

Структура и анизотропия сверхпроводящего параметра порядка $\text{Ba}_{0.65}\text{K}_{0.35}\text{Fe}_2\text{As}_2$ методом андреевской спектроскопии

Т. Е. Кузьмичева^{†1)}, С. А. Кузьмичев^{*†}, А. А. Кордюк[‡], В. М. Пудалов^{†◊}

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

^{*} Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[‡] Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова, Национальная академия наук Украины, 03142 Киев, Украина

[◊] Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 ноября 2017 г.

После переработки 16 ноября 2017 г.

Представлены данные прямых измерений сверхпроводящего параметра порядка в оптимально допированных монокристаллах $\text{Ba}_{0.65}\text{K}_{0.35}\text{Fe}_2\text{As}_2$ методом спектроскопии многократных андреевских отражений в контактах на микротрещине. Определены амплитуды двух сверхпроводящих щелей, показано отсутствие точек нулей в $k_x k_y$ -плоскости импульсного пространства и значительная анизотропия большой щели. Полученные температурные зависимости щелей указывают на сильное эффективное взаимодействие в зонах с большой щелью Δ_L , слабую сверхпроводимость конденсата с малой щелью Δ_S и умеренное взаимодействие между двумя конденсатами. Оценены “собственные” критические температуры двух конденсатов (в гипотетическом случае нулевой межзонной связи).

DOI: 10.7868/S0370274X18010095

Сверхпроводящие пниктиды семейства BaFe_2As_2 с дырочным допированием, например, при частичном замещении (Ba,K), имеют достаточно высокие критические температуры до 38 К. На данный момент отработан относительно простой метод синтеза высококачественных монокристаллов больших размеров, что в значительной мере способствовало интенсивным исследованиям свойств этих соединений. Структура Ba-122 пниктидов состоит из сверхпроводящих блоков FeAs, разделенных в c -направлении блоками бария. Тем не менее, по сравнению с пниктидами семейств 1111, 24622 и 32522, квазидвумерность структуры которых близка к купратам, транспортные и магнитные свойства соединений Ba-122 более изотропны в ab - и c -направлениях. Согласно данным фотоэмиссионной спектроскопии углового разрешения (ARPES) [1, 2], уровень Ферми пересекают четыре зоны, одна электронная и три дырочных. Поверхность Ферми образуют два вложенных гофрированных дырочных цилиндра около Γ -точки зоны Бриллюэна и электронные цилиндры, окруженные дырочными “пропеллерами” около X -точки. При температурах ниже T_c сосуществуют два сверхпроводящих конденсата. По результатам ARPES-исследований [1, 2], на внешнем Γ -цилиндре откры-

вается малая щель с характеристическим отношением $2\Delta_S/k_B T_c \sim 1$, на остальных листах поверхности Ферми – единая большая щель с $2\Delta_L/k_B T_c \sim 6.8$. С теоретической точки зрения [3–5] обсуждаются несколько механизмов сверхпроводимости с различным типом симметрии параметра порядка, изотропным или анизотропным, имеющим или не имеющим точки нулей.

Хотя двухщелевой характер сверхпроводимости в соединениях семейства Ba-122 не подвергается сомнению, амплитуды щелей, полученные в литературе различными методами, сильно противоречивы. Возможно, это связано с отсутствием прямых измерений или низким экспериментальным разрешением, а также может быть вызвано характерными особенностями этих материалов: значительным влиянием поверхностных состояний [6], анизотропией параметра порядка в ab - и c -направлениях, рассматриваемой, например, в [3, 4], близостью перехода Лифшица [5] или взаимодействием сверхпроводящей и магнитной подсистем. Полученные в литературе значения характеристических отношений для большой щели варьируются от 4 до 11 (в качестве обзора см. [1, 2, 7, 8]). Из приведенного краткого обзора становится ясно, что для адекватного описания свойств пниктидов Ba-122 и установления механизма сверхпроводящего спаривания необходи-

¹⁾ e-mail: kute@sci.lebedev.ru

мы прямые и самосогласованные экспериментальные данные.

В настоящей работе представлены прямые измерения сверхпроводящего параметра порядка в оптимально допированном $\text{Ba}_{0.65}\text{K}_{0.35}\text{Fe}_2\text{As}_2$ с помощью спектроскопии многократных андреевских отражений SnS-контактов на микротрещине. Определены амплитуды двух сверхпроводящих щелей, показано отсутствие точек нулей и значительная анизотропия большой щели в $k_x k_y$ -плоскости импульсного пространства. На основе температурных зависимостей щелей оценены “собственные” характеристические параметры двух конденсатов, а также сила межзонного взаимодействия.

Монокристаллы $\text{Ba}_{0.65}\text{K}_{0.35}\text{Fe}_2\text{As}_2$ были выращены методом раствор-расплавного синтеза с использованием FeAs в качестве флюса [9]. Химический состав, кристаллическая структура и параметры решетки были определены с помощью рентгеновской дифракции (Pan Analytical X'Pert Pro MRD) и энергодисперсионной спектроскопии (EDX). Критическая температура сверхпроводящего перехода $T_c = 36.5 \pm 0.2$ К была определена по данным транспортных и магнитных измерений [9, 10].

Для прямого определения структуры сверхпроводящего параметра порядка и его температурной зависимости использовался метод андреевской спектроскопии контактов сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник (SnS). В баллистическом SnS-контакте [11], диаметр $2a$ которого меньше длины свободного пробега носителей l , наблюдается эффект многократных андреевских отражений. Эффект вызывает избыточный ток на вольтамперной характеристике контакта, который значительно растет при малых смещениях (так называемая область “пьедестала”). На динамической проводимости SnS-контакта возникает серия особенностей – субгармоническая щелевая структура (СГС) – при смещениях $V_n = \frac{2\Delta}{en}$, где n – натуральное число [12–15]. Эта простая формула напрямую определяет ширину сверхпроводящей щели из положений субгармоник на $dI(V)/dV$ -спектре при любых температурах вплоть до T_c [12, 15]. В случае андреевского режима высокой прозрачности (характерного для контактов на микротрещине) СГС представляет собой серию минимумов вне зависимости от наличия или отсутствия точек нулей сверхпроводящей щели в импульсном пространстве. Для двухщелевого сверхпроводника на $dI(V)/dV$ -спектре будут наблюдаться две СГС, соответствующие каждой из щелей. Если амплитуда щели зависит от направления в k -пространстве, то форма андреевских миниму-

мов будет различна. Для изотропной щели ожидаются резкие и симметричные минимумы, в то время как щели, имеющей точки нулей, будут соответствовать менее интенсивные и асимметричные минимумы [16, 17]. В случае расширенной s -симметрии щели СГС будет состоять из дублетов, положения которых определяют две пороговых амплитуды углового распределения щели [8, 18].

Симметричные SnS-контакты создавались с помощью техники “break-junction” (контакт на микротрещине) [18–21]. В “break-junction” эксперименте контакт образуется путем прецизионного раскалывания образца при низких температурах (рис. 1). Образец, подготовленный в виде пластинки разме-

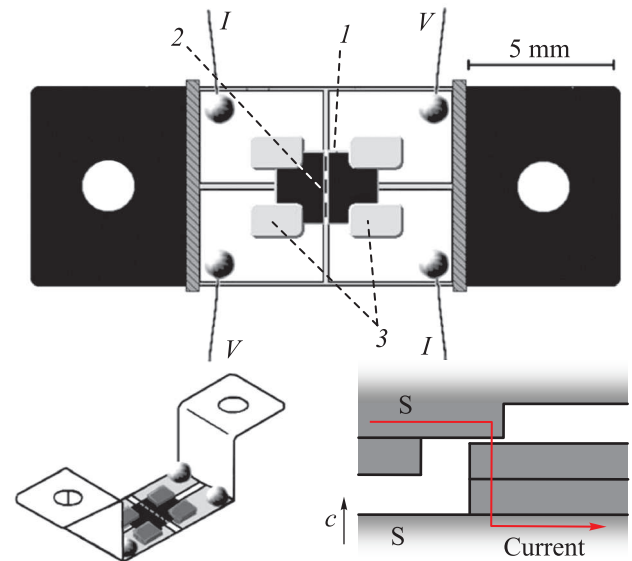


Рис. 1. (Цветной онлайн) Крепление образца на измерительный столик для получения контактов на микротрещине и схема образования контакта на микротрещине в слоистом монокристалле: 1 – образец, 2 – микротрещина, 3 – In-Ga контакты. Стрелкой показано направление тока (вдоль оси c) через стопочный контакт

ром $3 \times 1.5 \times 0.1$ мм, закреплялся на пружинящем измерительном столике с помощью четырех капель жидкого In-Ga припоя так, чтобы обеспечить четырехточечное подключение и ориентирование кристаллографических ab -плоскостей вдоль поверхности столика. Далее столик с образцом охлаждался до 4.2 К и прецизионно изгибался, раскалывая образец. Получаемая микротрещина представляла собой слабую связь, разделяющую два сверхпроводящих берега.

В используемой конфигурации два сверхпроводящих берега скользят вдоль ab -плоскости и не разводятся на значительное расстояние [18]. Таким об-

разом, металлические блоки бария, разделяющие сверхпроводящие блоки FeAs, с большей вероятностью образуют слабые связи высокой прозрачности. Так, получаемые зависимости $I(V)$ и $dI(V)/dV$ контактов на микротрещине в Ва-122 характерны именно для андреевского режима высокой прозрачности [12–15]. Микротрещина образуется в объеме кристалла и удалена от токовых контактов, что предохраняет криогенные сколы от перегрева и деградации.

В слоистых образцах с помощью техники “break-junction” возможно получать также естественные стопки SnSn-...-S-типа на ступеньках и террасах. В качестве примера на рис. 1 схематически показано образование стопочного контакта между поверхностью криогенного скола и ступенькой. Измерительный ток через такую стопку всегда направлен вдоль кристаллографической оси c . В стопочных контактах происходит эффект внутренних многократных андреевских отражений, аналогичный внутреннему эффекту Джозефсона и наблюдаемый во всех слоистых сверхпроводниках (в качестве обзора см. [18, 20]). Поскольку стопка представляет собой несколько последовательно подключенных SnS-контактов, СГС будет наблюдаться на смещениях, увеличенных в m раз (m – натуральное число контактов в стопке): $V_n = 2\Delta \times m/en$. Вообще говоря, положение любых особенностей динамической проводимости, вызванных *объемными* свойствами, также увеличивается в m раз. В нашем эксперименте возможна механическая перестройка контактной области, что дает возможность исследовать десятки одиночных и стопочных контактов (с различным числом контактов в стопке m) в одном и том же образце. Это позволяет набирать значительную статистику данных, контролировать воспроизводимость *объемных* величин параметров порядка, а также других *объемных* свойств материала. Число контактов в стопке может быть определено следующим образом: необходимо подобрать натуральное число m , так чтобы при уменьшении масштаба оси смещений на $dI(V)/dV$ -спектре стопочного контакта в m раз положение всех особенностей (вызванных *объемными* свойствами) с положениями особенностей спектра одиночного SnS-контакта.

Высокое качество контактов на микротрещине обеспечивает исследование именно *объемных* свойств образца и минимизирует влияние поверхностных состояний (которое, судя по всему, значительно в Ва-122 пниктидах [6]) *локально*, т.е. в пределах контактной области размером $2a \approx 5\text{--}30$ нм. Таким образом, реализуются прямые и высокоточные измерения сверхпроводящей щели

и ее температурной зависимости. Используемый метод позволяет также разрешать тонкую структуру $dI(V)/dV$, в частности, для исследования анизотропии щели. Следует учесть, что в нашем эксперименте носители заряда с различными импульсами в $k_x k_y$ -плоскости баллистически проходят область слабой связи вдоль c -направления, причем компоненты скорости соотносятся как $v_c \ll v_a, v_b$. Следовательно, возможно наблюдение анизотропии сверхпроводящей щели только в $k_x k_y$ -плоскости [8, 18].

На рис. 2 показаны спектры динамической проводимости естественных стопочных структур SnSnS ($m = 2$ SnS-контакта в стопке), измеренные при $T = 4.2$ К. Соответствующие вольтамперные характеристики приведены на вставке. Несмотря на заметное изменение сопротивления контакта, положение основных особенностей динамической проводимости воспроизводится (см. рис. 2а, б). Выраженный пьедестал в области малых смещений указывает на то, что слабая связь формально проявляет свойства нормального металла высокой прозрачности (95–98 %) с баллистическим транспортом вдоль оси c [12–15]. Для оценки диаметра контакта были взяты произведение нормального удельного сопротивления в ab -плоскости и упругой длины свободного пробега $\rho^{abl} \approx 3.5 \cdot 10^{-11}$ Ом · см² [9] и сопротивление контакта $R = 38$ Ом. Таким образом, используя формулу Шарвина [11], получаем $2a = 2\sqrt{4\rho^{abl}/3\pi R} \approx 12$ нм. При учете фермиевских импульсов и парциальных проводимостей для каждой из четырех зон, пересекающих уровень Ферми, определенных для кристалла (Ва,К)Fe₂As₂ из той же закладки с почти оптимальным составом в ARPES и транспортных измерениях [1, 2, 9], оценка упругой длины свободного пробега дает значения до 10–30 нм. Таким образом, $2a \leq l^{el}$ соответствует условию наблюдения многократных андреевских отражений, а на спектре динамической проводимости ожидаются $n = 1\text{--}2$ субгармоники [15]. Вообще говоря, эффект будет наблюдаться, если диаметр контакта не превышает неупругую длину свободного пробега, которая обычно в несколько раз больше l^{el} . Учитывая вышесказанное, условие наблюдения эффекта многократных андреевских отражений в режиме высокой прозрачности выполняется.

На $dI(V)/dV$ -спектрах на рис. 2а наблюдается ряд особенностей динамической проводимости, характерных для чистых SnS-контактов. Для нормировки $I(V)$ и $dI(V)/dV$ на один контакт масштаб оси смещений был уменьшен в $m = 2$ раза; СГС от большой щели начинается с выраженных миниму-

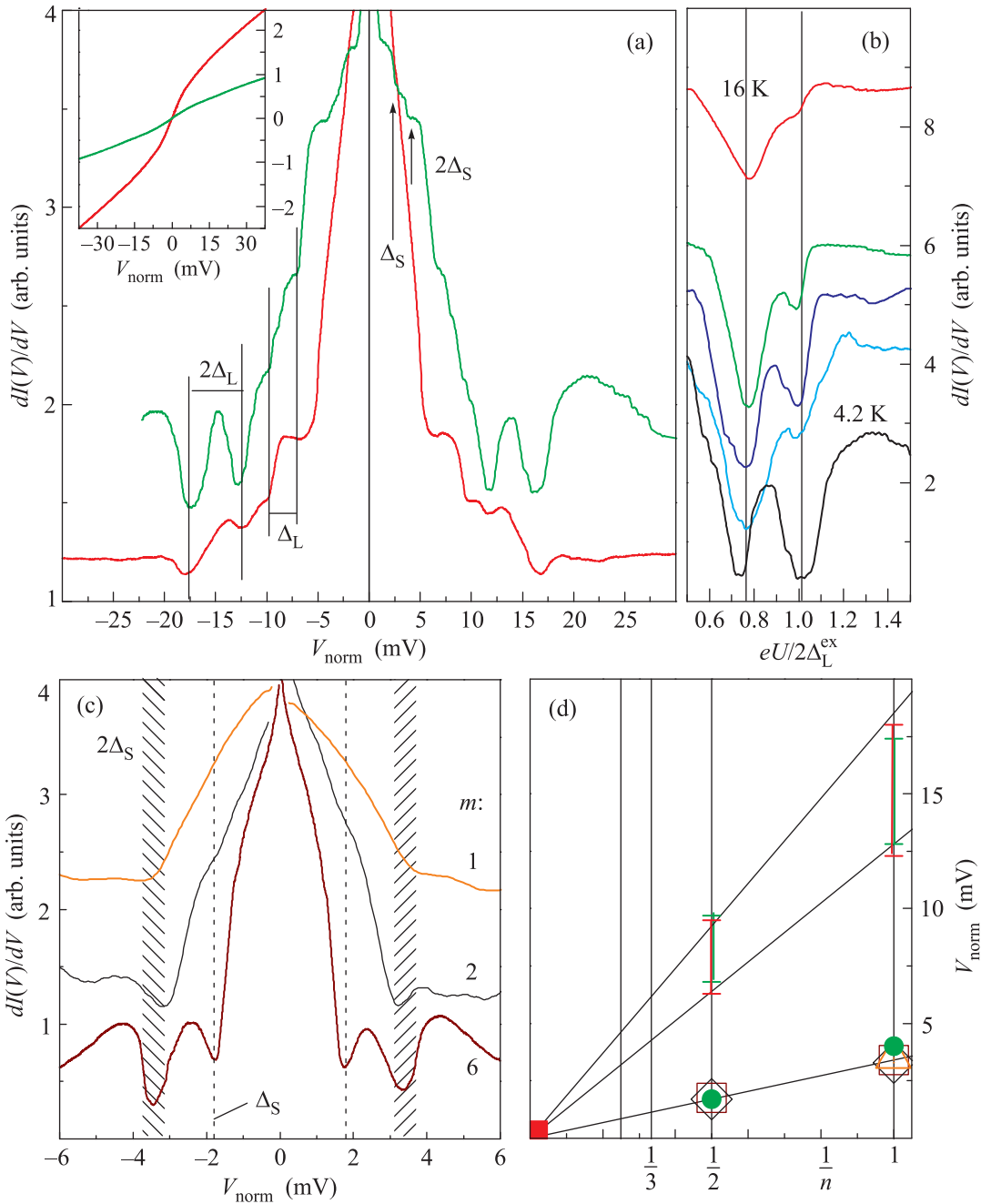


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Спектры динамической проводимости андреевских контактов при $T = 4.2$ К. Черные вертикальные линии обозначают положения андреевских субгармоник, определяющие пороговые амплитуды большой щели $\Delta_L \approx 6.4, 9.5$ мэВ ($\approx 33\%$ анизотропия $k_x k_y$ -плоскости). Стрелками отмечены субгармоники малой щели. На вставке приведены вольтамперные характеристики этих контактов. (b) – Дублеты от большой щели, наблюдаемые на $dI(V)/dV$ различных андреевских контактов при 4.2 К и при 16 К (верхняя кривая). (c) – Фрагменты $dI(V)/dV$ -спектров стопочных контактов ($m = 2, 6$ контактов в стопке, нижние кривые) и одиночного контакта (верхняя кривая), содержащие СГС от малой щели; $\Delta_S \approx 1.8$ мэВ (заштрихованные области, штриховые линии). (d) – Положения особенностей в зависимости от обратного номера $1/n$ для Δ_L (длина вертикальных штрихов соответствует анизотропии щели) и Δ_S (символы) на спектрах, показанных на панелях (a), (c)

мов при $eV \approx 18.5$ мэВ, положение которых, согласно формуле для СГС, соответствует $2\Delta_L$. При более

высоких смещениях, до ± 35 мВ, спектр не имеет особенностей, таким образом, минимумы при ± 18.5 мВ

являются основной гармоникой ($n = 1$) для большой щели. Положение минимумов при $V \approx \pm 11.5$ мВ не соответствует ожидаемому для второй субгармоники от большой щели ($\approx \pm 9$ мВ), поэтому особенности около ± 18.5 и ± 11.5 мВ могут быть интерпретированы как дублетная ($n = 1$) особенность от большой щели. Анизотропию щели можно определить как $(1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{ex}}) \approx 33\%$, где Δ_L^{in} и Δ_L^{ex} – пороговые амплитуды углового распределения, соответствующие положениям внутреннего и внешнего минимумов дублета. Положения следующей пары минимумов $V \approx \pm 9.6$ и ± 6.4 мВ соответствуют второй субгармонике Δ_L . Стоит отметить, что основной дублет ($n = 1$) точно в два раза шире второго ($n = 2$), что согласуется с формулой для СГС. Как показано на вставке, дублеты воспроизводимо наблюдаются на $dI(V)/dV$ -спектрах контактов в $\text{Ba}_{0.65}\text{K}_{0.35}\text{Fe}_2\text{As}_2$ при $T = 4.2$ К (нижние кривые), а также разрешаются при увеличении температуры, по крайней мере до $T \approx 16$ К $\sim T_c/2$ (верхняя кривая). Положения обоих минимумов дублета остаются постоянными вне зависимости от размера и сопротивления контакта, т.е. наблюдаемое расщепление особенностей не может быть вызвано размерными эффектами.

Для того чтобы однозначно доказать, вызваны ли наблюдаемые дублеты анизотропией щели в $k_x k_y$ -плоскости или сосуществованием двух параметров порядка с близкими значениями, необходим детальный анализ формы андреевских особенностей. Тем не менее, с уверенностью можно сказать, что форма дублетов не соответствует ожидаемой для щели с d -волновой или полностью анизотропной s -волновой (имеющей точки нулей) симметрией [16, 18]. Таким образом, можно сделать вывод об отсутствии точек нулей в угловом распределении большой щели в $k_x k_y$ -плоскости. С другой стороны, следует принять во внимание, что в ARPES экспериментах не была обнаружена третья щель $\Delta \sim 6.4$ мэВ; напротив, схожая анизотропия была разрешена в наших предыдущих исследованиях соединений Ва-122 различного состава методом андреевской спектроскопии [8, 17, 22, 23]. Учитывая вышесказанное, наиболее вероятно расширенная s -волновая симметрия большой щели. Пороговые амплитуды углового распределения $\Delta_L^{\text{in}} \approx 6.4$ мэВ (внутренняя) и $\Delta_L^{\text{ex}} \approx 9.5$ мэВ (внешняя). При этом середина диапазона соответствующего характеристического отношения $2\Delta_L/k_B T_c \approx 4.1\text{--}6.1$ совпадает с определенным нами значением для 1111 оксипниктидов [18, 20].

При малых смещениях на спектрах динамической проводимости наблюдается вторая СГС, соответствующая малой щели. На рис. 2b показаны фраг-

менты спектров стопочных контактов ($m = 6, 2$), а также одиночного контакта при малых смещениях, содержащие СГС от малой щели. Ширина и наклон пьедестала воспроизводится для всех спектров. Минимумы, наблюдаемые при $eV \approx 3.5$ мэВ и ≈ 1.8 мэВ, соответствуют первой ($n = 1$) и второй ($n = 2$) гармонике СГС. Эти особенности, очевидно, не принадлежат к СГС от большой щели, а определяют малую щель $\Delta_S \approx 1.8$ мэВ. В отличие от дублетов для Δ_L , минимумы от Δ_S не расщеплены и симметричны, что указывает на изотропность малой щели в k -пространстве. Положения СГС для малой щели воспроизводятся, несмотря на то что данные рис. 2a, b получены на андреевских контактах с различным сопротивлением. Заметно также, что минимумы становятся более резкими при увеличении числа контактов в стопке m . Такая характерная особенность [18, 20, 21] результатов, получаемых с помощью внутренней андреевской спектроскопии, доказывает уменьшение вклада поверхностных дефектов в проводимость и, следовательно, объемную природу параметра порядка Δ_S .

По данным рис. 2a, b построена зависимость положений андреевских особенностей V_n от их обратного номера на рис. 2c. Согласно формуле для СГС $eV_{n,i} = 2\Delta_i/n$ ($i = L, S$), V_n линейно зависит от $1/n$ и обращается в нуль при $n \rightarrow \infty$. Полученные прямые линии, проходящие через три точки (положения V_n первой и второй субгармоник, а также начало координат), убедительно доказывают сосуществование двух сверхпроводящих конденсатов, характеризующихся параметрами порядка Δ_L и Δ_S . Размеры большой и малой щелей соответствуют данным измерений нижнего критического поля [22] и ARPES [1, 2] в образцах той же закладки.

Измеренные напрямую температурные зависимости щелей показаны на рис. 3. Обе пороговые амплитуды большой щели разрешены при низких температурах. Величина расщепления Δ_L дублетов остается примерно постоянной, как показано на вставке. При повышении температуры внутренние минимумы дублетов размываются быстрее, в то же время, $\Delta_L^{\text{ex}}(T)$ наблюдается вплоть до локальной критической температуры контакта. Оцененная анизотропия щели, таким образом, $1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{ex}} \approx 36\%$ практически не меняется при увеличении температуры.

Однозонная модель, очевидно, не может описать наблюдаемое в эксперименте поведение большой и малой щелей. Зависимость $\Delta_L(T)$ проходит немного ниже однозонной БКШ-образной кривой (штрихпунктир), в то время как $\Delta_S(T)$ прогибается вниз сильнее. Различное температурное поведение двух

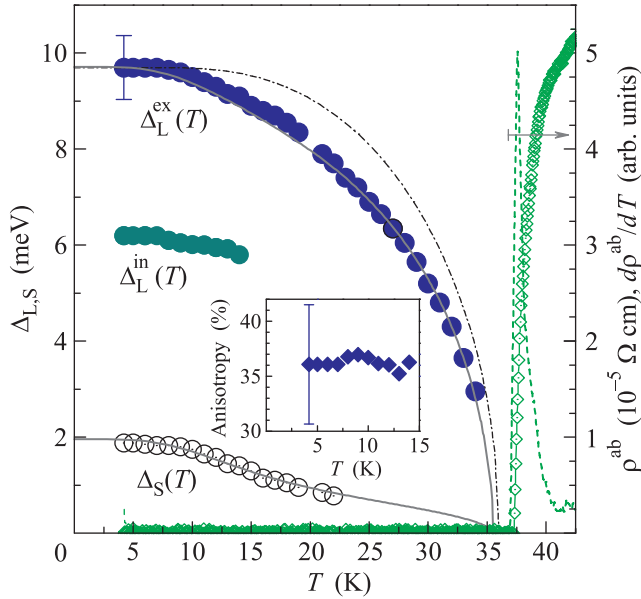


Рис. 3. (Цветной онлайн) Влияние температуры на пороговые значения большой щели Δ_L^{ex} , Δ_L^{in} (кружки) и малую щель Δ_S (пустые кружки). Аппроксимация одноконной моделью (штрихпунктир), двухзонной моделью (сплошные линии), резистивный переход образца (ромбы) и $d\rho(T)/dT$ (штриховая линия) приведены для сравнения. На вставке показана температурная зависимость анизотропии Δ_L , определенной как $1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{ex}}$

щелей также подтверждает сосуществование двух независимых параметров порядка Δ_L и Δ_S . С другой стороны, температурные зависимости особенностей дублета, $\Delta_L^{\text{ex}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$, схожи, по крайней мере до $T \approx T_c^{\text{local}}/3$, и описывают, таким образом, свойства одного и того же конденсата.

Принимая в расчет три зоны, в которых открывается единая анизотропная большая щель, можно рассматривать эффективный “ведущий” конденсат с параметром порядка Δ_L . Экспериментальные температурные зависимости $\Delta_{L,S}(T)$, очевидно, типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия между эффективной системой взаимодействующих Δ_L -зон и Δ_S -зоной. Поэтому, в качестве грубой оценки, двухзонная модель может быть использована для определения собственных характеристических параметров каждого конденсата, т.е. $2\Delta_i/k_B T_c^i$, ожидаемых в гипотетическом случае нулевого межзонного взаимодействия. Экспериментальные $\Delta_{L,S}(T)$ аппроксимируются двухзонной моделью, основанной на системе уравнений Москаленко и Сула с перенормированным БКШ-интегралом [24–28] (сплошные линии на рис. 3). В результате обе щели должны обратиться в нуль при одной и той же температуре $T_c^{\text{local}} \approx 36$ К, которая соответствует переходу кон-

тактной области (размером $2a \approx 12$ нм) в нормальное состояние. Локальная критическая температура оказалась немного ниже T_c , определенной по максимуму $d\rho^{\text{bulk}}/dT$ объемного кристалла (ромбы, штриховая линия на рис. 3). Двухзонная аппроксимация показала сильную эффективную связь в системе ведущих зон с “собственным” характеристическим отношением $2\Delta_L^{\text{ex}}/k_B T_c \approx 5.3 \gg 3.5$, которое соответствует собственной критической температуре $T_c^L \approx 43$ К. Такая T_c могла быть реализована в системе ведущих зон при отсутствии Δ_S -конденсата или в случае не взаимодействия с ним. Однако наша оценка показывает, что два конденсата умеренно взаимодействуют друг с другом в k -пространстве, что понижает наблюдаемую T_c соединения примерно на 20 % по сравнению с собственной T_c^L . В то же время внутризонная связь в конденсате с параметром порядка Δ_S , который образуется на внешнем Γ -цилиндре [1, 2], слабая и близка к БКШ-пределу. Собственное характеристическое отношение $2\Delta_S/k_B T_c^S \approx 3.6$ дает значение $T_c^S \approx 12$ К, что соответствует температуре, при которой обе зависимости $\Delta_{L,S}(T)$ имеют прогиб.

В заключение, в результате исследований монокристаллов $\text{Ba}_{0.65}\text{K}_{0.35}\text{Fe}_2\text{As}_2$ с $T_c \approx 36$ К методом спектроскопии многократных андреевских отражений были напрямую определены амплитуды двух сверхпроводящих щелей: анизотропная большая щель Δ_L с пороговыми амплитудами 6.4 и 9.5 мэВ (33–36 % анизотропия) и малая щель $\Delta_S = 1.8 \pm 0.3$ мэВ без признаков анизотропии, а также их температурные зависимости. Согласно нашим оценкам, в системе ведущих зон с Δ_L реализуется сильное эффективное спаривание, ответственное за высокую критическую температуру соединения. В гипотетическом случае не взаимодействующих Δ_L и Δ_S конденсатов, собственная критическая температура ведущих зон достигала бы $T_c^L \approx 43$ К. С другой стороны, собственная сверхпроводимость зоны с малой щелью достаточно слабая, поскольку близка к БКШ-пределу; ее умеренное межзонное взаимодействие со сверхпроводящими Δ_L -конденсатами в k -пространстве понижает наблюдаемую T_c соединения примерно на 20 % по сравнению с T_c^L .

Авторы благодарят Н.-Н. Wen, Н. Q. Luo за предоставленные образцы. Т. Е. К. выражает благодарность Совету по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых ученых (проект МК-5699.2016.2), С. А. К. благодарит грант РФФИ # 15-03-99628, работа В. М. П. поддержана грантом РНФ # 16-42-01100. Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

1. D. V. Evtushinsky, A. A. Kordyuk, V. B. Zabolotnyy, D. S. Inosov, T. K. Kim, B. Büchner, H. Luo, Z. Wang, H.-H. Wen, G. Sun, C. Lin, and S. V. Borisenko, *J. Phys. Soc. Jpn* **80**, 023710 (2011).
2. D. V. Evtushinsky, A. A. Kordyuk, V. B. Zabolotnyy, D. S. Inosov, T. K. Kim, B. Büchner, H. Luo, Z. Wang, H.-H. Wen, G. Sun, C. Lin, and S. V. Borisenko, *New J. Phys.* **11**, 055069 (2009).
3. P. J. Hirschfeld, *C. R. Physique* **17**, 197 (2016).
4. T. Saito, S. Onari, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **88**, 045115 (2013).
5. A. Bianconi, *Nat. Phys.* **9**, 536 (2013).
6. E. van Heumen, J. Vuorinen, K. Koepernik, F. Massee, Y. Huang, M. Shi, J. Klei, J. Goedkoop, M. Lindroos, J. van den Brink, and M. S. Golden, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 027002 (2011).
7. P. Richard, T. Qian, and H. Ding, *J. Phys.: Condens. Matter* **27**, 293203 (2015).
8. T. E. Kuzmicheva, V. M. Pudalov, S. A. Kuzmichev, A. V. Sadakov, Yu. A. Aleshchenko, V. A. Vlasenko, V. P. Martovitsky, K. S. Pervakov, Yu. F. Eltsev, and V. M. Pudalov, *Phys.-Uspekhi* **60**, 419 (2017).
9. H. Q. Luo, Z. S. Wang, H. Yang, P. Cheng, X. Y. Zhu, and H. H. Wen, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 125014 (2008).
10. S. Johnston, M. Abdel-Hafiez, L. Harnagea, V. Grinenko, D. Bombor, Y. Krupskaya, C. Hess, S. Wurmehl, A. U. B. Wolter, B. Büchner, H. Rosner, and S.-L. Drechsler, *Phys. Rev. B* **89**, 134507 (2014).
11. Yu. V. Sharvin and V. F. Gantmakher, *Sov. Phys.-JETP* **38**, 604 (1974).
12. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
13. G. B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 1 (1987).
14. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
15. R. Kümmel, U. Günsenheimer, and R. Nicolisky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
16. T. P. Devereaux and P. Fulde, *Phys. Rev. B* **47**, 14638 (1993).
17. M. Abdel-Hafiez, P. J. Pereira, S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, V. M. Pudalov, L. Harnagea, A. A. Kordyuk, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov, B. Shen, H. H. Wen, A. N. Vasiliev, and X. J. Chen, *Phys. Rev. B* **90**, 054524 (2014).
18. S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, *Low Temp. Phys.* **42**, 1008 (2016).
19. J. Moreland and J. W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
20. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. M. Pudalov, and N. D. Zhigadlo, *Phys. Rev. B* **95**, 094507 (2017).
21. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, Ya. G. Ponomarev, S. N. Tchesnokov, Yu. F. Eltsev, V. M. Pudalov, K. S. Pervakov, A. V. Sadakov, A. S. Usoltsev, E. P. Khlybov, and L. F. Kulikova, *EPL* **102**, 67006 (2013).
22. C. Ren, Z. S. Wang, H. Q. Luo, H. Yang, L. Shan, and H. H. Wen, *Physica C* **469**, 599 (2009).
23. T. E. Kuzmicheva, V. A. Vlasenko, S. Yu. Gavrilkin, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, I. V. Roshchina, and V. M. Pudalov, *J. Supercond. Novel Magn.* **29**, 3059 (2016).
24. V. A. Moskalenko, *Fiz. Met. Metall.* **8**, 522 (1959).
25. V. A. Moskalenko, *Sov. Phys.-Uspekhi* **17**, 450 (1974).
26. H. Suhl, B. T. Matthias, and L. R. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 552 (1959).
27. S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, and S. N. Tchesnokov, *JETP Lett.* **99**, 295 (2014).
28. S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, S. N. Tchesnokov, V. M. Pudalov, and A. N. Vasiliev, *J. Supercond. Novel Magn.* **29**, 1111 (2016).