

УДК 537.9

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА МЕЖЗЕРЕННЫХ ГРАНИЦ

В $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})_2$ И $CaKFe_4As_4$

Т. Е. Кузьмичева¹, С. А. Кузьмичев^{2,1}, А. Д. Ильина¹,
И. А. Никитченков^{2,1}, Е. О. Рахманов^{3,1}, А. И. Шилов¹, И. В. Морозов³,
А. С. Медведев¹, В. А. Власенко¹, К. С. Перваков¹

С помощью туннельной спектроскопии контактов на микротрещине исследовано температурное поведение критического тока $I_c(T)$ в отсутствие магнитного поля для сверхпроводников на основе щелочных металлов: композитных селенидов $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})_2$ с естественным фазовым расслоением и поликристаллов пниктидов $CaKFe_4As_4$. Проведено сравнение зависимостей $I_c(T)$, полученных в объеме сверхпроводника и на межзеренных границах.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, пниктиды и халькогениды железа, критический ток, туннельная спектроскопия.

Введение. Сверхпроводящие (СП) пниктиды и селениды железа [1] представляются весьма перспективными для практических применений [2–5] благодаря значительным критическим температурам до $T_c \approx 56$ К, высоким значениям верхнего критического поля и плотности критического тока. Например, по данным [6–10], в монокристаллах пниктидов семейства $BaFe_2As_2$, по оценкам, критические магнитные поля при $T \rightarrow 0$ достигают величин порядка $H_{c2}(0) \sim 100 - 200$ Тл, а критические токи в нулевом внешнем магнитном поле составляют $J_c(0) \sim 10^6$ А/см² вдоль кристаллографического ab -направления.

Арсениды $AeAFe_4As_4$ (Ae , A – щелочноземельный и щелочной металлы, соответственно) недавно открытого семейства 1144 железосодержащих сверхпроводников [11] являются стехиометрическим аналогом $BaFe_2As_2$ и сверхпроводят без дополнительного

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru.

² МГУ им. М. В. Ломоносова, физический ф-т, 119991 Москва, Россия, Ленинские горы, 1, стр. 2.

³ МГУ им. М. В. Ломоносова, химический ф-т, 119991 Москва, Россия, Ленинские горы, 1, стр. 3.

допирования при $T \leq T_c \approx 35 - 36$ К. Температурные и полевые зависимости плотности критического тока были рассчитаны в рамках модели Бина [12] в работах [13–15]. В частности, в [13] для монокристаллов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ были оценены рекордные амплитуды $J_c^{ab}(0) \sim 10^8$ А/см², $J_c^c(0) \sim 10^7$ А/см² вдоль ab - и c -направления, соответственно.

Ферроселениды $A_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ (A – щелочной металл) [16] представляют собой естественные композиты, содержащие как минимум две фазы: около 80% объема образца занимают кристаллы антиферромагнитной (АФМ) фазы $A_{0.8}\text{Fe}_{1.6}\text{Se}_2$, проявляющие слабые диэлектрические свойства, на границах которых растут кристаллиты металлической фазы со структурой, близкой к $A_{0.3}\text{Fe}_2\text{Se}_2$, в которой ниже определенной температуры возникает СП-состояние (в качестве обзора см. [17]). Критическая температура T_c , достигающая для ферроселенидов калия 32–33 К [18, 19], чрезвычайно чувствительна к воздействию даже следовых количеств воды и кислорода [16] и слабой вариации коэффициентов x и y [17], при этом T_c плавно понижается при изовалентном замещении (Se, S) [20].

Исследования критических токов селенидов $A_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ немногочисленны. Для селенидов калия оцененная плотность критического тока составляла $J_c^{ab}(0) \sim 10^4$ А/см² [19, 21, 22], при этом в [22] наблюдалось ее увеличение в 5–6 раз при частичном замещении Fe:Mn.

Известно, что на величину плотности критического тока гранулированных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), обладающих обычно слоистой кристаллической структурой, в первую очередь оказывают влияние такие свойства материала, как взаимная ориентация зёрен, их средний размер и, соответственно, площадь поверхности, которая служит центрами пиннинга вихрей, дающих максимальный вклад в процессы диссипации в сверхпроводнике в магнитном поле, а также качество межзеренных контактов, выступающих в роли “слабой связи” [2, 3, 23–27] гранулированных сверхпроводников в отсутствие внешнего магнитного поля. В ВТСП-купратах семейства YBaCuO в качестве основной причины понижения плотности межзеренного критического тока J_c^{GB} относительно ее объемного значения J_c^{bulk} на несколько порядков рассматривается разориентация кристаллических зерен [24, 25]. Напротив, в железосодержащих пниктидах семейства BaFe_2As_2 разориентация зерен слабее влияет на амплитуду J_c : так, если в купратах семейства YBaCuO предельный угол разориентации, при превышении которого отношение $J_c^{\text{GB}}/J_c^{\text{bulk}}$ начинает убывать экспоненциально, составляет $\theta_{\text{GB}} \approx 3 - 5^\circ$ [24, 25], то в пниктидах он достигает $\theta_{\text{GB}} \approx 8 - 9^\circ$ [26, 27].

Другой причиной понижения J_c^{GB} является образование поверхностных фаз [28] или деградация СП-свойств на поверхности зерен, возникающая, например, из-за неравномерного распределения допанта, отличающегося от объемного, или перестройки зонной структуры. В этом случае свойства межзеренной границы и J_c^{GB} определяются эффектом близости, т. е. сверхпроводимостью, наведенной из объема на деградировавшую поверхность (в качестве обзора см. [29–31]), в отличие от J_c^{bulk} , определяемой объемным макроскопическим сверхпроводящим параметром порядка ρ^{bulk} .

Температурные зависимости $J_c^{\text{bulk}}(T)$ и $J_c^{\text{GB}}(T)$ также имеют существенные отличия. В первом приближении $J_c(T)/J_c(0) \propto \rho_s(T)/\rho_s(0)$. На границе зерна $\rho_s^{\text{GB}}(T)$ быстро убывает с ростом температуры, однако из-за эффекта близости не обращается в ноль при T_c^{GB} , а стремится к T_c^{bulk} [29–31], определяемой объемными свойствами зерна. Это задает характерный вид $J_c^{\text{GB}}(T)$, имеющий, в отличие от $J_c^{\text{bulk}}(T)$, вогнутую кривизну и т. н. “хвост”, тянущийся до T_c^{bulk} . Получение и анализ зависимостей $J_c^{\text{GB}}(T)$ позволяет характеризовать качество межзеренных границ гранулированных сверхпроводниковых материалов, что дает возможность оптимизации полного критического тока образца.

Исследование температурного поведения межзеренного сверхтока $I_c^{\text{GB}}(T)$ крайне важно для понимания применимости технических сверхпроводников на основе керамик, поскольку позволяет определить наиболее оптимальный температурный диапазон использования каждого конкретного сверхпроводника. В данной работе по результатам экспериментального исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) контактов на микротрещине получены зависимости “поверхностного” критического тока $I_c^{\text{GB}}(T)$ в поликристаллах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и естественных композитах $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$. Проведено их сравнение с температурными зависимостями $I_c^{\text{bulk}}(T)$, определяемыми объемным макроскопическим СП-параметром порядка.

Детали эксперимента. Крупные высококачественные кристаллы ферроселенидов $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$ (далее – KFSS) размером до 8 мм были выращены методом “раствор в расплаве” [32, 33]. Наличие единственной СП фазы с объемной критической температурой $T_c \approx 25 - 26$ К было установлено по данным измерений температурной зависимости сопротивления и магнитной восприимчивости [32]. Для предотвращения деградации кристаллов KFSS на открытом воздухе все стадии подготовки и монтажа образца проводились в перчаточном боксе с атмосферой сухого аргона. Детали синтеза и характеристики поликристаллических образцов пниктидов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ с $T_c \approx 36.1$ К приведены в работе [34]. Данные рентгенофазового анализа и измерений магнитной восприимчивости указывают на отсутствие низкотемпературных примесных фаз [34].

Средний размер кристаллических зерен по данным электронной микроскопии составляет 1–5 мкм.

Для туннельных экспериментов плоский прямоугольный образец размером около $3 \times 1.5 \times 0.2$ мм³ закреплялся на П-образном пружинящем столике по 4-контактной схеме с использованием In-Ga припоя. Туннельные контакты типа ScS (где S – объемный сверхпроводник, s – сужение или СП-закоротка двух СП-берегов) создавались при $T = 4.2$ К с помощью планарной механически регулируемой модификации [35] классической техники “break-junction” [36]. При прецизионном изгибе столика образец раскалывался, а образующаяся при этом микротрещина играла роль слабой связи s .

На ВАХ туннельной структуры сверхпроводник–сужение–сверхпроводник (ScS) при нулевом смещении и малых токах наблюдается 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 грубой оценки, для количественной аппроксимации температурной зависимости величины “объемного” критического тока (определяемого концентрацией куперовских пар в объеме однощелевого сверхпроводника) можно использовать формулу Амбегаокара–Баратова [37]:

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

где $\Delta(T)$ – объемный микроскопический СП-параметр порядка, R_N – нормальное сопротивление ScS-контакта при $eV \gg 2\Delta$ или $T > T_c$. В грубом двухзонном приближении (без учета межзонного спаривания) формулу (1) можно записать как

$$I_c(T) = \omega \frac{\pi}{2} \frac{\Delta_1(T)}{eR_{N,1}} \tanh \frac{\Delta_1(T)}{2k_B T} + (1 - \omega) \frac{\pi}{2} \frac{\Delta_2(T)}{eR_{N,2}} \tanh \frac{\Delta_2(T)}{2k_B T}, \quad (2)$$

где ω – вклад зоны с большой СП-щелью в концентрацию куперовских пар, а индексы 1, 2 относятся к зонам с большой и малой щелями, $R_{N,i}$ – парциальное сопротивление i -й зоны.

В поликристаллах наиболее вероятно прохождение микротрещины вдоль межзеренных границ. Вместе с тем, как было показано нами ранее [35], в поликристаллах слоистых материалов возможно раскалывание отдельного кристаллического зерна. Таким образом, в простейшем случае для единственного пути протекания тока туннельный транспорт возможен как через границу зерно-зерно, так и внутри расколовшегося зерна.

Для исследованных в работе образцов в процессе “break-junction” эксперимента типично образование туннельных структур, состоящих из параллельно или последовательно подключенных ScS и SNS-контактов (N – нормальный металл). Примеры ВАХ таких структур, полученных в кристаллах KFSS при $T \ll T_c$, приведены на рис. 1.

Для параллельной конфигурации ScS-SNS (ВАХ зеленого цвета на рис. 1), пока постоянный ток с внешнего источника не превышает критический ток I_c в ScS-контакте, туннельная структура зашунтирована ScS-контактом, и при $eV = 0$ на ВАХ наблюдается вертикальная сверхтоковая ветвь. При превышении I_c у ScS-контакта появляется конечное сопротивление, однако вместо выхода на горизонтальные плато, характерные для ScS-контакта, на ВАХ наблюдается квазичастичная ветвь SNS-контакта, проводимость которой оказывается более высокой за счет эффектов андреевских отражений [38].

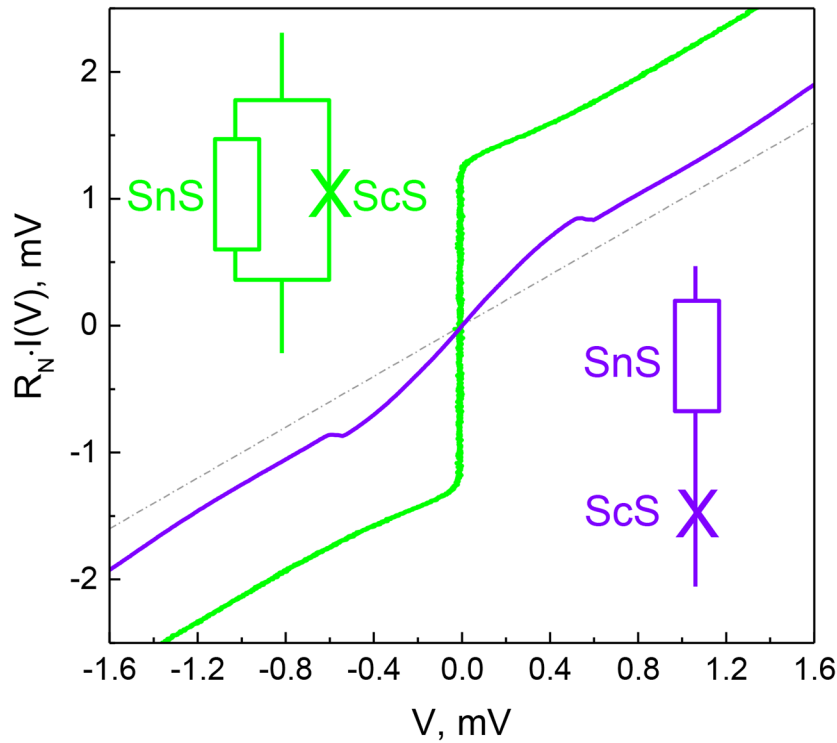


Рис. 1: Примеры ВАХ параллельной SNS-ScS-структуры (данные зеленого цвета) и последовательной SNS-ScS туннельной структуры (данные фиолетового цвета), полученных при $T \ll T_c$ в кристаллах сверхпроводника KFSS. Для каждой туннельной структуры ток нормирован на ее нормальное сопротивление, прямая $R_N \cdot I = V$ показана штрихпунктирной линией для сравнения.

ВАХ последовательной ScS-SNS-структуры показана фиолетовым цветом на рис. 1. Согласно классическим представлениям [38, 39] в случае отсутствия фазовой когерентности между СП-берегами, в SNS-контакте реализуется эффект многократных андреевских отражений, вызывающий избыточный ток на ВАХ во всем диапазоне смещений и повышенную проводимость при малых при $eV \ll 2\Delta$ (т. н. “пьедестал”). Поскольку при $I < I_c$ ScS-контакт не дает вклад в разность потенциалов, при малых смещениях eV ВАХ на рис. 1 повторяет $I(V)$ -характеристику SNS-контакта: на ней виден типичный андреевский “пьедестал”. В момент достижения током значения I_c для ScS-контакта, на последнем скачком возникает конечное напряжение, и на ВАХ появляются горизонтальные участки или “срывы”. Величина критического тока может быть определена как амплитуда сверхтоковой ветви для параллельной ScS-SNS-конфигурации и соответствует току “срыва” для последовательной структуры.

В экспериментах методом “break-junction” получаемый тип туннельной структуры определяется на основе вида ВАХ. Определение плотности критического тока представляет собой отдельную задачу, для решения которой необходимо знать площадь получаемого ScS-контакта, что не может быть сделано в “break-junction” эксперименте напрямую.

Поскольку при $T > T_c^{\text{GB}}$ зависимость $I_c^{\text{GB}}(T)/I_c^{\text{GB}}(0)$ определяется концентрацией куперовских пар $\rho_s^{\text{GB}}(T)$, наведенной из объема сверхпроводника на границу зерна, а $T_c^{\text{GB}} < T_c^{\text{bulk}}$, то формально характеристическое отношение $r^{\text{GB}} \equiv 2\Delta^{\text{GB}}(0)/k_B T_c^{\text{bulk}}$ оказывается меньше БКШ-предела слабой связи 3.5 и может быть использовано в качестве подгоночного параметра как в выражении (1), так и в рамках α -модели [40] в качестве грубого приближения оценки $\rho_s(T)$.

Результаты и обсуждение. Разориентация зерен в поликристаллических сверхпроводящих образцах, как уже было упомянуто выше, влияет на значение критического тока I_c^{GB} , который затухает экспоненциально после некоторого критического значения угла разориентации, понижая общий ток в сверхпроводнике. Исследование температурного поведения межзеренного сверхтока $I_c^{\text{GB}}(T)$ крайне важно для понимания применимости технических сверхпроводников на основе керамик, поскольку позволяет определить наиболее оптимальный температурный диапазон использования каждого конкретного сверхпроводника.

Ранее с помощью прямых спектроскопических исследований баллистических SnS-контактов (n – тонкий нормальный металл) в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ [34] нами была установлена $\sim 30\text{--}35\%$ анизотропия объемного СП-параметра порядка в k -пространстве. Таким

образом, для туннельных контактов, полученных в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ между зернами, расположенными под случайным углом друг к другу, можно учитывать разориентацию в качестве одной из причины подавления I_c^{GB} . Напротив, в KFSS нами наблюдалась изотропная, предположительно единственная СП-щель [33, 41], таким образом, разориентация СП-кристаллитов не должна оказывать существенное влияние на амплитуду и температурную зависимость I_c^{GB} в 122-Se. Далее мы не будем обсуждать этот фактор понижения межзеренного сверхтока для системы KFSS.

На рис. 2(a) показана ВАХ ScS-контакта, созданного, предположительно, на межзеренной границе в поликристалле $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, записанная в диапазоне температур $T = 2.9 - 27.1$ К с использованием источника с изменением тока в обоих направлениях: как при росте, так и при уменьшении тока. Представленные ВАХ имеют практически вертикальную сверхтоковую ветвь при $eV = 0$ (небольшое отклонение от вертикали можно объяснить наличием резистора с $R_N \approx 0.05$ Ом, подключенного последовательно к ScS-контакту) и симметричны относительно $eV = 0$. ВАХ, измеренная при $T = 23.1$ К, практически линейна, на ней отсутствует сверхтоковая ветвь, что соответствует переходу контактной области в нормальное состояние. Нормальное сопротивление данной туннельной структуры составляет порядка $R_N \approx 1$ Ом, что говорит о ее значительной площади порядка 1 мкм^2 и, соответственно, размеру порядка диаметра зерна. Наблюдаемый рост $R_N(T)$ при $T > 23.1$ К является признаком небаллистического транспорта, характерного для контакта с размерами, превышающими среднюю длину неупругого рассеяния.

Проследим, как амплитуда сверхтока на рис. 2(a) зависит от температуры. Соответствующая зависимость $I_c^{\text{GB}}(T)$ показана на рис. 2(b) треугольниками; кружками и квадратами – зависимости, полученные для аналогичных туннельных структур в образцах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ из той же закладки. Видно общее сходство их температурных зависимостей критических токов: быстрое, почти линейное падение при низких температурах $T \approx 4 - 12$ К и характерный “хвост”, тянущийся до $T \approx 23 - 28$ К, что указывает либо на сверхпроводимость наведенной природы на поверхности кристаллитов и их межзеренных границах с соответствующим падением концентрации куперовских пар при $0 \ll T < T_c$, либо на подавление $I_c^{\text{GB}}(T \gg 0)$ из-за разориентации соседних кристаллитов на пути тока. Зависимости, показанные открытыми символами на рис. 2(b), не описываются формулой (1) ни при каком значении характеристического отношения $2\Delta^{\text{GB}}(0)/k_B T_c$ (в предположении БКШ-образного температурного поведения $\Delta^{\text{GB}}(T)$).

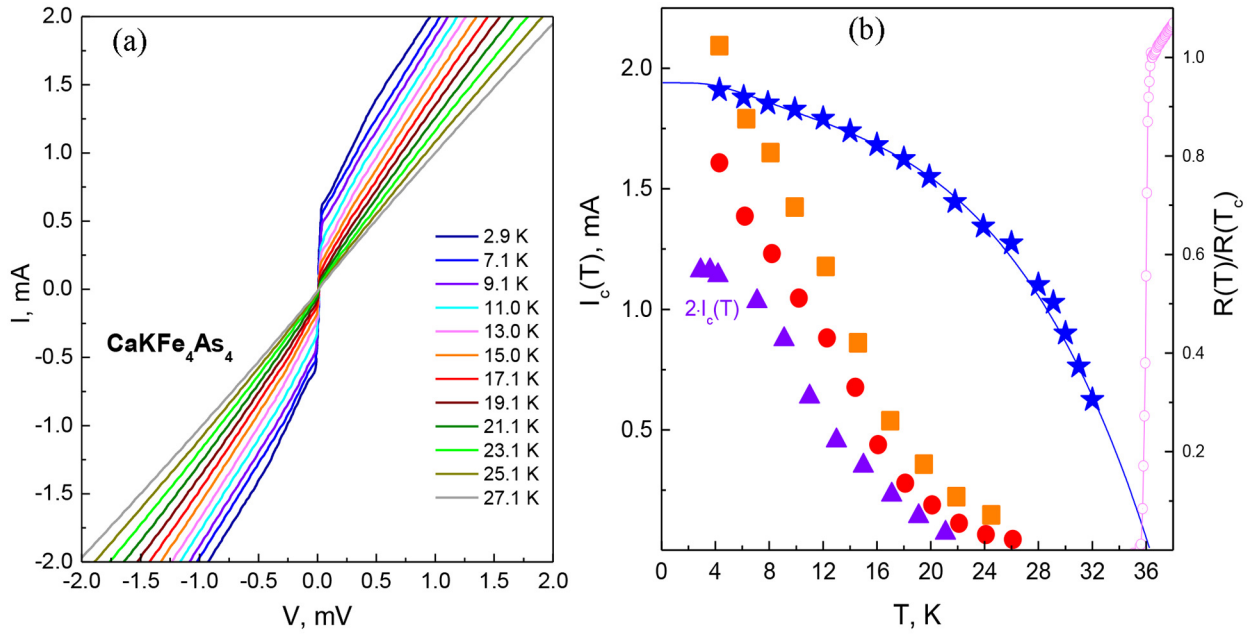


Рис. 2: (a) ВАХ ScS-контакта, образованного на межзеренной границе в поликристалле $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ при различных температурах; (b) температурные зависимости критического тока межзеренных границ (квадраты, треугольники, кружки). Зависимость $I_c(T)$, полученная по данным (a), показана треугольниками и умножена на 2 для удобства рассмотрения; соответствующая модельная однозонная функция в БКШ-пределе слабой связи – штрихпунктирной линией. Температурное поведение объемного критического тока (звезды) и его аппроксимация однозонной БКШ-образной моделью, а также резистивный СП-переход образца (пятиугольники, правая ось) показаны для сравнения.

Для сравнения на рис. 2(b) звездами приведена зависимость критического тока, полученного на другом туннельном контакте в том же соединении. Видно, что зависимость демонстрирует выпуклую кривизну и стремится к T_c , при которой наблюдается резистивный СП-переход образца (пятиугольники на рис. 2(b)). Полученная зависимость $I_c^{\text{bulk}}(T)$ может быть описана формулой (1) в двухзонном приближении с использованием $r_L^{\text{bulk}} = 5.1$ и $r_S^{\text{bulk}} = 0.9$, что согласуется с характеристическим отношением для большой и малой СП-щели в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$, напрямую определенным нами ранее с помощью спектроскопии SNS-контактов [34]. Наблюдаемые особенности указывают на объемную природу критического тока. Таким образом, можно предположить, что данный туннельный контакт образовался внутри расколовшегося зерна. Согласно про-

веденной оценке, зоны с большой СП-щелью вносят $\approx 80\%$ вклад в общую, объемную концентрацию куперовских пар.

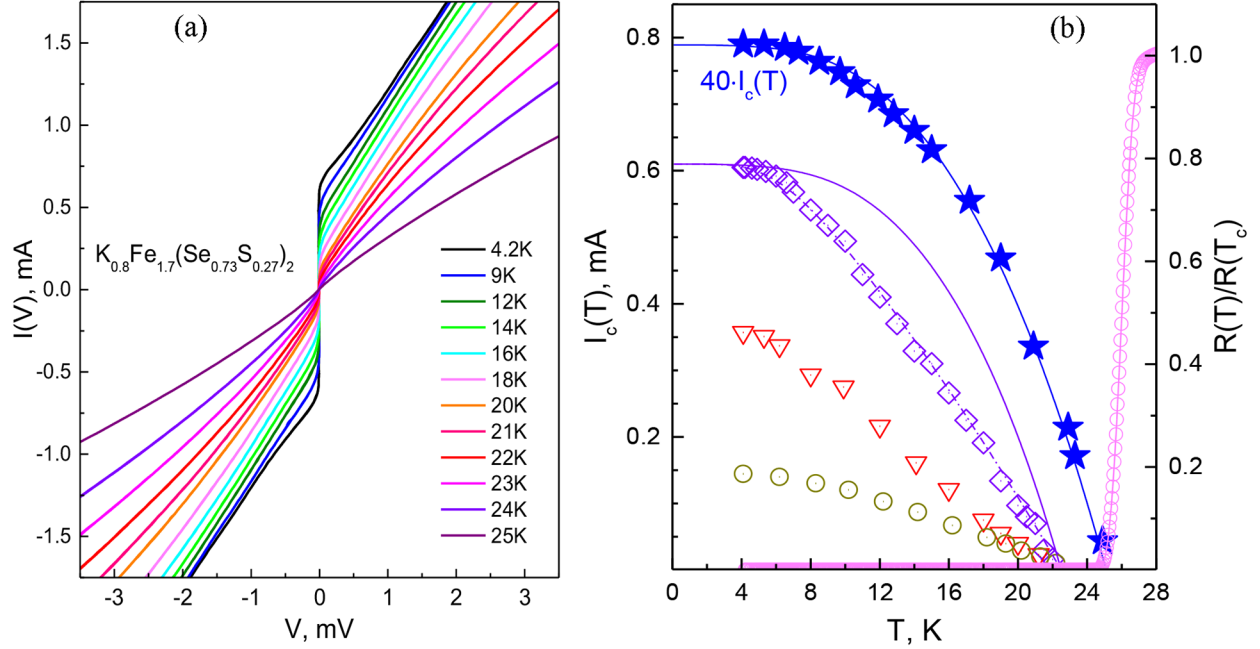


Рис. 3: (a) ВАХ параллельной ScS-SNS-структуры, созданной в образце $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})_2$, при различных температурах; (b) температурные зависимости “поверхностного” критического тока (открытые символы). Зависимость $I_c(T)$, полученная по данным (a), показана ромбами. Однозонные аппроксимации ($2\Delta(\theta)/k_B T_c = 1.8 - 2.2$) показаны штрихпунктирными линиями. Температурное поведение объемного критического тока (звезды, зависимость умножена на 40 для удобства рассмотрения), а также резистивный СП-переход образца (пятиугольники, правая ось) показаны для сравнения. БКШ-образные зависимости, соответствующие $2\Delta(\theta)/k_B T_c = 4.1$, сплошными линиями.

Типичная ВАХ (измеренная в диапазоне температур $T = 4.2 - 25$ K) туннельной структуры, полученной в кристалле $K_{0.8}Fe_{1.7}(Se_{0.73}S_{0.27})_2$ и состоящей из SNS и ScS-контактов, подключенных параллельно, показана на рис. 3(a). Соответствующая температурная зависимость амплитуды сверхтока $I_c(T)$ показана на рис. 3(b) ромбами; треугольниками и кружками – аналогичные зависимости, полученные на других образцах из той же закладки для сравнения. Как и в $CaKFe_4As_4$ (см. рис. 2(b)), видна хорошая воспроизводимость формы температурных зависимостей, показанных открытыми символами на рис. 3(b): при низких температурах критический ток примерно

постоянен, далее начинает убывать при $T \approx 4 - 6$ К, при более высоких температурах наблюдается практически линейное падение, наконец, сверхтоковая ветвь исчезает на ВАХ при $T \approx 23$ К.

Ранее путем прямых измерений амплитуды объемного микроскопического СП-параметра порядка в образцах KFSS из той же закладки [33, 41] нами была показана одноцелевая сверхпроводимость этого материала и реализация сильной связи в куперовской паре с характеристическим отношением $r^{\text{bulk}} = 4.1 - 4.6$. Для сравнения на рис. 3(b) синими звездами приведена зависимость $I_c^{\text{bulk}}(T)$, полученная на другом контакте в образце KFSS из той же закладки и демонстрирующая объемную природу сверхпроводимости. Полученные данные отлично согласуются с формулой (1) в однозонном приближении для случая $r^{\text{bulk}} = 4.1$ (сплошная линия синего цвета на рис. 3(b)).

Тем не менее, наблюдаемый температурный тренд $I_c(T)$ для открытых ромбов на рис. 3(b) проходит ниже соответствующей однозонной аппроксимации формулой (1) для случая $r^{\text{bulk}} = 4.1$ (сплошная линия фиолетового цвета). Вместе с тем, данная экспериментальная зависимость может быть описана формулой (1) с использованием $r^{\text{GB}} = 2.2$ для $\Delta(T)$ (штрихпунктирная линия фиолетового цвета на рис. 3(b)). Поскольку это значение оказывается меньше БКШ-предела слабой связи 3.5, очевидно, наблюдаемая температурная зависимость сверхтока не может быть ассоциирована с объемным СП-параметром порядка. Следовательно, можно предположить, что данные туннельные структуры (открытые символы на рис. 3(b)), образовались на границе между кристаллитами СП-фазы в кристалле KFSS с естественным фазовым расслоением, т. е. $I_c(T) \equiv I_c^{\text{GB}}(T)$.

Отметим воспроизводимость формы зависимостей $I_c^{\text{GB}}(T)$ для туннельных структур, полученных техникой “контакт на микротрещине” в образцах KFSS (открытые символы на рис. 3(b)). Нормальные сопротивления и площади ScS-контактов разнятся, соответственно, отличаются и абсолютные значения наблюдаемых $I_c^{\text{GB}}(0)$, тем не менее, примечательно, что все три зависимости наведенного типа стремятся к примерно одинаковой $T_c \approx 22 - 23$ К и могут быть описаны формулой (1) в однозонном приближении для “поверхностной” СП-щели с диапазоном характеристических отношений $r^{\text{GB}} = 1.8 = 2.2$. Последнее указывает на деградацию свойств на поверхности СП-кристаллитов в KFSS как основную причину понижения “поверхностного” макроскопического СП-параметра порядка $\rho^{\text{GB}}(T)$ относительно “объемного” $\rho^{\text{bulk}}(T)$. Критический ток практически не меняется вплоть до $T \approx 6$ К.

Напротив, зависимости $I_c^{\text{GB}}(T)$, характерные для $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ (см. рис. 2(b)), не могут быть описаны формулами (1), (2). По приведенной выше оценке, поперечник контактов зерно-зерно $d \sim 1$ мкм много больше лондоновской глубины проникновения $\lambda_L(0) \sim 100$ нм [42]. Соответственно, можно не учитывать поправки к величине сверхтока, связанные с изменением отношения $d/\lambda_L(T)$ с температурой. Таким образом, можно сделать вывод, что основной причиной резкого уменьшения критического тока при низких температурах является разориентация кристаллических зерен. Это определяет температурный диапазон $T \leq 4 - 5$ К возможного использования исследованных поликристаллов $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ для различных сильноточных применений.

Выводы. Методами туннельной спектроскопии контактов на микротрещине исследованы температурные зависимости критического тока в поликристаллах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ и естественных композитах $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$. Показано, что в обоих материалах возможно получение двух типов зависимостей $I_c(T)$: “объемных” $I_c^{\text{bulk}}(T)$, определяемых объемным макроскопическим сверхпроводящим параметром порядка, и “поверхностных” $I_c^{\text{GB}}(T)$, определяемых СП-щелью, наведенной благодаря эффекту близости. В $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_{1.7}(\text{Se}_{0.73}\text{S}_{0.27})_2$ ток $I_c^{\text{GB}}(T)$ межзеренных границ слабо меняется относительно $I_c^{\text{GB}}(0)$ вплоть до $T \approx 6$ К, в то время как в поликристаллах $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ $I_c^{\text{GB}}(T)$ начинает резко убывать уже при ≈ 4 К. Разориентация зерен в $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$ может служить дополнительным фактором более резкого уменьшения $I_c^{\text{GB}}(T)$ с температурой.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 22-72-10082. Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. **130**(11), 3296 (2008). DOI: 10.1021/ja800073m.
- [2] C. Tarantini, C. Pak, Y.-F. Su, et al., Sci. Rep. **11**(1), 3143 (2021). DOI: 10.1038/s41598-021-82325-x.
- [3] Z. Cheng, C. Dong, H. Yang, et al., Mater. Today Phys. **28**, 100848 (2022). DOI: 10.1016/j.mtphys.2022.100848.
- [4] K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, Ceramics Int. **46**(7), 8625 (2020). DOI: 10.1016/j.ceramint.2019.12.095.
- [5] V. A. Vlasenko, K. S. Pervakov, Y. F. Eltsev, et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **29**(3), 6900505 (2019). DOI: 10.1109/TASC.2019.2902362.

- [6] I. Pallecchi, C. Fanciulli, M. Tropeano, et al., Phys. Rev. B **79**(10), 104515 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevB.79.104515.
- [7] P. J. Moll, R. Puzniak, F. Balakirev, et al., Nature Materials **9**(8), 628 (2010). DOI: 10.1038/NMAT2795.
- [8] M. R. Koblishka, A. Koblishka-Veneva, J. Schmauch, M. Murakami, Materials **12**(13), 2173 (2019). DOI: 10.3390/ma12132173.
- [9] W. Cheng, H. Lin, B. Shen, H.-H. Wen, Sci. Bull. **64**(2), 81 (2019). DOI: 10.1016/j.scib.2018.12.024.
- [10] K. S. Pervakov, V. A. Vlasenko, E. P. Khlybov, et al., Supercond. Sci. Technol. **26**(1), 015008 (2013). DOI: 10.1088/0953-2048/26/1/015008.
- [11] A. Iyo, K. Kawashima, T. Kinjo, et al., J. Am. Chem. Soc. **138**(10), 3410 (2016). DOI: 10.1021/jacs.5b12571.
- [12] P. C. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**(1), 31 (1985). DOI: 10.1103/RevModPhys.36.31.
- [13] S. J. Singh, M. Bristow, W. R. Meier, et al., Phys. Rev. Materials **2**(7), 074802 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.2.074802.
- [14] S. Ishida, S. P. K. Naik, Y. Tsuchiya, et al., Supercond. Sci. Technol. **33**(9), 094005 (2020). DOI: 10.1088/1361-6668/aba019.
- [15] Y. Chen, C. Wang, Y. Zu, et al., Supercond. Sci. Technol. **38**(1), 015004 (2025). DOI: 10.1088/1361-6668/ad8e00.
- [16] J. Guo, S. Jin, G. Wang, et al., Phys. Rev. B **82**(18), 180520(R) (2010). DOI: 10.1103/PhysRevB.82.180520.
- [17] A. Krzton-Maziopa, V. Svitlyk, E. Pomjakushina, et al., J. Phys.: Condens. Matter. **28**(29), 293002 (2016). DOI: 10.1088/0953-8984/28/29/293002.
- [18] M. V. Roslova, S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva, et al., CrystEngComm **16**(30), 6919 (2014). DOI: 10.1039/C3CE42664E.
- [19] Z. Gao, Y. Qi, L. Wang, et al., Physica C **492**, 18 (2013). DOI: 10.1016/j.physc.2012.04.041.
- [20] H. Lei, M. Abeykoon, E. S. Bozin, et al., Phys. Rev. Lett. **107**(13), 137002 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.137002.
- [21] H. Lei, C. Petrovic, Phys. Rev. B **84**(5), 052507 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.052507.
- [22] M. Li, L. Chen, W.-L. You, et al., Appl. Phys. Lett. **105**(12), 192602 (2014). DOI: 10.1063/1.4901902.

- [23] P. Sunwong, J. S. Higgins, Y. Tsui, et al., Supercond. Sci. Technol. **26**(9), 095006 (2013). DOI: 10.1088/0953-2048/26/9/095006.
- [24] А. К. Асадов, Н. К. Дорошенко, Физ. твердого тела **33**(11), 3216 (1991).
- [25] N. Koshizuka, T. Takagi, J. G. Wen, et al., Physica C **337**(1-4), 1 (2000). DOI: 10.1016/S0921-4534(00)00050-2.
- [26] T. Hatano, D. Qin, K. Iida, et al., NPG Asia Materials **16**(1), 41 (2024). DOI: 10.1038/s41427-024-00561-9.
- [27] K. Iida, T. Omura, T. Matsumoto, et al., Supercond. Sci. Technol. **32**(7), 074003 (2019). DOI: 10.1088/1361-6668/ab1660.
- [28] A. A. Gippius, A. V. Gunbin, A. V. Tkachev, et al., Intermetallics **163**, 108063 (2023). DOI: 10.1016/j.intermet.2023.108063.
- [29] A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, J. Low Temp. Phys. **70**(1/2), 83 (1988). DOI: 10.1007/BF00683247.
- [30] W. Belzig, C. Bruder, G. Schön, Phys. Rev. B **54**(13), 9443 (1996). DOI: 10.1103/PhysRevB.54.9443.
- [31] T. M. Klapwijk, J. Supercond. Novel Magn. **17**(5), 593 (2004). DOI: 10.1007/s10948-004-0773-0.
- [32] T. Kuzmicheva, L. Morgun, S. Gavrilkin, et al., J. Supercond. Novel Magn. **38**(2), 120 (2025). DOI: 10.1007/s10948-025-06963-2.
- [33] Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, А. Д. Ильина и др., Письма в ЖЭТФ **121**(8), 696 (2025). DOI: 10.1134/S0021364025605792.
- [34] Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, А. С. Медведев, Письма в ЖЭТФ **119**(10), 757 (2024). DOI: 10.1134/S0021364024601313.
- [35] С. А. Кузьмичев, Т. Е. Кузьмичева, Физ. Низк. Темп. **42**(11), 1284 (2016). DOI: 10.1063/1.4971437.
- [36] J. Moreland, J. W. Ekin, J. Appl. Phys. **58**(10), 3888 (1985). DOI: 10.1063/1.335608.
- [37] V. Ambegaokar, A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**(11), 486 (1963). DOI: 10.1103/PhysRevLett.10.486.
- [38] M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **27**(11), 6739 (1983). DOI: 10.1103/PhysRevB.27.6739.
- [39] R. Kümmel, U. Günsenheimer, R. Nicosky, Phys. Rev. B **42**(7), 3992 (1990). DOI: 10.1103/PhysRevB.42.3992.
- [40] H. Padamsee, J. E. Neighbor, C. A. Shiffman, J. Low Temp. Phys. **12**, 387 (1973). DOI: 10.1007/BF00654872.

- [41] Т. Е. Кузьмичева, С. А. Кузьмичев, Е. О. Рахманов, И. В. Морозов, Краткие сообщения по физике ФИАН **51**(8), 10 (2024). DOI: 10.3103/S1068335624600839.
- [42] К. Cho, A. Fente, S. Teknowijoyo, et al., Phys. Rev. B **95**(10), 100502(R) (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.95.100502.

Поступила в редакцию 14 апреля 2025 г.

После доработки 26 мая 2025 г.

Принята к публикации 26 мая 2025 г.