

Спектроскопия эффекта многократных андреевских отражений в монокристаллах $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ недодопированного состава

С. А. Кузьмичев^{*+}, И. В. Морозов[×], А. И. Шилов⁺, Е. О. Рахманов^{×+}, Т. Е. Кузьмичева⁺¹

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

^{*} Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[×] Химический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 марта 2023 г.

После переработки 18 марта 2023 г.

Принята к публикации 20 марта 2023 г.

В работе определена структура сверхпроводящего параметра порядка пниктидов $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ семейства 111 недодопированных составов с $T_c \approx 19\text{--}21$ К. С помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений, реализованной в планарных контактах на микротрещине, напрямую определены величины двух микроскопических сверхпроводящих параметров порядка: малой сверхпроводящей щели $\Delta_S(0)$ и, предположительно, экстремумов большой щели $\Delta_L(0)$ с анизотропией в ab -плоскости при $T \ll T_c$, соответствующие им характеристические отношения теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), а также их температурные зависимости. В $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ обнаружены особенности туннельных $dI(V)/dV$ -спектров при $eV^* > 2\Delta_L(0)$, не связанные со сверхпроводящим состоянием; обсуждается их происхождение.

DOI: 10.31857/S1234567823080098, EDN: wgajfi

1. Введение. Семейство 111 сверхпроводящих (СП) пниктидов на основе щелочных металлов, типичными представителями которого являются LiFeAs и NaFeAs , до сих пор привлекает внимание теоретиков и экспериментаторов набором уникальных свойств, нехарактерных для остальных железосодержащих СП (в качестве обзора см. [1]). NaFeAs является сверхпроводником даже в стехиометрическом составе; при частичном замещении Fe переходным металлом [1] критическая температура достигает максимума $T_c \approx 22$ К одновременно с подавлением антиферромагнетизма и нематичности. На поверхности Ферми обнаружены дырочные цилиндры вблизи Г-точки зоны Бриллюэна и электронные цилиндры около М-точки [2], на которых ниже T_c возникают несколько СП конденсатов.

Крайне малое на данный момент количество экспериментальных данных по NaFeAs обусловлено сложностью работы с этим соединением: из-за быстрой (в течение нескольких минут) деградации их СП свойств в присутствии даже следовых количеств H_2O и O_2 , подготовку образцов и эксперимент необходимо проводить в защитной атмосфере. Величины СП щелей в $\text{Na}(\text{Fe},\text{Co})\text{As}$ были исследованы поверхностными (фотоэмиссионная спектроскопия с угловым раз-

решением (ARPES), сканирующая туннельная спектроскопия) и объемными методами (измерения теплоемкости): обнаружена двухщелевая СП с диапазоном характеристических отношений $2\Delta(0)/k_B T_c \approx 5\text{--}9$ и $2.5\text{--}4.5$ для большой и малой СП щелей, соответственно (см. рис. 6 в обзоре [1]). Интересно отметить, что в $\text{Na}(\text{Fe},\text{Co})\text{As}$ недодопированного состава с помощью ARPES была обнаружена заметная анизотропия большой СП щели в k -пространстве [3], ненаблюдаемая теми же исследователями в кристаллах передопированного состава с близкой $T_c \approx 18$ К, что может быть следствием влияния магнитной фазы на СП свойства.

Значительный разброс характеристических отношений СП щелей, имеющийся в литературе на данный момент, очевидно, вызван отсутствием прямых исследований щелевой структуры NaFeAs . В работе с помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений, реализованной на планарных наноконтактах на микротрещине, локально и напрямую определены энергетические СП параметры порядка, их характеристические отношения и температурные зависимости. Высказано предположение о реализации анизотропии большой СП щели без точек нулей в k -пространстве. Впервые обнаружены особенности туннельных $dI(V)/dV$ -спектров, не связанные напрямую со СП свойствами.

¹)e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

2. Детали эксперимента. Монокристаллы номинального состава $\text{NaFe}_{0.979}\text{Co}_{0.021}\text{As}$ были получены кристаллизацией из расплава. Получение прекурсора (NaAs) и подготовка реакционной смеси, отбор полученных кристаллов, подготовка и монтаж образцов для изучения физических свойств проводились в перчаточном боксе в атмосфере аргона с концентрацией кислорода и паров воды менее 0.1 ppm. Для получения NaAs стехиометрическое количество мышьяка постепенно добавляли к расплавленному в агатовой ступке натрию. Далее в алундовый тигель к 2.018 г приготовленного NaAs добавляли 1.127 г Fe и 0.058 г CoAs. Алундовый тигель с реакционной смесью заваривали в герметичный ниобиевый контейнер для исключения потери щелочного металла, а металлический контейнер запаивали в вакуумированную кварцевую ампулу. Полученную сборку помещали в муфельную печь, нагревали до температуры 1050 °C со скоростью 100 °C/ч и выдерживали в течение суток. Затем печь охлаждали до температуры 400 °C со скоростью 3 °C/ч, выдерживали в течение суток при данной температуре, а затем отключали. Полученные кристаллы при помощи цифрового микроскопа Levenhuk DTX 700 отделяли от остатков флюса механически, а затем нарезали скальпелем на прямоугольные пластинки с линейными размерами 1.5–2.5 мм. Количественный и качественный состав полученного образца был подтвержден методом локального рентгеноспектрального микроанализа, а также рентгеновской дифракции. Критическая температура объемных монокристаллов $T_c \approx 21$ К была определена с помощью резистивных (рис. 1) и магнитных измерений. Выше T_c сопротивление объемного монокристалла $\text{NaFe}_{0.979}\text{Co}_{0.021}\text{As}$ уменьшается с ростом температуры, достигает минимума при температуре $T_s \approx 35$ К структурного перехода, а при более высоких температурах $R(T)$ демонстрирует монотонный рост.

Для создания планарных механически регулируемых наноконтактов сверхпроводник–барьер–сверхпроводник (ScS) с направлением протекания тока вдоль оси c использовалась техника “break-junction” [4]. Геометрия и детали эксперимента с образцами слоистых соединений, преимущества и недостатки метода подробно описаны в обзоре [5], физическая модель получаемого контакта схематически приведена на рис. 1 в [6].

Выше T_c ток через NcN-контакт (N – объемный нормальный металл), согласно классическому подходу [7], определяется распределением металлической плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми E_F : $I \propto \int_{-\infty}^{\infty} N(\varepsilon - eV)N(\varepsilon)[f_0(\varepsilon -$

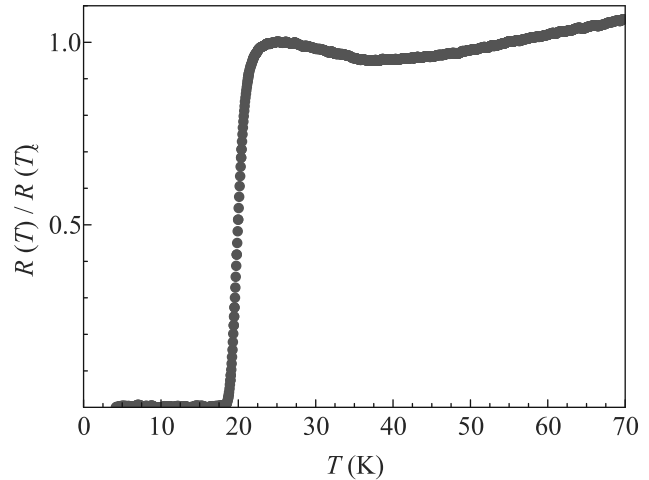


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурная зависимость сопротивления объемного монокристалла номинально недодопированного состава $\text{NaFe}_{0.979}\text{Co}_{0.021}\text{As}$

$eV) - f_0(\varepsilon)] d\varepsilon$, где f_0 – равновесная функция Ферми–Дирака.

В СП состоянии в SnS-контакте (n – тонкий нормальный металл) с NS-границами высокой прозрачности (сила туннельного барьера $Z \lesssim 0.3$) реализуется эффект многократных андреевских отражений (MAO). Некогерентный андреевский транспорт вызывает на вольтамперной характеристике (ВАХ) SnS-контакта избыточный ток (относительно нормальной ВАХ выше T_c) во всем диапазоне смещений eV , при этом сверхтоковая ветвь отсутствует [8, 9]. На спектре при $eV \rightarrow 0$ (так называемая область пьедестала) динамическая проводимость повышается в разы относительно проводимости G_N контакта в нормальном состоянии, также возникает серия минимумов субгармонической щелевой структуры (СГС), положение которых V_n напрямую определяется величиной сверхпроводящей щели Δ при любых температурах вплоть до T_c [8–10]: $|eV_n(T)| = 2\Delta(T)/n$, $n = 1, 2, \dots$ Для многощелевого сверхпроводника на $dI(V)/dV$ -спектре будут присутствовать СГС от каждой щели. Число n^* наблюдаемых минимумов СГС для планарного контакта примерно соответствует отношению размера контакта d_c и характерной длины неупругого рассеяния l_c в c -направлении [6, 9]: $n^* \approx l_c/d_c$.

В планарном SnS-контакте в случае баллистического транспорта в ab -плоскости (если длина свободного пробега l_{ab}^{el} превышает d_{ab}) x - и y -компоненты импульса носителей заряда сохраняются, при этом может иметь место несохранение k_z -компоненты из-за “перемешивания” носителей вдоль направления тока в результате неупругого рассеяния.

Влияние углового распределения $\Delta(\theta)$ в $k_x k_y$ -плоскости на форму андреевских минимумов в рамках подхода [11] показано на рис. 4 в [5]. Гипотетически, если для изотропной СП щели на $dI(V)/dV$ ожидаются резкие интенсивные минимумы СГС, то СГС со значительно подавленной амплитудой должна наблюдаться в случае параметра порядка с точками нулей (“нодами”) в распределении $\Delta(\theta)$ (θ – угол в $k_x k_y$ -плоскости). Для СП щели с расширенной s -волновой симметрией в ab -плоскости без нодов ожидаются дублетные минимумы СГС, протяженность которых определяется максимальной Δ^{out} и минимальной Δ^{in} энергиями связи куперовских пар в k -пространстве. Степень анизотропии далее определена как $A \equiv 100\% \cdot [1 - \Delta^{\text{in}}/\Delta^{\text{out}}]$.

Таким образом, МАО-спектроскопия баллистических планарных SnS-контактов дает возможность напрямую определять величины и температурные зависимости СП параметров порядка и получать информацию об их возможной анизотропии в $k_x k_y$ -плоскости.

3. Экспериментальные данные и обсуждение. На рисунке 2 показано температурное изменение $dI(V)/dV$ спектра SnS-контакта на базе Na(Fe,Co)As. В нормальном состоянии выше $T_c^{\text{local}} \approx 19.7\text{ K}$ (T_c^{local} соответствует температуре перехода контактной области размером порядка десятков нм в нормальное состояние) спектр сильно нелинеен: наблюдается широкая область повышенной динамической проводимости при малых смещениях и минимумы при $eV^* \approx 22, 27\text{ мэВ}$. С увеличением температуры от самых низких вплоть до T_c из-за подавления процессов МАО величина проводимости G_{ZBC} при $eV \rightarrow 0$ уменьшается. Минимумы на eV^* слабо сдвигаются в сторону нулевого смещения. Для температур выше T_c (синяя, голубая и сиреневая кривые на рис. 2a) значение G_{ZBC} меняется слабо (красные кружки на рис. 2b).

Отметим, что для SnS-андреевского контакта с рис. 2 подобная форма спектра не может быть вызвана локальным перегревом контакта измерительным током, так как $G_N(eV \gg 2\Delta)$, приведенная на рис. 2 зелеными ромбами, практически не меняется во всем диапазоне T . В полученном андреевском контакте не должно выделяться тепло в принципе, так как он изначально находился в баллистическом режиме. Проверить это можно по неизменности значения G_{ZBC} , которое при $T > T_c$ меняется мало (см. красные кружки, рис. 2b) по сравнению с изменением объемной проводимости объемного кристалла (согласно $R(T)$ на рис. 1).

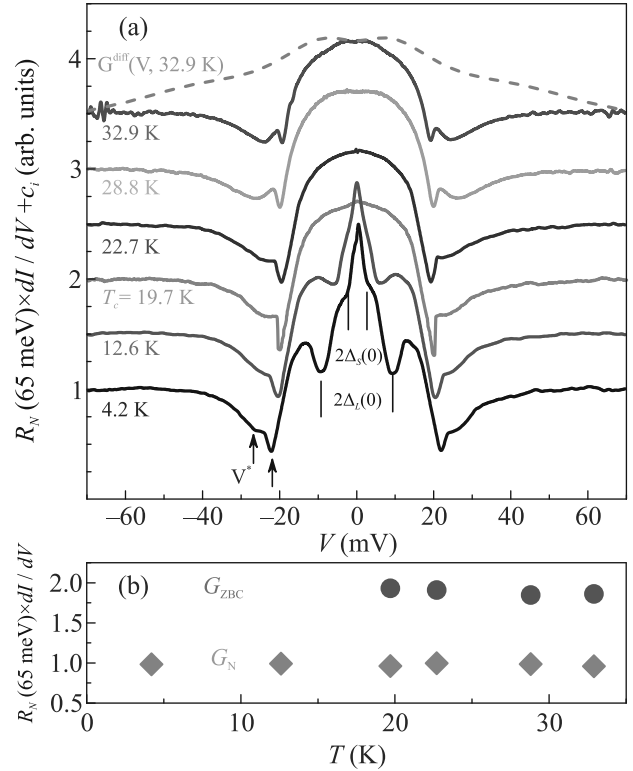


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – $dI(V)/dV$ -спектр SnS-контакта на базе Na(Fe,Co)As, измеренный ниже и выше $T_c \approx 19.7\text{ K}$. Спектры намеренно сдвинуты на постоянную величину $c = 0.5$ по вертикали для удобства. При 4.2 K вертикальными штрихами отмечено положение щелевых особенностей ($2\Delta_L(0)$, $2\Delta_S(0)$), стрелками показаны особенности нормальной проводимости контакта V^* . Штриховой линией показан теоретический спектр полностью диффузионного контакта $G^{\text{diff}}(V)$ при $T = 32.9\text{ K}$, рассчитанный на основе $R(T > T_c)$ с рис. 1 для сравнения с верхней фиолетовой кривой. (b) – Неизменность нормальной проводимости контакта $G_N(T, V \gg 2\Delta_{L,S})$ и проводимости в нуле $G_{\text{ZBC}}(T > T_c)$

Также отсутствие нагрева в полученном контакте высокой прозрачности может быть проверено из следующих соображений: при локальном перегреве контакта из-за присутствия диффузионного транспорта для смещений $eV \gg k_B T$ выполняется $T^{\text{local}} \approx \sqrt{VL}^{-1/2}/2$, где L – число Лоренца, и наблюдаемая G_N контакта будет искусственно зависеть от V . По экспериментальным данным $R(T)$ (см. рис. 1) подобная зависимость $G^{\text{diff}}(V, T = 32.9\text{ K})$ была нами построена и приведена в верхней части рис. 2a (штриховая линия). Несмотря на некоторую схожесть с экспериментальным спектром при той же температуре (фиолетовая кривая) в диапазоне малых смещений, дальнейший ход G^{diff} при $V > V^*$ для гипотетиче-

ского диффузионного контакта отличается от полученного в эксперименте.

Обнаруженные особенности $dI(V)/dV$ не связаны напрямую со СП состоянием, поскольку наблюдаются как выше, так и ниже T_c . Можно предложить несколько причин возникновения нелинейности $dI(V)/dV$ -спектров в металлическом состоянии:

а) нелинейность $N(E)$ вблизи E_F вследствие особенностей зонной структуры Na(Fe,Co)As (например, из-за близости перехода Лифшица или присутствия минищели). В этом случае максимум $dI(V)/dV$ при $eV \rightarrow 0$ соответствует пику N_E вблизи E_F ;

б) обратное рассеяние квазичастиц вследствие сильного электрон-фононного взаимодействия [12];

в) перенормировка $N(E)$ на взаимодействие электронов с характерными бозонными модами, существующими выше T_c (например, фононами или немагнитическими флуктуациями).

Для установления природы нелинейности $dI(V)/dV$ -спектров туннельных контактов на базе Na(Fe,Co)As требуются дальнейшие исследования ее зависимости от температуры и степени допирования.

В СП состоянии на фоне данной нелинейности на $dI(V)/dV$ -спектре появляются андреевские структуры: узкий пьедестал при $eV \rightarrow 0$ и минимумы от большой и малой СП щелей (метки $2\Delta_L$, $2\Delta_S$ на рис. 2).

На рисунке 3 приведены ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры SnS-контактов при 4.2 К в диапазоне смещений $\pm V^*$, полученных на монокристаллах Na(Fe,Co)As недодопированного состава из одной закладки с $T_c \approx 19\text{--}21$ К. Видно, что зависимости $I(V)$ симметричны относительно нуля, воспроизводимо не имеют гистерезиса и сверхтоковой ветви, что исключает джозефсоновскую природу наблюдаемых на $dI(V)/dV$ особенностей. Помимо этого, на ВАХ наблюдается избыточный ток во всем диапазоне смещений eV (сравните сплошную и штриховую синие линии на рис. 3а), а на $dI(V)/dV$ -спектрах хорошо виден “пьедестал” при $eV \rightarrow 0$ и андреевские минимумы. Данные особенности ВАХ и $dI(V)/dV$ соответствуют реализации некогерентного режима МАО и достаточно высокой прозрачности SnS-контакта ($Z > 1/2$) согласно всем базовым теоретическим моделям МАО [8–10].

Особенности, существующие вне зависимости от наличия СП состояния и расположенные на смещении V^* , воспроизводимо наблюдаются на спектрах различных SnS-контактов, представленных на рис. 3б. При смещениях $|eV| \approx 10.8$ мэВ и $|eV| \approx 6.6$ мэВ наблюдаются два андреевских миниму-

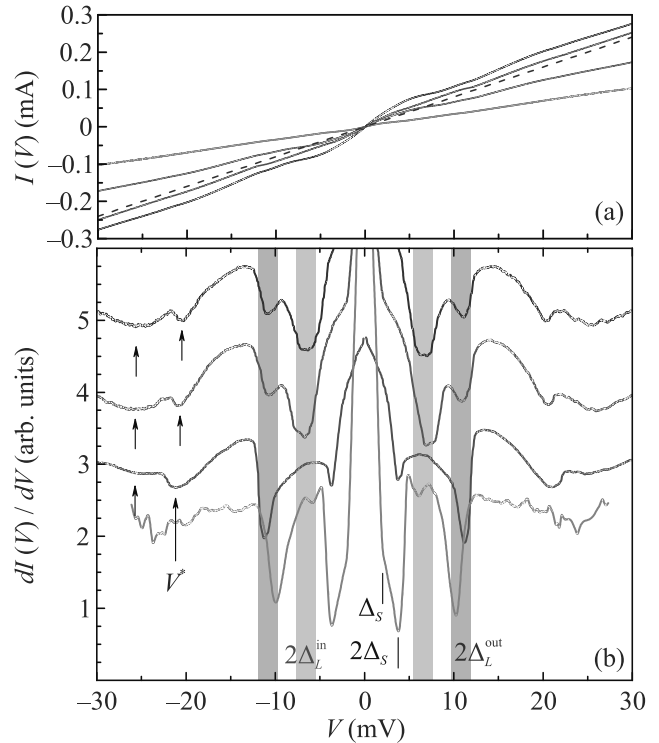


Рис. 3. (Цветной онлайн) ВАХ (а) и $dI(V)/dV$ -спектры (б) SnS-контактов с $T_c^{\text{local}} \approx 19\text{--}21$ К, измеренные при 4.2 К. Стрелками показаны особенности нормальной проводимости V^* . Вертикальные области отмечают положения фундаментальных андреевских минимумов, соответствующих энергетическим параметрам $2\Delta_L^{\text{out}} \approx 10.8$ мэВ и $2\Delta_L^{\text{in}} \approx 6.6$ мэВ (предположительно, дублет от большой СП щели с анизотропией $A_L \approx 39\%$ в импульсном пространстве), штрихами показаны $n = 1, 2$ андреевские минимумы от малой СП щели $2\Delta_S \approx 3.7$ мэВ. На панели (а) штриховой линией для сравнения приведена аппроксимация омической зависимости, соответствующей наклону G_N для ВАХ синего цвета

ма. Отношение их положений составляет ≈ 1.6 и не соответствует андреевским субгармоникам порядка $n = 1, 2$ от какой-либо изотропной СП щели, поскольку $V_1/V_2 = 2$. Значит, оба эти минимума могут являться дублетом фундаментальной ($n = 1$) андреевской особенности от анизотропной СП щели, а их положения при $T \ll T_c$ напрямую определяют два энергетических параметра СП порядка $\Delta_L^{\text{out}} \approx 5.4$ мэВ и $\Delta_L^{\text{in}} \approx 3.3$ мэВ: экстремумы возможного распределения энергии связи пар по углу в базальной плоскости. Положения дублета воспроизводятся для $dI(V)/dV$ -спектров различных SnS-контактов (см. вертикальные сиреневые полосы на рис. 3б), не зависят от случайной формы контактной области и величины ее нормальной проводимо-

сти G_N (и, следовательно, площади контакта), поэтому определяют именно объемные энергетические СП параметры $\text{Na}(\text{Fe},\text{Co})\text{As}$ и, таким образом, *не могут быть следствием размерных резонансов*. Схожие дублеты воспроизводимо наблюдались нами в родственном соединении LiFeAs [13, 14], а также в пниктидах $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ (семейство 122) с близкими T_c [15–17].

СГС от малой СП щели $\Delta_S \approx 1.9$ мэВ составляют минимумы, расположенные при меньших смещениях $|eV| \approx 3.8$ мэВ ($n = 1$) и 1.9 мэВ ($n = 2$) и отмеченные вертикальными штрихами на рис. 3. Причиной подавления субгармоник порядка $n > 1$ от $\Delta_L^{\text{in},\text{out}}$, по всей вероятности, является их перекрытие с СГС от малой СП щели (поскольку значения $\Delta_L^{\text{out}} \approx 2.5\Delta_S$ при $T \ll T_c$).

Эволюция $dI(V)/dV$ -спектра SnS -контакта с температурой показана на рис. 4. С увеличением температуры уменьшается амплитуда пьедестала, андреевские минимумы становятся менее интенсивны и смещаются в сторону нуля в соответствии с температурными зависимостями $\Delta_i(T)$. При $T \approx 19.6$ К, превышающей локальную критическую температуру T_c^{local} исследуемого контакта, а также при более высоких T на ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектре отсутствуют особенности, вызванные андреевским транспортом, что соответствует переходу контактной области в нормальное состояние (см. верхние спектры на рис. 4).

По данным рис. 4 напрямую определены температурные зависимости трех наблюдаемых энергетических щелевых параметров $\Delta_L^{\text{out}}(T)$, $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ (рис. 5а). Зависимости типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия, поскольку их тренды близки, но проходят ниже однозонной БКШ-образной зависимости (штрихпунктир на рис. 5а), что указывает на реализацию многощелевого СП состояния. Величина $T_c^{\text{local}} \approx 18.8$ К этого контакта была оценена, как температура, при которой $\Delta_L^{\text{out}}, \Delta_S \rightarrow 0$. Положение андреевской особенности, отмеченной как Δ_S , убывает быстрее вблизи T_c , поскольку отношение $\Delta_L^{\text{out}}/\Delta_S$ заметно возрастает с температурой (рис. 5б). Таким образом, Δ_S следует считать отдельным СП параметром порядка, так как андреевские особенности $dI(V)/dV$, отмеченные на рис. 3, 4 как Δ_S , не могут быть субгармониками от $\Delta_L^{\text{in},\text{out}}$. Зависимости $\Delta_L^{\text{out}}(T)$, $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ в целом подобны, а отношение $A_L \equiv 100\% \cdot [1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{out}}] \approx 39\%$ практически не меняется с температурой.

Наблюдаемые дублеты схожи по форме с результатами численных расчетов для анизотропной СП щели (рис. 4 в [5]) и могут быть вызваны расши-

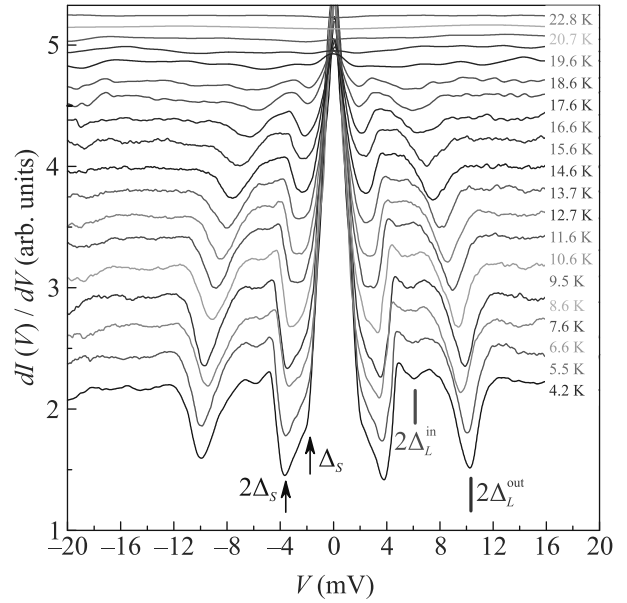


Рис. 4. (Цветной онлайн) Эволюция $dI(V)/dV$ -спектра SnS -контакта ($T_c^{\text{local}} \approx 19$ К) с температурой. Кривые намеренно сдвинуты по вертикали, нелинейности $dI(V)/dV$ нормального состояния подавлена для удобства. При 4.2 К отмечены андреевские гармоники от СП энергетических параметров $\Delta_L^{\text{out}} \approx 5.1$ мэВ, $\Delta_L^{\text{in}} \approx 3.1$ мэВ (вертикальные линии), $\Delta_S \approx 1.9$ мэВ (стрелки)

ренной s -волновой симметрией большой щели Δ_L в $k_x k_y$ -плоскости без узлов: в этом случае Δ_L^{out} и Δ_L^{in} соответствуют максимальной и минимальной энергии связи куперовских пар “ведущего” СП конденсата в зависимости от направления импульса. Предположительная анизотропия $A_L \approx 39\%$ близка к оцененной нами ранее для Δ_L в $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$, $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ и LiFeAs [13–18], а также наблюдаемой с помощью ARPES в недодопированных образцах $\text{Na}(\text{Fe},\text{Co})\text{As}$ [3].

Характеристические отношения $r_i \equiv \Delta_i(0)/k_B T_c^{\text{local}}$ определенных нами СП энергетических параметров порядка составляют $r_L^{\text{out}} \approx 6.1$, $r_L^{\text{in}} \approx 3.7$ и $r_S \approx 2.3 < 3.53$ (последнее характерно для “слабого” или “ведомого” конденсата в многощелевом СП).

С другой стороны, сравнивая полученные отношения r_i с данными других групп (заштрихованные области на рис. 6 в обзоре [1]), отметим, что r_L^{out} находится на нижней границе диапазона характеристических отношений большой СП щели (штриховка синим), в то время как r_L^{in} оказывается в диапазоне отношений меньшей СП щели (штриховка серым на рис. 6 в [1]). Таким образом, мы не можем исключить сосуществование двух СП параметров поряд-

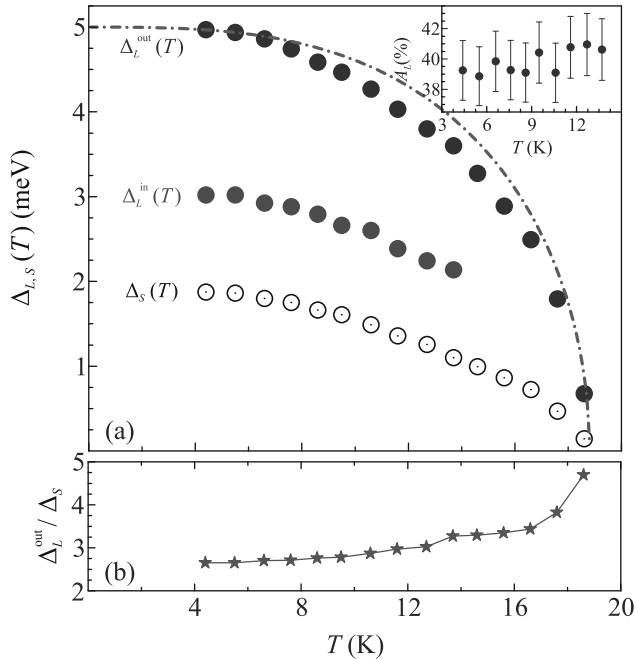


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Температурные зависимости СП щелевых параметров $\Delta_i(T)$, полученные по данным рис. 3. На вставке приведена температурная зависимость предположительной анизотропии большой СП щели $A_L = 100\% \cdot [1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{out}}]$. (б) – Зависимость отношения $\Delta_L^{\text{out}}(T)/\Delta_S(T)$ от температуры. Штрихпунктирной линией показана однозонная БКШ-образная функция

ка (обозначенных здесь как Δ_L^{in} и Δ_L^{out}), реализующихся ниже T_c на отдельных листах поверхности Ферми. Для того чтобы различить указанные случаи и достоверно определить тип симметрии Δ_L , необходимо расширение имеющихся теоретических моделей MAO [8–10] для СП с анизотропной щелью и упругими процессами перемешивания носителей (по направлению тока), а также более детальные исследования формы дублетов на $dI(V)/dV$ -спектрах туннельных контактов.

4. Заключение. С помощью спектроскопии планарных ScS-контактов в пниктидах Na(Fe,Co)As недодопированного состава с $T_c \approx 19\text{--}21$ К при температурах как выше, так и ниже T_c обнаружена нелинейность $dI(V)/dV$ -спектров, не являющаяся следствием СП состояния, которая может быть вызвана особенностями зонной структуры вблизи E_F или сильным электрон-бозонным взаимодействием.

Ниже T_c напрямую определены энергетические параметры СП порядка Δ_L^{out} , Δ_L^{in} и Δ_S с характеристическими отношениями теории БКШ 6.1, 3.7 и 2.3, соответственно. Δ_L^{out} и Δ_L^{in} могут быть как двумя СП щелями, открывающимися на различных листах

поверхности Ферми, так и экстремумами единой анизотропной СП щели (максимальной и минимальной энергиями связи куперовских пар для ее распределения по углу в k -пространстве).

Температурные зависимости $\Delta_L^{\text{in,out}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ в Na(Fe,Co)As типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия, степень предположительной анизотропии большой щели $A_L \approx 39\%$ практически не меняется с температурой.

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда 22-72-10082.

Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

1. T. E. Kuzmicheva and S. A. Kuzmichev, JETP Lett. **114**, 630 (2021).
2. M. D. Watson, S. Aswartham, L. C. Rhodes, B. Parrett, H. Iwasawa, M. Hoesch, I. Morozov, B. Büchner, and T. K. Kim, Phys. Rev. B **97**, 035134 (2018).
3. Q. Q. Ge, Z. R. Ye, M. Xu, Y. Zhang, J. Jiang, B. P. Xie, Y. Song, C. L. Zhang, P. Dai, and D. L. Feng, Phys. Rev. X **3**, 011020 (2013).
4. J. Moreland and J. W. Ekin, J. Appl. Phys. **58**, 3888 (1985).
5. S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, Low Temp. Phys. **42**, 1008 (2016).
6. Z. Popović, S. A. Kuzmichev, and T. E. Kuzmicheva, J. Appl. Phys. **128**, 013901 (2020).
7. I. Giaever and K. Megerle, Phys. Rev. **122**, 1101 (1961).
8. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983).
9. R. Kümmel, U. Günsenheimer, and R. Nicolisky, Phys. Rev. B **42**, 3992 (1990).
10. D. Averin and A. Bardas, Phys. Rev. Lett. **75**, 1831 (1995).
11. T. P. Devereaux and P. Fulde, Phys. Rev. B **47**, 14638 (1993).
12. I. K. Yanson, Sov. Phys. JETP **39**, 506 (1974).
13. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, I. V. Morozov, S. Wurmehl, and B. Büchner, JETP Lett. **111**, 350 (2020).
14. S. Kuzmichev, T. Kuzmicheva, I. Morozov, A. Boltalin, and A. Shilov, SN Appl. Sci. **4**, 189 (2022).
15. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, and V. A. Vlasenko, JETP Lett. **112**, 786 (2020).
16. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, and V. A. Vlasenko, Phys. Rev. B **104**, 174512 (2021).
17. A. V. Sadakov, A. V. Muratov, S. A. Kuzmichev, O. A. Sobolevskiy, B. I. Massalimov, A. R. Prishchepa, V. M. Mikhailov, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, and T. E. Kuzmicheva, JETP Lett. **116**, 708 (2022).
18. S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, A. Yu. Degtyarenko, S. Yu. Gavrilkin, and T. E. Kuzmicheva, JETP Lett. **116**, 723 (2022).