

Температурная зависимость макроскопического сверхпроводящего параметра порядка в пниктидах $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ передопированного состава

С.Н. Понтис,^{1,*} С.А. Кузьмичев,² А.Д. Ломоносова,¹
И.А. Никитченков,^{2,1} Т.Е. Кузьмичева,¹ И.В. Морозов,³ В.А. Гриненко⁴

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
Россия 119991 Москва, Ленинский проспект, д. 53

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, химический факультет
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 3

⁴Государственная ключевая лаборатория микро-нано инженерных наук, Институт имени Цзун-Дао Ли и Школа физики и астрономии, Шанхайский университет Цзяотун
(Поступила в редакцию 29.04.2026; подписана в печать 05.05.2026)

В работе исследованы монокристаллы передопированного пниктида железа $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ с $T_c \approx 29$ К. Получены и проанализированы вольт-амперные характеристики планарных механически регулируемых контактов на микротрещине при различных температурах. Зависимость объемного критического сверхтока от температуры в нулевом магнитном поле успешно описана в рамках двухзонной модели, позволившей оценить значения большой и малой сверхпроводящих щелей, их характеристические отношения и парциальные вклады двух эффективных зон в проводимость.

PACS: 74.70.Xa, 74.50.+r. УДК: 538.9

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, пниктиды, туннельная спектроскопия, критический ток сверхпроводника, сверхпроводящий параметр порядка.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.81.2630501

ВВЕДЕНИЕ

С момента открытия в 2006 г. высокотемпературной сверхпроводимости в слоистых железосодержащих пниктидах и халькогенидах [1], демонстрирующих высокие T_c вплоть до 56 К в объемном SmOFeAs [2] и до 100 К в монослое FeSe [3], интерес к ним не угасает до сих пор. Большинство из этих материалов являются антиферромагнитными металлами с волной спиновой плотности в стехиометрическом составе, переходя в сверхпроводящее (СП) состояние при электронном или дырочном допировании.

Среди множества семейств сверхпроводников на основе железа одним из самых перспективных семейств с точки зрения практических применений оказалось семейство «122» (соединения типа AeFe_2As_2 , где Ae — щелочноземельный металл, например, барий), слоистая кристаллическая структура которого состоит из СП-слоев FeAs , разделенных слоями бария [4]. Эти соединения обладают достаточно высокой критической температурой вплоть до 38 К [4]. В настоящее время отработан метод синтеза крупных высококачественных монокристаллов, демонстрирующих отличные характеристики: гигантские значения верхнего критического магнитного поля H_{c2} , превышающие 70–100 Тл

при низких температурах, и колоссальные плотности критического тока $J_c > 10^6$ А/см² [5, 6].

Расчеты зонной структуры показали [7], что уровень Ферми пересекается несколькими зонами, образованными 3d-орбиталями железа. 3d-орбитали железа на поверхности Ферми формируют несколько слабо гофрированных в k_z -направлении цилиндров: дырочные вокруг Γ точки и электронные вокруг M точки. На этих листах поверхности Ферми открывается несколько СП-щелей. Ряд экспериментальных работ свидетельствует о наличии двух щелей [6, 8–13], в то время как с помощью рамановской спектроскопии и фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) была показана реализация ниже T_c до четырех СП-щелей с различными амплитудами [14–16] в $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$.

В отличие от многих соединений на основе железа, семейство «122» демонстрирует значительное изменение топологии зонной структуры при изменении уровня допирования. Так, при $x \approx 0.7 - 0.8$ в $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ происходит переход Лифшица, сопровождающийся исчезновением электронных карманов в точке M зоны Бриллюэна [17] и, согласно данным [18], образованием фазы с нарушенной симметрией обращения времени.

Несмотря на продолжительное время изучения пниктидов $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, существующие данные противоречивы. Например, характеристическое отношение большой СП-щели $2\Delta_L(0)/k_B T_c$ в дырочно-допированных пниктидах семейства Ba-122,

* E-mail: pontis.sn@phystech.edu

экспериментально определенное в литературе различными методами, варьируется в шесть раз [6, 8–15, 19–22]. В качестве возможных причин подобного разброса значений можно предположить реализацию угловой зависимости амплитуды СП-щели $\Delta(\theta)$ (анизотропии) в импульсном пространстве (наблюдаемую, например, в работах [10, 13, 14, 17]), резонансное взаимодействие с характерной бозонной модой (спиновым экситоном) [16], а также возможную различную чувствительность разных методов (поверхностных, локальных и объемных) к разным зонам.

В настоящей работе представлено детальное исследование температурных зависимостей критического сверхтока $I_c(T)$ в передошированных монокристаллах $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ с помощью локального прецизионного метода туннельной спектроскопии планарных контактов на микротрещине. В рамках двухзонной модели определены величины большой и малой СП-щелей $\Delta_L(0)$ и $\Delta_S(0)$ соответственно, и их характеристические отношения.

1. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллы передошированного состава $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ были выращены из расплава KAs методом, аналогичным описанному в работе [23]. Критическая температура по данным измерений температурной зависимости сопротивления $R(T)$ четырехточечным методом составила $T_c \approx 29$ K.

Туннельный транспорт в СП-состоянии изучался методом планарного «break junction» [7]. Суть метода заключается в создании в объеме кристалла микротрещины, выступающей в качестве слабой связи. Для этого кристалл фиксируется на упругом П-образном столике, который прецизионно изгибается при температуре 4.2 K, расслаивая образец с образованием двух идентичных СП-берегов. Для подготовки к эксперименту из исходного материала вырезалась тонкая пластина размерами $3 \times 1.5 \times 0.2$ мм³. Она позиционировалась так, чтобы ab -плоскость совпадала с плоскостью столика и закреплялась жидким индий-галлиевым припоем по четырехконтактной схеме. При низких температурах капли In-Ga кристаллизовывались, обеспечивая жесткую механическую фиксацию образца.

По результатам электронной микроскопии пниктидов железа [24] морфология таких сколов представляет собой систему ступенек-и-террас. Это позволяет сформировать контакт между ab -ориентированными террасами противоположных СП-берегов, обеспечивая протекание туннельного тока строго вдоль кристаллографического c -направления. В общем случае в железосодержащих пниктидах с помощью техники планарного контакта на микротрещине можно получать контакты типа сверхпроводник–барьер–сверхпроводник, где в качестве барьера выступает СП-закоротка или СП-сужение (ScS-контакт), или тонкий слой

нормального металла (SnS-контакт).

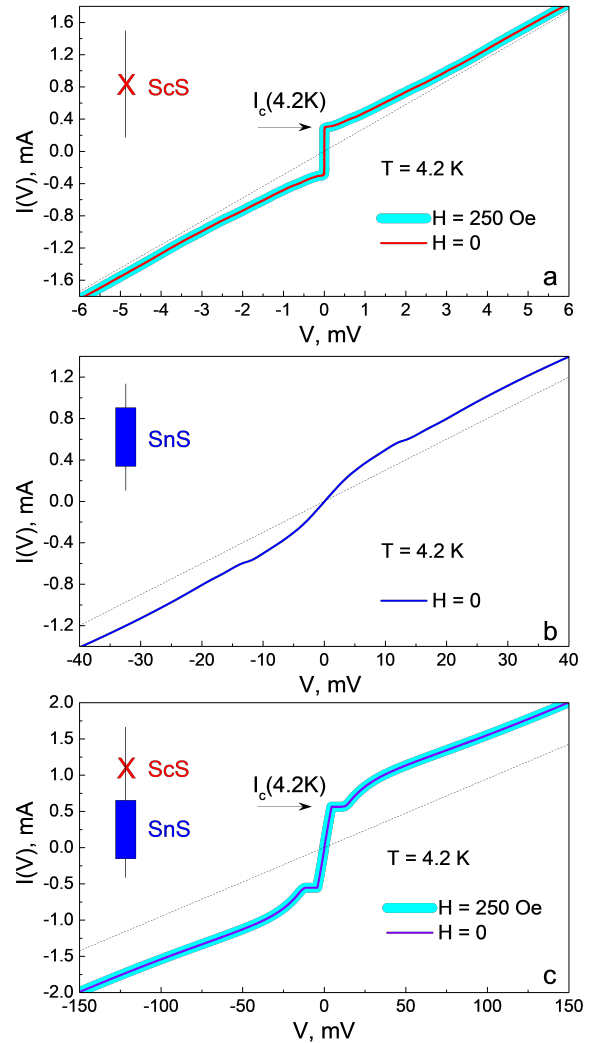


Рис. 1. ВАХ ScS-контакта (а), SnS-контакта (б) и гибридной структуры, состоящей из последовательно подключенных ScS и SnS-контактов (в), полученных на различных монокристаллах $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ из одной закладки при $T = 4.2$ K. Жирными линиями голубого цвета показаны аналогичные данные в магнитном поле $H = 250$ Э. Штриховыми линиями показаны соответствующие омические зависимости

Примеры ВАХ получаемых туннельных структур приведены на рис. 1. ВАХ туннельных контактов и гибридных структур, представленные в работе, измерены с помощью источника постоянного тока при увеличении и уменьшении тока (на прямом и обратном ходах). На ВАХ ScS-контакта малой емкости при наличии фазовой когерентности между СП-берегами при $eV = 0$ и малых токах $I < I_c$ 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 (рис. 1, а).

В контакте типа SnS размером $2\xi_0 \ll d < l_{in}$ (где d — размер контактной области, ξ_0 — размер купе-

ровской пары, l_{in} — длина неупругого рассеяния) с отсутствием фазовой когерентности между СП-берегами реализуется эффект некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО). На ВАХ такого SnS-контакта при смещении $eV = 0$ отсутствует вертикальная сверхтоковая ветвь [25, 26]. В режиме высокой прозрачности nS-интерфейсов при $|eV| > 0$ на ВАХ наблюдается избыточный ток, стремящийся к постоянному значению при $eV \gg \Delta$ относительно омической зависимости, и область повышенной проводимости при малых смещениях $eV \ll \Delta$ (т.н. «пьедестал») (рис. 1, б).

В break-junction эксперименте со слоистыми соединениями помимо «чистых» ScS- и SnS-режимов транспорта можно получить гибридные туннельные структуры, которые можно представить как параллельно и последовательно подключенные SnS и ScS-контакты. Пример ВАХ последовательной гибридной структуры, полученной в монокристалле $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$, приведен на рис. 1, в.

В случае формирования последовательной SnS–ScS-структуры наличие конечного сопротивления у SnS-перехода делает невозможным наблюдение вертикальной сверхтоковой ветви ScS-контакта (с нулевым сопротивлением при $eV = 0$). В результате этого в области малых напряжений вид ВАХ гибридной туннельной структуры определяется профилем андреевского «пьедестала». При превышении критического тока ScS-контакта I_c на ВАХ гибридной структуры наблюдается «срыв», а вид ВАХ гибридной структуры при $I > I_c$ определяется квазичастичным транспортом через ScS и SnS-контакт (см. рис. 1, в). Таким образом, в обоих случаях на ВАХ ScS-контакта и последовательной гибридной ScS–SnS-структуры имеется особенность при $I = I_c$.

В отличие от джозефсоновского контакта, на ВАХ которого ожидаются фраунгоферовские осцилляции сверхтока в слабом магнитном поле, сверхток через ScS-контакты, получаемые в монокристаллах $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ с помощью техники планарного break-junction [7], нечувствителен к магнитному полю (см. рис. 2, а, в). Видно, что амплитуда сверхтока практически не меняется при приложении магнитного поля $= 250$ Э как для ScS-контакта (см. рис. 1, а), так и для последовательной ScS–SnS-структуры (см. рис. 1, в).

Для количественного описания температурной зависимости критического тока для контактов с когерентным транспортом, определяемого концентрацией куперовских пар $\rho_S^{bulk}(T)$ в объеме одноцеплевого сверхпроводника, можно использовать формулу теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ), применяемой для контактов размером $d < 2\xi_0$ с перекрывающимися волновыми функциями СП-конденсатов:

$$\frac{I_c(T)}{I_c(0)} \propto \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right) = \delta(t) \tanh\left(\frac{r\delta(t)}{4t}\right), \quad (1)$$

где Δ — амплитуда СП-щели, $r = 2\Delta(0)/k_B T_c$ — ее характеристическое отношение, нормированная

температурная зависимость $\delta(t) = \Delta(T)/\Delta(0)$ описывается однозонной БКШ-образной функцией (формула Таулеса), $t = T/T_c$.

В двухзонном приближении без учета межзонного спаривания (которое применимо для ScS-контактов неджозефсоновского типа, т.е. содержащим СП-сужения) [27]:

$$\frac{I_c(T)}{I_c(0)} = \omega \delta_L(t) \tanh\left(\frac{r_L \delta_L(t)}{4t}\right) + (1 - \omega) \delta_S(t) \tanh\left(\frac{r_S \delta_S(t)}{4t}\right), \quad (2)$$

где $\omega = \frac{G_L \Delta_L(0)}{G_L \Delta_L(0) + G_S \Delta_S(0)}$ — весовой коэффициент, соответствующий вкладу зон с большой СП-щелью, $G_i = 1/R_i$ — парциальные проводимости эффективных зон, в которых ниже T_c открывается большая и малая СП-щели.

Следует отметить, что в двухзонном приближении температурные зависимости СП-параметров порядка $\Delta_i(T)$ отличаются от классической БКШ-образной функции и могут быть качественно описаны уравнениями Москаленко и Сула [28, 29]. Подытоживая, отметим, что с помощью туннельной спектроскопии ScS-контактов и гибридных ScS–SnS-структур, созданных методом планарного break-junction, можно получать температурные зависимости критического сверхтока $I_c(T)$ в объеме сверхпроводника. К недостаткам данного метода можно отнести невозможность оценки плотности тока, поскольку неизвестна точная площадь контакта.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 приведены ВАХ гибридных туннельных структур, состоящих из последовательно подключенных ScS и SnS-контактов и полученных на различных монокристаллах $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ из одной закладки при $T = 4.2$ К.

Несмотря на широкий диапазон нормальных сопротивлений гибридных структур, приведенных на рис. 2, составляющий $R_N \approx 97 - 281$ Ом, вид ВАХ качественно схож. При достижении критического тока I_c на всех ВАХ присутствуют горизонтальные вольтовые плато — «срывы» на квазичастичную ветвь. На вставке к рис. 2 приведен фрагмент ВАХ зеленого цвета, содержащий «срыв». Небольшой гистерезис между прямым и обратным ходом ВАХ в области «срыва» может быть вызван малым, но ненулевым значением параметра Маккамбера–Стюарта $\beta \rightarrow 0$ (т.е. ненулевой емкостью) ScS-контакта.

Отметим, что поскольку амплитуда сверхтока $I_c(0)$ ScS-контакта обратно пропорциональна его нормальному сопротивлению R_{ScS} , а соответствующее характерное напряжение $V^* = I_c(R_{ScS} + R_{SnS})$ для последовательной ScS–SnS-структуры определяется также сопротивлением R_{SnS} SnS-контакта в области «пьедестала», величины тока I_c и смеще-

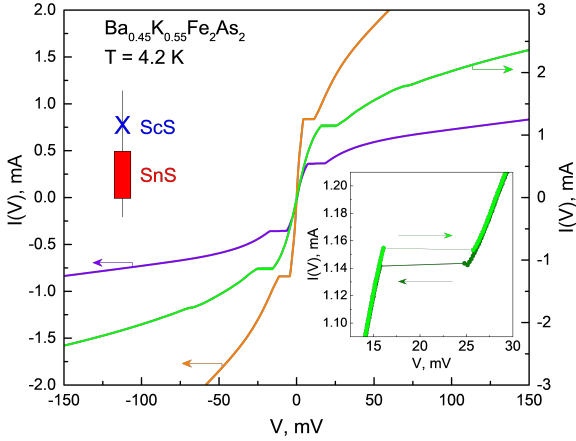


Рис. 2. ВАХ гибридных структур, состоящих из последовательно подключенных ScS и SnS-контактов, полученных на различных монокристаллах $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ из одной закладки при $T = 4.2$ К. ВАХ зеленого цвета относится к правой вертикальной оси. На вставке показан увеличенный фрагмент ВАХ зеленого цвета, содержащий «срыв»

ния V^* «срыва» не будут воспроизводиться на ВАХ различных гибридных структур.

На рис. 3, а изображены ВАХ последовательной гибридной структуры при различных температурах от 4.2 до 28.3 К. При $T > T_c \approx 28$ К ВАХ становится гладкой, что означает исчезновение куперовских пар и переход контактной области в нормальное состояние. При $T = 4.2$ К и значениях тока $I \approx 1.94$ мА и 2.16 мА на ВАХ наблюдается два «срыва», что может указывать на присутствие двух различных ScS-контактов, подключенных последовательно. Особенность при $I(4.2 \text{ К}) \approx 2.16$ мА быстро размывается с ростом температуры, напротив, «срыв» при $I(4.2 \text{ К}) \approx 1.94$ мА, отмеченный горизонтальной стрелкой на рис. 3, а, наблюдается вплоть до T_c .

При больших смещениях $eV = 40 \text{ мВ} \gg 2\Delta(0)$ наклон ВАХ, соответствующий нормальному сопротивлению гибридной структуры $R_N \approx 22 \text{ Ом}$, при различных температурах практически не меняется, таким образом, ток «срыва» эквивалентен критическому току ScS-контакта I_c во всем температурном диапазоне $T < T_c$. Также на основе $R_N(T) \approx \text{const}$ можно утверждать, что в ScS и SnS-контактах, составляющих туннельную структуру, преобладает баллистический транспорт, а их характерные размеры составляют несколько десятков нм. Опираясь на то, что глубина проникновения магнитного поля $\lambda_L(0)$ для $(\text{Ba},\text{K})\text{Fe}_2\text{As}_2$ и родственных соединений семейства 122 составляет порядка 200–400 нм [9, 10, 16, 30, 31], можно отметить, что условие $d < \lambda_L$ для исследуемой гибридной структуры выполняется во всем температурном диапазоне вплоть до T_c и, таким образом, не влияет на температурную зависимость критического тока $I_c(T)/I_c(0)$.

На рис. 3, б представлена температурная за-

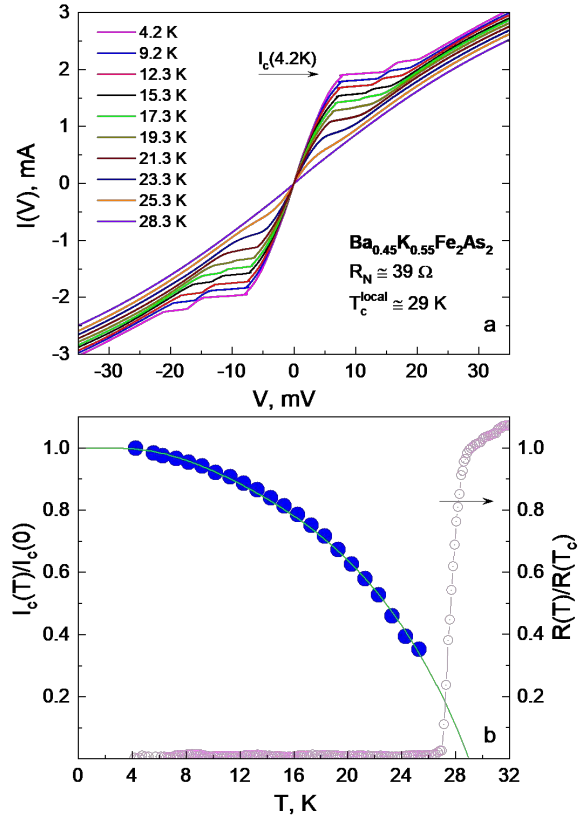


Рис. 3. а — ВАХ гибридной ScS-SnS-структуры, измеренная при различных температурах. Горизонтальной стрелкой показано положение «срыва» при $T = 4.2$ К. б — Нормированная температурная зависимость критического сверхтока $I_c(T)/I_c(0)$ по данным (а) и ее аппроксимация двухзонной моделью (сплошная линия). Соединенными кружками (правая вертикальная ось) показана зависимость $R(T)$ объемного монокристалла

висимость нормированного критического тока $I_c(T)/I_c(0)$, полученного по данным ВАХ на рис. 3, а (кружки). Для сравнения соединенными кружками приведена нормированная температурная зависимость сопротивления объемного монокристалла $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ (до создания микротрещины). Критическая температура начала резистивного перехода составила $T_c^{\text{onset}} \approx 29$ К. Кривая $I_c(T)/I_c(0)$ демонстрирует выпуклую форму в широком интервале температур и практически линейно спадает к нулю вблизи $T_c \approx 29$ К гибридной структуры, что хорошо согласуется с T_c^{onset} макроскопического образца.

Как видно из рис. 3, б, экспериментальные данные для $I_c(T)/I_c(0)$ (кружки) отлично аппроксимируются формулой (2) в рамках двухзонной модели (сплошная линия). Полученные из аппроксимации величины СП-щелей равны $\Delta_L(0) \approx 7.4$ мэВ (соответствующее характеристическое отношение $r_L \approx 5.9$) и $\Delta_S(0) \approx 2.2$ мэВ ($r_S \approx 1.8$). При этом доминирующий вклад в полную плотность СП-конденсата дает эффективная зона с большой щелью, весовой коэффициент которой составляет $\omega \approx 0.65$.

Воспроизводимость температурного поведения

Таблица. Нормальное сопротивление R_N и локальная критическая температура T_c туннельных ScS-SnS-структур на базе монокристаллов $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$, а также параметры, оцененные с помощью аппроксимации экспериментальных зависимостей $I_c(T)/I_c(0)$ формулой (2) в двухзонном приближении: характеристические отношения r_L и r_S большой и малой сверхпроводящих щелей и весовой вклад зон с большой щелью ω

Символ на рис. 4	R_N , Ом	T_c , К	$2\Delta_L(0)/k_B T_c$	$2\Delta_S(0)/k_B T_c$	ω
■	3	27.6	6.1	1.83	0.6
▲	8	26.8	6	1.82	0.6
◆	22	29	5.9	1.76	0.65
•	97	29	5.6	1.84	0.6

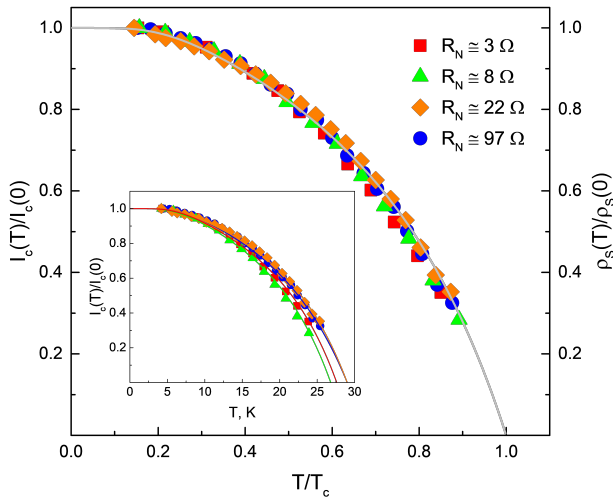


Рис. 4. Нормированные температурные зависимости критического сверхтока $I_c(T)/I_c(0)$ от T/T_c , полученные по данным измерений ВАХ гибридных структур с $R_N \approx 3\text{--}97$ Ом в различных монокристаллах $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ из одной закладки. На вставке показаны те же зависимости без нормировки оси температур на T_c . Сплошные линии — аппроксимация двухзонной моделью

нормированных зависимостей $I_c^{bulk}(T)/I_c^{bulk}(0)$ от T/T_c продемонстрирована на рис. 4 для нескольких туннельных ScS-SnS-структур, сформированных в $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ из одной закладки. Данные с рис. 4 (соответствующие контакту № 3 в таблице) отображены на рис. 4 квадратами. Для сравнения те же зависимости без нормировки оси температур на локальную T_c контактной области приведены на вставке к рис. 4. Разброс локальных критических температур полученных гибридных структур $T_c \approx 26.8\text{--}29$ К в точности соответствует ширине СП-перехода на зависимости $R(T)$ монокристалла $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$, показанной на рис. 3.

Важно отметить, что форма нормированной температурной зависимости $I_c^{bulk}(T)/I_c^{bulk}(0)$ от T/T_c на рис. 4 остается практически неизменной, несмотря на значительный разброс нормального сопротивления туннельных структур R_N от 3 до 97 Ом. Это демонстрирует самосогласованность использованного метода туннельной спектроскопии, а также фундаментальную (объемную природу) наблюдаемой зависимости $I_c^{bulk}(T)/I_c^{bulk}(0)$, определяемую

концентрацией куперовских пар $\rho_S(T)/\rho_S(0)$.

Вычисленные по формуле (2) параметры СП-состояния, приведенные в таблице, демонстрируют высокую степень согласованности. Средние значения характеристических отношений большой и малой СП-щелей $r_L \approx 5.9$ и $r_S \approx 1.8$ соответственно согласуются с величинами, полученными в работах [7, 13] для составов $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, близких к оптимальному, и в работе [14] для $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ передопирированного состава. Хотя в работах [15, 16] с помощью ARPES и рамановской спектроскопии было установлено сосуществование как минимум трех СП-конденсатов с различной энергией связи куперовских пар в $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, двух-щелевая модель [28] оказалась достаточной для описания температурных зависимостей $I_c(T)/I_c(0)$ в $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$.

Используя среднее значение весового коэффициента $\omega \approx 0.65$ (см. таблицу), можно в первом приближении оценить [28] парциальный вклад эффективной зоны с большой СП-щелью в общую проводимость:

$$\chi = \frac{G_L}{G_L + G_S} \approx \left[1 + \frac{\Delta_L(0)}{\Delta_S(0)} \frac{1 - \omega}{\omega} \right]^{-1} \approx 0.36. \quad (3)$$

Полученное значение близко к оценке $\chi \approx 0.45\text{--}0.50$ для пниктидов родственного семейства $\text{Ba}(\text{Fe},\text{Ni})_2\text{As}_2$ с помощью андреевской спектроскопии [32] и инфракрасной спектроскопии отражения [33].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем анализа вольт-амперных характеристик гибридных туннельных структур на микротрещине для передопирированного $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ при температурах ниже $T_c \approx 29$ К были получены температурные зависимости критического сверхтока $I_c(T)$, пропорционального концентрации куперовских пар $\rho_S(T)$. На основе температурной зависимости $I_c(T)$ из аппроксимации в приближении двух эффективных зон были получены характеристические отношения для большой и малой СП-щелей $2\Delta_L/k_B T_c \approx 5.9$ и $2\Delta_S/k_B T_c \approx 1.8$ соответственно, а также их амплитуды $\Delta_L(0) \approx 7.2$ мэВ, $\Delta_S(0) \approx 2.2$ мэВ. Показан существенный, пример-

но 60%, вклад зон с большей СП-щелью в концентрацию куперовских пар, при этом их парциальная проводимость составляет около 36% общей проводимости выше T_c .

Работы выполнены в рамках проекта РНФ

№ 22-72-10082-П. Измерения частично проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

Авторы заявляют отсутствие конфликта интересов.

- [1] Kamihara Y., Hiramatsu H., Hirano M. et al. // *J. Am. Chem. Soc.* **128**, N 31. 10012 (2006).
- [2] Fujioka M., Denholme S.J., Tanaka M. et al. // *Appl. Phys. Lett.* **105**, N 10. 102602 (2014).
- [3] Ge J.F., Liu Z.L., Liu C. et al. // *Nat. Mater.* **14**, N 3. 285 (2015).
- [4] Johrendt D., Pottgen R. // *Physica C: Superconductivity*. **469**, N 9-12. 332 (2009).
- [5] Gurevich A. // *Nat. Mater.* **10**, N 4. 255 (2011).
- [6] Tarantini C., Gurevich A., Jaroszynski J. et al. // *Phys. Rev. B*. **84**, 184522 (2011).
- [7] Evtushinsky D.V., Inosov D.S., Zabolotnyy V.B. et al. // *Phys. Rev. B*. **79**, 054517 (2009).
- [8] Li G., Hu W.Z., Dong J. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **101**, 107004 (2008).
- [9] Khasanov R., Evtushinsky D.V., Amato A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **102**, 187005 (2009).
- [10] Cho K., Konczykowski M., Murphy J. et al. // *Phys. Rev. B*. **90**, 104514 (2014).
- [11] Popovich P., Boris A.V., Dolgov O.V. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027003 (2010).
- [12] Wu S.F., Richard P., Ding H. et al. // *Phys. Rev. B*. **95**, 085125 (2017).
- [13] Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Михеенков А.В. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. **107**, № 1. 39 (2018).
- [14] Corbae E., Zhang R., Li C. et al. // *arXiv:2510.06435* (2025).
- [15] Nakayama K., Sato T., Richard P. et al. // *Phys. Rev. B*. **83**, 020501 (2011).
- [16] Kretzschmar F., Muschler B., Bohm T. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **110**, 187002 (2013).
- [17] Cho K., Konczykowski M., Teknowijoyo S. et al. // *Sci. Adv.* **2**, N 9. e1600807 (2016).
- [18] Shipulin I., Artyukhin S., Grinenko V. et al. // *Nat. Commun.* **14**, 6734 (2023).
- [19] Ding H., Richard P., Nakayama K. et al. // *EPL*. **83**, 47001 (2008).
- [20] Evtushinsky D.V., Zabolotnyy V.B., Kim T.K. et al. // *Phys. Rev. B*. **89**, 064514 (2014).
- [21] Aswartham S., Abdel-Hafiez M., Bombor D. et al. // *Phys. Rev. B*. **85**, 224520 (2012).
- [22] Charnukha A., Dolgov O.V., Golubov A.A. et al. // *Phys. Rev. B*. **84**, 174511 (2011).
- [23] Kihou K., Saito T., Ishida S. et al. // *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 034718 (2016).
- [24] Кузьмичев С.А., Кузьмичева Т.Е. // *Физ. низк. темп.* **42**, № 11. 1284 (2016).
- [25] Octavio M., Tinkham M., Blonder G.E., Klapwijk T.M. // *Phys. Rev. B*. **27**, 6739 (1983).
- [26] Kummel R., Günsenheimer U., Nicolsky R. // *Phys. Rev. B*. **42**, 3992 (1990).
- [27] Kuzmicheva T.E., Pervakov K.S., Vlasenko V.A. et al. // *Phys. Solid State*. **67**, N 7. 1163 (2025).
- [28] Москаленко В.А. // *Физ. мет. металловед.* **8**, № 4. 503. (1959). (V.A. Moskalenko // *Phys. Met. Metallogr.* **8**, N 4. 25 (1959))
- [29] Suhl H., Matthias B.T., Walker L.R. // *Phys. Rev. Lett.* **3**, 552 (1959).
- [30] Sheveleva E., Xu B., Marsik P. et al. // *Phys. Rev. B*. **101**, 224515 (2020).
- [31] Kuzmicheva T.E., Aleshchenko Y.A., Bezotosnyi P.I. et al. // *JETP Lett.* **121**, N 6. 441 (2025).
- [32] Kuzmicheva T.E., Kuzmichev S.A., Pervakov K.S. et al. // *JETP Lett.* **112**, N 12. 786 (2020).
- [33] Aleshchenko Y.A., Muratov A.V., Ummarino G.A. et al. // *J. Phys.: Condens. Matter*. **33**, 045601 (2021).

Temperature Dependence of the Macroscopic Superconducting Order Parameter in $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$

S.N. Pontis^{1,a}, S.A. Kuzmichev², A.D. Lomonosova¹, I.A. Nikitchenkov^{1,2}, T.E. Kuzmicheva¹, I.V. Morozov³, V.A. Grinenko⁴

¹*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences
Moscow 119991, Russia*

²*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

³*Faculty of Chemistry, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia*

⁴*State Key Laboratory of Micro-nano Engineering Science, Tsung-Dao Lee Institute & School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 201210, China
E-mail: ^apontis.sn@phystech.edu*

Single crystals of the overdoped iron pnictide $\text{Ba}_{0.45}\text{K}_{0.55}\text{Fe}_2\text{As}_2$ with $T_c \approx 29$ K have been studied. The current-voltage characteristics of planar mechanically controlled break junctions at various temperatures have been obtained and analysed. The temperature dependence of the self-field bulk critical supercurrent in zero magnetic field is successfully described within a two-band model, which made it possible to estimate the

values of the large and small superconducting gaps, their characteristic ratios, and the partial contributions of the two effective bands to the conductivity.

PACS: 74.70.Xa, 74.50.+r.

Keywords: high-temperature superconductivity, pnictides, tunneling spectroscopy, critical current of a superconductor, superconducting order parameter.

Received 29 April 2026.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2026. **81**, No. 3. Pp. .

Сведения об авторах

1. Понтис Станислав Ноэль Эрик — лаборант; e-mail: pontis.sn@phystech.edu.
2. Кузьмичев Светослав Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: kuzmichev@mig.phys.msu.ru.
3. Ломоносова Анастасия Даниловна — мл. науч. сотрудник; e-mail: anastasiailina2802@gmail.com.
4. Никитченков Илья Алексеевич — мл. науч. сотрудник; e-mail: nikitchenkov.ia19@physics.msu.ru.
5. Кузьмичева Татьяна Евгеньевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: kuzmichevate@lebedev.ru.
6. Морозов Игорь Викторович — доктор хим. наук, профессор, вед. науч. сотрудник; e-mail: miv448@mail.ru.
7. Гриненко Вадим Александрович — канд. физ.-мат. наук, штатный науч. сотрудник, штатный доцент; e-mail: vadim.grinenko@sjtu.edu.cn.