

Туннельная спектроскопия недодопированных пниктидов $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ в нормальном состоянии

© И.А. Никитченко^{1,2}, С.А. Кузьмичев^{1,2}, А.Д. Ильина², И.В. Морозов³, А.И. Шилов²,
Е.О. Рахманов^{3,2}, Т.Е. Кузьмичева²

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия

³ Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

E-mail: nikitchenkov.ia19@physics.msu.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.

В окончательной редакции 6 марта 2025 г.

Принята к публикации 5 мая 2025 г.

Методами туннельной спектроскопии исследованы монокристаллы номинального недодопированного состава $\text{NaFe}_{0.979}\text{Co}_{0.021}\text{As}$ (т.е. с недостатком замещающего кобальта по сравнению с соединением, обладающим максимальной критической температурой T_c) в сверхпроводящем и нормальном состоянии. На $dI(V)/dV$ -спектрах туннельных контактов при температурах как ниже, так и выше T_c обнаружена воспроизводимая остаточная нелинейность, нехарактерная для классического случая и не связанная со сверхпроводящими свойствами, которая исчезает при $T \approx 60$ К. Обсуждается природа наблюдаемого эффекта и его возможная связь с нематичностью электронной подсистемы.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, арсениды железа, break-junction, фазовая диаграмма.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61178.11NN-25

1. Введение

Допированные кобальтом соединения $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ относятся к семейству 111 [1,2] обширного класса железосодержащих высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [3]. Кристаллическая структура семейства 111 квазидвумерна и содержит сверхпроводящие слои FeAs^- , располагающиеся перпендикулярно кристаллографической оси c и разделенные прослойкой из катионов щелочного металла Na^+ .

Электронная структура NaFeAs демонстрирует выраженный квазидвумерный характер. На поверхности Ферми присутствуют дырочные цилиндры вблизи Γ -точки зоны Бриллюэна и электронные цилиндры вблизи M -точки [4], на которых ниже критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c образуется несколько сверхпроводящих конденсатов (см. рис. 9 в [5]). Интересно отметить, что в некоторых работах [6,7] сообщалось об аномальном изменении электронной структуры железосодержащих ВТСП с ростом температуры при $T > T_c$, нехарактерном для классических представлений.

В отличие от представителей семейств 1111 и 122, сверхпроводимость в пниктидах семейства 111 обнаруживается для стехиометрического состава NaFeAs . Помимо сверхпроводящей фазы, NaFeAs демонстрирует структурный фазовый переход от тетрагональной сингонии ($P4/nmm$) к ромбической ($Cmma$) при $T_s \approx 55$ К

с последующим антиферромагнитным (АФМ) упорядочением при $T_m \approx 43$ К в состояние с волной спиновой плотности, при этом АФМ- и сверхпроводящая фазы разделены по объему кристалла в недодопированных составах (в качестве обзора см. [5]). Структурный переход при $T_s > T_m$, с одной стороны, как отмечается в [8], коррелирует со свойствами электронной подсистемы и может быть обусловлен орбитальным упорядочением. Уже при небольшом замещении атомов Fe на Co температуры T_s и T_m понижаются, достигая нуля вблизи области оптимального допирования, а критическая температура в системе $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ достигает максимального значения $T_c \approx 22$ К при уровне замещения $x = 0.03-0.04$ [9]. При вариации x в сторону уменьшения или увеличения зависимость $T_c(x)$ в ВТСП-соединениях обычно описывает „колокол“, уходя на фазовой диаграмме в так называемую „недодопированную“ или „передопированную“ область соответственно.

Нематический порядок электронной подсистемы определяется как спонтанное нарушение C_4 -симметрии [10,11] и сопровождается появлением анизотропии некоторых транспортных, магнитных и оптических свойств в ab -плоскости [12–17]. Отметим, что в некоторых работах [12,14,15] в материалах семейства NaFeAs нематичность электронной подсистемы наблюдалась вплоть до температур, намного превышающих T_c . Нематические флуктуации также охватывают область фазовой диаграммы за пределами структурного пере-

хода [18]. Подобное нарушение C_4 -симметрии свойств электронной подсистемы наблюдалось и в других сверхпроводниках недодопированных составов, где магнетизм железа (и, возможно, нематичность) сосуществуют со сверхпроводимостью [19,20]. Напротив, наблюдение нематичности надежно не подтверждено в „магнитных“ сверхпроводниках семейства $\text{EuRbFe}_4\text{As}_4$, где дальний магнитный порядок ниже T_c осуществляется за счет магнетизма 4f-орбиталей Eu [21,22].

Согласно расчетам [23,24], ниже T_c на фоне нематичности электронной подсистемы реализуется сверхпроводящий параметр порядка, сохраняющий симметрию C_2 -типа. Например, это было подтверждено экспериментально с помощью квазичастичной интерференции в FeSe [25].

Вопрос о природе нематического состояния пока остается открытым [11]. Так, в работах [8,24–28] обсуждается связь нематичности со свойствами спиновой, зарядовой, орбитальной и сверхпроводящей подсистем. В общем случае в нематическом состоянии реализуются три параметра порядка [11]: 1) структурный, связанный непосредственно с искажением кристаллической решетки посредством фононов; 2) зарядовый/орбитальный, связанный с неэквивалентностью заполнения d_{xz} - и d_{yz} -орбиталей; 3) спиновый, возникающий из-за неэквивалентности пиков динамической спиновой восприимчивости $\chi(q, \omega)$ на векторах $(\pi, 0)$ и $(0, \pi)$. Строго доказать, какой из вышеуказанных порядков первичен и, соответственно, какой тип флуктуаций является предвестником нематичности, не представляется возможным ни теоретически, ни экспериментально [11].

Одной из интересных особенностей зонной структуры некоторых железосодержащих ВТСП преимущественно недодопированных составов является „мини-щель“ ниже уровня Ферми E_F и наличие на ее краях особенностей ван Хофа [29], связанных с асимметрией зон, образованных $3d_{xz}$ - и $3d_{yz}$ -орбиталями железа, в нематической фазе при температурах, превышающих T_s [30,31]. Наличие пиков плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи E_F и их сглаживание с увеличением температуры при $T > T_s$ было предсказано в [26]. Для NaFeAs и BaFe_2As_2 стехиометрических составов аналогичные результаты получены в работе [32].

В экспериментах методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) заметное температурное изменение спектральной плотности вблизи уровня Ферми наблюдалось преимущественно в сверхпроводниках стехиометрических и недодопированных составов (т.е. вблизи АФМ- и нематической фаз): в NaFeAs [16,33], $\text{NaFe}_{0.9825}\text{Co}_{0.0175}\text{As}$ [34] и пниктидах семейства Ва-122 [30,31]. Косвенно немонотонность $N(E)$ в пниктидах семейства Ва-122 подтверждается наблюдением остаточной нелинейности спектров динамической проводимости туннельных контактов в нормальном состоянии выше T_c [35–38], в данных работах наблюдался минимум $dI(V)/dV$ при нулевом смещении.

Напротив, авторы теоретических работ [39,40] предсказывают возникновение в нематической фазе логарифмической добавки вблизи E_F к одночастичной функции $N(E)$, что приводит к появлению пика динамической проводимости при нулевом смещении на $dI(V)/dV$ -спектре туннельного контакта [40]. Опираясь на предсказания [40], авторы исследования [38] связывают с нематической фазой наблюдаемую ими трансформацию минимума $dI(V)/dV$ в максимум, происходящую с ростом температуры. Однако неясными остаются причины, по которым $dI(V)/dV$ -спектр при низких температурах в области $T > T_c$ демонстрирует недостаток проводимости при нулевом смещении [38].

Настоящая работа посвящена исследованию свойств ферропниктидов $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ недодопированного состава ($x = 0.021$) методом туннельной спектроскопии, позволяющей локально изучать объемные свойства электронной подсистемы. Ранее при исследовании сверхпроводящего параметра порядка в $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ [41] нашей группой были обнаружены особенности на туннельных $dI(V)/dV$ -спектрах при больших смещениях $eV > 2\Delta_L(0)$, где $\Delta_L(0)$ — величина большой сверхпроводящей щели при нулевой температуре. Эти аномалии, не связанные напрямую со сверхпроводящим состоянием, наблюдались при $T > T_c$. Настоящая работа раскрывает температурную эволюцию указанных особенностей нормального состояния в широком диапазоне температур. На основе полученных экспериментальных данных проводится анализ возможных причин возникновения исследуемой нелинейности. Обсуждается природа наблюдаемого эффекта.

2. Детали эксперимента

Образцы номинального состава $\text{NaFe}_{0.979}\text{Co}_{0.021}\text{As}$ были выращены методом кристаллизации из расплава, содержащего небольшой избыток As. Детали синтеза, а также характеристика используемых монокристаллов при помощи рентгеноспектрального анализа, измерений температурных зависимостей сопротивления $R(T)$ и намагниченности $M(T)$ подробно обсуждаются в работах [41,42]. Полученные данные подтверждают гомогенность состава синтезированных монокристаллов и наличие единственной сверхпроводящей фазы с $T_c^{\text{onset}} \approx 20.5$ K. Состав выращенных монокристаллов $\text{Na}_{0.69(3)}\text{Fe}_{1.048(11)}\text{Co}_{0.0094(9)}\text{As}_{1.000(12)}$ был установлен в результате совместной статистической обработки данных энергодисперсионной спектроскопии, полученных в 8–10 точках на поверхности пяти кристаллов.

Для получения туннельных структур типа ScS (где S — сверхпроводник, с — барьер) и NcN (N — нормальный металл) использовалась планарная механически регулируемая модификация [43] техники „break-junction“ [44]. В рамках данной методики создается туннельный контакт на микротрещине, возникающей в

результате механического раскалывания монокристалла в условиях низких температур $T = 4.2\text{ K}$.

Из-за присутствия щелочного металла в структуре $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ быстро деградирует в воздушной атмосфере, поэтому все манипуляции с исследуемым образцом при подготовке к измерениям производились в перчаточном боксе с атмосферой сухого аргона. В рамках методики прямоугольный монокристаллический образец слоистого соединения $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$, имеющий форму тонкой пластинки с типичными поперечными размерами $3 \times 1.5 \times 0.1\text{ mm}^3$, устанавливался на поверхности П-образного упругого измерительного столика так, чтобы ab -плоскость кристалла совпадала с плоскостью столика. Далее, при помощи расположенных на углах монокристалла каплей In-Ga -припоя, был обеспечен электрический контакт по четырехточечной схеме измерения. Столик вместе с образцом охлаждался до температуры $T = 4.2\text{ K}$, при этом In-Ga затвердевает и обеспечивает механическую фиксацию монокристалла на поверхности столика. Под воздействием смещения микрометрического винта столик прецизионно прогибается, что приводит к расслаиванию монокристалла в ab -плоскости с образованием туннельного контакта на естественных ступеньках и террасах, разделяющих два криогенных скола вдоль c -направления (рис. 1 в [45]). Таким образом формируется туннельный контакт с чистыми криогенными сколами, причем туннельный ток всегда протекает через контакт вдоль c -направления. Момент возникновения криогенного скола контролируется по появлению конечного наклона вольт-амперной характеристики (ВАХ) в реальном времени. Путем дальнейшей механической регулировки изгиба столика в процессе эксперимента возможна настройка геометрии туннельного контакта через изменение его площади, при этом объемные энергетические параметры исследуются локально.

В сверхпроводящем состоянии (ниже T_c) полученные симметричные туннельные ScS -контакты демонстрировали ряд особенностей, позволяющих отнести их к SNINS-типу с высокой прозрачностью слабой связи с (I — изолятор с барьерным параметром $Z < 0.3$), отсутствием фазовой когерентности между S -берегами и режимом пролета квазичастиц, близком к баллистическому ($l > d \gg \xi_0$, где l — длина свободного пробега, d — размер контакта, обе величины взяты в кристаллографическом ab -направлении; ξ_0 — длина когерентности). В соответствии с теоретическими представлениями [45–48], эффект андреевских отражений, реализующийся в таком контакте, вызывает избыточный андреевский ток во всем диапазоне смещений V , пик дифференциальной проводимости контакта G_{ZBC} при малых смещениях напряжения $V \rightarrow 0$ (т.н. „пьедестал“), а также щелевые особенности при смещении $eV(T) = 2\Delta(T)$. Формально, вне зависимости от величины Z , транспорт через такой ScS -контакт можно назвать „туннелированием“ носителей с помощью процессов андреевского рассеяния и прямого прохождения.

Неупругие процессы сокращают время жизни куперовских пар и квазичастиц, уширяя пики плотности состояний $N(E)$ как в сверхпроводящем, так и в нормальном состоянии. Степень размытия характеризуется энергетическим параметром $\Gamma = \hbar/(2\tau)$, введенным Дайнсом [49], и отражается в туннельном эксперименте в виде уширения наблюдаемых спектральных особенностей [50]. Экспериментально [51] для родственного соединения LiFeAs была показана аномально высокая амплитуда неупругого рассеяния (параметра размытия) $\Gamma \approx \Delta(0)$ и ее не-ферми-жидкостное поведение ($\Gamma \propto E$). Наличие изолятора в барьере с (что соответствует $Z \neq 0$) является дополнительным фактором, снижающим величину андреевского избыточного тока при $eV \gg 2\Delta$ и андреевской проводимости при нулевом смещении [46,47].

При $T > T_c$ сверхпроводящие берега контакта переходят в нормальное состояние. В соответствии с феноменологическим подходом Живера и Мегерле [52] ток через симметричный $N'cN$ -контакт определяется перенормировкой плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи E_F :

$$I(V) = A' \int_{-\infty}^{\infty} N'(E)N(E + eV)\{f(E) - f(E + eV)\}dE, \quad (1)$$

где A' — содержит геометрический фактор и матричный элемент туннелирования, $f(E)$ — равновесное распределение Ферми–Дирака. Обычно данный подход используется для описания контактов низкой прозрачности ($Z > 3$), а для барьера с произвольным Z можно использовать подход модели Блондера–Тинкхама–Клапвика (БТК) [46] для $E \gg \Delta \rightarrow 0$. В частности, для $N'cN$ -контакта (выше T_c) в рамках модели БТК получено следующее выражение для туннельного тока:

$$I(V) = \frac{1}{eR_N} \int_{-\infty}^{\infty} T(E)\{f(E) - f(E + eV)\}dE, \quad (2)$$

где коэффициент прохождения

$$T(E) = 1 - B(E) = 2N(E)/[N(E) + 1 + 2Z^2]. \quad (3)$$

В квазиклассическом случае, когда вблизи уровня Ферми отсутствуют особенности ван Хофа и безразмерная $N(E) \approx \text{const}$, ВАХ NcN -контакта имеет омическую (линейную) форму. Напротив, если функция $N(E) \neq \text{const}$ вблизи E_F — например, в связи с особенностями зонной структуры (при любых температурах) или из-за перенормировки плотности электронных состояний на взаимодействие с характерными для системы бозонными модами ниже T_c — ВАХ изучаемого контакта отклоняется от омической зависимости. В таком случае, исследуя нелинейность ВАХ, можно получить некоторую информацию о поведении функции $N(E)$ в данном соединении. Для контакта высокой прозрачности с малым Z , согласно формулам (2) и (3), эффект также будет

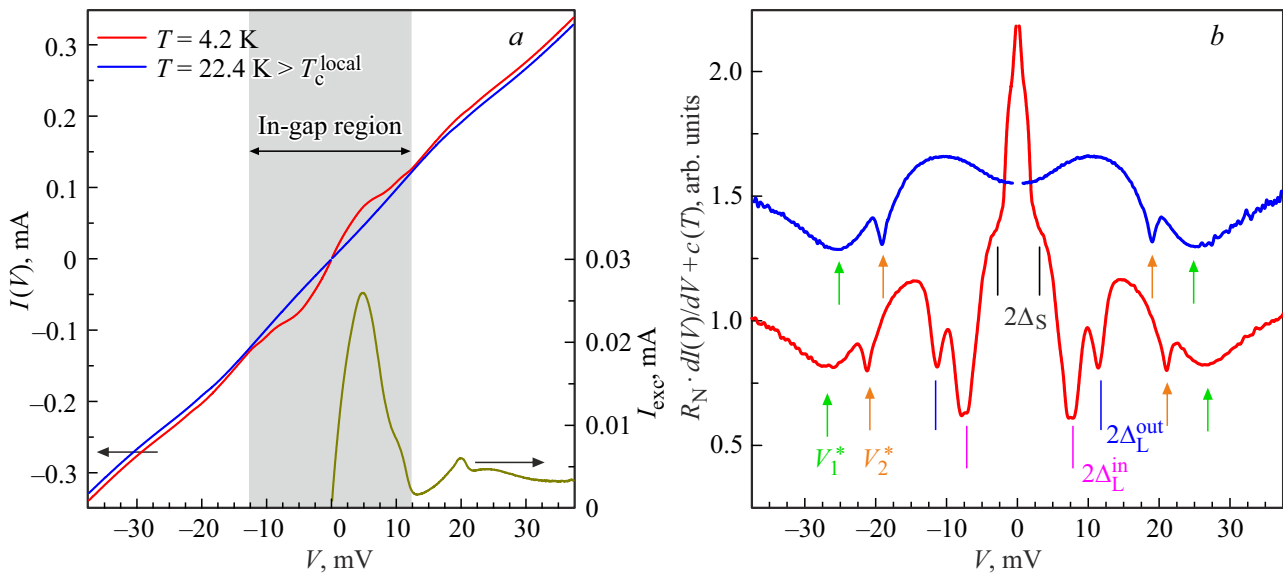


Рис. 1. *a* — ВАХ туннельного контакта, измеренная при $T = 4.2$ K (ScS, линия красного цвета) и выше T_c при $T = 22.4$ K (NcN, линия синего цвета). На вставке показан избыточный андреевский ток $I_{\text{exc}}(V) \equiv I(V, 4.2 \text{ K}) - I(V, 22.4 \text{ K})$ (линия темно-желтого цвета). Серым отмечена внутрищелевая область смещений. *b* — $dI(V)/dV$ -спектр данного контакта, измеренный при $T = 4.2$ и 22.4 K (линии соответствующих цветов). Спектры вручную сдвинуты по вертикали для удобства. Вертикальными штрихами при $T = 4.2$ K отмечено положение фундаментальных андреевских особенностей от трех СП-параметров порядка $2\Delta_L^{\text{out}} \approx 11.3$ meV, $2\Delta_L^{\text{in}} \approx 7.5$ meV, $2\Delta_S \approx 2.6$ meV. Стрелками показано положение характерных минимумов остаточной нелинейности $dI(V)/dV$ -спектра, не связанной напрямую со СП-свойствами: $V_1^* \approx 26.6$ mV, $V_2^* \approx 21.2$ mV.

наблюдаться, однако амплитуда нелинейности $dI(V)/dV$ -спектра будет меньше амплитуды изменения $N(E)$.

3. Результаты

На рис. 1 представлены ВАХ (*a*) и соответствующие спектры дифференциальной проводимости (*b*) туннельных контактов, созданных в образце $\text{NaFe}_{0.979}\text{Co}_{0.021}\text{As}$ при помощи метода планарного „break-junction“. Красные кривые соответствуют температуре $T = 4.2$ K, тогда как синие кривые были получены в нормальном состоянии, при температуре $T = 22.4$ K $> T_c$. В соответствии со всеми имеющимися теоретическими подходами [45–47], ниже T_c представленные на рис. 1 туннельные контакты находятся в некогерентном SNS-режиме: в сверхпроводящем состоянии на ВАХ не наблюдается сверхтоковая ветвь, присутствует избыточный ток I_{exc} во всем диапазоне напряжений смещения (темно-желтая кривая, рис. 1, *a*)), а также область „пьедестала“ с амплитудой G_{ZBC} при малых смещениях.

Ниже T_c внутрищелевая область полученного $dI(V)/dV$ -спектра (красная кривая на рис. 1, *b*) содержит три основные особенности при смещениях $|V| \approx 11.3$, 7.5 и 2.6 mV, определяющих три основные энергии для сверхпроводящего параметра порядка и указывающие на его анизотропию: $2\Delta_L^{\text{out}}$, $2\Delta_L^{\text{in}}$ и $2\Delta_S$ соответственно. Более подробно подобные андреевские структуры были проанализированы в предыдущих работах [41,42]. $2\Delta_L^{\text{out}}$ и $2\Delta_L^{\text{in}}$ имеют схожую температурную

зависимость и, предположительно, относятся к одному и тому же, анизотропному в k -пространстве сверхпроводящему конденсату, являясь максимальной и минимальной энергиями связи куперовских пар в зависимости от направления импульса; напротив, малая сверхпроводящая щель $2\Delta_S$ демонстрирует собственную температурную эволюцию и открывается в других зонах ниже T_c [42].

Особенности, обусловленные эффектом андреевских отражений на ВАХ и спектре дифференциальной проводимости на рис. 1, исчезают при переходе в нормальное состояние. Однако выше T_c характеристики $I(V)$ и $dI(V)/dV$ демонстрируют общую (остаточную) нелинейность в большом диапазоне смещений. На спектре наблюдаются минимумы при $V_1^* \approx 26.6$ mV, $V_2^* \approx 21.2$ mV, обозначенные на рис. 1, *b* стрелками. Минимум при $eV = 0$ на синей кривой не воспроизводится для полученных нами контактов на базе $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ и может быть в данном случае следствием нагрева контактной области измерительным током. Отметим, что спектры на рис. 1, *b* намеренно сдвинуты по вертикали для удобства рассмотрения: в действительности динамическая проводимость G_N контакта при больших смещениях $eV \gg \Delta(0)$ не менялась с повышением температуры.

Обнаруженная нелинейность нормального состояния воспроизводится от контакта к контакту. Рис. 2 содержит набор записанных при $T > T_c$ ВАХ (*a*) и $dI(V)/dV$ -спектров (*b*). Интересно отметить, что хотя данные на рис. 2 измерены в нормальном состоянии, приведенные характеристики напоминают $I(V)$ и спектры NIS-

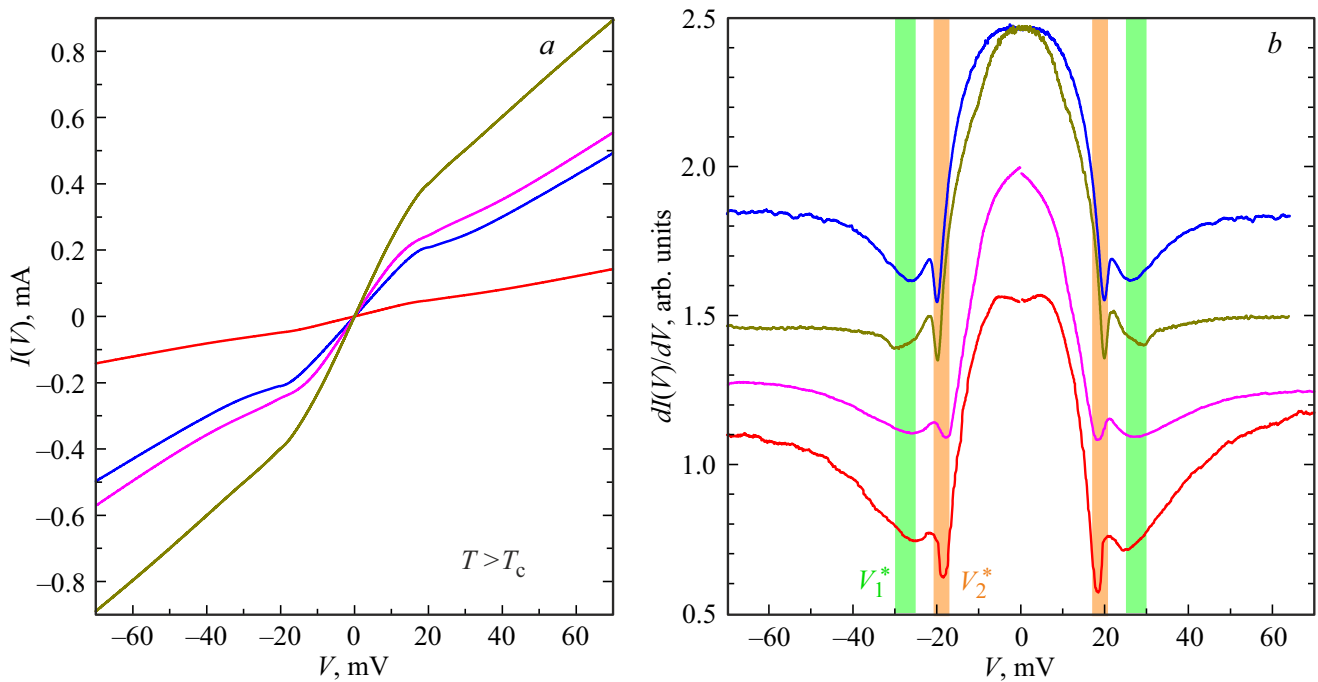


Рис. 2. *a* — ВАХ и *b* — $dI(V)/dV$ -спектры NcN-контактов, измеренные в нормальном состоянии при $T > T_c$. Вид этих кривых имитирует характеристики NS-контакта. Спектры вручную сдвинуты по вертикали для удобства. Вертикальными линиями отмечено положение характерных минимумов остаточной нелинейности $dI(V)/dV$ -спектра, не связанной напрямую со СП-свойствами: $V_1^* \approx 27.5$ мВ, $V_2^* \approx 18.5$ мВ.

контактов, получаемых в сверхпроводящем состоянии, это, тем не менее, является имитацией. Нами были получены туннельные контакты различной площади, обладающие существенно неодинаковым нормальным сопротивлением $R_N = 1/G_N$, которое можно оценить по наклону ВАХ в области $eV \gg \Delta(0)$. Вне зависимости от размеров контакта, сохраняется характерная форма исследуемой остаточной нелинейности нормального состояния: максимум в области малых смещений, а также два минимума $dI(V)/dV$ при напряжениях V_1^* и V_2^* , выделенных на рис. 2, *b* полосами зеленого и оранжевого цвета соответственно. Воспроизводятся также характерные положения этих двух минимумов. На гистограмме рис. 3, *a* представлена статистика значений V_1^* , V_2^* , полученных на различных образцах $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ недодопированных составов с $T_c \approx 19\text{--}22$ К из одной закладки. Видно, что для полученных контактов в среднем характерные минимумы нелинейности наблюдаются при $V_1^* \approx 20$ мВ, $V_2^* \approx 27$ мВ, а разброс значений не превышает $\pm 11\%$. Этот разброс не коррелирует с сопротивлением полученных контактов, что показано на рис. 3, *b*. Показанная воспроизводимость не позволяет отнести исследованные особенности к случайным эффектам или геометрическим резонансам, возникающим в контактной области. Таким образом, наблюдаемая остаточная нелинейность $dI(V)/dV$ -спектров связана с внутренними, объемными свойствами нормального состояния соединения $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$.

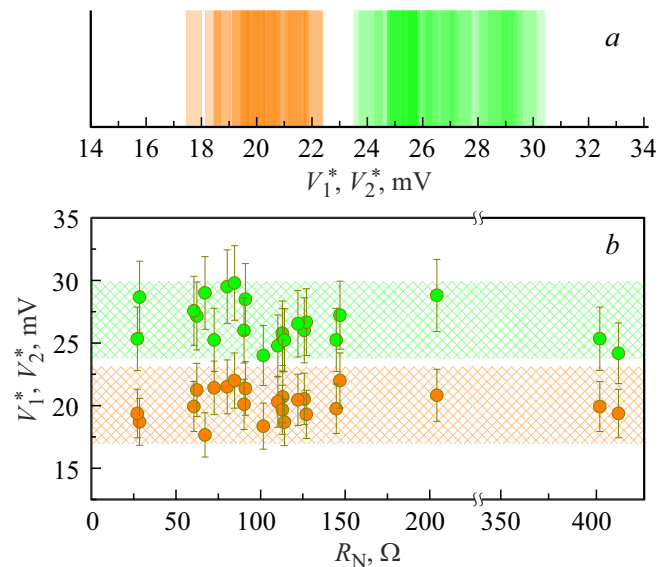


Рис. 3. *a* — гистограмма положений характерных минимумов V_1^* , V_2^* при $T = 4.2$ К остаточной нелинейности $dI(V)/dV$ -спектра, не связанной напрямую со СП-свойствами. Для каждого исследованного контакта пара значений V_1^* , V_2^* показана полупрозрачными столбиками зеленого и оранжевого цвета, соответственно. Положение области максимальной интенсивности цвета по горизонтали соответствует значению, наиболее часто наблюдаемому в эксперименте; вертикальная ось не имеет значения. *b* — зависимости V_1^* , V_2^* от нормального сопротивления контакта R_N , полученные на образцах $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ недодопированного состава с $T_c \approx 19\text{--}22$ К из одной закладки.

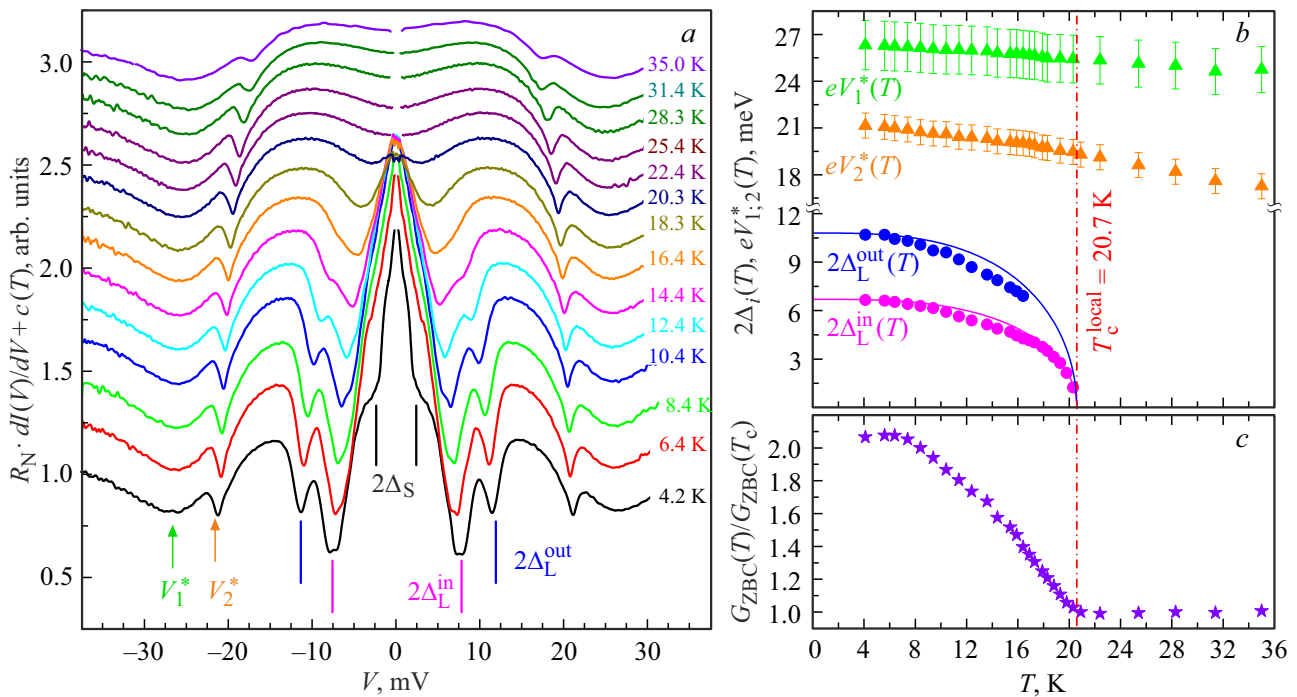


Рис. 4. *a* — $dI(V)/dV$ -спектр туннельного контакта, измеренный при $4.2 \text{ K} \leq T \leq 35 \text{ K}$ в сверхпроводящем (ScS) и нормальном (NcN) состоянии. Локальная критическая температура контакта $T_c^{\text{local}} \approx 20.7 \text{ K}$. Спектры вручную сдвинуты по вертикали для удобства. Вертикальными штрихами при $T = 4.2 \text{ K}$ отмечено положение фундаментальных андреевских особенностей от трех СП-параметров порядка $2\Delta_L^{\text{out}} \approx 11.3 \text{ meV}$, $2\Delta_L^{\text{in}} \approx 7.5 \text{ meV}$, $2\Delta_S \approx 2.6 \text{ meV}$. Стрелками при $T = 4.2 \text{ K}$ показано положение характерных минимумов остаточной нелинейности $dI(V)/dV$ -спектра, не связанной напрямую со СП-свойствами: $eV_1^* \approx 26.6 \text{ meV}$, $eV_2^* \approx 21.2 \text{ meV}$. *b* — температурные зависимости СП-параметров порядка $2\Delta_L^{\text{out, in}}(T)$ (кружки; однозонные БКШ-образные функции показаны сплошными линиями для сравнения) и положений минимумов $eV_{1,2}^*(T)$ (треугольники). Штрихпунктирная линия разделяет СП-область при $T < T_c^{\text{local}}$ и область нормального состояния. *c* — температурная зависимость проводимости при нулевом смещении $G_{\text{ZBC}}(T)$, нормированная на свое значение при T_c (звезды).

На рис. 4, *a* представлен $dI(V)/dV$ -спектр туннельного контакта, измеренный в интервале температур $4.2 \text{ K} \leq T \leq 35 \text{ K}$, т.е. как в сверхпроводящем (ScS), так и в нормальном состоянии (NcN). С ростом температуры характерные для эффекта андреевских отражений особенности („пьедал“ при $eV = 0$, щелевые особенности) постепенно размываются; при этом щелевые минимумы (отмеченные при $T = 4.2 \text{ K}$ вертикальными штрихами) сдвигаются в область нулевого напряжения смещения, полностью исчезая со спектра при достижении T_c . Из положения минимумов извлечен температурный ход сверхпроводящих параметров порядка $2\Delta_L^{\text{out}}$ и $2\Delta_L^{\text{in}}$ (предположительных экстремумов большой сверхпроводящей щели), представленных на рис. 4, *b* кружками. Полученные температурные зависимости $\Delta_L^{\text{in, out}}(T)$ в целом близки к соответствующей зависимости $\Delta(T)$, которую дает теория Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) (представлена сплошной линией на рис. 4, *b*), но проходят немного ниже нее, что можно объяснить умеренным межзонным взаимодействием (подробный анализ подобной зависимости в рамках многозонного приближения приведен в [42]). Локальная критическая температура контакта $T_c^{\text{local}} \approx 20.7 \text{ K}$ была

оценена как температура, при которой огибающая БКШ-образная функция обращается в ноль.

Форма остаточной нелинейности $dI(V)/dV$ -спектров в нормальном состоянии, напротив, слабее меняется с ростом температуры (рис. 4, *a*). Положения характерных минимумов V_1^* и V_2^* (треугольники на рис. 4, *b*) монотонно уменьшаются как выше, так и ниже T_c : в частности, зависимости $V_{1,2}^*(T)$ не повторяют форму $\Delta_L^{\text{in, out}}(T)$ при $T < T_c$ и не демонстрируют какой-либо особенности при $T = T_c$. Можно с уверенностью заключить, что данные минимумы не связаны со свойствами сверхпроводящей подсистемы. Для сравнения, температурная зависимость проводимости этого контакта при нулевом смещении $G_{\text{ZBC}}(T)$ отражена на рис. 4, *c*. В СП-состоянии с увеличением температуры наблюдается довольно быстрое падение G_{ZBC} за счет уменьшения амплитуды „пьедала“, определяемого температурными зависимостями сверхпроводящих щелей в соответствии с предсказаниями [53]. В нормальном состоянии при $T > T_c$ и повышении температуры до 36 K $G_{\text{ZBC}}(T)$ практически не меняется, подтверждая, что исследованный контакт находился в режиме, близком к баллистическому [54].

На рис. 5, *a* представлен $dI(V)/dV$ -спектр туннельного SNINS-контакта, созданного в другом образце из той

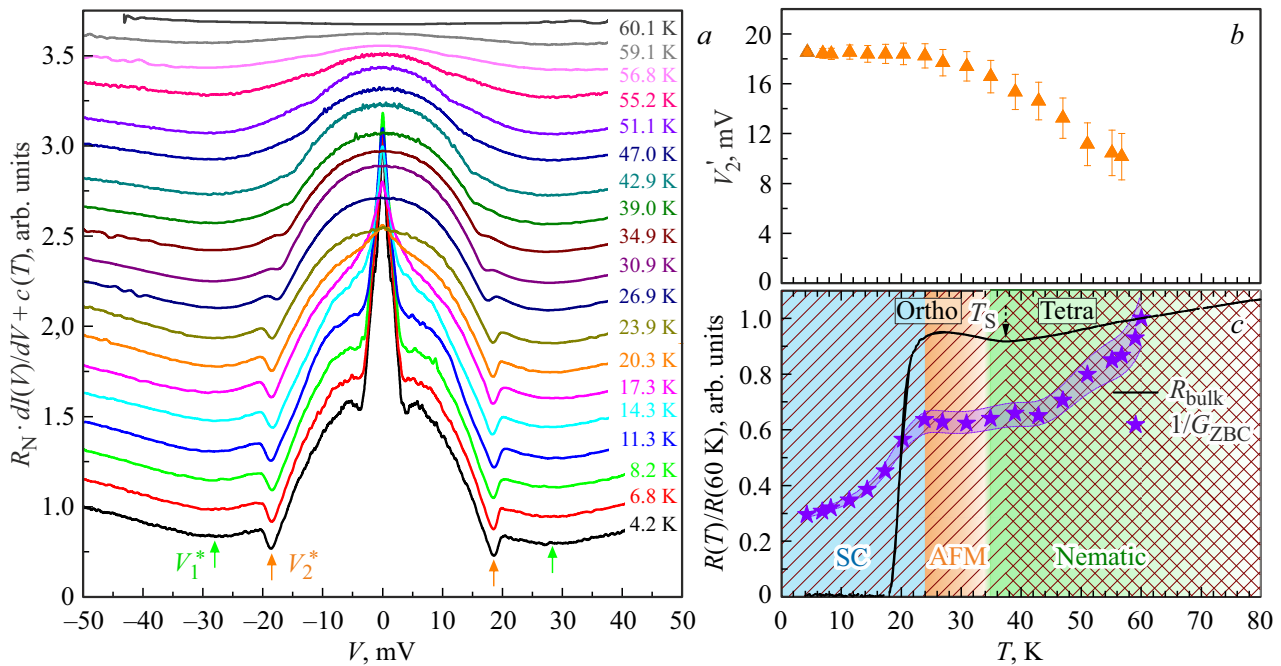


Рис. 5. *a* — $dI(V)/dV$ -спектр туннельного контакта, измеренный при температурах $4.2 \text{ K} \leq T \leq 60.1 \text{ K}$ в сверхпроводящем (ScS) и нормальном (NcN) состоянии. Локальная критическая температура контакта $T_c^{\text{local}} \approx 22 \text{ K}$. Спектры вручную сдвинуты по вертикали для удобства. Стрелками при $T = 4.2 \text{ K}$ отмечено положение характерных минимумов остаточной нелинейности $dI(V)/dV$ -спектра, не связанной напрямую со СП-свойствами: $V_1^* \approx 28.8 \text{ mV}$, $V_2^* \approx 18.8 \text{ mV}$. *b* — температурная зависимость положения минимума $V_{1,2}^*(T)$ (треугольники). *c* — температурная зависимость обратной проводимости контакта при нулевом смещении $1/G_{ZBC}(T)$ (звезды) и объемного сопротивления монокристалла $R_{\text{bulk}}(T)$ (сплошная черная кривая). Обе величины нормированы на свое значение при $T = 60 \text{ K}$. Стрелками отмечены температуры структурного фазового перехода $T_S \approx 37 \text{ K}$, соответствующая минимуму на зависимости $R_{\text{bulk}}(T)$. Граница нематической фазы $T_{\text{nem}} \approx 55-80 \text{ K}$ отмечена в соответствии с данными [12,14,16,17,33].

же закладки и измеренный в более широком диапазоне температур — $4.2 \text{ K} \leq T \leq 60.1 \text{ K}$ в сверхпроводящем и нормальном состоянии. На спектре, полученном при температуре 4.2 K , виден пик динамической проводимости G_{ZBC} при $eV = 0$, а андреевская структура представлена минимумами при малых смещениях $V \approx 4 \text{ mV}$, предположительно, от малой сверхпроводящей щели. В качестве причин сильно подавленной амплитуды андреевских особенностей от большой щели можно предположить влияние параметра размытия Γ . Наблюдаемые особенности, связанные с андреевскими отражениями, исчезают при достижении $T_c^{\text{local}} \approx 22 \text{ K}$. Минимумы остаточной нелинейности при $V_1^* \approx 28.8 \text{ mV}$, $V_2^* \approx 18.8 \text{ mV}$, напротив, наблюдаются до температуры $T \approx 57 \text{ K} \gg T_c$. При достижении температуры $T = 60.1 \text{ K}$ (верхняя кривая на рис. 5, *a*) на $dI(V)/dV$ -спектр и ВАХ линейризуется.

С увеличением температуры особенность при V_1^* значительно размывается, что затрудняет исследование зависимости ее фактического положения от температуры. На рис. 5, *b* представлена температурная зависимость положения более резкого минимума нелинейности нормального состояния $V_2^*(T)$. Видно, что смещение V_2^* монотонно снижается с температурой: от $V_2^*(0) \approx 18.8 \text{ mV}$ до $V_2^*(58 \text{ K}) \approx 10 \text{ mV}$.

Повышенная проводимость при малых смещениях (не связанная с андреевским „пьедесталом“) сохраняется на спектрах вплоть до $T \approx 60 \text{ K}$. На рис. 5, *c* представлена температурная зависимость обратной проводимости исследованного туннельного контакта при нулевом смещении $1/G_{ZBC}$. В сверхпроводящей области $4.2 \text{ K} < T < T_c^{\text{local}} \approx 22 \text{ K}$ значение $1/G_{ZBC}(T)$ возрастает с ростом T согласно предсказаниям [53]. Выше T_c и вплоть до $T = 44 \text{ K}$ обратная проводимость контакта $1/G_{ZBC}(T)$ не меняется в пределах экспериментальной погрешности. Начиная с температуры $T \approx 44 \text{ K}$ на рис. 5, *a* наблюдается постепенная линейризация спектров и монотонное размытие максимума проводимости при малых смещениях, соответствующее увеличению $1/G_{ZBC}(T)$ контакта на рис. 5, *c* примерно на 40% в температурном диапазоне $T = 44-60 \text{ K}$.

4. Обсуждение

Прежде чем переходить к обсуждению наиболее вероятных физических причин появления обнаруженной нелинейности $dI(V)/dV$ -спектров, еще раз рассмотрим возможные паразитные эффекты.

Минимумы нелинейности $dI(V)/dV$ -спектра при смещениях $V_{1,2}^*$ не могут быть вызваны перегревом контактной области при прохождении измерительного тока. Во-первых, смоделированная нами ранее форма $dI(V)/dV$ -спектра контакта в термическом режиме, подверженного перегреву (рис. 2 в [41]), не соответствует наблюдаемой в эксперименте. Во-вторых, в термическом режиме обратная проводимость контакта $1/G_{ZBC}(T)$ повторяла бы ход объемного сопротивления образца $R(T)$ (черная сплошная линия на рис. 5, *c*), которая содержит характерный для недодопированных составов $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ минимум при $T = T_s$, связанный со структурным фазовым переходом. Напротив, как упоминается выше, $G_{ZBC}(T) \approx \text{const}$ в широком диапазоне области температур $T > T_c$ и вплоть до $T = 44$ К означает отсутствие перегрева контактной области [54].

Процессы обратного рассеяния электронов на неравновесных фононах также можно исключить из рассмотрения. Известно, что для баллистических контактов такие процессы в контактной области приводят к незначительному (амплитудой менее 10% от G_N [55]) падению $dI(V)/dV$ при росте напряжения смещения, тогда как полученные экспериментальные спектры, напротив, демонстрируют рост дифференциальной проводимости в области смещений $V > V_1^*$, а амплитуда наблюдаемой нелинейности $dI(V)/dV$ в области минимума V_2^* достигает величины 40% от G_N .

Также наблюдаемая нелинейность не может быть следствием размерных резонансов в контактной области или случайных эффектов, поскольку как форма, так и положение характерных особенностей спектров воспроизводится и не зависит от нормального сопротивления контакта, следовательно, от его поперечного размера (рис. 2). Таким образом, наблюдаемый эффект обусловлен внутренними, объемными свойствами $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ недодопированных составов. Поскольку в $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ $dI(V)/dV$ -спектры туннельных контактов воспроизводимо демонстрируют максимум проводимости при малых смещениях (за исключением $dI(V)/dV$ -спектра на рис. 1, наблюдаемое на котором слабое понижение проводимости в центре можно объяснить локальным перегревом), следует исключить псевдощелевую природу наблюдаемой нелинейности.

Рассмотрев приведенные выше аргументы, можно заключить, что одной из вероятных причин возникновения нелинейности $dI(V)/dV$ -спектра, не связанной со сверхпроводящими свойствами, является присутствие особенностей плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми в соответствии с классическим подходом [52]. К сожалению, детальные расчеты или экспериментальные данные об энергетическом распределении $N(E)$ в $\text{NaFe}_{0.979}\text{Co}_{0.021}\text{As}$ на данный момент отсутствуют в литературе, что затрудняет расчет туннельного тока и проводимости по формуле (1) и, следовательно, прямую проверку данного предположения. Наблюдаемое температурное изменение формы остаточной нелинейности спектра (постепенный сдвиг положений

минимумов V_1^* и V_2^* в сторону нуля, уменьшение G_{ZBC} , см. рис. 4 и 5) не противоречит движению зон с температурой [6,7,30,31], не характерному для классических материалов. Однако можно с уверенностью сказать, что данные особенности $dI(V)/dV$ -спектров не могут быть вызваны перенормировкой $N(E)$ на спиновый резонанс, так как последняя имеет место только в сверхпроводящем состоянии при $T < T_c$ [56].

Форма остаточной нелинейности $dI(V)/dV$ -спектров туннельных NcN-контактов в $\text{NaFe}_{0.979}\text{Co}_{0.021}\text{As}$ (рис. 1, *b* и 2, *b*) не повторяет таковую в пниктидах $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$, наблюдаемую нами ранее в широком диапазоне допирования [36,37].

Согласно данным измерений анизотропии сопротивления в ab -плоскости [14] и ядерного магнитного резонанса [12], проведенных для $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ в широком диапазоне допирования, температура нематического перехода электронной подсистемы для составов с $x \approx 0.009$ – 0.01 (близких к $x \approx 0.0094$, исследуемому в данной работе) составляет $T_{\text{nem}} \approx 60$ – 80 К $> T_s$. Для стехиометрического состава NaFeAs были получены близкие оценки $T_{\text{nem}} \approx 55$ – 75 К [16,17,33]. Поскольку в нашем эксперименте исследовались монокристаллы состава $\text{Na}_{0.69}\text{Fe}_{1.048}\text{Co}_{0.0094}\text{As}$ с заметным дефицитом натрия и небольшим избытком железа, их фазовая диаграмма электронного замещения (Fe,Co) и характерные температуры фаз могут немного отличаться от таковых для образцов $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$. Тем не менее, можно провести качественное сравнение.

Интересно отметить, что температура $T^* \approx 60$ К линейаризация $dI(V)/dV$ -спектра по данным рис. 5, *c* попадает в общий диапазон температур нематического перехода $T_{\text{nem}} \approx 55$ – 80 К, оцененный в [12,14,16,17,33] для недодопированных и стехиометрических составов. Таким образом, можно предположить, что наблюдаемый эффект связан с перенормировкой плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми, вызванной нематичностью электронной подсистемы.

Заметим также воспроизводимое отсутствие подобной нелинейности выше T_c на ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектрах контактов на микротрещине в образцах передодопированного состава $\text{NaFe}_{0.955}\text{Co}_{0.045}\text{As}$ и в монокристаллах LiFeAs (заведомо не имеющих нематической фазы [15,57], выращенных аналогичным способом и исследованных нами ранее [58,59]. Для более детального анализа природы нелинейности $dI(V)/dV$ -спектров необходимо определение ее эволюции при изменении электронного допирования в веществе-родоначальнике NaFeAs и недодопированных $\text{NaFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ составах, что представляется целью дальнейших исследований.

5. Заключение

Исследованы особенности $I(V)$ и $dI(V)/dV$ -характеристик туннельных контактов на микротрещине, созданных в монокристаллах номинального

недодопированного состава $\text{NaFe}_{0.979}\text{Co}_{0.021}\text{As}$, в сверхпроводящем и нормальном состоянии. Выше T_c на $dI(V)/dV$ -спектрах воспроизводимо наблюдались сильная остаточная нелинейность, содержащая минимумы при смещениях $V_1^* \approx 20$ мВ, $V_2^* \approx 27$ мВ, и максимум динамической проводимости при малых смещениях, исчезающие при $T^* \approx 60$ К. Показана объемная природа наблюдаемого эффекта и его возможная связь с нематичностью электронной подсистемы. Эффект постепенной линеаризации $dI(V)/dV$ -спектра и уменьшения $G_{\text{ЗВС}}(T)$ начинался при температуре $T \approx 44$ К, отлично согласующейся с температурой нематического перехода $T_{\text{нем}}$ по данным [14].

Благодарности

Авторы благодарят М.М. Коршунова за полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 22-72-10082.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.H. Tapp, Z. Tang, B. Lv, K. Sasmal, B. Lorenz, P.C.W. Chu, A.M. Guloy. *Phys. Rev. B* **78**, 6, 060505(R) (2008).
- [2] D.R. Parker, M.J.P. Smith, T. Lancaster, A.J. Steele, I. Franke, P.J. Baker, F.L. Pratt, M.J. Pitcher, S.J. Blundell, S.J. Clarke. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 5, 057007 (2010).
- [3] Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, R. Kawamura, H. Yanagi, T. Kamiya, H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. **128**, 31, 10012 (2006).
- [4] M.D. Watson, S. Aswartham, L.C. Rhodes, B. Parrett, H. Iwasawa, M. Hoesch, I. Morozov, B. Büchner, T.K. Kim. *Phys. Rev. B* **97**, 3, 035134 (2018).
- [5] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев. Письма в ЖЭТФ **114**, 10, 685 (2021). [T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev. *JETP Lett.* **114**, 10, 630 (2021).]
- [6] R.S. Dhaka, S.E. Hahn, E. Razzoli, R. Jiang, M. Shi, B.N. Harmon, A. Thaler, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, A. Kaminski. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 6, 067002 (2013).
- [7] Л.Л. Лев, Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, А.М. Лебедев, В.Г. Назин, Р.Г. Чумаков, А.И. Шилов, Е.О. Рахманов, И.В. Морозов. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **79**, 1, 2410502 (2024). [L.L. Lev, T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.M. Lebedev, V.G. Nazin, R.G. Chumakov, A.I. Shilov, E.O. Rahmanov, I.V. Morozo. *Moscow Univ. Bull. Phys.* **79**, 1, 46 (2024).]
- [8] H. Ghosh, S. Sen, A. Ghosh. *J. Phys. Chem. Solids* **102**, 7, 157 (2017).
- [9] J.D. Wright, T. Lancaster, I. Franke, A.J. Steele, J.S. Müller, M.J. Pitcher, A.J. Corkett, D.R. Parker, D.G. Free, F.L. Pratt, P.J. Baker, S.J. Clarke, S.J. Blundell. *Phys. Rev. B* **85**, 5, 054503 (2012).
- [10] A. Martinelli, F. Bernardini, S. Massidda. *Comptes Rendus Physique* **17**, 1–2, 5 (2015).
- [11] R.M. Fernandes, A.V. Chubukov, J. Schmalian. *Nature Phys.* **10**, 2, 97 (2014).
- [12] R. Zhou, L.Y. Xing, X.C. Wang, C.Q. Jin, G.-Q. Zheng. *Phys. Rev. B* **93**, 6, 060502(R) (2016).
- [13] P. Cai, W. Ruan, X. Zhou, C. Ye, A. Wang, X. Chen, D.-H. Lee, Y. Wang. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 12, 127001 (2014).
- [14] Q. Deng, J. Liu, J. Xing, H. Yang, H.-H. Wen. *Phys. Rev. B* **91**, 2, 020508(R) (2015).
- [15] E.P. Rosenthal, E.F. Andrade, C.J. Arguello, R.M. Fernandes, L.Y. Xing, X.C. Wang, C.Q. Jin, A.J. Millis, A.N. Pasupathy. *Nature Phys.* **10**, 3, 225 (2014).
- [16] Y. Zhang, C. He, Z.R. Ye, J. Jiang, F. Chen, M. Xu, Q.Q. Ge, B.P. Xie, J. Wei, M. Aeschlimann, X.Y. Cui, M. Shi, J.P. Hu, D.L. Feng. *Phys. Rev. B* **85**, 8, 085121 (2012).
- [17] S.-H. Baek, D. Bhoi, W. Nam, B. Lee, D.V. Efremov, B. Büchner, K.H. Kim. *Nature Commun.* **9**, 1, 2139 (2018).
- [18] X. Lu. *Phase Diagram and Magnetic Excitations of $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$: A Neutron Scattering Study*. Springer, Singapore (2017).
- [19] J.-H. Chu, J.G. Analytis, K. De Greve, P.L. McMahon, Z. Islam, Y. Yamamoto, I.R. Fisher. *Sci.* **329**, 5993, 824 (2010).
- [20] X. Lu, J.T. Park, R. Zhang, H. Luo, A.H. Nevidomskyy, Q. Si, P. Dai. *Sci.* **345**, 6197, 657 (2014).
- [21] M.P. Smylie, K. Willa, J.K. Bao, K. Ryan, Z. Islam, H. Claus, Y. Simsek, Z. Diao, A. Rydh, A.E. Koshelev, W.K. Kwok, D.Y. Chung, M.G. Kanatzidis, U. Welp. *Phys. Rev. B* **98**, 10, 104503 (2018).
- [22] V.S. Stolyarov, A. Casano, M.A. Belyanchikov, A.S. Astrakhanseva, S.Y. Grebenchuk, D.S. Baranov, I.A. Golovchanskiy, I. Voloshenko, E.S. Zhukova, B.P. Gorshunov, A.V. Muratov, V.V. Dremov, L.Y. Vinnikov, D. Roditchev, Y. Liu, G.-H. Cao, M. Dressel, E. Uykur. *Phys. Rev. B* **98**, 14, 140506(R) (2018).
- [23] A. Kreisel, B.M. Andersen, P.O. Sprau, A. Kostin, J.C. Séamus Davis, P.J. Hirschfeld. *Phys. Rev. B* **95**, 17, 174504 (2017).
- [24] М.М. Коршунов, Ю.Н. Тогушова. Письма в ЖЭТФ **119**, 4, 302 (2024). [M.M. Korshunov, Yu.N. Togushova. *JETP Lett.* **119**, 4, 310 (2024).]
- [25] P.O. Sprau, A. Kostin, A. Kreisel, A.E. Böhmer, V. Taufour, P.C. Canfield, S. Mukherjee, P.J. Hirschfeld, B.M. Andersen, J.C. Séamus Davis. *Sci.* **357**, 6346, 75 (2017).
- [26] R.M. Fernandes, A.V. Chubukov, J. Knolle, I. Eremin, J. Schmalian. *Phys. Rev. B* **85**, 2, 024534 (2012).
- [27] Y. Gallais, R.M. Fernandes, I. Paul, L. Chauvière, Y.-X. Yang, M.-A. Méasson, M. Cazayous, A. Sacuto, D. Colson, A. Forget. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 26, 267001 (2013).
- [28] H. Kontani, Y. Yamakawa. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 4, 047001 (2014).
- [29] A.A. Kordyuk, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, A.N. Yaresko, B. Büchner, S.V. Borisenko. *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**, 9, 2837 (2013).
- [30] T. Sonobe, T. Shimojima, A. Nakamura, M. Nakajima, S. Uchida, K. Kihou, C.H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, K. Ohgushi, K. Ishizaka. *Sci. Rep.* **8**, 1, 2169 (2018).
- [31] T. Shimojima, T. Sonobe, W. Malaeb, K. Shinada, A. Chainani, S. Shin, T. Yoshida, S. Ideta, A. Fujimori, H. Kumigashira, K. Ono, Y. Nakashima, H. Anzai, M. Arita, A. Ino, H. Namatame, M. Taniguchi, M. Nakajima, S. Uchida, Y. Tomioka, T. Ito, K. Kihou, C.H. Lee, A. Iyo, H. Eisaki, K. Ohgushi, S. Kasahara, T. Terashima, H. Ikeda, T. Shibauchi, Y. Matsuda, K. Ishizaka. *Phys. Rev. B* **89**, 4, 045101 (2014).
- [32] S. Onari, H. Kontani. *Phys. Rev. Res.* **2**, 4, 042005(R) (2020).

- [33] C. He, Y. Zhang, B.P. Xie, X.F. Wang, L.X. Yang, B. Zhou, F. Chen, M. Arita, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi, X.H. Chen, J.P. Hu, D.L. Feng. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 11, 117002 (2010).
- [34] Q.Q. Ge, Z.R. Ye, M. Xu, Y. Zhang, J. Jiang, B.P. Xie, Y. Song, C.L. Zhang, P. Dai, D.L. Feng. *Phys. Rev. X* **3**, 1, 011020 (2013).
- [35] P. Szabó, Z. Pribulová, G. Pristáš, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, P. Samuely. *Phys. Rev. B* **79**, 1, 012503 (2009).
- [36] И.А. Никитченков, А.Д. Ильина, В.М. Михайлов, К.С. Пераков, В.А. Власенко, С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева. *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* **78**, 4, 2340501 (2023). [I.A. Nikitchenkov, A.D. Ilina, V.M. Mikhailov, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. *Moscow Univ. Bull. Phys.* **78**, 4, 521 (2023).]
- [37] И.А. Никитченков, С.А. Кузьмичев, А.Д. Ильина, К.С. Пераков, В.А. Власенко, Т.Е. Кузьмичева. *ЖЭТФ* **166**, 6, 834 (2024).
- [38] H.Z. Arham, L.H. Greene. *Current Opinion. Solid State. Mater. Sci.* **17**, 2, 81 (2013).
- [39] M.J. Lawler, D.G. Barci, V. Fernández, E. Fradkin, L. Oxman. *Phys. Rev. B* **73**, 8, 085101 (2006).
- [40] W.-C. Lee, P.W. Phillips. *Phys. Rev. B* **86**, 24, 245113 (2012).
- [41] С.А. Кузьмичев, И.В. Морозов, А.И. Шилов, Е.О. Рахманов, Т.Е. Кузьмичева. *Письма в ЖЭТФ* **117**, 8, 614 (2023). [S.A. Kuzmichev, I.V. Morozov, A.I. Shilov, E.O. Rakhmanov, T.E. Kuzmicheva. *JETP Lett.* **117**, 8, 612 (2023).]
- [42] L. Morgun, S. Kuzmichev, I. Morozov, A. Degtyarenko, A. Sadakov, A. Shilov, I. Zhuvagin, Y. Rakhmanov, T. Kuzmicheva. *Mater.* **16**, 19, 6421 (2023).
- [43] С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева. *Физика низких температур* **42**, 11, 1284 (2016). [S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. *Low Temperature Phys.* **42**, 11, 1008 (2016).]
- [44] J. Moreland, J.W. Ekin. *J. Appl. Phys.* **58**, 10, 3888 (1985).
- [45] Z. Popovic, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. *J. Appl. Phys.* **128**, 013901 (2020).
- [46] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. B* **25**, 7, 4515 (1982).
- [47] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. B* **27**, 11, 6739 (1983).
- [48] R. Kümmel, U. Günsenheimer, R. Nicosky. *Phys. Rev. B* **42**, 7, 3992 (1990).
- [49] R.C. Dynes, V. Narayanamurti, J.P. Garno. *Phys. Rev. Lett.* **41**, 21, 1509 (1978).
- [50] Yu.G. Naidyuk, K. Gloos. *Low Temperature Phys.* **44**, 4, 343 (2018).
- [51] J. Fink, J. Nayak, E.D.L. Rienks, J. Bannies, S. Wurmehl, S. Aswartham, I. Morozov, R. Kappenberger, M.A. ElGhazali, L. Craco, H. Rosner, C. Felser, B. Büchner. *Phys. Rev. B* **99**, 24, 245156 (2019).
- [52] I. Giaever, K. Megerle. *Phys. Rev.* **122**, 4, 1101 (1961).
- [53] U. Günsenheimer, A.D. Zaikin. *Phys. Rev. B* **50**, 9, 6317 (1994).
- [54] Ю.В. Шарвин. *ЖЭТФ* **48**, 3, 984 (1965). [Yu.V. Sharvin. *JETP* **21**, 3, 655 (1965).]
- [55] Н.Л. Бобров. *УФН* **190**, 11, 1143 (2020). [N.L. Bobrov. *Phys. — Uspekhi* **63**, 11, 1072 (2020).]
- [56] M.M. Korshunov, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. *Mater.* **15**, 17, 6120 (2022).
- [57] M. Wissmann, F. Cagliaris, X. Hong, S. Aswartham, A. Vorobyova, I. Morozov, B. Büchner, C. Hess. *Phys. Rev. B* **106**, 5, 054508 (2022).
- [58] S. Kuzmichev, A. Muratov, S. Gavrilkin, I. Morozov, A. Shilov, Y. Rakhmanov, A. Degtyarenko, T. Kuzmicheva. *Eur. Phys. J. Plus* **139**, 1, 74 (2024).
- [59] S. Kuzmichev, T. Kuzmicheva, I. Morozov, A. Boltalin, A. Shilov. *Discover Appl. Sci.* **4**, 6, 189 (2022).

Редактор Е.В. Толстякова