

Спектроскопия многократных андреевских отражений сверхпроводящих пниктидов $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ оптимального состава

Т. Е. Кузьмичева⁺¹⁾, С. А. Кузьмичев^{*+}, К. С. Перваков⁺, В. А. Власенко⁺

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

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

Поступила в редакцию 3 ноября 2020 г.

После переработки 10 ноября 2020 г.

Принята к публикации 10 ноября 2020 г.

В работе измерены вольтамперные характеристики и спектры динамической проводимости SnS-контакта на базе сверхпроводящего пниктида $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ почти оптимального состава. Обнаружен слабый рост плотности электронного состояний вблизи уровня Ферми. Методами спектроскопии многократных андреевских отражений напрямую определены величины и температурные зависимости сверхпроводящих параметров порядка, а также оценена степень их анизотропии. Показано, что полученные зависимости андреевского избыточного тока и проводимости при нулевом смещении могут быть описаны в рамках двухщелевой модели, и оценены парциальные проводимости двух эффективных зон, в которых реализуются большая и малая сверхпроводящие щели.

DOI: 10.31857/S1234567820240076

1. Введение. Среди железосодержащих сверхпроводников [1] пниктиды так называемого семейства 122 на основе BaFe_2As_2 наиболее интенсивно исследовались теоретически и экспериментально. Интерес к этому семейству обусловлен умеренными критическими температурами перехода в сверхпроводящее состояние, высокими по оценкам критическими магнитными полями и доступностью крупных монокристаллов.

В стехиометрическом составе 122-пниктиды демонстрируют состояние с волной спиновой плотности, при подавлении которого допированием или давлением возникает сверхпроводящая фаза. Уровень Ферми пересекает дырочные зоны, образующие цилиндры поверхности Ферми вокруг Γ -точки зоны Бриллюэна, а также несколько зон вблизи перехода Лифшица, образующих в 122-соединениях различного состава цилиндры или пропеллеры вокруг X-точки [2–4]. В настоящий момент дискутируются вопросы влияния особенностей зонной структуры и взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма на высокие критические температуры T_c и симметрию сверхпроводящего параметра порядка [2–16].

Большинство исследований подтверждает сосуществование ниже T_c как минимум двух сверхпроводящих конденсатов с параметрами порядка Δ_L и Δ_S [2, 3, 6–8, 17–30]. В ранних работах нашей группы

[27–30], а также в работах других авторов [2, 3, 22] была обнаружена анизотропия щели в импульсном пространстве. Тем не менее, данные литературы о величине характеристического отношения $2\Delta/k_B T_c$ плохо согласуются друг с другом; подробный обзор величин $2\Delta_{L,S}/k_B T_c$ приведен в работе [2]. Так, например, для большой щели эксперименты по фотоэмиссии углового разрешения (ARPES) дают значения характеристического отношения в диапазоне 5.5–7.5 [2, 3, 17], при этом данные туннельных методов имеют заметный разброс $2\Delta_L/k_B T_c \approx 6 - 11$ [18–20, 31, 32].

В данной работе проведено комплексное исследование сверхпроводящих свойств пниктида $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}$ почти оптимального состава методами спектроскопии многократных андреевских отражений (MAO). Напрямую измерены температурные зависимости двух сверхпроводящих щелей $\Delta_{L,S}(T)$, андреевского избыточного тока при $eV > 2\Delta_L$ и андреевской проводимости при нулевом смещении (ZBC). Оценен парциальный вклад зон с большой щелью в общую проводимость $\approx 55\%$.

2. Методика эксперимента. При температурах ниже T_c в контакте сверхпроводник–тонкий нормальный металл–сверхпроводник (SnS) реализуется эффект многократных андреевских отражений. Во всем диапазоне смещений eV на вольтамперной характеристике (ВАХ) такого контакта присутствует избыточный ток (относительно омической зависимо-

¹⁾e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

сти в нормальном состоянии выше T_c), значительно возрастающий при малых смещениях (так называемая область “пьедестала”). На спектре динамической проводимости SnS-контакта сверхвысокой прозрачности ($> 90\%$) возникает серия минимумов субгармонической щелевой структуры (СГС), положение которых V_n напрямую определяется величиной сверхпроводящей щели Δ при любых температурах вплоть до T_c : $|eV_n(T)| = 2\Delta(T)/n$, где $n = 1, 2, \dots$ [33–38]. В случае анизотропного параметра порядка, зависящего от направления импульса, форма минимумов СГС меняется. Для щели с расширенной s -волновой симметрией без точек нулей ожидается, что андреевский минимум будет представлять собой дублет, ширина которого определяется максимальной Δ^{out} и минимальной Δ^{in} энергией связи пар [27, 29, 30, 39–41].

Согласно расчетам [33, 36–38] для контакта с абсолютно прозрачными NS-границами ($Z = 0$) на базе s -волнового однощелевого сверхпроводника, выражение для андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T) \equiv I(T) - I_N(T_c)$ при больших смещениях $eV \rightarrow \infty$ определяется температурной зависимостью сверхпроводящей щели и может быть упрощено до

$$I_{\text{exc}}(T, eV \rightarrow \infty) = \frac{8 G_N}{3 e} \exp\left(-\frac{d_c}{l_c}\right) \Delta(T), \quad (1)$$

где d_c – размер контакта, l_c – неупругая длина рассеяния носителей (обе величины взяты вдоль кристаллографического c -направления), G_N – нормальная проводимость контакта при T_c , e – заряд электрона. Для реального SnS-контакта можно предположить, что абсолютная величина избыточного тока будет зависеть от двух параметров – баллистического отношения l_c/d_c и неупругого рассеяния Γ (влияние которого не рассмотрено ни в одной модели MAO), что затрудняет их оценку по отдельности из эксперимента. Учитывая вышесказанное, экспериментальные величины избыточного тока, представленные ниже, нормированы на свое значение при $T = 0$ и сопоставляются с нормированными температурными зависимостями сверхпроводящих щелей $\delta_i(T) \equiv \Delta_i(T)/\Delta_i(0)$ ($i = L, S$).

В работах [37, 38] было получено выражение для андреевской проводимости при нулевом смещении баллистического SnS-контакта на базе однощелевого s -волнового сверхпроводника, в котором процесс MAO ограничен $\approx l/d$ отражениями:

$$G_{\text{ZBC}}^A(T) \equiv G_{\text{ZBC}}(T) - G_N \propto \propto G_N \frac{l_c}{d_c} \tanh\left[\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right], \quad eV \rightarrow 0. \quad (2)$$

Для двухщелевого сверхпроводника вклад в андреевский транспорт будут давать эффективные зоны, связанные с каждой из щелей; в частности, на ВАХ и $dI(V)/dV$ -спектре будут наблюдаться две СГС. Как было показано нами ранее [42], полагая отсутствие межзонного транспорта в процессе MAO и примерно одинаковые длины неупругого рассеяния в зонах, нормированный избыточный ток представляется суммой парциальных вкладов зон, пропорциональных температурным зависимостям щелей $\delta(T)$:

$$\frac{I_{\text{exc}}(T)}{I_{\text{exc}}(0)} = \phi \delta_L(T) + (1 - \phi) \delta_S(T), \quad (3)$$

$$\phi \approx \frac{G_L \Delta_L(0)}{G_S \Delta_S(0) + G_L \Delta_L(0)},$$

где G_S и G_L – нормальные парциальные проводимости зон, а весовой коэффициент ϕ определяет вклад зон с большой щелью в избыточный ток. Для андреевской проводимости SnS-контакта при нулевом смещении при аналогичных упрощениях можно записать [42]

$$\frac{G_{\text{ZBC}}^A(T)}{G_{\text{ZBC}}^A(0)} = \chi \tanh\left[\frac{\Delta_L(T)}{2k_B T}\right] + (1 - \chi) \tanh\left[\frac{\Delta_S(T)}{2k_B T}\right], \quad \chi = \frac{G_L}{G_L + G_S}, \quad (4)$$

а весовой коэффициент χ напрямую определяет парциальный вклад зон с Δ_L в общую проводимость.

Монокристаллы номинального состава $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ с объемной $T_c^{\text{bulk}} \approx 21$ К (по данным резистивных измерений) были выращены методом “раствор в расплаве”. Детали синтеза образцов, а также данные структурных, транспортных и магнитных исследований приведены в работах [14, 28, 43, 44]. Андреевские SnS-контакты на микротрещине были получены путем раскалывания образца при низких температурах с помощью техники “break-junction” [45]. Конфигурация эксперимента, а также преимущества и недостатки метода подробно обсуждаются в работе [39].

Образец, вырезанный в виде тонкой прямоугольной пластинки размером около $2 \times 1 \times 0.1$ мм³, закрепляется на пружинящем столике с помощью четырех капель жидкого при комнатной температуре In-Ga сплава (истинное четырехточечное подключение) так, что базальная плоскость кристалла оказывается параллельна плоскости столика. Далее столик с образцом охлаждается до 4.2 К и прецизионно изгибается, что приводит к расслаиванию монокристалла вдоль ab -плоскостей, т.е. образованию слабой связи, полностью разделяющей два сверхпроводящих

берега. В используемой геометрии ток идет всегда вдоль c -направления, следовательно, при исследовании баллистического контакта возможно разрешать анизотропию сверхпроводящей щели в ab -плоскости [39]. В пниктидах семейства 122 [26–30] слабая связь электрически эквивалентна тонкому потенциальному барьеру сверхвысокой прозрачности (90–98%), а получаемые $I(V)$ и $dI(V)/dV$ контактов на микротрещине характерны именно для режима MAO [33, 35, 36].

Исследуемая область контакта располагается на значительном удалении от токовых и потенциальных контактов, что защищает ее от перегрева и химического влияния In-Ga припоя. В процессе эксперимента берега разводятся на незначительное расстояние, тем самым предотвращая деградацию поверхности криогенных сколов. Сверхпроводящие свойства исследуются локально, в пределах контактной области. Подытоживая преимущества используемого метода, можно сказать, что андреевская спектроскопия SnS-контактов на микротрещине позволяет локально и напрямую исследовать сверхпроводящие свойства материала и их температурное поведение, а благодаря высокому разрешению возможно оценивать анизотропию параметра порядка в ab -плоскости.

3. Экспериментальные данные и обсуждение. На рисунке 1 приведены ВАХ SnS-контакта с локальной критической температурой $T_c^{\text{local}} \approx 19.7$ K (соответствующей точке, в которой был создан контакт) на базе $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$, измеренные при различных температурах. Как показано на вставке *a*, характеристики симметричны относительно нулевого смещения. При низких температурах на ВАХ заметны “изломы” – андреевская структура от сверхпроводящих щелей, полностью отсутствующая на ВАХ, измеренной при $T_c^{\text{local}} \approx 19.7$ K (положение первой ($n = 1$) особенности от большой щели отмечено на рис. 1 вертикальной линией). Хорошо видно, что абсолютная величина тока $|I(V, 4.2 \text{ K})|$ превосходит $|I(V, T_c^{\text{local}})|$, таким образом, в сверхпроводящем состоянии во всем диапазоне смещений на ВАХ наблюдается избыточный ток. На вставке *b* показана зависимость избыточного тока от смещения $I_{\text{exc}}(V, T) \equiv I(V, T) - I(V, T_c^{\text{local}})$ при различных температурах. При малых смещениях I_{exc} резко возрастает (область пьедестала), однако сверхток при $eV = 0$, характерный для джозефсоновского режима, не наблюдается. При больших смещениях $|eV| > 2\Delta_L^{\text{out}}$ избыточный ток стремится к постоянному значению, что соответствует всем существующим теоретическим моделям для режима MAO и сверхвысокой прозрачности туннельного барьера [33, 35–38].

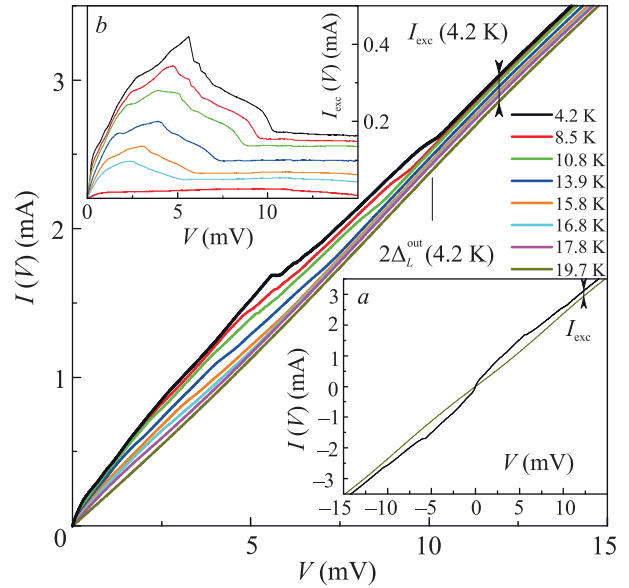


Рис. 1. (Цветной онлайн) Вольтамперные характеристики (ВАХ) андреевского SnS-контакта с локальной $T_c^{\text{local}} \approx 19.7$ K, полученного в монокристалле $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$, при различных температурах. Вертикальной линией отмечено положение основной ($n = 1$) особенности от большой щели Δ_L^{out} , стрелкой – величина андреевского избыточного тока при $eV_0 = 12$ мВ и 4.2 K. ВАХ симметричны относительно нулевого смещения, как показано на вставке *a*. На вставке *b* приведена зависимость соответствующего андреевского избыточного тока от напряжения $I_{\text{exc}}(T, V) \equiv I(T, V) - I(T_c^{\text{local}}, V)$

Для оценки баллистического отношения в ab -плоскости l_{ab}/d_{ab} (l_{ab} – характерная длина неупругого рассеяния в ab -плоскости, d_{ab} – диаметр контакта) воспользуемся величиной удельного сопротивления исследованного монокристалла $\rho_{ab} = 190 \mu\Omega \cdot \text{см}$, произведения $\rho_{ab} l_{ab}^{\text{el}} \approx 1.65 \times 10^{-13} \Omega \cdot \text{м}^2$ (l_{ab}^{el} – длина свободного пробега), определенного для родственного соединения $\text{Ba}(\text{Fe}, \text{Co})_2\text{As}_2$ в работе [46], а также сопротивление SnS-контакта $R \approx 4.3 \Omega$ по данным рис. 1. Тогда длина упругого рассеяния $l_{ab}^{\text{el}} \approx 87$ нм, а диаметр контакта, согласно формуле Шарвина [47], составляет $d_{ab} = \sqrt{\frac{4}{3\pi} \frac{\rho l}{R}} \approx 128$ нм. Поскольку, согласно [36–38], для наблюдения MAO важно сравнение диаметра контакта именно с длиной неупругого рассеяния, которая обычно превышает l^{el} на 1–2 порядка, то в качестве минимальной оценки получим $l_{ab}/d_{ab} \approx 7$, что говорит о баллистичности SnS-контакта в ab -плоскости.

Вдоль c -направления, согласно формуле (2), отношение длины неупругого рассеяния к толщине планарного SnS-контакта l_c/d_c соответствует отно-

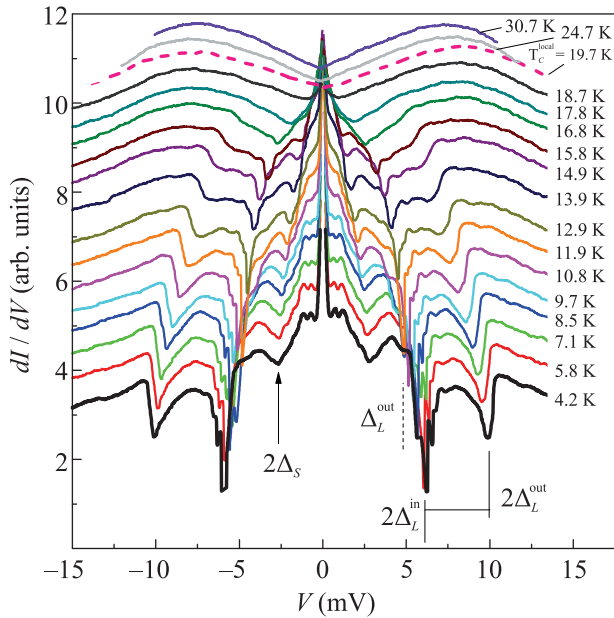


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры динамической проводимости $dI(V)/dV$ для контакта на рис. 1, измеренные при различных температурах. Кривые сдвинуты по вертикали для удобства. Вертикальной сплошной и штриховой линиями отмечены положения первой и второй ($n = 1, 2$) особенности от анизотропной большой щели, стрелкой – первый андреевский минимум от малой щели

шению андреевской и нормальной проводимости при $eV \rightarrow 0$. По данным рис. 2, для исследованного контакта $l_c/d_c \cong G_{ZBC}^A/G_N \approx 2$. Приведенные оценки указывают на то, что данный SnS-контакт находится в баллистическом режиме как вдоль ab -, так и c -направления, следовательно, возможна реализация эффекта MAO.

С увеличением температуры на рис. 1 “изломы” на ВАХ смещаются в сторону нуля, а избыточный ток и пьедестал при $eV \rightarrow 0$ становятся менее интенсивны. При $T = 19.7$ K вышеперечисленные особенности ВАХ полностью исчезают. С одной стороны, это означает переход контактной области в нормальное состояние и определяет ее локальную критическую температуру T_c^{local} . С другой стороны, это однозначно демонстрирует, что природа наблюдаемых особенностей напрямую связана со сверхпроводящим состоянием, поскольку они присутствуют на ВАХ только при $T < T_c^{\text{local}}$. Подытоживая, заключим, что избыточный ток и пьедестал при малых смещениях обусловлены баллистическим андреевским транспортом в процессе MAO [33, 35–38].

Тем не менее, в нормальном состоянии выше T_c^{local} сохраняется слабая нелинейность ВАХ

(не сверхпроводящей природы), которая отчетливее проявляется на соответствующих $dI(V)/dV$ -спектрах, показанных на рис. 2. Поскольку, вообще говоря, $dI(V)/dV$ симметричного туннельного NIN-контакта (N – нормальный металл, I – изолятор) в нормальном состоянии при $eV > 0$ определяется распределением плотности состояний по энергии $N(E)$ вблизи уровня Ферми (где E_F соответствует $eV = 0$; область отрицательных смещений при этом выглядит зеркальным отражением), то можно предположить, что уровень Ферми находится в области роста $N(E)$. Слабая нелинейность подобной формы выше T_c наблюдалась нами ранее в недодопированных оксипниктидах $\text{Sm}_{0.92}\text{Th}_{0.08}\text{FeAs}$ [48]. Напротив, в $\text{Li}_{1-\delta}\text{FeAs}$ нами воспроизводимо наблюдался выраженный максимум динамической проводимости при малых смещениях в нормальном состоянии [40, 41].

В сверхпроводящем состоянии ниже T_c^{local} на фоне общей нелинейности спектра наблюдаются андреевские минимумы. Особенность $n = 1$ от большой щели представляет собой дублет – два минимума, соединенные аркой, положения которых (при 4.2 K) $2\Delta_L^{\text{out}} \approx 9.8$ мэВ и $2\Delta_L^{\text{in}} \approx 6.2$ мэВ отмечены на рис. 2 вертикальными штрихами и определяют пороговые величины энергии связи куперовских пар. Отметим, что подобная форма дублета с более интенсивным внутренним минимумом воспроизводится в наших исследованиях пниктидов системы 122 [27, 28, 30]. Можно предположить, что она обусловлена более сложным, чем $\cos(4\theta)$, распределением щели от угла в импульсном пространстве, со смещением спектрального веса в сторону Δ_L^{in} . При меньших смещениях $|eV| \approx 3.1$ мэВ стрелкой на рис. 2 отмечен первый минимум от малой щели $\Delta_S \approx 1.55$ мэВ.

Согласно расчетам [36–38], количество наблюдаемых минимумов $n \simeq l_c/d_c$, таким образом, исходя из вышеприведенной оценки баллистического отношения, на $dI(V)/dV$ -спектре ожидается появление $n \simeq 2$ особенностей СГС. Однако ненулевое значение параметра Z в реальном SnS-контакте, влияние которого не учитывается в этих моделях, также сказывается на интенсивности СГС. Более значимым фактором, определяющим число видимых субгармоник n , может являться параметр размытия $\Gamma = \hbar/\tau_{\text{inel}}$, обратно пропорциональный времени неупругой релаксации τ_{inel} . К сожалению, учет влияния Γ в андреевских SnS-контактах до сих пор остается нерешенной теоретической задачей. Качественно, при $\Gamma \gtrsim \Delta/2$ возникает большое количество внутрищелевых состояний, эффективно выводящих андреевские носители из процесса MAO. Недавние

ARPES-исследования пниктидов системы 122 [49] показали, что для дырочных цилиндров поверхности Ферми $\Gamma > \Delta$ и может в несколько раз превышать планковский предел $\Gamma(\omega)/\omega > 1$. В таком исключительном случае можно ожидать, что все минимумы СГС исчезнут из-за полной потери андреевских носителей на состояниях внутри щели, и вместо MAO будет наблюдаться лишь единственное андреевское отражение (при условии сохранения баллистичности контакта). Тем не менее, на приведенных на рис. 2 $dI(V)/dV$ -спектрах можно найти следы $n = 2$ от большой щели. В данном случае, эта особенность интерферирует с основным минимумом от Δ_S , что затрудняет однозначную интерпретацию. Возможное положение $n = 2$ от Δ_L^{out} показано на рис. 2 вертикальной штриховой линией.

Сравнивая полученные результаты с данными ARPES [2, 3, 17], можно предположить, что большая щель открывается на электронных листах и внутреннем цилиндре поверхности Ферми вокруг Γ -точки, а малая щель – на внешнем Γ -цилиндре.

Характеристические отношения для экстремумов большой щели $2\Delta_L^{\text{in}}/k_B T_c^{\text{local}} \approx 3.7$ и $2\Delta_L^{\text{out}}/k_B T_c^{\text{local}} \approx 5.8$ превосходят предел слабой связи однозонной теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ). Полученные отношения для обоих пороговых величин большой щели отлично согласуются с данными оптической спектроскопии монокристаллов $\text{Ba}(\text{Fe}, \text{Co})_2\text{As}_2$ и $\text{Ba}(\text{Fe}, \text{Ni})_2\text{As}_2$ оптимального состава с близкими T_c [24, 25]. Характеристическое отношение для внешнего экстремума Δ_L^{out} близко к значениям, полученным с помощью ARPES [2, 3], туннельной и андреевской спектроскопии [31, 32] и объемных методов исследования [21–23, 27, 28, 30] 122-пниктидов различного состава. Характеристическое отношение для малой щели составляет $2\Delta_S/k_B T_c \approx 1.8 \ll 3.5$, что характерно для “слабого” конденсата в многощелевом сверхпроводнике.

На рисунке 3 показаны температурные зависимости пороговых значений большой сверхпроводящей щели (сплошные кружки, соединенные линией) и малой щели (открытые кружки), полученные по данным рис. 2. Зависимости экстремумов анизотропной большой щели от T схожи друг с другом. На вставке показана температурная зависимость анизотропии, оцененной как $100\% \cdot [1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{out}}] \approx 37\%$ и остающейся практически постоянной вплоть до T_c^{local} . Также видно, что температурные зависимости щелей проходят заметно ниже БКШ-образной кривой, показанной штрихпунктиром для сравнения. Такой вид $\Delta_{L,S}(T)$ характерен для случая умеренного межзонного взаимодействия и воспроизводится, по на-

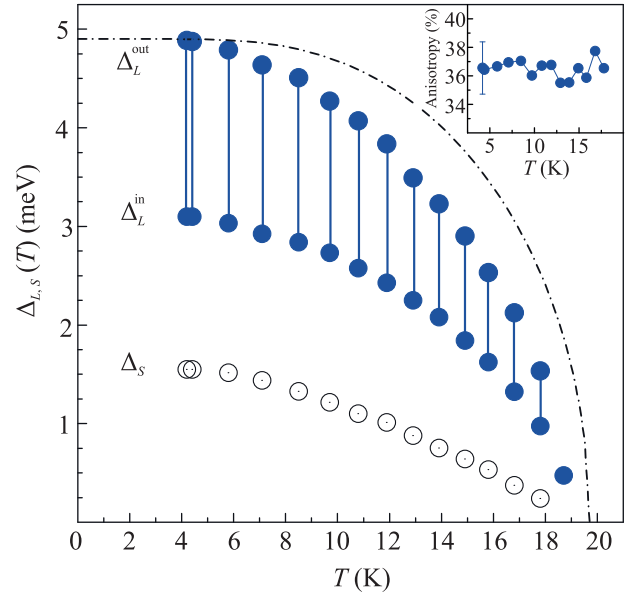


Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости пороговых амплитуд анизотропной большой щели $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ (соединенные сплошные кружки) и малой щели $\Delta_S(T)$ (открытые кружки). Штрихпунктирная линия соответствует однозонной БКШ-образной функции. На вставке приведена температурная зависимость анизотропии большой щели, определенная как $[1 - \Delta_L^{\text{in}}/\Delta_L^{\text{out}}] \cdot 100\%$

шим данным, в 122-пниктидах различного состава и T_c [27–30]. Тем не менее, малая щель закрывается с увеличением температуры немного быстрее, что иллюстрируют нормированные зависимости $\delta_L(T)$ и $\delta_S(T)$, показанные штрихпунктирной и штриховой линиями на рис. 4а.

Для определения температурной зависимости $I_{\text{exc}}(T)$ по данным рис. 1 андреевский избыточный ток был взят при конечном $eV_0 = 12$ мэВ (длина стрелки на рис. 1 показывает соответствующую абсолютную величину I_{exc} при 4.2 К) и нормирован на $\tanh[eV_0/(2k_B T)]$ для корректного сравнения с формулой (1). Полученная нормированная зависимость андреевского избыточного тока от T показана ромбами на рис. 4а. В целом избыточный ток хорошо согласуется с температурными зависимостями щелей: экспериментальные точки $I_{\text{exc}}(T)/I_{\text{exc}}(0)$ лежат в диапазоне, ограниченном $\delta_{L,S}(T)$; это также указывает на андреевскую природу наблюдаемого избыточного тока (см. формулы (1), (3), а также факт обращения в нуль I_{exc} при T_c^{local}). Поскольку степень анизотропии практически не меняется с температурой, а вклад зон с большой щелью определяется исключительно формой $\delta_L(T)$, на рис. 4а приведена зависимость внутреннего экстремума

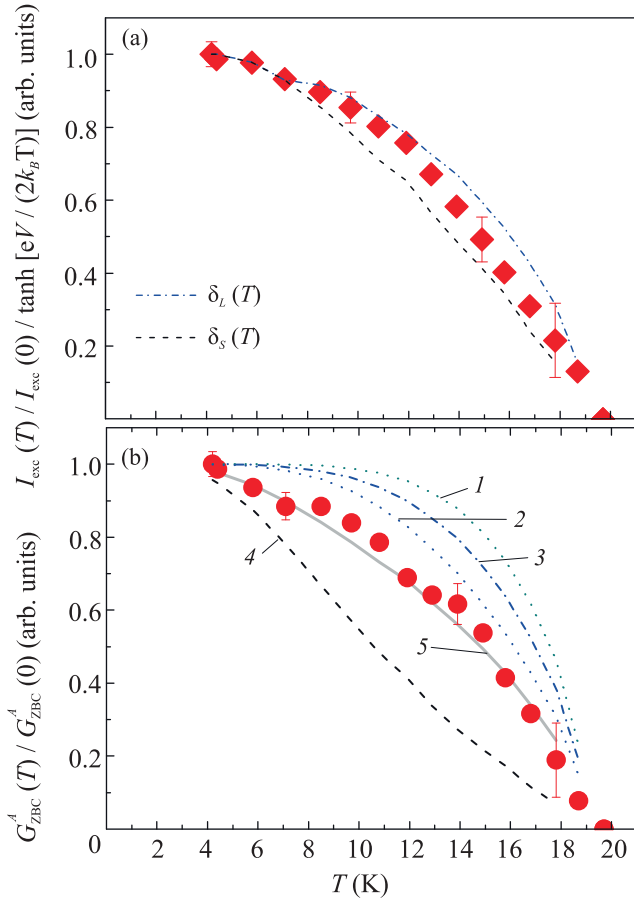


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Температурная зависимость андреевского избыточного тока (ромбы) при смещении $eV = 12$ мэВ $> 2\Delta_L^{\text{out}}(0)$, нормированная на свое значение при $T = 0$. Штрихпунктирная и пунктирная линии соответствуют зависимостям $\delta_L(T)$ и $\delta_S(T)$, согласно данным рис. 3. (б) – Температурная зависимость андреевской проводимости при нулевом смещении (кружки), нормированная на свое значение при $T = 0$. Зависимости, соответствующие пороговым амплитудам большой щели $\tanh[\Delta_L^{\text{in}}/2k_B T]$ (1) и $\tanh[\Delta_L^{\text{out}}/2k_B T]$ (2), эффективный вклад зон с большой щелью (3) и с малой щелью (4) показаны для сравнения. Кривая 5 соответствует двухзонной аппроксимации формулой (4) при $\chi = 0.55$

большой щели $\delta_L^{\text{in}}(T)$ (так как соответствующий минимум дублета на $dI(V)/dV$ -спектре более интенсивен и лучше различим при $T \rightarrow T_c$).

Из-за схожести кривых $\delta_{L,S}(T)$ определить весовой коэффициент ϕ вклада зон с большой щелью в избыточный ток в данном случае весьма затруднительно. Однако из-за различия характеристических отношений вклада зон в проводимость при нулевом смещении сильно отличаются, как показано на рис. 4б, поэтому оценить парциальные проводимости

по данным $G_{\text{ZBC}}^A(T)/G_{\text{ZBC}}^A(0)$ (кружки) становится возможно.

На рисунке 4б кружками показана температурная зависимость андреевской избыточной проводимости при нулевом смещении. Отметим, что поскольку избыточная проводимость при $eV \rightarrow 0$ (по сравнению с G_N) наблюдается исключительно ниже T_c^{local} , анализ $G_{\text{ZBC}}^A(T)$ по формулам (2), (4) позволяет отделить вклад эффектов, связанных со сверхпроводящими свойствами (МАО), от влияния особенностей нормального состояния (определяющих абсолютную величину G_N).

Для оценки вклада зон с анизотропной большой щелью в $G_{\text{ZBC}}^A(T)$ воспользуемся следующим соображением. Как показали численные расчеты [50] в рамках однозонного формализма [36], амплитуда основного ($n = 1$) андреевского минимума $A_{n=1} \equiv G_N - G(2\Delta)$ пропорциональна концентрации куперовских пар. В данном случае внутренний минимум дублета в среднем более интенсивен: при 4.2 К отношение амплитуд внутреннего и внешнего минимума составляет $A_L^{\text{in}}/A_L^{\text{out}} \approx 2$, причем это отношение остается примерно постоянным с увеличением температуры до T_c^{local} . Для грубой оценки представим эффективный вклад зон с большой щелью G_{ZBC}^L в андреевскую проводимость при нулевом смещении как сумму гиперболических тангенсов для Δ_L^{out} и Δ_L^{in} (кривые 1 и 2 на рис. 4б) с весовыми коэффициентами, пропорциональными парциальным концентрациям куперовских пар, образующихся вдоль соответствующих Δ_L^{in} и Δ_L^{out} направлений:

$$\frac{G_{\text{ZBC}}^L(T)}{G_{\text{ZBC}}^L(0)} = \frac{A_L^{\text{in}}}{A_L^{\text{in}} + A_L^{\text{out}}} \cdot \tanh\left[\frac{\Delta_L^{\text{in}}}{2k_B T}\right] + \frac{A_L^{\text{out}}}{A_L^{\text{in}} + A_L^{\text{out}}} \cdot \tanh\left[\frac{\Delta_L^{\text{out}}}{2k_B T}\right]; \quad (5)$$

результат показан на рис. 4б кривой 3.

Используя полученный выше результат для оценки эффективного вклада от куперовских пар, связанных с анизотропным большим параметром порядка Δ_L (зависимость 3 на рис. 4б), и данные, отвечающие за зоны с щелью Δ_S (кривая 4), можно с помощью их линейной комбинации с весовым коэффициентом χ в качестве свободного параметра оценить суммарный вклад двух эффективных зон в полную $G_{\text{ZBC}}^A(T)$. В результате двухзонная аппроксимация (зависимость 5), рассчитанная по формуле (4), отлично согласуется с экспериментальными данными при $\chi \approx 0.55$. Таким образом, парциальный вклад зон с большой щелью чуть превышает вклад зон с малой щелью в общую проводимость.

В заключение, в работе представлены ВАХ и спектры динамической проводимости SnS-контакта с локальной критической температурой $T_c^{\text{local}} \approx 19.7\text{ K}$, созданного в монокристалле пниктида $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$ почти оптимального состава. Обнаружена слабая нелинейность распределения плотности состояний от энергии вблизи E_F в нормальном состоянии выше T_c . Методами спектроскопии многократных андреевских отражений напрямую измерены величины сверхпроводящих параметров порядка, их температурные зависимости и характеристические отношения, а также температурные зависимости андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$ и андреевской проводимости при нулевом смещении $G_{\text{ZBC}}^A(T)$. Показана достаточно сильная анизотропия большой щели порядка 37%, практически не меняющаяся с увеличением температуры вплоть до T_c . Предложен аналитический способ оценки эффективного вклада зоны с анизотропной сверхпроводящей щелью в $G_{\text{ZBC}}^A(T)$ и оценены парциальные проводимости двух эффективных зон.

Авторы благодарят Ю. А. Алещенко, А. В. Муратова и В. М. Пудалова за полезные обсуждения.

Измерения методами андреевской спектроскопии проведены в рамках проекта Российского научного фонда #19-72-00196, синтез и характеристика монокристаллов выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект #19-02-00888). Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

1. Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, R. Kawamura, H. Yanagi, T. Kamiya, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **128**, 10012 (2006).
2. D. V. Evtushinsky, V. B. Zabolotnyy, L. Harnagea, A. N. Yaresko, S. Thirupathiah, A. A. Kordyuk, J. Maletz, S. Aswartham, S. Wurmehl, E. Rienks, R. Follath, B. Büchner, and S. V. Borisenko, *Phys. Rev. B* **87**, 094501 (2013).
3. D. V. Evtushinsky, D. S. Inosov, V. B. Zabolotnyy et al. (Collaboration), *New J. Phys.* **11**, 055069 (2009).
4. A. A. Кордюк, *Физика низких температур* **44**, 623 (2018) [A. A. Kordyuk, *Low Temp. Phys.* **44**, 477 (2018)].
5. A. Martinelli, F. Bernardini, and S. Massidda, *Comptes Rendus Physique* **17**, 5 (2016).
6. Q. Si, R. Yu, and E. Abrahams, *Nat. Rev. Mater.* **1**, 16017 (2016).
7. P. J. Hirschfeld, *Comptes Rendus Physique* **17**, 197 (2016).
8. H. Hosono, A. Yamamoto, H. Hiramatsu, and Y. Ma, *Mater. Today* **21**, 278 (2018).
9. М. В. Садовский, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 165 (2019) [M. V. Sadovskii, *JETP Lett.* **109**, 166 (2019)].
10. А. Л. Рахманов, К. И. Кугель, М. Ю. Каган, А. В. Рожков, А. О. Сбойчаков, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 768 (2017) [A. L. Rakhmanov, K. I. Kugel, M. Yu. Kagan, A. V. Rozhkov, and A. O. Sboychakov, *JETP Lett.* **105**, 806 (2017)].
11. Yu. N. Togushova and M. M. Korshunov, *Phys. Metals Metallogr.* **120**, 1313 (2019).
12. M. Abdel-Hafiez, Y. Zhang, Z. He, J. Zhao, C. Bergmann, C. Krellner, C.-G. Duan, X. Lu, H. Luo, P. Dai, and X.-J. Chen, *Phys. Rev. B* **91**, 024510 (2015).
13. Е. И. Мальцев, В. А. Власенко, О. А. Соболевский, А. В. Садаков, Б. И. Массалимов, К. С. Перваков, *Письма в ЖЭТФ* **111**, 475 (2020) [E. I. Maltsev, V. A. Vlasenko, O. A. Sobolevskii, A. V. Sadakov, B. I. Massalimov, and K. S. Pervakov, *JETP Lett.* **111**, 403 (2020)].
14. В. А. Власенко, О. А. Соболевский, А. В. Садаков, К. С. Перваков, С. Ю. Гаврилкин, А. В. Дик, Ю. Ф. Ельцев, *Письма в ЖЭТФ* **107**, 121 (2018) [V. A. Vlasenko, O. A. Sobolevskiy, A. V. Sadakov, K. S. Pervakov, S. Yu. Gavrilkin, A. V. Dik, and Yu. F. Eltsev, *JETP Lett.* **107**, 119 (2018)].
15. Л. Я. Винников, И. С. Вещунов, М. С. Сидельников, В. С. Столяров, С. В. Егоров, О. В. Скрыбина, В. Джао, Г. Цао, Т. Тамегай, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 530 (2019) [L. Ya. Vinnikov, I. S. Veshchunov, M. S. Sidel'nikov, V. S. Stolyarov, S. V. Egorov, O. V. Skryabina, W. Jiao, G. Cao, and T. Tamegai, *JETP Lett.* **109**, 521 (2019)].
16. И. С. Вещунов, Л. Я. Винников, В. С. Столяров, Н. Чжоу, Ч. С. Ши, С. Ф. Сю, С. Ю. Гребенчук, Д. С. Баранов, И. А. Головчанский, С. Пинон, Ю. Сун, В. Джао, Г. Цао, Т. Тамегай, А. А. Голубов, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 87 (2017) [I. S. Veshchunov, L. Ya. Vinnikov, V. S. Stolyarov, N. Zhou, Z. X. Shi, X. F. Xu, S. Yu. Grebenchuk, D. S. Baranov, I. A. Golovchanskiy, S. Pyon, Y. Sun, W. Jiao, G. Cao, T. Tamegai, and A. A. Golubov, *JETP Lett.* **105**, 98 (2017)].
17. H. Ding, P. Richard, K. Nakayama, K. Sugawara, T. Arakane, Y. Sekiba, A. Takayama, S. Souma, T. Sato, T. Takahashi, Z. Wang, X. Dai, Z. Fang, G. F. Chen, and J. L. Luo, *EPL* **83**, 47001 (2008).
18. M. Tortello, D. Daghero, G. A. Ummarino, V. A. Stepanov, J. Jiang, J. D. Weiss, E. E. Hellstrom, and R. S. Gonnelli, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 237002 (2010).
19. P. Szabó, Z. Pribulová, G. Pristás, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and P. Samuely, *Phys. Rev. B* **79**, 012503 (2009).
20. Z.-S. Wang, Z.-Y. Wang, H.-Q. Luo, X.-Y. Lu, J. Zhu, C.-H. Li, L. Shan, H. Yang, H.-H. Wen, and C. Ren, *Phys. Rev. B* **86**, 060508 (2012).

21. F. Hardy, P. Burger, T. Wolf, R. A. Fisher, P. Schweiss, P. Adelman, R. Heid, R. Fromknecht, R. Eder, D. Ernst, H. v. Löhneysen, and C. Meingast, *EPL* **91**, 47008 (2010).
22. K. Cho, M. Konczykowski, S. Teknowijoyo, M. A. Tanatar, Y. Liu, T. A. Lograsso, W. E. Straszheim, V. Mishra, S. Maiti, P. J. Hirschfeld, and R. Prozorov, *Sci. Adv.* **2**, e1600807 (2016).
23. C. Ren, Z. S. Wang, H. Q. Luo, H. Yang, L. Shan, and H. H. Wen, *Physica C* **469**, 599 (2009).
24. Ю. А. Алешенко, А. В. Муратов, В. М. Пудалов, Е. С. Жукова, Б. П. Горшунов, Ф. Курт, К. Айда, Письма в ЖЭТФ **94**, 779 (2011) [Yu. A. Aleshchenko, A. V. Muratov, V. M. Pudalov, E. S. Zhukova, B. P. Gorshunov, F. Kurth, and K. Iida, *JETP Lett.* **94**, 719 (2012)].
25. Y. A. Aleshchenko, A. V. Muratov, G. A. Ummarino, S. Richter, A. A. Thomas, and R. Hühne, *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 045601 (2020).
26. T. E. Kuzmicheva, V. A. Vlasenko, S. Yu. Gavrilkin, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, I. V. Roshchina, and V. M. Pudalov, *J. Supercond. Novel Magn.* **29**, 3059 (2016).
27. M. Abdel-Hafez, P. J. Pereira, S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, V. M. Pudalov, L. Harnagea, A. A. Kordyuk, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov, B. Shen, H.-H. Wen, A. N. Vasiliev, and X.-J. Chen, *Phys. Rev. B* **90**, 054524 (2014).
28. Т. Е. Кузьмичева, А. В. Муратов, С. А. Кузьмичев, А. В. Садаков, Ю. А. Алешенко, В. А. Власенко, В. П. Мартовицкий, К. С. Перваков, Ю. Ф. Ельцев, В. М. Пудалов, УФН **187**, 450 (2017) [Т. Е. Kuzmicheva, V. M. Pudalov, S. A. Kuzmichev, A. V. Sadakov, Yu. A. Aleshchenko, V. A. Vlasenko, V. P. Martovitsky, K. S. Pervakov, Yu. F. Eltsev, and V. M. Pudalov, *Physics-Uspokhi* **60**, 419 (2017)].
29. Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, Н. Д. Жигадло, Письма в ЖЭТФ **112**, 523 (2020).
30. Т. Е. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, A. V. Sadakov, S. Yu. Gavrilkin, A. Yu. Tsvetkov, X. Lu, H. Luo, A. N. Vasiliev, V. M. Pudalov, X.-J. Chen, and M. Abdel-Hafez, *Phys. Rev. B* **97**, 235106 (2018).
31. Yu. G. Naidyuk, O. E. Kvitnitskaya, S. Aswartham, G. Fuchs, K. Nenkov, and S. Wurmehl, *Phys. Rev. B* **89**, 104512 (2014).
32. Y. Yin, M. Zech, T. L. Williams, X. F. Wang, G. Wu, X. H. Chen, and J. E. Hoffman, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 097002 (2009).
33. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
34. G. B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 1 (1987).
35. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
36. R. Kümmel, U. Gunsenheimer, and R. Nicolisky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
37. U. Gunsenheimer and A. D. Zaikin, *Phys. Rev. B* **50**, 6317 (1994).
38. U. Gunsenheimer and A. D. Zaikin, *EPL* **41**, 195 (1998).
39. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, *Физика низких температур* **42**, 1284 (2016) [S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, *Low Temp. Phys.* **42**, 1008 (2016)].
40. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, А. И. Болталин, И. В. Морозов, Письма в ЖЭТФ **98**, 816 (2013) [S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, A. I. Boltalin, and I. V. Morozov, *JETP Lett.* **98**, 722 (2013)].
41. Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, И. В. Морозов, С. Вурмель, Б. Бюхнер, Письма в ЖЭТФ **111**, 388 (2020) [Т. Е. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, I. V. Morozov, S. Wurmehl, and B. Büchner, *JETP Lett.* **111**, 350 (2020)].
42. Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, Н. Д. Жигадло, Письма в ЖЭТФ **112**, 523 (2020) [Т. Е. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, and N. D. Zhigadlo, *JETP Lett.* **112**, 491 (2020)].
43. Ю. Ф. Ельцев, К. С. Перваков, В. А. Власенко, С. Ю. Гаврилкин, Е. П. Хлыбов, В. М. Пудалов, УФН **184**, 897 (2014) [Yu. F. Elstsev, K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, S. Yu. Gavrilkin, E. P. Khlybov, and V. M. Pudalov, *Physics-Uspokhi* **57**, 827 (2014)].
44. K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, E. P. Khlybov, A. Zaleski, V. M. Pudalov, and Yu. F. Eltsev, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 015008 (2013).
45. J. Moreland and J. W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
46. Y. Machida, K. Tomokuni, T. Isono, K. Izawa, Y. Nakajima, and T. Tamega, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 073705 (2009).
47. Yu. V. Sharvin, *Sov. Phys. JETP* **21**, 655 (1965).
48. Т. Е. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. M. Pudalov, and N. D. Zhigadlo, *Phys. Rev. B* **95**, 094507 (2017).
49. J. Fink, E. D. L. Rienks, M. Yao et al. (Collaboration), arXiv:2005.08216v2.
50. Z. Popović, S. A. Kuzmichev, and T. E. Kuzmicheva, *J. Appl. Phys.* **128**, 013901 (2020).