe}_{1.85}\text{Co}_{0.15}\text{As}_2$ (\bullet , $T_c = 25$ К) — соединений типа 122 базисной плоскостью [131]. Дырочный лист в точке Γ имеет место в сверхпроводящей фазе, тогда как в несверхпроводящей фазе наблюдаются лишь две электронные γ -трубки в точке M . На вставке показан $E(k)$ спектр вблизи E_F , полученный из ARPES-данных. Уровень Ферми для образцов с $\text{Co}_{0.3}$ смешен вверх на 20 мэВ относительно сверхпроводящего образца $\text{Co}_{0.15}$

тем, следует заметить, что на самом деле, согласно ARPES-данным, величина щели одинакова для дырочных α - и электронных γ -трубок, а двукратное различие имеет место для коаксиальных дырочных α - и β -трубок.

Интересная информация о поверхности Ферми соединений $\text{BaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ типа 122 была получена в работе [131]. На рис. 18 представлено сечение базисной плоскостью поверхности Ферми несверхпроводящего $\text{BaFe}_{1.7}\text{Co}_{0.3}\text{As}_2$ и сверхпроводящего $\text{BaFe}_{1.85}\text{Co}_{0.15}\text{As}_2$ типа 122. Как видно, дырочный α -лист поверхности Ферми в точке Γ имеет место в сверхпроводящей фазе, тогда как в несверхпроводящей наблюдается лишь две электронные γ -трубки в точке M . Аналогичный результат был получен в этой же группе из ARPES-исследований для оптимально допированных $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ ($T_c = 37$ К) и передопированных (KFe_2As_2 , $T_c = 3$ К) монокристаллов семейства 122 [132]. Так было показано, что электронные γ -трубки в точке M исчезают в пере-допированных монокристаллах, что приводит к подавлению межзонного рассеяния электронов с со-

хранением антиферромагнитного волнового вектора Q_{AF} . Соответственно, резко понижается T_c . В результате, в дырочных несверхпроводящих соединениях исчезают α -листы в точке Γ , а в электронных — γ -трубки. Таким образом, показано, что для существования сверхпроводимости необходимо сосуществование дырочных α - и электронных γ -трубок. Аналогичный результат о наблюдении фактически фазового перехода Лифшица в $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ из ARPES-исследований при переходе из трехмерной несверхпроводящей в двумерную сверхпроводящую фазу при изменении концентрации кобальта был опубликован в работах [144–146].

Вообще говоря, все ARPES-исследования железных пникидов сходятся на модели поверхности Ферми, состоящей из дырочных α - и электронных γ - (или β -) трубок. Дырочные α - и электронные β -трубки были обнаружены также на поверхности Ферми окси-пникидов $\text{NdFeAsO}_{0.9}\text{F}_{0.1}$ типа 1111 с $T_c = 53$ К [145, 146] и соединений $\text{Fe}_{1+x}\text{Te}/\text{Se}$ [147, 148]. Следует, однако, заметить, что ARPES-данные дают информацию об электрон-

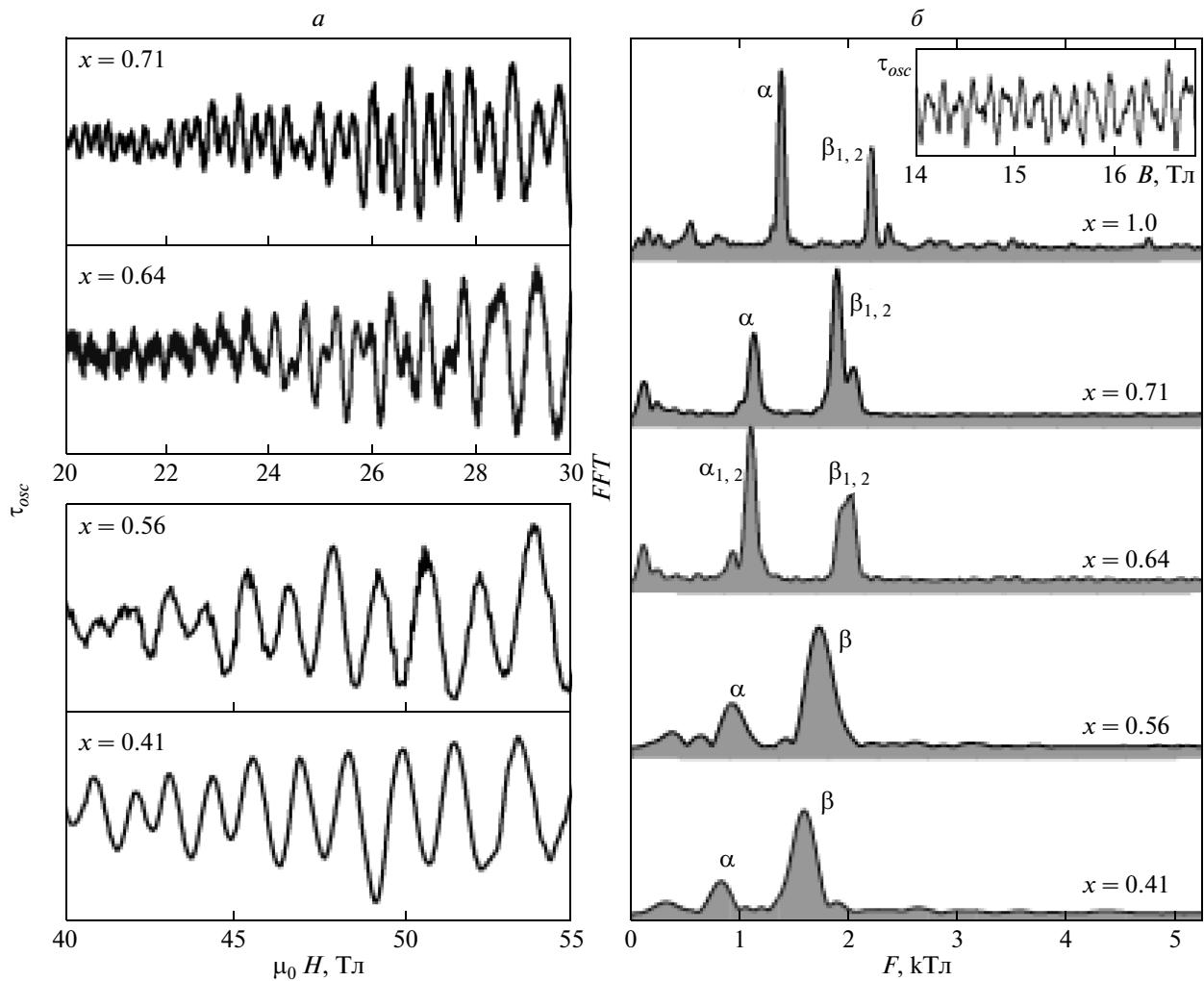


Рис. 19. *a*) Квантовые осцилляции пьезорезистивного коромысла с монокристаллом $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ с различными значениями x при $T = 1.5$ К; *б*) фурье-частоты осцилляций де Гааза–Ван Альфена при различных значениях x [149]

ной структуре тонкого приповерхностного слоя.

Тем не менее модель поверхности Ферми, состоящей из α - и β -трубок, получила подтверждение из классических исследований «объемных» осцилляций де Гааза–Ван Альфена в $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ [149], LaFePO [150, 151], а также в несверхпроводящих соединениях SrFe_2P_2 [152] и CaFe_2P_2 [153], причем прослежена эволюция поверхности Ферми при переходе $\text{BaFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ из антиферромагнитного в сверхпроводящее соединение при изменении парциальной концентрации P от $x = 1$ до 0.41 ($T_c \leq 25$ К). На рис. 19*a* представлены примеры квантовых осцилляций эффекта де Гааза–Ван Альфена, измеренные с помощью пьезорезистивного коромысла в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Фурье-образ

этих осцилляций представлен на рис. 19*b*. Легко видеть, что частота осцилляций (площадь сечений α - и β -трубок) существенно растет с увеличением x . При этом объем электронных и дырочных листов поверхности Ферми уменьшается линейно с x , тогда как циклотронная масса растет от $2m_0$ примерно до $3m_0$ в сверхпроводящем соединении [149]. Следует заметить, однако, что в противоречии с ARPES-данными для $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ (рис. 18) [131], поверхность Ферми несверхпроводящего соединения BaFe_2P_2 также состоит из α - и β -трубок, объем которых лишь плавно уменьшается при уменьшении x , а топологический фазовый переход Лифшица, связанный с исчезновением α -трубок [131] при переходе в несверхпроводящее состояние, не наблюдается.

8. ИЗОТОП-ЭФФЕКТ

Сравнительно высокая температура сверхпроводящего перехода и двухзонный характер параметра порядка в железных пниктидах и оксипниктидах, свидетельствуют о нефононном характере спаривания, и, как это уже отмечалось выше, сверхпроводимость, по-видимому, обусловлена спиновыми флюктуациями [43, 137]. Вместе с тем, сверхпроводящие свойства весьма чувствительны к типу симметрии и структурным превращениям кристаллической решетки. Одним из методов, способных пролить свет на микроскопический характер спаривания, является влияние изотопного замещения на T_c [154]. При электрон-фононном взаимодействии изотопное замещение описывается соотношением $T_c \propto M^{-\alpha}$, где M — масса изотопа, а $\alpha = d \ln T_c / d \ln M$ — изотопный коэффициент. В обычных БКШ-сверхпроводниках T_c уменьшается при увеличении массы M , $\alpha = 0.5$ [154], однако в высокотемпературных и экзотических сверхпроводниках α может быть не только больше 0.5, но даже менять знак (см. ссылки в работе [155]). Тем не менее имеется консенсус, что изотоп-эффект является следствием электрон-фононного механизма сверхпроводимости.

Как ни странно, результаты исследований изотоп-эффекта в сверхпроводниках типа 122 и 1111 противоречивы не только по величине эффекта, но и по знаку. Так, в работе [156] показано, что замещение изотопов железа и кислорода в поликристаллических образцах $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ и $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ приводит к аналогичному смещению как T_c , так и критической температуры антиферромагнитного перехода T_{SDW} в соединении типа 122 при $x = 1$. Вместе с тем, влияние кислородного замещения ^{16}O на ^{18}O на T_c и T_{SDW} в $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ пренебрежимо мало и имеет инверсный характер: $\alpha_c = -0.06$ ($\alpha_{SDW} = -0.05$). В то же время замещение изотопа ^{56}Fe на ^{54}Fe существенно изменяет обе критические температуры как для соединения $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$, так и для $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ с положительным $\alpha_c = 0.34$ и 0.37 (соответственно $\alpha_{SDW} = 0.39$ и 0.36). Близость α_c к значению 0.5 для БКШ-сверхпроводников позволила заключить, что электрон-фононное взаимодействие играет существенную роль в сверхпроводимости пниктидов и их оксидов [156]. Однако в работе [157] обнаружено, что в том же соединении $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ имеет место инверсный изотоп-эффект с $\alpha_{\text{Fe}} = -0.18$, т. е. замещение железа на изотоп ^{57}Fe приводит к росту T_c [157]. Однако следует заметить, что T_c в рабо-

те [156] определялась по сопротивлению, тогда как в работе [157] по восприимчивости. Кроме того, образцы $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ в работе [156] были получены в результате твердофазного синтеза, тогда как в [157] — при высоком давлении.

Наличие столь качественных и количественных различий между экспериментальными исследованиями удивительно и является темой различных теоретических исследований. Так, в работе [158] в рамках двухзонной модели было показано, что влияние изотопного замещения как на T_c , так и на T_{SDW} обусловлено изменением параметра решетки. «Сокращение» решетки при изотопном замещении приводит к увеличению электрон-электронного взаимодействия, и соответственно, спиновых флюктуаций и T_c [158], по аналогии с влиянием давления на T_c , рассмотренным выше. Такой сценарий может объяснить сравнительно высокие значения изотопного коэффициента α , обнаруженные в работе [156], но не его инверсию как в [157].

С другой стороны, в работе [159] показано, что в рамках s^\pm -модели положительный либо инверсный знак изотоп-эффекта может быть получен при учете межзонного или внутризонного электрон-фононного взаимодействия [159]. Межзонное электрон-фононное взаимодействие между листами поверхности Ферми с различными знаками Δ приводит к инверсному изотоп-эффекту, тогда как внутризонное взаимодействие дает положительный эффект [159]. Таким образом, предлагается сделать вывод о механизме электрон-фононного взаимодействия по знаку α . Однако эта модель никак не объясняет таких различий α по знаку и величине в работах [156] и [157] для одного и того же соединения $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$.

9. ВЕРХНЕЕ КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Хотя приведенная выше информация о решеточной структуре, поверхности Ферми и сверхпроводящих свойствах железных пниктидов свидетельствует о несомненно двумерном характере сверхпроводимости, сведения об анизотропии верхнего критического магнитного поля $H_{c2}(T)$ весьма противоречивы [37–39, 90–92]. Исследования в сравнительно слабых (до 10 Тл) полях показали существенную анизотропию $\gamma = H_{c2}^{ab}(0)/H_{c2}^c(0) \approx 4$ в монокристаллах $\text{NdFeAsO}_{0.9}\text{F}_{0.1}$ [160] и от $\gamma = 1.8$ в $\text{Na}_{1-x}\text{FeAs}$ до $\gamma = 3.4$ в $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.92}\text{Co}_{0.08})_2\text{As}_2$ (см. ссылки в работе [161]). В таких полях поле $H_{c2}(0)$ оценивалось по наклону dH_{c2}/dT вблизи T_c согласно хоро-

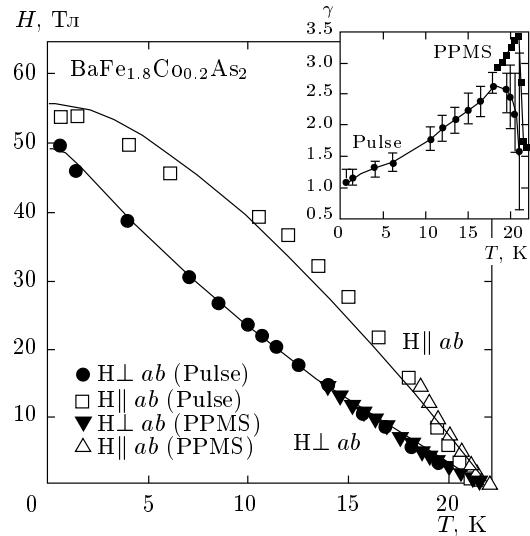


Рис. 20. Фазовая диаграмма магнитное поле — температура в монокристалле $\text{BaFe}_{1.84}\text{Co}_{0.16}\text{As}_2$ для поля вдоль (верхняя кривая) и поперек (нижняя кривая) базисной плоскости [92]. Сплошными кривыми показан результат подгонки $H_{c2}(T)$ по двухзонной модели [163]. На вставке представлена температурная зависимость $\gamma = H_{c2}^{ab}(0)/H_{c2}^c(0)$

шо известной модели Werthamer–Helfand–Hohenberg (WHН) для орбитального критического магнитного поля [162]:

$$H_{c2}(0) = -0.69T_c(dH_{c2}/dT)|_{T_c}.$$

Однако прямые измерения $H_{c2}(0)$ в импульсных магнитных полях показали, что на самом деле анизотропия $H_{c2}(0)$ существенно меньше.

На рис. 20 представлена температурная зависимость $H_{c2}(T)$ в монокристалле $\text{BaFe}_{1.84}\text{Co}_{0.16}\text{As}_2$ вдоль и поперек базисной плоскости [92]. Измерения выполнены как в постоянных магнитных полях до 20 Тл (точки вблизи T_c), так и в импульсных полях до 60 Тл. Как видно на вставке, хотя параметр анизотропии довольно большой в постоянных полях ($\gamma \approx 3.5$ вблизи T_c), он сильно падает до единицы при $T = 0$. Сплошными кривыми показан результат подгонки $H_{c2}(T)$ по двухзонной модели [163]. Критические поля в плоскости, $H_{c2}^{ab}(0) = 55$ Тл, и вдоль оси c , $H_{c2}^c(0) = 50$ Тл, превышают параметр критического поля в спиновой восприимчивости электронов Паули или Клонгстона–Чандрасекара [164, 165] (H_p [Тл] = $1.84T_c$ [К]) в 1.4 раза. Это обстоятельство приводит к необычной зависимости $H_{c2}(T)$. Так, $H_{c2}^{ab}(T)$ испытывает насыщение при низких температурах, тогда как $H_{c2}^c(T)$ почти линейно растет,

и две кривые встречаются при $T = 0$, что и обеспечивает слабую анизотропию $H_{c2}(0)$. Разные значения $H_{c2}(T)$ могут быть обусловлены двумя независимыми механизмами разрушения сверхпроводимости в 2D-сверхпроводнике [92]: 1) для $\mathbf{H} \parallel c$ куперовские пары подавляются токами циклотронных орбит, экранирующими внешнее поле, когда кинетическая энергия носителей заряда превышает энергию пар; 2) для $\mathbf{H} \parallel ab$ основной вклад вносит зеемановское расщепление, которое выстраивает электронные спины вдоль поля в полях больших предела Паули, когда энергия поляризации спинов превышает энергию конденсации [164, 165], тогда как орбитальный механизм подавлен из-за слоистой структуры.

Несмотря на электронную 2D-структуре поверхности Ферми, слабая анизотропия $H_{c2}(0)$ была также обнаружена из экспериментов в импульсных магнитных полях в монокристаллах $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{Fe}_2\text{As}_2$ [37] и $\text{Fe}_{1.11}\text{Te}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ (γ уменьшается с понижением температуры от 2 до 1) [38]. Даже при сравнительно низком $T_c = 14$ К в $\text{Fe}_{1.11}\text{Te}_{0.6}\text{Se}_{0.4}$ ($H_{c2}(0) \approx 47$ Тл) поле $H_{c2}(T)$ имеет такую же необычную температурную зависимость как в $\text{BaFe}_{1.84}\text{Co}_{0.16}\text{As}_2$ из-за превышения $H_{c2}(T)$ параметра $H_p(0) = 26$ Тл. Столь слабая анизотропия $H_{c2}(0)$ привела к странному выводу о трехмерном характере электронной структуры железных пниктидов [37–39, 92], тогда как исследования поверхности Ферми, представленные выше, свидетельствуют об обратном. Кроме того, для выполнения представленных выше соображений необходимо предположить наличие двумерности поверхности Ферми.

Вместе с тем анизотропия $H_{c2}(0)$ в оксидных железных пниктидах типа 1111 существенно выше и переход в нормальное состояние при низких температурах не достигается даже в импульсных полях порядка 60 Тл [90, 91]. Необходимы дальнейшие исследования $H_{c2}(T)$ на образцах различной чистоты и совершенства для выяснения природы слабой анизотропии $H_{c2}(0)$ в системах типа 122 и 011. Как показали исследования $\rho(H)$, в исследованных образцах, сверхпроводящий переход существенно уширяется, что допускает некоторый произвол в определении $H_{c2}(T)$.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что в настоящее время нет единой точки зрения на сверхпроводящие свойства железных пниктидов. Эти соединения демонстрируют целый ряд противоречивых и аномальных

электронных и сверхпроводящих свойств. Температурная зависимость сопротивления выше T_c носит линейный нефермижидкостной характер и испытывает существенные изменения в зависимости от состава. Холловская концентрация носителей сильно изменяется в зависимости от температуры. Магнитные вихри в смешанном состоянии не упорядочены и не образуют решетку Абрикосова. Хотя исследования электронной структуры свидетельствуют о двумерном характере поверхности Ферми, измерения верхнего критического магнитного поля $H_{c2}(T)$ демонстрируют практически изотропное поведение $H_{c2}(0)$ при низких температурах в монокристаллах соединений типа 122 и 011, тогда как в соединениях типа 1111 анизотропия весьма значительна. Необходимы дальнейшие исследования этих свойств на монокристаллах высокой чистоты и совершенства, для того чтобы пролить свет на причины обнаруженных аномалий и механизм сверхпроводимости в железных оксиликнитидах и пникидах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano et al., J. Amer. Chem. Soc. **128**, 10012 (2006).
2. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, J. Amer. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
3. Z.-A. Ren, W. Lu, J. Yang et al., Chin. Phys. Lett. **25**, 2215 (2008).
4. M. Rotter, M. Tegel, and D. Johrendt, Phys. Rev. Lett. **101**, 107006 (2008).
5. K. Sasimal, B. Lv, B. Lorenz et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 107007 (2008).
6. H. S. Jeevan, Z. Hossain, D. Kasinathan et al., Phys. Rev. B **78**, 092406 (2008).
7. V. A. Gasparov, H. S. Jeevan, and P. Gegenwart, Письма в ЖЭТФ **89**, 343 (2009).
8. Anupam, P. L. Paulose, H. S. Jeevan et al., J. Phys.: Condens. Matter **21**, 265701 (2009).
9. A. S. Sefat, R. Jin, M. A. McGuire et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 117004 (2008).
10. N. Ni, M. E. Tillman, J.-Q. Yan et al., Phys. Rev. B **78**, 214515 (2008).
11. R. Prozorov, N. Ni, M. A. Tanatar et al., Phys. Rev. B **78**, 224506 (2008).
12. A. S. Sefat, R. Jin, M. A. McGuire et al., Phys. Rev. B **79**, 094508 (2009).
13. A. S. Sefat, D. J. Singh, L. H. VanBebber et al., Phys. Rev. B **79**, 224524 (2009).
14. T. Watanabe, H. Yanagi, T. Kamiya et al., Inorg. Chem. **46**, 7719 (2007).
15. M. Tegel, D. Bichler, and D. Johrendt, Sol. St. Sci. **10**, 193 (2008).
16. F. Ronning, E. D. Bauer, T. Park et al., arXiv: 0902.4423v1.
17. Y. Qi, L. Wang, Z. Gao et al., arXiv:0906.1898v1.
18. C. de la Cruz, W. Z. Hu, S. Li et al., arXiv:0907.2853v1.
19. J. H. Tapp, Z. Tang, B. Lv et al., Phys. Rev. B **78**, 060505(R) (2008).
20. M. J. Pitcher, D. R. Parker, P. Adamson et al., Chem. Comm. **45**, 5918 (2008).
21. Z. Deng, X. C. Wang, Q. Q. Liu et al., Europhys. Lett. **87**, 3704 (2009).
22. C. W. Chu and B. Lorenz, Physica C **469**, 385 (2009).
23. F.-C. Hsu, J.-Y. Luo, K.-W. Yeh et al., Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **105**, 14262 (2008).
24. Y. Mizuguchi, F. Tomioka, S. Tsuda et al., J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 074712 (2009).
25. B. C. Sales, A. S. Sefat, M. A. McGuire et al., Phys. Rev. B **79**, 094521 (2009).
26. G. F. Chen, Z. G. Chen, J. Dong et al., Phys. Rev. B **79**, 140509(R) (2009).
27. H. Ogino, Y. Matsumura, Y. Katsura et al., Super. Sci. Techn. **22**, 075008 (2009).
28. S. Sato, H. Ogino, N. Kawaguchi et al., arXiv: 0909.2945.
29. S. A. J. Kimber, A. Kreyssig, Y.-Z. Zhang et al., Nature Mat. **8**, 471 (2009).
30. S. Medvedev, T. M. McQueen, I. A. Troyan et al., Nature Mat. **8**, 630 (2009).
31. V. G. Tissen, E. G. Ponyatovsky, M. V. Nefedova et al., Phys. Rev. B **80**, 092507 (2009).
32. M. R. Eskildsen, L. Ya. Vinnikov, T. D. Blasius et al., Phys. Rev. B **79**, 100501(R) (2009).
33. Л. Я. Винников, Т. М. Артемова, И. С. Вешунов и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 325 (2009).
34. R. T. Gordon, C. Martin, H. Kim et al., Phys. Rev. B **79**, 100506(R) (2009).

- 35.** C. Martin, R. T. Gordon, M. A. Tanatar et al., Phys. Rev. B **80**, 020501(R) (2009).
- 36.** C. Martin, M. E. Tillman, H. Kim et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 247002 (2009).
- 37.** H. Q. Yuan, J. Singleton, F. F. Balakirev et al., Nature **457**, 565 (2009).
- 38.** M. H. Fang, J. H. Yang, F. F. Balakirev et al., arXiv:0909.5328v1.
- 39.** K. Ishida, Y. Nakai, and H. Hosono, J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 062001 (2009).
- 40.** М. В. Садовский, УФН **178**, 1243 (2008).
- 41.** А. Л. Ивановский, УФН **178**, 1273 (2008).
- 42.** Ю. А. Изюмов, Э. З. Кумаев, УФН **178**, 1307 (2008).
- 43.** I. I. Mazin and J. Schmalian, Physica C: Superconductivity **469**, 614 (2009).
- 44.** C. W. Chu, F. Chen, M. Gooch et al., arXiv: 0902.0806v1.
- 45.** K.-W. Lee, V. Pardo, and W. E. Pickett, Phys. Rev. B **78**, 174502 (2008).
- 46.** S. Margadonna, Y. Takabayashi, M. T. McDonald et al., Chem. Comm. 5607 (2008).
- 47.** J. Zhao, Q. Huang, C. de la Cruz et al., Phys. Rev. B **78**, 132504 (2008).
- 48.** C. de la Cruz, Q. Huang, J. W. Lynn et al., Nature **453**, 899 (2008).
- 49.** M. Rotter, M. Panger, M. Tegel, and D. Johrendt, Angew. Chem. Int. Ed. **47**, 7949 (2008).
- 50.** T. M. McQueen, A. J. Williams, P. W. Stephens et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 057002 (2009).
- 51.** A. J. Williams, T. M. McQueen, and R. J. Cava, Sol. St. Comm. **149**, 1507 (2009).
- 52.** S. Li, C. de la Cruz, Q. Huang et al., Phys. Rev. B **79**, 054503 (2009).
- 53.** M. C. Lehman, D. Louca, K. Horigane et al., arXiv:0909.0480v1.
- 54.** W. Bao, Y. Qiu, Q. Huang et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 247001 (2009).
- 55.** M. Gooch, B. Lv, B. Lorenz et al., Phys. Rev. B **79**, 104504 (2009).
- 56.** H. V. Löhneysen, A. Rosch, M. Vojta, and P. Wölfle, Rev. Mod. Phys. **79**, 1015 (2007).
- 57.** V. A. Gasparov, S. S. Khasanov, A. B. Boris et al., private communication.
- 58.** Y. Ma, Z. Gao, L. Wang et al., Chin. Phys. Lett. **26**, 037401 (2009).
- 59.** K.-W. Yeh, T.-W. Huang, Y.-L. Huang et al., arXiv: 0808.0474v2.
- 60.** M. A. Tanatar, N. Ni, G. D. Samolyuk et al., Phys. Rev. B **79**, 134528 (2009).
- 61.** V. N. Zverev, A. V. Korobenko, G. L. Sun et al., Письма в ЖЭТФ **90**, 140 (2009).
- 62.** F. Rullier-Albenque, D. Colson, A. Forget, and H. Aloul, Phys. Rev. Lett. **103**, 057001 (2009).
- 63.** M. Yi, D. H. Lu, J. G. Analytis et al., Phys. Rev. B **80**, 024515 (2009).
- 64.** L. X. Yang, Y. Zhang, H. W. Ou et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 107002 (2009).
- 65.** M. Gooch, B. Lv, J. H. Tapp et al., Europhys. Lett. **85**, 27005 (2009).
- 66.** A. Mani, N. Ghosh, S. Paulraj et al., arXiv:0903.4236.
- 67.** Y. Yin, M. Zech, T. L. Williams et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 097002 (2009).
- 68.** D. J. van Harlingen, Rev. Mod. Phys. **67**, 515 (1995).
- 69.** C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).
- 70.** Y. Nakai, S. Kitagawa, K. Ishida et al., Phys. Rev. B **79**, 212506 (2009).
- 71.** Y. Nakai, K. Ishida, Y. Kamihara et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 077006 (2008).
- 72.** K. Matano, G. L. Sun, D. L. Sun et al., Europhys. Lett. **87**, 27012 (2009).
- 73.** K. Matano, Z. A. Ren, X. L. Dong et al., Europhys. Lett. **83**, 57001 (2008).
- 74.** M. Yashima, H. Nishimura, H. Mukuda et al., J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 103702 (2009).
- 75.** H. Mukuda, N. Terasaki, N. Tamura et al., J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 084717 (2009).
- 76.** H. Fukazawa, Y. Yamada, K. Kondo et al., J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 083712 (2009).
- 77.** F. L. Ning, K. Ahilan, T. Imai et al., Phys. Rev. B **79**, 140506(R) (2009).
- 78.** K. Ahilan, F. L. Ning, T. Imai et al., Phys. Rev. B **78**, 100501(R) (2008).

- 79.** H.-J. Grafe, D. Paar, G. Lang et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 047003 (2008).
- 80.** H.-J. Grafe, G. Lang, F. Hammerath et al., New J. Phys. **11**, 035002 (2009).
- 81.** G. Mu, X. Zhu, L. Fang et al., Chin. Phys. Lett. **25**, 2221 (2008).
- 82.** Y. Luo, Y. Li, S. Jiang et al., arXiv:0907.2961v1.
- 83.** M. A. Tanatar, N. Ni, C. Martin et al., Phys. Rev. B **79**, 094507 (2009).
- 84.** T. M. McQueen, M. Regulacio, A. J. Williams et al., Phys. Rev. B **78**, 024521 (2008).
- 85.** S. Suzuki, S. Miyasaka, S. Tajima et al., arXiv: 0910.1711v1.
- 86.** C. Kant, J. Deisenhofer, A. Günther et al., arXiv: 0910.0389v1.
- 87.** J. Zaanen, arXiv:0908.0033v1.
- 88.** S. L. Bud'ko, N. Ni, and P. C. Canfield, Phys. Rev. B **79**, 220516 (2009).
- 89.** A. Yamamoto, J. Jaroszynski, C. Tarantini et al., Appl. Phys. Lett. **94**, 062511 (2009).
- 90.** Y. J. Jo, J. Jaroszynski, A. Yamamoto et al., arXiv: 0902.0532v2.
- 91.** J. Jaroszynski, F. Hunte, L. Balicas et al., Phys. Rev. B **78**, 174523 (2008).
- 92.** M. Kano, Y. Kohama, D. Graf et al., arXiv: 0904.1418v3.
- 93.** Y. Wang, L. Shan, L. Fang et al., Supercond. Sci. Technol. **22**, 015018 (2009).
- 94.** T. Y. Chen, Z. Tesanovic, R. H. Liu et al., Nature **453**, 1224 (2008).
- 95.** G. Mu, H. Luo, Z. Wang et al., Phys. Rev. B **79**, 174501 (2009).
- 96.** L. Shan, Y. Wang, X. Zhu et al., Europhys. Lett. **83**, 57004 (2008).
- 97.** R. S. Gonnelli, D. Daghero, M. Tortello et al., Physica C **469**, 512 (2009).
- 98.** R. S. Gonnelli, D. Daghero, M. Tortello et al., Phys. Rev. B **79**, 184526 (2009).
- 99.** G. A. Ummarino, M. Tortello, D. Daghero, and R. S. Gonnelli, arXiv:0904.1808.
- 100.** K. A. Yates, K. Morrison, J. A. Rodgers et al., New J. Phys. **11**, 025015 (2009).
- 101.** K. A. Yates, L. F. Cohen, Z.-A. Ren et al., Supercond. Sci. Technol. **21**, 092003 (2008).
- 102.** O. Millo, I. Asulin, O. Yuli et al., Phys. Rev. B **78**, 092505 (2008).
- 103.** T. Kato, Y. Mizuguchi, H. Nakamura et al., arXiv:0910.1485.
- 104.** M. C. Boyer, K. Chatterjee, W. D. Wise et al., arXiv:0806.4400.
- 105.** M. H. Pan, X. B. He, G. R. Li et al., arXiv:0808.0895.
- 106.** F. Massee, Y. Huang, R. Huisman et al., Phys. Rev. B **79**, 220517(R) (2009).
- 107.** J. D. Fletcher, A. Serafin, L. Malone et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 147001 (2009).
- 108.** A. L. Schawlow and G. E. Devlin, Phys. Rev. **113**, 120 (1959).
- 109.** L. Malone, J. D. Fletcher, A. Serafin et al., Phys. Rev. B **79**, 140501(R) (2009).
- 110.** K. Hashimoto, T. Shibauchi, S. Kasahara et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 207001 (2009).
- 111.** K. Hashimoto, T. Shibauchi, T. Kato et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 017002 (2009).
- 112.** T. Shibauchi, K. Hashimoto, R. Okazaki, and Y. Matsuda, Physica C **469**, 590 (2009).
- 113.** R. T. Gordon, N. Ni, C. Martin et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 127004 (2009).
- 114.** R. T. Gordon, C. Martin, H. Kim et al., Phys. Rev. B **79**, 100506(R) (2009).
- 115.** R. Prozorov, M. A. Tanatar, R. T. Gordon et al., Physica C **469**, 582 (2009).
- 116.** C. Martin, R. T. Gordon, M. A. Tanatar et al., Phys. Rev. B **80**, 020501(R) (2009).
- 117.** C. Martin, M. E. Tillman, H. Kim et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 247002 (2009).
- 118.** D. Parker, O. V. Dolgov, M. M. Korshunov et al., Phys. Rev. B **78**, 134524 (2008).
- 119.** A. B. Vorontsov, M. G. Vavilov, and A. V. Chubukov, Phys. Rev. B **79**, 140507(R) (2009).
- 120.** T. J. Williams, A. A. Aczel, E. Baggio-Saitovitch et al., arXiv:0905.3215.
- 121.** T. Goko, A. A. Aczel, E. Baggio-Saitovitch et al., Phys. Rev. B **80**, 024508 (2009).
- 122.** A. A. Aczel, E. Baggio-Saitovitch, S. L. Bud'ko et al., Phys. Rev. B **78**, 214503 (2008).

- 123.** J. P. Carlo, Y. J. Uemura, T. Goko et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 087001 (2009).
- 124.** R. Khasanov, D. V. Evtushinsky, A. Amato et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 187005 (2009).
- 125.** D. V. Evtushinsky, D. S. Inosov, V. B. Zabolotnyy et al., New J. Phys. **11**, 055069 (2009).
- 126.** D. V. Evtushinsky, D. S. Inosov, V. B. Zabolotnyy et al., Phys. Rev. B **79**, 054517 (2009).
- 127.** V. B. Zabolotnyy, D. V. Evtushinsky, A. A. Kordyuk et al., Physica C **469**, 448 (2009).
- 128.** D. V. Evtushinsky, D. S. Inosov, V. B. Zabolotnyy et al., New J. Phys. **11**, 055069 (2009).
- 129.** K. Nakayama, T. Sato, P. Richard et al., arXiv: 0907.0763.
- 130.** Y.-M. Xu, P. Richard, K. Nakayama et al., arXiv: 0905.4467.
- 131.** Y. Sekiba, T. Sato, K. Nakayama et al., New J. Phys. **11**, 025020 (2009).
- 132.** T. Sato, K. Nakayama, Y. Sekiba et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 047002 (2009).
- 133.** K. Nakayama, T. Sato, P. Richard et al., Europhys. Lett. **85**, 67002 (2009).
- 134.** H. Ding, P. Richard, K. Nakayama et al., Europhys. Lett. **83**, 47001 (2008).
- 135.** M. Yi, D. H. Lu, J. G. Analytis et al., Phys. Rev. B **80**, 024515 (2009).
- 136.** D. H. Lu, M. Yi, S.-K. Mo et al., Physica C **469**, 452 (2009).
- 137.** I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
- 138.** I. I. Mazin and J. Schmalian, Physica C **469**, 614 (2009).
- 139.** D. F. Agterberg, V. Barzykin, and L. P. Gor'kov, Phys. Rev. B **60**, 14868 (1999).
- 140.** V. Barzykin and L. P. Gor'kov, Письма в ЖЭТФ **88**, 142 (2008).
- 141.** E. Z. Kuchinskii and M. V. Sadovskii, Письма в ЖЭТФ **89**, 176 (2009).
- 142.** C. Liu, T. Kondo, N. Ni et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 167004 (2009).
- 143.** C. Liu, T. Kondo, R. M. Fernandes et al., arXiv: 0910.1799.
- 144.** C. Liu, G. D. Samolyuk, Y. Lee et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 177005 (2008).
- 145.** T. Kondo, A. F. Santander-Syro, O. Copie et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 147003 (2008).
- 146.** C. Liu, T. Kondo, M. E. Tillman et al., arXiv: 0806.2147v3.
- 147.** Y. Xia, D. Qian, L. Wray et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 037002 (2009).
- 148.** K. Nakayama, T. Sato, P. Richard et al., arXiv: 0907.0763v1.
- 149.** H. Shishido, A. F. Bangura, A. I. Coldea et al., arXiv: 0910.3634v1.
- 150.** A. Carrington, A. I. Coldea, J. D. Fletcher et al., Physica C **469**, 459 (2009).
- 151.** A. I. Coldea, J. D. Fletcher, A. Carrington et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 216402 (2008).
- 152.** J. G. Analytis, C. J. Andrew, A. I. Coldea et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 076401 (2009).
- 153.** A. I. Coldea, C. M. J. Andrew, J. G. Analytis et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 026404 (2009).
- 154.** D. J. Scalapino, J. R. Schrieffer, and J. W. Wilkins, Phys. Rev. **148**, 263 (1966).
- 155.** W. Fan, arXiv:0811.3813.
- 156.** R. H. Liu, T. Wu, G. Wu et al., Nature **459**, 64 (2009).
- 157.** P. M. Shirage, K. Kihou, K. Miyazawa et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 257003 (2009).
- 158.** J. Wu and P. Phillips, Phys. Rev. B **79**, 092502 (2009).
- 159.** H.-Y. Choi, J. H. Yun, Y. Bang, and H. C. Lee, Phys. Rev. B **80**, 052505 (2009).
- 160.** U. Welp, R. Xie, A. E. Koshelev et al., Phys. Rev. B **78**, 140510(R) (2008).
- 161.** S. V. Chong, S. Hashimoto, and K. Kadowaki, arXiv:0908.3284v1.
- 162.** N. R. Werthamer, E. Helfand, and P. C. Hohenberg, Phys. Rev. **147**, 295 (1966).
- 163.** A. Gurevich, Phys. Rev. B **67**, 184515 (2003).
- 164.** A. M. Clogston, Phys. Rev. Lett. **9**, 266 (1962).
- 165.** B. S. Chandrasekhar, Appl. Phys. Lett. **1**, 7 (1962).