

# Андреевская спектроскопия стехиометрического сверхпроводящего пниктида $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$

С. А. Кузьмичев<sup>+,\*</sup>, К. С. Перваков<sup>\*</sup>, В. А. Власенко<sup>\*</sup>, А. Ю. Дегтяренко<sup>\*</sup>, С. Ю. Гаврилкин<sup>\*</sup>,  
Т. Е. Кузьмичева<sup>\*1)</sup>

<sup>+</sup> Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 октября 2022 г.

После переработки 10 октября 2022 г.

Принята к публикации 13 октября 2022 г.

Выращены монокристаллы пниктида  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  (семейство 1144) с критической температурой  $T_c \approx 36.8$  К, обладающего оптимальными сверхпроводящими свойствами в стехиометрическом составе. Ниже  $T_c$  с помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений впервые обнаружена многощелевая сверхпроводимость, определяемая объемными параметрами порядка  $\Delta_L^{\text{out}}$ ,  $\Delta_L^{\text{in}}$  и  $\Delta_S$  с характеристическими отношениями  $2\Delta_L^{\text{out}}(0)/k_B T_c \approx 5.3$ ,  $2\Delta_L^{\text{in}}(0)/k_B T_c \approx 3.2$  и  $2\Delta_S(0)/k_B T_c \approx 1.3$  соответственно. Показано, что щелевая структура  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  схожа с щелевой структурой сверхпроводящих пниктидов  $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$  родственного семейства 122.

DOI: 10.31857/S123456782220098, EDN: lyvwfq

**1. Введение.** Среди железосодержащих пниктидов особый интерес представляет недавно открытое семейство 1144, которое является полным стехиометрическим аналогом системе  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$  (так называемое семейство 122). Типичный представитель 1144-пниктидов,  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ , обладает тетрагональной структурой, состоящей из двух чередующихся вдоль  $c$ -направления неэквивалентных блоков 122:  $\text{Eu-FeAs-Cs-FeAs} \dots$  [1]. Сложность работы с кристаллами  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  обусловлена быстрой деградацией их свойств на поверхности в присутствии кислорода или паров воды из-за наличия щелочного металла в структуре [2]. Поэтому как подготовку, так и сам эксперимент необходимо проводить в защитной атмосфере.

В отличие от родственных 122-пниктидов, требующих определенного уровня допирования для появления и оптимизации сверхпроводящих свойств, семейство 1144 обладает оптимальными сверхпроводящими свойствами непосредственно в стехиометрическом составе, причем их критические температуры  $T_c \approx 36$  К близки к максимальным  $T_c \approx 38$  К, достигаемым в пниктидах Ва-122 оптимально допированного состава. Уникальной особенностью  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  среди других соединений семейства 1144 является магнитное упорядочение в подрешетке Eu в сверхпроводящем состоянии [1, 3].

Расчеты зонной структуры для  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  пока не проводились. Тем не менее, для некоторых соединений расчеты показали, что зоны, образованные орбиталями Eu, расположены в среднем на 1.5 эВ ниже уровня Ферми (см. рис. 3 в [4]), при этом уровень Ферми пересекает около 10 зон, образованных различными  $d$ -орбиталями железа и формирующих вложенные, слегка гофрированные вдоль  $k_z$ -направления цилиндры поверхности Ферми вокруг  $\Gamma$  и  $M$ -точек зоны Бриллюэна [4, 5].

Хотя расчеты щелевой структуры для семейства 1144 также до сих пор не проводились, по аналогии с пниктидами Ва-122 в рамках как  $s^\pm$  [6], так и  $s^{++}$ -подхода [7] можно ожидать образование ниже  $T_c$  нескольких сверхпроводящих конденсатов с анизотропными в  $k$ -пространстве параметрами порядка.

В данной работе впервые экспериментально исследована щелевая структура стехиометрических пниктидов  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ . С помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (МАО, IMARE) напрямую определены величины энергетических щелевых параметров сверхпроводника при  $T \ll T_c$  и их характеристические отношения. Показано сходство структуры сверхпроводящего параметра порядка пниктидов  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  и их стехиометрических аналогов  $\text{Ba(Fe,Ni)}_2\text{As}_2$ , исследованных нами ранее.

**2. Детали эксперимента.** Рост монокристаллов  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  осуществлялся из расплава собственного

<sup>1)</sup>e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

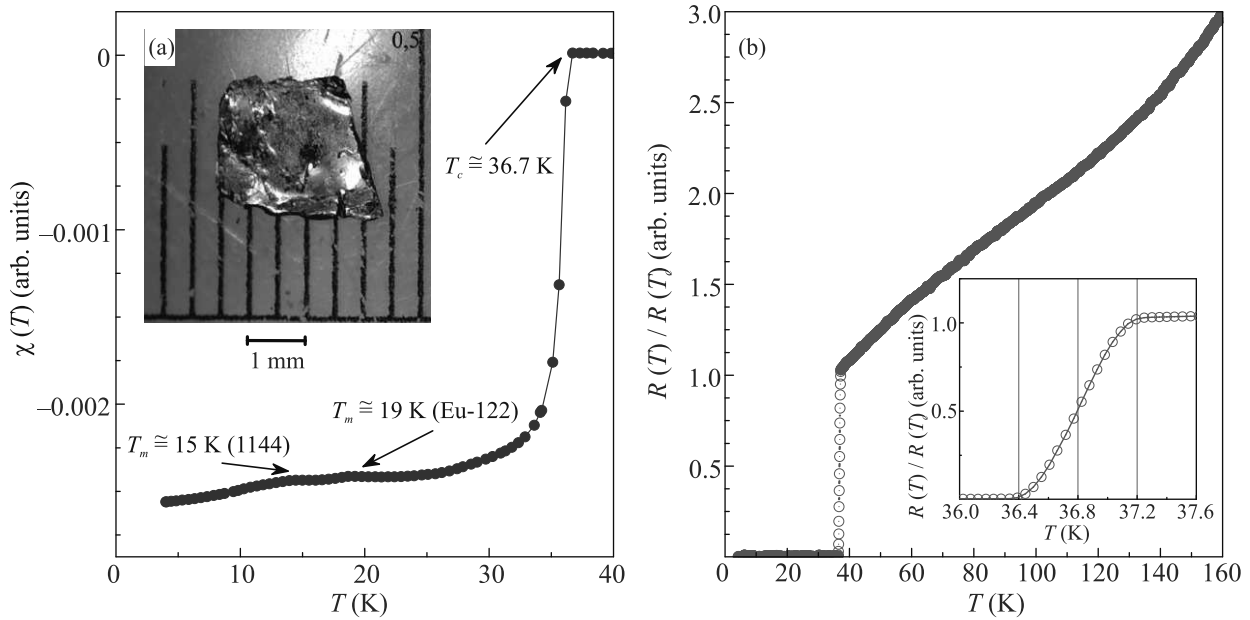


Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости магнитной восприимчивости (a) и сопротивления (b) монокристалла  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  определяют объемную  $T_c \approx 36.7\text{--}36.8\text{ K}$

компонента CsAs так называемым методом “self-flux” [2]. Для синтеза прекурсоров EuAs,  $\text{Fe}_2\text{As}$  и CsAs использовались высокочистые элементы Eu (99.95%), Fe (99.98%), Cs (99.99%), As (99.9999%). Полученные прекурсоры помещались в корундовые тигли в необходимом стехиометрическом соотношении, заваривались в танталовые контейнеры, после чего осуществлялась длительная многоступенчатая термическая обработка в атмосфере аргона при температурах  $1200^\circ\text{C}$  и  $900^\circ\text{C}$  соответственно. В результате были получены монокристаллы  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  достаточно крупного размера  $2.5 \times 2\text{ мм}^2$  (рис. 1a, вставка).

Поскольку фаза 1144 нестабильна на воздухе, отбор монокристаллов, их подготовка и монтаж, а также непосредственно эксперименты проводились в перчаточном боксе в атмосфере сухого аргона для предотвращения деградации сверхпроводящих свойств. Резистивные измерения, проведенные четырехточечным методом, показали достаточно резкий сверхпроводящий переход при  $T_c \approx 36.8\text{ K}$  шириной  $\Delta T_c \approx 0.8\text{ K}$  (рис. 1b). Выше  $T_c$  наблюдалось увеличение  $R(T)$  и отсутствие структурных переходов. Температурная зависимость магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  с ориентацией поля параллельно  $ab$ -плоскости образца измерялась на установке PPMS-9 Quantum Design. При  $T_m \approx 15\text{ K} < T_c$  замечен магнитный переход фазы  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  (отмечен стрелкой на рис. 1a). Как правило, в процессе роста фаза 1144 конкурирует с родственной фазой 122, при этом достаточно сложно получить чистую фазу 1144. Тем

не менее, отработав температурные режимы роста, нам удалось получить монокристалл  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  со следовыми включениями несверхпроводящей фазы  $\text{EuFe}_2\text{As}_2$  (слабо выраженная особенность  $\chi(T)$  при  $T_M \approx 19\text{ K}$ ).

С помощью техники “break-junction” [8] создавались механически регулируемые планарные контакты на микротрещине (MCPBJ) типа сверхпроводник–тонкий нормальный металл–изолятор–тонкий нормальный металл–сверхпроводник (SnInS). Конструкция измерительного столика и детали эксперимента с образцами слоистых соединений, преимущества и недостатки метода MCPBJ подробно описаны в обзоре [9]. При расслаивании монокристалла при  $4.2\text{ K}$  образуются два криогенных скола со ступеньками и террасами на поверхности. Путем тонкой механической регулировки можно добиться того, что криогенные сколы скользят друг относительно друга вдоль террас в кристаллографической  $ab$ -плоскости, причем измерительный ток протекает через контакт вдоль  $c$ -направления. Физическая модель контакта схематически приведена на рис. 1 в [10].

Ниже  $T_c$  в SnInS-контакте имеет место эффект многократных андреевских отражений (MAO). В случае высокой прозрачности диэлектрической прослойки  $I$  (барьерный параметр  $Z \lesssim 0.3$ ) и отсутствии фазовой когерентности сверхпроводящих берегов (“длинный контакт”) андреевский транспорт вызывает избыточный ток во всем диапазоне смещений

$eV$  (относительно нормального тока  $I(V)$  выше  $T_c$ ). На  $dI(V)/dV$ -спектре такого контакта при  $eV \rightarrow 0$  динамическая проводимость в разы повышается относительно проводимости в нормальном состоянии (т.е. образуется область пьедестала), при этом сверхтоковая ветвь отсутствует [11–13]. Также возникает серия минимумов субгармонической щелевой структуры (СГС), положение которых  $V_n$  напрямую определяется величиной сверхпроводящей щели  $\Delta$  при любых температурах вплоть до  $T_c$  [11–15]:

$$|eV_n(T)| = 2\Delta(T)/n, \quad n = 1, 2, \dots \quad (1)$$

Для многощелевого сверхпроводника на  $dI(V)/dV$ -спектре будут присутствовать СГС от каждой щели.

Численный расчет в рамках формализма [16] показал, что резкие интенсивные минимумы СГС наблюдаются для изотропной сверхпроводящей щели, в то время как в случае параметра порядка, имеющего точки нулей в  $k$ -пространстве (“ноды”), ожидаются минимумы СГС малой амплитуды. В случае расширенной  $s$ -волновой симметрии в  $k_x k_y$ -плоскости (без нулей) ожидаются дублетные минимумы СГС, ширина которых определяется максимальной  $\Delta^{\text{out}}$  и минимальной  $\Delta^{\text{in}}$  энергиями связи куперовских пар в  $k$ -пространстве (см. рис. 4 в [9]). Степень анизотропии  $\Delta$  далее определена как  $A \equiv 100\% \cdot [1 - \Delta^{\text{in}}/\Delta^{\text{out}}]$ .

Поскольку в баллистическом режиме нормальное сопротивление контакта  $R = (4\rho l)/(3\pi d^2)$  ( $\rho$  – удельное сопротивление,  $l$  – длина свободного пробега,  $d$  – характерный размер контакта; для планарного контакта все величины в  $ab$ -плоскости) повышается при увеличении отношения  $l/d$ , можно ожидать реализацию баллистического транспорта в высокоомных SnS-контактах (имеющих относительно малый диаметр). Действительно, величины нормальных сопротивлений исследованных планарных SnS-контактов высокой прозрачности  $R_N$  до 122 Ом (рис. 2) значительны и превышают типичные  $R_N \approx 20\text{--}40$  Ом, получаемые нами ранее в пиктидах других семейств [17, 18], и позволяют заключить баллистический характер транспорта в  $ab$ -плоскости. Таким образом,  $x$ - и  $y$ -компоненты импульса носителей заряда могут сохраняться в процессе МАО, что дает возможность получать информацию об анизотропии  $\Delta$  в  $k_x k_y$ -плоскости. В то же время, в  $c$ -направлении может иметь место неупругое рассеяние и “перемешивание” носителей вдоль направления тока.

Подытоживая преимущества использованной экспериментальной методики, спектроскопия SnS-андреевских контактов, создаваемых техникой МСРВJ, дает возможность напрямую определять величины энергетических щелевых параметров

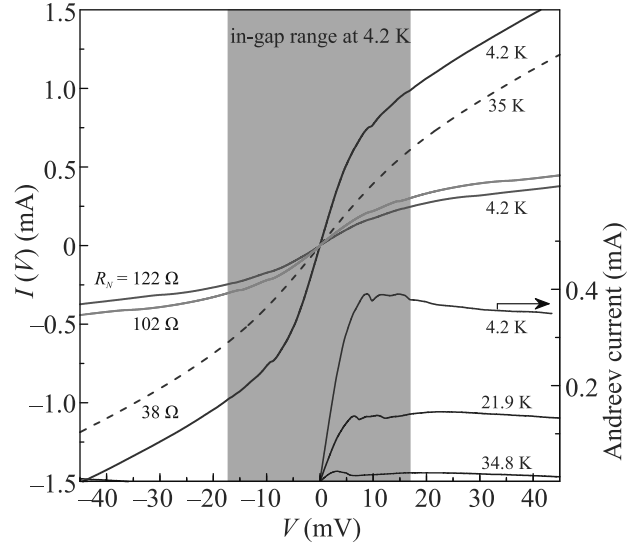


Рис. 2. (Цветной онлайн) ВАХ SnS-андреевских контактов с различными  $R_N$ , полученных в монокристаллах  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  при различных температурах. Внизу справа приведены зависимости избыточного андреевского тока  $I_{\text{exc}}^A(V, T) \equiv I(V, T) - I(V, 35 \text{ K})$  при различных  $T < T_c^{\text{local}} \approx 35 \text{ K}$ , определенные как разность ВАХ в сверхпроводящем и нормальном состоянии (данные приведены для контакта, спектр которого показан синим цветом). Серым обозначена внутрищелевая область смещений при 4.2 K

сверхпроводника при температурах  $0 < T < T_c$  и косвенно оценивать их возможную анизотропию в  $k_x k_y$ -плоскости.

**3. Экспериментальные данные и обсуждение.** Типичные вольтамперные характеристики (ВАХ) планарных контактов на микротрещине, полученные нами в монокристаллах  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ , приведены на рис. 2. В сверхпроводящем состоянии на ВАХ воспроизводимо отсутствует сверхтоковая ветвь и гистерезис (все показанные на рис. 2 ВАХ записаны как при росте, так и при уменьшении тока), что исключает джозефсоновскую природу наблюдаемых особенностей. Для кривых синего цвета на рис. 2, по сравнению с ВАХ выше  $T_c$  (штриховая линия), в сверхпроводящем состоянии наблюдается избыточный андреевский ток  $I_{\text{exc}}^A(V, T) \equiv I(V, T) - I(V, 35 \text{ K})$  во всем диапазоне смещений, приведенный внизу рисунка (правая ось). Резко возрастающий при  $eV \rightarrow 0$ ,  $I_{\text{exc}}^A(V)$  стремится к постоянному значению при больших смещениях  $eV > 2\Delta$  в соответствии со всеми теоретическими моделями, описывающими эффект некогерентных МАО в SnS-контакте высокой прозрачности [11–13]. Таким образом, особенности, хорошо заметные во внутрищелевой об-

ласти ВАХ (серая область на рис. 2), являются андреевской СГС от сверхпроводящих параметров порядка. Локальные критические температуры данных контактов на масштабах десятков нм (соответствующие температуре перехода контактной области в нормальное состояние) примерно одинаковы, были оценены по моменту исчезновения  $I_{\text{exc}}$  на ВАХ (см. вставку к рис. 2) и составляют  $T_c^{\text{local}} \approx 35$  К.

Спектры динамической проводимости данных контактов, измеренные при  $T \ll T_c$ , приведены соответствующими цветами на рис. 3. Если идти от

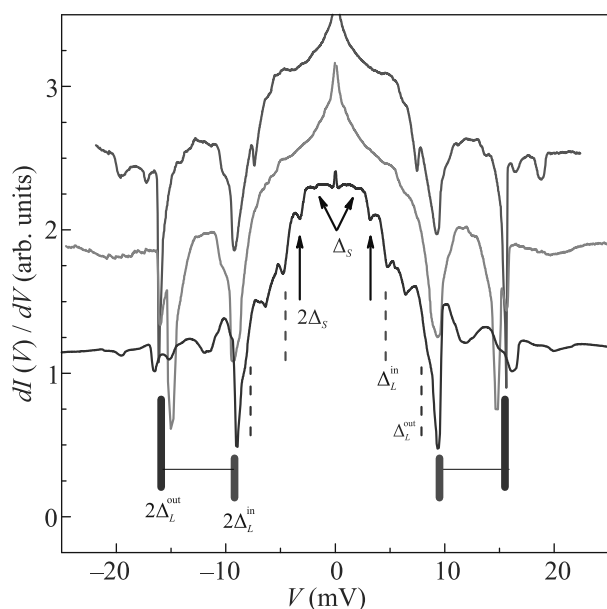


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры динамической проводимости SnS-андреевских контактов, измеренные при 4.2 К (ВАХ данных контактов показаны соответствующими цветами на рис. 2). Нормальный монотонный ход подавлен для удобства рассмотрения. Вертикальными сплошными линиями показаны положения первых  $n = 1$  и вторых  $n = 2$  андреевских субгармоник от щелевых параметров  $\Delta_L^{\text{out}}$  (синего цвета),  $\Delta_L^{\text{in}}$  (фиолетового цвета) и  $\Delta_S$  (черного цвета)

области больших смещений в сторону их уменьшения вдоль гладких, почти горизонтальных участков, то первая резкая особенность проводимости встречается примерно на 16 мВ. Следующая особенность с доминирующей (относительно тонкой структуры) амплитудой воспроизводимо видна на 9.6 мВ. Заметим, что значительная амплитуда особенностей (сравнимая по масштабу с нормальной проводимостью контакта) говорит о доминирующем вкладе соответствующей эффективной зоны в андреевскую проводимость. Интенсивные минимумы образуют дублет, положения которого  $|V| \approx 9.6$  и 16 мВ,

согласно формуле (1), напрямую определяют два энергетических щелевых параметра  $\Delta_L^{\text{in}} \approx 4.8$  мэВ и  $\Delta_L^{\text{out}} \approx 8$  мэВ. Смысл введенных нами обозначений будет ясен из обсуждения их физической природы, проводимого ниже. Вторая субгармоника от  $\Delta_L^{\text{out}}$  ( $n = 2$ ), ожидаемая при  $|V| \approx 8$  мВ, перекрывается с фундаментальным минимумом от  $\Delta_L^{\text{in}}$ , из-за чего, по всей вероятности, плохо разрешима. Вместе с тем, хорошо заметна  $n = 2$  особенность от  $\Delta_L^{\text{in}}$  при смещениях  $|V| \approx 4.7$  мВ. Вблизи нулевого смещения минимумы при 3.8 мВ могут быть интерпретированы как начало СГС от другого сверхпроводящего параметра порядка, имеющего меньшую амплитуду малой щели  $\Delta_S \approx 1.9$  мэВ. На нижнем  $dI(V)/dV$ -спектре также разрешена  $n_S = 2$  субгармоника от  $\Delta_S$ . Внещелевая тонкая структура  $dI(V)/dV$ -спектра более низкой интенсивности требует отдельного исследования.

Несмотря на различные нормальные сопротивления  $R_N \approx 38 - 122$  Ом и, соответственно, площадь полученных контактов, вид ВАХ и положение щелевых особенностей представленных  $dI(V)/dV$ -спектров хорошо воспроизводятся. Следовательно, наблюдаемые особенности отражают объемные сверхпроводящие свойства  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  и не вызваны поверхностными эффектами или геометрическими резонансами.

Обнаруженные нами энергетические параметры  $\Delta_L^{\text{in}}$  и  $\Delta_L^{\text{out}}$  могут быть двумя отдельными изотропными сверхпроводящими щелями, открывающимися на различных участках поверхности Ферми. С другой стороны, они могут характеризовать единый, анизотропный сверхпроводящий конденсат с большой щелью: в этом случае  $\Delta_L^{\text{in}}$  и  $\Delta_L^{\text{out}}$  представляются экстремумами большой сверхпроводящей щели с расширенным  $s$ -волновым типом симметрии – минимальной и максимальной энергиями связи куперовских пар в  $k$ -пространстве соответственно. Тогда степень анизотропии  $\Delta_L$  можно оценить как  $A_L \approx 40\%$ . В любом случае, можно уверенно утверждать об отсутствии точек нулей большой сверхпроводящей щели в  $xy$ -плоскости  $k$ -пространства.

Дублеты сходного вида на  $dI(V)/dV$ -спектрах SnS-контактов воспроизводимо наблюдаются нами в монокристаллах родственных соединений структурного типа 122:  $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$  с различной степенью замещения [18, 19]. Более того, определенная выше щелевая структура  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  в целом схожа с щелевой структурой  $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ . Для сравнения данных, полученных в монокристаллах, критическая температура которых отличается почти в 2 раза, на рис. 4 приведены  $dI(V)/dV$ -спектры, ось смещений

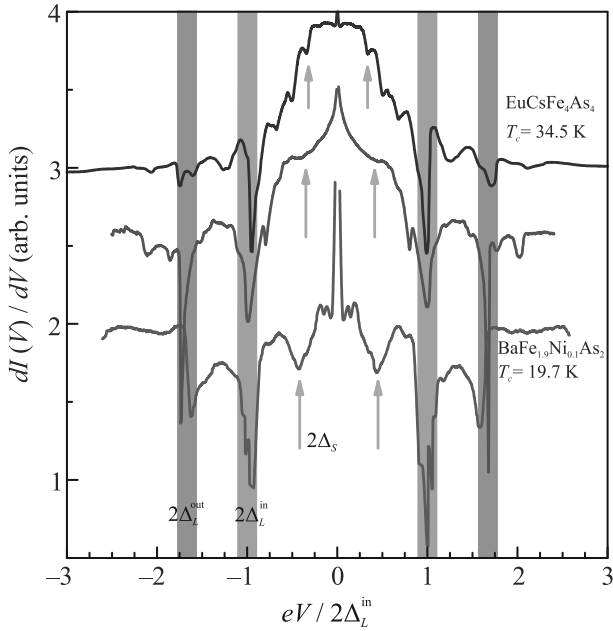


Рис. 4. (Цветной онлайн)  $dI(V)/dV$ -спектры андреевских SnS-контактов, полученных нами в  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  (взяты с рис. 3) и оптимально допированном  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  (нижняя кривая, данные взяты из работы [19]). Для каждого спектра ось смещений нормирована на собственную  $2\Delta_L^{\text{in}}(0)$ , нормальный монотонный ход подавлен для удобства рассмотрения

которых нормирована на положение щелевой особенности  $eV = 2\Delta_L^{\text{in}}(0)$ . Нижний спектр на рис. 4 получен в  $\text{BaFe}_{1.9}\text{Ni}_{0.1}\text{As}_2$  оптимального состава с  $T_c \approx 19.7$  К (взят из работы [19]). Положения минимумов дублета, форма арки и ее относительная ширина практически точно совпадают для обоих соединений (вертикальные линии на рис. 4). Учитывая схожесть формы дублета с численными расчетами (кривая 2 на рис. 4 в [9]), можно косвенно заключить реализацию анизотропного сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta_L$  в  $k$ -пространстве. Таким образом, определенные нами энергетические величины  $\Delta_L^{\text{in}}$  и  $\Delta_L^{\text{out}}$  предположительно характеризуют единый сверхпроводящий конденсат с большой щелью и являются ее “экстремумами” – минимальной и максимальной энергиями связи куперовских пар в соответствующих зонах. Величина предположительной анизотропии  $A_L$  до 40% при отсутствии нулей также схожа в пниктидах семейств Ва-122 и  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ .

Положения андреевских особенностей от  $\Delta_S$  также хорошо согласуются, хотя на спектрах контактов в  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  (стрелки) смещены в сторону нуля (т.е. отношение  $\Delta_L/\Delta_S$  возрастает в  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ ). Для малой сверхпроводящей щели четкие дублеты на  $dI(V)/dV$ -спектрах нами воспроизводимо не наблю-

даются, что может быть следствием либо изотропности  $\Delta_S$ , либо, наоборот, ее сильной анизотропии более 50% или даже наличие нулей в  $k$ -пространстве.

Характеристические отношения  $r_i \equiv \equiv 2\Delta_i(0)/k_B T_c^{\text{local}}$  для экстремумов анизотропной большой сверхпроводящей щели в  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  составляют  $r_L^{\text{out}} \approx 5.3$ ,  $r_L^{\text{in}} \approx 3.2$ . Для малой щели характеристическое отношение  $r_S \approx 1.3 < 3.5$  типично для “слабого” конденсата в многощелевом сверхпроводнике. Все полученные значения близки, хотя чуть меньше соответствующих средних величин  $r_i$ , определенных нами ранее для  $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$  оптимального и передопированного состава [18, 19]. Это может быть вызвано изменением отношения сил внутризонного и межзонного взаимодействия в  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  по сравнению с  $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ . Таким образом, в первом приближении выполняется скейлинг амплитуд  $\Delta_i$  с  $T_c$  в пниктидах семейств  $\text{EuCs}$ -1144 и Ва-122.

**4. Заключение.** Синтезированы монокристаллы  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  с объемной критической температурой  $T_c \approx 36.8$  К. С помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений в планарных SnS-контактах на микротрещине, полученных методикой МСРВJ, впервые исследована щелевая структура  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$ . При  $T \ll T_c$  напрямую определены величины малой сверхпроводящей щели 1.9 мэВ и экстремумов большой щели  $\Delta_L^{\text{in}} \approx 4.8$  мэВ и  $\Delta_L^{\text{out}} \approx 8$  мэВ (предположительно, имеющей  $\approx 40\%$  анизотропию в  $k$ -пространстве без точек нулей), а также величины характеристических отношений  $r_S \approx 1.3$ ,  $r_L^{\text{in}} \approx 3.2$ ,  $r_L^{\text{out}} \approx 5.3$ , соответственно. Показано, что щелевая структура  $\text{EuCsFe}_4\text{As}_4$  близка к таковой для пниктидов  $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$  родственного структурного семейства 122, т.е. нами наблюдается скейлинг всех трех энергетических щелевых параметров,  $\Delta_L^{\text{out}}$ ,  $\Delta_L^{\text{in}}$  и  $\Delta_S$ , с  $T_c$  в пниктидах семейств  $\text{EuCs}$ -1144 и Ва-122.

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда 22-22-00776.

Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

1. K. Kawashima, T. Kinjo, T. Nishio, S. Ishida, H. Fujihisa, Y. Gotoh, K. Kihou, H. Eisaki, Y. Yoshida, and A. Iyo, *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 064710 (2016).
2. V. Vlasenko, K. Pervakov, and S. Gavrilkin, *Supercond. Sci. Technol.* **33**, 084009 (2020).
3. Y.-B. Liu, Y. Liu, and G.-H. Cao, *J. Phys.: Condens. Matter* **34**, 093001 (2022).
4. V. S. Stolyarov, K. S. Pervakov, A. S. Astrakhantseva, I. A. Golovchanskiy, D. V. Vyalikh, T. K. Kim,

- S. V. Ereemeev, V. A. Vlasenko, V. M. Pudalov, A. A. Golubov, E. V. Chulkov, and D. Roditchev, *J. Phys. Chem. Lett.* **11**, 9393 (2020).
5. F. Lochner, F. Ahn, T. Hickel, and I. Eremin, *Phys. Rev. B* **96**, 094521 (2017).
6. P. J. Hirschfeld, *Compt. Rend. Phys.* **17**, 197 (2016).
7. T. Saito, S. Onari, and H. Kontani, *Phys. Rev. B* **88**, 045115 (2013).
8. J. Moreland and J. W. Ekin, *J. Appl. Phys.* **58**, 3888 (1985).
9. S. A. Kuzmichev and T. E. Kuzmicheva, *Low Temp. Phys.* **42**, 1008 (2016).
10. Z. Popović, S. A. Kuzmichev, and T. E. Kuzmicheva, *J. Appl. Phys.* **128**, 013901 (2020).
11. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **27**, 6739 (1983).
12. R. Kümmel, U. Günsenheimer, and R. Nicolisky, *Phys. Rev. B* **42**, 3992 (1990).
13. U. Günsenheimer and A. D. Zaikin, *Phys. Rev. B* **50**, 6317 (1994).
14. G. B. Arnold, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 1 (1987).
15. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
16. T. P. Devereaux and P. Fulde, *Phys. Rev. B* **47**, 14638 (1993).
17. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, V. M. Pudalov, and N. D. Zhigadlo, *Phys. Rev. B* **95**, 094507 (2017).
18. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, and V. A. Vlasenko, *Phys. Rev. B* **104**, 174512 (2021).
19. T. E. Kuzmicheva, S. A. Kuzmichev, K. S. Pervakov, and V. A. Vlasenko, *JETP Lett.* **112**, 786 (2020).