02

Многозонный андреевский транспорт в SnS-контактах на базе стехиометрического пниктида $EuCsFe_4As_4$

© А.Д. Ломоносова[1], И.А. Никитченков[2,1], С.А. Кузьмичев[2], С.Н. Понтис[1], К.С. Перваков[1], В.А. Власенко[1], А.Ю. Левахова[1], М.А. Соловьев[1], А.Д. Денищенко[1], Т.Е. Кузьмичева[1]

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

E-mail: anastasiailina2802@gmail.com

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.
В окончательной редакции 9 марта 2026 г.
Принята к публикации 13 марта 2026 г.

Исследована сверхпроводящая щелевая структура стехиометрического железосодержащего пниктида $EuCsFe_4As_4$. С помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений с применением техники планарного „break-junction“ напрямую определены величины малой сверхпроводящей щели и анизотропной в k-пространстве большой щели и их характеристические отношения. Температурные зависимости сверхпроводящих параметров порядка определены вплоть до T_c и аппроксимированы в рамках двухзонной модели на основе уравнений Москаленко и Сула с поправками сильной связи. При температуре ниже T_c в двухзонном приближении оценен доминирующий вклад в общую проводимость зон с малой сверхпроводящей щелью Δ_S из анализа температурных зависимостей андреевской дифференциальной проводимости при нулевом смещении и избыточного андреевского тока при $eV \gg \Delta(0)$.

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

DOI: 10.61011/FTT.2026.07.63644.20HH

1. Введение

Железосодержащие сверхпроводники структурного типа 1144 [1] представляют большой интерес к исследованию благодаря таким физическим свойствам, как повышенная величина второго критического магнитного поля ($\sim 100\,\mathrm{T}$) и высокое значение амплитуды критического тока ($\sim 10^8\,\mathrm{A/cm^2}$), что делает эти соединения подходящими для работы в высоких магнитных полях и применимыми в электронике [2]. Кристаллическая структура $EuCsFe_4As_4$ может быть представлена как объединение двух широко известных структур типа-122 $EuFe_2As_2$ и $CsFe_2As_2$ [3]. Монокристаллические образцы $EuCsFe_4As_4$ сверхпроводят в стехиометрическом составе (т. е. являются „самодопированными“) и имеют температуру сверхпроводящего (СП) перехода $T_c = 37\,\mathrm{K}$ [4,5]. Ниже температуры магнитного перехода $T_{\mathrm{Curie}} \approx 15.2\,\mathrm{K}$ обнаружено ферромагнитное упорядочение магнитных моментов атомов Eu^{2+}, величина магнитного момента на узле решетки составляет $\sim 7\,\mu_B$ [6,7]. Однако экспериментальные измерения магнитовосприимчивости показывают [4], что намагниченность насыщения при $T = 2\,\mathrm{K}$ составляет всего $\sim 5.9\,\mu_B$, что несколько меньше полного ферромагнитного выравнивания спинов Eu^{2+}. Снижение намагниченности насыщения, вероятно, обусловлено эффектом сверхпроводящего экранирования. Исследования температурных зависимостей магнитной восприимчивости, удельного сопротивления и теплоемкости для родственных соединений $EuFe_2As_{0.7}P_{0.32}$ и $EuFe_2As_2$ показали наличие упорядочения спинов Eu^{2+} в сверхпроводящей фазе [8,9].

Как было показано в работах [6,10,11], в пниктидах семейства 1144 и родственного изоструктурного семейства 122 на основе европия ферромагнетизм в слоях Eu сосуществует с объемной сверхпроводимостью, при этом объемный образец является антиферромагнетиком. В работе [12] на примере $EuRbFe_4As_4$ установлено, что зоны, образованные $4f$-орбиталями Eu, расположены примерно на 1.5 eV ниже уровня Ферми, что обусловливает крайне слабое влияние ферромагнетизма подрешетки Eu^{2+} на СП-свойства [12,13]. Измерения величины второго критического поля на сегодняшний день производились только для родственного более изученного немагнитного соединения $CaKFe_4As_4$ с $T_c = 33.1\,\mathrm{K}$: так, в работе [14] в отсутствие внешнего магнитного поля было оценено значение $\mu_0 H_{c2} \approx 90\,\mathrm{T}$. Калориметрические исследования теплопроводности [4] обнаружили скачок при температуре СП-перехода $T_c \approx 35.2\,\mathrm{K}$, из анализа амплитуды которого в БКШ-пределе слабой связи была оценена плотность электронных состояний на уровне Ферми $N(E_F) \approx 55\,\mathrm{eV^{-1}\,fu^{-1}}$ [15], а также скачок на производной $dC(T)/dT$ при температуре магнитного перехода $T_{\mathrm{Curie}} \approx 15.2\,\mathrm{K}$, что классифицирует магнитный переход как фазовый переход третьего рода [15].

Поверхность Ферми представителей семейства 1144 формируется большей частью $3d$-орбиталями железа

и представляет собой дырочные цилиндры в Г-точке и электронные цилиндры в М-точках зоны Бриллюэна [16,17].

Открытым остается вопрос механизма СП-спаривания для пниктидов семейства 1144. Отметим, что для обоснования многозонной сверхпроводимости, реализующейся в большинстве железосодержащих пниктидов, было выдвинуто два основных механизма: спаривание через усиленные фононами флуктуации $3d$-орбиталей Fe в рамках s^{++}-модели [18] и спаривание посредством спиновых флуктуаций, обусловленных выполнением условия нестинга между разделенными в импульсном пространстве листами поверхности Ферми, соответствующее $s^{\pm}$-модели [19]. Расчет СП-щелевой структуры в рамках s^{++}-модели с рассмотрением межзонного спин-флуктуационного $s^{\pm}$-механизма в качестве дополнительного канала куперовского спаривания для пниктидов семейства Ba-122 с похожей топологией поверхности Ферми описан в [20].

Ранее на монокристаллах $EuCsFe_4As_4$ нашей группой была обнаружена двухщелевая сверхпроводимость [5,21], другие данные об энергетических параметрах СП-состояния в литературе отсутствуют. В настоящей работе приведен анализ температурных зависимостей особенностей, вызванных многозонным андреевским транспортом (андреевского избыточного тока и повышенной проводимости при нулевом смещении), оценены парциальные вклады двух эффективных зон в общую проводимость $EuCsFe_4As_4$. Показано, что данные, полученные на поликристаллических образцах, соответствуют данным туннельной спектроскопии монокристаллов [5,21], что доказывает самосогласованность метода и достоверность результатов.

2. Детали эксперимента

Монокристаллы $EuCsFe_4As_4$ были выращены из расплава CsAs [4]. Критическая температура СП-перехода $T_c \approx 36-37$ K была определена на основе температурных зависимостей сопротивления и магнитной восприимчивости [5]. Рост поликристаллических образцов $EuCsFe_4As_4$ и их первичная характеризация подробно описаны в работе [22]. Использование метода механического легирования, а также подбор температуры отжига позволили получить материалы более высокого качества по сравнению с классическим твердофазным синтезом, что позволило достичь минимального содержания примесных фаз [22]. Качество поликристаллических образцов было подтверждено рентгенофазовым анализом с помощью дифрактометра Rigaku MiniFlex 600. Измерения магнитной восприимчивости показали, что температура СП-перехода составила $T_c^{\text{onset}} = 34$ K соответственно, а ширина СП-перехода $\Delta T_c \approx 2.5$ K. При измерении температурной зависимости сопротивления четырехточечным методом была оценена критическая температура $T_c^{\text{onset}} = 35.5$ K, $\Delta T_c \approx 0.5$ K.

Для определения структуры СП-параметра порядка в настоящей работе использовалась спектроскопия эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО). Данный эффект реализуется в симметричных SnS-контактах (S — массивный СП-берег, n — слой тонкого нормального металла) с отсутствием фазовой когерентности между СП-берегами ($d \gg \xi_{GL}$, где d — толщина нормального слоя, ξ_{GL} — длина когерентности Гинзбурга–Ландау) и описывается теоретическими моделями [23–25].

На вольт-амперной характеристике (ВАХ) SnS-контакта в ЭНМАО-режиме отсутствует сверхтоковая ветвь при $eV = 0$, при этом во всем диапазоне напряжений eV наблюдается избыточный андреевский ток $I^A_{\text{exc}}(V)$ по сравнению с $I_N(V)$ в нормальном состоянии. Величина $I^A_{\text{exc}}(V)$ стремится к постоянному значению при $eV \gg 2\Delta(0)$ и определяется как разность значения полного тока $I(V)$ при фиксированном смещении eV в сверхпроводящем и нормальном состоянии: $I^A_{\text{exc}}(V) = I(V) - I_N(V)$ [23,24]. Температурная зависимость $I^A_{\text{exc}}(T)$ пропорциональна температурной зависимости СП-щели $\Delta(T)$ и в рамках моделей [23,24,26] может быть записана как:

$$I^A_{\text{exc}}(T) = \frac{8}{3}\frac{G_N}{e}\, e^{-d/l}\Delta(T)\tanh\frac{eV}{2k_BT}, \qquad (1)$$

где l — характерная длина неупругого рассеяния, G_N — нормальная проводимость контакта при смещениях $eV \gg 2\Delta(0)$, e — заряд электрона, k_B — константа Больцмана.

В случае SnS-контакта на базе двухщелевого сверхпроводника эффективные зоны с двумя СП-параметрами порядка — большой СП-щелью Δ_L и малой СП-щелью Δ_S — одновременно вносят вклад в избыточный андреевский ток. В предположении, что отношение d/l для обеих зон одинаково, нормированную температурную зависимость можно представить формулой [27,28]:

$$\frac{I^A_{\text{exc}}(T)}{I^A_{\text{exc}}(0)} = \varphi\delta_L(T) + (1-\varphi)\delta_S(T), \qquad (2)$$

где $\delta_i(T) \equiv \Delta_i(T)/\Delta_i(0)$ — нормированная температурная зависимость СП-щели, i — индекс зоны (L, S), а весовой коэффициент φ приблизительно равен

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

и определяет вклад зон с большой СП-щелью в андреевский избыточный ток (G_i — нормальная проводимость i-й зоны).

В случае высокой прозрачности туннельного барьера $T > 80\%$ (соответствующий барьерный параметр $Z < 0.5$) $dI(V)/dV$-спектр SnS-контакта содержит область повышенной дифференциальной проводимости (ДП) при $eV \to 0$ — так называемый андреевский „пьедестал“ [24,26]. Повышенная андреевская ДП при

нулевом смещении G^A_{ZBC} (zero-bias-conductance) определяется как разность ДП при $T < T_{\mathrm{c}}$ (G_{ZBC}) при смещении $eV = 0$ и соответствующего значения в нормальном состоянии G_N выше критической температуры: $G^A_{\mathrm{ZBC}} = G_{\mathrm{ZBC}} - G_N$. Вид температурной зависимости андреевской ДП при нулевом смещении в модели [25] определяется как:

$$G^A_{\mathrm{ZBC}}(T) = G_N \frac{l}{d} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_{\mathrm{B}}T}. \quad (3)$$

Аналогично формуле (2) для нормированной температурной зависимости андреевского избыточного тока, в двухзонном приближении запишем нормированную андреевскую проводимость при нулевом смещении [28]:

$$\frac{G^A_{\mathrm{ZBC}}(T)}{G^A_{\mathrm{ZBC}}(0)} = \chi \tanh \frac{\Delta_{\mathrm{L}}(T)}{2k_{\mathrm{B}}T} + (1-\chi) \tanh \frac{\Delta_{\mathrm{S}}(T)}{2k_{\mathrm{B}}T}. \quad (4)$$

Весовой коэффициент χ зависимости $G^A_{\mathrm{ZBC}}(T)$ соответствует парциальной нормальной проводимости G_L зоны с большой СП-щелью [28],

$$\chi = \frac{G_{\mathrm{L}}}{G_N} \equiv \frac{G_{\mathrm{L}}}{G_{\mathrm{L}} + G_{\mathrm{S}}}, \quad (5)$$

Тогда парциальная проводимость зоны с большой СП-щелью может быть оценена по данным $I^A_{\mathrm{exc}}(T)$ [28]:

$$\chi_{\mathrm{exc}} \approx \left[\left(\frac{1}{\varphi} - 1 \right) \frac{\Delta_{\mathrm{L}}(0)}{\Delta_{\mathrm{S}}(0)} + 1 \right]^{-1}. \quad (6)$$

На $dI(V)/dV$-спектре SnS-контакта в ЭНМАО-режиме возникают андреевские минимумы ДП при напряжениях смещения:

$$eV_n(T) = 2\Delta(T)/n, \quad (7)$$

где n — натуральные числа, совокупность которых называется субгармонической щелевой структурой (СГС) [23,24]. Анализ положений наблюдаемых в эксперименте минимумов СГС позволяет напрямую определять амплитуду СП-параметра порядка $\Delta(T)$ при любой температуре $T < T_{\mathrm{c}}$. В случае, когда имеет место многозонная сверхпроводимость с несколькими СП-щелями, на полученных $dI(V)/dV$-спектрах ожидается соответствующее число независимых СГС, каждая из которых будет определяться соответствующим значением Δ_i. Отметим, что максимальное число n наблюдаемых минимумов СГС ограничено параметрами контакта: при понижении баллистического соотношения l/d [24,26], росте величины барьерного параметра Z [23] и увеличении параметра размытия Γ амплитуды минимумов СГС уменьшаются, и особенности высших порядков на $dI(V)/dV$-спектрах становятся неразрешимы.

Как показали численные расчеты [29] в рамках подхода [30], при реализации в системе анизотропного СП-параметра порядка с расширенным s-волновым типом симметрии, когда $\Delta_{\mathrm{anis}}(\theta)$ зависит от угла θ в k-пространстве, но ни в одной точке не обращается в ноль, каждый минимум СГС, соответствующий Δ_{anis}, приобретает характерный вид дублета — парных минимумов $dI(V)/dV$, соединенных между собой перемычкой. При этом положения минимумов каждого дублета будут соответствовать максимальному Δ^{out} и минимальному Δ^{in} значению анизотропного параметра порядка в k-пространстве. Дублетные особенности спектров $dI(V)/dV$, отвечающие приведенному теоретическому описанию и указывающие на анизотропию СП-параметра порядка, уже наблюдались ранее для монокристалла $EuCsFe_4As_4$ [5,21]. Степень анизотропии СП-щели далее оценена как $A = 100\%[1-\Delta^{\mathrm{in}}/\Delta^{\mathrm{out}}]$. Отметим, что для планарного SnS-контакта с направлением тока вдоль кристаллографической оси c ЭНМАО-спектроскопия может дать информацию об анизотропии СП-щели в k_xk_y-плоскости (в случае баллистического транспорта через туннельный барьер), при этом вдоль k_z-направления имеет место „перемешивание“ носителей заряда и усреднение величины $\Delta(k_z)$ [30].

Для анализа температурных зависимостей СП-щелей была использована двухзонная модель [31] на основе уравнений Москаленко и Сула [32,33]. Свободными параметрами модели являются локальная критическая температура контактной области $T^{\mathrm{local}}_{\mathrm{c}}$, отношение межзонных констант связи $\lambda_{LS}/\lambda_{SL}$ и отношение силы эффективных внутризонного и межзонного взаимодействий СП-конденсатов в k-пространстве $\sqrt{\lambda_{LL}\lambda_{SS}}/\sqrt{\lambda_{LS}\lambda_{SL}}$; индексы L и S соответствуют зонам с большой и малой СП-щелями, λ_{ij} — „перенормированные“ или „малые“ константы электрон-бозонного взаимодействия.

В данном исследовании SnS-контакты были получены при помощи механически регулируемой планарной модификации [31] известной методики „break-junction“ [34]. Технические возможности, преимущества и ограничения используемой нами экспериментальной конфигурации более подробно обсуждаются в обзоре [31].

Основная идея методики „break-junction“ заключается в создании туннельного контакта путем механического раскалывания образца при криогенных температурах, при этом СП-свойства определяются локально. В рамках подготовки к измерениям исследуемый образец прямоугольной формы с геометрическими размерами порядка $2 \times 1 \times 0.1\,\mathrm{mm}^3$ фиксируется на поверхности упругого П-образного измерительного столика при помощи четырех капель InGa-припоя, выполняющих роль токовых и потенциальных контактов. В процессе монтажа плоскость образца удерживается параллельно поверхности столика. Система охлаждается до температуры 4.2 K, застывший припой фиксирует образец механически. Далее путем вращения расположенного над системой микрометрического винта, его поступательное смещение передается на поверхность пружинящего столика, прогибая ее. Вследствие прогиба столика слоистый монокристалл расслаивается вдоль ab-направления, образуя два СП-берега со ступеньками и террасами на поверхности. При этом естественным образом формируется симметричный ScS (где c — барьер) туннельный контакт, в котором туннельный ток течет вдоль c-направления.

Момент образования туннельного контакта контролируется по появлению конечного наклона ВАХ в реальном времени. С помощью микрометрического винта полученная структура поддается дальнейшей прецизионной настройке: под действием плавной регулировки массивные СП-берега контакта смещаются вдоль границы криогенного скола, обеспечивая обратимую вариацию геометрических параметров контакта. Таким образом, проведение одного эксперимента обеспечивает возможность сбора статистики через исследование туннельных ScS-контактов различной площади, с различным нормальным сопротивлением, полученных в различных точках криогенного скола.

В предыдущих работах было показано [31], что в поликристаллах слоистых соединений возможно раскалывание отдельных кристаллических зерен в плоскости микротрещины с образованием ступенек и террас аналогично слоистым монокристаллам. Согласно приведенным оценкам [31], размеры получаемых туннельных контактов $d \approx 10-50$ nm в среднем на порядок меньше ширины террас ($\sim 100-500$ nm) и на $2-3$ порядка меньше размера кристаллических зерен (до $1-2\,\mu$m) в поликристаллических образцах пниктидов семейства 1144.

В слоистых образцах возможно получение стопочных структур типа ScS. . .ScS, образованных ScS-контактами с практически эквивалентными нормальными сопротивлениями R_N. В этом случае положение всех особенностей $I(V)$ и $dI(V)/dV$-характеристик, вызванных объемными свойствами, увеличивается в m раз, где m — целое число контактов в стопке. Значения m для стопок с небольшим числом контактов ($m \leq 10$) могут быть однозначно определены путем сравнения положений особенностей $dI(V)/dV$-спектров стопочных и одиночных SnS-контактов (см., например, [35]).

Подводя итог, можно выделить основные преимущества планарной механически регулируемой техники „break-junction“. Используемая методика позволяет локально определять значения амплитуды СП-параметра порядка при различных температурах вплоть до T_c. Статистический анализ туннельных контактов различной площади, получаемых механической регулировкой в рамках каждого цикла измерений, позволяет подтверждать воспроизводимость исследуемых энергетических параметров сверхпроводника. Полученные при этом значения СП-щелей оказываются максимально приближены к их объемным значениям в силу высокой чистоты естественных туннельных структур, создаваемых внутри объема сверхпроводника при температуре 4.2 K.

3. Результаты

В результате эксперимента были получены стопочные контакты типа SnS-. . .-SnS на основе поликристалла $EuCsFe_4As_4$ высокого качества. Пример нормированной ВАХ и ДП-спектра SnS-структуры из $m = 10$ контактов на базе поликристаллического образца при $T = 4.2$ K представлен на рис. 1 линиями зеленого цвета (online). Для сравнения красным цветом (online) показаны аналогичные данные для стопки SnS-контактов на базе монокристалла, полученные нами ранее [5]. Можно отметить следующие воспроизводящиеся особенности ВАХ и ДП-спектров. Во-первых, при $T = 4.2$ K отсутствует сверхтоковая ветвь и наблюдается избыточный андреевский ток во всем диапазоне напряжений по сравнению с ВАХ тех же контактов выше T_c (штриховые линии соответствующих цветов на рис. 1, a). Наклоны ВАХ в сверхпроводящем и нормальном состоянии при максимальных смещениях практически совпадают, т. е. $I_{exc}\big(V \gg 2\Delta(0)\big)$ стремится к постоянному значению, а нормальное сопротивление рассматриваемых контактов $R_N(T) \approx$ const, что указывает на баллистический характер квазичастичного транспорта. Во-вторых, повышенная ДП при $eV = 0$ указывает на реализацию ЭНМАО-режима достаточно высокой прозрачности в соответствии с [23,25].

На $dI(V)/dV$-спектрах на рис. 1, b присутствуют резкие минимумы при смещениях $|V| \approx 15.7$, 9.3 и 4 mV,

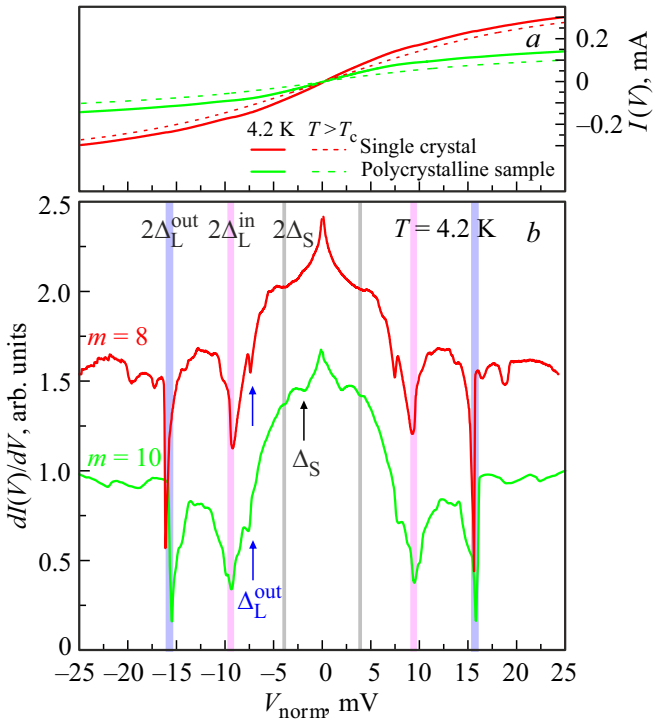


Рис. 1. (a) ВАХ SnS-андреевских стопочных контактов, полученных в монокристалле (линия красного цвета (online), $m = 8$ контактов в стопке) и поликристалле $EuCsFe_4As_4$ (линия зеленого цвета (online), $m = 10$ контактов в стопке) при $T = 4.2$ K и выше T_c (штриховые линии). (b) Соответствующие нормированные на общий нелинейный ход $dI(V)/dV$-спектры при $T = 4.2$ K вручную смещены по вертикали для удобства рассмотрения андреевских СГС. Вертикальными полупрозрачными столбиками синего, розового и серого цвета (online) отмечены положения фундаментальных андреевских гармоник от трех СП-параметров порядка $2\Delta_L^{out} \approx 15.7$ meV, $2\Delta_L^{in} \approx 9.3$ meV, $2\Delta_S \approx 4$ meV соответственно, стрелками — вторых субгармоник от Δ_L^{out} и Δ_S, $V_{norm} = V/m$.

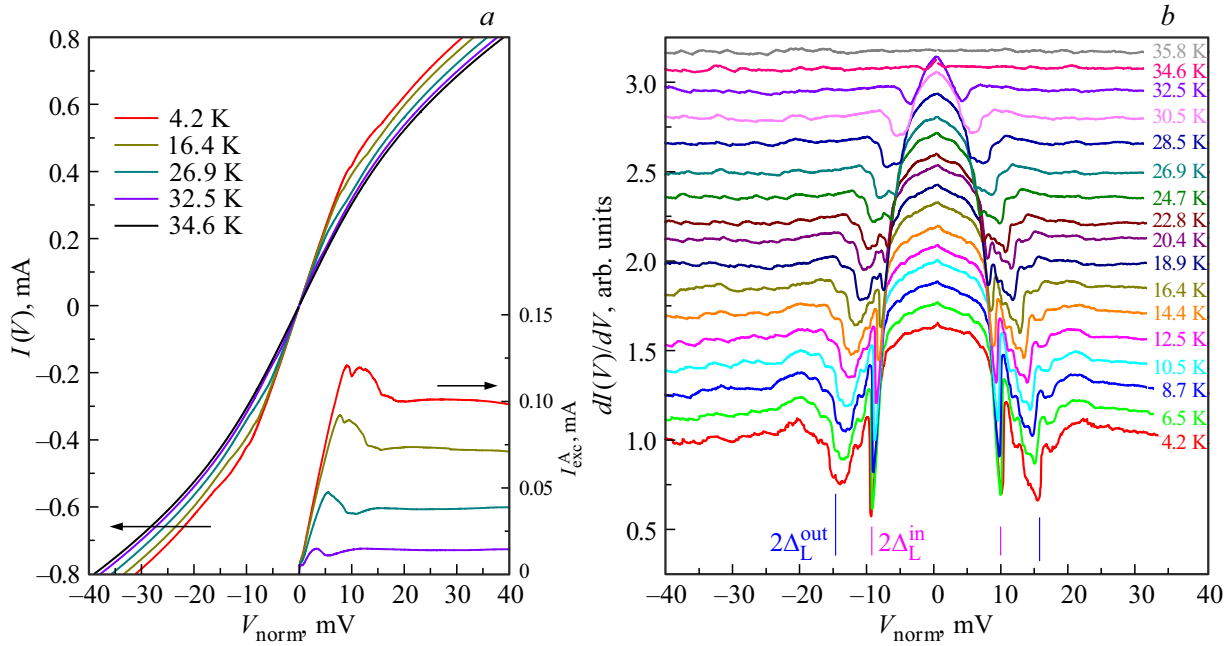


Рис. 2. (a) BAX SnS-андреевского контакта на базе поликристалла $EuCsFe_4As_4$, измеренные при $T = 4.2-35.8$ K. На вставке показан избыточный андреевский ток $I^A_{exc}(V,T) \equiv I(V,T) - I(V,T_c)$ при тех же температурах. (b) Соответствующие $dI(V)/dV$-спектры, нормированные на монотонный ход при $T = 35.8$ K, вручную сдвинуты по вертикали для удобства. Вертикальными штрихами при $T = 4.2$ K отмечено положение фундаментальных андреевских гармоник от СП-параметров порядка $2\Delta_L^{out}(0) \approx 15.7$ meV, $2\Delta_L^{in}(0) \approx 9.3$ meV, $V_{norm} = V/m$.

которые не описываются формулой (7) как субгармоники каких-либо порядков от одной изотропной СП-щели. В предположении, что два минимума при больших напряжениях, отмеченных вертикальными линиями соответственно синего и розового цветов (online) на рис. 1, b, являются дублетной фундаментальной андреевской особенностью от анизотропной большой СП-щели $2\Delta_L^{anis}$, можно напрямую определить максимальную $2\Delta_L^{out} \approx 15.7 \pm 0.3$ meV и минимальную $2\Delta_L^{in} \approx 9.3 \pm 0.2$ meV амплитуду энергии связи куперовских пар в зависимости от направления импульса в k-пространстве в соответствующих зонах. Минимум, расположенный на вдвое меньшем смещении $|V_{2L}^{out}| \approx 7.5$ mV, можно интерпретировать как вторую ($n = 2$) субгармонику от Δ_L^{out}. Вторая субгармоника от Δ_L^{in}, ожидаемая при $|V_{2L}^{in}| \approx 4.7$ mV, примерно перекрывается фундаментальной андреевской особенностью от малой СП-щели $2\Delta_S \approx 4.0 \pm 0.1$ meV (вертикальные линии серого цвета на рис. 1, b) и, вероятно, по этой причине слабо различима как отдельная особенность. На $dI(V)/dV$-характеристике SnS-контакта на базе поликристалла также присутствует вторая особенность СГС от малой СП-щели при $|V_{2S}| \approx 1.8$ mV. В среднем амплитуда андреевских особенностей от малой СП-щели в разы меньше по сравнению с интенсивными минимумами от Δ_L^{anis}. Это может быть вызвано как меньшей длиной свободного пробега носителей l, низкой концентрацией куперовских пар [26] или сильным неупругим рассеянием в зонах с малой СП-щелью, так и ее сильной анизотропией (с возможным наличием нулей) в импульсном пространстве, а также тем, что данные особенности находятся в области повышенной ДП при малых смещениях („пьедестала“ от большой СП-щели).

На рис. 2 представлена температурная эволюция BAX и ДП-спектра одного из полученных SnS-контактов на основе поликристалла $EuCsFe_4As_4$ в температурном диапазоне $4.2 \le T \le 35.8$ K. На рис. 2, a различными цветами (online) приведены BAX при $T = 4.2$, 16.4, 26.9, 32.5, 34.6 K, а на вставке — соответствующие зависимости $I^A_{exc}(V)$. При $T = 4.2$ K избыточный андреевский ток имеет наибольшее значение во всем диапазоне напряжений $|V| < 40$ mV и стремится к постоянной величине при максимальных смещениях, которая с увеличением температуры уменьшается в соответствии с формулой (1). Вариация нормальной проводимости SnS-контакта G_N с температурой не превышала ~ 0.3 %. На рис. 2, b представлено соответствующее изменение ДП-спектров с температурой, предварительно нормированных на общий монотонный ход, то есть разделенных на $dI(V)/dV$-спектр при $T = 35.8$ K в нормальном состоянии, для удобства рассмотрения андреевских структур. Дублетная фундаментальная гармоника от Δ_L^{anis} отмечена на рис. 2, b штрихами синего и розового цвета (online) для $2\Delta_L^{out}(0)$ и $2\Delta_L^{in}(0)$ соответственно.

На рис. 3, a построены температурные зависимости амплитуд СП-параметров порядка $\Delta_L^{out}(T)$, $\Delta_L^{in}(T)$ и $\Delta_S(T)$ по данным рис. 2, b. Из-за малой ам-

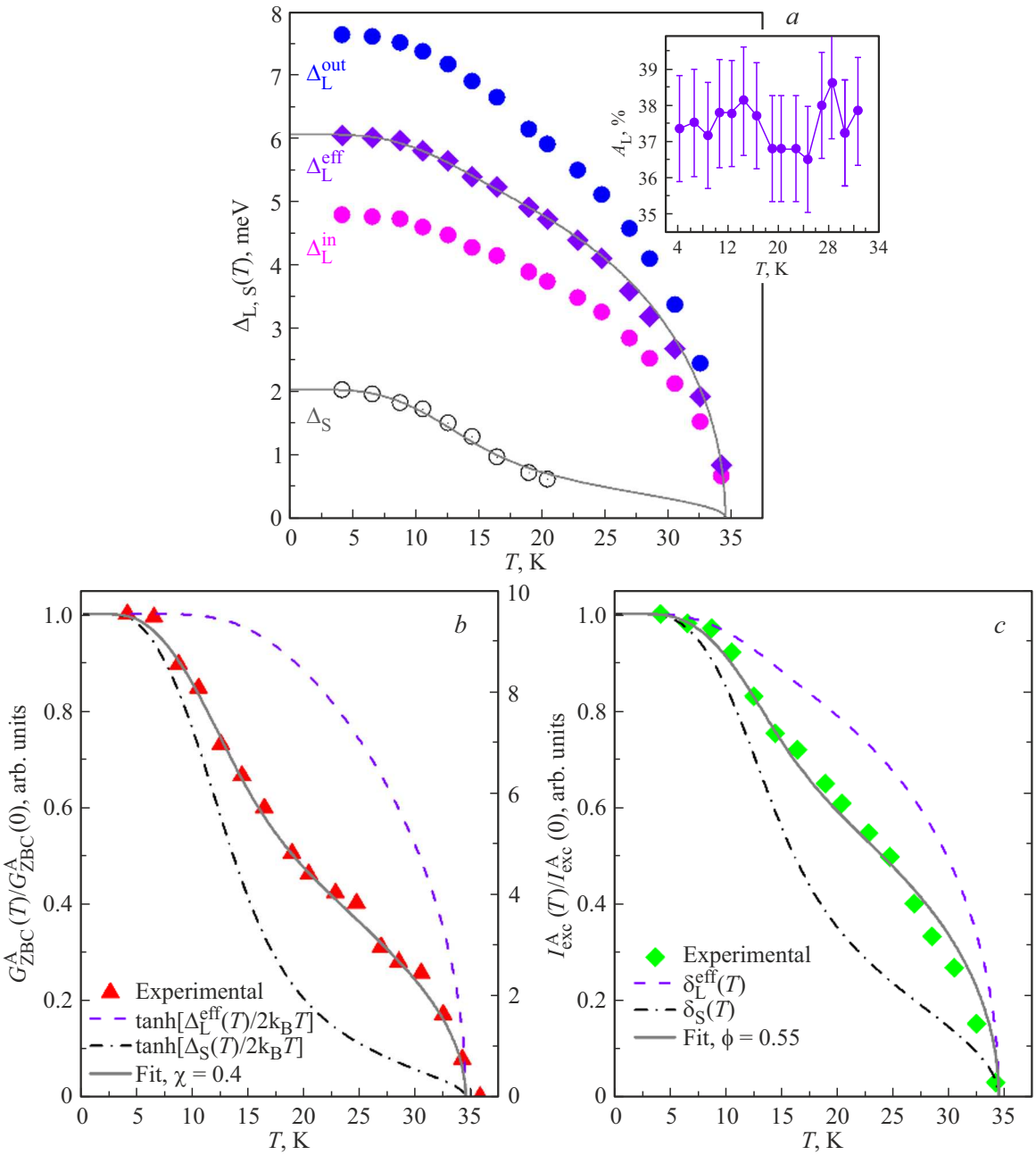


Рис. 3. (a) Температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_L^{out}(T)$, $\Delta_L^{in}(T)$ и $\Delta_S(T)$ в поликристалле $EuCsFe_4As_4$, полученные по данным рис. 2, b (кружки), и эффективной большой СП-щели $\Delta_L^{eff}(T)$ (ромбы), оцененной как $\Delta_L^{eff}(T) \equiv \sqrt{\Delta_L^{out}(0)\Delta_L^{in}(0)}\,\delta_L^{in}(T)$. Сплошными линиями показана аппроксимация в рамках двухзонной модели на основе уравнений Москаленко и Сула [31-33]. На вставке приведена зависимость предположительной анизотропии большой СП-щели A_L от температуры. (b, c) Температурные зависимости андреевской проводимости при нулевом смещении (b, треугольники) и андреевского избыточного тока (c, ромбы). Парциальные вклады двух эффективных зон с Δ_L^{eff} и Δ_S на основе данных (a) показаны штриховой и штрихпунктирной линией соответственно; аппроксимации формулами (4), (2) — сплошными линиями.

плитуды андреевской особенности первого порядка ($n = 1$) от Δ_S для построения температурной зависимости $\Delta_S(T)$ был дополнительно подавлен монотонный ход $dI(V)/dV$-спектров в области малых смещений. На вставке на рис. 3, a показано, что степень анизотропии большой СП-щели слабо зависит от температуры и сохраняется примерно равной $A_L(T) \approx (37 \pm 2)\%$ практически вплоть до T_c. Аналогичное поведение $A_L(T) \approx$ const наблюдалось нами ранее в монокристалле $EuCsFe_4As_4$ [21], а также в родственных пниктидах семейства Ba-122 [27,35].

Для анализа $\Delta_i(T)$ с помощью двухзонной модели [31–33], принимая во внимание схожее температурное поведение $\delta_L^{in}(T) \approx \delta_L^{out}(T)$ (где $\delta(T) \equiv \Delta(T)/\Delta(0)$), в ка-

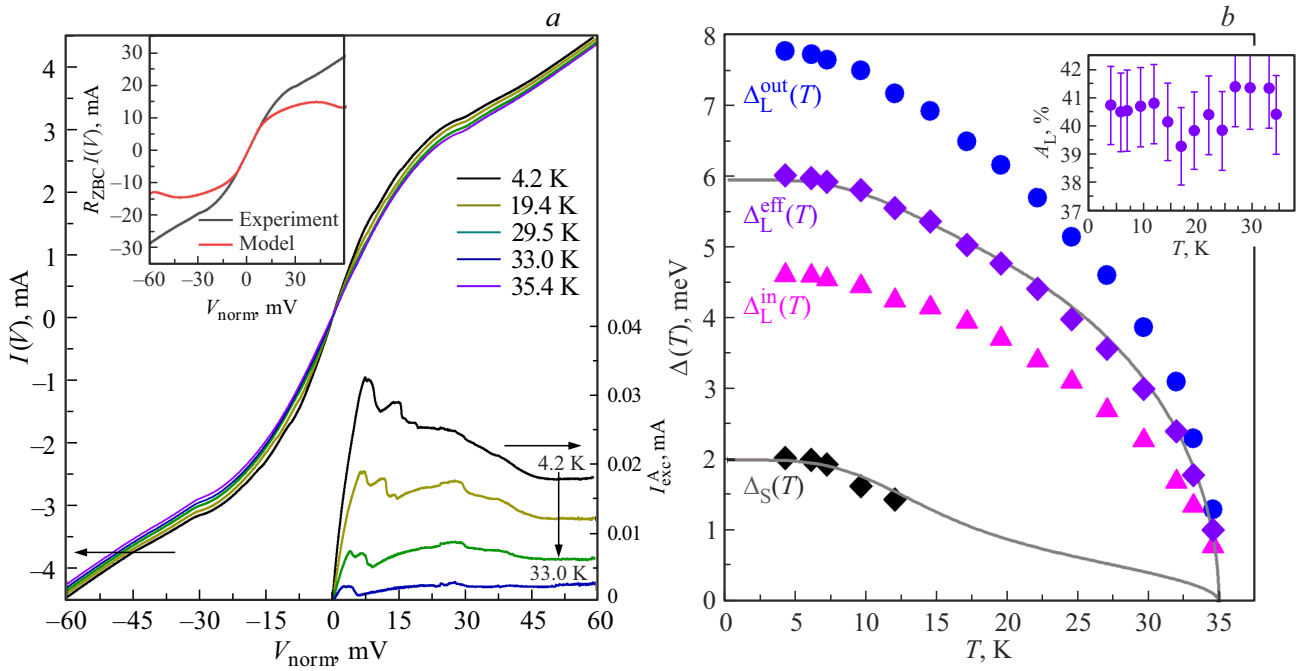


Рис. 4. (*a*) BAX SnS-андреевского контакта на базе монокристалла $EuCsFe_4As_4$, измеренные при $T = 4.2-35.4$ K (данные взяты из [21]). На нижней вставке показан избыточный андреевский ток $I^A_{\rm exc}(V,T) \equiv I(V,T) - I(V,T_c)$ при различных температурах. На верхней вставке линией черного цвета показана экспериментальная BAX, а линией красного — модельная BAX для термического контакта в рамках подхода [36] при $T = 35.4$ K. (*b*) Температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta^{\rm out}_L(T)$, $\Delta^{\rm in}_L(T)$, $\Delta_S(T)$ и эффективной большой СП-щели $\Delta^{\rm eff}_L(T)$ (ромбы), оцененной как $\Delta^{\rm eff}_L(T) \equiv \sqrt{\Delta^{\rm out}_L(0)\Delta^{\rm in}_L(0)}\,\delta^{\rm in}_L(T)$ для того же контакта в монокристалле $EuCsFe_4As_4$. Сплошными линиями показана аппроксимация в рамках двухзонной модели на основе уравнений Москаленко и Сула [31–33]. На вставке приведена зависимость предположительной анизотропии большой СП щели A_L от температуры.

честве эффективной амплитуды большой анизотропной СП-щели как грубая оценка была взята зависимость $\Delta^{\rm eff}_L(T) \equiv \sqrt{\Delta^{\rm out}_L(0)\cdot\Delta^{\rm in}_L(0)}\cdot\delta^{\rm in}_L(T)$. Видно, что теоретические температурные зависимости в рамках [31–33], показанные на рис. 3, *a* сплошными линиями, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Локальная критическая температура контакта $T^{\rm local}_c \approx 34.5$ K была оценена как температура, при которой аппроксимационные $\Delta^{\rm eff}_L(T)$ и $\Delta_S(T)$ зависимости обращаются в ноль.

Аппроксимационные кривые $\Delta^{\rm eff}_L(T)$ и $\Delta_S(T)$ (сплошные линии на рис. 3, *a*) были использованы далее в качестве температурных зависимостей большой и малой СП-щелей для анализа зависимостей $I^A_{\rm exc}(T)$ и $G^A_{\rm ZBC}(T)$ в рамках предложенного выше двухзонного приближения с использованием формул (2), (4). Таким образом, единственным подгоночным параметром для описания зависимостей $I^A_{\rm exc}(T)$ и $G^A_{\rm ZBC}(T)$ является весовой коэффициент ϕ и χ соответственно.

Нормированная температурная зависимость андреевского избыточного тока $I^A_{\rm exc}(T)/I^A_{\rm exc}(0)$ по данным рис. 2, *a* показана ромбами на рис. 3, *c*. Для учета конечного фиксированного смещения $eV = 40$ meV, при котором было взято значение избыточного тока при всех температурах, значения $I^A_{\rm exc}(T)$ также были нормированы на $\tanh[eV/(2k_BT)]$ в соответствии с формулой (1). Парциальные вклады двух эффективных зон, соответствующие предельным значениям подгоночных параметров $\phi = 0$, 1, показаны на рис. 3, *c* штрихпунктирной и штриховой линиями. Экспериментальная зависимость $I^A_{\rm exc}(T)/I^A_{\rm exc}(0)$ описывается формулой (2) наилучшим образом (сплошная линия на рис. 3, *c*) с весовым коэффициентом $\phi = 0.55$, таким образом, вклад зон с эффективной большой щелью в общую проводимость, согласно формуле пересчета коэффициентов (6), можно оценить, используя значения $\Delta^{\rm eff}_L(0)$ и $\Delta_S(0)$, как $\chi_{\rm exc} \approx 0.3$.

Андреевская проводимость при нулевом смещении $G^A_{\rm ZBC}(T)/G^A_{\rm ZBC}(0)$, нормированная на свое значение при $T \ll T_c$, по данным рис. 2, *b* для того же контакта показана на рис. 3, *b* треугольниками. При температурах порядка $T \approx 15$ K наблюдается заметный „прогиб“, вызванный вкладом квазичастичного транспорта зон с малой СП-щелью. Полученная зависимость может быть описана в рамках двухзонного приближения (4), причем оцененный парциальный вклад зоны с большой СП-щелью составил $\chi = 0.4$ (сплошная линия на рис. 3, *b*).

Перейдем к рассмотрению особенностей, вызванных ЭНМАО-транспортом в SnS-контакте на базе монокристалла $EuCsFe_4As_4$. На рис. 4, *a* показано изменение BAX при повышении температуры, соответствующие

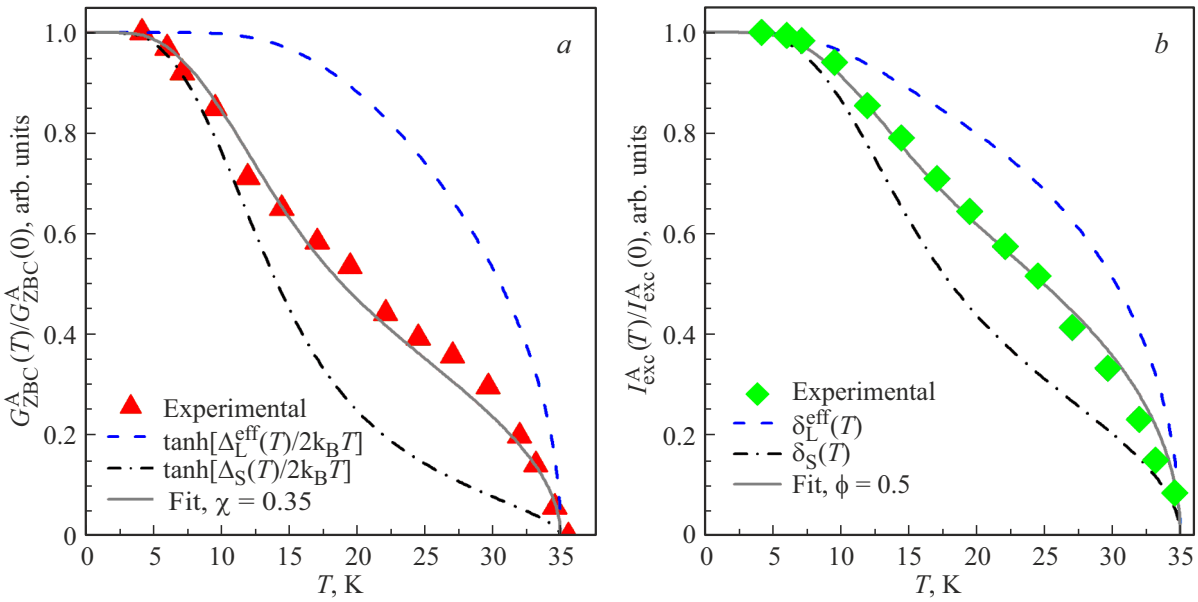


Рис. 5. Температурные зависимости андреевской проводимости при нулевом смещении (a, треугольники) и андреевского избыточного тока (b, ромбы) по данным рис. 4 в монокристалле $EuCsFe_4As_4$. Парциальные вклады двух эффективных зон с Δ_L^{eff} и Δ_S на основе данных рис. 4, (b) показаны штриховой и штрихпунктирной линией соответственно; аппроксимации формулами (4), (2) — сплошными линиями.

$dI(V)/dV$-спектры приведены на рис. 2, a в работе [21]. ВАХ, измеренная при $T = 35.4\,\text{K} > T_c$, не содержит андреевских особенностей.

На верхней вставке на рис. 4, a приведена экспериментальная ВАХ при $T = 35.4\,\text{K}$ (линия черного цвета) и модельная ВАХ (красного цвета (online)) туннельного контакта на базе $EuCsFe_4As_4$ в термическом режиме ($d \gg l$), подверженного перегреву измерительным током, при той же температуре [36], рассчитанная на основе зависимости $R(T)$ объемного монокристалла, взятой из [5]. Вид экспериментальной и расчетной ВАХ сильно разнится, поэтому наблюдаемая на экспериментальной ВАХ остаточная нелинейность не может быть вызвана наличием диффузионного транспорта через контакт. В качестве наиболее вероятной причины возникновения подобной остаточной нелинейности, наблюдаемой как ниже, так и выше T_c, поэтому не связанной напрямую со сверхпроводящими свойствами $EuCsFe_4As_4$, можно предположить наличие особенностей плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми [37]. Принимая во внимание примерное постоянство нормального сопротивления рассматриваемого SnS-контакта с температурой $R_N(T) \approx \text{const}$, можно сделать вывод о реализации баллистического режима квазичастичного транспорта, что в планарной геометрии эксперимента способствует сохранению k_x и k_y-компонент импульса носителей заряда и дает возможность разрешать анизотропию СП-щели в k_xk_y-плоскости.

На основе данных $I(V, T)$ на нижней вставке к рис. 4, a показаны зависимости андреевского избыточного тока $I^A_{\text{exc}}(V)$ при различных температурах и представлены цветами (online), соответствующими ВАХ. Хорошо заметные особенности $I^A_{\text{exc}}(V)$ при малых смещениях соответствуют андреевским гармоникам на $dI(V)/dV$-спектрах, представленных на рис. 2, a в работе [21]. При больших смещениях $|eV| > 2\Delta_L^{\text{out}}(T)$ избыточный ток стремится к постоянному значению в соответствии с предсказаниями [23,24] и указывает на баллистический режим квазичастичного транспорта. С увеличением температуры андреевский избыточный ток при больших смещениях уменьшается, обращаясь в ноль выше T_c при всех напряжениях смещения.

Температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_L^{\text{out}}(T)$, $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ и $\Delta_S(T)$, полученные в работе [21] на основе измерений $dI(V)/dV$-спектра SnS-контакта в монокристаллическом $EuCsFe_4As_4$, представлены на рис. 4, b. Степень анизотропии большой СП-щели сохраняет примерно постоянное значение с температурой $A_L \approx 40\%$ в пределах погрешности $\pm 2\%$. Данные $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ (полученной на основе $\Delta_L^{\text{out}}(T)$ и $\Delta_L^{\text{in}}(T)$ на рис. 4, b аналогично построению на рис. 3, a) и экспериментальной $\Delta_S(T)$ были аппроксимированы в рамках двухзонной модели [31–33]. Экспериментальные данные хорошо согласуются с аппроксимационными кривыми $\Delta_L^{\text{eff}}(T)$ и $\Delta_S(T)$, которые были взяты в качестве температурных зависимостей большой и малой СП-щелей для анализа $I^A_{\text{exc}}(T)$ и $G^A_{\text{ZBC}}(T)$.

Нормированные температурные зависимости $I^A_{\text{exc}}(T)$ и $G^A_{\text{ZBC}}(T)$, полученные на основе рис. 4, a для SnS-контакта в монокристалле $EuCsFe_4As_4$, были аппроксимированы формулами (2), (4), результат представлен на рис. 5. Парциальный вклад зон с анизо-

Характеристические отношения $2\Delta_i(0)/k_BT_c$, весовые коэффициенты φ, χ — вклады зон с большой СП-щелью в зависимость андреевского избыточного тока и андреевской проводимости при нулевом смещении соответственно. Для сравнения приведен оценочный вклад χ_{exc} зон с Δ_L^{anis} в общую проводимость по формуле (6)

$EuCsFe_4As_4$	$2\Delta_L^{out}(0)/(k_BT_c)$	$2\Delta_L^{in}(0)/(k_BT_c)$	$2\Delta_S(0)/(k_BT_c)$	Данные $I_{exc}(T)$		$G^A_{ZBC}(T)$
				φ	χ_{exc}	χ
Поликристалл	5.1 ± 0.1	3.2 ± 0.1	1.4 ± 0.2	0.55 ± 0.05	0.3 ± 0.1	0.40 ± 0.05
Монокристалл	5.2 ± 0.1	3.1 ± 0.1	1.4 ± 0.2	0.50 ± 0.05	0.3 ± 0.1	0.35 ± 0.05

тропной большой СП-щелью в андреевскую проводимость при $eV = 0$ (см. рис. 5, *a*) составил $\chi = 0.35$, то есть меньше, чем зон с малой щелью. Одинаковыми оказались парциальные вклады зон с $\Delta_L^{eff}(T)$ и $\Delta_S(T)$ с весовым коэффициентом $\phi \approx 0.5$ в температурную зависимость избыточного андреевский тока, измеренного при конечном смещении $eV = 50\,meV$ (см. рис. 5, *b*). Оцененная парциальная проводимость зон с Δ_L по формуле (6) составила $\chi_{exc} \approx 0.25$ ($\Delta_L^{eff}(0) = 5.95$, $\Delta_S(0) = 1.99\,meV$).

4. Обсуждение

Поскольку в $EuCsFe_4As_4$ отношение $A_L(T)$ воспроизводимо остается примерно постоянным практически во всем температурном диапазоне $T < T_c$ (см. рис. 3, *a*, 4, *b*), мы интерпретируем дублет фундаментальной гармоники на $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов как соответствующий анизотропной в k-пространстве большой СП-щели с экстремумами Δ_L^{out} и Δ_L^{in} углового распределения $\Delta_L(\theta)$, а не наличию двух отдельных (изотропных) СП-щелей с амплитудами Δ_L^{out} и Δ_L^{in}, открывающихся ниже T_c в различных зонах. Более подробно данное утверждение обсуждается в работах на примере $EuCsFe_4As_4$ и пниктидов изоструктурного семейства $BaFe_{2-x}Ni_xAs_2$ с вариацией степени допирования [21,27,35]. Так как три наблюдаемых СП-параметра порядка имеют всего два различных типа температурного поведения $\delta_L^{in}(T) \approx \delta_L^{out}(T)$ и $\delta_S(T)$, зависимость амплитуды большой СП-щели от импульса $\Delta_L(\theta)$ не влияет на модельное описание нормированного андреевского избыточного тока $I^A_{exc}(T)/I^A_{exc}(0)$ согласно формуле (1). Как показано на рис. 3, *b* и 5, *a*, двухзонное приближение с введением „эффективной“ большой СП-щели $\Delta_L^{eff}(T)$ оказывается достаточным для количественного описания экспериментальных зависимостей $G^A_{ZBC}(T)/G^A_{ZBC}(0)$ с минимальным числом свободных параметров (весовой коэффициент χ).

Как видно из рис. 1, *b*, положение андреевских особенностей $dI(V)/dV$-спектров SnS-контактов в моно- и поликристаллических образцах $EuCsFe_4As_4$, СП-щелевая структура и определяемые амплитуды СП-параметров порядка $\Delta_L^{out}(0)$, $\Delta_L^{in}(0)$ и $\Delta_S(0)$ отлично согласуются друг с другом. Это однозначно демонстрирует применимость использованного метода создания планарных контактов на микротрещине к поликристаллам слоистого сверхпроводника. В частности, ширина дублетного минимума от Δ_L^{anis} практически совпадает на $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов в моно- и поликристалле (см. рис. 1, *b*), что указывает на отсутствие кручения СП-берегов контакта в ab-плоскости. Характеристические отношения СП-параметров порядка по данным ЭНМАО-спектроскопии монокристаллов [5,21] и поликристаллов $EuCsFe_4As_4$ близки и составляют $2\Delta_L^{out}(0)/k_BT_c^{local} \approx 5.1-5.2$, $2\Delta_L^{in}(0)/k_BT_c^{local} \approx 3.1-3.2$, $2\Delta_S(0)/k_BT_c^{local} \approx 1.4$ (таблица).

Для удобства сравнения результатов, полученных по данным температурного поведения $I^A_{exc}(T)$ и $G^A_{ZBC}(T)$ SnS-контактов в моно- и поликристалле $EuCsFe_4As_4$, весовые коэффициенты ϕ, χ и χ_{exc} приведены в таблице. Таким образом, вклад зон с большой СП-щелью в общую проводимость был оценен двумя способами: непосредственно как весовой коэффициент χ зависимости $G^A_{ZBC}(T)$, а также путем пересчета весового коэффициента ϕ зависимости $I^A_{exc}(T)$ в коэффициент χ_{exc} по формуле (6). Полученные значения величин χ_{exc} и χ оказались близки в пределах погрешности как друг к другу, так и для моно- и поликристаллического образца, что говорит о самосогласованности использованного метода ЭНМАО-спектроскопии.

Среднее значение $\chi \approx 0.34$ указывает на доминирующий вклад зон с малой СП-щелью в общую проводимость $EuCsFe_4As_4$. Это значение оказалось ниже, чем $\chi \approx 0.54-0.72$ для немагнитного соединения $CaKFe_4As_4$ [28], а также немного меньше $\chi \approx 0.45-0.50$, оцененного ранее с помощью ЭНМАО-спектроскопии [35] и инфракрасной Фурье-спектроскопии [38] в родственных пниктидах $Ba(Fe,Ni)_2As_2$ семейства 122.

5. Выводы

С помощью метода ЭНМАО-спектроскопии поли- и монокристаллических образцов $EuCsFe_4As_4$ проведено сравнительное исследование структуры СП-параметра порядка: обнаружена многощелевая сверхпроводимость, напрямую определены амплитуды и температурные зависимости малой СП-щели Δ_S и экстремумов Δ_L^{out} и Δ_L^{in} углового распределения анизо-

тропной в k-пространстве большой СП-щели. Характеристические отношения теории БКШ, полученные по данным ЭНМАО-спектроскопии поли- и монокристаллов, практически совпадают: $2\Delta_L^{\text{out}}(0)/k_{\text{B}}T_{\text{c}} \approx 5.1-5.2$, $2\Delta_L^{\text{in}}(0)/k_{\text{B}}T_{\text{c}} \approx 3.1-3.2$ и $2\Delta_{\text{S}}(0)/k_{\text{B}}T_{\text{c}} \approx 1.4$. Получены температурные зависимости особенностей, вызванных квазичастичным андреевским транспортом ниже T_{c}: избыточного андреевского тока $I^A_{\text{exc}}(T)$ и повышенной андреевской проводимости при нулевом смещении $G^A_{\text{ZBC}}(T)$; показано, что двухзонная модель достаточна для их аппроксимации. Оценен $\sim 34\%$ парциальный вклад зон с большой СП-щелью в общую проводимость $EuCsFe_4As_4$.

Благодарности

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 22-72-10082-П. Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют отсутствие конфликта интересов.

Личный вклад авторов

А.Ю.Л., К.С.П., В.А.В. — синтез монокристаллов $EuCsFe_4As_4$; К.С.П., В.А.В., М.А.С., А.Д.Д. — синтез и первичная характеризация поликристаллов $EuCsFe_4As_4$; С.А.К. — монтаж образцов для проведения туннельных экспериментов; А.Д.Л., С.А.К., Т.Е.К., И.А.Н., С.Н.П. — проведение туннельных экспериментов, обработка данных; А.Д.Л., Т.Е.К., С.А.К., К.С.П. — написание и редактирование текста; Т.Е.К., А.Д.Л., И.А.Н., С.Н.П — создание рисунков.

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**, *10*, 3410 (2016).
[2] G. Mebratie, T. Negussie, G. Kahsay. Nano Sel. **6**, *4*, e202400124 (2025).
[3] V. Vlasenko, K. Pervakov, S. Gavrilkin. Supercond. Sci. Technol. **33**, *8*, 084009 (2020).
[4] Y.B. Liu, Y. Liu, G.H. Cao. J. Phys. Condens. Matter. **34**, *9*, 093001 (2022).
[5] С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.А. Власенко, А.Ю. Дегтяренко, С.Ю. Гаврилкин, Т.Е. Кузьмичева. ПЖЭТФ **116**, *10*, 702 (2022).
[6] Y. Liu, Y.B. Liu, Z.T. Tang, H. Jiang, Z.C. Wang, A. Ablimit, W.H. Jiao, Q. Tao, C.M. Feng, Z.A. Xu, G.H. Cao. Phys. Rev. B **93**, *21*, 214503 (2016).
[7] M.A. Albedah, F. Nejadsattari, Z.M. Stadnik, Y. Liu, G.H. Cao. J. Phys. Condens. Matter. **30**, *15*, 130 (2018).
[8] Z. Ren, Q. Tao, S. Jiang, C. Feng, C. Wang, J. Dai, Z.A. Xu. Phys. Rev. Lett. **102**, *13*, 137002 (2009).
[9] T. Terashima, M. Kimata, H. Satsukawa, A. Harada, K. Hazama, S. Uji, K. Murata. J. Phys. Soc. Jpn. **78**, *8*, 083701 (2009).
[10] S. Nandi, W.T. Jin, Y. Xiao, Y. Su, S. Price, D.K. Shukla, T. Brückel. Phys. Rev. B **89**, *1*, 014512 (2014).
[11] W.H. Jiao, Q. Tao, Z. Ren, Y. Liu, G.H. Cao, npj Quant. Mat. **2**, *1*, 50 (2017).
[12] V.S. Stolyarov, K.S. Pervakov, A.S. Astrakhantseva, I.A. Golovchanskiy, D.V. Vyalikh, T.K. Kim, S.V. Eremeev, V.A. Vlasenko, V.M. Pudalov, A.A. Golubov, E.V. Chulkov, D. Roditchev. J. Phys. Chem. Lett. **11**, *21*, 9393 (2020).
[13] K. Iida, Y. Nagai, S. Ishida, M. Ishikado, N. Murai, A.D. Christianson, H. Yoshida, Y. Inamura, H. Nakamura, A. Nakao, K. Munakata, D. Kagerbauer, M. Eisterer, K. Kawashima, Y. Yoshida, H. Eisaki, A. Iyo. Phys. Rev. B **100**, *1*, 014506 (2019).
[14] S.J. Singh, S.J. Cassidy, M. Bristow, S.J. Blundell, S.J. Clarke, A.I. Coldea. Supercond. Sci. Technol. **33**, *2*, 025003 (2020).
[15] Y. Liu, Y.B. Liu, Q. Chen, Z.T. Tang, W.H. Jiao, Q. Tao, Z.A. Xu, G.H. Cao. Sci. Bull. **61**, *15*, 1213 (2016).
[16] A. Ghosh, S. Sen, H. Ghosh. Comput. Mater. Sci. **186**, 109991 (2021).
[17] F. Lochner, F. Ahn, T. Hickel, I. Eremin. Phys. Rev. B **96**, *9*, 094521 (2017).
[18] H. Kontani, S. Onari. Phys. Rev. Lett. **104**, *15*, 157001 (2010).
[19] I.I. Mazin, D.J. Singh, S.M. Johannes, M.H. Du. Phys. Rev. Lett. **101**, *5*, 057003 (2008).
[20] T. Saito, S. Onari, H. Kontani. Phys. Rev. B Condens. Matter **88**, *4*, 045115 (2013).
[21] T. Kuzmicheva, K. Pervakov, V. Vlasenko, A. Degtyarenko, S. Kuzmichev. J. Supercond. Nov. Magn. **37**, *2*, 379 (2024).
[22] А.С. Медведев, А.Д. Денищенко, В.А. Власенко, К.С. Перваков. Кратк. Сообщ. Физ. ФИАН **52**, *5*, 28 (2025).
[23] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. B **27**, *11*, 6739 (1983)
[24] R. Kümmel, U. Gunsenheimer, R. Nicolsky. Phys. Rev. B **42**, *7*, 3992 (1990).
[25] U. Gunsenheimer, A.D. Zaikin. Phys. Rev. B **50**, *9*, 6317 (1994).
[26] Z. Popović, S. Kuzmichev, T. Kuzmicheva. J. Appl. Phys. **128**, *1*, 013901 (2020).
[27] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев, К.С. Перваков, В.А. Власенко. ПЖЭТФ **112**, *11*, 822 (2020)
[28] Т.Е. Кузьмичева, А.Д. Ильина, И.А. Никитченков, К.С. Перваков, В.А. Власенко, А.С. Медведев, С.А. Кузьмичев. ФТТ **67**, *7*, 1215 (2025).
[29] С.А. Кузьмичев, Т.Е. Кузьмичева. ФНТ **42**, 1284 (2016).
[30] T.P. Devereaux, P. Fulde. Phys. Rev. B **47**, *21*, 14638 (1993).
[31] Т.Е. Кузьмичева, С.А. Кузьмичев. ФНТ **45**, 1366 (2019).
[32] В.А. Москаленко. ФММ **8**, *4*, 503 (1959).
[33] H. Suhl, B.T. Matthias, L.R. Walker. Phys. Rev. Lett. **3**, *12*, 552 (1959).
[34] J. Moreland, J.W. Ekin. J. Appl. Phys. **58**, *10*, 3888 (1985).
[35] T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko. Phys. Rev. B **104**, *17*, 174512 (2021).
[36] Y.G. Naidyuk, I.K. Yanson. SSBM, **145** (2005).
[37] И.А. Никитченков, С.А. Кузьмичев, А.Д. Ильина, К.С. Перваков, В.А. Власенко, Т.Е. Кузьмичева. ЖЭТФ **166**, *6*, 834 (2024).
[38] 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