

Эффект Джозефсона в точечных контактах с FeSe

© М.В. Голубков¹, В.А. Степанов¹, А.В. Садаков¹, А.С. Усольцев¹, Д.А. Чареев^{2,3,4}

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

² Институт экспериментальной минералогии им. Д.С. Коржинского РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия

³ Государственный университет „Дубна“, Дубна, Московская обл., Россия

⁴ Физико-технологический институт Уральского федерального университета, Екатеринбург, Россия

E-mail: golubkov@lebedev.ru

Поступила в Редакцию 16 мая 2025 г.

В окончательной редакции 27 мая 2025 г.

Принята к публикации 27 мая 2025 г.

Представлены результаты исследований настраиваемых в гелии точечных контактов Джозефсона PbIn/FeSe и FeSe/FeSe с критическими токами $I_C(4.2\text{ K}) = 1.80\text{--}0.43\text{ mA}$ и характерными напряжениями $V_C(4.2\text{ K}) = 0.057\text{--}0.144\text{ mV}$. Измерены зависимости V_C контактов от температуры T и зависимости амплитуд ступенек тока на вольт-амперных характеристиках от мощности электромагнитного излучения P_{MW} частотой 8 GHz . Зависимости $V_C(T)$ хорошо аппроксимировались известными моделями SS'S, SIS контактов. Зависимости амплитуд первых ступенек тока контактов от P_{MW} описывались резистивной моделью с током, пропорциональным $\sin(\varphi)$, и нормированной частотой СВЧ излучения, найденной из периода осцилляций ступенек тока. Полученные результаты однозначно указывали на обычную s — симметрию параметров порядка в зонах FeSe.

Ключевые слова: сверхпроводники на основе железа, параметр порядка, эффект Джозефсона, резистивная модель.

DOI: 10.61011/FTT.2025.05.60739.124-25

1. Введение

FeSe — простейший по структуре и, по-видимому, самый необычный по свойствам сверхпроводник в семействе сверхпроводников на основе железа [1–5]. Современные методы исследований выявили множество характеристик этого многозонного металла. Изучение осцилляций Шубникова–Де Гааза [6], ARPES [7], температурных зависимостей теплоемкости [8], глубины проникновения магнитного поля [9], данных туннельной спектроскопии и андреевского отражения [10–14], температурных зависимостей критического магнитного поля $H_{C2}(T)$ [15,16] выявили основные характеристики сверхпроводящего и нормального состояний FeSe. Теоретические расчеты хорошо коррелируют с измерениями. В то же время спаривающее взаимодействие и тесно связанная с ним симметрия параметра порядка (ПП), несмотря на множество экспериментальных и теоретических исследований, до сих пор не установлены. В качестве возможных симметрий ПП рассматривались стандартные s , d , смещенные симметрии $s + d$, $s + id$. В настоящее время наиболее вероятной симметрией ПП FeSe считается $s^\pm$ — симметрия, связанная со спаривающими спиновыми флуктуациями [17–20]. Эта симметрия предполагает разные знаки ПП (разность фаз равна π) в зонах, участвующих в образовании сверхпроводящего конденсата. Экспериментальные оценки симметрии ПП

FeSe не позволили однозначно определить эту характеристику.

Симметрия ПП тесно связана с межзонным взаимодействием сверхпроводящих конденсатов, отражающимся также на зависимостях энергетических щелей и критических магнитных полей зон от температуры [9,11–15]. Изучение глубины проникновения магнитного поля [9] и туннельные измерения [11–13], показали практически полное отсутствие или очень слабое межзонное взаимодействие в FeSe, откуда следует заключение об обычных s -симметриях ПП в зонах. В то же время, измерения температурных зависимостей энергетических щелей $\Delta_{1,2}(T)$ в работе [14] и температурных зависимостей $H_{C2}(T)$ [15] в магнитном поле разной ориентации с индукцией до 38 T при температурах до $T/T_C \approx 0.4$ показали, что полученные результаты аппроксимируются теоретическими зависимостями в рамках двухзонной изотропной модели в чистом пределе только при учете заметного межзонного рассеяния. Из этих измерений следует, что $s^\pm$ -симметрия ПП зон также возможна. Новую информацию о симметрии ПП FeSe могут дать чувствительные к фазе ПП измерения. Единственной измеримой величиной, чувствительной к фазе ПП сверхпроводника, является ток в контакте Джозефсона [21], который при стандартной s -симметрии ПП прямо пропорционален синусу разности фаз φ

ПП электродов контакта [22]. Теоретические оценки показали, что при $s \pm$ — симметрии ПП возможны: 1) появление в токе через контакт членов, пропорциональных $\sin(2\varphi)$; 2) отклонения от известных для s -симметрии зависимостей характерного напряжения КД от температуры [23–28].

Первое следствие $s \pm$ -симметрии должно приводить к появлению наиболее яркой особенности тока контакта Джозефсона — субгармоническим ступенькам на ВАХ в поле высокочастотного излучения [23–28]. Экспериментальные исследования эффекта Джозефсона в точечных и планарных контактах с ферропниктидами разных семейств показали, в подавляющем большинстве экспериментов, обычную s -симметрию ПП в этих соединениях [29–39]. Тем не менее, до настоящего времени измерений характеристик эффекта Джозефсона в контактах с FeSe не было.

В данной работе представлены результаты изучения тока Джозефсона в настраиваемых в жидком гелии точечных контактах (ТК) „обычный“ сверхпроводник PbIn/FeSe (NA — needle-anvil ТК) и контактах FeSe/FeSe на микротрещине (BJ — break-junction ТК) в кристаллах FeSe. Были измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) ТК с разными сопротивлениями и критическими токами I_C , зависимости характерного напряжения ТК $V_C = I_C \times R_N$ от температуры (R_N — сопротивление ТК в нормальном состоянии), зависимости первых ступенек тока на ВАХ (I_n , $n = 0, 1, 2$; $I_{n=0} = I_C$) от мощности микроволнового излучения. Измеренные зависимости аппроксимировались подходящими теоретическими моделями. Целью работы была оценка симметрии ПП FeSe.

2. Методика эксперимента

Для создания ТК мы использовали те же кристаллы FeSe [40], что и в нашей работе [14]. Монокристаллические пластинки FeSe с размерами до $1.2 \times 0.7 \text{ mm}^2$ и толщинами 0.08–0.03 mm, были получены расщеплением одного относительно толстого кристалла. Критическая температура, ширина перехода в сверхпроводящее состояние, удельное сопротивление, отношение сопротивлений образцов при 300 и 11 K равнялись соответственно $T_C = 9.2 \text{ K}$, $\Delta T_C = 0.3 \text{ K}$ (по магнитной восприимчивости), $\rho(11 \text{ K}) \approx 28 \mu\Omega \cdot \text{cm}$, $R(300 \text{ K})/R(11 \text{ K}) = 23$. Эти величины были близки к характеристикам лучших кристаллов [1,41–43] и доказывали высокое качество образцов.

В качестве обычного сверхпроводника мы, как и ранее, использовали $\text{Pb}_{1-x}\text{In}_x$ с $T_C^{\text{PbIn}} = 6.2\text{--}6.4 \text{ K}$ и $\Delta T_C = 0.1 \text{ K}$. Методы создания ТК типа игла-наковальня [44] (NA) и контактов на микротрещине (BJ), криогенная и электронная аппаратура подробно описаны в наших публикациях [14,38,39]. Все измерения проводились в сделанной нами вставке в транспортный Не дьюар, позволяющей проводить измерения в диапазоне температур 1.8–10 K, стабилизировать температу-

ру с точностью 0.01 K, изучать характеристики контакта в поле СВЧ излучения с частотой 6–12 GHz. Подгонка теоретических моделей к измеренным зависимостям проводилась с помощью программы *curvefit*.

3. Результаты и обсуждение

NA и BJ ТК создавались после охлаждения кристаллов до 1.8–2 K. Как правило, при первом касании электродов NA ТК критический ток отсутствовал, а сопротивление составляло от несколько десятков до сотен Ом. При увеличении давления „иглы“ ($\text{Pb}_{1-x}\text{In}_x$) на кристалл сопротивления ТК падало и на вольт-амперной характеристике (ВАХ) появлялся критический ток I_C . ТК настраивался на $I_C \approx 0.4\text{--}1.8 \text{ mA}$. Для создания BJ ТК кристалл FeSe, закрепленный на пружинящем основании, сначала разламывался, затем изменением давления на основание ток ТК настраивался на требуемую величину. Для проверки джозефсоновской природы ТК контакт облучался высокочастотным электромагнитным излучением. При этом на ВАХ, появлялись ступеньки тока — это доказывало, что связь электродов ТК является слабой. После проверки стабильности и свойств ТК в СВЧ поле разной мощности проводились записи ВАХ при минимальной температуре и увеличении мощности СВЧ, и затем при повышении температуры от минимальной до критической в отсутствии СВЧ облучения.

Типичные ВАХ для наших ТК при разных температурах T показаны на рис. 1, *a*, при разных мощностях СВЧ излучения P_{MW} — на рис. 1, *b*. Стабильность контактов доказывало совпадение ВАХ, записанных до начала изменения T или P_{MW} , и после окончания записи серии и возвращения к первоначальным значениям соответствующих величин. Проверка стабильности ТК являлась обязательной при проведении любой серии измерений. На ВАХ (рис. 1, *b*) хорошо видно изменение амплитуд первых ступенек тока в зависимости от P_{MW} .

Записанные ВАХ: 1) отличались от гиперболических, типичных для резистивной модели контакта Джозефсона; 2) как правило, не были симметричны $+I_C \neq -I_C$; 3) имели сглаженный переход от $V = 0$ к $V \neq 0$, практически не зависящий от величины критического тока, температуры и мощности СВЧ сигнала; 4) имели низкое нормальное сопротивление $R_N \approx 0.05\text{--}0.1 \Omega$; 5) имели маленькую, порядка 0.1 mV, величину характерного напряжения $V_C = I_C \times R_N$.

Подобные особенности ВАХ отмечались ранее как для точечных, так и пленочных контактов относительно большой площади, в которых слабая связь между электродами ТК обеспечивалась рядом микрозакороток типа SNS, SS'S, SIS'IS... (здесь S' — тонкая сверхпроводящая, N — „нормальная“ перемычка между массивными S электродами ТК с критической температурой $T'_C < T_C$, длиной $L \gg \xi^*$ (ξ^* — длина когерентности в S' (N) мостике), I — изолятор) [45–48]. Отметим, что каких либо особенностей на ВАХ, связанных с

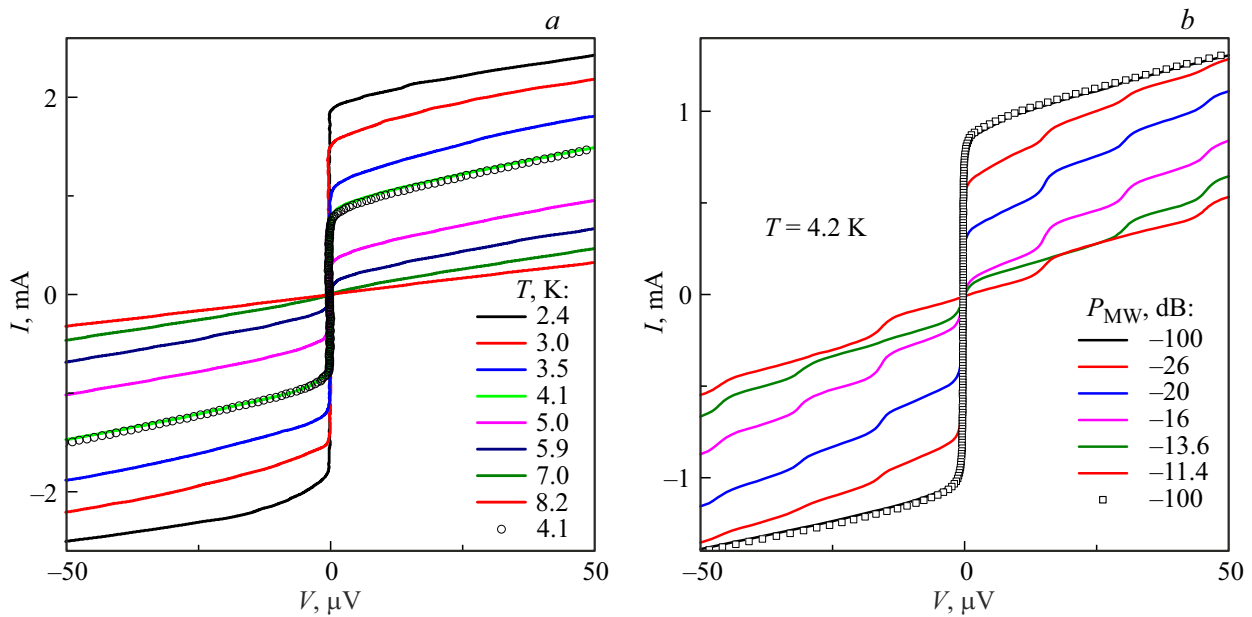


Рис. 1. Типичные ВАХ для ТК при разных температурах T (a) и мощностях СВЧ излучения P_{MW} (b).

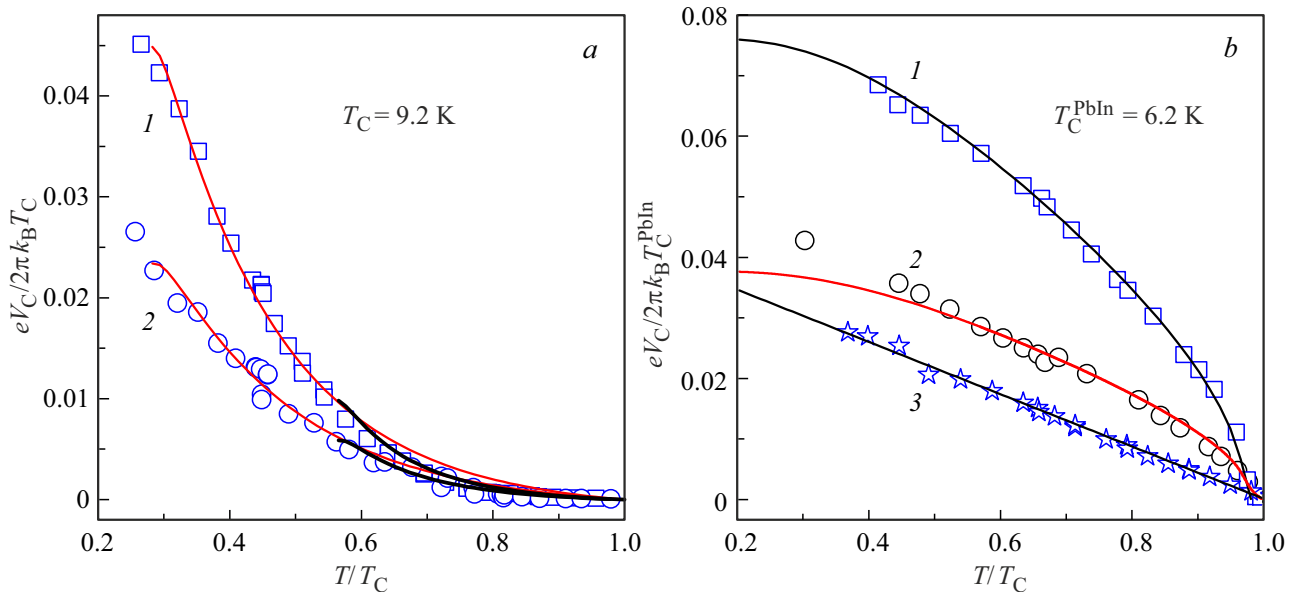


Рис. 2. Зависимости нормированного характерного напряжения от температуры: a) для BJ ТК (символы), линии — результат подгонки в модели SS'S контакта (табл. 1); b) для NA ТК (символы), линии — результат подгонки в модели SIS контакта (табл. 2) для зависимостей 1 и 2, для зависимости 3 показан результат подгонки прямой линией.

коррелированным движением вихрей, второй гармоникой в зависимости $I(\varphi)$ и наличием стимулирования сверхпроводимости [49] не было.

Типичные зависимости характерного напряжения $V_C = I_C \times R_N$ от температуры показаны символами для BJ ТК на рис. 2a, для NA ТК на рис. 2b. Величина I_C оценивалась по точке пересечения прямой, аппроксимирующей ВАХ в диапазоне $20\text{--}60\text{ }\mu\text{V}$ с осью ординат, R_N — по наклону этой прямой. Бросается в глаза резкое отличие зависимостей $V_C(T)$ для NA и BJ ТК.

Зависимости $V_C(T)$ BJ ТК (рис. 2, a) очень похожи на соответствующие зависимости длинных „грязных“ SS'S, SIS'IS или SNS мостиков — узких проводящих N или S' каналов между S электродами контакта. В пределе „грязных“ электродов и материала мостика (длина свободного пробега l много меньше длины когерентности в электродах ξ и мостике ξ^*) de Genne [50] показал, что при жестких граничных условиях (отсутствует подавление сверхпроводимости в электродах) характерное напряжение для мостика длиной $L \gg \xi^*$ в широком

Таблица 1. Параметры модели SS'S контакта

№ зависимости на рис. 2, а	T'_C , К	L/ξ	g
1	2.42	10.7	0.126
	5.03	12.5	0.026
2	2.37	10.3	0.068
	5.07	12.0	0.015

диапазоне температур $T < T_C$:

$$V_C(T) = I_C \times R_N \propto \exp\left[-\frac{L}{\xi^*(T)}\right], \quad L \gg \xi^*. \quad (1)$$

Расчет V_C длинных ($L \gg \xi^*$) мостиков из микроскопической теории Узаделя для „грязных“ сверхпроводников в [21,51–54], уточнил формулу de Gennes. Зависимость $V_C(T)$ для $T > T'_C$ (T'_C — критическая температура материала мостика) можно вычислить из следующих соотношений:

$$V_C = \frac{2\pi k_B T_C}{e} V^* \frac{L}{\xi^*} \exp\left[-\frac{L}{\xi^*}\right]; \quad L \gg \xi^*, \quad (2)$$

$$V^* = \frac{32k_B T}{e T'_C} \frac{\Delta^2}{[\pi k_B T + \Delta^* + \sqrt{2\Delta^*(\pi k_B T + \Delta^*)}]^2},$$

$$\Delta^* = \sqrt{(\pi k_B T)^2 + \Delta^2}, \quad \xi^* = \xi \sqrt{\frac{T_C}{T} \left[1 + \frac{\pi^2}{4} \ln^{-1} \frac{T}{T_C}\right]}.$$

В формулах (2) T_C , Δ и ξ — критическая температура, энергетическая щель и длина когерентности в электродах ТК, e — заряд электрона, k_B — постоянная Больцмана. Несмотря на многозонность FeSe и отсутствие учета межзонного рассеяния в данной модели попробуем использовать формулы (2) для аппроксимации измеренных нами зависимостей. Энергетические щели и критическая температура FeSe, в соответствии с нашими измерениями, равны: $\Delta_1 = 2.06$ meV, $\Delta_2 = 0.68$ meV, $T_C = 9.2$ К [14]. В качестве варьируемых параметров возьмем критическую температуру T'_C , отношение длины мостика к длине когерентности FeSe L/ξ и коэффициент g — отношение теоретического характерного напряжения к экспериментальному. Введение коэффициента g связано с тем, что характерное напряжение контактов Джозефсона с электродами из сверхпроводников на основе железа существенно ниже величины $k_B T_C$, характерной для обычных сверхпроводников [28–38]. Причины этого явления до настоящего времени окончательно не установлены. Полученные при аппроксимации зависимостей $V_C(T)$ варьируемые величины для двух разных ТК даны в табл. 1.

Полученные при аппроксимации зависимости $V_C(T)$ показаны на рис. 2, а линиями. Видно, что при подгонке

в узком диапазоне температур $T_C > T > T'_C \approx 5$ К вычисленная зависимость хорошо воспроизводила экспериментальную. При расширении диапазона температур до 2.4 К точность аппроксимации оставалась приемлемой. Замена в формулах (2) Δ_1 на Δ_2 приводила только к изменению отношения L/ξ , не влияя на точность аппроксимации.

Зависимости $V_C(T)$ на ТК отличались большим разнообразием (рис. 2, б): форма измеренных зависимостей изменялась от выпуклой до прямой линии. Прямая линия зависимости $V_C(T)$ вблизи критической температуры $(T_C - T) \ll T_C$ характерна для классических SIS структур и микрозакоротов с $L \approx 0$ [21,22,54,55], в которых $V_C(T)$ пропорциональна произведению энергетических щелей электродов ТК $\Delta_1(T)\Delta_2(T) \propto (T_C - T)$ [54,55]. Для одного из наших ТК $V_C(T) \propto (T_C - T)$ во всем диапазоне измерений (зависимость 3 рис. 2, б) вплоть до $T = 0.37 T_C$. Подобные зависимости $V_C(T)$ отмечались ранее и для пленочных контактов [29,56]. Теоретическая модель, которая приводит к линейной зависимости $V_C(T)$ в широком диапазоне температур, отсутствует.

Зависимости 1 и 2 на рис. 2, б ближе к зависимости Ambegaokar–Baratoff [55] для туннельных контактов. Попробуем использовать эту модель с учетом двухзонной природы FeSe. Ток из PbIn ($\Delta_{\text{PbIn}} = 0.98$ meV) идет в зону 1 ($\Delta_1 = 2.06$ meV) и зону 2 ($\Delta_2 = 0.62$ meV) FeSe. Полный ток ТК I_C равен сумме токов в 1 и 2 зоны FeSe. Такая модель контакта Джозефсона рассмотрена в работе [57]:

$$I_C = I_{C1} + I_{C2}; \quad R_N = \frac{R_{N1} R_{N2}}{R_{N1} + R_{N2}},$$

$$V_C(T) = I_C R_N(T) = I_{C1} R_{N1}(T) \frac{1}{1 + \alpha} + I_{C2} R_{N2}(T) \frac{\alpha}{1 + \alpha};$$

$$\alpha = \frac{R_{N1}}{R_{N2}}, \quad (3)$$

$$I_{C1,2} R_{N1,2}(T) = \frac{\pi k_B T}{e} \Delta_{\text{PbIn}} \Delta_{1,2}$$

$$\times \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} [(\omega_m^2 + \Delta_{\text{PbIn}}^2)(\omega_m^2 + \Delta_{1,2}^2)]^{-0.5},$$

$$\omega_m = 2\pi k_B T(2m + 1),$$

где R_{N1} и R_{N2} — сопротивления токовых каналов в зоны 1 и 2 FeSe, $\Delta_{1,2}(T)$ — энергетические щели FeSe, m — целое число.

В качестве варьируемых параметров использовались α , T_C^{PbIn} и g , при этом считалось, что $\Delta_{\text{PbIn}}(T)$ следует BCS зависимости, температурные зависимости энергетических щелей FeSe $\Delta_{1,2}(T)$ были измерены нами ранее и отличны от BCS [14]. Результат аппроксимации зависимостей 1 и 2 показан на рис. 2, б линиями.

В табл. 2 даны величины подгоночных параметров, полученные при аппроксимации для двух NA ТК. Так как $\alpha \gg 1$, то зона FeSe с энергетической щелью

Таблица 2. Варьируемые параметры модели SIS контакта

№ зависимости на рис. 2, <i>b</i>	α	T_C^{Pbln} , К	g
1	26.80	6.15	0.209
2	79.39	6.13	0.107

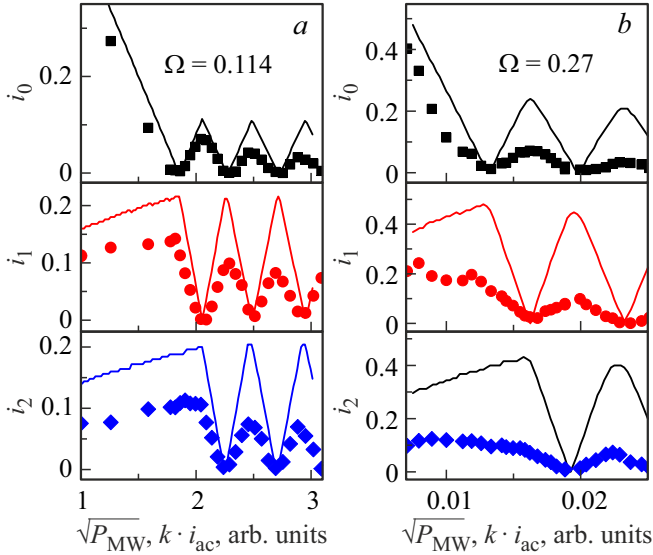


Рис. 3. Символы — измеренные зависимости критического тока ($n = 0$) и первых ступенек тока ($n = 1, 2$) от мощности СВЧ излучения $i_n^{\text{exp}}(\sqrt{P_{\text{MW}}})$ в НА (*a*) и ВЖ (*b*) ТК. Вычисленные по формулам резистивной модели зависимости $i_n^{\text{calc}}(i_{\text{ac}})$ показаны на этих рисунках линиями. Коэффициент k согласует измеренные и вычисленные зависимости.

$\Delta_1 = 2.06 \text{ meV}$ практически не влияет на характеристики контактов.

На рис. 3 символами показаны зависимости нормированного критического тока ($n = 0$) и первых ступенек тока ($n = 1, 2$) от мощности СВЧ излучения $i_n^{\text{exp}}(\sqrt{P_{\text{MW}}})$ в НА и ВЖ ТК. Видно, что при определенных мощностях P_{MW} ступеньки тока i_n полностью подавлялись. Это доказывает отсутствие токов не джозефсоновской природы в ТК. Измеренные зависимости аппроксимировались вычисленными из уравнения резистивной модели контакта Джозефсона со сверхпроводящим током $I_S = I_C \sin(\varphi)$. Вычисление ВАХ контакта сводилось к решению дифференциального уравнения [22,58]:

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = i + i_{\text{ac}} \sin \Omega \tau - \sin \varphi, \quad (4)$$

$$\tau = \left(\frac{2e}{\hbar} I_C R_N \right) t; \quad \Omega = 2\pi f / \left(\frac{2e}{\hbar} I_C R_N \right),$$

где i и i_{ac} — постоянный и переменный токи, нормированные на I_C , τ — нормированное время, Ω — нормированная частота электромагнитного излучения f . Решением этого уравнения является зависимость $\varphi(\tau)$ и нормированное на V_C постоянное напряжение v ,

равное усреднённым по времени осцилляциям переменного тока Джозефсона $v = \langle d\varphi/d\tau \rangle(i)$, то есть нормированная ВАХ. При $i_{\text{ac}} > 0$ на ВАХ при $v = n\Omega$ появлялись ступеньки тока, амплитуда которых $i_n^{\text{calc}}(i_{\text{ac}})$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) определялась значением i_{ac} .

В уравнении (4) единственной величиной, которую надо найти из измеренных характеристик ТК, является нормированная частота Ω , связанная с характерным напряжением контакта V_C . Изучение контактов Джозефсона с электродами из сверхпроводников на основе железа [38,39] показало, что стандартный метод определения V_C по ВАХ не работает. Точную величину Ω легко определить из нормированных периодов осцилляций $\eta_n = (i_n^{(2)} - i_n^{(1)})/i_n^{(1)}$ ($n = 0, 1, 2$) первых ступенек тока в поле СВЧ излучения [59,60]. В этой формуле $i_n^{(1)}$ и $i_n^{(2)}$ первый и второй минимумы на зависимости n -ой ступеньки тока $i_n^{\text{exp}}(\sqrt{P_{\text{MW}}})$. Связь η_n с Ω для первых ступенек тока на ВАХ, следующая из RSJ-модели с $I_S = I_C \sin(\varphi)$, была вычислена в работе [59]. В работе [60] вычисленные зависимости были аппроксимированы полиномами, позволяющими легко найти $\Omega(\eta_n)$ для ступенек с $n = 0, 1, 2$ с точностью $\approx 1\%$. Этот метод работает для контактов Джозефсона любого типа, независимо от формы и особенностей ВАХ. Для зависимостей, показанных символами на рис. 3, $\Omega = 0.114$ и 0.27 .

Вычисленные зависимости $i_n^{\text{calc}}(ki_{\text{ac}})$ показаны на рис. 3 линиями. Коэффициент k подбирался так, чтобы для первой ступеньки тока совпали первые минимумы осцилляций $i_1^{(1)}$. Видно, что периоды измеренных и вычисленных зависимостей хорошо совпадают. Это доказывает применимость резистивной модели ТК с $I_S = I_C \sin(\varphi)$ для описания ВАХ в поле СВЧ излучения. Пропорциональность сверхпроводящего тока контактов $\sin(\varphi)$ подтверждает обычную, s -симметрию ПП в FeSe.

4. Заключение

Созданы стабильные точечные контакты Джозефсона PbIn/FeSe (НА) и FeSe/FeSe (ВЖ). Вольт-амперные характеристики всех полученных ТК заметно отличались от вычисленных из резистивной модели. Измерены зависимости характерного напряжения контактов $V_C(T) = I_C R_N$ от температуры и зависимости амплитуд ступенек тока на ВАХ в поле СВЧ излучения от мощности излучения $I_n(P_{\text{MW}})$ ($n = 0, 1, 2$). Показано, что НА ТК имели структуру близкую к туннельной сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS), а ВЖ ТК структуру мостика SS'S с длиной $L \gg \xi^*$ (длины когерентности в S' слое). Осцилляции ступенек тока на ВАХ хорошо описывались резистивной моделью ТК с током Джозефсона, пропорциональным $\sin(\varphi)$. Аппроксимации всех измеренных зависимостей (качественно) возможны с помощью хорошо известных моделей. По-

лученные результаты указывают на обычную s (s^{++})-симметрию параметра порядка FeSe.

Финансирование работы

Работа частично поддержана проектом Российского научного фонда 22-72-10034. А.В.С. выражает благодарность за финансовую поддержку проект РНФ 23-12-00307. Выращивание кристаллов финансируется Министерством науки и высшего образования Российской Федерации и Программой развития Уральского федерального университета в рамках Приоритет-2030 и ФМУФ-2022-0002.

Благодарности

Авторы выражают искреннюю благодарность сотрудникам ОФТТ ФИАН за помощь в проведении данной работы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Kasahara, T. Watashige, T. Hanaguri, Y. Kohsaka, T. Yamashita, Y. Shimoyama, Y. Mizukami, R. Endo, H. Ikeda, K. Aoyama, T. Terashima, S. Uji, T. Wolf, H. von Löhneysen, T. Shibauchi, Y. Matsuda. PNAS **111**, 46, 16309 (2014).
- [2] X. Liu, L. Zhao, S. He, J. He, D. Liu, D. Mou, B. Shen, Y. Hu, J. Huang, X.J. Zhou. J. Phys. Condens. Matter **27**, 18, 183201 (2015).
- [3] A. Krzton-Maziopa, V. Svitlyk, E. Pomjakushina, R. Puzniak, K. Conder. J. Phys. Condens. Matter **28**, 29, 293002 (2016).
- [4] T. Shibauchi, T. Hanaguri, Y. Matsuda. J. Phys. Soc. Jpn. **89**, 10, 102002 (2020).
- [5] R. Liu, M.B. Stone, S. Gao, M. Nakamura, K. Kamazawa, A. Krajewska, H.C. Walker, P. Cheng, R. Yu, Q. Si, P. Dai, X. Lu. arXiv: 2401.05092.
- [6] T. Terashima, N. Kikugawa, A. Kiswandhi, E.-S. Choi, J.S. Brooks, S. Kasahara, T. Watashige, H. Ikeda, T. Shibauchi, Y. Matsuda, T. Wolf, A.E. Böhrer, F. Hardy, C. Meingast, H. Löhneysen, M.-T. Suzuki, R. Arita, S. Uji. Phys. Rev. B **90**, 14, 144517 (2014).
- [7] D. Liu, C. Li, J. Huang, B. Lei, L. Wang, X. Wu, B. Shen, Q. Gao, Y. Zhang, X. Liu, Y. Hu, Y. Xu, A. Liang, J. Liu, P. Ai, L. Zhao, S. He, L. Yu, G. Liu, Y. Mao, X. Dong, X. Jia, F. Zhang, S. Zhang, F. Yang, Z. Wang, Q. Peng, Y. Shi, J. Hu, T. Xiang, X. Chen, Z. Xu, C. Chen, X.J. Zhou. Phys. Rev. X **8**, 3, 031033 (2018).
- [8] Y. Sun, S. Kittaka, S. Nakamura, T. Sakakibara, K. Irie, T. Nomoto, K. Machida, J. Chen, T. Tamegai. Phys. Rev. B **96**, 22, 220505(R) (2017).
- [9] R. Khasanov, M. Bendele, A. Amato, K. Conder, H. Keller, H.-H. Klauss, H. Luetkens, E. Pomjakushina. Phys. Rev. Lett. **104**, 8, 087004 (2010).
- [10] C.-L. Song, Y.-L. Wang, P. Cheng, Y.-P. Jiang, W. Li, T. Zhang, Z. Li, K. He, L. Wang, J.-F. Jia, H.-H. Hung, C. Wu, X. Ma, X. Chen, Q.-K. Xue. Science **332**, 6036, 1410 (2011).
- [11] Y.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva, M.G. Mikhcheev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev, V.M. Pudalov, A.V. Sadakov, A.S. Usoltsev, T. Wolf, E.P. Khlybov, L.F. Kulikova. J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 9, 2867 (2013).
- [12] Yu.G. Naidyuk, O.E. Kvitnitskaya, N.V. Gamayunova, D.L. Bashlakov, L.V. Tyutrina, G. Fuchs, R. Hühne, D.A. Chareev, A.N. Vasiliev. Phys. Rev. B **96**, 9, 094517 (2017).
- [13] D.L. Bashlakov, N.V. Gamayunova, L.V. Tyutrina, J. Kačmarčík, P. Szabó, P. Samuely, Y.G. Naidyuk. Low Temp. Phys. **45**, 11, 1222 (2019).
- [14] B.A. Степанов, М.В. Голубков, А.В. Садаков, А.С. Усольцев, Д.А. Чареев. ЖЭТФ, **166**, 5, 1 (2024).
- [15] M. Bristow, A. Gower, J.C.A. Prentice, M.D. Watson, Z. Zajicek, S.J. Blundell, A.A. Haghighirad, A. McCollam, A.I. Coldea. Phys. Rev. B, **108**, 18, 184507 (2023).
- [16] S. Kasahara, Y. Sato, S. Licciardello, M. Čulo, S. Arsenijević, T. Ottenbros, T. Tominaga, J. Böker, I. Eremin, T. Shibauchi, J. Wosnitza, N.E. Hussey, Y. Matsuda. Phys. Rev. Lett. **124**, 10, 107001 (2020).
- [17] I.I. Mazin, D.J. Singh, M.D. Johannes, M.H. Du. Phys. Rev. Lett., **101**, 5, 057003 (2008).
- [18] P.J. Hirschfeld, M.M. Korshunov, I.I. Mazin. Rep. Prog. Phys. **74**, 12, 124508 (2011).
- [19] P. Dai. Rev. Mod. Phys. **87**, 3, 855 (2015).
- [20] W. Ko, S.Y. Song, J. Yan, J.L. Lado, P. Maksymovych. Nano Letters **23**, 17, 8310 (2023).
- [21] A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev. Rev. Mod. Phys. **76**, 2, 411 (2004).
- [22] A. Barone, G. Paterno. Physics and Applications of the Josephson Effect. John Wiley & Sons, New York (1982). 529 p.
- [23] I.B. Sperstad, J. Linder, A. Sudbø. Phys. Rev. B **80**, 14, 144507 (2009).
- [24] Y. Ota, M. Machida, T. Koyama, H. Matsumoto. Phys. Rev. Lett. **102**, 23, 237003 (2009).
- [25] Y. Ota, M. Machida, T. Koyama. Phys. Rev. B **82**, 14, 140509(R) (2010).
- [26] S.-Z. Lin. Phys. Rev. B **86**, 1, 014510 (2012).
- [27] F. Romeo, R. Citro. Phys. Rev. B **91**, 3, 035427 (2015).
- [28] A.V. Burmistrova, I.A. Devyatov, A.A. Golubov, K. Yada, Y. Tanaka, M. Tortello, R.S. Gonnelli, V.A. Stepanov, X. Ding, H.-H. Wen, L.H. Greene. Phys. Rev. B **91**, 21, 214501 (2015).
- [29] X. Zhang, Y.S. Oh, Y. Liu, L. Yan, K.H. Kim, R.L. Greene, I. Takeuchi. Phys. Rev. Lett. **102**, 14, 147002 (2009).
- [30] P. Seidel. Supercond. Sci. Tech. **24**, 4, 043001 (2011).
- [31] S. Döring, S. Schmidt, F. Schmidl, V. Tympel, S. Haindl, F. Kurth, K. Iida, I. Mönch, B. Holzapfel, P. Seidel. Supercond. Sci. Tech. **25**, 8, 084020 (2012).
- [32] S. Schmidt, S. Döring, F. Schmidl, V. Grosse, P. Seidel, K. Iida, F. Kurth, S. Haindl, I. Mönch, B. Holzapfel. Appl. Phys. Lett. **97**, 17, 172504 (2010).
- [33] S. Döring, M. Monecke, S. Schmidt, F. Schmidl, V. Tympel, J. Engelmann, F. Kurth, K. Iida, S. Haindl, I. Mönch, B. Holzapfel, P. Seidel. J. Appl. Phys. **115**, 8, 083901 (2014).
- [34] V.V. Fisun, O.P. Balkashin, O.E. Kvitnitskaya, I.A. Korovkin, N.V. Gamayunova, S. Aswartham, S. Wurmehl, Yu.G. Naidyuk. Low Temp. Phys. **40**, 10, 919 (2014).
- [35] X. Zhang, B. Lee, S. Khim, K.H. Kim, R.L. Greene, I. Takeuchi. Phys. Rev. B, **85**, 9, 094521 (2012).

- [36] S. Schmidt, S. Döring, N. Hasan, F. Schmidl, V. Tympel, F. Kurth, K. Iida, H. Ikuta, T. Wolf, P. Seidel. *Phys. Status Solidi B* **254**, 1, 1600165 (2017).
- [37] M. Tortello, V.A. Stepanov, X. Ding, H.-H. Wen, R.S. Gonnelli, L.H. Greene. *J. Supercond. Nov. Magn.* **29**, 3, 679 (2016).
- [38] В.А. Степанов, М. В. Голубков. *ЖЭТФ*, **157**, 2, 245 (2020).
- [39] М.В. Голубков, В.А. Степанов, А.В. Садаков, А.С. Усольцев, И.В. Морозов. *ЖЭТФ*, **163**, 2, 180 (2023).
- [40] D. Chareev, E. Osadchii, T. Kuzmicheva, J.-Y. Lin, S. Kuzmichev, O. Volkova, A. Vasiliev. *Cryst. Eng. Comm.* **15**, 10, 1989 (2013).
- [41] S. Knöner, D. Zielke, S. Köhler, B. Wolf, Th. Wolf, L. Wang, A. Böhmer, C. Meingast, M. Lang. *Phys. Rev. B* **91**, 17, 174510 (2015).
- [42] A.E. Böhmer, V. Taufour, W.E. Straszheim, T. Wolf, P.C. Canfield. *Phys. Rev. B* **94**, 2, 024526 (2016).
- [42] A.A. Sinchenko, P.D. Grigoriev, A.P. Orlov, A.V. Frolov, A. Shakin, D.A. Chareev, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev. *Phys. Rev. B* **95**, 16, 165120 (2017).
- [44] Yu.G. Naidyuk, I.K. Yanson. *Point-Contact Spectroscopy*. Springer, New York (2005). 297 p.
- [45] В.Н. Губанков, К.К. Лихарев, Н.М. Марголин. *ФТТ* **14**, 4, 953 (1972).
- [46] В.Н. Губанков, В.П. Кошелец, Г.А. Овсянников. *ЖЭТФ* **71**, 1, 348 (1976).
- [47] Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин. *ЖЭТФ* **68**, 2, 766 (1975).
- [48] N. Argaman. *Superlattices Microstruct.* **25**, 5–6, 861 (1999).
- [49] A.N. Vystavkin, V.N. Gubankov, L.S. Kuzmin, K.K. Likharev, V.V. Migulin, V.K. Semenov. *Rev. Phys. Appl.* **9**, 1, 79 (1974).
- [50] P.G. de Gennes. *Rev. Mod. Phys.* **36**, 1, 225 (1964).
- [51] М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев. *Физика низких температур*, **8**, 10, 1045 (1982).
- [52] М.Ю. Куприянов, К.К. Лихарев, В.Ф. Лукичев. *ЖЭТФ* **83**, 1, 431 (1982).
- [53] M.Yu. Kupriyanov, A. Brinkman, A.A. Golubov, M. Siegel, H. Rogalla. *Physica C* **326–327**, 16 (1999).
- [54] К.К. Лихарев. *УФН* **127**, 2, 185 (1979).
- [55] V. Ambegaokar, A. Baratoff. *Phys. Rev. Lett.* **11**, 2, 104 (1963).
- [56] T. Katase, Y. Ishimaru, A. Tsukamoto, H. Hiramatsu, T. Kamiya, K. Tanabe, H. Hosono. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 14, 142507 (2010).
- [57] A.A. Kalenyuk, E.A. Borodianskyi, A.A. Kordyuk, V.M. Krasnov. *Phys. Rev. B* **103**, 21, 214507 (2021).
- [58] J. Russer. *J. Appl. Phys.* **43**, 4, 2008 (1972).
- [59] К.К. Лихарев, В.К. Семенов. *Радиотехника и электроника* **16**, 11, 2167 (1971).
- [60] М.В. Голубков, В.А. Степанов. *ФТТ*, **66**, 4, 532 (2024).

Редактор Ю.Э. Кутаев