02

Многозонный квазичастичный транспорт в туннельных контактах на базе сверхпроводящего стехиометрического пниктида $CaKFe_4As_4$

© Т.Е. Кузьмичева[1], А.Д. Ильина[1], И.А. Никитченков[2,1], К.С. Перваков[1], В.А. Власенко[1], А.С. Медведев[1], С.А. Кузьмичев[2,1]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия
[2] Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

E-mail: kuzmichev@mig.phys.msu.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.
В окончательной редакции 6 марта 2025 г.
Принята к публикации 5 мая 2025 г.

Методами туннельной спектроскопии контактов на микротрещине установлена многощелевая сверхпроводимость пниктидов $CaKFe_4As_4$, определены амплитуды и температурные зависимости микроскопических сверхпроводящих параметров порядка $\Delta_i(T)$. Получены температурные зависимости особенностей, вызванных андреевским транспортом: андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$ и андреевской проводимости при нулевом смещении $G^{\text{A}}_{\text{ZBC}}(T)$. Также измерена температурная зависимость критического тока $I_{\text{c}}(T)$. По данным $I_{\text{exc}}(T)$, $G^{\text{A}}_{\text{ZBC}}(T)$ и $I_{\text{c}}(T)$ оценены парциальные проводимости двух эффективных зон, показан доминирующий вклад „ведущих“ зон с большой сверхпроводящей щелью в общую проводимость.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, пниктиды, туннельная спектроскопия, многократные андреевские отражения, сверхпроводящий параметр порядка.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61177.9HH-25

1. Введение

Сверхпроводники недавно открытого семейства 1144 на основе щелочных металлов общего состава $XY\text{Fe}_4\text{As}_4$ (где X — щелочноземельный металл или редкоземельный Eu, Y — щелочной металл) [1] представляются весьма перспективными для прикладных и фундаментальных исследований (в качестве обзора см. [2]). Типичный представитель этого семейства $CaKFe_4As_4$ имеет слоистую кристаллическую структуру, представляющую собой стопку антифлюоритоподобных сверхпроводящих (СП) блоков FeAs с тетрагональной решеткой в ab-плоскости, разделенных вдоль c-направления чередующимися плоскостями Ca и K [1]. Наличие атомов щелочного металла в структуре обеспечивает дырочное „самодопирование“ СП-блоков FeAs, что способствует, в отличие от большинства пниктидов железа, установлению сверхпроводимости именно в стехиометрическом составе, с максимальной для этого соединения критической температурой $T_{\text{c}} \approx 35$ K, а также отсутствию магнетизма и нематического порядка выше T_{c} [1].

Расчеты зонной структуры [3] показали, что уровень Ферми в $CaKFe_4As_4$ пересекает около 10 зон, образуя несколько вложенных, слабо гофрированных вдоль k_z-направления дырочных цилиндров поверхности Ферми вокруг Г-точки зоны Бриллюэна и несколько электронных цилиндров вокруг М-точки. Ниже T_{c}, согласно расчетам, на каждом листе поверхности Ферми образуется СП-конденсат с различной энергией связи куперовских пар, т. е. формально реализуется 10-щелевая сверхпроводимость. В исследованиях методом фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) надежно различимы три дырочных кармана в Г-точке и 1–2 электронных кармана в М-точке [4,5]. Четыре СП-параметра порядка, реализующиеся на обнаруженных с помощью ФЭСУР цилиндрах поверхности Ферми, имели довольно высокие характеристические отношения $2\Delta_i(0)/k_{\text{B}}T_{\text{c}} \approx 5-9$, превышающие предел слабой связи 3.53, что согласуется с данными оптической [6] и фемтосекундной спектроскопии [7].

В экспериментах методами сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) [5,8,9,10] и спектроскопии точечных контактов (ТК) [11] на спектрах туннельных и андреевских контактов при $T \ll T_{\text{c}}$ наблюдались достаточно широкие максимумы в диапазонах смещений $|V_{\text{S}}| \approx 3-4$ mV и $|V_{\text{L}}| \approx 6-8$ mV, интерпретированные авторами этих работ как щелевые особенности от малой и большой СП-щелей. К сожалению, надежная оценка амплитуд Δ_i на основе этих данных затруднена по причине сильного размытия: авторам [5,8,10,11] удалось удовлетворительно аппроксимировать экспериментальные данные, только введя чудовищный разброс значений $\Delta_i(0)$ от 0 до $\sim 10-12$ meV, соответствующий 100 % анизотропии в реальном пространстве, т. е. многофазности и полному хаосу свойств.

Наши предварительные исследования методом спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО), проведенные при

$T \ll T_c$, показали сосуществование трех объемных СП-параметров порядка с характеристическими отношениями, в среднем составляющими $2\Delta_i(0)/k_B T_c \approx 5.6$, 3.9 и 1.3.

Температурная зависимость концентрации куперовских пар $\rho_S(T)$ была получена с помощью измерений лондоновской глубины проникновения [8,11,12] и мюонной спектроскопии [13]. На зависимостях наблюдался значительный „прогиб“ при температурах $T \approx 10-15$ K, для аппроксимации которого помимо большой СП-щели с $2\Delta_i(0)/k_B T_c \approx 6-9$ (что согласуется с данными работ [4–11]) требуется введение меньшего СП-параметра порядка Δ_S с $2\Delta_S(0)/k_B T_c \approx 1-2$ [8,11,12,13].

В настоящей работе проведены исследования СП-свойств поликристаллов $CaKFe_4As_4$ двумя взаимодополняющими методами. С помощью ЭНМАО-спектроскопии напрямую определены амплитуды СП-параметров порядка и их температурные зависимости. Получены зависимости особенностей, вызванных многозонным андреевским транспортом: андреевского избыточного тока $I_{exc}(T)$ и андреевской проводимости при нулевом смещении $G^A_{ZBC}(T)$ на $I(V)$ и $dI(V)/dV$-характеристиках андреевских контактов; на основе их анализа в рамках многозонного подхода оценены парциальные проводимости эффективных зон. Подобные данные отсутствуют в литературе на данный момент. С помощью туннельной спектроскопии измерена температурная зависимость сверхтока $I_c(T)$ для СП-закороток, пропорциональная первом приближении концентрации куперовских пар $\rho_S(T)$. Показано, что данные $I_c(T)$ могут быть описаны в рамках теоретических представлений с использованием данных $\Delta_i(T)$, измеренных напрямую методом ЭНМАО-спектроскопии.

2. Детали эксперимента

Синтез поликристаллических образцов $CaKFe_4As_4$ проводили из подготовленных заранее прекурсоров CaAs, KAs и Fe_2As в мольном соотношении 1 : 1 : 2. В качестве исходных реагентов использовали Ca(99.9 %), K(99.95 %), Fe(99.98 %) и As(99.9999 %). Полученные прекурсоры размалывали и перемешивали в агатовой ступке. Порошок засыпали в корундовый тигель, который заваривали в ниобиевый контейнер. Контейнер помещали в вакуумную печь и прокаливали в атмосфере аргона при температуре 955 °C в течение 6 часов. Полученный порошок перетирали в агатовой ступке и прессовали в таблетки диаметром 12 mm под давлением 10 MPa. Таблетки помещали в ниобиевый контейнер и заваривали при помощи аргонодуговой сварки в атмосфере аргона. Контейнер помещаем в вакуумную печь и прокаливали при температуре 955 °C в течение 6 часов в атмосфере аргона. Все операции синтеза, кроме прокаливания, были проведены в перчаточном боксе в атмосфере аргона и содержанием кислорода и воды менее чем 0.1 ppm.

В результате были получены плотные поликристаллические образцы, которые были измельчены в агатовой ступке для проведения рентгенофазового анализа. По данным РФА образцы являются однофазными, параметры решетки были уточнены методом Ле Бейля и составили $a = 3.8534(12)$ Å, $c = 12.830(5)$ Å.

Для исследования квазичастичного транспорта в СП и нормальном состоянии использовались методы туннельной спектроскопии контактов типа сверхпроводник–сужение–сверхпроводник (ScS) и ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов (где n — тонкий нормальный металл).

В ScS-контакте малой емкости с размером $d < 2\xi_0$ (ξ_0 — длина когерентности) и перекрытием фаз волновых функций СП-конденсатов внутри туннельного барьера на вольтамперной характеристике (ВАХ) при смещении $eV = 0$ ниже T_c присутствует вертикальная сверхтоковая ветвь. Амплитуда сверхтока I_c определяется температурной зависимостью СП-параметра порядка $\Delta(T)$ по формуле Амбегаокара-Баратова [14] и пропорциональна концентрации куперовских пар $\rho_S(T)$ из теории БКШ

$$I_c(T) = \frac{\pi}{2}\frac{\Delta(T)}{eR_N}\tanh\frac{\Delta(T)}{2k_B T} \propto \rho_s(T). \quad (1)$$

При превышении критического тока I_c (с использованием источника постоянного тока) на ВАХ наблюдается горизонтальный перескок („срыв“) на квазичастичную ветвь. В двухзонном приближении можно записать

$$\frac{I_c(T)}{I_c(0)} = \omega\delta_L(T)\tanh\frac{\Delta_L(T)}{2k_B T} + (1-\omega)\delta_S(T)\tanh\frac{\Delta_S(T)}{2k_B T},$$

$$\delta(T) \equiv \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}, \quad (2)$$

где $R_N \equiv 1/G_N$ — нормальное сопротивление контакта при $eV \gg 2\Delta(0)$, а весовой вклад зоны с большой СП-щелью

$$\omega = \frac{G_L\Delta_L(0)}{G_L\Delta_L(0) + G_S\Delta_S(0)}. \quad (3)$$

В контакте типа сверхпроводник–тонкий нормальный металл–сверхпроводник (SnS) с размером $l > d > \xi_0$ (l — характерная длина неупругого рассеяния) и, следовательно, отсутствием фазовой когерентности между СП-берегами, ниже T_c реализуется ЭНМАО [15–18]. На ВАХ SnS-контакта при $eV = 0$ *отсутствует сверхтоковая ветвь*, при этом в случае высокой прозрачности туннельного барьера ($T > 80$ %, соответствующий барьерный параметр $Z < 0.5$) наблюдается участок повышенного наклона (т. н. „пьедестал“): проводимость при нулевом смещении G_{ZBC} конечна, однако может в несколько раз превышать G_N [16–18]. Во всем диапазоне смещений наблюдается андреевский избыточный ток $I_{exc}(V,T) \equiv I(V,T) - I(V,T_c)$, стремящийся к постоянному значению при $eV \gg 2\Delta(0)$ [15,16]. Для „идеального“ контакта (с $Z = 0$ и параметром размытия

$\Gamma = \hbar/(2\tau) = 0$, τ — характерное время неупругого рассеяния электронов) на базе однозонного классического сверхпроводника температурные зависимости андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$ при $\text{eV} \gg 2\Delta(0)$ и андреевской проводимости при нулевом смещении $G^{\text{A}}_{\text{ZBC}}(T) \equiv (G_{\text{ZBC}}(T)/G_{\text{N}} - 1)$ определяется зависимостью СП-щели $\Delta(T)$ [15,19,20]:

$$I_{\text{exc}}(T) = \frac{8}{3}\frac{G_{\text{N}}}{e} e^{-\frac{d}{l}} \Delta(T) \tanh \frac{\text{eV}}{2k_{\text{B}}T}, \tag{4}$$

$$G^{\text{A}}_{\text{ZBC}}(T) = G_{\text{N}} \frac{l}{d} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_{\text{B}}T}. \tag{5}$$

Из-за большого числа неизвестных параметров реального контакта (d, l, Z, Γ) их оценка из эксперимента на основе анализа абсолютных величин $I_{\text{exc}}(T)$ и $G^{\text{A}}_{\text{ZBC}}(T)$ затруднена. Тем не менее, возможно исследование температурных трендов этих величин. В двухзонном приближении нормированные формулы (4), (5) могут быть записаны как [21]

$$\frac{I_{\text{exc}}(T)}{I_{\text{exc}}(0)} = \varphi\delta_{\text{L}}(T) + (1-\omega)\delta_{\text{S}}(T), \ \ \delta(T) \equiv \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}, \tag{6}$$

$$\frac{G^{\text{A}}_{\text{ZBC}}(T)}{G^{\text{A}}_{\text{ZBC}}(0)} = \chi \tanh \frac{\Delta_{\text{L}}(T)}{2k_{\text{B}}T} + (1-\chi) \tanh \frac{\Delta_{\text{S}}(T)}{2k_{\text{B}}T}. \tag{7}$$

Весовой коэффициент χ зависимости $G^{\text{A}}_{\text{ZBC}}(T)$ соответствует парциальной нормальной проводимости G_{L} зоны с большой СП-щелью [21]

$$\chi = \frac{G_{\text{L}}}{G_{\text{N}}} \equiv \frac{G_{\text{L}}}{G_{\text{L}} + G_{\text{S}}}, \tag{8}$$

при этом весовой коэффициент ϕ зависимости $I_{\text{exc}}(T)$ приблизительно равен

$$\varphi \approx \frac{G_{\text{L}}\Delta_{\text{L}}(0)}{G_{\text{L}}\Delta_{\text{L}}(0) + G_{\text{S}}\Delta_{\text{S}}(0)}. \tag{9}$$

Парциальная проводимость зоны с большой СП-щелью может быть оценена по данным $I_{\text{exc}}(T)$ (т. е. величина χ_{exc}) или по данным $I_{\text{c}}(T)$ (величина χ_{Ic}) как [21]

$$\chi_{\text{exc}} \approx \left[\left(\frac{1}{\varphi} - 1\right)\frac{\Delta_{\text{L}}(0)}{\Delta_{\text{S}}(0)} + 1\right]^{-1}. \tag{10}$$

На спектре динамической проводимости SnS-контакта высокой прозрачности ЭНМАО вызывает появление субгармонической щелевой структуры (СГС) [15,16]: минимумов $dI(V)/dV$ при смещениях

$$\text{eV}_n(T) = \frac{2\Delta(T)}{n}, \tag{11}$$

где n — натуральное число. Согласно [16], положение V_n андреевских минимумов напрямую определяется величиной СП-щели $\Delta(T)$ при любых температурах вплоть до T_{c}. Для SnS-контакта на базе многощелевого сверхпроводника, на $dI(V)/dV$-спектре ожидается появление нескольких СГС, положение которых соответствует $\Delta_i(T)$. При $T \to 0$ число n^* наблюдаемых на $dI(V)/dV$-спектре планарного SnS-контакта минимумов для каждой зоны (для случая Z, $\Gamma = 0$) приблизительно соответствует отношению l/d вдоль кристаллографического c-направления [16], а также отношению андреевской проводимости при нулевом смещении к нормальной [19,20] $n^* \approx l/d \approx G^{\text{A}}_{\text{ZBC}}/G_{\text{N}}$ и уменьшается в реальном контакте с малыми, однако ненулевыми Z [15] и Γ.

Исследование планарных SnS-контактов с баллистическим транспортом ($d < l^{\text{el}}$ вдоль ab-плоскости, где l^{el} — длина свободного пробега) позволяет получить информацию о возможной анизотропии СП-щели в $k_x k_y$-плоскости импульсного пространства Согласно расчетам [22], форма андреевских особенностей СГС может меняться в зависимости от типа симметрии СП-параметра порядка сверхпроводника. Резкие интенсивные минимумы ожидаются на $dI(V)/dV$-спектре SnS-контакта на базе сверхпроводника с изотропной СП щелью (s-волновая симметрия). В то же время, в случае анизотропии СП-щели в k-пространстве (зависимости $\Delta(\theta)$, где θ — направление импульса) амплитуда особенностей подавляется: для СП-щели с точками нулей (например, d-волновой симметрией) амплитуда минимумов СГС не превышает $\sim (5{-}10\,\%)G_{\text{N}}$ [22]. Численные расчеты в рамках подхода [22] показали, что для случая расширенной s-волновой симметрии СП-щели без нулей (спектр № 2 на рис. 4 в [23]) ожидаются протяженные особенности — дублеты, состоящие из двух минимумов, соединенных „аркой“. Положение минимумов напрямую определяется максимальной (Δ^{out}) и минимальной (Δ^{in}) энергиями связи куперовских пар в зависимости от направления импульса. Степень анизотропии далее оценена как $\text{A} \equiv 100\,\% \cdot [1 - (\Delta^{\text{in}}/\Delta^{\text{out}}]$.

Туннельные структуры вышеуказанных типов создавались с помощью техники „планарный механически регулируемый контакт на микротрещине“ [23], которая является модификацией классической техники „break-junction“ [24] применительно к слоистым соединениям. Особенности используемой конфигурации, преимущества и недостатки метода подробно обсуждаются в обзоре [23].

На образец, подготовленный в форме прямоугольной пластинки размером $3 \times 1.5 \times 0.3\,\text{mm}^3$, с помощью жидкого при комнатной температуре In-Ga припоя были нанесены 4 контакта, которые фиксировали образец на пружинящем П-образном столике из бериллиевой бронзы. Далее столик с образцом охлаждался до $T = 4.2\,\text{K}$ и прецизионно изгибался, что способствовало раскалыванию образца. Образование микротрещины контролировалось в реальном времени по появлению конечного наклона ВАХ образца.

В общем случае микротрещина, разделяющая два массивных СП-берега, представляет собой структуру типа сверхпроводник–барьер–сверхпроводник (ScS). В процессе эксперимента трещина остается „закрытой“, т. е. части образца не разводятся на значительное расстояние

в отличие от классической техники. Это защищает криогенный скол от деградации и проникновения примесей, что позволяет получать туннельные контакты высокого качества и наблюдать объемную СП-щель, не подверженную влиянию поверхностных эффектов. Путем тонкой механической подстройки, варьируя изгиб столика, возможно менять точку соприкосновения берегов и получать десятки туннельных контактов на одном и том же образце, что необходимо для набора статистики данных и проверки воспроизводимости определенных величин СП-щели. В зависимости от прозрачности и толщины барьера, на контактах на микротрещине возможна реализация различных методов спектроскопии.

В общем случае в поликристаллах скол проходит вдоль межзеренных границ. Однако, как было показано нами ранее [23], в поликристаллах *слоистых* соединений при силе связи зерен, превышающей межслоевую связь, возможно раскалывание отдельных кристаллических зерен, в которых кристаллографические ab-плоскости ориентированы вдоль трещины. На поверхности таких расколотых зерен наблюдаются ступеньки-и-террасы, характерные для любых слоистых соединений (рис. 2 в [23]), на которых могут быть получены планарные ScS-контакты с протеканием тока вдоль кристаллографического c-направления. По нашим оценкам для моно- и поликристаллов родственных слоистых соединений [23,25,26], размер контактной области порядка 10−50 nm оказывается много меньше средней ширины террасы ($\sim$ 100−500 nm) и размера кристаллических зерен (до 1 мкм). Для планарного контакта условие наблюдения ЭНМАО должно выполняться вдоль c-направления ($l_c > d_c$). Зависимость энергии связи куперовских пар от направления импульса может быть разрешена в $k_x k_y$-плоскости при условии баллистического пролета квазичастиц $l_{ab}^{el} > d_{ab}$, при этом вдоль k_z-направления имеет место „перемешивание“ носителей заряда и усреднение величины $\Delta(k_z)$ [23].

3. Результаты

На рис. 1 приведены ВАХ (линия оранжевого цвета, правая вертикальная ось) и соответствующий $dI(V)/dV$-спектр (линия красного цвета, левая ось) SnS-контакта на микротрещине, полученного при $T = 3.1\,\mathrm{K} \ll T_c$ в поликристалле $CaKFe_4As_4$. ВАХ практически симметрична относительно нуля, не содержит „срывов“ и гистерезисов. На ВАХ при eV = 0 отсутствует сверхтоковая ветвь и наблюдается участок увеличенного наклона, „пьедестал“. Во всем диапазоне смещений данная кривая проходит выше ВАХ того же контакта, измеренной при $T = 36\,\mathrm{K} > T_c$ (штриховая линия), т. е. имеет избыточный ток. При больших смещениях наклоны ВАХ, измеренных ниже и выше T_c, примерно совпадают, т. е. андреевский избыточный ток стремится к постоянному значению. Данные особенности ВАХ однозначно указывают на реализацию ЭНМАО-режима высокой прозрачности в соответствии со всеми имеющимися теоретическими представлениями [15–20]. Наблюдаемое $I_{exc}(V) \to \mathrm{const}$ при больших смещениях $\mathrm{eV} \gg 2\Delta(0)$ также соответствует примерному постоянству нормального сопротивления $R_N(T) \to \mathrm{const}$ с температурой, что говорит об отсутствии локального перегрева и о реализации баллистического пролета квазичастиц через контакт.

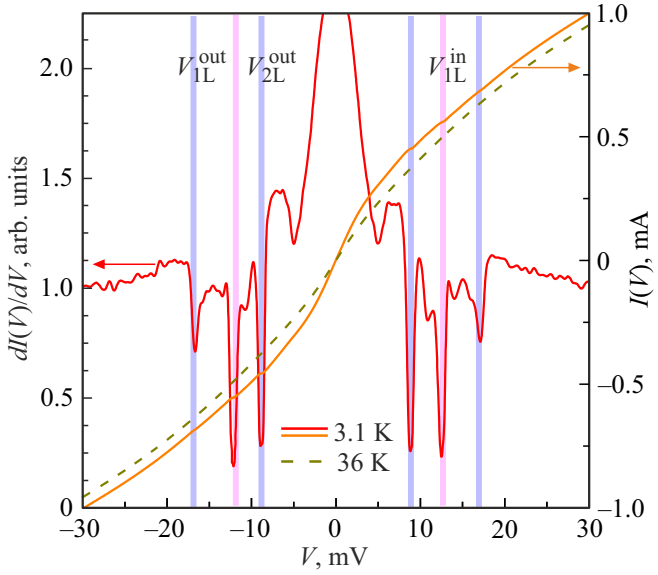

Рис. 1. ВАХ (правая вертикальная ось) и $dI(V)/dV$-спектр (левая ось) SnS-андреевского контакта в поликристалле слоистого пниктида $CaKFe_4As_4$, измеренные при $T = 3.1\,\mathrm{K} \ll T_c$. Положение фундаментальной (n = 1) гармоники V_{1L}^{out} и второй (n = 2) субгармоники V_{2L}^{out} от СП-параметров порядка $2\Delta_L^{out}(0) \approx 17.4$ meV отмечено вертикальными линиями голубого цвета, фундаментальной гармоники V_{1L}^{in} от СП-параметра порядка $2\Delta_L^{in}(0) \approx 12.2$ meV — линиями розового цвета. Для сравнения приведена ВАХ того же контакта, полученная выше T_c (штриховая линия).

На соответствующем $dI(V)/dV$-спектре присутствуют резкие минимумы при смещениях примерно 17.4, 12.2 и 8.7 mV (линии голубого и розового цвета на рис. 1), которые не соответствую формуле (11) и не могут принадлежать к одной СГС от изотропной СП-щели. При $|V| > 18$ mV спектр имеет гладкий вид. Полагая каждый из двух минимумов, расположенные при максимальных смещениях $|V_{1L}^{out}| \approx 17.4$ mV и $|V_{1L}^{in}| \approx 12.2$ mV, дублетом от фундаментальной андреевской гармоники ($n_i = 1$), можно напрямую определить две характерные энергии связи куперовских пар $2\Delta_L^{out}(0) \approx 17.4$ meV и $2\Delta_L^{in}(0) \approx 12.2$ meV, соответствующие анизотропному распределению СП-щели в k-пространстве. Минимум, расположенный на вдвое меньшем смещении $|V_{2L}^{out}| \approx |V_{1L}^{out}|/2 \approx 8.7$ mV, можно интерпретировать как вторую (n = 2) субгармонику от Δ_L^{out}. Вторая субгармоника от Δ_L^{in}, ожидаемая при $|V_{2L}^{in}| \approx 6.1$ mV, примерно перекрывается с началом пьедестала (соответствующим

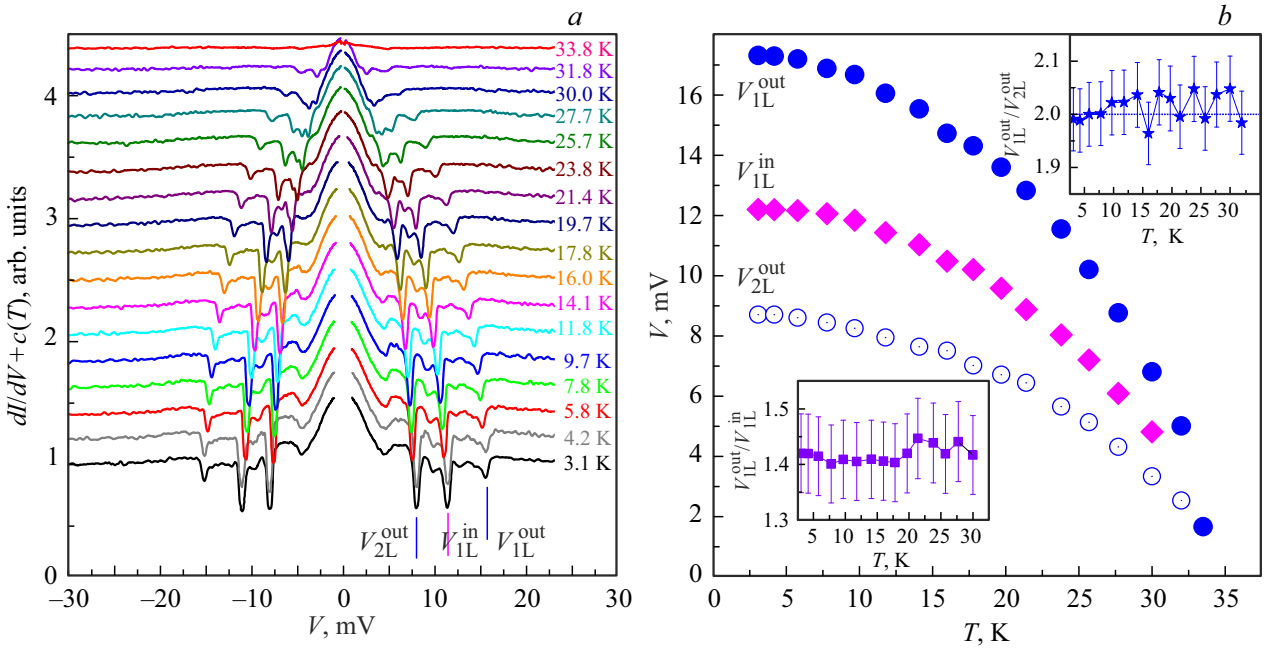

Рис. 2. *a* — $dI(V)/dV$-спектр SnS-андреевского контакта (показанного на рис. 1), измеренный при $T = 3.1-33.8$ K. Для удобства рассмотрения $dI(V)/dV$ нормированы на соответствующий спектр при $T > T_c$ и вручную сдвинуты по вертикали. Вертикальными штрихами при $T = 3.1$ K отмечено положение андреевских гармоник V_{1L}^{out}, V_{2L}^{out} и V_{1L}^{in}. *b* — температурные зависимости положений андреевских особенностей V_{1L}^{out} и V_{2L}^{out} (темные и светлые кружки), V_{1L}^{in} (ромбы). На верхней вставке показано отношение смещений первой и второй андреевских особенностей $V_{1L}^{out}/V_{2L}^{out}$ от температуры, на нижней вставке — отношения V_{1L}^{out}/V_{1L}^{in}.

минимуму $dI(V)/dV$ при $|V| \approx 5.3$ mV) и вероятно по этой причине не разрешена как отдельная особенность.

Температурная эволюция $dI(V)/dV$-спектра SnS-контакта на рис. 1 показана на рис. 2, *a*. Как отмечено выше, нормальное сопротивление контакта остается примерно постоянным с увеличением температуры, однако для удобства рассмотрения андреевских структур спектры на рис. 2, *a* вручную сдвинуты по вертикали. При увеличении температуры амплитуды всех андреевских особенностей, а также пьедестала G_{ZBC} уменьшается, а их положение смещается в сторону нуля. При $T = 33.8$ K (верхняя кривая на рис. 2) спектр сглаживается и не имеет андреевских особенностей, что означает отсутствие куперовских пар и переход контактной области в нормальное состояние, определяя ее локальную критическую температуру T_c^{local}.

Зависимость положений основных особенностей динамической проводимости от температуры по данным рис. 2, *a* показана на рис. 2, *b*. Особенности при V_{1L}^{out} и V_{2L}^{out} (сплошные и открытые кружки) имеют схожее температурное поведение, причем их положение отличается примерно в два раза во всем температурном диапазоне вплоть до T_c, как показано на верхней вставке к рис. 2, *b*. Это подтверждает сделанный ранее вывод о том, что особенность при V_{2L}^{out} является второй субгармоникой от V_{1L}^{out}, напрямую определяя зависимость одного и того же СП-параметра порядка $2\Delta_L^{out}(T)$ от температуры. Вместе с тем, особенность при смещении V_{1L}^{in}, определяющая зависимость $2\Delta_L^{in}(T)$, также имеет схожий температурный тренд: отношение $\Delta_L^{out}(T)/\Delta_L^{in}(T)$ остается примерно постоянным в диапазоне от $T = 3.1$ K до T_c (нижняя вставка на рис. 2, *b*). Температурный ход минимума при млых смещениях $|V(0)| \approx 5.3$ mV в целом повторяет форму зависимостей андреевских особенностей от Δ_L^{out} и $\Delta_L^{in}(T)$, поэтому данную особенность можно интерпретировать как начало пьедестала, а не фундаментальную гармонику от малой СП-щели.

Дублетные андреевские особенности (два близко расположенных минимума) со схожей температурной эволюцией ($\Delta_L^{out}(T)/\Delta_L^{in}(T) \approx$ const) воспроизводимо наблюдались нами на $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов в железосодержащих сверхпроводниках $EuCsFe_4As_4$ родственного семейства 1144 [27,28], $Ba(Fe,Ni)_2As_2$ изоструктурного семейства 122 [25], а также в пниктидах LiFeAs и Na(Fe,Co)As на основе щелочных металлов [29,30]; напротив, воспроизводимо не наблюдалась, например, в оксипниктидах системы 1111 [26]. В общем случае можно предложить два сценария появления подобных дублетов.

1. Наличие двух изотропных СП-щелей Δ_L^{out} и Δ_L^{in}, открывающихся на разных листах поверхности Ферми, амплитуды которых отличаются в 1.3–1.5 раз. Согласно классическому БКШ-образному многозонному подходу — системе уравнений Москаленко и Сула [31,32] — постоянство отношения Δ_1/Δ_2 во всем температурном диапазоне реализуется в единственном случае нулевого детерминанта матрицы констант связи λ_{ij}. Хотя подобный сценарий нельзя исключать для конкретного сверх-

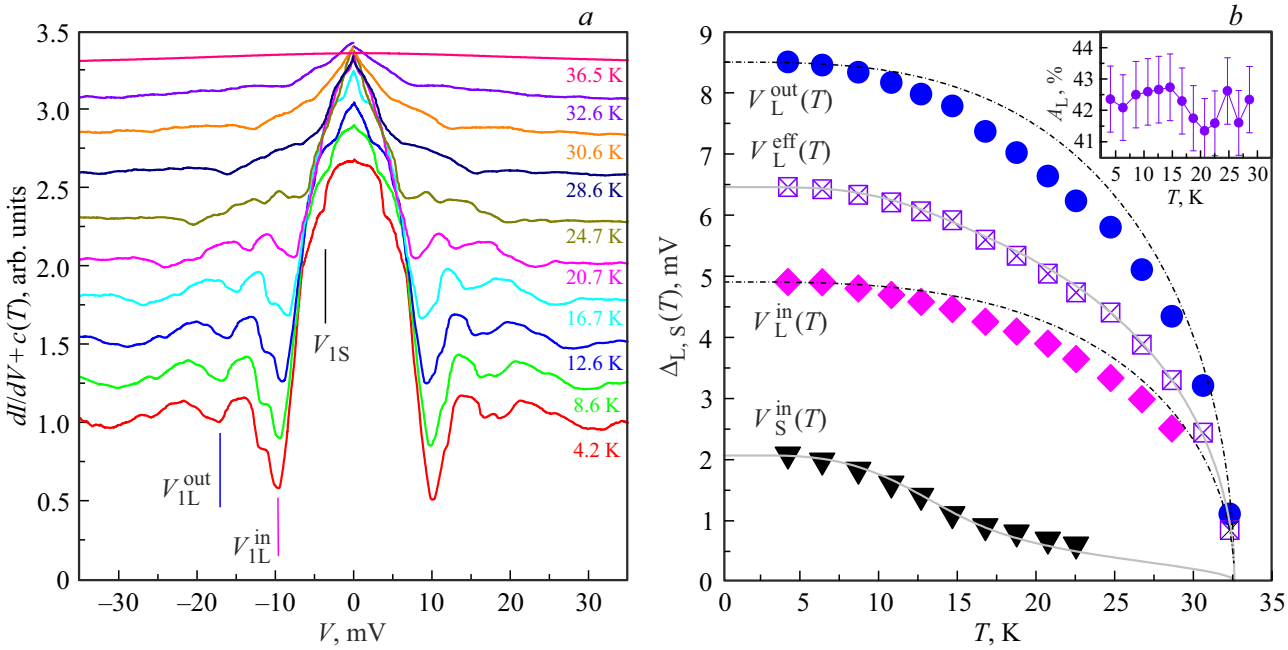

Рис. 3. *a* — $dI(V)/dV$-спектры SnS-андреевского контакта на базе поликристалла $CaKFe_4As_4$, измеренные при $T = 3.1-33.8$ K. Для удобства рассмотрения $dI(V)/dV$ нормированы на соответствующий спектр при $T > T_c$ и вручную сдвинуты по вертикали. Вертикальными штрихами при $T = 3.1$ K отмечено положение фундаментальных андреевских гармоник V_{1L}^{out}, V_{1L}^{in} и V_{1S} от СП-параметров порядка $2\Delta_L^{out}(0) \approx 17$ meV, $2\Delta_L^{in}(0) \approx 10$ meV, $2\Delta_S(0) \approx 4$ meV. *b* — температурные зависимости СП-параметров порядка $V_L^{out}(T)$, V_L^{in} и V_S (кружки, ромбы, треугольники соответственно). Зависимость эффективной большой СП-щели, оцененная как $\Delta_L^{eff}(T) \equiv \sqrt{\left(\Delta_L^{in}(0)\Delta_L^{out}(0)\right)}\delta_L^{out}(T)$, приведена квадратами. Сплошные линии — аппроксимация двухзонной БКШ-образной моделью с поправками сильной связи. На вставке показана величина предположительной анизотропии большой СП-щели $A_L \equiv 100\,\%[1 - \Delta_L^{in}/\Delta_L^{out}]$ в зависимости от температуры.

проводника, его одновременная реализация в пниктидах трех семейств [25,27–30] кажется маловероятной.

2. Наличие единого СП-конденсата с анизотропией параметра порядка Δ_L в зависимости от направления импульса. В этом случае два минимума на $dI(V)/dV$-спектре представляют собой единую протяженную особенность (дублет), а характерные энергии Δ_L^{out} и Δ_L^{in} соответствуют экстремумам углового распределения $\Delta_L(\theta)$ в k_xk_y-плоскости.

3. Эмиссия какой-либо квазичастицы с энергией $\varepsilon_1 = \Delta_L^{out} - \Delta_L^{in}$ создаст второй минимум (с большей энергией) для тех андреевских электронов, которые излучили эту квазичастицу и потратили энергию ε_1 в процессе ЭНМАО. В этом случае ε_1 может собственную, более слабую зависимость от T, не связанную с $\Delta(T)$. Тогда при $T \to T_c$ получим сильно отличающееся отношение положений особенностей $V_L^{in}/V_L^{out} \to 0$, что в нашем случае не наблюдается.

На рис. 3, *a* показано температурное поведение $dI(V)/dV$-спектра другого SnS-контакта, полученного в поликристалле $CaKFe_4As_4$ из той же закладки. При $T = 4.2\,\text{K} \ll T_c$ (нижняя кривая на рис. 3, *a*) можно видеть дублет фундаментальной андреевской гармоники, содержащий минимумы динамической проводимости при $|V_{1L}^{out}(0)| \approx 17$ mV и $|V_{1L}^{in}(0)| \approx 10$ mV (вертикальные штрихи синего и фиолетового цвета).

При малых смещениях $|V_{1S}(0)| \approx 4$ mV присутствует особенность, положение которой не соответствует $n = 2$ субгармоникам от предположительных экстремумов большой щели и имеет принципиально другую температурную зависимость (см. ниже). Эта особенность может быть интерпретирована как фундаментальная гармоника от малой СП-щели $\Delta_S(0) \approx 2$ meV. Подобные дублеты для малого СП-параметра порядка не наблюдаются на полученных нами $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов. Вместе с тем, в среднем амплитуда СГС от малой СП-щели в разы меньше по сравнению с интенсивными минимумами от Δ_L. Это может быть вызвано как меньшей длиной свободного пробега носителей или сильным неупругим рассеянием в зонах с малой СП-щелью, так и ее сильной анизотропией (с возможным наличием нулей) в импульсном пространстве. Также известно, что амплитуда особенностей на спектрах динамической проводимости андреевских контактов пропорциональна концентрации куперовских пар [16,18]. Такая малая амплитуда говорит о небольшой концентрации куперовских пар, а выше T_c — о небольшой концентрации электронов проводимости в зонах, где реализуется малая щель.

Напрямую определенные по данным рис. 3, *a* температурные зависимости трех СП-параметров порядка показаны на рис. 3, *b*. Как и для рассмотренного выше SnS-

контакта (рис. 2, *b*), зависимости предположительных экстремумов анизотропной большой СП-щели $\Delta_L^{out}(T)$ и $\Delta_L^{in}(T)$ (кружки и ромбы на рис. 3, *b*) в целом повторяют однозонное БКШ-образное поведение (штрихпунктирные линии на рис. 3, *b*), однако проходят немного ниже. Степень предположительной анизотропии Δ_L в *k*-пространстве $A_L \approx 42\,\%$ практически не меняется с увеличением температуры вплоть до T_c (в пределах ошибки $\pm 1\,\%$), как показано на вставке к рис. 3, *b*. Малая СП-щель $\Delta_S(T)$ (треугольники на рис. 3, *b*) начинает более резко закрываться при температурах $T \approx 10-15\,\mathrm{K}$, далее плавно тянется к T_c, образуя „хвост“.

Подобное температурное поведение большой и малой СП-щели, согласно [31–33], характерно для случая относительно слабого межзонного взаимодействия СП-конденсатов в *k*-пространстве. Для аппроксимации полученных напрямую температурных зависимостей $\Delta_L^{out}(T)$, $\Delta_L^{in}(T)$ и $\Delta_S(T)$ моделью на основе уравнений Москаленко и Сула [18–20] с поправками сильной связи [33] в качестве грубой оценки была использована „эффективная“ изотропная большая СП щель $\Delta_L^{eff}(T)$. Принимая во внимание схожий температурный тренд $\delta_L^{out}(T) \approx \delta_L^{in}(T) \equiv \delta_L(T)$ (где $\delta(T) \equiv \Delta(T)/\Delta(0)$), температурная зависимость $\Delta_L^{eff}(T)$, показанная квадратами на рис. 3, *b*, была оценена как $\delta_L^{eff}(T) \equiv \delta_L(T)$, а ее низкотемпературное значение — как $\Delta_L^{eff}(0) \equiv \sqrt{\left(\Delta_L^{out}(0)\Delta_L^{in}(0)\right)}$. Как видно из рис. 3, *b*, теоретические кривые (сплошные линии) с хорошей точностью описывают данные $\Delta_L^{eff}(T)$ и $\Delta_S(T)$ во всем температурном диапазоне. Локальная критическая температура контакта $T_c^{local} \approx 32.6\,\mathrm{K}$ была оценена как температура, при которой аппроксимационные $\Delta_L^{eff}(0)$ и $\Delta_S(T)$ зависимости обращаются в ноль.

Эти гладкие аппроксимационные кривые (сплошные линии на рис. 3, *b*) были использованы далее в качестве температурных зависимостей большой и малой СП-щелей для анализа зависимостей $I_c(T)$, $I_{exc}(T)$ и $G_{ZBC}^A(T)$ в рамках предложенного выше двухзонного приближения с использованием формул (2), (6)–(7) соответственно. Таким образом, мы сохраняли характеристические отношения $2\Delta_i(0)/k_B T_c$, полученные из ЭНМАО-эксперимента, а единственным подгоночным параметром являлся весовой коэффициент.

На рис. 4 показано изменение ВАХ того же SnS-контакта (рис. 3) при повышении температуры. ВАХ, измеренная при $T = 34.5\,\mathrm{K} > T_c^{local}$ практически гладкая и не содержит андреевских особенностей. На основе данных $I(V, T)$ на вставке к рис. 4 показаны зависимости андреевского избыточного тока $I_{exc}(V)$ при различных температурах, определенные как разность между $I(V, T < T_c)$ и ВАХ в нормальном состоянии $I(V, T = 34.5\,\mathrm{K})$, показанной светло-розовым цветом. Хорошо заметные особенности $I_{exc}(V)$ при малых смещениях соответствуют андреевским гармоникам на $dI(V)/dV$-спектре (рис. 3, *a*), а при больших смещениях $|\mathrm{eV}| > 2\Delta_L^{out}(T)$ избыточный ток стремится к постоянному значению в соответствии с предсказаниями [15,16]

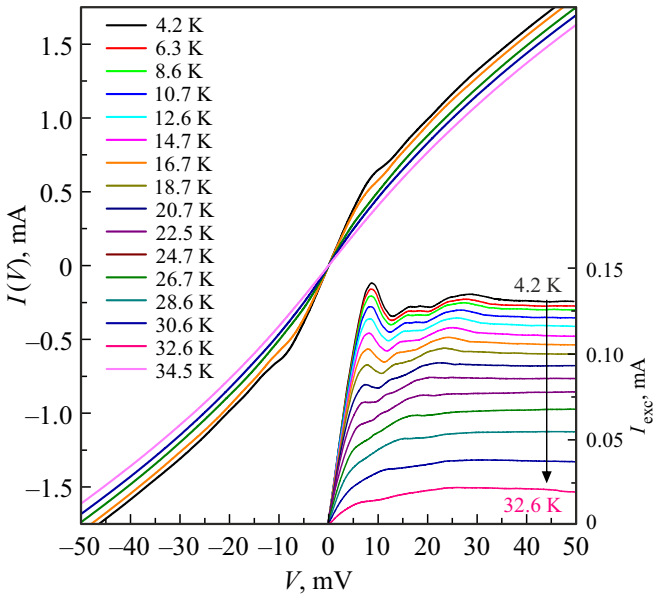

Рис. 4. ВАХ SnS-андреевского контакта на базе поликристалла $CaKFe_4As_4$, измеренные при $T = 4.2-34.5\,\mathrm{K}$. На вставке показан андреевский избыточный ток $I_{exc}(V) \equiv I(V, T) - I(V, T_c)$ при различных температурах.

и указывая на баллистический режим квазичастичного транспорта ($R_N(T) \approx \mathrm{const}$). С увеличением температуры андреевский избыточный ток при больших смещениях уменьшается, обращаясь в ноль выше T_c^{local} при всех смещениях V.

Нормированная температурная зависимость андреевского избыточного тока $I_{exc}(T)/I_{exc}(0)$, показана кружками на рис. 5, *a*. Для учета конечного фиксированного смещения $\mathrm{eV} = 50\,\mathrm{meV}$, при котором было взято значение избыточного тока при всех температурах, значения $I_{exc}(T)$ также были нормированы на $\tanh[\mathrm{eV}/(k_B T)]$ в соответствии с формулой (4). Предельные случаи $\phi = 0, 1$ показаны на рис. 5, *a* штрихпунктирной и штриховой линиями. Экспериментальная зависимость $I_{exc}(T)/I_{exc}(0)$ описывается формулой (6) наилучшим образом (серая сплошная линия на рис. 5, *a*) с весовым коэффициентом $\phi = 0.82$, таким образом, вклад зон с эффективной большой щелью в общую проводимость, согласно формуле пересчета коэффициентов (10), можно оценить, используя значения $\Delta_L^{eff}(0)$ и $\Delta_S(0)$, как $\chi_{exc} = 0.64$.

Андреевская проводимость при нулевом смещении $G_{ZBC}^A(T)/G_{ZBC}^A(0)$, нормированная на свое значение при $T \ll T_c$, для того же контакта показана на рис. 5, *b* кружками. При температурах порядка 12 K наблюдается заметный „прогиб“, вызванный вкладом квазичастичного транспорта зон с малой СП-щелью, и его подавление неупругим рассеянием при росте T. Полученная зависимость может быть описана в рамках двухзонного приближения (7), причем оцененный парциальный вклад „ведущей“ зоны с большой СП-щелью $\chi = 0.7$ (сплошная линия на рис. 5, *b*).

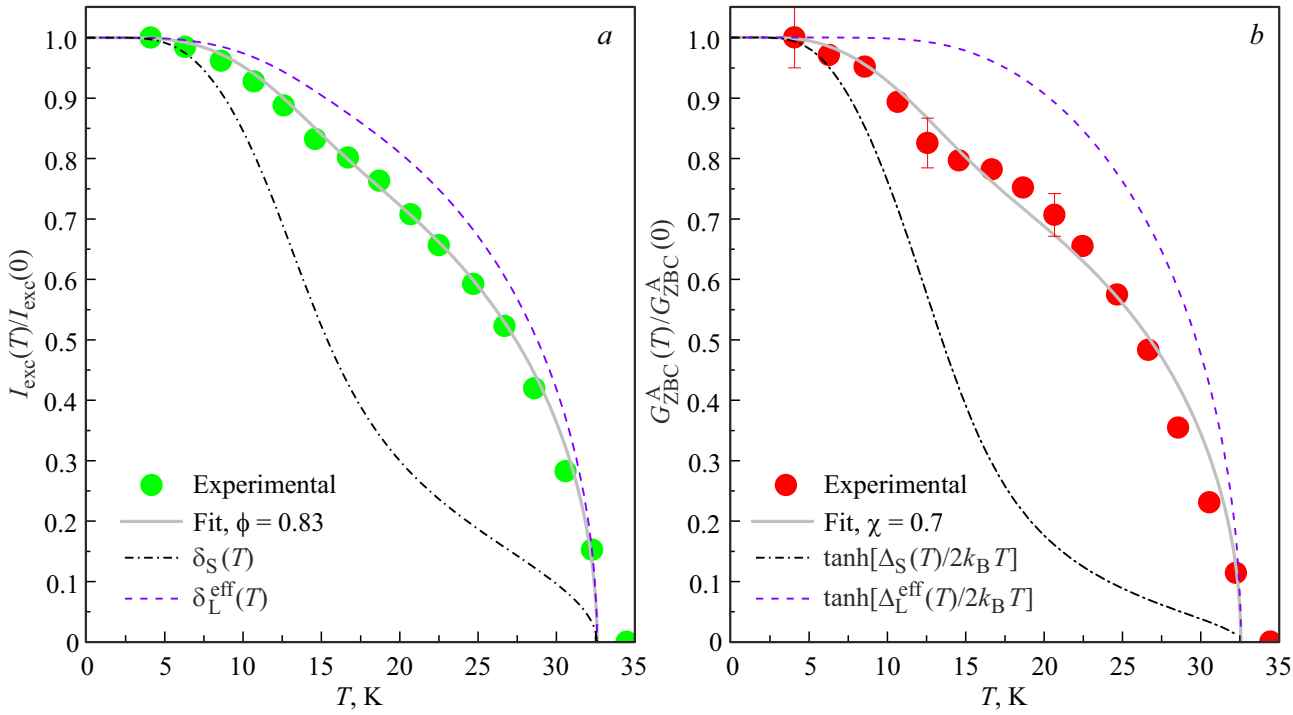

Рис. 5. Температурные зависимости андреевской проводимости при нулевом смещении (a) и андреевского избыточного тока (b) по данным рис. 4. Предельные случаи $\phi, \chi = 1$ и $\phi, \chi = 0$ на основе аппроксимационных кривых $\Delta_L^{eff}(T)$ и $\Delta_S(T)$ (рис. 3, b) показаны штриховой и пунктирной линией соответственно; аппроксимации формулами (6), (7) — сплошными линиями.

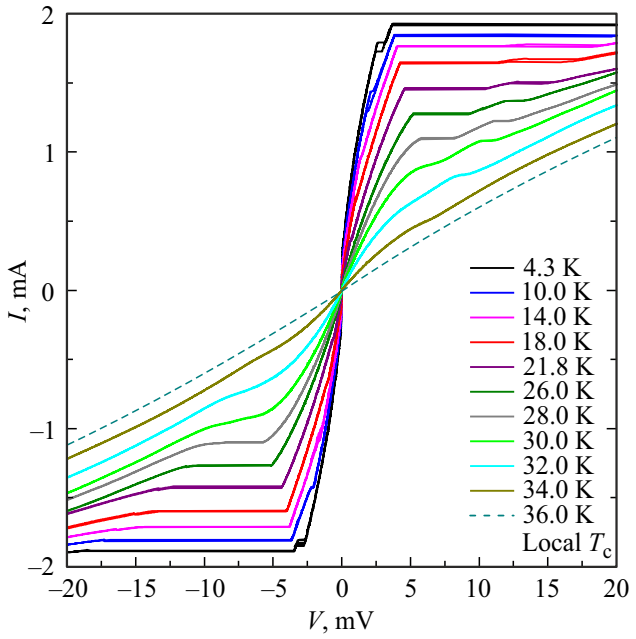

Рис. 6. ВАХ сверхпроводящей закоротки, подключенной последовательно с SnS-андреевским контактом на базе поликристалла $CaKFe_4As_4$. Измерено в диапазоне $T = 4.2–36.0$ K. Токовые плато на ВАХ соответствуют критическим токам перехода СП-закоротки в нормальное состояние с конечным сопротивлением. Штриховой линией показана ВАХ этого туннельного контакта в нормальном состоянии при локальной $T_c = 36.0$ K.

На рис. 6 показано семейство ВАХ в диапазоне температур $T = 4.3–36.0$ K гибридного туннельного контакта, состоящего из СП-закоротки (ScS), подключенной последовательно с SnS-андреевским контактом. Образование гибридных туннельных структур, в которых те или иные контакты подключены последовательно или параллельно, становится возможным при применении техники „break-junction“ на поликристаллах. Подобный вид ВАХ, при котором центральная часть стремится, но не достигает вертикали, при определенном критическом токе I^* „срывается“ на токовое плато, а при больших токах (см. ВАХ, измеренную при $T = 4.3$ K в широком диапазоне смещений, на вставке к рис. 7, a) демонстрирует избыточный ток по сравнению с ВАХ в нормальном состоянии (штриховая линия на рис. 6), характерен для случая, когда сопротивление последовательно подключенного SnS-контакта $R_N^{SnS} \ll R_N^{ScS}$. Отметим, что при последовательном подключении SnS и ScS-контакта невозможно наблюдать строго вертикальную сверхтоковую ветвь. Тем не менее, в режиме источника тока изменение величины тока „срыва“ с температурой $I^*(T)$ позволяет получить температурную зависимость критического тока сверхпроводника, которая примерно пропорциональна концентрации куперовских пар. Начиная с $T = 30$ K, $I^*(T)$ определялся как ток, при котором наблюдается минимум производной $dI(V)/dV$.

Подобная зависимость $I^*(T) \equiv I_c(T)$, полученная по данным рис. 6, показана на рис. 7, a синими треугольниками. Для сравнения кружками приведена аналогичная

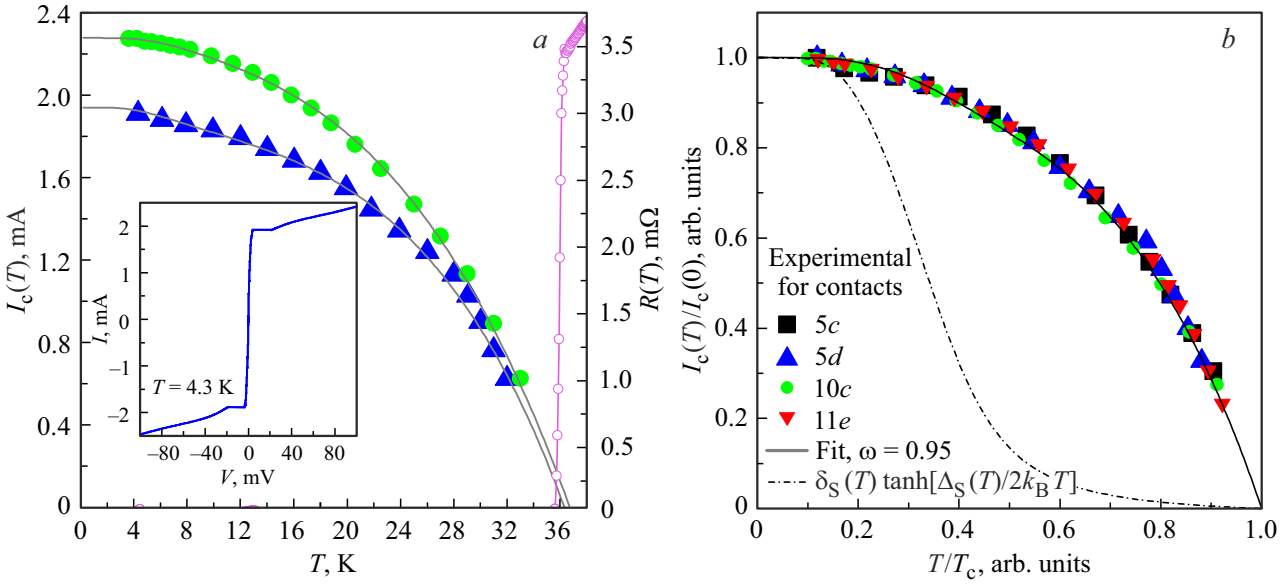

Рис. 7. *a* — температурные зависимости критического тока для двух СП-закороток на базе $CaKFe_4As_4$ (левая ось). Зависимость, построенная по данным рис. 6, приведена синими треугольниками; сплошные линии — упрощенная теоретическая аппроксимация $I_c(T)$. Светлые кружки — зависимость объемного сопротивления образца от температуры $R(T)$ в районе перехода в СП-состояние (правая ось). На вставке показана ВАХ туннельного контакта с рис. 6 при $T = 4.3$ K в широком диапазоне напряжений смещения. *b* — зависимостиритического тока от температуры в нормированных координатах. Помимо экспериментальных данных с панели „a“, красными треугольниками и черными квадратами приведены данные $I_c(T)/I_c(0)$ для двух других контактов на базе поликристалла $CaKFe_4As_4$. Предельный случай $\omega = 0$ на основе аппроксимационной кривой $\Delta_S(T)$ (рис. 3, *b*) показан пунктирной линией, аппроксимация формулой (2) показана сплошной линией.

Весовые коэффициенты ϕ, ω, χ — вклад зон с большой СП-щелью в зависимость андреевского избыточного тока, критического СП-тока и андреевской проводимости при нулевом смещении, соответственно. Для сравнения приведены вклады зон с Δ_L^{eff} в общую проводимость χ_{exc} и χ_{Ic}, оцененные по данным $I_{exc}(T)$ и $I_c(T)$ соответственно

Данные $I_{exc}(T)$		Данные $I_c(T)$		Данные $G^A_{ZBC}(T)$
ϕ	χ_{exc}	ω	χ_{Ic}	χ
0.79–0.87	**0.54–0.67**	0.94–0.98	**0.83–0.94**	**0.68–0.72**

зависимость для последовательной ScS-SnS-структуры, полученной на другом образце $CaKFe_4As_4$ из той же закладки. Наблюдается схожесть их формы. Сплошные линии соответствуют упрощенной теоретической аппроксимации $I_c(T)$ с использованием двух слагаемых на основе БКШ-образных зависимостей $\Delta(T)$, при этом использование только одного слагаемого не позволяет качественно описать экспериментальные данные. Видно, что обе аппроксимации стремятся к $T_c \approx 36.3-36.7$ K, что отлично согласуется с $R(T)$ объемного образца, показанным на рис. 7, *a* открытыми кружками.

Нами было получено несколько экспериментальных зависимостей $I^*(T)$, а данные, приведенные на рис. 7, *b* в нормированных координатах, представляют репрезентативную выборку этих результатов. Видна хорошая воспроизводимость. На рис. 7, *b* присутствуют оба набора данных с панели рис. 7, *a*, вид символов сохранен. Нами проведена аппроксимация этих зависимостей в рамках выражения (2); исходя из определений (3), (9), можно заключить, что весовой коэффициент ω для зависимости $I_c(T)$ должен соответствовать весовому коэффициенту ϕ зависимости $I_{exc}(T)$. В результате оцененный диапазон ω составил 0.94–0.98 (рис. 7, *b*), тем не менее, соответствие ω и ϕ не наблюдается. Возможные причины этого обсуждаются ниже.

4. Обсуждение

Для удобства сравнения полученные весовые коэффициенты ω, χ_{Ic}, а также ϕ, χ_{exc} и χ приведены в таблице.

Таким образом, вклад зон с большой СП-щелью в общую проводимость был оценен тремя способами: непосредственно как весовой коэффициент χ для зависимости $G^A_{ZBC}(T)$, а также, используя коэффициенты ϕ и ω, путем пересчета по формуле (9); величины обозначены как χ_{exc} и ω_{Ic}, соответственно. Полученные диапазоны величин χ_{exc} и χ оказались близки, что

говорит о качественной согласованности оценок парциальной проводимости эффективной зоны с большой СП-щелью в нормальном состоянии на основе анализа температурного поведения особенностей, вызванных ЭНМАО. Соответствие оценок χ_{Ic} и χ оказалось хуже, их диапазоны не пересекаются, что может говорить о излишней упрощенности выражения (2), которое не учитывает соотношение геометрических размеров контакта с лондоновской глубиной проникновения, а также распаривающего влияния критических плотностей тока.

В целом, сравнивая величины χ_{exc}, χ_{Ic} и χ можно сделать вывод о доминировании вклада эффективных зон с большой СП-щелью в общую проводимость $CaKFe_4As_4$.

Следует учесть, что использованное изотропное двухщелевое приближение на основе формул (2), (6), (7) является серьезным упрощением, что ограничивает его применение к исследованию многозонного транспорта в такой сложной системе как $CaKFe_4As_4$ [3]. Тем не менее, наиболее физически корректной в данном случае представляется оценка χ_{exc}, полученная на основе анализа андреевского избыточного тока. Приведем несколько аргументов в пользу данного утверждения.

На dI/dV-спектрах на рис. 1–3 особенности от малой СП-щели почти не различимы, что создает определенные трудности исследования этого параметра порядка. С одной стороны, как было указано выше, это может быть вызвано малой концентрацией куперовских пар в соответствующих зонах. Последнее подтверждается данными таблицы, в особенности результатами аппроксимации зависимостей $I_c(T)$ (представленными на рис. 7, *b*), которые соответствуют небольшому вкладу от зон с малой щелью, в среднем менее 12 %. Другим фактором подавления амплитуды особенностей от малой СП-щели на $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов может быть ее сильная анизотропия в k-пространстве, в том числе с присутствием точек нулей в распределении [22,23]. В последнем случае, определяемый в ЭНМАО-эксперимента параметр порядка $\Delta_S \equiv \Delta_S^{out}$, а $\Delta_S^{in} \to 0$. В таком случае следует ожидать уменьшение весовых коэффициентов ω и χ, в то время как аппроксимация $I_{exc}(T)$ и весовой коэффициент ϕ не изменятся.

Неупругое рассеяние, размывающее щелевые пики плотности электронных состояний, согласно подходу [19,20], практически не влияет на $I_{exc}(T)$, при этом доминирует в динамике андреевских процессов именно в области „пьедестала“, ограничивая его высоту, т. е. величину андреевской проводимости при нулевом смещении G^A_{ZBC}. Принимая во внимание увеличение $\Gamma(T)/\Delta(T)$ с температурой, не учитываемое в подходе [19,20], следует ожидать более быстрое понижение $G^A_{ZBC}(T)$ вблизи T_c по сравнению с предсказаниями формулы (7). Наконец, малая, однако ненулевая величина барьерного параметра Z, согласно [15], влияет только на абсолютное значение $I_{exc}(0)$, не меняя его температурную зависимость.

Суммируя вышесказанное, аппроксимация именно $I_{exc}(T)$ и оцененный весовой коэффициент ϕ представляются наиболее „устойчивыми“ относительно учета дополнительных параметров реального SnS-контакта на базе $CaKFe_4As_4$. В то же время, требуется расширение существующих теоретических представлений [19,20] для корректного описания $G^A_{ZBC}(T)$ и разработка новых моделей, предсказывающих температурное поведение $I_c(T)$ для случая планарного контакта или СП-закоротки малой толщины в слоистом сверхпроводнике.

Таким образом, можно оценить вклад зон с большой СП-щелью в общую проводимость как $\chi_{exc} \approx 0.54-0.67$. Данное значение близко к $\chi_{122} \approx 0.5$, оцененному ранее с помощью ЭНМАО-спектроскопии [21] и инфракрасной Фурье-спектроскопии [34] в родственных пниктидах $Ba(Fe,Ni)_2As_2$ семейства 122.

5. Выводы

Путем анализа особенностей $I(V)$ и $dI(V)/dV$-характеристик различных туннельных структур, созданных в поликристаллах $CaKFe_4As_4$, определены амплитуды и температурные зависимости микроскопических сверхпроводящих параметров порядка $\Delta_i(T)$, а также зависимости андреевского избыточного тока $I_{exc}(T)$, андреевской проводимости при нулевом смещении $G^A_{ZBC}(T)$ и сверхтока от температуры $I_c(T)$. На основе проведенной тремя способами оценки парциальных проводимостей двух эффективных зон с использованием измеренных напрямую $\Delta_i(T)$ и сравнения полученных результатов оценен $\approx 54-67$ % вклад зон с большой сверхпроводящей щелью в общую проводимость.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 24-72-10109. Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A. Iyo, K. Kawashima, T. Kinjo, T. Nishio, S. Ishida, H. Fujihisa, Y. Gotoh, K. Kihou, H. Eisaki, Y. Yoshida. J. Am. Chem. Soc. **138**, 3410 (2016).

[2] G. Mebratie, T. Negussie, G. Kahsay. Nano Select, 0:e202400124 (2024).

[3] F. Lochner, F. Ahn, T. Hickel, I. Eremin. Phys. Rev. B **96**, 094521 (2017).

[4] D. Mou, T. Kong, W.R. Meier, F. Lochner, L.-L. Wang, Q. Lin, Y. Wu, S.L. Bud'ko, I. Eremin, D.D. Johnson, P.C. Canfield, A. Kaminski. Phys. Rev. Lett. **117**, 277001 (2016).

[5] W. Liu, L. Cao, S. Zhu, L. Kong, G. Wang, M. Papaj, P. Zhang, Y.-B. Liu, H. Chen, G. Li, F. Yang, T. Kondo, S. Du, G.-H. Cao, S. Shin, L. Fu, Z. Yin, H.-J. Gao, H. Ding. Nature Commun. **11**, 5688 (2020).

[6] R. Yang, Y. Dai, B. Xu, W. Zhang, Z. Qiu, Q. Sui, C.C. Homes, X. Qiu. Phys. Rev. B **95**, 064506 (2017).
[7] S.Z. Zhao, H.-Y. Song, L.L. Hu, T. Xie, C. Liu, H.Q. Luo, C.-Y. Jiang, X. Zhang, X.C. Nie, J.-Q. Meng, Y.-X. Duan, S.-B. Liu, H.-Y. Xie, H.Y. Liu. Phys. Rev. B **102**, 144519 (2020).
[8] K. Cho, A. Fente, S. Teknowijoyo, M.A. Tanatar, K.R. Joshi, N.M. Nusran, T. Kong, W.R. Meier, U. Kaluarachchi1, I. Guillamon, H. Suderow, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield1, R. Prozorov. Phys. Rev. B **95**, 100502(R) (2017).
[9] L. Cao, Y. Song, Y.-B. Liu, Q. Zheng, G. Han, W. Liu, M. Li, H. Chen, Y. Xing, G.-H. Cao, H. Ding, X. Lin, S. Du, Y.-Y. Zhang, G. Li, Z. Wang, H.-J. Gao. Nano Research **14**, 3921 (2021).
[10] A. Fente, W.R. Meier, T. Kong, V.G. Kogan, S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, I. Guillamon, H. Suderow. Phys. Rev. B **97**, 134501 (2018).
[11] E. Piatti, D. Torsello, F. Breccia, T. Tamegai, G. Ghigo, D. Daghero. Nanomaterials **14**, 1319 (2024).
[12] P.K. Biswas, A. Iyo, Y. Yoshida, H. Eisaki, K. Kawashima, A.D. Hillier. Phys. Rev. B **95**, 140505(R) (2017).
[13] R. Khasanov, W.R. Meier, Y. Wu, D. Mou, S.L. Bud'ko, I. Eremin, H. Luetkens, A. Kaminski, P.C. Canfield, A. Amato. Phys. Rev. B **97**, 140503(R) (2018).
[14] V. Ambegaokar, A. Baratoff. Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
[15] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. B **27**, 6739 (1983).
[16] R. Kümmel, U. Gunsenheimer, R. Nicolsky. Phys. Rev. B **42**, 3992 (1990).
[17] Z. Popovic, P. Miranovic. Eur. Phys. J. Plus **138**, 767 (2023).
[18] Z. Popovic, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. J. Appl. Phys. **128**, 013901 (2020).
[19] U. Gunsenheimer, A.D. Zaikin. Phys. Rev. B **50**, 6317 (1994).
[20] U. Gunsenheimer, A.D. Zaikin. Europhys. Lett. **41**, 195 (1998).
[21] T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko. JETP Lett. **112**, 786 (2020).
[22] T.P. Devereaux, P. Fulde. Phys. Rev. B **47**, 14638 (1993).
[23] С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева. Физика низких температур **42**, 1284 (2016). [S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. Low Temp. Phys. **42**, 1008 (2016).]
[24] J. Moreland, J.W. Ekin. J. Appl. Phys. **58**, 3888 (1958).
[25] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.А. Власенко. Письма в ЖЭТФ **118**, 526 (2023). [T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko. JETP Letters **118**, 514 (2023)].
[26] T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, N.D. Zhigadlo. Phys. Rev. B **100**, 144504 (2019).
[27] С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.А. Власенко, А.Ю. Дегтяренко, С.Ю. Гаврилкин, Т.Е. Кузьмичева. Письма в ЖЭТФ **116**, 702 (2022). [S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, A.Yu. Degtyarenko, S.Yu. Gavrilkin, T.E. Kuzmicheva. JETP Letters **116**, 723 (2022).]
[28] T. Kuzmicheva, K. Pervakov, V. Vlasenko, A. Degtyarenko, S. Kuzmichev. J. Supercond. Novel Magn. **37**, 379 (2024).
[29] S. Kuzmichev, T. Kuzmicheva, I. Morozov, A. Boltalin, A. Shilov. SN Appl. Sci. **4**, 189 (2022).
[30] С.А. Кузьмичев, И.В. Морозов, А.И. Шилов, Е.О. Рахманов, Т.Е. Кузьмичева. Письма в ЖЭТФ **120**, 130 (2024). [S.A. Kuzmichev, I.V. Morozov, A.I. Shilov, Ye.O. Rakhmanov, T.E. Kuzmicheva. JETP Lett. **120**, 125 (2024).]
[31] В.А. Москаленко. Физ. мет. металловед. **8**, 503 (1959). [V.A. Moskalenko. Phys. Met. Metallogr. **8**, 25 (1959).]
[32] H. Suhl, B.T. Matthias, L.R. Walker. Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959).
[33] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев. Физика низких температур **45**, 1366 (2019). [T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev. Low Temp. Phys. **45**, 1161 (2019)].
[34] Yu.A. Aleshchenko, A.V. Muratov, G.A. Ummarino, S. Richter, A.A. Thomas, R. Hühne. J. Phys.: Condens. Matter. **33**, 045601 (2021).

Редактор Ю.Э. Китаев