02

Наблюдение однощелевой сверхпроводимости селенидов $(K,Na,Rb)_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$ с помощью туннельной спектроскопии контактов на микротрещине

© Т.Е. Кузьмичева[1], А.Д. Ломоносова[1], И.А. Никитченков[2,1], Е.О. Рахманов[2,1], И.В. Морозов[3], С.А. Кузьмичев[2,1]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
[2] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет), Москва, Россия
[3] Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (химический факультет), Москва, Россия

E-mail: kuzmichevate@lebedev.ru

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

Проведено систематическое исследование структуры сверхпроводящего параметра порядка ферроселенида на основе трех щелочных металлов $(K,Na,Rb)_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$ с критической температурой $T_c \approx 33-34$ K. Двумя взаимодополняющими методами туннельной спектроскопии планарных контактов на микротрещине однозначно установлена реализация однощелевой сверхпроводимости и объемная природа наблюдаемой сверхпроводящей щели, определена ее амплитуда и температурная зависимость.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, сверхпроводящие селениды железа, туннельная спектроскопия, многократные андреевские отражения, критический ток, сверхпроводящий параметр порядка.

DOI: 10.61011/FTT.2026.07.63642.10HH

1. Введение

Открытое в 2010 году семейство 122-Se сверхпроводящих (СП) ферроселенидов щелочных металлов, имеющее состав $A_xFe_2Se_2$ (A = Na, K, Rb, Cs, Tl) [1], представляется одним из наиболее экзотичных среди железосодержащих сверхпроводников [2–5]. Эти материалы представляют собой естественные композиты, в которых все сосуществующие фазы имеют слоистую кристаллическую структуру на основе антифлюоритоподобных слоев $Fe_{1-y}Se$, интеркалированных атомами щелочных металлов. До 80–85 % объема образца занимают кристаллы изолирующей фазы $A_{0.8}Fe_{1.6}Se_2$ (т. н. 245-фаза), претерпевающей структурный и антиферромагнитный переход при довольно высоких температурах $T_N \approx 500-600$ K [6], в ходе которого вакансии железа упорядочиваются с образованием суперячейки с параметром $a^* \approx \sqrt{5}a$ (a — параметр элементарной ячейки неупорядоченной высокотемпературной 245-фазы). На границах кристаллов 245-фазы формируются тонкие кристаллиты сверхпроводящей 122-фазы состава $A_xFe_2Se_2$ толщиной порядка $1-5\,\mu$m (см. обзоры [2–5]).

Интересно отметить, что свойства СП-фазы чрезвычайно чувствительны даже к слабой вариации содержания A и Fe [3]. Напротив, при изовалентном замещении (Se,S) сверхпроводимость 122-фазы постепенно подавляется, а T_c образует „полуколокол“ допирования [7,8]. Возможное количество сосуществующих несверхпроводящих фаз, их структура, а также возможное влияние на стабилизацию СП-фазы в селенидах различных составов до сих пор обсуждается [2,9,10]. Как было показано в работах [8,9,11], гомогенизация 122-фазы и оптимизация ее СП-свойств происходит посредством закалки в холодной воде или жидком азоте.

Из-за естественного фазового расслоения и малого объемного содержания СП-фазы, а также деградации поверхности кристаллов семейства 122-Se в присутствии паров воды и кислорода из-за наличия щелочного металла в структуре, ферроселениды оказываются крайне сложными объектами для экспериментального исследования, поэтому до сих пор относительно малоизучены. Имеющиеся исследования СП-щелевой структуры немногочисленны и противоречивы.

В качестве еще одной особенности ферроселенидов $A_xFe_2Se_2$, отличающей их от большинства железосодержащих сверхпроводников, можно отметить отсутствие дырочного цилиндра поверхности Ферми в Г-точке зоны Бриллюэна и наличие только электронных цилиндров вокруг M-точки, слабо гофрированных вдоль k_z-направления [12–16]. Ниже T_c на этих листах поверхности Ферми открывается, по данным фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) [15,16], единственная изотропная СП-щель с достаточно высоким характеристическим отношением $2\Delta(0)/k_BT_c \approx 7-9$. Однощелевая сверхпроводимость ферроселенидов калия и рубидия

с $2\Delta(0)/k_BT_c \approx 4.1-5.8$ наблюдалась с помощью различных спектроскопических методик [17–19], а также мюонной спектроскопии [12]. В работах [12–14] для некоторых составов $A_xFe_2Se_2$ с помощью ФЭСУР был также разрешен дополнительный электронный карман малого фазового объема вокруг Г-точки, на котором ниже T_c открывалась вторая СП-щель меньшей амплитуды.

Щелевая структура 122-фазы ферроселенидов, не имеющих дырочного кармана в Г-точке, подробно рассмотрена в работах [21–23] в рамках механизмов куперовского спаривания посредством спиновых флуктуаций (т.н. $s^{\pm}$-модель) [13] и орбитальных флуктуаций, усиленных фононами (s^{++}-модель) [14], а также с учетом орбитальной селективности в рамках $s^{\pm}$-подхода [15]. Смена знака СП-щели (соответствующая сдвигу фазы СП-конденсата на π) реализуется в спин-флуктуационных моделях [21,22,26] между листами поверхности Ферми. В рамках обоих s^{++}- и $s^{\pm}$-подходов показана изотропность [21,22] или слабая анизотропия СП-щели [25,26], при этом реализация d-волновой симметрии СП-параметра порядка маловероятна.

В данной работе двумя взаимодополняющими методами спектроскопии планарных контактов на микротрещине исследована структура СП-параметра порядка выращенных ранее [9] ферроселенидов состава $(K,Na,Rb)_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$ на основе трех щелочных металлов, не имеющего аналогов в мире, с критической температурой $T_c \approx 34$ K. Тремя способами с помощью спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО), измерения температурных зависимостей избыточного тока андреевских контактов и критического тока туннельных контактов однозначно показано установление ниже T_c однощелевой сверхпроводимости с сильной связью электронов в куперовской паре, определена величина СП-щели $\Delta(0)$, ее характеристическое отношение $2\Delta(0)/k_BT_c$ и температурная зависимость.

2. Детали эксперимента

Крупные пластинчатые кристаллы прямоугольной формы размером до 8–10 mm с номинальным составом $(Na_{0.33}K_{0.33}Rb_{0.33})_{0.8}Fe_2Se_2$ были выращены с помощью синтеза из расплава собственных компонент („self-flux“). Детали синтеза и первичной характеризации, а также морфология поверхности выращенных кристаллов приведены в работе [9]. Актуальный состав кристаллов был получен усреднением по 8–10 точкам для пяти кристаллов на основании перекрывания 95% доверительных интервалов для всех элементов и составил $(Na_{0.34}K_{0.30}Rb_{0.33})_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$ (далее NKRFS). Критическая температура СП-перехода, определенная на основе температурных зависимостей магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ и сопротивления $R(T)$, составила $T_c^{bulk} \approx 33-34$ K [9]. Для предотвращения деградации кристаллов все стадии подготовки и монтажа образцов NKRFS для проведения экспериментов осуществлялись в аргоновом перчаточном боксе с концентрацией кислорода и паров воды менее 0.1 ppm.

Структура СП-параметра порядка NKRFS была определена с помощью двух взаимодополняющих методик: ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов (S — сверхпроводник, n — тонкий нормальный металл) и туннельной спектроскопии гибридных SnS–ScS-структур (c — СП-закоротка или сужение). Оба метода были реализованы с помощью техники создания планарных механически регулируемых (ПМР) контактов на микротрещине [16], которая является модификацией классической техники „контакт на микротрещине“ [17], разработанной применительно к слоистым материалам.

Конфигурация эксперимента и типы получаемых туннельных структур, преимущества и недостатки метода подробно описаны в обзоре [27]. Прямоугольный образец размером около $3 \times 1.5 \times 0.2$ mm монтировался на П-образный столик по 4-точечной схеме в планарной ориентации и охлаждался до $T = 4.2$ K. При прецизионном изгибе столика в образце образуется микротрещина, выполняющая роль туннельного барьера между двумя массивными СП-берегами. Получаемый туннельный режим контролируется в реальном времени на основе вида вольт-амперной характеристики (ВАХ). Приведенные в работе $I(V)$-характеристики измерены с помощью источника постоянного тока на прямом и обратном ходе. Спектры динамической проводимости $dI(V)/dV$ были получены с помощью стандартной модуляционной методики [27].

Так как средняя ширина СП-кристаллитов в ферроселенидах (до $0.1-1\,\mu$ [9]) много больше оцениваемого размера туннельных контактов ($d \approx 10-50$ nm [27]), то становится возможным прохождение микротрещины внутри СП-области. Отметим, что в этом случае присутствие дополнительных несверхпроводящих фаз [9] не влияет на величину СП-параметра порядка, определяемую с помощью туннельных спектроскопических методик контактов на микротрещине [27].

Известно, что на сколах любых слоистых соединений образуются ступеньки и террасы. В процессе эксперимента берега контакта не разводятся на значительное расстояние, что предотвращает проникновение грязи и деградацию криогенных сколов. Трещина остается в объеме образца, а туннельный контакт реализуется посредством касания террас. Таким образом, через получаемый планарный контакт измерительный ток всегда идет вдоль c-направления кристаллической решетки. При тонкой механической регулировке изгиба столика возможно получение контактов с разной площадью в плоскости ab и нормальным сопротивлением R_N (для туннельных контактов определяется при $eV \gg 2\Delta(0)$). Наблюдаемые объемные энергетические характеристики СП-подсистемы, очевидно, не должны зависеть ни от R_N, ни от формы контактной области, которая является случайной для контактов на микротрещине.

ЭНМАО реализуется ниже T_c в т.н. „длинном“ SnS-контакте с отсутствием фазовой когерентности между СП-берегами, т.е. при $\xi_0 < d < l$ (d — размер

контакта, ξ_0 — длина когерентности сверхпроводника, l — длина неупругого рассеяния) [29–31]. В режиме высокой прозрачности nS-границ (барьерный параметр $Z < 0.3$) и малой амплитуде неупругого рассеяния ($l \gg d$) характерными особенностями ЭНМАО-режима являются [29,30]: (i) отсутствие сверхтоковой ветки на ВАХ SnS-контакта при $eV = 0$; (ii) избыточный ток на ВАХ во всем диапазоне смещений eV по сравнению с ВАХ в нормальном состоянии; (iii) область повышенного в разы наклона ВАХ (по сравнению с нормальной проводимостью $G_N \equiv 1/R_N$) при $eV \to 0$ (т. н. „пьедестал“), внутри которой количество андреевских отражений ограничивается характерным временем неупругого рассеяния; (iv) субгармоническая щелевая структура (СГС) — серия минимумов $dI(V)/dV$ при смещениях

$$|V_n(T)| = \frac{2\Delta(T)}{en}, \quad \text{где } n = 1,\ 2,\ \ldots, \tag{1}$$

положение которых V_n напрямую определяет амплитуду СП-щели $\Delta(T)$ при любых температурах вплоть до T_c. Число n^* наблюдаемых минимумов СГС для планарного контакта (в случае $Z, \Gamma = 0$, где Γ — параметр размытия) примерно соответствует отношению $n^* \approx l_c/d_c$ (обе величины взяты вдоль c-направления) [29–32] и уменьшается с увеличением Z и Γ. Согласно численным расчетам [27] в рамках подхода [18], андреевские особенности на $dI(V)/dV$-спектре наиболее интенсивны в случае изотропной в k-пространстве СП-щели (s-волновой тип симметрии), в то время как для сильно анизотропной или имеющей точки нулей СП-щели (например, с d-волновой симметрией) ожидается значительное (на порядок) подавление амплитуды андреевских субгармоник относительно G_N.

Температурная зависимость андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(V, T) \equiv I(V, T < T_c) - I(V, T_c)$, взятого при постоянном смещении $eV > 2\Delta$, согласно всем имеющимся теоретическим моделям для ЭНМАО-режима в однозонном приближении [29–32,34], при $eV \gg 2\Delta(0)$ пропорциональна $\Delta(T)$:

$$\frac{I_{\text{exc}}(T)}{I_{\text{exc}}(0)} = \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \tanh \frac{eV}{2k_{\text{B}}T}. \tag{2}$$

Абсолютное значение $I_{\text{exc}}(0)$ определяется конфигурацией SnS-контакта, зависящей от модели, а также таким параметрами как Z [29], l/d [30,32] и d/ξ_0 [34]. Из-за большого числа неизвестных параметров анализ амплитуды $I_{\text{exc}}(0)$ становится невозможным, тем не менее, нормированная температурная зависимость $I_{\text{exc}}(T)/I_{\text{exc}}(0)$ позволяет получить информацию о температурной зависимости СП-щели $\Delta(T)$.

Кроме одиночных SnS-контактов, для используемой техники ПМР-контактов на микротрещине характерно образование на ступеньках и террасах криогенных сколов слоистых материалов стопочных SnSn$-\ldots-$S-структур, состоящих из SnS-контактов с почти эквивалентным R_N. В случае получения такой стопки из m контактов (где m — целое число), положение любых особенностей, определяемое объемными энергетическими параметрами сверхпроводника, будет увеличено в m раз по сравнению с таковыми для одиночного SnS-контакта: $|eV_n(T)| = m \cdot 2\Delta(T)/n$. Число m контактов в стопке может быть однозначно определено путем набора статистики и сравнения $dI(V)/dV$-спектров стопок с различным, однако небольшим (обычно $m < 20$) числом контактов (например, согласно процедуре, описанной в приложении к работе [19]). Для ВАХ и $dI(V)/dV$-спектров SnS-контактов, приведенных в работе, ось смещений разделена на соответствующее m, $V_{\text{norm}} \equiv V/m$. Как было показано ранее [27,35], доля объемных эффектов в стопочной структуре увеличивается, а вклад поверхностных эффектов уменьшается с ростом m, что способствует получению более качественных $dI(V)/dV$-спектров.

На ВАХ туннельной структуры типа ScS, содержащей слабую связь, при нулевом смещении и малых токах наблюдается вертикальная сверхтоковая ветвь. В случае если постоянный ток от внешнего источника, пропускаемый через ScS-контакт, превышает критический ток I_c, на контакте скачком появляется напряжение, а ВАХ переходит на квазичастичную ветвь. В качестве оценки, для количественной аппроксимации температурной зависимости величины критического тока $I_c(T)$ (определяемого концентрацией куперовских пар $\rho_{\text{S}}(T)$ в объеме однощелевого сверхпроводника) можно использовать формулу теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) [20]:

$$\frac{I_c(T)}{I_c(0)} = \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_{\text{B}}T}, \tag{3}$$

В ферроселенидах щелочных металлов с помощью техники ПМР-контактов на микротрещине достаточно часто можно получить гибридные структуры, состоящие из параллельно или последовательно подключенных ScS и SnS-контактов [21,22]. В последовательной SnS$-$ScS-конфигурации наблюдение вертикальной сверхтоковой ветви ScS-контакта становится невозможным, поэтому при малых токах $I < I_c$ ВАХ структуры повторяет форму андреевского „пьедестала“. В момент превышения критического тока слабой связи „c“ $I^{\text{dc}} = I_c$ ВАХ последовательной ScS$-$SnS-структуры демонстрирует горизонтальные вольтовые плато — „срывы“ на квазичастичную ветвь (с $R \to \infty$), характерные для „чистого“ ScS-режима. Отметим, что ток „срыва“ I^* в последовательной SnS$-$ScS-структуре эквивалентен критическому току ScS-контакта: $I^* = I_c$.

Подытоживая, отметим, что метод ЭНМАО-спектроскопии, реализованный в планарных механически регулируемых SnS-контактах на микротрещине и стопочных SnSn$-\ldots-$S-структурах, обеспечивает прямое локальное измерение СП-параметра порядка и его температурной зависимости. С помощью тонкой настройки микротрещины возможно получение десятков SnS$-$ и SnSn$-\ldots-$S-структур с различным R_N в пересчете на

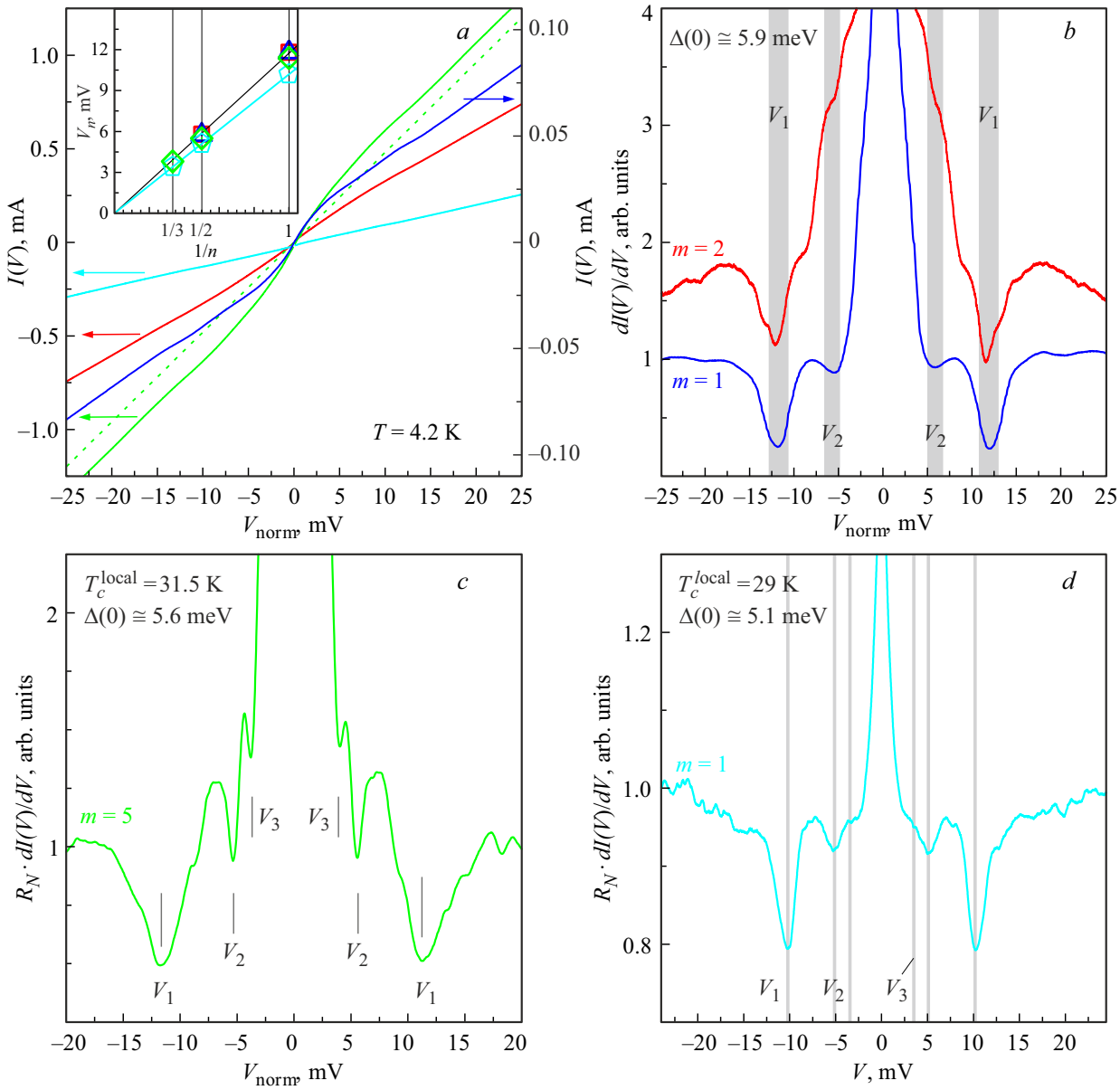


Рис. 1. *a* — ВАХ одиночных и стопочных SnS-контактов, измеренные при $T = 4.2$ K в образцах NKRFS из одной закладки. Штрихпунктирная линия — омическая зависимость, соответствующая ВАХ зеленого цвета. Кривая синего цвета относится к правой вертикальной оси. На вставке приведены зависимости положений андреевских субгармоник V_n от их обратного номера $1/n$. *b–d* — $dI(V)/dV$ — спектры тех же SnS-контактов, показанные аналогичными цветами. $V_{\text{norm}} \equiv V/m$. Положения андреевских субгармоник V_1, V_2, V_3 отмечены вертикальными штрихами серого цвета.

один контакт, что способствует набору статистики данных и проверке их воспроизводимости. Температурная зависимость СП-щели $\Delta(T)$, напрямую определенная с помощью ЭНМАО-спектроскопии, может быть использована для анализа нормированных зависимостей $I_{\text{exc}}(T)/I_{\text{exc}}(0)$ и $I_c(T)/I_c(0)$ для уточнения СП-щелевой структуры и проверки согласованности двух спектроскопических методик. Локальные критические температуры T_c^{local} туннельных SnS- и ScS-контактов (соответствующие переходу контактной области размером порядка десятков nm в нормальное состояние) были оценены как температуры, при которых аппроксимационные кривые (формулы (1–3)), соответствующие экспериментальным данным $\Delta(T)$, $I_{\text{exc}}(T)$ и $I_c(T)$, обращаются в ноль.

Применимость данных методов к родственным ферроселенидам с другими типами изовалентного замещения $(K,Na)_{0.9}Fe_{1.7}Se_2$ и $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se,S)_2$ показана нами ранее в работах [37–39].

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1,*a* приведены нормированные ВАХ контактов на микротрещине, полученных в кристаллах NKRFS

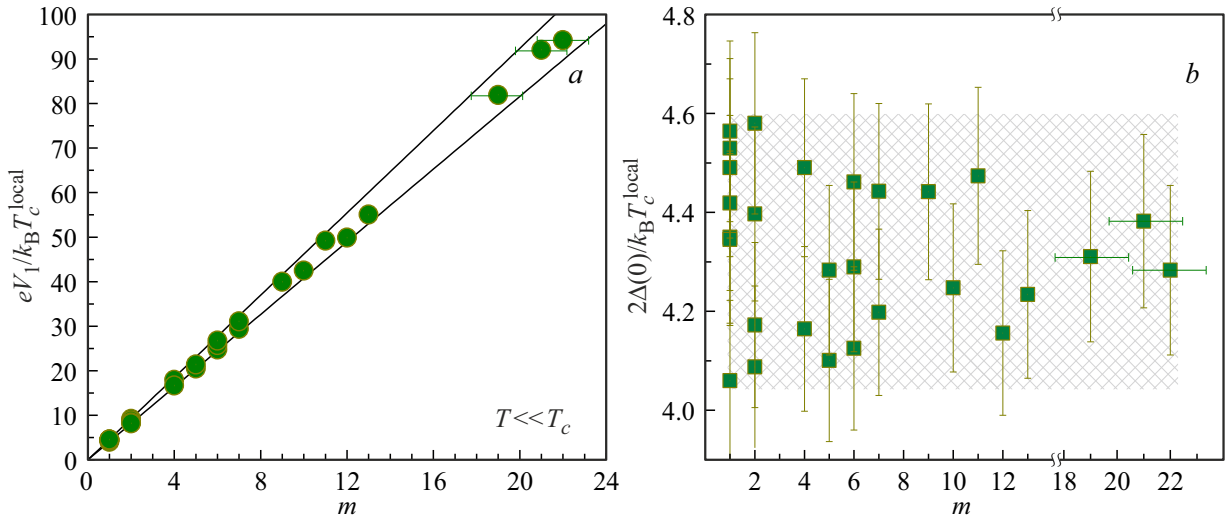


Рис. 2. *a* — нормированное положение фундаментальной андреевской гармоники $eV_1/k_BT_c^{local}$ на $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов в образцах NKRFS в зависимости от числа контактов в стопке m. *b* — соответствующая зависимость характеристического отношения СП-щели $2\Delta(0)/k_BT_c^{local}$ от m.

из одной закладки, измеренные при $T = 4.2$ K. ВАХ практически симметричны относительно $eV = 0$, не содержат сверхтоковой ветви и гистерезисов. На ВАХ хорошо виден избыточный ток относительно омической зависимости во всем диапазоне смещений eV (показанной в качестве примера штрихпунктирной линией для ВАХ зеленого цвета) и область повышенного наклона при малых смещениях („пьедестал“), что указывает на реализацию режима ЭНМАО высокой прозрачности в соответствии со всеми имеющимися теоретическими представлениями [29–32]. Таким образом, в рассматриваемых контактах туннельный барьер, разделяющий два СП-берега, электрически эквивалентен тонкому нормальному металлу высокой прозрачности (SnS). Диапазон нормальных сопротивлений данных SnS-контактов составляет $R_N \approx 21-340\,\Omega$.

Спектры динамической проводимости рассматриваемых SnS-контактов приведены на рис. 1, *b–d* аналогичными цветами. На $dI(V)/dV$-спектре синего цвета, соответствующем одиночному SnS-контакту и приведенном без нормировки оси смещений на рис. 1, *b*, хорошо видны минимумы при смещениях $|V_1| \approx 12$ mV и $|V_2| \approx 5.8$ mV, которые, согласно формуле (1), могут быть интерпретированы как фундаментальная гармоника и вторая субгармоника от СП-щели амплитудой $\Delta(0) \approx 5.9$ meV. Для $dI(V)/dV$-спектра стопочной SnSnS-структуры, показанного на рис. 1, *b* красным цветом, положения андреевских особенностей V_1 и V_2 практически совпадают с таковыми для одиночного SnS-контакта, показанного синим цветом, при нормировке оси смещений на $m = 2$.

Наиболее интенсивный минимум при $|V_1| \approx 11.2$ mV на нормированном $dI(V)/dV$-спектре стопки из $m = 5$ контактов, созданной в другом образце NKRFS (рис. 1, *c*), соответствует фундаментальной гармонике от СП-щели, при этом особенности, наблюдаемые примерно на вдвое и втрое меньшем смещении, $|V_2| \approx 5.6$ mV и $|V_3| \approx 3.8$ mV, являются второй и третьей андреевской субгармониками. Соответствующая амплитуда СП-щели $\Delta(0) \approx 5.6$ meV близка к полученной по данным рис. 1, *b*. Одиночный SnS-контакт, $I(V)$ и $dI(V)/dV$-характеристики которого показаны на рис. 1, *a* и 1, *d* голубым цветом, имеет наиболее низкую локальную критическую температуру $T_c^{local} \approx 29$ K. Заметное отличие T_c^{local} SnS-контакта от T_c^{bulk} всего образца в данном случае может быть вызвано локальной неоднородностью распределения элементов по сравнению с усредненным химическим составом образца или локальной деградацией СП-свойств вблизи микротрещины. На $dI(V)/dV$-спектре данного SnS-контакта присутствует СГС, состоящая из трех особенностей ($n = 1-3$) при смещениях $|V_1| \approx 10.1$ mV, $|V_2| \approx 5.1$ mV и $|V_3| \approx 3.4$ mV и определяющая амплитуду СП-щели $\Delta(0) \approx 5.1$ meV.

Для SnS-контактов, представленных на рис. 1, положение андреевских субгармоник V_n в зависимости от их обратного номера $1/n$ показано на вставке к рис. 1, *a* символами аналогичных цветов. Видно, что для каждого SnS-контакта зависимость $V_n(1/n)$ образует прямую, проходящую через начало координат, что позволяет отнести наблюдаемые на $dI(V)/dV$-спектре особенности к СГС от одной и той же СП-щели. Для SnS-контакта на рис. 1, *d* (символы голубого цвета) наклон прямой $V_n(1/n)$ оказался меньше из-за более низкой локальной критической температуры и $\Delta(0)$.

Значительная статистика данных о положении андреевских особенностей на $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов и стопочных структур при $T \ll T_c$ приведена на рис. 2. Подобная статистика позволяет определять количество контактов m в стопках с малыми m однозначно, так как m не может быть дробным. На рис. 2, *a* приведе-

но положение фундаментальной андреевской гармоники eV_1 на $dI(V)/dV$-спектрах исследованных стопочных SnS-структур в порядке возрастания. С целью учета небольшой вариации локальной критической температуры значение eV_1 на рис. 2, *a* нормировано на $k_B T_c^{\text{local}}$. Видно, что при подборе целых чисел m, указанных на рис. 2, *a*, зависимость $eV_1/k_B T_c^{\text{local}}$ от m представляет собой прямую пропорциональность (на рисунке это сектор, ограниченный прямыми линиями черного цвета). Для стопок с большим числом контактов значения m уже не могут быть однозначно определены: нормированное положение фундаментальной гармоники $eV_1/k_B T_c^{\text{local}}$ попадает в указанный сектор при $m = 19 \pm 1$, 21 ± 1 и 22 ± 1 (кружки справа на рис. 2, *a*).

Характеристическое отношение СП-щели $2\Delta(0)/k_B T_c^{\text{local}}$, полученное после нормировки положений СГС на $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов на выбранные m (см. рис. 2, *a*), не коррелирует с числом контактов в стопке (как показано на рис. 2, *b*). Приведенные на рис. 2 данные получены с помощью ЭНМАО-спектроскопии SnS-контактов и стопочных структур с различным планарным размером и достаточно широким диапазоном нормальных сопротивлений $R_N \approx 9-340\,\Omega$ в пересчете на один контакт. Эти факты подтверждает, что наблюдаемые на $dI(V)/dV$-спектрах особенности не связаны со свойствами конкретного контакта (например, не являются геометрическими резонансами). Значение характеристического отношения $2\Delta(0)/k_B T_c^{\text{local}} \approx 4.1-4.6$ хорошо воспроизводится для SnS-контактов, созданных в различных образцах NKRFS из одной закладки, что однозначно указывает на объемную природу наблюдаемого микроскопического СП-параметра порядка $\Delta(0)$.

Температурная эволюция $dI(V)/dV$-спектра стопочного SnS-контакта приведена на рис. 3, *a*. Для удобства рассмотрения спектры намеренно сдвинуты по вертикали в порядке увеличения температуры, при этом для данного контакта $R_N(T) \approx \text{const}$. Для $dI(V)/dV$-спектра при $T = 4.2\,\text{K}$ (нижняя кривая красного цвета на рис. 3, *a*) отмечены фундаментальная гармоника (при $|V_1| \approx 12.3\,\text{mV}$) и расположенная примерно на вдвое меньшем смещении вторая субгармоника (при $|V_2| \approx 6.2\,\text{mV}$) от СП-щели $\Delta(0) \approx 6.2\,\text{meV}$. С увеличением температуры положение минимумов СГС сдвигается в сторону нуля, также уменьшается проводимость при нулевом смещении. При $T \geq 33.8\,\text{K}$ на спектре исчезают особенности, вызванные ЭНМАО, что означает переход контактной области в нормальное состояние.

Отметим, что температурные зависимости положений андреевских особенностей $V_1(T)$ и $V_2(T)$ схожи, как показано на вставке к рис. 3, *b*, их отношение $V_1/V_2 \approx 1.95$ и не меняется в широком диапазоне температур, что подтверждает их принадлежность к СГС от одной и той же СП-щели. Температурная зависимость СП-щели, определенная на основе СГС на рис. 3, *a*, показана на рис. 3, *b* кружками. В пределах погрешностей, примерно соответствующих полуширине андреевских особенностей на $dI(V)/dV$-спектре, зависимость $\Delta(T)$ согласуется с однозонной БКШ-образной кривой (штрихпунктирная линия). Локальная критическая температура данной туннельной структуры $T_c^{\text{local}} \approx 32.5\,\text{K}$ была оценена как температура, при которой БКШ-образная кривая обращается в ноль (аналогично были оценены T_c^{local} других исследованных SnS-контактов).

Изменение вида ВАХ стопочной SnS-структуры ($m = 12$), полученной на базе кристалла NKRFS, показано на рис. 4, *a*. Соответствующие зависимости андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(V, T)$ от напряжения при некоторых температурах показаны на вставке к рис. 4, *a*. Видно, что во внещелевой области смещений $eV > 25\,\text{meV} > 2\Delta(0)$ зависимости $I_{\text{exc}}(V, T)$ стремятся к примерно постоянному значению, которое уменьшается с температурой и обращается в ноль при T_c в соответствии с теоретическими предсказаниями [29–32]. Вместе с тем, с ростом температуры уменьшается наклон ВАХ вблизи нулевого смещения, и при переходе контактной области в нормальное состояние ВАХ становится практически линейной. Соответствующая температурная зависимость андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)$ при смещении $eV = 30\,\text{eV}$, которая дает $\tanh[eV/(2k_B T)] \approx 1$ при любых T, нормированная на свое значение при $T \ll T_c$, приведена на рис. 4, *b* кружками. Также как и экспериментальная $\Delta(T)$ (см. рис. 3, *b*), эта зависимость хорошо описывается однозонной БКШ-образной функцией (штрихпунктирная линия на рис. 4, *b*) в соответствии с формулой (2).

Перейдем к рассмотрению ВАХ гибридных туннельных структур, содержащих последовательно подключенные ScS и SnS-контакты. Пример ВАХ такой гибридной структуры, измеренной при различных температурах, показан на рис. 5, *a*. При малых смещениях на ВАХ отсутствует вертикальная сверхтоковая ветвь, вместо этого наблюдается андреевский „пьедестал“, связанный с наличием последовательно подключенного SnS-контакта. Вместе с тем, ВАХ содержит горизонтальные „срывы“, вызванные переходом ScS-контакта на квазичастичную ветвь и скачкообразным появлением на нем конечного напряжения при достижении сверхтоком критического значения I_c. Ток срыва $I^*(0) \approx 260\,\mu\text{A}$ при $T = 4.2\,\text{K}$ отмечен на рис. 5, *a* горизонтальной стрелкой. Заметим, что положение „срыва“ по напряжению случайно: оно определяется нормальным сопротивлением как ScS-контакта ($V_c = I_c R_N$), так и последовательного SnS-контакта, поэтому (в отличие от позиций V_n андреевских субгармоник на ВАХ SnS-контактов) не воспроизводится на ВАХ гибридных туннельных структур и не несет информацию об энергии СП-щели Δ.

С увеличением температуры „срывы“ на ВАХ (см. рис. 5, *a*) размываются и превращаются в участки конечного наклона. В этом случае значение I^* было определено как ток, соответствующий положению минимума на спектре динамической проводимости $dI(V)/dV$

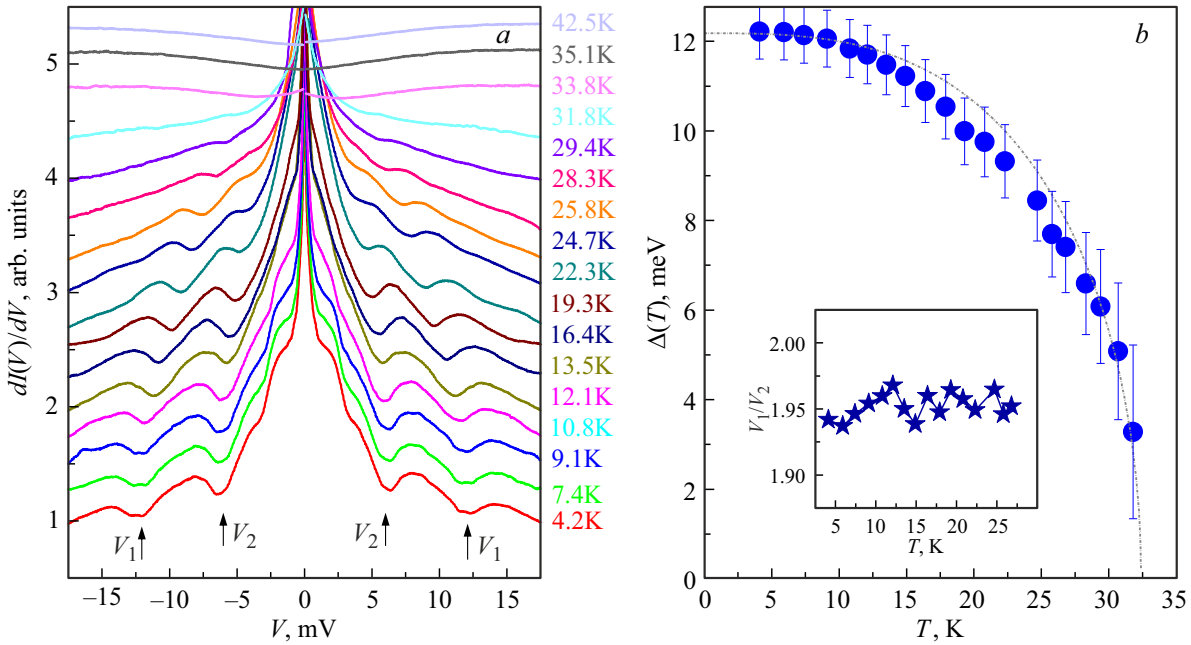


Рис. 3. *a* — $dI(V)/dV$-спектр SnS-андреевского контакта ($m = 10$), созданного в образце NKRFS, измеренный при температурах $4.2\,\text{K} \le T \le 42.5\,\text{K}$ в СП и нормальном состоянии. Спектры сдвинуты по вертикали для удобства рассмотрения, $R_N(T) \approx \text{const}$. Стрелками при $T = 4.2\,\text{K}$ отмечено положение $n = 1, 2$ андреевских минимумов от СП-параметра порядка $\Delta(0) \approx 6.1\,\text{meV}$. *b* — температурная зависимость СП-щели по данным рис. 1, *a*. Однозонная БКШ-образная зависимость (штрихпунктирная линия) приведена для сравнения. На вставке — отношение положений первой и второй субгармоники V_1/V_2 при различных температурах по данным рис. 1, *a*.

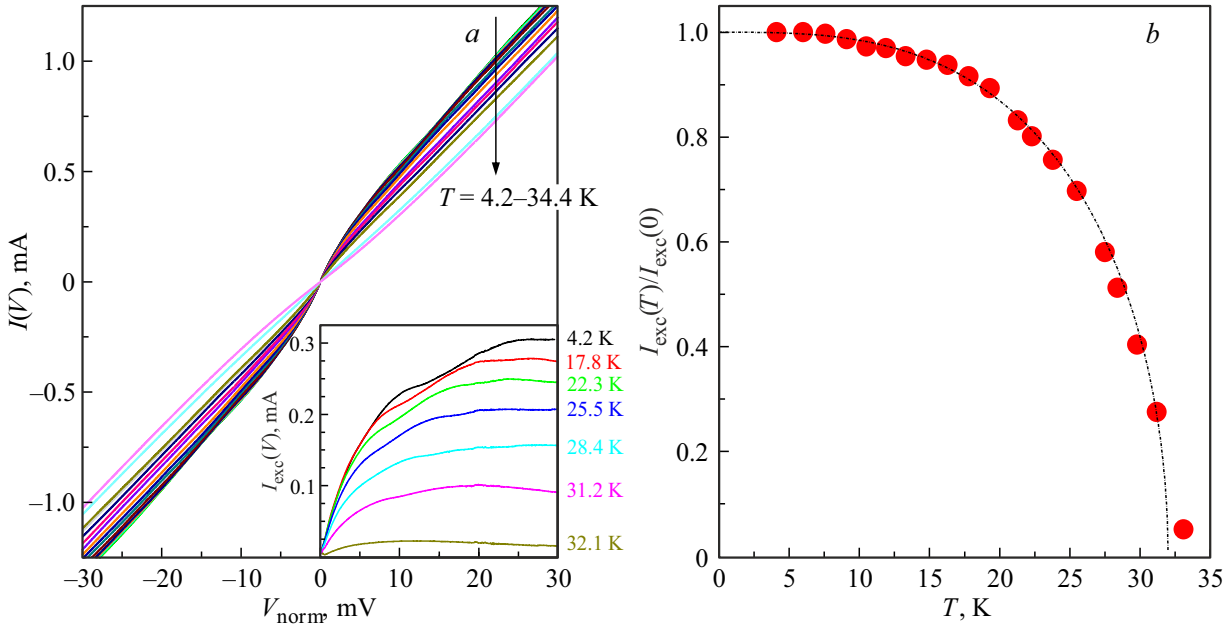


Рис. 4. *a* — нормированная ВАХ SnS-андреевского контакта в образце NKRFS, измеренная при температурах $4.2\,\text{K} \le T \le 34.4\,\text{K}$. На вставке показан андреевский избыточный ток $I_{\text{exc}}(V, T)$ при различных температурах. *b* — нормированная температурная зависимость андреевского избыточного тока $I_{\text{exc}}(T)/I_{\text{exc}}(0)$, взятого при $eV = 30\,\text{meV}$ (кружки). Однозонная БКШ-образная зависимость показана штрихпунктирной линией для сравнения.

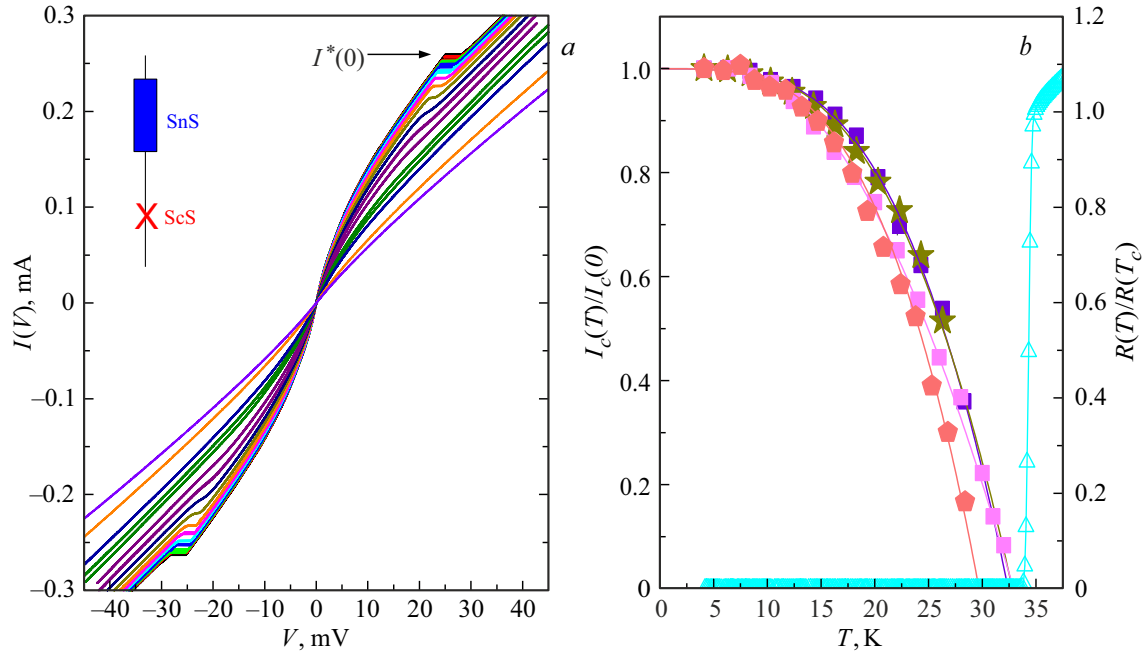


Рис. 5. *a* — ВАХ гибридной структуры из последовательно подключенных SnS- и ScS-контактов в образце NKRFS при различных температурах. Стрелкой отмечен ток „срыва“ $I^*(0)$ при $T = 4.2$ K. *b* — нормированная температурная зависимость критического тока $I_c(T)/I_c(0)$ по данным рис. 1, *a* (звезды). Для сравнения приведены аналогичные зависимости для других туннельных структур, созданных в образцах NKRFS из той же закладки (пятиугольники, квадраты). Температурная зависимость сопротивления объемного образца NKRFS показана треугольниками (правая вертикальная ось).

(полученном путем математического дифференцирования ВАХ).

Нормированная температурная зависимость $I^*(T)/I^*(0) \cong I_c(T)/I_c(0)$, определенная по данным рис. 5, *a*, приведена на рис. 5, *b* звездами. Для сравнения квадратами и пятиугольниками показаны аналогичные зависимости для гибридных ScS–SnS-структур, полученных в других образцах NKRFS. Критический ток ScS-контакта начинает резко убывать при $T \approx 12-15$ K и стремится к T_c практически линейно. Аппроксимационные кривые $I_c(T)/I_c(0)$ в соответствии с формулой (3), построенные на основе БКШ-образной температурной зависимости $\Delta(T)$ с использованием величин $\Delta(0)$ и T_c^{local} в качестве свободных параметров, показаны на рис. 5, *b* сплошными линиями. Видно, что экспериментальные зависимости $I_c(T)/I_c(0)$ хорошо описываются в однозонном приближении с характеристическим отношением СП-щели $2\Delta(0)/k_{\text{B}}T_c^{\text{local}} \approx 4.2-4.5$. Полученные величины $2\Delta(0)/k_{\text{B}}T_c^{\text{local}}$ отлично согласуются с диапазоном характеристических отношений, определенным напрямую с помощью ЭНМАО-спектроскопии (см. рис. 2, *a*). Определенные таким образом значения T_c^{local} близки к критической температуре объемного кристалла NKRFS (зависимость сопротивления от температуры $R(T)$ приведена на рис. 5, *b*, открытые треугольники), а также к таковым по данным рис. 3, *b* и 4, *b*, т. е. согласуются с температурными зависимостями других физических величин.

4. Обсуждение

Известно, что большинство железосодержащих сверхпроводников демонстрируют ниже T_c многокомпонентную сверхпроводимость, т. е. одновременное существование нескольких (для большинства соединений двух) видов куперовских пар с различной энергией связи в любой точке реального пространства, но разделенных в импульсном пространстве. С этой точки зрения, наблюдение однощелевой сверхпроводимости в ферроселенидах NKRFS кажется необычным. Можно ли предположить наличие других типов куперовских пар, с иной энергией связи, в соединении NKRFS ниже T_c, по каким-либо причинам ненаблюдаемых с помощью методов туннельной спектроскопии? Приведем аргументы в пользу реализации единственного микроскопического СП-параметра порядка в ферроселенидах NKRFS.

Суммируя данные ЭНМАО-спектроскопии, отметим, что серии андреевских особенностей, присутствующие при $T < T_c$ на $dI(V)/dV$-спектрах SnS-контактов и стопочных SnSnS– . . . –S-структур в образцах ферроселенида NKRFS, образуют СГС от единственной СП-щели (см. рис. 1). Какие-либо дополнительные особенности на $dI(V)/dV$-спектрах при смещениях выше 2.5–3 mV воспроизводимо не наблюдаются. Согласно значительной статистике данных (см. рис. 2), характеристическое отношение $2\Delta(0)/k_{\text{B}}T_c^{\text{local}}$ не коррелирует со свойствами туннельной структуры (числом контактов в стопке m, планарным размером SnS-контакта d, его нормальным

сопротивлением R_N и положением на криогенном сколе), следовательно, отражает объемные СП-свойства материала.

Температурная зависимость наблюдаемой СП-щели $\Delta(T)$ схожа с однозонной БКШ-образной функцией (см. рис. 3). Аналогичная температурная зависимость в соответствии с формулой (2) описывает нормированный андреевский избыточный ток SnS-контакта $I_{\rm exc}(T)/I_{\rm exc}(0)$, как показано на рис. 4, *b*. Наконец, согласно данным рис. 5, *b*, зависимость нормированного критического сверхтока ScS-контактов $I_c(T)/I_c(0)$ соответствует плотности единственного СП-конденсата $\rho_S(T)/\rho_S(0)$ с параметром порядка, имеющим характеристическое отношение $2\Delta(0)/k_{\rm B}T_c \approx 4.2-4.5$ и БКШ-образную зависимость $\Delta(T)$. Если предположить, что в NKRFS сосуществуют две СП-щели с различной энергией связи $\Delta_1(0) > \Delta_2(0)$, то при наличии сколь угодно слабого межзонного взаимодействия в k-пространстве формы их температурных зависимостей отличались бы как друг от друга, так и от однозонной БКШ-образной функции [23,24]. В этом случае из-за вклада зон с меньшей энергией связи куперовских пар $\Delta_2(0)$ в андреевский избыточный ток и сверхток ожидается появление особенностей на нормированных зависимостях $I_{\rm exc}(T)$ и $I_c(T)$ в низкотемпературной области, для модельного описания которых потребовался бы ввод дополнительного слагаемого в формулы (2), (3) [36]. Напротив, при $T \ll T_c$ нормированные экспериментальные $I_{\rm exc}(T)$ и $I_c(T)$ воспроизводимо стремятся к постоянному значению и описываются формулами (2), (3) в однозонном приближении. Полученное соответствие величин $2\Delta(0)/k_{\rm B}T_c$ и температурного поведения $\Delta(T)$ не только демонстрирует согласованность двух использованных методов туннельной спектроскопии контактов на микротрещине, но и указывает на единую энергию связи куперовских пар $|\Delta(0)|$ в соединении NKRFS. С другой стороны, при низкой концентрации носителей в зонах, дающих гипотетическую малую СП-щель Δ_2 ($\rho_2 \ll \rho_1$), ее вклад на зависимостях токов от температуры будет крайне мал, а характерные особенности влияния „слабого“ СП-конденсата, описанные выше, станут почти не заметны.

Следует отметить, что использованные туннельные спектроскопические методики позволяют определить только модуль СП-щели $|\Delta(0)|$ и нечувствительны к фазе СП-конденсата, т. е. знаку Δ. Сравнивая вид андреевских субгармоник с численными расчетами [27] в рамках подхода [33], можно сделать вывод, что их значительная амплитуда (до $(0.5-0.7)G_N$, см. рис. 1, *b* и 1, *c*) косвенно указывает на s-волновой тип симметрии СП-щели и отсутствие сильной анизотропии и точек нулей в k-пространстве.

Диапазон полученных характеристических отношений для NKRFS составляет $2\Delta(0)/k_{\rm B}T_c^{\rm local} \approx 4.1-4.6$. Разброс величин не превышает $\pm 6\,\%$, что подтверждает высокую точность использованного метода ЭНМАО-спектроскопии. Следуя классической терминологии [25,26], можно утверждать, что величина характеристического отношения, превышающая БКШ-предел слабой связи 3.53, указывает на реализацию сильной связи в куперовских парах, образующихся ниже T_c в электронных зонах ферроселенида NKRFS. Вместе с тем, диапазон значений характеристического отношения $2\Delta(0)/k_{\rm B}T_c^{\rm local}$ для соединения NKRFS в точности согласуется с таковым для родственных ферроселенидов с другими типами изовалентного замещения $(K,Na)_{0.9}Fe_{1.7}Se_2$ и $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se,S)_2$ с критическими температурами $T_c \approx 31$ K и 26 K, соответственно, исследованными нами ранее аналогичными методами [37–39]. Таким образом, состав несверхпроводящих фаз и тип изовалентного замещения практически не влияет на щелевую структуру СП-фазы и силу связи электронов в куперовской паре в рассматриваемых ферроселенидах щелочных металлов. Можно сделать вывод, что изменение T_c и $\Delta(0)$ вызвано различием плотности электронных состояний на уровне Ферми в исследованных ферроселенидах.

Зонная структура и топология поверхности Ферми ферроселенидов NKRFS на данный момент не была исследована. Хотя по аналогии с ферроселенидами других составов с большой долей вероятности можно ожидать наличие электронных зон в X- и Y-точках зоны Бриллюэна, наличие электронного кармана в Г-точке (на котором ниже T_c гипотетически мог бы образовываться второй СП-конденсат) не установлено. Таким образом, в рамках имеющихся теоретических представлений [21–23,26], в случае отсутствия электронного кармана в Г-точке можно предположить следующие СП-щелевые структуры ферроселенидов NKRFS ниже T_c: (i) реализация $s^{\pm}$-сценария, рассмотренного в работах [21,22], с открытием изотропной, одинаковой по амплитуде, но различной по знаку ($+\Delta$ и $-\Delta$) СП-щели на электронных листах поверхности Ферми в X- и Y-точках; (ii) реализация s^{++}-сценария с одинаковым знаком СП-щели [23]. В случае если в ферроселенидах NKRFS имеется электронный карман вокруг Г-точки, то ниже T_c на нем открывается СП-щель равной амплитуды $|\Delta(0)|$, при этом для спин-флуктуационного механизма куперовского спаривания смена знака будет осуществляться между листами поверхности Ферми.

5. Заключение

Методами туннельной и ЭНМАО-спектроскопии планарных контактов на микротрещине определена структура СП-параметра порядка 122-фазы ферроселенида железа $(Na_{0.34}K_{0.30}Rb_{0.33})_{0.8}Fe_{1.7}Se_2$. Ниже T_c установлена однощелевая сверхпроводимость с характеристическим отношением $2|\Delta(0)|/k_{\rm B}T_c \approx 4.35 \pm 0.25$ и сильной связью электронов в куперовской паре. Показана объемная природа наблюдаемого СП-параметра порядка. Температурная зависимость $\Delta(T)$, полученная напрямую

с помощью ЭНМАО-спектроскопии, путем измерений андреевского избыточного тока SnS-контактов и критического тока ScS-контактов, согласуется с однозонной БКШ-образной функцией $\Delta(T)$.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 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.

Список литературы

[1] J. Guo, S. Jin, G. Wang, S. Wang, K. Zhu, T. Zhou, M. He, X. Chen. Phys. Rev. B **82**, *18*, 180520(R) (2010).
[2] E. Dagotto. Rev. Mod. Phys. **85**, *2*, 849 (2013).
[3] A. Krzton-Maziopa, V. Svitlyk, E. Pomjakushina, R. Puzniak, K. Conder. J. Phys.: Condens. Matter **28**, *29*, 293002 (2016).
[4] A. Krzton-Maziopa. Front. Chem. **9**, 640361 (2021).
[5] D. Croitori, I. Filippova, V. Kravtsov, A. Günther, S. Widmann, D. Reuter, H.-A. Krug von Nidda, J. Deisenhofer, A. Loidl, V. Tsurkan. Phys. Rev. B **101**, *5*, 054516 (2020).
[6] F. Ye, S. Chi, W. Bao, X.F. Wang, J.J. Ying, X.H. Chen, H.D. Wang, C.H. Dong, M. Fang. Phys. Rev. Lett. **107**, *13*, 137003 (2011).
[7] H. Lei, M. Abeykoon, E.S. Bozin, K. Wang, J.B. Warren, C. Petrovic. Phys. Rev. Lett. **107**, *13*, 137002 (2011).
[8] P. Mangelis, R.J. Koch, H. Lei, R.B. Neder, M.T. McDonnell, M. Feygenson, C. Petrovic, A. Lappas, E.S. Bozin. Phys. Rev. B **100**, *9*, 094108 (2019).
[9] Ye. Rakhmanov, S. Gavrilkin, A. Levakhova, S. Kuzmichev, I. Morozov, A. Shilov, T. Kuzmicheva. J. Supercond. Novel Magn. **39**, *1*, 24 (2025).
[10] X. Ding, D. Fang, Z. Wang, H. Yang, J. Liu, Q. Deng, G. Ma, C. Meng, Y. Hu, H.-H. Wen. Nature Comm. **4**, 1897 (2013).
[11] H. Lei, and C. Petrovic. Phys. Rev. B **84**, *21*, 212502 (2011).
[12] M. Xu, Q.Q. Ge, R. Peng, Z.R. Ye, J. Jiang, F. Chen, X.P. Shen, B.P. Xie, Y. Zhang, A.F. Wang, X.F. Wang, X.H. Chen, D.L. Feng. Phys. Rev. B **85**, *22*, 220504(R) (2012).
[13] F. Chen, M. Xu, Q.Q. Ge, Y. Zhang, Z.R. Ye, L.X. Yang, J. Jiang, B.P. Xie, R.C. Che, M. Zhang, A.F. Wang, X.H. Chen, D.W. Shen, J.P. Hu, D.L. Feng. Phys. Rev. X **1**, *2*, 021020 (2011).
[14] J. Maletz, V.B. Zabolotnyy, D.V. Evtushinsky, A.N. Yaresko, A.A. Kordyuk, Z. Shermadini, H. Luetkens, K. Sedlak, R. Khasanov, A. Amato, A. Krzton-Maziopa, K. Conder, E. Pomjakushina, H.-H. Klauss, E.D.L. Rienks, B. Büchner, S.V. Borisenko. Phys. Rev. B **88**, *13*, 134501 (2013).
[15] Y. Zhang, L.X. Yang, M. Xu, Z.R. Ye, F. Chen, C. He, H.C. Xu, J. Jiang, B.P. Xie, J.J. Ying, X.F. Wang, X.H. Chen, J.P. Hu, M. Matsunami, S. Kimura, D.L. Feng. Nature Mat. **10**, *4*, 273 (2011).
[16] X.-P. Wang, T. Qian, P. Richard, P. Zhang, J. Dong, H.-D. Wang, C.-H. Dong, M.-H. Fang, H. Ding. EPL **93**, *5*, 57001 (2011).
[17] P. Cai, C. Ye, W. Ruan, X. Zhou, A. Wang, M. Zhang, X. Chen, Y. Wang. Phys. Rev. B **85**, *9*, 094512 (2012).
[18] A. Charnukha, J. Deisenhofer, D. Propper, M. Schmidt, Z. Wang, Y. Goncharov, A.N. Yaresko, V. Tsurkan, B. Keimer, A. Loidl, A.V. Boris. Phys. Rev. B **85**, *10*, 100504 (2012).
[19] A. Muratov, Ye. Rakhmanov, A. Shilov, I. Morozov, Yu. Aleshchenko. J. Supercond. Novel Magn. **38**, *6*, 236 (2025).
[20] Z. Shermadini, H. Luetkens, R. Khasanov, A. Krzton-Maziopa, K. Conder, E. Pomjakushina, H-H. Klauss, A. Amato. Phys. Rev. B **85**, *10*, 100501 (2012).
[21] M.M. Korshunov. Physics-Uspekhi **57**, *8*, 813 (2014).
[22] M. Khodas and A.V. Chubukov. Phys. Rev. Lett. **108**, *24*, 247003 (2012).
[23] T. Saito, S. Onari, H. Kontani. Phys. Rev. B **83**, *14*, 140512(R) (2011).
[24] I.I. Mazin, D.J. Singh, M.D. Johannes, M.H. Du. Phys. Rev. Lett. **101**, *5*, 057003 (2008).
[25] H. Kontani, S. Onari. Phys. Rev. Lett. **104**, *15*, 157001 (2010).
[26] E.M. Nica, R. Yu, Q. Si. npj Quantum Materials **2**, *1*, 24 (2017).
[27] S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. Low Temp. Phys. **42**, *11*, 1008 (2016).
[28] J. Moreland, J.W. Ekin. J. Appl. Phys. **58**, *10*, 3888 (1985).
[29] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. B **27**, *11*, 6739 (1983).
[30] R. Kümmel, U. Gunsenheimer, R. Nicolsky. Phys. Rev. B **42**, *7*, 3992 (1990).
[31] U. Gunsenheimer, A.D. Zaikin. Europhys. Lett. **41**, *2*, 195 (1998).
[32] Z. Popovic, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva. J. Appl. Phys. **128**, *1*, 013901 (2020).
[33] T.P. Devereaux, P. Fulde. Phys. Rev. B **47**, *21*, 14638 (1993).
[34] J.C. Cuevas, J. Hammer, J. Kopu, J.K. Viljas, M. Eschrig. Phys. Rev. B **73**, *18*, 184505 (2006).
[35] T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, N.D. Zhigadlo. Phys. Rev. B **100**, *14*, 144504 (2019).
[36] T.E. Kuzmicheva, A.D. Ilina, I.A. Nikitchenkov, K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, A.S. Medvedev, S.A. Kuzmichev. Physics of Solid State **67**, *7*, 1163 (2025).
[37] T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.D. Ilina, I.A. Nikitchenkov, Ye.O. Rakhmanov, A.I. Shilov, I.V. Morozov, A.S. Medvedev, V.A. Vlasenko, K.S. Pervakov. Bull. Lebedev Inst. **52**, *7*, 321 (2025).
[38] T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.D. Ilina, I.A. Nikitchenkov, A.I. Shilov, E.O. Rakhmanov, I.V. Morozov. Phys. Solid State **67**, *6*, 1023 (2025).
[39] T.E. Kuzmicheva, S.A. Kuzmichev, A.D. Ilina, I.A. Nikitchenkov, Ye.O. Rakhmanov, A.I. Shilov, I.V. Morozov. JETP Lett. **121**, *8*, 662 (2025).
[40] V.A. Moskalenko. Phys. Met. Metallogr. **8**, 25 (1959).
[41] H. Suhl, B.T. Matthias, L.R. Walker. Phys. Rev. Lett. **3**, *12*, 552 (1959).
[42] B. Mitrović, H.G. Zarate, J.P. Carbotte. Phys. Rev. B **29**, *1*, 184 (1984).
[43] J.P. Carbotte. Rev. Mod. Phys. **62**, *4*, 1027 (1990).

Редактор А.Н. Смирнов