

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТАКТОВ ДЖОЗЕФСОНА Pb_{0.6}In_{0.4} / KFe₂As₂ И KFe₂As₂ / KFe₂As₂. ПРОВЕРКА СИММЕТРИИ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА

М. В. Голубков^{a,b*}, В. А. Степанов^a, А. В. Садаков^a, А. С. Усольцев^a, И. В. Морозов^c

^a Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^b Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС"
119049, Москва, Россия

^c Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 июня 2022 г.,
после переработки 21 октября 2022 г.
Принята к публикации 21 октября 2022 г.

Изучены характеристики точечных контактов Джозефсона Pb_{0.6}In_{0.4} / KFe₂As₂ и KFe₂As₂ / KFe₂As₂. Измерены зависимости характерного напряжения контактов от температуры $V_C(T)$ и зависимости амплитуд первых ступенек тока на вольт-амперных характеристиках от мощности электромагнитного излучения с частотой 7.6 ГГц. Установлено, что зависимости $V_C(T)$ для всех контактов можно описать моделью SIS*IS-контакта (S — сверхпроводник, I — изолятор, S^* — сверхпроводник с меньшей критической температурой) для сверхпроводников с s -симметрией параметра порядка. Доказано, что период осцилляций ступенек тока в зависимости от мощности СВЧ-излучения можно точно аппроксимировать резистивной моделью контакта с $I_S = I_C \sin(\varphi)$. Полученные результаты согласуются с обычной s -симметрией параметра порядка в KFe₂As₂.

DOI: 10.31857/S0044451023020050

EDN: OQHRUY

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводники на основе железа (Ferrum Base Superconductors — FeBS) [1] до сих пор вызывают огромный интерес. Это связано с большим разнообразием структур и свойств этих соединений, многозонностью электронной системы, высокой критической температурой, неизвестным спаривающим взаимодействием [2]. Теоретические исследования показали, что вероятным спаривающим взаимодействием в FeBS являются спиновые флуктуации, которые приводят к s^\pm -симметрии параметра порядка (ПП) [3]. Одним из методов изучения симметрии ПП является эффект Джозефсона, заключающийся в протекании сверхпроводящего тока I_S через так называемую слабую связь между двумя сверхпроводя-

щими электродами, например, тонкий ($< 30 \text{ \AA}$) слой изолятора или «нормального» металла или мостик с размерами порядка длины когерентности. Как известно, ток пар I_S в контакте Джозефсона (КД) между «обычными» сверхпроводниками пропорционален синусу разности фаз ПП $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ в сверхпроводниках, образующих контакт $I_S = I_C \sin(\varphi)$ (I_C — критический ток контакта) [4]. Если хотя бы один из сверхпроводников КД является многозонным, то джозефсоновские токи, текущие в разные зоны, должны зависеть и от фаз ПП в этих зонах [5]. При s^\pm -симметрии ПП это приводит к вычитанию токов, текущих в противоположных направлениях в зоны с s^+ - и s^- -симметриями, уменьшению I_S , характерного напряжения КД $V_C = I_C R_N$, изменению зависимости V_C от температуры и пропорциональности $I_S \sim \sin(2\varphi)$ [5–10]. Последнее, в свою очередь, изменяет зависимость I_C от магнитного поля и период осцилляций критического тока и ступенек тока на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) КД от мощности внешнего электромагнитного (СВЧ) из-

* E-mail: golubkov@lebedev.ru

лучения [5–10]. Таким образом, величина V_C , зависимость $V_C(T)$, период осцилляций критического тока и ступенек тока на ВАХ могут служить критериями для определения симметрии ПП в электродах КД.

К настоящему времени опубликовано около десятка экспериментальных исследований пленочных и точечных КД с электродами из разных FeBS [11–24]. Все изученные КД имели заметные отличия от «классических»: V_C порядка нескольких десятков мкВ вместо $\Delta/e \sim 1$ мВ (Δ — энергетическая щель сверхпроводника, e — заряд электрона) и нестандартные зависимости $V_C(T)$. В то же время качественная (точная в [23, 24]) аппроксимация зависимости периода осцилляций I_C и ступенек тока в магнитном и СВЧ-полях показала, что I_S пропорционален $\sin(\varphi)$. Отклонение от этой зависимости наблюдалось только в работе [19]. К сожалению, величина V_C в несколько десятков мкВ не является весомым доказательством s^\pm -симметрии ПП в FeBS-электроде, так как КД с V_C примерно такой же величины были получены и на планарных ниобиевых контактах [25–28]. Качественная аппроксимация периода осцилляций [19] также вызывает много вопросов.

В теоретических работах, как правило, многозонная сверхпроводимость изучалась в «чистых» системах. В реальных кристаллах FeBS присутствует заметное рассеяние электронов. Включение рассеяния как на магнитных, так и немагнитных примесях в теоретический анализ показало, что эти эффекты убивают нестандартное спаривание (s^\pm -симметрия ПП преобразуется в обычную s). В «грязных» сверхпроводниках s^\pm -симметрия ПП может сохраниться только на части фазовой диаграммы [29]. Это указывает на актуальность исследований наиболее «чистых» сверхпроводников для определения характеристик ПП.

В большом семействе многозонных FeBS простой структурой, низким рассеянием на примесях и дефектах обладают относящиеся к 122-семейству монокристаллы KFe_2As_2 с $T_C = 3.8$ К, шириной перехода $\Delta T_C = 0.3$ К, удельным сопротивлением $\rho_{ab} < 1$ мОм · см и отношением $\rho(300\text{К})/\rho(4\text{К})$ до 3000 [30]. Рост кристаллов, кристаллическая структура, фазовая диаграмма, транспортные свойства, характеристики электронной структуры KFe_2As_2 к настоящему времени тщательно изучены [30–36]. Расчеты и измерения зонной структуры [37–40] подтвердили отсутствие электронных карманов на поверхности Ферми, что не препятствует s^\pm -симметрии ПП [40], и сильные электронные кор-

реляции. Проведено изучение энергетической щели методами ЯМР/ЯКР, измерения теплоёмкости [41–44], глубины проникновения магнитного поля [45], туннельной спектроскопии [46] и ARPES [47]. Показано [46], что плотность состояний на уровне Ферми определяется сингулярностью Ван Хофа, что, в свою очередь, приводит к конечной плотности состояний внутри энергетической щели при $T < T_C$. При изучении электрон-бозонного взаимодействия методом точно-контактной спектроскопии в нормальном состоянии обнаружен пик в области энергий 20 мэВ, природа которого обсуждается в [48].

Полученные результаты указывают на необычный характер сверхпроводящего состояния KFe_2As_2 , трёхзонную сильную дырочную сверхпроводимость с отличной от стандартной s - или d -симметрией ПП в зонах с величинами энергетических щелей $\Delta_\alpha \approx 1.0, 0.4$ и 0.15 мэВ (α — номер зоны) и линиями узлов на внутренней, средней и внешней поверхностях Ферми [47]. Фазы ПП в зонах и механизм, ответственный за спаривающее взаимодействие, неизвестны. Эффект Джозефсона в КД с KFe_2As_2 ранее не исследовался.

В настоящей работе проведены исследования сверхпроводящего тока точечных контактов (ТК) Джозефсона между обычным сверхпроводником $\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}$ ($T_C \approx 6.6$ К) и монокристаллами KFe_2As_2 с ($T_C = 3.6$ – 4.6 К) и между кусочками одного монокристалла KFe_2As_2 , сломанного в жидком гелии с целью определения симметрии параметра порядка KFe_2As_2 . Нами изучены вольт-амперные характеристики контактов, измерены зависимости критических токов КД от температуры $V_C(T)$ в диапазоне (1.8–4.6) К и зависимости критических токов и амплитуд ступенек тока I_n ($n = 0, 1, 2$; $I_0 = I_C$) на ВАХ от мощности СВЧ-излучения частотой $f = 7.6$ ГГц при $T \approx 1.8$ К.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Монокристаллы KFe_2As_2 были выращены из KAs-флюса по технологии, близкой к описанной в работе [36], с небольшой добавкой бария в исходную шихту. После вскрытия тигля флюс с кристаллов удалялся механически с последующим отмыванием в водно-спиртовом растворе и скалыванием. Монокристаллы имели форму пластин черного цвета с металлическим блеском и были достаточно стабильны на воздухе. Структура и состав выросших монокристаллов изучались с помощью рентгеновской дифракции и рентгеноспектрального микроанализа на оборудовании, описанном в работе [49].

Исследования структуры выросших монокристаллов показало, что они имеют тетрагональную кристаллическую решетку типа ThCr_2Si_2 с пространственной группой симметрии $I4/mmm$, типичную для KFe_2As_2 [36]. Средний элементный состав кристаллов определялся по множеству точек и менялся в пределах $\text{KFe}_{1.99}\text{As}_{1.91}$ – $\text{KFe}_{2.07}\text{As}_{1.97}$. Наличие в выросших кристаллах Ва с концентрацией до 0.3% привело к вариациям температуры начала перехода изученных образцов в сверхпроводящее состояние T_C^{onset} в диапазоне (3.6–4.6) К. Опубликованные работы утверждают, что легирование Ва в диапазоне 0–10% приводит к изменению только амплитуд и анизотропий энергетических щелей в зонах, не влияя на их симметрии [50, 51], что не критично для наших исследований.

Для создания джозефсоновских ТК использовались лучшие монокристаллические пластинки с размерами до $1 \times 0.5 \times (0.01-0.02)$ мм³, полученные раскалыванием выросших кристаллов, с минимальной шириной перехода в сверхпроводящее состояние и максимальной величиной $RRR = R(290 \text{ К})/R(4.2 \text{ К})$. Магнитная восприимчивость кристаллов $\chi(T)$ измерялась на переменном токе с частотой 96 кГц. Магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности пластинки, не превышало 0.5 Э. Зависимости электрического сопротивления кристаллов от температуры в диапазоне (1.8–300) К измерялись на постоянном токе (0.1–1) мА, текущем в плоскости ab кристалла, стандартным четырехконтактным методом [19, 23, 24]. Электрические контакты к образцам с сопротивлением (0.1–0.3) Ом были сделаны с помощью индия. На рис. 1 показаны температурные зависимости продольного сопротивления $R_{ab}(T)$ и магнитной восприимчивости $\chi(T)$ одного из образцов KFe_2As_2 . Температура середины перехода $T_C(50\%)$ и ширина перехода $\Delta T_C(10\%-90\%)$, измеренные по зависимости $\chi(T)$, составляли соответственно 3.9 К и 0.3 К. Отношение сопротивлений при комнатной и гелиевой температурах $RRR = R(290 \text{ К})/R(4.2 \text{ К}) = 700$. Для разных образцов отношение RRR лежало в диапазоне 370–800, значение $\Delta T_C(10\%-90\%)$ не превышало 0.5 К, что говорит об их хорошем качестве.

Все измерения проводились в изготовленной нами криогенной вставке в транспортный гелиевый дьюар, позволяющей делать измерения при T до 1.8 К в СВЧ-поле при минимальном расходе жидкого гелия. Описание методов создания ТК Джозефсона типа «игла-наковальня» (needle anvil, NA) и приборов, использованных в экспериментальной установке, приведены в работах [23, 24, 52]. В ка-

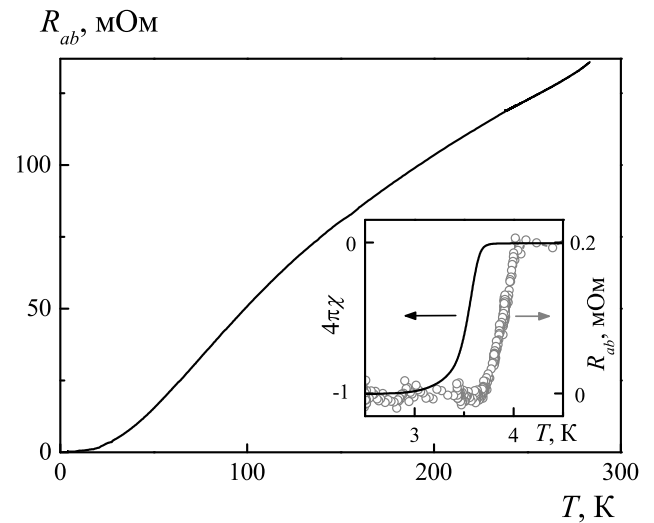


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления $R_{ab}(T)$ и магнитной восприимчивости $\chi(T)$ одного из образцов KFe_2As_2 : $RRR = R(300 \text{ К})/R(4 \text{ К}) = 700$, $T_C(50\%) = 3.9 \text{ К}$, $\Delta T_C(10\%-90\%) = 0.3 \text{ К}$

честве «иглы» мы использовали обычный БКШ-сверхпроводник $\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}$ с $T_C = 6.8 \text{ К}$ [53]. Наконечной служило тонкое ребро пластинки KFe_2As_2 . Площадь касания электродов ТК была порядка толщины ребра кристалла.

Точечные контакты на микротрещине (break-junction, BJ) также неоднократно использовались нами [54]. Для создания BJ-контакта пластина KFe_2As_2 зажималась четырьмя индиевыми контактами на пружинящем основании из спаянных пластин бериллиевой бронзы (толщина 0.4 мм) и фольгированного стеклотекстолита (толщина 0.5 мм). В центре кристалла делалась прорезь, служившая концентратором напряжений. При изгибе основания с помощью дифференциального винта кристалл трескался в районе прорези. Характеристики ТК настраивались путём изменения давления. Разламывание кристалла, касание электродов и настройка ТК проводились при $T \approx 1.8 \text{ К}$ и токе (10–100) мкА.

При первом касании электродов сопротивление ТК, как правило, составляло несколько Ом, сверхпроводящий ток через контакт отсутствовал из-за возможных окислов на поверхностях. При увеличении давления между электродами сопротивление ТК уменьшалось, появлялся сверхпроводящий ток и I_C . Величина I_C увеличивалась с ростом давления. Джозефсоновская природа сверхтока I_S проверялась по появлению ступенек тока на вольт-амперной характеристике ТК и по полноте подавления критического тока I_C СВЧ-излучением.

После настройки и стабилизации ТК проводилась запись серии ВАХ при $T = (1.8-1.9)$ К при увеличении мощности СВЧ-излучения P на контакте. Мощность увеличивалась до появления признаков нагрева ТК, приводящего к росту сопротивления, видимого на ВАХ. После этого устанавливалась $P = 0$ (ослабление = 100 дБ) и проводилась запись контрольной ВАХ. Совпадение первой в серии и контрольной ВАХ позволяло сделать вывод о стабильности ТК. Для дальнейшей обработки использовались ВАХ только стабильных контактов. Если характеристики ТК не изменялись при записи в СВЧ-поле, то на этом же ТК проводилась запись серии ВАХ при повышении температуры до немного превышающей T_C . После этого температура понижалась до первоначальной и для оценки стабильности ТК вновь записывалась контрольная ВАХ. Из серий ВАХ, записанных при разных температурах и мощности СВЧ, извлекались зависимости $V_C(T)$ и зависимости критического тока и амплитуд ступенек тока I_n ($n = 0, 1, 2$; $I_0 = I_C$) от \sqrt{P} . Измеренные зависимости $V_C(T)$ аппроксимировались вычисленными по формулам теории [47]. Нормированные на критический ток при $P = 0$ зависимости

$$i_n^{exp}(\sqrt{P}) = I_n(\sqrt{P})/I_C(P = 0)$$

аппроксимировались вычисленными из RSJ-модели контакта Джозефсона $i_n^{calc}(i_{ac})$ (i_{ac} — переменный ток в КД, наведенный СВЧ-излучением, нормированный на I_C) [4, 19, 23, 24].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Обычно NA- и ВJ-контакты настраивались на $I_C = (0.3-1.5)$ мА. Такой критический ток оказался оптимальным для наших измерений. При меньшем токе падала амплитуда и увеличивалось «размытие» I_C и ступенек тока. При большем токе у нас не доставало мощности источника СВЧ для полного подавления I_C . При включении генератора СВЧ-излучения критический ток ТК I_C уменьшался и на ВАХ при напряжениях $V_n = n\hbar\omega_{ac}/2e$ ($n = 1, 2, 3, \dots, \omega_{ac} = 2\pi f$) появлялись ступеньки тока I_n , отвечающие гармоникам частоты СВЧ-сигнала. Отметим, что при мощности СВЧ близкой к максимальной наблюдался рост сопротивления ТК, связанный с нагревом.

На рис. 2 показаны ВАХ одного из наших ТК, записанные при нескольких уровнях мощности P , СВЧ и метод определения I_C и R_N , аналогичный использованному в работах [11–24]. Все ВАХ записывались от минимального отрицательного тока к

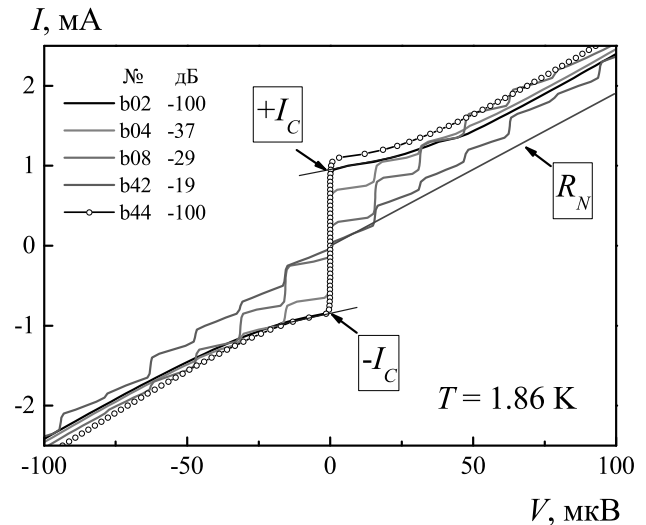


Рис. 2. Несколько вольт-амперных характеристик НА-контакта Джозефсона, записанных при $T = 1.86$ К и разных уровнях мощности СВЧ-излучения. Указаны номера ВАХ и ослабление мощности в децибелах. Хорошо видно изменение критического тока и амплитуд первых ступенек тока контакта с ростом мощности. Для ВАХ b02 показано определение критических токов $+I_C$, $-I_C$ и R_N : $+I_C = 0.95$ мА, $R_N = 0.053$ Ом, $V_C = 50$ мкВ. Первая ступенька тока появлялась при напряжении $V_1 = 15.7$ мкВ. Величина ступенек тока I_n при воздействии СВЧ определялась аналогично I_C . Первая b02 и последняя ВАХ b44, записанные до и после окончания измерений в СВЧ-поле ($P = -100$ дБ), имеют минимальные различия, демонстрируя стабильность ТК

максимальному положительному. В подписи к рис. 2 приведены основные характеристики контакта I_C , R_N и V_C , найденные по ВАХ при $P = 0$. Запись ВАХ при больших токах и, соответственно, больших V оказалась невозможной из-за нагрева ТК. Форма ВАХ как NA-, так и ВJ-контактов могла быть как гиперболической (ВАХ b02 рис. 2), характерной для RSJ-модели, так и заметно отличающейся от гиперболы (ВАХ a32 рис. 3). На всех ВАХ I_C и ступеньки тока имели заметные амплитуды, которые изменялись при изменении мощности СВЧ. На ВАХ отсутствовали скачки тока или напряжения, связанные с появлением квантов магнитного потока в контакте. Это означает, что характерный размер контактов, определяемый по размеру проводящих ток I_S областей электродов, был меньше джозефсоновской глубины проникновения магнитного поля [55, 56]. Отметим, что критический ток частично подавлен шумами (ВАХ вблизи I_C слегка размыты), а найденная величина R_N , по-видимому, также отличалась от реального сопротивления контакта в «нормальном» состоянии [23, 24]. Видно, что ветви ВАХ при

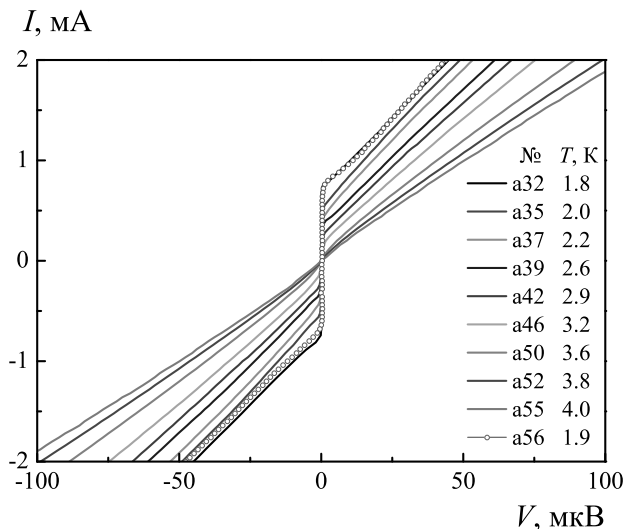


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики ВJ-контакта Джозефсона, записанные при разных температурах. Первая а32 и последняя а58 ВАХ серии совпадают, демонстрируя стабильность ТК

положительных (+V) и отрицательных (-V) напряжениях практически симметричны. ВАХ, записанные при нулевой мощности СВЧ-сигнала, имели заметный гистерезис ($+I_C / -I_C \neq 1$), что указывает на конечную емкость ТК. Минимальные различия ВАХ b02 и b44, записанных при $P = 0$ перед началом и после окончания цикла измерений в СВЧ-поле, доказывают стабильность ТК в процессе измерений.

После завершения измерений в СВЧ-поле мы проводили измерения зависимостей критического тока контактов от температуры $I_C(T)$. Несколько ВАХ для одного из ТК, записанных при разных температурах, показаны на рис. 3. Данный ТК был стабилен при повышении температуры от 1.8 до 4.5 K и последующем охлаждении до 1.9 K, что хорошо видно по совпадению ВАХ а32 и а56.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

1. Отметим, что характерные напряжения изученных ТК $V_C \approx 50$ мкВ (рис. 2) отличались от предсказываемых резистивной моделью [4]. Тем не менее, это не является, как уже отмечено во введении, доказательством s^\pm -симметрии ПП в KFe_2As_2 , так как примерно такие же V_C отмечались на контактах из обычных сверхпроводников [25–28] типа SNS, SS*S, SIS*IS (S — сверхпроводник, N — нормальный металл, S* — сверхпроводник с меньшей, чем в S, критической температурой, I — изолятор). Отклонение V_C наших ТК от типичной для

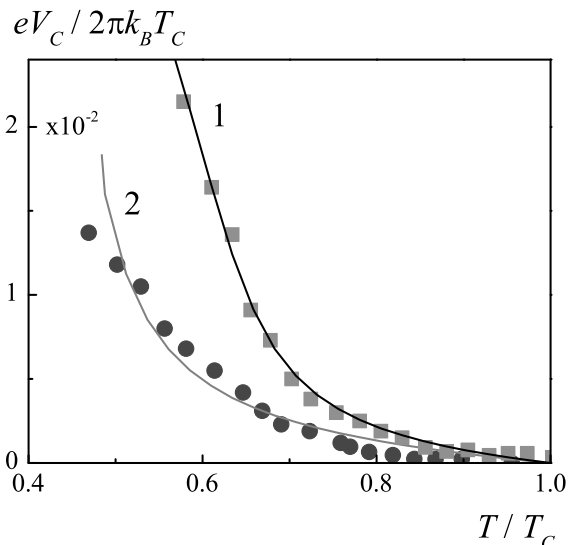


Рис. 4. Символы — зависимости $eV_C(T)/2\pi k_B T_C$ от нормированной температуры T/T_C для контактов NA (1) и VJ (2), измеренные в данной работе. Линии — вычисленные зависимости для SIS*IS-контактов [26]. Параметры ТК, найденные при аппроксимации: для NA-контактов критическая температура S-электрода $T_C = 4.1$ K, энергетическая щель S-электрода $\Delta_S = 0.62$ мэВ, критическая температура промежуточного слоя S* $T_C^* = 1.76$ K, параметр подавления $\gamma_{eff} = 284$, параметр симметрии барьеров $\gamma_- = 1$, сумма квадратов отклонений вычисленной и измеренной зависимостей $m = 1.1 \cdot 10^{-4}$; для VJ-контактов $T_C = 3.8$ K, $\Delta_S = 1$ мэВ, $T_C^* = 1.8$ K, $\gamma_{eff} = 1700$, $\gamma_- = 1$, $m = 1.4 \cdot 10^{-5}$

БКШ сверхпроводников величины порядка Δ/e может быть связано также и с рядом сложностей при определении I_C и R_N из начального участка ВАХ [23, 24].

Определим тип слабой связи и симметрии ПП, которые могут описать измеренные зависимости $V_C(T)$ изученных NA- и VJ-контактов Джозефсона. Для сравнения с теорией измеренные температуры нормировались на T_C , а $eV_C(T)$ на $2\pi k_B T_C$ (k_B — постоянная Больцмана). Полученные величины $eV_C(T/T_C)/2\pi k_B T_C$ показаны символами на рис. 4. Видно, что кривизна зависимостей $V_C(T/T_C)$ положительна вблизи T_C и уменьшается при понижении температуры. Похожие по форме зависимости $V_C(T/T_C)$ наблюдались только на КД из «обычных» сверхпроводников типа SS*S и SIS*IS [26–28]. Теоретический анализ таких структур в рамках уравнений Узаделя был дан в статьях [26, 28]. Для аппроксимации измеренных зависимостей мы использовали теорию SIS*IS-структур [26]. В этой теории рассматривается КД с электродами из одинаковых сверхпроводников S, как в наших

ВJ-контактах. NA-контакты имели более сложную $S^1IS^*IS^2$ -структуру, где S^1 и S^2 — разные сверхпроводники.

Результаты аппроксимации по критерию минимума суммы квадратов отклонений измеренных и вычисленных зависимостей показаны на рис. 4 линиями. В качестве варьируемых параметров использовались критическая температура T_C^* промежуточного S^* -слоя и параметр подавления γ_{eff} . Параметр симметрии барьеров $\gamma_- = 1$. Использование формул теории [26] для NA-контактов Джозефсона не очевидно, тем не менее теория [26] позволяет аппроксимировать зависимости $V_C(T/T_C)$ и для таких контактов.

Параметры SIS*IS-структур, полученные при аппроксимации измеренных зависимостей, приведены в подписи к рис. 4. Аппроксимация измеренных на ВJ- и NA-контактах зависимостей с близкой точностью возможна как при использовании БКШ-зависимостей $\Delta(T)$ и $\Delta(0) = 1.76k_B T_C$, так и с квази-БКШ-зависимостью $\Delta(T)$, при которой $\Delta(T)$ описывается той же формулой, что и в БКШ [57], но $\Delta(0) = 1$ мэВ (энергетическая щель KFe_2As_2 [47]). Такая замена приводила к изменениям только варьируемых параметров. Все измеренные зависимости $V_C(T/T_C)$ можно объяснить SIS*IS-структурой КД с ПШ сверхпроводящих электродов s -типа.

Видно, что подавление V_C в ВJ-контактах было больше, чем в NA-контактах. Возможно, это связано с более высокой T_C одного из электродов NA-контакта. Отметим, что в случае применимости SIS*IS-модели в NA- и ВJ-контактах формировалась одинаковая структура, несмотря на разные методы создания. Очевидно, что появление на поверхности кристалла скола, перпендикулярного плоскости ab , слоя S^* с подавленной по сравнению с объемом критической температурой не связано со взаимодействием с водой и кислородом, так как в ВJ-контактах S^* -слой появлялся при разламывании кристалла в жидком гелии. По-видимому, любое скалывание кристаллов KFe_2As_2 в плоскости, перпендикулярной ab , приводит к нарушению кристаллической решетки образца и появлению на поверхности слоя с подавленной T_C .

Мы не смогли аппроксимировать измеренные $V_C(T)$ известными теориями для КД из многозонных сверхпроводников с s - и s^\pm -симметриями ПШ [5, 10, 19, 58–61].

2. Чтобы убедиться, что $I_S \sim \sin(\varphi)$, сравним измеренные $i_n^{exp}(k\sqrt{P})$ и вычисленные из RSJ-модели $i_n^{calc}(i_{ac})$ ($i_{ac} = k\sqrt{P}$) зависимости амплитуд ступенек тока на ВАХ. Коэффициент k в i_n^{exp} необхо-

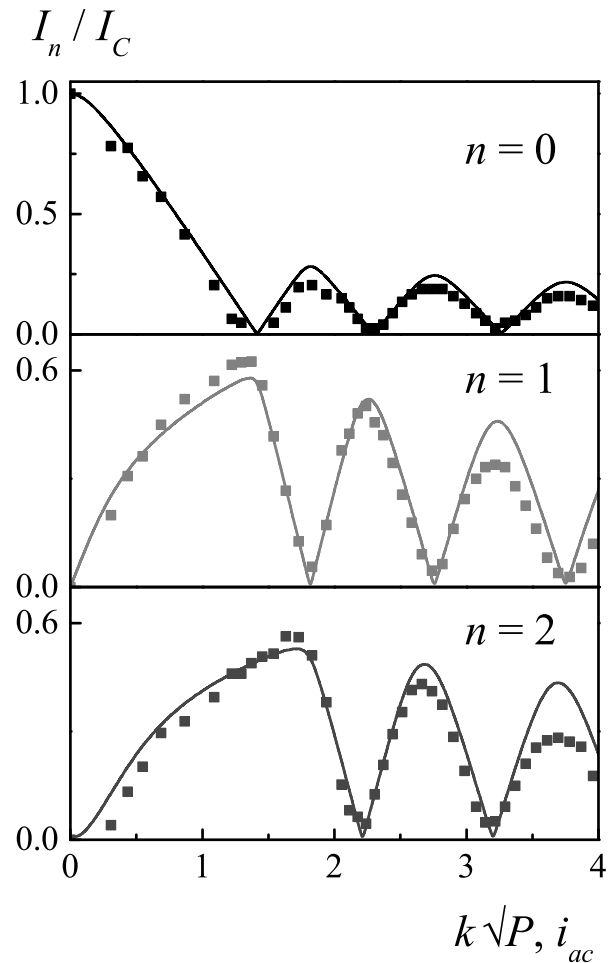


Рис. 5. Символы — измеренные на NA-контактах зависимости нормированного критического тока и амплитуд первых ступенек тока $i_n^{exp}(k\sqrt{P})$ ($n = 0, 1, 2$) от корня из мощности СВЧ-излучения, коэффициент $k = 3.57$. Линии — вычисленные из уравнения RSJ-модели с $\Omega = 0.34$ зависимости амплитуд ступенек тока $i_n^{calc}(i_{ac})$ для $I_S = I_C \sin(\varphi)$

дим для пересчета мощности высокочастотного сигнала в СВЧ-тракте в высокочастотный ток в ТК i_{ac} , нормированный на I_C . Выбор величины k обсудим позже. Зависимости $i_n^{exp}(k\sqrt{P})$ для первых трех ступенек тока одного из ТК показаны символами на рис. 5. Отметим полное подавление ступенек при увеличении мощности СВЧ. Это указывает на отсутствие неджозефсоновских токов и гармоник в сверхпроводящем токе контакта.

Зависимости $i_n^{calc}(i_{ac})$ были вычислены из дифференциального уравнения RSJ-модели идеального контакта Джозефсона с $I_S = I_C \sin(\varphi)$ в поле СВЧ-излучения частотой f , в которое не входят члены, учитывающие емкость и шумы [4, 23, 24]. Для решения этого уравнения необходимо знать нормированную частоту СВЧ $\Omega = 2\pi f / ((2e/\hbar)V_C)$.

Её величина определяется характерным напряжением ТК V_C . Обычно V_C находят из ВАХ-контакта. При этом предполагается, что I_C не размыто шумами, а R_N можно измерить, подавив сверхпроводимость в берегах контакта магнитным полем или по линейному участку ВАХ в области напряжений $V > 2(\Delta_{\text{PbIn}} + \Delta_{\text{KFe}_2\text{As}_2})/e \approx 2\text{ мВ}$ для нашего ТК (Δ_{PbIn} и $\Delta_{\text{KFe}_2\text{As}_2}$ — энергетические щели электродов контакта), что в нашем случае невозможно. Как правило, вычисленные зависимости $i_n^{\text{calc}}(i_{ac})$ с V_C , найденной из ВАХ, не позволяли аппроксимировать измеренные $i_n^{\text{exp}}(k\sqrt{P})$ [23, 24]. Обычно данная проблема решалась добавлением в уравнение идеального контакта «свободных» (подгоночных) членов, учитывающих емкость и шумы [4, 62–64]. Емкость влияет на период осцилляций, т. е. изменяет величину Ω . Ток шумов i_{noise} уменьшает амплитуду i_n^{calc} , не влияя на период [62–64].

Величину Ω можно найти из периода осцилляций первой ступеньки тока $i_1^{\text{exp}}(\sqrt{P})$. Это позволяет автоматически учесть все характеристики ТК, влияющие на период осцилляций. Такой подход был использован авторами ранее [23, 24]. Для этого из зависимости $i_1^{\text{exp}}(\sqrt{P})$ (рис. 5) мы вычислили нормированный период осцилляций первой ступеньки $\eta_1 = (\eta_1^{(2)} - \eta_1^{(1)})/\eta_1^{(1)} = 0.5$. В этой формуле $i_1^{(1)}$ и $i_1^{(2)}$ — первый и второй минимумы на зависимости первой ступеньки тока от \sqrt{P} . Связь нормированного периода осцилляций первой ступеньки тока на ВАХ с Ω , следующая из уравнения RSJ-модели идеального КД с зависимостью $I_S = I_C \sin(\varphi)$, была вычислена в работе [65]. Из приведенных в работах [23, 24, 65] графиков зависимости $\eta_1(\Omega)$ следует, что в нашем случае $\Omega = 0.34$. Далее из RSJ-уравнения были вычислены ВАХ для $i_{ac} = (0-4)$ с этой Ω и построены зависимости $i_n^{\text{calc}}(i_{ac})$ ($n = 0, 1, 2$), которые показаны на рис. 5 линиями. Для зависимостей $i_1^{\text{exp}}(k\sqrt{P})$ (символы) был подобран коэффициент $k = 3.57$, так чтобы первые минимумы вычисленной $i_1^{\text{calc}}(i_{ac})$ и измеренной $i_1^{\text{exp}}(k\sqrt{P})$ ступенек тока совпали. Найденная величина k использовалась как масштабный коэффициент оси абсцисс также и для зависимостей i_0^{exp} и i_2^{exp} . Видно, что периоды осцилляций измеренных $i_n^{\text{exp}}(k\sqrt{P})$ ($n = 0, 1, 2$) и вычисленных $i_n^{\text{calc}}(i_{ac})$ зависимостей, показанные на панелях рис. 5, совпадают для всех трех ступенек тока. Это однозначно доказывает, что осцилляции ступенек тока в СВЧ-поле описываются RSJ-моделью, ток Джозефсона $I_S = I_C \sin(\varphi)$, симметрия ПП в KFe_2As_2 соответствует s -типу. Подобные результаты были получены для всех изученных НА- и ВJ-контактов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены стабильные точечные контакты Джозефсона в стандартной геометрии «игла–наковальня» (NA) между обычным сверхпроводником $\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}$ ($T_C \approx 6.6\text{ К}$) и ребром монокристаллической пластинки сверхпроводника на основе железа KFe_2As_2 с $T_C = (3.6-4.6)\text{ К}$ и контакты на микротрещине (ВJ) в KFe_2As_2 , созданной в жидком гелии. Найдено, что все изученные ТК имели типичную для контактов Джозефсона с FeBS величину характерных напряжений V_C порядка нескольких десятков мкВ. Изучены зависимости V_C от температуры ряда НА- и ВJ-контактов. Показано, что зависимости $V_C(T)$ для всех ТК можно вычислить из известной модели SIS*IS-контакта (S — сверхпроводник, I — изолятор, S* — сверхпроводник с меньшей критической температурой) для сверхпроводников с s -симметрией ПП. Отмечено, что скальвание кристаллов даже в жидком гелии приводит к появлению на поверхности образца слоя с критической температурой меньшей T_C объема кристалла. При температуре $T = 1.8\text{ К}$ для нескольких ТК измерены ВАХ и зависимости амплитуд первых ступеней тока от мощности СВЧ-излучения с частотой $f = 7.6\text{ ГГц}$. Доказано, что сверхпроводящий ток Джозефсона в контактах с KFe_2As_2 пропорционален синусу разности фаз параметров порядка в электродах $I_S = I_C \sin(\varphi)$, что согласуется с обычной s -симметрией энергетической щели в KFe_2As_2 . Таким образом, и температурные зависимости характерного напряжения $V_C(T)$, и период осцилляций ступенек тока КД в СВЧ-поле указывают на s -симметрию ПП в кристаллах KFe_2As_2 .

Финансирование. Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума Российской академии наук «Изучение квантовых эффектов в веществе в конденсированном состоянии при сверхнизких температурах».

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano et al., *J. Amer. Chem. Soc.* **128**, 10012 (2006).
2. Y. Bang, G.R. Stewart et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **29**, 123003 (2017).
3. J. Hirschfeld, M.M. Korshunov, and I.I. Mazin, *Rep. Progr. in Physics* **74**, 124508 (2011).
4. A. Barone, and G. Paterno. *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley, New York (1982).

5. B. Sperstad, J. Linder, and Asle Sudbo, *Phys.Rev.B* **80**, 144507 (2009).
6. Z. Huang and X. Hu, *Appl.Phys.Lett.* **104**, 162602 (2014)
7. S-Z. Lin, *Phys. Rev. B* **86**, 014510 (2012)
8. Y. Ota, M. Machida, and T. Koyama, *Phys. Rev. B* **82**, 140509R (2010).
9. Y. Ota, M. Machida, T. Koyama, and H. Matsumoto, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 237003 (2009).
10. Y. Yerin and A. N. Omelyanchouk, *Low Temp. Phys.* **43**, 1013 (2017).
11. X. Zhang, Y. S. Oh, Y. Liu et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 147002 (2009).
12. X. Zhang, S. R. Saha, N. P. Butch et al., *Appl. Phys. Lett.* **95**, 062510 (2009).
13. S. Schmidt, S. Döring, F. Schmidt et al., *Appl. Phys. Lett.* **97**, 172504, (2010).
14. P. Seidel, *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 043001 (2011).
15. S. Döring, S. Schmidt, F. Schmidl, et al., *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 084020 (2012).
16. X. Zhang, B. Lee, S. Khim et al., *Phys. Rev. B* **85**, 094521 (2012).
17. S. Döring, M. Monecke, S. Schmidt et al., *J. Appl. Phys.* **115**, 083901 (2014).
18. V. V. Fisun, O. P. Balkashin, O. E. Kvitnitskaya et al., *Fizika Nizkikh Temperatur* **40**, 1175 (2014).
19. A. V. Burmistrova, A. Devyatov, A. A. Golubov et al., *Phys. Rev. B* **91**, 214501 (2015).
20. M. Tortello, V. A. Stepanov, X. Ding et al., *J. Supercond. Novel Magn.*, **28**, 679 (2016).
21. S. Schmidt, S. Döring, N. Hasan et al., *Phys. Status Solidi B*, **254**, 1600165 (2017).
22. W. Tian, Y. Lv, Z. Xu et al., *Supercond. Sci. Technol.* **33**, 025014 (2020).
23. B. A. Степанов, М. В. Голубков, *ЖЭТФ* **157**, 245 (2020).
24. V. A. Stepanov, C. Lin, R. S. Gonnelli et al., *Scientific Reports* **11**, 23986 (2021).
25. T. Scheller, F. Mueller, R. Wendisch et al., *Phys. Proc.* **36**, 48 (2012).
26. M. Yu. Kupriyanov, A. Brinkman, A. A. Golubov et al., *Physica C* **326-327**, 16 (1999).
27. D. Cassel, G. Pickartz, M. Siegel et al., *Physica C* **350**, 276 (2001).
28. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
29. V. Stanev, *Supercond. Sci. Technol.* **28**, 014006 (2015).
30. Yong Liu, M. A. Tanatar, V. G. Kogan et al., *Phys. Rev. B* **87**, 134513 (2013).
31. M. Rotter, M. Pangerl, M. Tegel et al., arXiv:0807.4096v2.
32. H. Luo, Z. Wang, H. Yang, P. Cheng et al., *Supercond. Sci. Technol.*, **21**, 125014 (2008).
33. F. F. Tafti, A. Juneau-Fecteau, M-E. Delage et al., *Nature Phys.* **9**, 349 (2013).
34. B. Wang, K. Matsubayashi, J. Cheng et al., *Phys. Rev. B* **94**, 020502(R) (2016).
35. T. Terashima, M. Kimata, H. Satsukawa et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 063702 (2009).
36. K. Kihou, T. Saito, S. Ishida et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **79**, 124713 (2010).
37. T. Terashima, M. Kimata, N. Kurita et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **79**, 053702 (2010).
38. T. Terashima, N. Kurita, M. Kimata et al., *Phys. Rev. B* **87**, 224512 (2013).
39. S. Backes, D. Guterding, H. O. Jeschke et al., *New J. Phys.* **16**, 083025 (2014).
40. S. Maiti, M. M. Korshunov, A. V. Chubukov, *Phys. Rev. B* **85**, 014511 (2012).
41. H. Fukazawa, T. Saito, Y. Yamada et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **80**, sa118 (2011).
42. J.-Ph. Reid, M. A. Tanatar, A. Juneau-Fecteau et al., *Phys. Rev. Lett.* **109**, 087001 (2012).
43. M. Abdel-Hafiez, S. Aswartham, S. Wurmehl et al., *Phys. Rev. B* **85**, 134533 (2012).
44. F. Hardy, A. E. Bohmer, D. Aoki et al., *Phys. Rev. Lett.* **111**, 027002 (2013).
45. K. Hashimoto, A. Serafin, S. Tonegawa et al., *Phys. Rev. B* **82**, 014526 (2010).
46. D. Fang, X. Shi, Z. Du et al., *Phys. Rev. B* **92**, 144513 (2015).
47. K. Okazaki, Y. Ota, Y. Kotani et al., *Science* **337**, 1314 (2012).
48. Yu. G. Naidyuk, O. E. Kvitnitskaya, N. V. Gamayunova et al., *Phys. Rev. B* **90**, 094505 (2014).

49. М.В. Рослова, Дисс. канд. хим. наук, МГУ, Москва (2014).
50. Y. Ota, K. Okazaki, Y. Kotani et al., Phys. Rev. B **89**, 0811103 (2014).
51. N. Xu, P. Richard, X. Shi et al., Phys. Rev. B **88**, 220508(R) (2013)
52. С. И. Веденеев, М. В. Голубков, Ю. И. Горина и др., ЖЭТФ **154**, 844 (2018).
53. C. T. Rao, W. Dubeck, F. Rothwarf. Phys. Rev. B **7**, 1866 (1973).
54. S. I. Vedeneev, A. G. M. Jansen, P. Samuelli et al., Phys. Rev. B **49**, 9823 (1994).
55. К. К. Лихарев. УФН **127**, 185 (1979).
56. К. К. Likharev. Rev. Mod. Phys. **51**, 101, (1979).
57. R. Prozorov and R. W. Giannetta, Supercond. Sci. Technol. **19**, R41 (2006).
58. A. Brinkman, A. A. Golubov, and H. Rogalla et al., Phys. Rev. B **65**, 180517(R) (2002).
59. C. Nappi, F. Romeo, E. Sarnelli et al., Phys. Rev. B **92**, 224503 (2015).
60. A. Sasaki, S. Ikegaya, T. Habe et al., Phys. Rev. B **101**, 185501 (2020).
61. A. A. Kalenyuk, E. A. Borodianskyi, A. A. Kordyuk et al., Phys. Rev. B **103**, 214507 (2021).
62. P. Seidel, M. Siegel, E. Heinz, Physica C **180**, 284 (1991).
63. F. Busse, R. Nebel, P. Herzog et al., Appl. Phys. Lett., **63**, 1687 (1993).
64. R. L. Kautz, R. H. Ono, and C. D. Reintsema, Appl. Phys. Lett. **61**, 342 (1992).
65. К. К. Лихарев, В. К. Семенов, Радиотехника и электроника **16**, 2367 (1971).