

Эволюция сверхпроводящего параметра порядка пниктидов $\text{Na}(\text{Fe}, \text{Co})\text{As}$ вдоль фазовой диаграммы допирования

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

⁺Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*}Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 6 июня 2024 г.

После переработки 13 июня 2024 г.

Принята к публикации 13 июня 2024 г.

С помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений исследовано многощелевое сверхпроводящее состояние монокристаллов пниктидов $\text{Na}(\text{Fe}, \text{Co})\text{As}$ недо- и передопированных составов. Напрямую определены величины микроскопических сверхпроводящих параметров порядка, их температурные зависимости и соответствующие характеристические отношения $2\Delta(0)/k_B T_c$. Собранный нами значительная статистика данных однозначно указывает на заметное уменьшение степени предположительной анизотропии большой сверхпроводящей щели в передопированных составах при удалении от антиферромагнитной и нематической областей фазовой диаграммы допирования.

DOI: 10.31857/S1234567824140088, EDN: VBOUTK

1. Введение. NaFeAs относится к семейству 111 сверхпроводящих (СП) пниктидов на основе щелочных металлов [1], демонстрирующему интересную нетривиальную физику, однако, остающемуся до сих пор малоизученным (в качестве обзора см. [2]). Из-за наличия щелочного металла пниктиды семейства 111 быстро деградируют в присутствии даже следовых количеств H_2O и O_2 , поэтому экспериментальный процесс необходимо полностью проводить в защитной атмосфере.

В отличие от большинства пниктидов, NaFeAs сохраняет СП свойства в стехиометрическом составе, демонстрируя антиферромагнитный (АФМ) и структурный (нематический) переход выше T_c (как показано на вставке к рис. 1). При частичном электронном замещении $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$ АФМ и нематичность в недодопированной (НД) области фазовой диаграммы подавляются, при этом критическая температура достигает максимума $T_c \approx 22\text{ K}$ [2]. Уровень Ферми пересекает дырочные и электронные зоны, образующие слабо гофрированные цилиндры вокруг Γ и M -точек зоны Бриллюэна [3], на которых ниже T_c возникают несколько СП конденсатов.

Поскольку поверхность Ферми $\text{Na}(\text{Fe}, \text{Co})\text{As}$ типична для пниктидов, его СП щелевая структура может быть описана с помощью универсальных ме-

ханизмов образования куперовских пар посредством спиновых (s^\pm) [4], орбитальных (s^{++}) [5] и нематических флуктуаций [6]. Важной особенностью ферропниктидов является зависимость СП параметра порядка Δ от угла θ в k -пространстве, широко наблюдаемая экспериментаторами (в частности, для СП семейства 111 с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) в работах [7–9]). С точки зрения предложенных теоретических моделей, в “чистом” s^{++} -пределе устойчивое решение в основном достигается при изотропном СП параметре порядка (s -волновая симметрия), однако при увеличении интенсивности спин-флуктуационного или нематического канала возможно получение большого разнообразия анизотропных распределений $\Delta(\theta)$, включая d - и расширенный s -волновой тип (как с точками нулей, так и без них) [6, 10, 11].

Экспериментальные исследования СП щелевой структуры семейства NaFeAs крайне немногочисленны. Большинство исследователей сообщают об обнаружении двухщелевой сверхпроводимости с СП параметрами порядка Δ_L и Δ_S , однако, величины характеристических отношений, полученные различными методами, плохо согласуются [2]. Методом измерения теплоемкости [12] было оценено слабое уменьшение $2\Delta_L(0)/k_B T_c$ в передопированных (ПД) составах относительно оптимально допированной области. Оценки типа симметрии СП щелей в NaFeAs

¹⁾e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

пниктидах противоречат друг другу: так, в работах [13] и [14] была показана реализация d - и s -волновой симметрии СП щелей, соответственно, как в НД, так и в ПД областях. Подобные противоречия, очевидно, вызваны ограниченностью используемых моделей и ставят вопрос об их расширении для применения к пниктидам железа.

Интересно отметить, что в $\text{Na}(\text{Fe}, \text{Co})\text{As}$ НД состава с помощью ARPES была обнаружена заметная угловая зависимость большой СП щели без точек нулей в k -пространстве [9], ненаблюдаемая теми же исследователями в ПД кристаллах с близкой $T_c \approx 18$ К. К сожалению, эти исследования не были продолжены для $\text{Na}(\text{Fe}, \text{Co})\text{As}$ других составов. Таким образом, из-за отсутствия прямых измерений эволюция СП свойств допированных NaFeAs при изменении степени замещения до сих пор надежно не определена, хотя подобные данные могли бы дать существенную информацию о механизмах сверхпроводимости пниктидов и взаимодействии АФМ, нематической и СП фаз.

В проведенных ранее исследованиях нашей группы [15–17] были получены предварительные сведения о СП параметрах порядка в $\text{Na}(\text{Fe}, \text{Co})\text{As}$ различных составов и приведен ряд косвенных аргументов в пользу реализации угловой зависимости $\Delta_L(\theta)$ в k -пространстве. В данной работе с помощью прямого локального метода спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений собрана значительная статистика данных о СП энергетических параметрах и их температурных зависимостях. На основе полученных результатов проведено сравнение СП щелевой структуры $\text{Na}(\text{Fe}, \text{Co})\text{As}$ НД и ПД составов и определена ее эволюция вдоль фазовой диаграммы допирования.

2. Детали эксперимента. Монокристаллы номинального НД состава $\text{NaFe}_{0.979}\text{Co}_{0.021}\text{As}$ и ПД состава $\text{NaFe}_{0.955}\text{Co}_{0.045}\text{As}$ в виде тонких пластин прямоугольной формы с линейными размерами до 8 мм 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 млн^{-1} . Для получения NaAs стехиометрическое количество мышьяка постепенно добавляли к расплавленному в агатовой ступке Na . Далее в алундовый тигель к приготовленному NaAs добавляли Fe и CoAs в нужных соотношениях, тигель с реакционной смесью заваривали в герметичный ниобиевый контейнер для исключения потери щелочного метал-

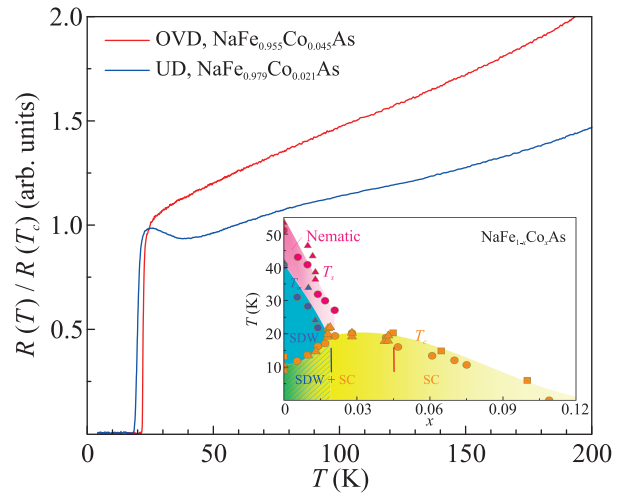


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурная зависимость сопротивления монокристаллов номинальных составов $\text{NaFe}_{0.979}\text{Co}_{0.021}\text{As}$ (НД, синяя кривая) и $\text{NaFe}_{0.955}\text{Co}_{0.045}\text{As}$ (ПД, красная кривая). На вставке приведена фазовая диаграмма допирования (адаптировано из [2]); штрихами синего и красного цвета отмечен исследованный диапазон

ла, а металлический контейнер запаивали в вакуумированную кварцевую ампулу. Полученную сборку помещали в муфельную печь, нагревали до температуры $1050\text{--}1150$ °С, некоторое время выдерживали и затем охлаждали до $400\text{--}600$ °С с последующим отключением печи. Количественный и качественный состав полученных крупных монокристаллов был подтвержден методом рентгеновской дифракции и локального рентгеноспектрального микроанализа.

На рисунке 1 приведены температурные зависимости сопротивления монокристаллов $\text{Na}(\text{Fe}, \text{Co})\text{As}$ НД и ПД составов (данные синего и красного цвета, соответственно) с близкими критическими температурами $T_c^{\text{bulk}} \approx 20\text{--}22$ К. Для НД кристалла выше T_c сопротивление уменьшается с ростом температуры, достигает минимума при температуре $T_s \approx 35$ К структурного перехода, а при более высоких температурах $R(T)$ демонстрирует относительно слабый рост. Напротив, в ПД составе $R(T)$ монотонно возрастает и не показывает ни магнитного, ни структурного перехода в соответствии с фазовой диаграммой допирования [2] (см. вставку к рис. 1).

Для создания планарных механически регулируемых наноконтактов сверхпроводник–барьер–сверхпроводник (ScS) с направлением протекания тока вдоль оси c использовалась техника “break-junction” [18]. Геометрия и детали эксперимента с образцами слоистых соединений, преимущества

и недостатки метода подробно описаны в обзоре [19]. В слоистых монокристаллах используемый метод планарного “break-junction” позволяет получать туннельные наноконтакты размером порядка 10–50 нм на ступеньках-и-террасах чистых криогенных сколов, а массивные СП берега обеспечивают эффективный теплоотвод, защищая контактную область от перегрева в процессе пропускания измерительного тока.

Известно, что в SnS-контакте (n – тонкий нормальный металл) с NS-границами высокой прозрачности (N – объемный нормальный металл, сила туннельного барьера $Z \lesssim 0.3$) и отсутствием фазовой когерентности между СП берегами (диаметр контакта d больше длины когерентности ξ_0) ниже T_c реализуется эффект некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО). Некогерентный андреевский транспорт вызывает на вольтамперной характеристике (ВАХ) такого контакта избыточный ток (относительно нормальной ВАХ выше T_c) во всем диапазоне смещений eV , при этом сверхтоковая ветвь отсутствует [20, 21]. На соответствующем $dI(V)/dV$ -спектре при $eV \rightarrow 0$ (так называемая область пьедестала) динамическая проводимость повышается в разы относительно нормальной проводимости G_N контакта, также возникает серия минимумов субгармонической щелевой структуры (СГС), положение которых V_n напрямую определяется величиной СП щели Δ при любых температурах вплоть до T_c [20–22]: $|eV_n(T)| = 2\Delta(T)/n$, $n = 1, 2, \dots$. Для многощелевого сверхпроводника на $dI(V)/dV$ -спектре будут присутствовать СГС от каждой щели. Число n^* наблюдаемых минимумов СГС для планарного контакта (в случае $Z, \Gamma = 0$, Γ – параметр размытия) примерно соответствует отношению размера контакта d_c и характерной длины неупругого рассеяния l_c в c -направлении [21, 23]: $n^* \approx l_c/d_c$.

В планарном SnS-контакте в случае баллистического транспорта в ab -плоскости (если длина свободного пробега l_{ab}^1 превышает d_{ab}) k_x - и k_y -компоненты импульса квазичастиц сохраняются, при этом k_z -компонента может не сохраняться из-за “перемешивания” носителей вдоль направления тока в результате неупругого рассеяния.

Тип углового распределения $\Delta(\theta)$ (θ – угол в $k_x k_y$ -плоскости) можно косвенно оценить по форме андреевских минимумов на $dI(V)/dV$ -спектре баллистического SnS-контакта в рамках подхода [24] (см. рис. 4 в [19]). Гипотетически, в случае изотропной СП щели на $dI(V)/dV$ должны наблюдаться резкие интенсивные минимумы СГС, при этом сильное подавление амплитуд СГС ожидается в случае СП па-

раметра порядка с точками нулей (“нодами”) в распределении $\Delta(\theta)$. Для анизотропной СП щели с расширенной s -волновой симметрией в $k_x k_y$ -плоскости без точек нулей предполагается [19, 24] появление СГС, состоящей из дублетов (двух минимумов, соединенных “аркой”), протяженность которых определяется максимальной Δ^{out} и минимальной Δ^{in} энергиями связи куперовских пар в k -пространстве. Напротив, типичная “арочная” форма дублета не предсказывается для случая двух изотропных СП щелей с близкими амплитудами (рис. 4 в [19]). К сожалению, различить два вышеуказанных случая анизотропии СП параметра порядка (образующегося в одной или разных зонах, соответственно) при исследовании реального планарного SnS-контакта (с $Z, \Gamma \neq 0$ и конечным l/d) может быть сложно, принимая во внимание отсутствие соответствующих, расширенных теоретических моделей. В любом случае, степень анизотропии далее будем определять как $A \equiv 100\% \cdot [1 - \Delta^{\text{in}}/\Delta^{\text{out}}]$, не спекулируя на ее природе.

Подытоживая, отметим, что ЭНМАО-спектроскопия – это прямой локальный метод определения основных энергетических параметров СП состояния и их температурных зависимостей вплоть до T_c . Как следствие, одним из важнейших преимуществ ЭНМАО-спектроскопии является возможность определения локальной критической температуры SnS-контакта T_c^{local} , соответствующей температуре перехода контактной области (размером до 50 нм) в нормальное состояние. Это позволяет не только получить более точные, локальные значения характеристического отношения $r_i \equiv 2\Delta_i(0)/k_B T_c^{\text{local}}$, но и определить эволюцию величин $\Delta_i(0)$ и r_i вдоль фазовой диаграммы.

3. Экспериментальные данные и обсуждение. На рисунке 2 показаны типичные ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектры SnS-контактов на микротрещине, получаемые при 4.2 К в монокристаллах Na(Fe, Co)As НД (а) и ПД составов (б). Видно, что ВАХ симметричны относительно нуля, воспроизводимо не имеют гистерезиса и вместо сверхтоковой ветви демонстрируют область повышенного наклона при $eV \rightarrow 0$ (“пьедестал”), 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. 2а). Данные особенности ВАХ соответствуют реализации режима ЭНМАО и достаточно высокой прозрачности SnS-контакта ($Z < 1/2$) согласно всем соответствующим классическим моделям [20–22].

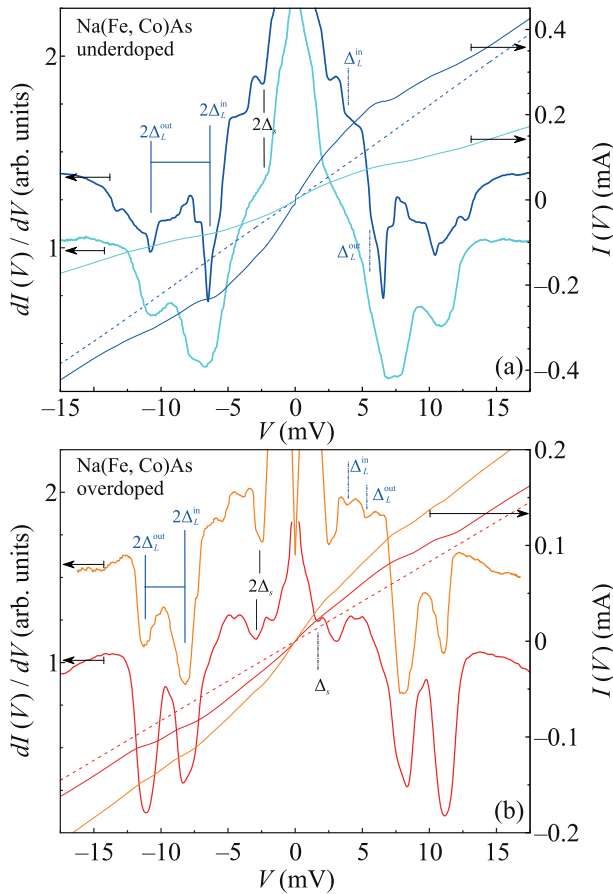


Рис. 2. (Цветной онлайн) ВАХ (правая ось) и $dI(V)/dV$ -спектры (левая ось) SnS-контактов на базе $\text{Na}(\text{Fe}, \text{Co})\text{As}$ НД (а) и ПД (б) составов, измеренные при 4.2 К. Для удобства сравнения данные приведены в одном масштабе по оси смещений. При 4.2 К вертикальными штрихами и отмечено положение фундаментальных андреевских гармоник от СП параметров порядка $2\Delta_L^{\text{out}}$, $2\Delta_L^{\text{in}}$ (дублет) и малой СП щели $2\Delta_S$; штрихпунктирными линиями отмечено ожидаемое положение соответствующих вторых субгармоник. Для сравнения штриховыми линиями приведены ВАХ, соответствующие контактам, показанным синим (а) и красным цветом (б) и измеренные выше T_c

В НД и ПД составах $dI(V)/dV$ -спектры на рис. 2 имеют схожие андреевские структуры. Для SnS-контакта на базе НД кристалла (рис. 2а) при рассмотрении спектра в сторону уменьшения eV первой андреевской особенностью является дублет: два минимума при смещениях $|eV| \approx 10.7$ мэВ и $|eV| \approx 6.5$ мэВ. Эти минимумы не являются $n = 1, 2$ субгармониками одной и той же изотропной СП щели, поскольку отношение их положений составляет ≈ 1.6 вместо $V_1/V_2 = 2$, предсказываемого для СГС. Значит, каждый из этих минимумов является фундаментальной ($n = 1$) гармоникой от СП параметров по-

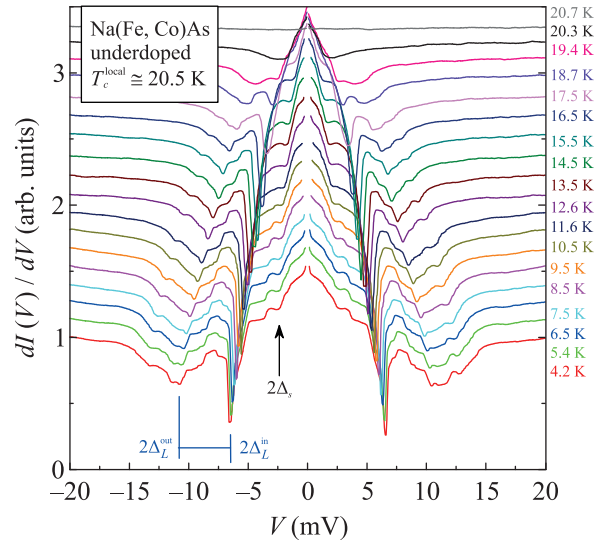


Рис. 3. (Цветной онлайн) Эволюция $dI(V)/dV$ -спектра SnS-контакта (аналогичен кривой синего цвета на рис. 2а, $T_c^{\text{local}} \approx 20.5$ К), полученного в монокристалле НД состава, с температурой. Кривые намеренно сдвинуты по вертикали, слабая нелинейность $dI(V)/dV$ нормального состояния подавлена для удобства. Вертикальными штрихами и стрелками при 4.2 К отмечены фундаментальные андреевские гармоники от СП энергетических параметров Δ_L^{out} , Δ_L^{in} , Δ_S

рядка, которые далее будут обозначены как Δ_L^{out} и Δ_L^{in} . Положения минимумов напрямую определяют их амплитуды при $T \ll T_c$ как $\Delta_L^{\text{out}}(0) \approx 5.35$ мэВ и $\Delta_L^{\text{in}}(0) \approx 3.25$ мэВ. Степень предположительной анизотропии можно оценить как $A_L \approx 39\%$. Значительная амплитуда данных андреевских минимумов однозначно указывает на отсутствии точек нулей наблюдаемых СП параметров порядка (s - или расширенная s -волновая симметрия). Особенности $dI(V)/dV$, наблюдаемые при вдвое меньших смещениях (штрихпунктирные линии на рис. 2а) можно интерпретировать как вторые ($n = 2$) субгармоники от этих СП параметров порядка. При малых смещениях $|eV| \approx 2.4$ мэВ присутствует фундаментальная гармоника от малой СП щели $\Delta_S(0) \approx 1.2$ мэВ.

В НД образцах подобные андреевские структуры воспроизводятся на спектрах полученных планарных SnS-контактов, имеющих различную площадь и нормальное сопротивление R_N (которое может быть оценено по наклону ВАХ). Таким образом, наблюдаемые структуры отражают внутренние свойства $\text{Na}(\text{Fe}, \text{Co})\text{As}$ и не могут быть вызваны геометрическими резонансами или поверхностными дефектами.

Похожие, также воспроизводимые ВАХ и спектры SnS-контактов были получены в монокристаллах ПД состава (рис. 2б). На $dI(V)/dV$ -

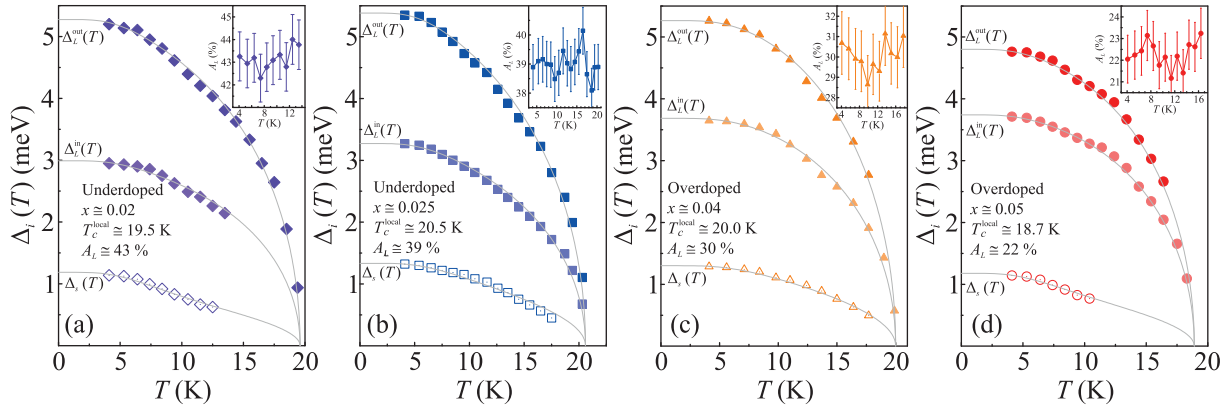


Рис. 4. (Цветной онлайн) Температурные зависимости СП параметров порядка в монокристаллах НД (а), (b) и ПД составов (с), (d). На вставках приведены температурные зависимости предположительной анизотропии большой СП щели $A_L(T)$. Локальные T_c были оценены на основе аппроксимаций многозонной БКШ-образной моделью [25–28] как температуры, при которых $\Delta_L \rightarrow 0$. Приблизительные степени замещения x в $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ приведены в соответствии с фазовой диаграммой, показанной на вставке к рис. 1

характеристиках при больших смещениях также наблюдается дублет, положения которого напрямую определяют амплитуды $|eV| = 2\Delta_L^{\text{out}} \approx 11.2$ мэВ и $|eV| = 2\Delta_L^{\text{in}} \approx 8.2$ мэВ. Заметим, однако, что его относительная ширина значительно меньше наблюдаемой для НД состава и соответствует степени анизотропии $A_L \approx 27\%$.

Изменение вида $dI(V)/dV$ -спектра с температурой показано на рис. 3 для SnS-контакта, полученного в НД кристалле, в качестве примера. Хорошо видно, как с увеличением температуры положение всех андреевских особенностей сдвигается в сторону нуля и уменьшается амплитуда пьедестала. При $T = 20.7$ К $> T_c$ андреевские структуры исчезают, и $dI(V)/dV$ -спектр становится гладким, что соответствует нормальному состоянию контактной области. Подобные измерения $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик в широком диапазоне температур были проведены для SnS-контактов на базе НД и ПД образцов. Примеры измеренных напрямую температурных зависимостей СП параметров порядка показаны на рис. 4; данные, полученные на основе рис. 3, показаны на рис. 4b. Для наглядности на рис. 4 зависимости расположены в порядке, соответствующем фазовой диаграмме допирования (т.е. при увеличении T_c^{local} в НД области и ее уменьшении в ПД области).

Полученные температурные зависимости трех наблюдаемых энергетических щелевых параметров $\Delta_L^{\text{out}}(T)$, $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ и $\Delta_S(T)$ для всех составов имеют схожую форму, которая может быть описана в рамках многозонной модели на основе уравнений Москаленко и Сула [25, 26] с перенормировками

температур в интегралах теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) (основы и ограничения модели, подгоночные параметры аппроксимации подробно описаны в [27, 28]).

Общей особенностью определенных напрямую зависимостей $\Delta_i(T)$ является аналогичный температурный тренд $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$: как показано на вставках, степень анизотропии $A_L(T)$ остается практически постоянной с увеличением температуры (максимальное отклонение $\pm(1-2\%)$). Такое поведение, с большой долей вероятности, указывает на то, что СП параметры порядка Δ_L^{out} и Δ_L^{in} относятся к одному и тому же СП конденсату, анизотропному в k -пространстве, а не являются отдельными СП щелями, открывающимися в разных зонах на поверхности Ферми (подробнее этот вопрос обсуждается в [17]). Малая СП щель имеет отличающуюся температурную зависимость и убывает с температурой чуть быстрее. В целом, температурные тренды $\Delta_i(T)$ типичны для случая умеренного межзонного взаимодействия между СП конденсатами в импульсном пространстве.

Для определения эволюции СП щелевой структуры при изменении степени электронного допирования нами была собрана значительная статистика зависимостей $\Delta_i(T)$ и определены локальные критические температуры соответствующих SnS-контактов в образцах НД и ПД составов. На рисунке 5a показана репрезентативная выборка вида дублета при $T \ll T_c$, наблюдаемого при больших смещениях на $dI(V)/dV$ -спектре. Для удобства сравнения данные приведены в одинаковом масштабе по оси смещений, eV нормировано на $2\Delta_L^{\text{out}}(0)$. При рассмотрении слева направо

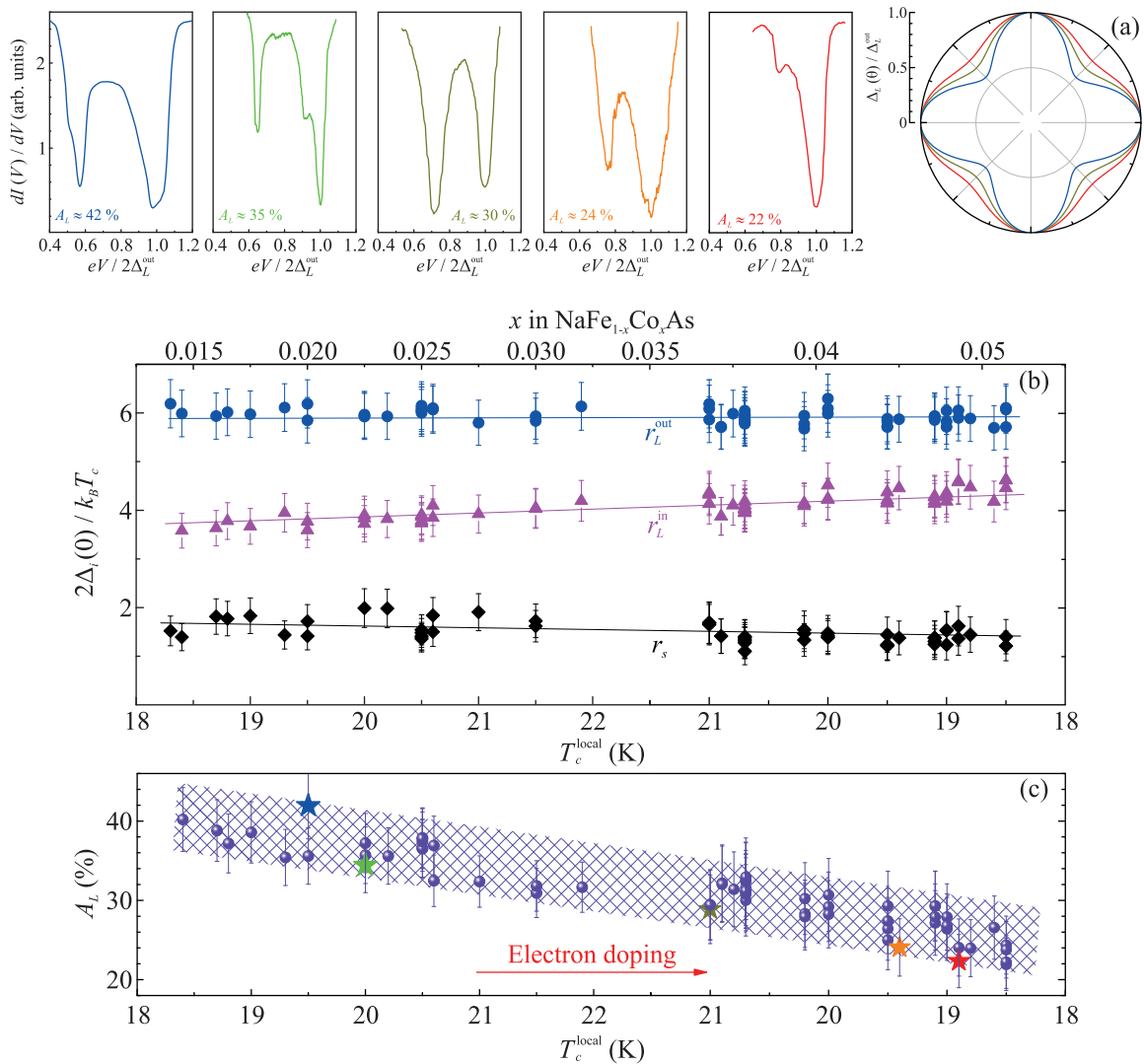


Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Фрагменты $dI(V)/dV$ -спектров SnS-контактов с различными T_c^{local} , полученные в монокристаллах НД и ПД состава и содержащие дублет от предположительно анизотропной большой СП щели. Для наглядности данные приведены в одинаковом масштабе по оси смещений и расположены в порядке увеличения степени электронного замещения, согласно фазовой диаграмме допирования. Справа соответствующими цветами схематически показано угловое распределение $\Delta_L(\theta)$ в предположении его $\cos(4\theta)$ -типа и расширенной s -волновой симметрии большой СП щели. (b) – Зависимость характеристических отношений r_i трех СП параметров порядка и (c) – степени анизотропии A_L от локальной критической температуры SnS-контакта. Звездами соответствующих цветов показаны данные контактов, для которых на (a) приведены дублеты на $dI(V)/dV$ -спектрах. Приблизительные степени замещения x приведены в соответствии с фазовой диаграммой на вставке к рис. 1

(что соответствует движению от НД к ПД области) дублет заметно сужается и относительное положение минимума при $eV = 2\Delta_L^{\text{in}}$ увеличивается. В предположении анизотропии Δ_L , открывающейся в одной эффективной зоне (т.е. ее расширенной s -волновой симметрии без точек нулей), можно схематически представить изменение ее углового распределения в $k_x k_y$ -плоскости, как показано на рис. 5а справа (цвета соответствуют фрагментам спектров).

Для исследованного диапазона критических температур от $T_c^{\text{local}} \approx 18.3$ К в НД области до $T_c^{\text{local}} \approx 18.5$ К в ПД области характеристические отношения $r_L^{\text{out}} \approx 5.7-6.2$ и $r_S \equiv 2\Delta_S(0)/k_B T_c^{\text{local}} \approx 1.2-2.0$ остаются примерно постоянными (рис. 5b). Аналогичный скейлинг амплитуд большой и малой СП щелей $\Delta_{L,S}(0)$ с T_c наблюдался нами ранее в оксипниктидах семейства 1111 НД и оптимально допированных составов [29, 30]. Относительно боль-

шой разброс значений r_S в Na(Fe, Co)As, заметный на рис. 5b, связан с меньшей точностью определения $\Delta_S(0)$ из-за малой амплитуды ее андреевских гармоник на $dI(V)/dV$ -спектрах; это может быть вызвано наличием точек нулей в распределении $\Delta_S(\theta)$, низкой концентрацией носителей заряда или заметным отношением $\Gamma/\Delta_S(0)$ в соответствующих зонах. В целом, значение $r_S < 3.53$ характерно для “слабого” или “ведомого” конденсата в многощелевом сверхпроводнике.

Достаточно сильные изменения при движении от НД к ПД области претерпевает характеристическое отношение r_L^{in} : оно практически линейно увеличивается примерно от 3.7 в НД области с $T_c^{\text{local}} \approx 18.5$ К до 4.3 в ПД составах с $T_c^{\text{local}} \approx 18.5$ К (треугольники на рис. 5b). Это соответствует постепенному сужению дублета на $dI(V)/dV$ -спектре и уменьшению степени анизотропии A_L более чем в полтора раза: в среднем от 40 % до 24 %. Полученные данные качественно согласуются с результатами ARPES [9].

Наблюдаемое различие СП щелевой структуры можно объяснить близостью АФМ и нематических фаз в монокристаллах НД составов (последнее подтверждается наличием структурного перехода на зависимости $R(T)$, см. рис. 1) и их заметным влиянием на свойства СП подсистемы. Согласно классической теории ВТСП-купратов Абрикосова [31], а также расчетам СП щелевой структуры железосодержащих сверхпроводников в рамках s^{++} и s^{\pm} -подходов [10, 11], понижение Δ_L^{in} (т.е. минимума предположительного распределения $\Delta_L(\theta)$ в $k_x k_y$ -плоскости) относительно Δ_L^{out} может быть достигнуто (преимущественно вдоль вектора нестинга) при усилении интенсивности спин-флуктуационного взаимодействия, ожидаемого в НД области; аналогичная тенденция ожидается при введении спаривания посредством нематических флуктуаций [6].

Линейная экстраполяция зависимостей $r_i(T_c^{\text{local}})$, приведенных на рис. 5b, предсказывает изотропизацию Δ_L в сильно передоприванной области с $T_c \approx 8$ К (что примерно соответствует составу NaFe_{0.91}Co_{0.09}As согласно фазовой диаграмме на рис. 1 в [2]) и, напротив, сильную анизотропию нулей $\Delta_L(\theta)$ вблизи ($> 60\%$, $\Delta_L^{\text{in}} \rightarrow \Delta_S$) стехиометрического состава. Полученное нами значительное усиление анизотропии большой СП щели при приближении к АФМ и нематической фазе однозначно указывает на важность спин-флуктуационного и/или нематического канала в механизме куперовского спаривания и их заметном влиянии на свойства СП подсистемы в Na(Fe, Co)As.

4. Заключение. Методами спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений планарных контактов на микротрещине в монокристаллах Na(Fe, Co)As собрана значительная статистика измеренных локально и напрямую данных об амплитудах, характеристических отношениях и температурных зависимостях СП параметров порядка. Проведено сравнение СП щелевой структуры Na(Fe, Co)As НД и ПД составов с близкими $T_c > 18.3$ К и определена эволюция СП щелевой структуры вдоль фазовой диаграммы допирования. Обнаружено заметное (почти в 1.7 раза), практически линейное усиление степени анизотропии большой СП щели в НД области, что указывает на сильное влияние АФМ и нематической фаз на свойства СП подсистемы пниктидов Na(Fe, Co)As. Аппроксимация полученной зависимости предсказывает изотропизацию большой СП щели $\Delta_L^{\text{out}} \approx \Delta_L^{\text{in}}$ в сильно передоприванном составе NaFe_{0.91}Co_{0.09}As с $T_c \approx 8$ К и $\Delta_L^{\text{in}} \rightarrow 0$ Δ_S вблизи стехиометрического состава NaFeAs.

Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук.

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

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. J. H. Tapp, Z. Tang, B. Lv, K. Sasmal, B. Lorenz, P. C. W. Chu, and A. M. Guloy, Phys. Rev. B **78**, 060505(R) (2008).
2. Т. Е. Кузьмичева and С. А. Кузьмичев, JETP Lett. **114**, 630 (2021).
3. 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).
4. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
5. H. Kontani and S. Onari, Phys. Rev. Lett. **104**, 157001 (2010).
6. L. Benfatto, B. Valenzuela, and L. Fanfarillo, npj Quantum Mater. **3**, 56 (2018).
7. S. V. Borisenko, V. B. Zabolotnyy, A. A. Kordyuk, D. V. Evtushinsky, T. K. Kim, I. V. Morozov, R. Follath, and B. Büchner, Symmetry **4**, 251 (2012).
8. K. Umezawa, Y. Li, H. Miao, K. Nakayama, Z.-H. Liu, P. Richard, T. Sato, J. B. He, D.-M. Wang, G. F. Chen, H. Ding, T. Takahashi, and S.-C. Wang, Phys. Rev. Lett. **108**, 037002 (2012).

9. 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).
10. T. Saito, S. Onari, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **88**, 045115 (2013).
11. T. Saito, Y. Yamakawa, S. Onari, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **92**, 134522 (2015).
12. G. Tan, P. Zheng, X. Wang, Y. Chen, X. Zhang, J. Luo, T. Netherton, Y. Song, P. Dai, C. Zhang, and S. Li, *Phys. Rev. B* **87**, 144512 (2013).
13. K. Cho, M. A. Tanatar, N. Spyrison, H. Kim, Y. Song, P. Dai, C. L. Zhang, and R. Prozorov, *Phys. Rev. B* **86**, 020508(R) (2012).
14. S. Y. Zhou, X. C. Hong, X. Qiu, B. Y. Pan, Z. Zhang, X. L. Li, W. N. Dong, A. F. Wang, X. G. Luo, X. H. Chen, and S. Y. Li, *Europhys. Lett.* **101**, 17007 (2013).
15. S. A. Kuzmichev, I. V. Morozov, A. I. Shilov, E. O. Rakhmanov, and T. E. Kuzmicheva, *JETP Lett.* **117**, 612 (2023).
16. L. Morgun, S. Kuzmichev, I. Morozov, A. Degtyarenko, A. Sadakov, A. Shilov, I. Zhuvagin, Y. Rakhmanov, and T. Kuzmicheva, *Materials* **16**, 6421 (2023).
17. S. Kuzmichev, A. Muratov, S. Gavrilkin, I. Morozov, A. Shilov, Y. Rakhmanov, A. Degtyarenko, and T. Kuzmicheva, *Eur. Phys. J. Plus* **139**, 74 (2024).
18. J. Moreland and J. W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
19. S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, *Low Temp. Phys.* **42**, 1008 (2016).
20. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
21. R. K ummel, U. Gunsenheimer, and R. Nicosky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
22. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
23. Z. Popovi c, S. A. Kuzmichev, and T. E. Kuzmicheva, *J. Appl. Phys.* **128**, 013901 (2020).
24. T. P. Devereaux and P. Fulde, *Phys. Rev. B* **47**, 14638 (1993).
25. V. A. Moskalenko, *Phys. Met. Metallogr.* **8**, 25 (1959).
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. T. E. Kuzmicheva and S. A. Kuzmichev, *Low Temp. Phys.* **45**, 1161 (2019).
29. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, Ya. G. Ponomarev, S. N. Tchesnokov, V. M. Pudalov, E. P. Khlybov, and N. D. Zhigadlo, *Phys.-Uspekhi* **57**, 819 (2014).
30. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. M. Pudalov, and N. D. Zhigadlo, *Phys. Rev. B* **95**, 094507 (2017).
31. A. A. Abrikosov, *Physica C* **341-348**, 97 (2000).