

Туннельная спектроскопия пниктидов $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ слабо передопированного состава в сверхпроводящем и нормальном состоянии

И. А. Никитченков,^{1,2,*} А. Д. Ильина,² В. М. Михайлов,² К. С. Перваков,²
В. А. Власенко,² С. А. Кузьмичев,^{1,2} Т. Е. Кузьмичева^{2,†}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики низких температур и сверхпроводимости. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН. Россия, 119991, Москва, Ленинский пр-т, д. 53
(Поступила в редакцию 17.04.2023; принята к публикации 25.04.2023)

В настоящей работе представлены результаты измерений вольт-амперных характеристик и спектров дифференциальной проводимости $dI(V)/dV$ туннельных контактов монокристаллов передопированных сверхпроводящих ферро-пниктидов номинального состава $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ с $T_c = 16\text{--}18\text{ К}$. На полученных в ходе эксперимента спектрах наблюдалась сильная нелинейность как в сверхпроводящем (на фоне андреевских особенностей), так и в нормальном состоянии. Были определены положения и температурные зависимости обнаруженных особенностей, не связанных со сверхпроводящим состоянием, в диапазоне температур от 4.2 К до 26.4 К. В работе анализируются возможные причины возникновения наблюдаемых особенностей.

PACS: 74.20.Mn, 74.25.Jb, 74.25.Kc, 74.45.+c, 74.70.-b УДК: 538.945, 544.225.23.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, пниктиды, туннельная спектроскопия.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2340501](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2340501)

ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводящие пниктиды $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ относятся к семейству 122 обширного класса железосодержащих высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1]. Структура слоистого соединения BaFe_2As_2 содержит отвечающие за сверхпроводимость блоки Fe–As, перемежающиеся вдоль c -направления с плоскостями бария. В стехиометрическом составе BaFe_2As_2 демонстрирует упорядочение в антиферромагнитное (АФМ) состояние с волной спиновой плотности. Предшествует АФМ-состоянию нематическая фаза, возникающая немного выше температуры Нееля T_N при температуре $T_S \approx 140\text{ К}$, когда решетка переходит от тетрагональной сингонии к орторомбической. При допировании или приложении внешнего давления АФМ порядок постепенно подавляется, возникает сверхпроводящая фаза в форме «колокола» допирования. В случае замещения железа никелем в $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$, максимальная критическая температура $T_c \approx 21\text{ К}$ достигается при оптимальной степени замещения $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$. В различных работах отмечалось, что нематические флуктуации могут сохраняться вплоть до передопированной сверхпроводящей области фазовой диаграммы [2, 3]. Интерес к соединениям семейства вызван доступностью их качественных монокристаллов, а также высокими значениями критических полей, что предопределило активное развитие техно-

логии изготовления проводов на основе железосодержащих сверхпроводников [4].

Электронные свойства системы 122 обладают явным квазидвумерным характером. На поверхности Ферми присутствуют дырочные цилиндры вблизи Γ -точки зоны Бриллюэна, а также электронные зоны вблизи X -точки, образующие пропеллеры или цилиндры в зависимости от химического состава [2, 5]. Для данных соединений свойственна также анизотропия проводимости между ab - и c -направлениями. Для $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ с электронным допированием исследования зонной структуры методом фотоэмиссионной спектроскопии углового разрешения (ARPES) не проводились, тем не менее для родственных соединений $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Co})_2\text{As}_2$ была показана близость перехода Лифшица, а также наличие «плоской зоны» вблизи уровня Ферми [5].

Ниже T_c в соединениях $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ большинство исследователей выделяют два сверхпроводящих конденсата с параметрами порядка Δ_L и Δ_S , так называемыми большой и малой сверхпроводящими щелями соответственно. Ранее нашей группой в монокристаллах $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ с различной степенью допирования были определены характеристические отношения для большой сверхпроводящей щели $2\Delta_L(0)/k_B T_c \approx 4\text{--}6$ и малой щели $2\Delta_S(0)/k_B T_c \approx 2$ [6–8]. Аналогичные величины были оценены с помощью ТГц- и инфракрасной фурье-спектроскопии [9, 10]. Данные о щелевой структуре $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ на данный момент отсутствуют в литературе. Несмотря на активные исследования в данной области, до сих пор остается неясной природа связи между магнитным порядком, сверх-

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

† E-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

проводимостью и нематической фазой в железосодержащих пниктидах [2, 6, 11, 12].

Настоящая работа посвящена исследованию ВАХ и спектров динамической проводимости $dI(V)/dV$ SnS-контактов в ферропниктидах $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ передопированного состава методами туннельной спектроскопии. Измерена температурная зависимость положения особенностей и форм спектров динамической проводимости, их температурная эволюция из сверхпроводящего в нормальное состояние. Обсуждается природа наблюдаемого эффекта.

1. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллы слабо передопированного номинального состава $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ были выращены с использованием техники «раствор в расплаве» [13–16]. По полученным данным резистивных зависимостей $R(T)$ в образцах был обнаружен фазовый переход в сверхпроводящее состояние и определена объемная критическая температура $T_c^{\text{bulk}} \approx 18$ К.

Для получения туннельных контактов типа сверхпроводник–барьер–сверхпроводник (ScS) использовалась техника «break-junction», заключающаяся в создании контакта на микротрещине путем механического раскалывания образца при низких температурах [17].

Исследуемый образец монокристалла размера порядка $3 \times 1.5 \times 0.1$ мм³ с помощью жидких при комнатной температуре каплей In–Ga припой фиксируется по четырехконтактной схеме подключения на массивных медных электродах, расположенных на П-образном пружинящем столике, оборудованном концентратором напряжений (степень прогиба столика регулируется механически и прецизионно). Слоистый образец монтируется таким образом, чтобы ab -плоскость кристалла располагалась параллельно плоскости столика. После монтажа столик с образцом охлаждается до температуры 4.2 К, к этому моменту застывший In–Ga припой жестко фиксирует образец на эластичной подложке. При дальнейшем прогибе столика вдоль концентратора напряжений под направленным контролируемым воздействием поступательного смещения микрометрического винта монокристалл расслаивается точно вдоль базальных ab -плоскостей решетки, образуя при этом туннельный контакт на естественных ступеньках и террасах, разделяющих два криогенных скола вдоль c -направления. Размер возникших ступенек всегда кратен периоду решетки вдоль c -направления. Заметим, что при такой геометрии контакта ток всегда протекает в c -направлении. Момент возникновения криогенного скола контролируется объективно по появлению конечного наклона ВАХ в реальном времени. Путем дальнейшей тонкой настройки прогиба столика осуществляется контроль за относительным смещением террас на поверхностях криогенного скола в ab -направлении. Таким образом производится настройка геометри-

ческих параметров контакта и его площади. Настройка геометрических параметров контактной области обеспечивает широкие возможности данной техники при сборе статистики на каждом отдельном образце. Конфигурация нашего эксперимента по созданию планарных механически регулируемых контактов на микротрещине подробно обсуждается в обзоре [18].

Подытоживая, можно выделить следующие основные преимущества использованной техники планарного «break-junction»:

- реализация схемы истинного четырехточечного подключения;
- доступность механической перестройки контакта в процессе измерений, возможность прямого *локального* исследования объемных энергетических параметров в различных областях скола, т.е. набор статистики с одного образца в течение серии измерений;
- фиксированность геометрии контакта: ток всегда течет вдоль c -направления;
- естественная защита от перегрева при протекании тока, тепло от интерфейса отводится массивными берегами контакта;
- химическая стабильность контакта в процессе измерений, поскольку криогенный скол создается при низкой температуре в инертной атмосфере, а место скола естественным образом скрыто внутри объема образца от попадания примесей (берега контакта не разводятся на достаточное расстояние в процессе эксперимента).

В ScS-контактах, где барьер электрически эквивалентен тонкому нормальному металлу сверхвысокой прозрачности ($> 80\%$, барьерный параметр $Z < 0.5$), т.е. в SnS-контакте, и режим пролета квазичастиц близок к баллистическому, при температурах ниже T_c наблюдается эффект многократных андреевских отражений (МАО), при этом туннельные спектры приобретают характерный вид. При любых напряжениях смещения на ВАХ SnS-контакта наблюдается избыточный ток (относительно ВАХ при $T > T_c$) [19–22]. При смещениях $eV \rightarrow 0$ на $dI(V)/dV$ -спектре появляется область повышенной (по сравнению с характеристиками нормального состояния) проводимости (так называемый «педестал»), а при $|eV_n| = 2\Delta$ — щелевые особенности (минимумы), положения которых напрямую определяют амплитуду сверхпроводящей щели Δ .

С разрушением сверхпроводимости при $T > T_c$ контактная область переходит в нормальное состояние, на ВАХ и спектре дифференциальной проводимости dI/dV исчезают андреевские особенности. При этом ток через симметричный туннельный контакт нормальный металл–барьер–нормальный ме-

талл (NcN) описывается с помощью выражения

$$I(V) \propto \int_{-\infty}^{\infty} N(E + eV)N(E)[f(E - E_F) - f(E - E_F + eV)]dE,$$

где $N(E)$ — металлическая функция распределения плотности электронных состояний, $f(E)$ — равновесное распределение Ферми–Дирака [23]. Применение такого подхода к полученным в ходе эксперимента ВАХ позволяет получить информацию о распределении плотности электронных состояний выше уровня Ферми.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены спектры дифференциальной проводимости dI/dV туннельного контакта в образце $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ в сверхпроводящем (ScS) и нормальном (NcN) состояниях. При температуре $T = 4.2\text{ K}$ в спектре наблюдается единственный андреевский щелевой минимум ($n = 1$) от малой сверхпроводящей щели на смещении $2\Delta_S(0) = |eV| \approx 3\text{ мэВ}$, переходящий в пьедестал при нулевом смещении. Присутствует также общая нелинейность спектра в области больших $|eV| \gg 2\Delta(0)$ смещений.

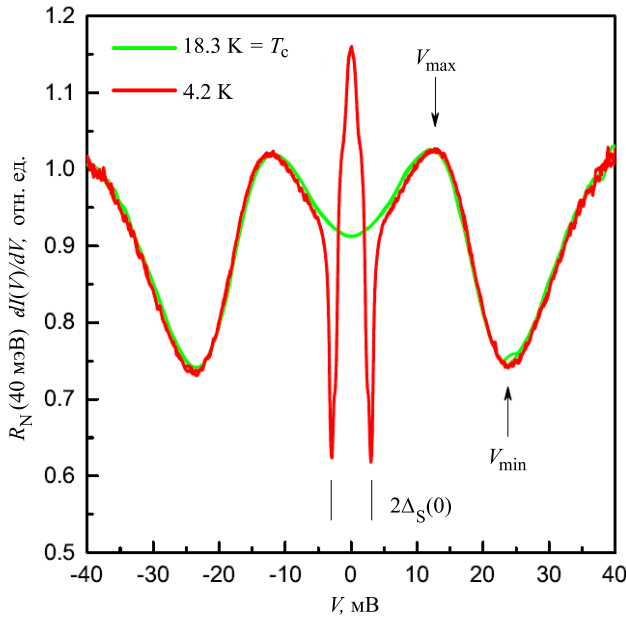


Рис. 1. Спектр динамической проводимости SnS-контакта в $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$, измеренный при $T = 4.2\text{ K} \ll T_c$ (кривая красного цвета) и при $T_c = 18.3\text{ K}$ (кривая зеленого цвета). Вертикальными штрихами отмечены положения андреевских минимумов от малой сверхпроводящей щели $2\Delta_S(0) \approx 3\text{ мэВ}$, стрелками показаны положения особенностей $dI(V)/dV$ нормального состояния — минимумов $V_{min} \approx 23.9\text{ мВ}$ и максимумов $V_{max} \approx 12.4\text{ мВ}$

При критической температуре $T = T_c^{local} = 18.3\text{ K}$

(зеленая кривая на рис. 1) на спектре дифференциальной проводимости исчезают все андреевские особенности, но сохраняется общая нелинейность: в области $|eV_{max}| \approx 12\text{ мэВ}$ на спектрах dI/dV наблюдался максимум, а при $|eV_{min}| \approx 22\text{ мэВ}$ — минимум. Нормальная проводимость контакта $G_N(V)$ при $|eV| > 2\Delta(0)$ не меняется с увеличением температуры. Следовательно, в соответствии с формулой Шарвина $R = \frac{4\rho l}{3\pi a^2}$ [24] данный контакт находится в баллистическом режиме, который исключает выделение тепла в процессе квазичастичного транспорта. Из этого можно заключить, что наблюдаемая нелинейность не вызвана перегревом контактной области измерительным током. Исключается также влияние барьера Шоттки, поскольку все полученные спектры являются симметричным относительно нулевого смещения. Таким образом, полученная нелинейность спектров объясняется внутренними свойствами исследуемого материала и не связана напрямую со сверхпроводящим состоянием.

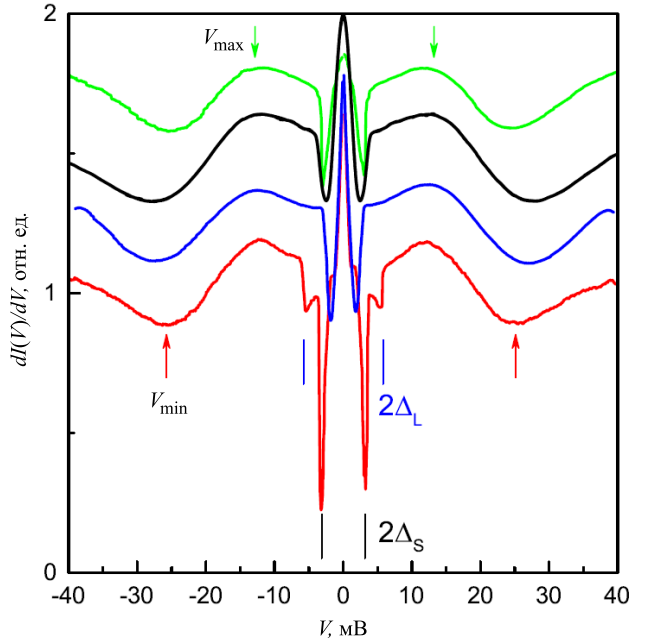


Рис. 2. Спектры динамической проводимости SnS-контактов при $T = 4.2\text{ K}$, полученные в различных монокристаллах $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ из одной закладки. Вертикальными штрихами отмечены положения андреевских особенностей от большой сверхпроводящей щели $2\Delta_L(0) \approx 5.8\text{ мэВ}$ и малой щели $2\Delta_S(0) \approx 2.1 - 3.1\text{ мэВ}$. Стрелками показано положение особенностей $dI(V)/dV$ нормального состояния — минимумов $V_{min} \approx 25 - 28\text{ мэВ}$ (красного цвета) и максимумов $V_{max} \approx 12\text{ мэВ}$ (зеленого цвета)

Форма нелинейности dI/dV схожа с «псевдощелью», наблюдаемой в ВТСП-купратах [25]. Данный эффект воспроизводится для туннельных контактов, полученных на различных монокристаллах из одной закладки с близкой T_c (см. набор спектров dI/dV на рис. 2 и соответствующий им набор ВАХ на рис. 3).

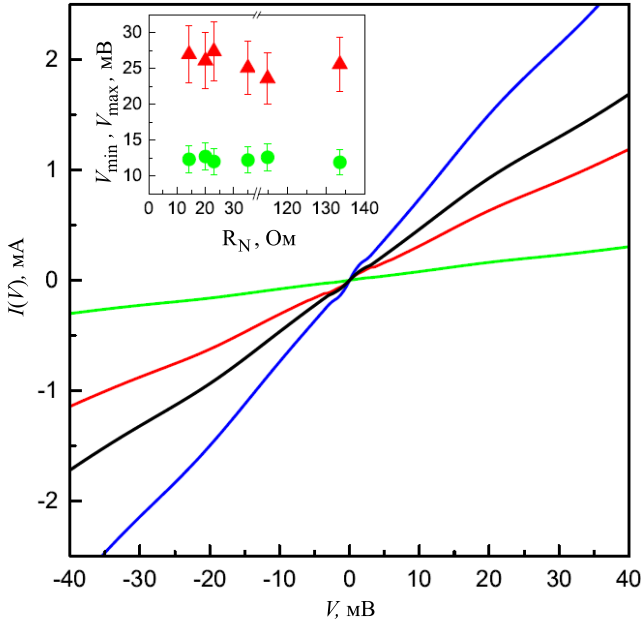


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики SnS-контактов при $T = 4.2$ К, показанных на рис. 2. На вставке приведена зависимость положений минимумов (треугольники красного цвета) и максимумов (кружки зеленого цвета) $dI(V)/dV$ от нормального сопротивления SnS-контакта R_N при $|eV| \gg 2\Delta(0)$

На вставке к рис. 3 показана зависимость положения характерных особенностей V_{min} и V_{max} , не связанных напрямую со сверхпроводящими свойствами и наблюдаемых на $dI(V)/dV$ -спектрах, от нормального сопротивления контактов R_N . Несмотря на заметное изменение площади и нормального сопротивления контакта, которое может быть оценено по наклону ВАХ при $|eV| \gg 2\Delta$, форма нелинейности $dI(V)/dV$ и положения V_{min} и V_{max} остаются примерно постоянными. Следовательно, нелинейность не может быть объяснена влиянием случайных эффектов или проявлением квантового размерного эффекта (положения особенностей при котором определяются геометрическими параметрами барьера [26]).

На рис. 4 представлена температурная эволюция спектра дифференциальной проводимости туннельного контакта, измеренного в диапазоне $T = 4.3\text{--}26.4$ К. Спектры вручную сдвинуты по вертикали в порядке увеличения температуры для удобства. При локальной критической температуре данного контакта $T_c \approx 16.2$ К (штриховая линия) на $dI(V)/dV$ -характеристике исчезают особенности, вызванные некогерентным андреевским транспортом. С увеличением температуры форма нелинейности сохраняется, положения минимумов и максимумов dI/dV в пределах погрешности от температуры не зависят (см. рис. 5).

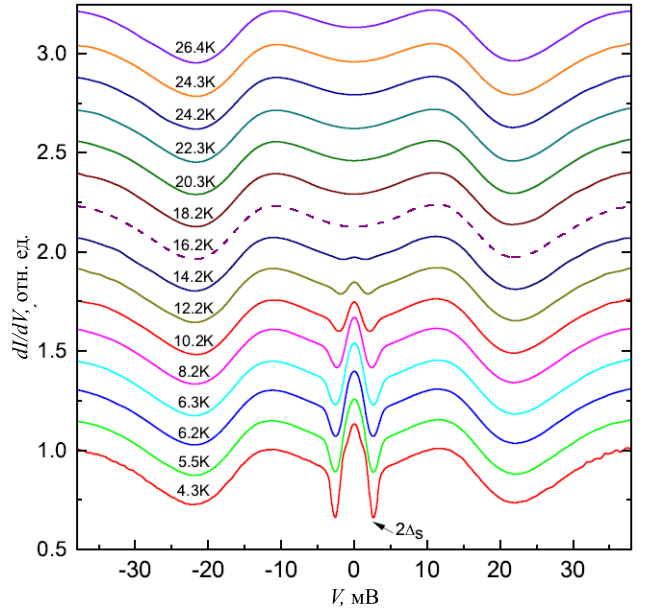


Рис. 4. Спектры динамической проводимости SnS-контактов, полученные в диапазоне температур от $T = 4.3\text{--}26.4$ К в монокристалле $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$. Пунктирная линия соответствует локальной критической температуре контакта $T_c \approx 16.2$ К. Кривые вручную сдвинуты по вертикали на постоянную величину 0.15 в порядке увеличения температуры для удобства. Стрелками отмечены положения андреевских особенностей от малой сверхпроводящей щели $2\Delta_S = 2.7$ мэВ при 4.3 К

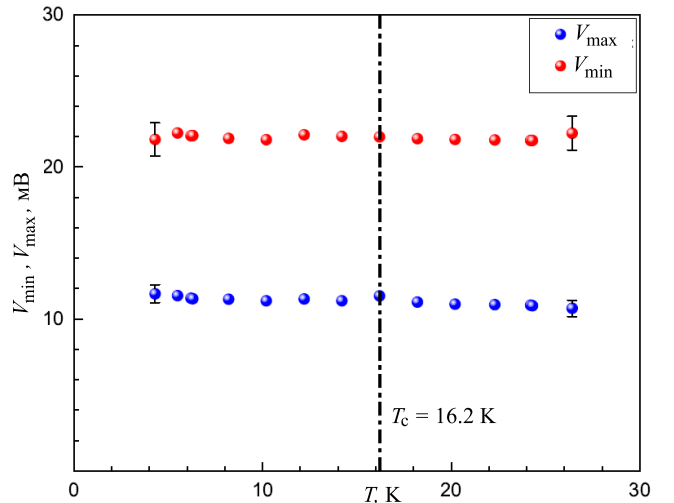


Рис. 5. Зависимость положения особенностей, не связанных со сверхпроводящими свойствами, на $dI(V)/dV$ -спектрах от температуры — минимумов (красного цвета) и максимумов (синего цвета) для туннельного контакта в монокристалле $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$, полученная по данным рис. 4

3. ОБСУЖДЕНИЕ

В соответствии с классическим феноменологическим подходом Живера и Мегерле [23]

$dI(V)/dV$ -спектр туннельного NcN-контакта в нормальном состоянии определяется распределением плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми E_F . В случае $N(E) \approx N(E_F) \approx \text{const}$ ВАХ имеет омическую ($I \sim V$) зависимость, а $G_N(V) = \text{const}$. Тем не менее распределение $N(E)$ может содержать нелинейности, вызванные особенностями зонной структуры $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ и отражающимися на спектрах туннельных контактов. Как известно, для зонной структуры железосодержащих сверхпроводников нарушается условие квазиклассичности $E_F \gg \Delta(0)$ [11], что, в свою очередь, может привести к нелинейному поведению $N(E)$, электрон-дырочной асимметрии и, соответственно, наблюдаемым в эксперименте особенностям спектров дифференциальной проводимости [7].

Еще одной причиной нелинейности туннельных спектров могут являться процессы обратного рассеяния электронов на неравновесных фононах в контактной области. Возникающий при этом недостаток проводимости определяется микроконтактной функцией электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ). В этом случае на спектрах второй производной ВАХ d^2I/dV^2 возникают особенности, располагающиеся на характерных энергиях оптических фононных мод. Вместе с тем стоит отметить, что на спектрах дифференциальной проводимости dI/dV нелинейности, вызванные обратным рассеянием, обычно проявляются слабо, обладая амплитудой до 10% от G_N [27]. Более того, при $T \ll T_c$, т.е. в сверхпроводящем состоянии, положения всех фононных особенностей смещаются на $2\Delta(0)/e$ вдоль оси напряжений V в сторону больших смещений. Поскольку в нашем эксперименте амплитуда нелинейности dI/dV значительна (см. рис 1) и достигает отклонения 25 – 30% от нормальной проводимости, а положения особенностей V_{min} и V_{max} практически не зависят от температуры и не смещаются к $T = T_c$ на $\Delta(0)$, реализация данного сценария кажется маловероятной.

В качестве еще одной причины перенормировки распределения $N(E)$ может выступать резонансное взаимодействие электронной подсистемы с характерными бозонными модами, например нематическими флуктуациями. Возникновение особенностей $N(E)$ вследствие скрытого нематического порядка было предсказано теоретически для соединений сте-

хиометрического состава BaFe_2As_2 [28]. В результате исследования ферропниктидов $(\text{Ba},\text{K})\text{Fe}_2\text{As}_2$ методом ARPES на спектрах были обнаружены пики спектральной плотности при энергиях 15 – 18 мэВ, ассоциированные авторами с нематической фазой [29]. Для установления природы наблюдаемой нелинейности $dI(V)/dV$ -спектров необходимы дальнейшие исследования ее эволюции с температурой и степенью допирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В монокристаллах слабо передопированного состава $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ методами туннельной спектроскопии были исследованы особенности ВАХ и спектров дифференциальной проводимости dI/dV в планарных механически регулируемых контактах, полученных с помощью техники «break-junction». На спектрах наблюдалась не относящаяся к эффекту многократных андреевских отражений нелинейность, проявляющаяся как в нормальном, так и СП-состоянии. Положения особенностей и форма нелинейности спектров воспроизводятся и не зависят от температуры в диапазоне 4.3 – 26.4 К. В работе показано, что описываемые особенности вызваны внутренними свойствами исследуемого материала. Наиболее вероятно, что данный эффект обусловлен нелинейным распределением плотности электронных состояний $N(E)$ вблизи уровня Ферми вследствие особенностей зонной структуры в $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ или перенормировкой $N(E)$ на взаимодействие электронной подсистемы с характерными бозонными модами, например, нематическими флуктуациями.

Важной задачей дальнейших исследований представляется изучение данной нелинейности dI/dV , связанной с особенностями нормального состояния, в различных семействах железосодержащих сверхпроводников с вариацией степени допирования для определения взаимосвязи между указанной нелинейностью и особенностями фазовых диаграмм и зонных структур соответствующих соединений.

Работа выполнена в рамках Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема Физика высокотемпературных сверхпроводников и новых квантовых материалов, 0023-2019-0005). Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

[1] Kamihara Y., Hiramatsu H., Hirano M. et al. // *J. Am. Chem. Soc.* **128**. 10012. (2006).
 [2] Lu X. *Phase Diagram and Magnetic Excitations of $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$: A Neutron Scattering Study*, Springer Theses. Springer, Berlin, 2017.
 [3] Ni N., Thaler A., Yan J.Q. et al. // *Phys. Rev. B.* **82**. 024519. (2010).
 [4] Weiss J.D., Tarantini C., Jiang J. et al. // *Nature*

Materials. **11**. 682. (2012).
 [5] Kordyuk A.A., Zabolotnyy V.B., Evtushinsky D.V. et al. // *J. Supercond. Nov. Magn.* **26**. 2837. (2013).
 [6] Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Пераков К.С., Власенко В.А. // *Письма в ЖЭТФ.* **112:12**. 822. (2020). (Kuzmicheva T.E., Kuzmichev S.A., Pervakov K.S., Vlasenko V.A. // *JETP Lett.* **112**. 786. (2020).)
 [7] Kuzmicheva T.E., Kuzmichev S.A., Pervakov K.S.,

- Vlasenko V.A. // *Phys. Rev. B* **104**. 174512. (2021).
- [8] Садаков А.В., Муратов А.В., Кузьмичев С.А. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. **116**:10. 686. (2022). (*Sadakov A.V., Muratov A.V., Kuzmichev S.A. et al. // JETP Lett.* **116**. 708. (2022).)
- [9] Aleshchenko Yu.A., Muratov A.V., Ummarino G.A et al. // *J. Phys.: Cond. Matter*. **33**. 045601. (2021).
- [10] Ummarino G.A., Muratov A.V., Kadyrov L.S. et al. // *Supercond. Sci. Technol.* **33**. 075005. (2020).
- [11] Fedorov A., Yaresko A., Haubold E. et al. // *Phys. Rev. B*. **100**. 024517. (2019).
- [12] Evtushinsky D.V., Zabolotnyy V.B, Harnagea L. et al. // *Phys. Rev. B*. **87**. 094501. (2013).
- [13] Pervakov K.S., Vlasenko V.A., Khlybov E.P. et al. // *Supercond. Sci. Technol.* **26**. 015008. (2013).
- [14] Ельцев Ю.Ф., Перваков К.С., Власенко В.А. и др. // *УФН* **184**, № 8. 897. (2014). (*Eltsev Yu.F., Pervakov K.S., Vlasenko V.A. et al. // Phys. Usp.* **57**. 827. (2014).)
- [15] Власенко В.А., Соболевский О.А., Садаков А.В. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. **107**, вып. 2. 121. (2018). (*V.A. Vlasenko, O.A. Sobolevskiy, A.V. Sadakov et al. // JETP Letters.* **107**, N 2. 119. (2018).)
- [16] Maltsev E.I., Pervakov K.S., Vlasenko V.A. // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **46**. 248. (2019).
- [17] Moreland J., Ekin J.W. // *J. Appl. Phys.* **58**, 3888. (1985).
- [18] Kuzmichev S.A., Kuzmicheva T.E. // *Low. Temp. Phys.* **42**. 1008. (2016).
- [19] Octavio M., Tinkham M., Blonder G.E., T. M. Klapwijk // *Phys. Rev. B* **27**. 6739. (1983).
- [20] Kummel R., Gunsenheimer U., Nicolsky R. // *Phys. Rev. B*. **42**. 3992. (1990).
- [21] Gunsenheimer U., Zaikin A.D. // *EPL* **41**. 195. (1998).
- [22] Averin D., Bardas A. // *Phys. Rev. Lett.* **75**. 1831. (1995).
- [23] Giaever I., Megerle K. // *Phys. Rev.* **112**. 1101. (1961).
- [24] Sharvin Yu.V. // *Sov. Phys. JETP* **21**. 655. (1965).
- [25] Timusk T., Statt B. // *Rep. Prog. Phys.* **62**. 61. (1999).
- [26] Svistunov V.M., Belogolovskii M.A., Chernyak O.I. // *Sov. Phys. Usp.* **30**. 1. (1987).
- [27] Бобров Н.Л. // *УФН* **190** 1143. (2020). (*Bobrov N.L. // Physics-Uspokhi* **63**. 1072. (2020).)
- [28] Onari S., Kontani H. // *Phys. Rev. Research.* **2**. 042005(R). (2020).
- [29] Shimojima T., Malaeb W., Nakamura A. et al. // *Sci. Adv.* **3**. 8. (2017).

Tunneling spectroscopy of slightly overdoped pnictides $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ in the superconducting and normal state

I. A. Nikitchenkov^{1,2,a}, A. D. Ilina², V. M. Mikhailov², K. S. Pervakov², V. A. Vlasenko², S. A. Kuzmichev^{1,2}, T. E. Kuzmicheva^{2,b}

¹*Faculty of Physics, Moscow State University, 119991, Moscow, Russia*

²*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, 119991, Moscow, Russia*

E-mail: ^anikitchenkov.ia19@physics.msu.ru, ^bkuzmichevate@lebedev.ru

Using tunneling spectroscopy, we measured current-voltage characteristics (CVC) and dynamic conductance spectra $dI(V)/dV$ of tunneling contacts in single crystals of slightly overdoped superconducting ferro-pnictide of nominal composition $\text{BaFe}_{1.88}\text{Ni}_{0.12}\text{As}_2$ with bulk critical temperature $T_c = 16 - 18$ K. Besides the Andreev structure, a strong nonlinearity is observed in the obtained curves both in the superconducting and normal state. For the temperature range 4.3 – 26.4 K we determined the positions and temperature dependences of the observed features unrelated to the superconducting state. Additionally, we discuss the possible origins for the appearance of the observed features.

PACS: 74.20.Mn, 74.25.Jb, 74.25.Kc, 74.45.+c, 74.70.-b.

Keywords: high-temperature superconductivity, superconducting pnictides, tunneling spectroscopy.

Received 17 April 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2023. **78**, No. 4. Pp. 521-526.

Сведения об авторах

1. Никитченков Илья Алексеевич — студент; тел.: (499) 132-68-02, e-mail: nikitchenkov.ia19@physics.msu.ru.
2. Ильина Анастасия Даниловна — студент; тел.: (499) 132-68-02, e-mail: anastasiailina2802@gmail.com.
3. Михайлов Владислав Михайлович — лаборант-исследователь; тел.: (499) 132-68-02, e-mail: mikhailov.vm@phystech.edu.
4. Перваков Кирилл Сергеевич — науч. сотрудник; тел.: (499) 132-67-17, e-mail: pervakovks@lebedev.ru.
5. Власенко Владимир Александрович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (499) 132-67-17, e-mail: vlasenkova@lebedev.ru.
6. Кузьмичев Светослав Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (499) 139-39-41, e-mail: kuzmichev@mig.phys.msu.ru.
7. Кузьмичева Татьяна Евгеньевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (499) 132-68-02, e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru.