Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 8, с. 523 – 530

Многозонный андреевский транспорт в сверхпроводящих оксипниктидах оптимального состава

Т. Е. Кузьмичева[+1)], *С. А. Кузьмичев*[+*], *Н. Д. Жигадло*[×]

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

[*]*Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[×]*CrystMat Company, CH-8046 Zurich, Switzerland*

Поступила в редакцию 15 сентября 2020 г.
После переработки 20 сентября 2020 г.
Принята к публикации 20 сентября 2020 г.

Методами спектроскопии многократных андреевских отражений (МАО) SnS-контактов напрямую измерены температурные зависимости сверхпроводящих параметров порядка, избыточного андреевского тока и проводимости при нулевом смещении для поликристаллов сверхпроводящих оксипниктидов $Sm_{0.7}Th_{0.3}OFeAs$ и $NdO_{0.6}H_{0.36}FeAs$ с критическими температурами, близкими к оптимальным. Показано, что полученные данные самосогласованы и могут быть описаны в рамках двухщелевой модели. Оценен доминирующий вклад зон с большой щелью в проводимость 70−85 %.

DOI: 10.31857/S1234567820200069

Свойства железосодержащих сверхпроводников активно исследуются с момента открытия сверхпроводимости в $LaFeAsO_{1-x}F_x$ [1]. В физике этих соединений до сих пор остался ряд нерешенных вопросов, касающихся, в основном, влияния особенностей зонной структуры на высокие критические температуры T_c и симметрию сверхпроводящего параметра порядка [2–8]. В частности, экспериментальные исследования оксипниктидов железа *RE*FeAsO (*RE* – редкоземельный металл) семейства 1111 затруднены в связи с отсутствием крупных монокристаллов.

В большинстве 1111-материалов сверхпроводимость возникает при подавлении волны спиновой плотности допированием или давлением [9]. На фазовой диаграмме оксипниктидов с водородным замещением ($O_{1-x}H_x$) сверхпроводящая фаза представляет собой двойной "колокол" допирования [10, 11] с заметным повышением критической температуры T_c при больших значениях x и сопровождается структурным переходом [12]. С этой точки зрения можно предположить, что 1111H-материалы могут демонстрировать новую физику [13], нехарактерную для большинства сверхпроводящих оксипниктидов.

На поверхность Ферми в материалах системы 1111 выходят квазидвумерные электронные зоны вблизи X-точки и дырочные зоны около Г-точки зоны Бриллюэна, на которых при температурах ниже T_c образуются несколько сверхпроводящих конденсатов. В большинстве экспериментов обнаружена двухщелевая сверхпроводимость с параметрами порядка Δ_L и Δ_S (в качестве обзора см. [14–17]). В частности, в наших экспериментах методами спектроскопии многократных андреевских отражений (МАО) наблюдается скейлинг величин большой и малой щели с T_c в широком диапазоне критических температур 21−54 K для оксипниктидов различного состава и степени замещения [17–20]. Однако, как отмечалось нами ранее [18], для оксипниктидов с критическими температурами, близкими к оптимальным $T_c \approx 50$ K, спектроскопическая особенность от малой щели Δ_S в среднем заметно более подавлена, чем от большой щели, причем интенсивность андреевских минимумов от Δ_S растет при уменьшении T_c в недодопированных образцах.

Данные о структуре сверхпроводящего параметра порядка в 1111H-соединениях редко встречаются в научной литературе на данный момент. В наших предварительных исследованиях оптимально допированных образцов $NdO_{0.6}H_{0.36}FeAs$ [21] напрямую определены величины большой сверхпроводящей щели Δ_L и предположительной малой щели. Неоднозначность существования второго объемного параметра порядка Δ_S связана с тем, что андреевская структура от малой щели в Nd-1111H, как и в других 1111, сильно подавлена [21], и набор данных для проверки воспроизводимости величины малой щели весьма затруднителен.

[1)]e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

В контактах сверхпроводник – тонкий нормальный металл – сверхпроводник (SnS) при температурах ниже T_c реализуется эффект многократных андреевских отражений. Во всем диапазоне смещений eV на вольтамперной характеристике (ВАХ) такого контакта присутствует избыточный ток (относительно омической зависимости в нормальном состоянии выше T_c), значительно возрастающий при малых смещениях (так называемая область "пьедестала"). На спектре динамической проводимости SnS-контакта возникает субгармоническая щелевая структура (СГС) [22–27]. Для контакта высокой прозрачности (90–98 %) СГС представляет собой серию минимумов при смещениях $|eV_n(T)| = 2\Delta(T)/n$, где Δ – величина сверхпроводящей щели, $n = 1,\ 2,\ \ldots$ [25–27]. Положение первой особенности ($n = 1$) может быть немного смещено в сторону меньших смещений; в этом случае амплитуда щели определяется, исходя из положений субгармоник более высоких порядков ($n \geq 2$).

Согласно расчетам [22, 25–27] для контакта с абсолютно прозрачными NS-границами ($Z = 0$) на базе однощелевого сверхпроводника, выражение для избыточного андреевского тока $I_{\mathrm{exc}}(T) \equiv I(T) - I_N(T_c)$ при больших смещениях $eV \to \infty$ определяется температурной зависимостью сверхпроводящей щели и может быть упрощено до

$$I_{\mathrm{exc}}(T, eV \to \infty) = \frac{8}{3}\frac{G_N}{e}\exp(-\frac{d_c}{l_c})\Delta(T), \qquad (1)$$

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 и от баллистического отношения l_c/d_c, и от параметра размытия Γ (влияние которого не рассмотрено ни в одной модели многократных андреевских отражений), что затрудняет оценку этих параметров из эксперимента. Учитывая вышесказанное, далее величины избыточного тока нормированы на свое значение при $T = 0$ для сравнения температурного поведения $I_{\mathrm{exc}}(T)/I_{\mathrm{exc}}(0)$ с нормированными температурными зависимостями сверхпроводящих щелей $\delta_i(T) \equiv \Delta_i(T)/\Delta_i(0)$ ($i = L,\ S$).

В работах [26, 27] было получено выражение для проводимости при нулевом смещении баллистического SnS-контакта на базе однощелевого сверхпроводника, в котором процесс МАО ограничен $\approx l/d$ отражениями:

$$G^A_{\mathrm{ZBC}}(T) \equiv G_{\mathrm{ZBC}}(T) - G_N \sim \qquad (2)$$
$$\sim G_N\frac{l}{d}\tanh[\frac{\Delta(T)}{2k_BT}], \quad eV \to 0.$$

Амплитуда основного ($n = 1$) андреевского минимума $A_{n=1} \equiv G_N - G(eV = 2\Delta)$ в рамках однозонного формализма [25] пропорциональна концентрации куперовских пар $\Delta\tanh[\Delta/2k_BT]$ [28] и может быть записана как

$$A_{n=1}(T) \sim G_N\Delta(T)\tanh\left[\frac{\Delta(T)}{2k_BT}\right]\exp\left(-\frac{d}{l}\right), \qquad (3)$$

$$A_{n=1}(0) \sim G_N\Delta(0)\exp\left(-\frac{d}{l}\right), \quad T \to 0. \qquad (4)$$

Для двухщелевого сверхпроводника вклад в андреевский транспорт будут давать зоны, связанные с каждой из щелей; в частности, на ВАХ и $dI(V)/dV$-спектре будут наблюдаться две СГС. В этом случае, пренебрегая межзонным транспортом в процессе МАО, можно ожидать, что избыточный ток представляется суммой парциальных вкладов зон. Полагая в первом приближении примерно одинаковые длины неупругого рассеяния l_i и, соответственно, множители $\exp(-d/l_i)$ ($i = L,\ S$) для двух зон, из формулы (1) получим

$$\frac{I_{\mathrm{exc}}(T)}{I_{\mathrm{exc}}(0)} = \phi\ \delta_L(T) + (1-\phi)\delta_S(T), \qquad (5)$$
$$\phi \approx \frac{G_L\Delta_L(0)}{G_S\Delta_S(0) + G_L\Delta_L(0)},$$

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 в двухзонном приближении и упрощении $l_L \approx l_S$ можно записать

$$\frac{G^A_{\mathrm{ZBC}}(T)}{G^A_{\mathrm{ZBC}}(0)} = \chi\tanh\left[\frac{\Delta_L(T)}{2k_BT}\right] + (1-\chi)\tanh\left[\frac{\Delta_S(T)}{2k_BT}\right], \qquad (6)$$
$$\chi = \frac{G_L}{G_L + G_S}.$$

Заметим, что в выражении для χ множители, содержащие гиперболический тангенс, пропадают, поскольку $\tanh(1/T) \to 1$ при $T \to 0$.

Таким образом, исследование андреевского транспорта в SnS-контакте позволяет оценить вклад зон с большой щелью в общую проводимость тремя способами: определив непосредственно весовой коэффициент χ температурной зависимости проводимости при нулевом смещении; из температурной зависимости избыточного андреевского тока ($\chi_{\rm EC}$) по формуле (5); из отношения амплитуд первых андреевских минимумов A_L/A_S при $T \to 0$ (χ_A), комбинируя (4) и (6):

$$\chi_{\rm EC} = \frac{\phi\Delta_S(0)}{(1-\phi)\Delta_L(0)+\phi\Delta_S(0)} = \left[\left(\frac{1}{\phi}-1\right)\frac{\Delta_L(0)}{\Delta_S(0)}+1\right]^{-1}, \tag{7}$$

$$\chi_A = \frac{A_L/\Delta_L(0)}{A_S/\Delta_S(0)+A_L/\Delta_L(0)} = \left[\frac{A_S}{A_L}\frac{\Delta_L(0)}{\Delta_S(0)}+1\right]^{-1}. \tag{8}$$

В данной работе приведены прямые самосогласованные данные исследования андреевского транспорта в SnS-контактах, полученных в поликристаллах оксипниктидов для составов, близких к оптимальным: $\rm Sm_{0.7}Th_{0.3}OFeAs$ и $\rm NdO_{0.6}H_{0.36}FeAs$ с редкими видами замещения. Показано, что температурные зависимости избыточного андреевского тока и проводимости при нулевом смещении согласуются с температурными зависимостями сверхпроводящих щелей и не могут быть описаны в рамках однощелевой модели. Определен доминирующий вклад зон с большой щелью в общую проводимость 0.7–0.85.

Поликристаллические образцы оксипниктидов с частичным замещением самария торием $\rm Sm_{0.7}Th_{0.3}OFeAs$ и критической температурой $T_c \approx 52$ K (Sm-1111), а также оксипниктиды неодима с водородным замещением $\rm NdO_{0.6}H_{0.36}FeAs$ с $T_c \approx 49$ K (Nd-1111H) были выращены методом синтеза под высоким давлением. Детали синтеза и характеризации образцов приведены в работах [21, 29–31]. Андреевские SnS-контакты на микротрещине были получены путем раскалывания образца при низких температурах с помощью техники *"break-junction"* [32]. Схема эксперимента, а также преимущества и недостатки метода подробно обсуждаются в работе [33].

Образец, вырезанный в виде тонкой прямоугольной пластинки размером порядка $2\times1\times0.1$ мм^3, закрепляется на пружинящем столике с помощью четырех капель жидкого при комнатной температуре In-Ga сплава (истинное четырехточечное подключение). Далее столик с образцом охлаждается до 4.2 K и прецизионно изгибается, что приводит к образованию микротрещины – туннельного барьера, полностью разделяющего два сверхпроводящих берега. 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, минимальные размеры которой в ab-плоскости, по нашим оценкам, достигают порядка 10 нм.

Нами неоднократно показано, что техника *"break-junction"* успешно применяется не только к монокристаллам, но и к поликристаллическим образцам слоистых соединений: туннельные контакты высокого качества в них могут быть получены между криогенными поверхностями расколовшихся кристаллических зерен [18, 33, 34]. Это возможно при достаточно прочной механической связи кристаллитов друг с другом, а также при их размерах более 100 нм (т.е. превышающих диаметр контактной области). Ток через такой контакт идет вдоль c-направления. В исследованных нами оксипниктидах [18, 21, 33–35] возникающая в контакте слабая связь оказывалась электрически эквивалентна тонкому слою нормального металла высокой прозрачности (90–98 %), а получаемые $I(V)$ и $dI(V)/dV$ контактов на микротрещине характерны именно для режима МАО [22, 24, 25]. 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.

На рисунке 1 приведены ВАХ SnS-контакта с локальной критической температурой $T_c \approx 49$ K на

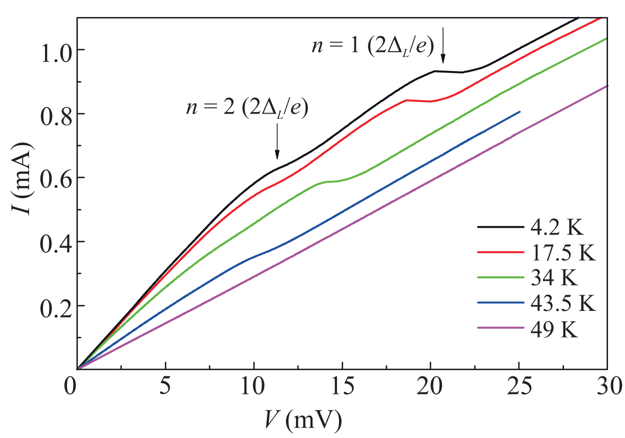

Рис. 1. (Цветной онлайн) Вольтамперные характеристики андреевского SnS-контакта с локальной $T_c \approx 49$ K, полученного в поликристалле $\rm Sm_{0.7}Th_{0.3}OFeAs$, при различных температурах. Стрелками отмечены положения основной ($n=1$) и второй ($n=2$) субгармоники от большой щели $\Delta_L \approx 11.4$ мэВ при $T = 4.2$ K

базе $Sm_{0.7}Th_{0.3}OFeAs$, измеренные при различных температурах. При $T = 4.2$ K на ВАХ заметен выраженный пьедестал при $eV \to 0$, избыточный андреевский ток при больших смещениях, а также горизонтальные участки СГС при $eV_{n=1} \approx 22$ мэВ и $eV_{n=2} \approx \approx 11.4$ мэВ; положения последних определяют амплитуду большой щели $\Delta_L \approx 11.4$ мэВ. Все эти особенности характерны для баллистического контакта ($l_c/d_c \sim 3$) в режиме многократных андреевских отражений. Величина малой щели $\Delta_S \approx 2.7$ мэВ и отношение амплитуд первых ($n = 1$) андреевских минимумов от большой и малой щели $A_L/A_S \approx 10$ при 4.2 K, а также температурная зависимость $\Delta_S(T)$ для данного контакта были определены по соответствующим спектрам динамической проводимости в области пьедестала от большой щели.

С увеличением температуры андреевские особенности ВАХ становятся менее интенсивны и смещаются в сторону нуля; также уменьшаются величины $I_{\rm exc}$ и $G_{\rm ZBC}$. При $T = 49$ K на ВАХ полностью исчезают особенности, вызванные андреевским транспортом, что означает переход контакта в нормальное состояние и определяет его локальную T_c.

На рисунке 2 показаны температурные зависимости большой и малой сверхпроводящей щели, полученные для контакта на рис. 1 (квадраты). Видно, что температурные зависимости щелей не соответствуют функции, подобной $\Delta(T)$, определяемой предсказаниями однозонной теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) в пределе слабой связи (приведена пунктиром). Такой вид $\Delta_{L,S}(T)$ характерен для оксипниктидов и воспроизводится, по нашим данным, в образцах системы 1111 с различной степенью замещения и T_c [17, 18, 36, 37]. Для сравнения кружками на рис. 2 приведены зависимости $\Delta_{L,S}(T)$ для SnS-контакта в Nd-1111H с водородным замещением. Отметим, что температурная зависимость большой щели в Nd-1111H имеет более выраженный прогиб при температурах $T > 10$ K, который, тем не менее, воспроизводится для различных контактов на базе Nd-1111H [21]. Температурная зависимость $\Delta_S(T)$ в Nd-1111H была определена по данным соответствующих $dI(V)/dV$-спектров, измеренных при T от 4.2 K до T_c. При 4.2 K амплитуда первого андреевского минимума от большой щели примерно в $A_L/A_S \approx 24$ раза интенсивнее, чем для малой щели.

Обе пары зависимостей $\Delta_{L,S}(T)$, приведенные на рис. 2, могут быть описаны в рамках двухзонной модели на основе уравнений Москаленко и Сула [38, 39] с перенормированными БКШ-интегралами [19, 40], как показано сплошными линиями на рис. 2. Определенные таким образом четверки "малых" констант связи, диагональных λ_{ii} и недиагональных λ_{ij} ($i = = L, S$), указывают на доминирующую роль внутризонной связи в Sm-1111: оцененный параметр $\beta = = \sqrt{\lambda_{LL}\lambda_{SS}/(\lambda_{LS}\lambda_{SL})} \approx 11$ согласуется со статистикой данных, набранной нами ранее для 1111-пниктидов оптимального состава [17–19]. Напротив, зависимости, полученные для Nd-1111H, соответствуют случаю достаточно сильного межзонного взаимодействия, сравнимого по силе с внутризонным: значение $\beta \approx 1.5$ нехарактерно для большинства оксипниктидов, тем не менее, воспроизводит оценку, полученную нами ранее для Nd-1111H [21]. Полученные четверки λ_{ij} позволяют экстраполировать значения сверхпроводящих щелей при любых температурах. Это потребуется нам для дальнейших рассуждений.

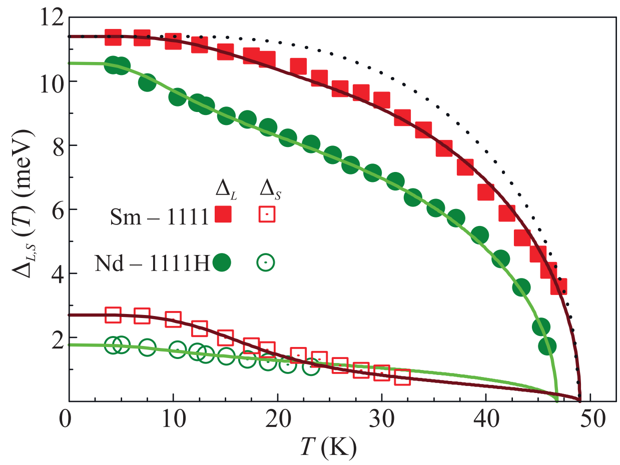

Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурные зависимости большой сверхпроводящей щели (сплошные символы) и малой щели (пустые символы) в $Sm_{0.7}Th_{0.3}OFeAs$ (квадраты) и $NdO_{0.6}H_{0.36}FeAs$ (кружки). Линиями показаны теоретические кривые, рассчитанные в рамках двухзонной модели на основе уравнений Москаленко и Сула с перенормированными БКШ-интегралами. Однозонная БКШ-образная зависимость $\Delta(T)$ приведена пунктиром

Треугольниками на рис. 3а показана температурная зависимость избыточного тока $I_{\rm exc}(T)/I_{\rm exc}(0)$, полученная для Sm-1111 по данным рис. 1 при $eV = = 25$ мэВ и нормированная на свое значение при $T = 0$. С целью учета конечного $eV = 25$ мэВ, при котором были взяты значения $I_{\rm exc}(T)$ при различных температурах, экспериментальные данные были также нормированы на $\tanh[eV/(2k_BT)]$ для корректного сравнения с формулами (1), (5). Поскольку теоретические зависимости, полученные на основе уравнений Москаленко и Сула (линии на рис. 2), аппрок-

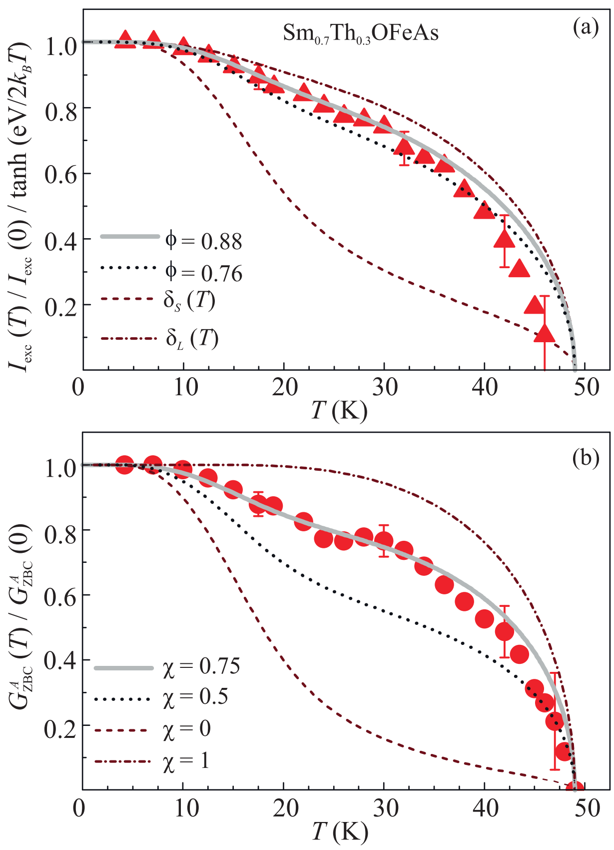

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Температурная зависимость избыточного андреевского тока (треугольники) при смещении $eV = 25$ мэВ $> 2\Delta_L(0)$, нормированная на свое значение при $T = 0$, для SnS-контакта в $Sm_{0.7}Th_{0.3}OFeAs$. Двухзонная аппроксимация формулой (5) с $\phi = 0.88$ показана сплошной линией, пунктиром – кривая при $\phi = 0.76$. Штрихпунктирная и штриховая линии соответствуют зависимостям $\delta_L(T)$ и $\delta_S(T)$ для Sm-1111, показанным квадратами на рис. 2. (b) – Температурная зависимость андреевской проводимости при нулевом смещении (кружки), нормированная на свое значение при $T = 0$. Сплошной линией приведена двухзонная аппроксимация формулой (6) при $\chi = 0.75$, а также соответствующие функции при $\chi = 0.5$, 1 и 0

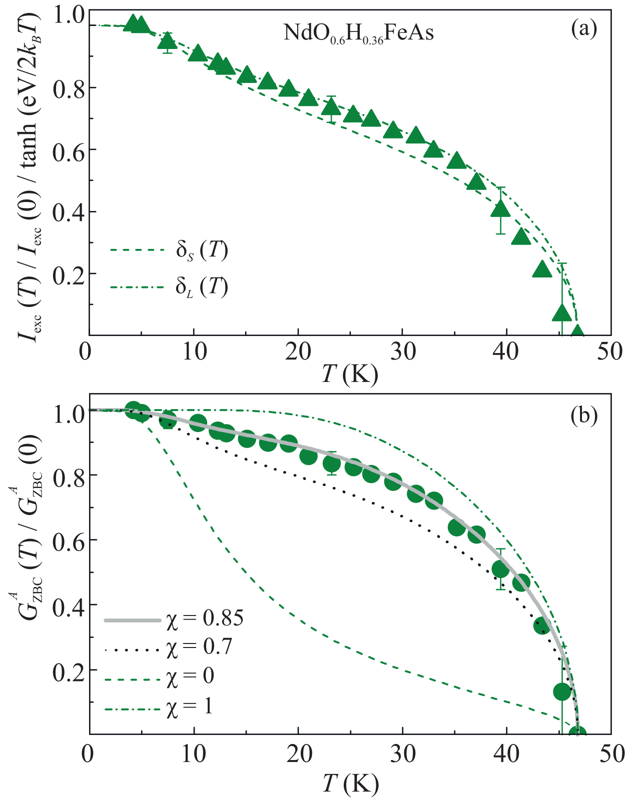

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Температурная зависимость избыточного андреевского тока (треугольники) при смещении $eV = 24$ мэВ $> 2\Delta_L(0)$, нормированная на свое значение при $T = 0$, для SnS-контакта в $NdO_{0.6}H_{0.36}FeAs$ с $T_c \approx 47$ К. Штрихпунктирная и штриховая линии соответствуют зависимостям $\delta_L(T)$ и $\delta_S(T)$ для Nd-1111H, показанным кружками на рис. 2. (b) – Температурная зависимость андреевской проводимости при нулевом смещении (кружки), нормированная на свое значение при $T = 0$. Сплошной линией приведена двухзонная аппроксимация формулой (6) при $\chi = 0.85$, а также функции при $\chi = 0.7$, 1 и 0

симируют экспериментальные температурные зависимости щелей во всем диапазоне температур, удобно использовать именно аппроксимационные кривые $\Delta_{L,S}(T)$ при подстановке в формулу (5) с весовым коэффициентом ϕ, который является свободным параметром.

Экспериментальная зависимость избыточного тока от температуры (треугольники на рис. 3a) в целом хорошо согласуется с двухзонной аппроксимацией в случае, если зоны с большой щелью дают заметно больший вклад в избыточный ток ($\phi > 0.8$). Уменьшение избыточного тока относительно теоретической кривой при температурах, больших $\approx 0.7\,T_c$, может быть объяснено влиянием неупругого рассеяния, характеризующегося параметром Γ. Поскольку количество заполненных подщелевых состояний, влияющих на вероятность прохождения носителей внутри сверхпроводящей щели (и, соответственно, потерю андреевских носителей), а также степень размытия зависимости плотности электронных состояний от энергии зависит именно от отношения Γ/Δ, то в первом приближении это отношение растет обратно пропорционально $\Delta(T)$ при увеличении температуры. Поэтому только при $T < 0.5\ T_c$ можно считать, что зависимость $I_{\rm exc}(T)$ определяется исключительно особенностями $\delta_i(T) \equiv \Delta_i(T)/\Delta_i(0)$ (прогибами

Таблица 1. Параметры, определенные по данным рис. 1–4: величины сверхпроводящих щелей и отношение амплитуд основных ($n = 1$) андреевских минимумов от большой и малой щели A_L/A_S при $T \to 0$, весовые коэффициенты ϕ и χ, соответствующие наилучшей аппроксимации $I_{\rm exc}(T)$ и $G_{\rm ZBC}(T)$ на рис. 3, 4, а также вклады зон с большой щелью в общую проводимость, косвенно оцененные по данным амплитуд андреевских минимумов – χ_A и избыточного андреевского тока - $\chi_{\rm EC}$, по сравнению с определенным напрямую χ

Соединение	T_c, K	Δ_L, Δ_S, мэВ	A_L/A_S	ϕ	χ по данным $G^A_{\rm ZBC}(T)$:	χ_A по данным $A_{L,S}$:	χ_{EC} по данным $I_{\rm exc}(T)$:
$Sm_{0.7}Th_{0.3}OFeAs$	49	11.4, 2.7	10	0.88 ± 0.09	$\mathbf{0.75 \pm 0.08}$	$\mathbf{0.7 \pm 0.07}$	$\mathbf{0.63 \pm 0.06}$
$NdO_{0.6}H_{0.36}FeAs$	46.8	10.5, 1.75	24	н/о	$\mathbf{0.85 \pm 0.09}$	$\mathbf{0.85 \pm 0.08}$	н/о

при $T \approx 15$ K, см. рис. 2), и оценивать весовой коэффициент из аппроксимации низкотемпературной части зависимости избыточного тока. Сплошной линией приведена наилучшая аппроксимация с весовым коэффициентом $\phi = 0.88$, а также кривая, соответствующая $\phi = 0.76$, для сравнения.

Экспериментальная зависимость андреевской составляющей проводимости при нулевом смещении $G^A_{\rm ZBC}(T)/G^A_{\rm ZBC}(0)$ от температуры для этого же контакта показана на рис. 3b кружками. Хорошо видно, что она проходит значительно ниже однозонной штрихпунктирной кривой, полученной по формуле (2) и соответствующей вкладу зон от большой щели ($\chi = 1$). Двухзонная аппроксимация формулой (6) дает наилучшее совпадение теории и эксперимента при весовом коэффициенте $\chi \approx 0.75$ (сплошная линия). Для сравнения также показана кривая при $\chi = 0.5$, проходящая заметно ниже экспериментальной зависимости. Стоит отметить, что точность определения χ по этим данным достаточно высока, поскольку даже небольшая вариация весового коэффициента сильно меняет вид двухзонной аппроксимационной кривой в диапазоне, ограниченном штриховой и штрихпунктирной линиями.

Аналогичные исследования были проведены для данных, полученных на SnS-контакте с локальной критической температурой $T_c \approx 47$ K в поликристалле Nd-1111H с водородным замещением (рис. 4). Экспериментальная зависимость избыточного тока (треугольники) была получена при конечном $eV = 24$ мВ и нормирована на $\tanh[eV/(2k_BT)]$. Видно, что экспериментальная кривая повторяет выраженный прогиб нормированных температурных зависимостей обеих щелей при $T > 10$ K (штриховая и штрихпунктирная линии). Однако точная оценка весового коэффициента в данном случае затруднена из-за схожести кривых $\delta_{L,S}(T)$ вследствие $\beta \approx 1.5$, т.е. стремящегося к 1. Отметим, что для двухзонного сверхпроводника с нулевым детерминантом матрицы констант связи λ_{ij} (и, соответственно, $\beta = 1$) зависимости $\delta_L(T)$ и $\delta_S(T)$ полностью совпадают во всем диапазоне температур.

На рисунке 4b кружками приведена зависимость андреевской проводимости при нулевом смещении $G_{\rm ZBC}$, аппроксимированная формулой (6). Несмотря на невозможность оценки весовых коэффициентов вклада эффективных зон в проводимость по данным рис. 4a, для $G^A_{\rm ZBC}(T)$ это возможно проделать из-за существенного различия в температурном ходе $\tanh[\Delta_i(T)/(2k_BT)]$. По нашим оценкам, вклад зон с Δ_L для Nd-1111H составляет около $\chi = 0.85$; соответствующая зависимость (сплошная линия) прекрасно согласуется с экспериментальными точками.

В таблице 1 приведены параметры сверхпроводящего состояния $Sm_{0.7}Th_{0.3}OFeAs$ и $NdO_{0.6}H_{0.36}FeAs$, определенные методом андреевской спектроскопии для рассмотренных SnS-контактов при $T = 4.2$ K. Из величины вклада зон с большой щелью в избыточный ток (весовой коэффициент ϕ) и отношения амплитуд андреевских минимумов при 4.2 K (A_L/A_S) по формулам (7), (8) были определены парциальные вклады зон с Δ_L в проводимость – коэффициенты $\chi_{\rm EC}$ и χ_A соответственно. Видно, что для обоих контактов парциальные составляющие проводимости зон с большой щелью, χ, χ_A и $\chi_{\rm EC}$, согласуются друг с другом. Для исследованных оксипниктидов вклад зон с Δ_L в общую проводимость доминирует, при этом вклад зон с малой щелью не превышает 25–35 % в Sm-1111 и $\approx$ 15% в Nd-1111H. Это объясняет сильное подавление СГС от малой щели на $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов, отмеченное нами ранее для ряда оксипниктидов различного состава с T_c порядка 50 K [18, 21, 34].

В заключение, в работе представлены данные спектроскопии многократных андреевских отражений в SnS-контактах на микротрещине, созданных в поликристаллах оксипниктидов $Sm_{0.7}Th_{0.3}OFeAs$ и $NdO_{0.6}H_{0.36}FeAs$ с критическими температурами, близкими к оптимальным. Получены выражения для температурных зависимостей избыточного андреевского тока и андреевской проводимости при нулевом смещении в двухзонном приближении. Показано, что парциальные проводимости зон могут быть определены из $I_{\mathrm{exc}}(T)$, $G^{A}_{\mathrm{ZBC}}(T)$, а также из отношения амплитуд основных андреевских минимумов от щелей Δ_L и Δ_S на $dI(V)/dV$-спектре при $T \to 0$.

Полученная двухзонная аппроксимация на основе измеренных напрямую сверхпроводящих параметров порядка $\Delta_{L,S}(T)$ хорошо описывает экспериментальные температурные зависимости избыточного андреевского тока ($eV \gg 2\Delta$) и андреевской проводимости при нулевом смещении ($eV = 0$). Из оцененных весовых коэффициентов, а также из отношения амплитуд основных андреевских минимумов на $dI(V)/dV$-спектре при 4.2 K определен доминирующий вклад зон с большой щелью $\chi \approx 70-85\,\%$ в общую проводимость.

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. Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, R. Kawamura, H. Yanagi, T. Kamiya, and H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. **128**, 10012 (2006).
2. Q. Si, R. Yu, and E. Abrahams, Nat. Rev. Mater. **1**, 16017 (2016).
3. P. J. Hirschfeld, Comptes Rendus Physique **17**, 197 (2016).
4. H. Hosono, A. Yamamoto, H. Hiramatsu, and Y. Ma, Mater. Today **21**, 278 (2018).
5. A. Kreisel, P. J. Hirschfeld, and B. M. Andersen, Symmetry **12**, 1402 (2020).
6. М. В. Садовский, Письма в ЖЭТФ **109**, 165 (2019) [M. V. Sadovskii, JETP Lett. **109**, 166 (2019)].
7. А. Л. Рахманов, К. И. Кугель, М. Ю. Каган, А. В. Рожков, А. О. Сбойчаков, Письма в ЖЭТФ **105**, 768 (2017) [JETP Lett. **105**, 806 (2017)].
8. I. A. Nekrasov and N. S. Pavlov, Pis'ma v ZhETF **108**, 657 (2018) [JETP Lett. **108**, 623 (2018)].
9. A. Martinelli, F. Bernardini, and S. Massidda, Comptes Rendus Physique **17**, 5 (2016).
10. K. Kobayashi, J. Yamaura, S. Iimura, S. Maki, H. Sagayama, R. Kumai, Y. Murakami, H. Takahashi, S. Matsuishi, and H. Hosono, Sci. Rep. **6**, 39646 (2016).
11. N. Fujiwara, N. Kawaguchi, S. IImura, S. Matsuishi, and H. Hosono, Phys. Rev. B **96**, 140507(R) (2017).
12. M. Hiraishi, S. Iimura, K. M. Kojima et al. (Collaboration), Nature Phys. **10**, 300 (2014).
13. S. Onari, Y. Yamakawa, and H. Kontani, Phys. Rev. Lett. **112**, 187001 (2014).
14. P. Seidel, Supercond. Sci. Technol. **24**, 043001 (2011).
15. D. Daghero, M. Tortello, G. A. Ummarino, and R. S. Gonnelli, Rep. Prog. Phys. **74**, 124509 (2011).
16. G. R. Stewart, Rev. Mod. Phys. **83**, 1589 (2011).
17. Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, М. Г. Михеев, Я. Г. Пономарев, С. Н. Чесноков, В. М. Пудалов, Е. П. Хлыбов, Н. Д. Жигадло, УФН **184**, 888 (2014) [T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, Ya. G. Ponomarev, S. N. Tchesnokov, V. M. Pudalov, E. P. Khlybov, and N. D. Zhigadlo, Physics-Uspekhi **57**, 819 (2014)].
18. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. M. Pudalov, and N. D. Zhigadlo, Phys. Rev. B **95**, 094507 (2017).
19. Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, Физика Низких Температур **45**, 1366 (2019) [T. E. Kuzmicheva and S. A. Kuzmichev, Low Temp. Phys. **45**, 1161 (2019)].
20. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, Письма в ЖЭТФ **105**, 633 (2017) [S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, JETP Lett. **105**, 671 (2017)].
21. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, and N. D. Zhigadlo, Phys. Rev. B **100**, 144504 (2019).
22. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983).
23. G. B. Arnold, J. Low Temp. Phys. **68**, 1 (1987).
24. D. Averin and A. Bardas, Phys. Rev. Lett. **75**, 1831 (1995).
25. R. Kümmel, U. Gunsenheimer, and R. Nicolsky, Phys. Rev. B **42**, 3992 (1990).
26. U. Gunsenheimer and A. D. Zaikin, Phys. Rev. B **50**, 6317 (1994).
27. U. Gunsenheimer and A. D. Zaikin, EPL **41**, 195 (1998).
28. Z. Popović, S. A. Kuzmichev, and T. E. Kuzmicheva, J. Appl. Phys. **128**, 013901 (2020).
29. N. D. Zhigadlo, S. Katrych, S. Weyeneth, R. Puzniak, P. J. W. Moll, Z. Bukowski, J. Karpinski, H. Keller, and B. Batlogg, Phys. Rev. B **82**, 064517 (2010).
30. N. D. Zhigadlo, J. Cryst. Growth **455**, 94 (2016).
31. N. D. Zhigadlo, N. Barbero, and T. Shiroka, J. Alloys Comp. **725**, 1027 (2017).
32. J. Moreland and J. W. Ekin, J. Appl. Phys. **58**, 3888 (1985).
33. 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)].
34. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, Ya. G. Ponomarev, S. N. Tchesnokov, Yu. F. Eltsev, V. M. Pudalov, K. S. Pervakov, A. V. Sadakov, A. S. Usoltsev, E. P. Khlybov, and L. F. Kulikova, EPL **102**, 67006 (2013).
35. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, M. V. Sudakova, S. N. Tchesnokov, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, T. Hänke, C. Hess, G. Behr, R. Klingeler, and B. Büchner, Phys. Rev. B **79**, 224517 (2009).

36. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, S. N. Tchesnokov, and N. D. Zhigadlo, J. Supercond. Nov. Magn. **29**, 673 (2016).
37. T. E. Shanygina, S. A. Kuzmichev, M. G. Mikheev, Y. G. Ponomarev, S. N. Tchesnokov, Y. F. Eltsev, V. M. Pudalov, A. V. Sadakov, A. S. Usol'tsev, E. P. Khlybov, and L. F. Kulikova, J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 2661 (2013).
38. В. А. Москаленко, Физика Металлов и Металловедение **8**, 522 (1959).
39. H. Suhl, B. T. Matthias, and L. R. Walker, Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959).
40. С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, С. Н. Чесноков, Письма в ЖЭТФ **99**, 339 (2014) [S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, and S. N. Tchesnokov, JETP Lett. **99**, 295 (2014)].