

ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА В ТОЧЕЧНЫХ КОНТАКТАХ $\text{PbIn}/\text{Fe}_{1-y}\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x$. ПРОБА СИММЕТРИИ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА

В. А. Степанов, М. В. Голубков*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119333, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 апреля 2019 г.,
после переработки 18 сентября 2019 г.
Принята к публикации 26 сентября 2019 г.

Изучены характеристики точечных контактов Джозефсона $\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}/\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ с током параллельным плоскости ab кристалла халькогенида железа (критическая температура кристалла $T_c \approx 15$ К). Измерены зависимости критического тока I_c и амплитуд первых ступенек тока (Shapiro steps) на вольт-амперных характеристиках I_n ($n = 0, 1, 2$; $I_0 = I_c$) от мощности P СВЧ-излучения частотой $f = 7.6$ ГГц и зависимости характерного напряжения $V_c(T) = I_c R_N$ (R_N — сопротивление в нормальном состоянии) от температуры T . Показано, что характеристики контактов I_c , R_N , V_c , полученные из начальных участков ВАХ, не позволяют описать осцилляции ступенек тока в поле СВЧ-излучения. Предложен метод определения нормированной частоты СВЧ-сигнала $\Omega = 2\pi f(2eV_c/h)^{-1}$, которая дает возможность количественно описать осцилляции ступенек тока в рамках резистивной модели и проверить, что сверхпроводящий ток Джозефсона I_s пропорционален $\sin(a\varphi)$ ($a = 1, 2$). Сравнение измеренных зависимостей $I_n(\sqrt{P})$ с вычисленными из резистивной модели показало, что сверхпроводящий ток $I_s = I_c \sin \varphi$, что согласуется с обычной s - и s^{++} -симметриями параметра порядка в $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$. Установлено, что V_c контактов пропорционально T в широкой области температур.

DOI: 10.31857/S0044451020020054

1. ВВЕДЕНИЕ

Открытые 10 лет тому назад сверхпроводники на основе железа (FeBS) [1] до сих пор вызывают огромный интерес. Это связано с большим разнообразием свойств этих соединений [2], с фазовыми диаграммами, аналогичными соответствующей характеристике купратов (HTSC) [3], с многозонностью электронных систем [4], с высокой критической температурой [5], с неизвестным спаривающим взаимодействием [6, 7], с топологической сверхпроводимостью [8]. Одним из наиболее интересных FeBS в настоящее время представляется $\text{Fe}_{1-y}\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x$ с максимальной критической температурой $T_c \approx 15$ К, являющийся сверхпроводником в широком диапазоне допирований x [9–11] с доказанным с помощью ARPES- и STM-экспериментов топологическим поверхностным состоянием [12, 13]. Это простое по сос-

таву вещество обладает совершенной кристаллической слоистой структурой и имеет нетоксичный состав. Развитые к настоящему времени технологии позволяют получать высококачественные образцы достаточно большого размера [14].

Теоретические исследования показали, что вероятным спаривающим взаимодействием в FeBS являются спиновые флуктуации, которые приводят к экзотической $s\pm$ -симметрии параметра порядка (ПП) [6, 7]. Эта симметрия характеризуется изотропными ПП разного знака на дырочных и электронных листах поверхности Ферми. Одним из признанных методов изучения симметрии ПП является эффект Джозефсона. Как известно, ток пар I_s в контакте Джозефсона (КД) между «обычными» сверхпроводниками пропорционален синусу разности фаз ПП φ в сверхпроводниках, образующих контакт, $I_s = I_c \sin \varphi$ (I_c — максимальный сверхпроводящий, или критический ток КД) [15]. Поэтому КД между однозонным сверхпроводником с s -симметрией ПП (S) и многозонным FeBS с ПП разных знаков стоит как бы из двух параллельно включенных КД,

* E-mail: stepanov@sci.lebedev.ru

токи I_s которых направлены навстречу друг другу, образуя «обычный» и так называемый π -контакты [16, 17]. Наличие сверхпроводящих токов с противоположными фазами в КД $\text{Pb}/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вдоль осей a и b купрата позволило доказать d -симметрию ПП в этом соединении [18]. В ряде теоретических исследований КД S/FeBS было показано, что при $s\pm$ -симметрии ПП в FeBS ток пар I_s сильно подавлен и может быть пропорционален $\sin 2\varphi$ [19, 20]. Это позволяет надеяться на определение симметрии ПП FeBS с помощью КД. К настоящему времени теоретические и экспериментальные исследования КД S/FeBS [21–24] позволили определить основные характеристики таких структур.

В то же время фазовая зависимость $I_s(f(\varphi))$ в экспериментах практически не изучалась. Измерить эту зависимость в КД можно несколькими способами разной сложности [25]. Как правило, для этого требуется создание системы из нескольких КД. Отличить же зависимость $I_s \propto \sin \varphi$ от $I_s \propto \sin 2\varphi$ можно на одном КД, исследовав осцилляции критического тока I_c и амплитуд ступенек тока I_n , появляющихся на вольт-амперной характеристике (ВАХ) КД при облучении последнего электромагнитным излучением, в зависимости от корня из мощности этого излучения, $I_n(\sqrt{P})$ ($n = 0, 1, 2$; $I_0 = I_c$) [23, 24, 26, 27]. Сравнив измеренные зависимости $I_n(\sqrt{P})$ с вычисленными из резистивной модели (resistivity shunted junction, RSJ), мы можем точно определить величину a в зависимости $I_s = I_c \sin(a\varphi)$ ($a = 1$ или $a = 2$). Экспериментальные исследования тока пар между сверхпроводником $\text{Pb}_{0.7}\text{In}_{0.3}$ и пердопированным соединением $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x(\text{FeAs})_2$ при $x \approx 0.6$ ($T_c \approx 30$ K) подтвердили предсказание теоретиков о том, что в КД S/FeBS ток I_s , текущий вдоль плоскости ab кристалла FeBS , пропорционален $\sin(2\varphi)$ [26, 27].

В настоящей работе представлены результаты исследований сверхпроводящего тока нескольких точечных КД между обычным сверхпроводником $\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}$ ($T_c \approx 6.6$ K) и монокристаллом $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ ($T_c \approx 15$ K, $\Delta T_c \approx 1.5$ K), текущего вдоль плоскости ab последнего. Нами изучены ВАХ нескольких КД, измерены зависимости критических токов и амплитуд ступенек тока от мощности СВЧ-излучения частотой $f = 7.6$ ГГц и зависимости характерных напряжений $V_c = I_c R_N$ от температуры T .

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Подробное описание характеристик использованных монокристаллов $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$, методики и ап-

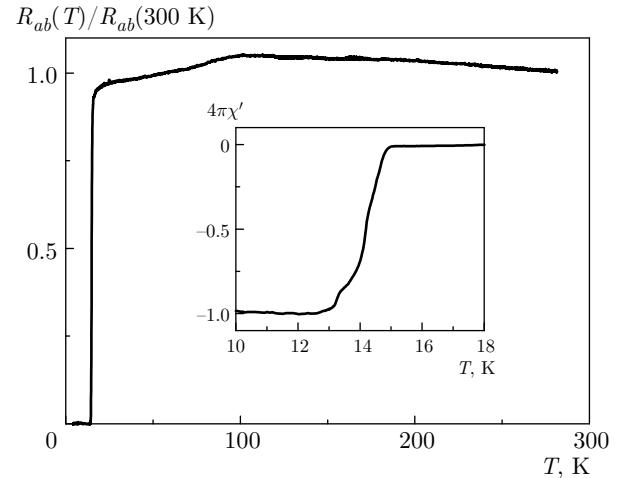


Рис. 1. Температурная зависимость нормированного продольного сопротивления R_{ab} монокристалла $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ в области температур 4.2–280 K. На вставке — температурная зависимость магнитной восприимчивости этого образца; $T_c \approx 15$ K, $\Delta T_c(10\% - 90\%) = 1\text{--}1.5$ K

паратуры для создания точечных КД, электронных компонент экспериментальной установки приведены в работах [28, 29]. Для исследований КД использовались лучшие монокристаллические пластинки размерами до $2 \times 1 \times 0.2$ мм³, полученные расслоением больших слитков. На рис. 1 приведена температурная зависимость нормированного продольного сопротивления R_{ab} монокристалла $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ в области температур 4.2–280 K. На вставке показана температурная зависимость магнитной восприимчивости этого образца. Видно, что температура начала перехода T_c^{onset} и $\Delta T_c(10\% - 90\%)$ образца составляли соответственно 15 K и 1.5 K. Ось c кристалла перпендикулярна плоскости пластинки $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$. Все представленные в данной работе результаты получены на этом кристалле.

Для создания точечного контакта пластинка $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ зажималась с помощью индия на подложке из фольгированного стеклотекстолита так, что ребро кристалла было перпендикулярно плоскости подложки. Рабочая поверхность кристалла перед проведением измерений очищалась скалыванием. S-электрод контакта в виде ножа длиной примерно 1 мм вырезался бритвой из прямоугольной пластинки $\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}$. Всегда использовался «свежий» срез. Подготовленные электроды устанавливались в юстировочное устройство криогенной вставки с дифференциальным винтом и редуктором (точность перемещения электродов около 10 мкм/оборот вала) так, чтобы нож $\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}$ был

перпендикулярен ребру кристалла $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$. При таком расположении электродов ток через контакт всегда протекал вдоль плоскости $\mathbf{ab}$ кристалла. КД создавался и настраивался с помощью перемещения S-электрода при температуре 4.2 К. ВАХ контакта записывались по стандартной четырехконтактной схеме с помощью источника тока Keithley 6221 и нановольтметра Keithley 2182. Электронные приборы подсоединялись к образцу с помощью коаксиальных кабелей. Температура образца непрерывно регистрировалась с помощью термометра RuO_2 . В качестве источника СВЧ-излучения мы использовали клистрон. СВЧ-излучение после прохождения через волноводный аттенуатор заводилось в коаксиальный кабель криогенной вставки. С точечным контактом СВЧ-сигнал согласовывался с помощью антенны на конце кабеля. После первого касания электродов и увеличения давления до появления сверхпроводящего тока I_s контакт облучался СВЧ-излучением. Появляющиеся на ВАХ контакта ступеньки тока и практически полное подавление критического тока I_c СВЧ-излучением при увеличении мощности последнего служили доказательством джозефсоновской природы сверхпроводящего тока.

Анализ ВАХ, записанных при разной мощности P СВЧ, позволял построить зависимости критического тока и амплитуд I_n ($n = 0, 1, 2$) ступенек тока КД от $\sqrt{P}$. Для определения зависимости сверхпроводящего джозефсоновского тока от фазы требовалось зарегистрировать несколько осцилляций (изменений от максимума до минимума) амплитуд первых ступенек тока I_n [26, 27]. Измеренные зависимости, нормированные на критический ток при $P = 0$ (ослабление равно 100 дБ), $i_n^{exp} = I_n(\sqrt{P})/I_c$, сравнивались с вычисленными зависимостями $i_n^{calc}(i_{ac})$ (i_{ac} — переменный ток в КД, наведенный СВЧ-излучением, нормированный на I_c) при разных соотношениях ток–фаза. Для вычисления соответствующих зависимостей использовалась резистивная модель КД [15, 30], в которой не учитывалось влияние шумов, емкости и индуктивности. В этой модели контакт представляется в виде идеального КД, через который течет только ток пар $I_s = I_c \sin(a\varphi)$, и включенного параллельно ему омического сопротивления R_N . Вычисление ВАХ контакта в этой модели сводится к решению относительно простого дифференциального уравнения [15, 30]

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = i + i_{ac} \sin(\Omega\tau) - \sin(a\varphi), \quad (1)$$

$$\tau = \left(\frac{2e}{\hbar} I_c R_N \right) t, \quad \Omega = \omega_{ac} / \left(\frac{2e}{\hbar} I_c R_N \right),$$

где i — постоянный ток, нормированный на I_c , $a = 1$ или $a = 2$, φ — разность фаз ПП в электродах КД, τ — нормированное время, Ω — нормированная частота СВЧ-излучения, $\omega_{ac} = 2\pi f$ — частота СВЧ-излучения, e — заряд электрона. При решении уравнения (1) задавались постоянный i и переменный i_{ac} токи, находились величина $\varphi(\tau)$ и нормированное на произведение $I_c R_N$ постоянное напряжение v , равное усредненным по времени осцилляциям $\langle d\varphi/d\tau \rangle$. В результате получалась нормированная ВАХ $v(i)$.

Решение уравнения (1) методом Рунге–Кутты проводилось на многопроцессорном кластере. Программа была написана на языке Python [31]. Дальнейшая обработка вычисленных ВАХ с помощью программы на MATLAB-е позволяла быстро построить искомые зависимости $i_n^{calc}(i_{ac})$ ($n = 0, 1, 2$). Вычисленные зависимости сравнивались с соответствующими измеренными зависимостями $i_n^{exp}(k\sqrt{P})$ путем подбора коэффициента k , на который нужно умножить $\sqrt{P}$, чтобы первые минимумы вычисленных и измеренных осцилляций первой ступеньки тока i_1 совпали. Эта процедура позволяла найти СВЧ-ток, индуцированный на КД. Коэффициент k учитывал потери мощности СВЧ-сигнала в тракте и при связи излучения антенны с КД.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

При первом касании электродов сверхпроводящий ток через контакт отсутствовал из-за возможных окислов на поверхностях металлов. При увеличении давления сопротивление контакта уменьшалось, появлялся сверхпроводящий ток I_s , величина которого увеличивалась с ростом давления. При облучении контакта СВЧ-излучением критический ток I_c уменьшался и на ВАХ появлялись ступеньки тока при напряжениях $V_n = n\hbar\omega_{ac}/2e$. Как и положено для КД, критический ток и амплитуды ступенек тока осциллировали (изменялись от максимума до минимума) при изменении мощности СВЧ-сигнала.

На рис. 2 показаны типичные ВАХ контакта № 1 при разных уровнях мощности СВЧ. Все записи сделаны при $T = 4.2$ К. Мощность СВЧ-сигнала увеличивалась от ВАХ № 19 (ослабление 100 дБ) до ВАХ № 76 (ослабление 2 дБ). После этого был сделан повтор записи ВАХ при нулевой мощности СВЧ (ВАХ № 78). Видно, что ВАХ № 19 и № 78 совпадают. Это доказывает, что характеристики КД в процессе записи не изменились. Видно, что ВАХ вблизи $V = 0$ сглажены и ступеньки тока не вертикальны. Это яв-

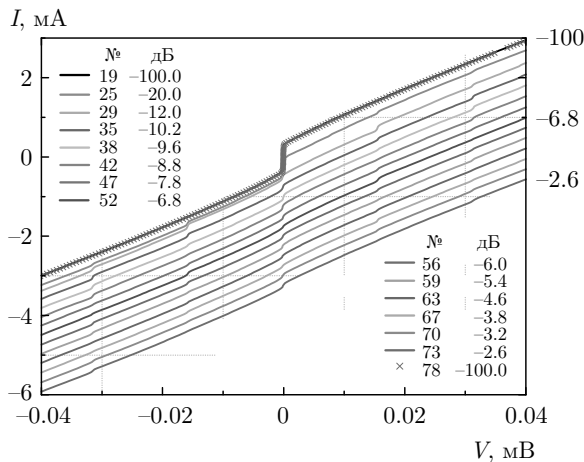


Рис. 2. (В цвете онлайн) ВАХ точечного КД №1 $\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}/\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$, записанные при $T = 4.2$ К и разных уровнях мощности излучения клистрона ($f = 7.6$ ГГц). На вставке приведены номера ВАХ и ослабление мощности клистрона в децибелах. Для ясности ВАХ, записанные при росте мощности СВЧ, смещены вниз относительно первой ВАХ №19. Хорошо видны осцилляции критического тока контакта и первых двух ступенек тока. Последняя ВАХ №78 не смещалась относительно ВАХ №19. Совпадение ВАХ №19 и №78, записанных в отсутствие СВЧ-сигнала, демонстрирует высокую стабильность контакта

ляется следствием шумовых токов i_{noise} , связанных с конечной температурой и электромагнитными наводками.

Амплитуды критического тока I_c и ступенек тока измерялись стандартным методом [32]. Они приведены на рис. 3. Символами на рис. 3а показана начальная часть ВАХ №19, а на рис. 3б — часть ВАХ №29 в окрестности первой ступеньки тока. Тонкими прямыми линиями показаны экстраполяции начального участка ВАХ и ВАХ вблизи ступеньки тока. Критический ток I_c и амплитуда ступеньки находились по пересечениям этих линий с осью тока и с вертикальной линией, проведенной через центр ступеньки, соответственно. Полученные зависимости нормировались на критический ток I_c при нулевой мощности СВЧ.

На рис. 4 символами показаны измеренные на КД №1 для ступенек тока $n = 0, 1, 2$ зависимости $i_n^{\text{exp}}(h\sqrt{P})$ ($h = 10.54$; выбор величины h обсудим позже). Ступеньки тока, как и положено в случае I_s джозефсоновской природы, осциллируют. При определенной мощности СВЧ ступеньки исчезают практически полностью. Минимальная величина критического тока составляет не более 10 % от I_c при $P = 0$. При ее оценке следует учесть, что поймать нули осцилляций довольно сложно — амплитуда ступенек

в зависимости от $\sqrt{P}$ вблизи нулей изменяется очень резко. Близкие к показанным на рис. 4 зависимости $i_n^{\text{exp}}(\sqrt{P})$ были получены и на нескольких других КД.

После измерений в СВЧ-поле на КД проводились измерения зависимостей характерного напряжения контактов от температуры: $V_c(T) = I_c(T)R_N(T)$. Полученные результаты показаны на рис. 5. Характеристики КД не изменялись при повышении температуры от 4.2 до 6.8 К, которая немного превышает T_c для $\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}$. ВАХ контакта №1 при разных температурах показаны на рис. 5а. Стабильность КД доказывает совпадение ВАХ, записанных при $T = 4.2$ К перед началом измерения температурной зависимости и после окончания данных измерений. На рис. 5б символами показаны зависимости V_c от температуры для контактов №1 и №2. Видно, что характерное напряжение КД уменьшалось при повышении температуры практически линейно ($V_c \propto T_c - T$) в довольно широком диапазоне температур $T/T_c = 0.6-1.0$. Такая зависимость совпадает с известными из литературы данными измерений на контактах $\text{S}/\text{I}/\text{S}_{\text{FeBS}}$ [22, 23] (I — изолятор), но заметно отличается от классической зависимости как для туннельных контактов [15], так и для микрозакороток [33] из обычных сверхпроводников.

Кратко обсудим полученные результаты. Отметим, во-первых, что линейная зависимость $V_c(T)$ вблизи T_c (рис. 5) характеризует тип слабой джозефсоновской связи как $\text{S1}/\text{I}/\text{S2}$, так и $\text{S1}/\text{c}/\text{S2}$ (с — сужение, constriction) при длине L канала, соединяющего сверхпроводники, $L \ll \xi$, λ (ξ — длина когерентности, λ — глубина проникновения магнитного поля) [15, 33]. Характеристики таких КД можно достаточно точно описать RSJ-моделью. По начальному участку ВАХ невозможно отличить контакт $\text{S1}/\text{I}/\text{S2}$ от контакта $\text{S1}/\text{c}/\text{S2}$. ВАХ этих структур заметно различаются при напряжениях, примерно равных сумме энергетических щелей Δ электронов КД $(\Delta_{\text{PbIn}} + \Delta_{\text{FeSeTe}})/e$. В нашем случае $\Delta_{\text{PbIn}} \approx 1$ мэВ, Δ_{FeSeTe} на разных листах поверхности Ферми равны 1.7, 2.5 и 4.2 мэВ [34]. Мы не смогли записать ВАХ контактов до напряжений, соответствующих сумме энергетических щелей PbIn и FeSeTe , из-за нагрева КД.

Вернемся к ВАХ, показанной на рис. 3а. Хорошо видно, что форма ВАХ отличается от гиперболической, характерной для резистивной модели КД, однако I_c и ступеньки тока осциллируют, как и положено в этой модели. Для начала оценим характеристики I_c , R_N и V_c контакта по участку ВАХ, показанному на рис. 3а, как это делалось в работах

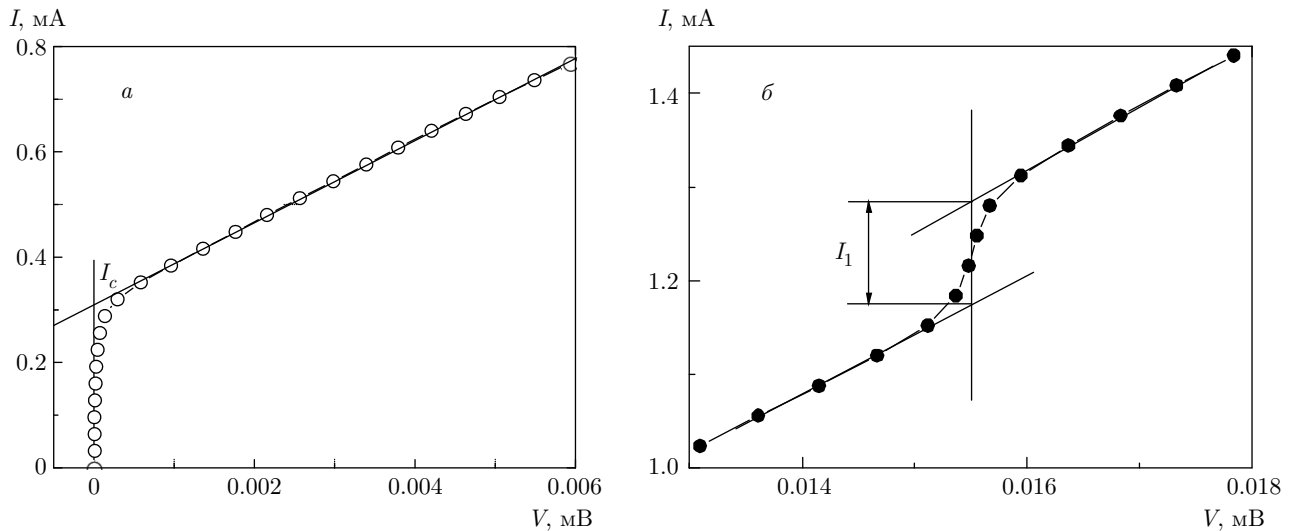


Рис. 3. Метод определения I_c и амплитуды ступеньки тока. а) — начальный участок ВАХ № 19 (КД № 1) при $T = 4.2$ К (символы; ослабление СВЧ 100 дБ); тонкие прямые линии — экстраполяция начального участка ВАХ для определения критического тока I_c контакта ($I_c = 0.31$ мА, $R_N = 0.012$ Ом, $I_c R_N \approx 0.004$ мВ, $\Omega > 3$). б) — Часть ВАХ № 29 в окрестности первой ступеньки тока; тонкие прямые линии — экстраполяция ВАХ вблизи ступеньки тока в область ступеньки; амплитуда ступеньки I_1 определялась по точкам пересечения вертикальной линии, проходящей через центр ступеньки, и прямыми, экстраполирующими ВАХ

[22, 23, 26, 27, 35]. У нас $I_c = 0.31$ мА, $R_N = 0.012$ Ом, соответственно имеем $V_c = I_c R_N \approx 0.004$ мВ. Отметим, что критический ток КД частично подавлен шумами, а найденная величина R_N , по-видимому, также отличается от реального сопротивления контакта в нормальном состоянии. Для грубой оценки влияния шумов можно воспользоваться известной теорией [15], позволяющей аппроксимировать ВАХ с учетом шума в рамках резистивной модели и найти эффективные значения I_c^* и R_N^* КД в отсутствие шумов. Аппроксимация начального участка ВАХ с учетом шума дала для КД № 1 $I_c^* = 0.43$ мА, $R_N^* = 0.0086$ Ом и, соответственно, $V_c^* = 0.0037$ мВ. Видно, что величина V_c , от которой зависит нормированная частота Ω , определяющая период вычисленных из уравнения (1) осцилляций в СВЧ-поле, практически не изменилась. Напомним, что для точного измерения R_N надо подавить сверхпроводимость в берегах контакта магнитным полем, что невозможно, так как критическое магнитное поле для $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ составляет примерно 50 Тл [28]. Оценить R_N также можно было бы по асимптоте линейного участка ВАХ при $V > (\Delta_{\text{PbIn}} + \Delta_{\text{FeSeTe}})/e$ в область $V = 0$. Но и этот метод оценки R_N в данном случае не подходит, так как при $V > 100$ мВ ВАХ начинает заметно изменяться вследствие нагрева. Таким образом, оценки V_c и Ω , необходимые

для расчетов с помощью уравнения (1) зависимости ступенек тока $i_n^{\text{calc}}(\sqrt{P})$, из характеристик начального участка ВАХ, по-видимому, имеют значительные отклонения от реальных величин.

На это может указывать и большое отличие найденной из начального участка ВАХ величины V_c от теоретического значения. Величина V_c и ее зависимость от температуры туннельных контактов (S1/I/S2) и микрозакоротов (S1/c/S2) из обычных сверхпроводников определяются энергетическими щелями электродов [36]:

$$I_c R_N \approx \frac{\pi \Delta_{\text{PbIn}} \Delta_{\text{FeSeTe}}}{4ek_B T_c}, \quad (2)$$

где k_B — постоянная Больцмана. Соответственно, минимальная величина V_c для нашего контакта должна быть больше 1 мВ при $T = 4.2$ К. Отметим, что известные из литературы величины V_c для КД разного типа (точечных и пленочных), в которых хотя бы одним электродом являлся FeBS и которые также находились из начальных участков ВАХ, как и для наших КД, не превышали нескольких десятков микровольт [22, 23, 26, 27, 35]. Такие величины V_c , как следует из теории [37], характерны для КД, одним из электродов которого является сверхпроводник с $d_{x^2-y^2}$, p - или $s \pm$ -симметрией ПП. В таких КД токи I_s , текущие из обычного сверхпроводника

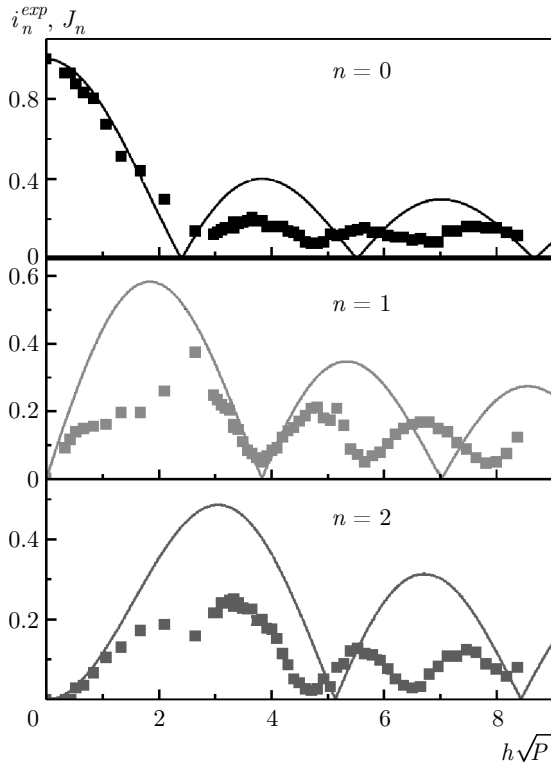


Рис. 4. Измеренные зависимости критического тока и амплитуд первых ступенек тока КД №1 $i_n^{exp}(h\sqrt{P}) = I_n/I_c$ ($n = 0, 1, 2$) от корня из мощности СВЧ-излучения (символы) и функции Бесселя $J_n(x)$, аппроксимирующие измеренные зависимости (линии). Коэффициент $h = 10.54$, учитывающий потери мощности СВЧ-сигнала в подводящем тракте, был найден по совпадению первого минимума измеренной $i_1^{exp}(h\sqrt{P})$ и вычисленной $J_1(x)$ зависимостей

в проводящие зоны с фазами ПП разного знака, в значительной степени компенсируются [38–41].

Теоретические исследования показали, что для КД между обычным сверхпроводником и сверхпроводником с $s\pm$ -симметрией ПП величина V_c и зависимость $V_c(T)$ могут значительно отличаться от соответствующих характеристик КД из обычных сверхпроводников [26, 37]. В частности, величина V_c может быть заметно подавлена, а зависимость $V_c(T)$ может быть линейной в широкой области температур. Несмотря на различия структур КД, S1/I/S2 и S1/c/S2, на их ВАХ в СВЧ-поле появляются ступеньки тока, осцилляции которых в зависимости от $\sqrt{P}$ можно описать с помощью уравнения (1).

Решение отмеченных выше проблем, связанных с измерением V_c по начальному участку ВАХ, едва ли приблизит эту характеристику КД к полученной из уравнения (2). Тем не менее в ряде экспериментов на КД S/HTSC и S/FeBS найденные из на-

чальных участков ВАХ величины V_c и Ω позволили описать осцилляции ступенек тока в СВЧ-поле [22, 23, 26, 27, 32, 35]. Отметим также, что во всем диапазоне мощности СВЧ-излучения на ВАХ наших КД наблюдались ступеньки тока, отвечающие только основной структуре: $2eV = n\hbar\omega_{ac}$. Ступеньки, соответствующие субгармоникам СВЧ-излучения n/m (m — целое число), отсутствовали. В резистивной модели КД ступеньки, отвечающие субгармоникам СВЧ-сигнала с $m = 2$, возникают при наличии в зависимости $I_s(\varphi)$ члена, пропорционального $\sin 2\varphi$. Однако в контакте между обычным сверхпроводником и сверхпроводником с $s\pm$ -симметрией ПП ступеньки с полужелыми номерами могли исчезнуть. На такую возможность указывает качественная теория [42]. Поэтому зависимость $I_s(\varphi)$ необходимо проверить.

Обсудим аппроксимацию зависимостей $i_n^{exp}(h\sqrt{P})$ для ступенек $n = 0, 1, 2$ КД №1, показанных символами на рис. 4. Для этого КД сделанные выше оценки V_c дают величину $\Omega \approx 3$. При $\Omega > 1$ зависимости осцилляций $i_n^{exp}(\sqrt{P})$ при $I_s = I_c \sin \varphi$ должны описываться функциями Бесселя $J_n(x)$ [15]. Коррекция V_c , связанная с шумами и измерением R_N , изменит Ω контакта, тем не менее есть вероятность того, что Ω останется большей 1. Проверим это предположение. Попробуем аппроксимировать i_n^{exp} функциями Бесселя. Для сравнения измеренных зависимостей i_n^{exp} с функциями Бесселя величина индуцированного на КД ВЧ-тока (пропорциональная $\sqrt{P}$) умножалась на коэффициент $h = 10.54$, обеспечивающий совпадение первых минимумов измеренной зависимости $i_1^{exp}(h\sqrt{P})$ и $J_1(x)$. Полученный результат для ступенек $n = 0, 1, 2$ приведен на рис. 4. Функции Бесселя $J_n(x)$ ($n = 0, 1, 2$) показаны линиями. Видно, что функции $J_n(x)$ не могут описать измеренные зависимости. Нас интересует в первую очередь период осцилляций $i_n^{exp}(\sqrt{P})$, так как именно эта характеристика определяется фазовой зависимостью тока Джозефсона $I_s = I_c \sin(a\varphi)$ и нормированной частотой Ω СВЧ-сигнала. Амплитуды осцилляций зависят также от уровня шумового сигнала i_{noise} на КД, который не влияет на их период [15, 32, 43]. Если предположить, что $I_s = I_c \sin 2\varphi$, то осцилляции должны описываться функциями Бесселя $J_n(2x)$. Эти функции также не смогут аппроксимировать измеренные зависимости, так как оси x функций $J_n(x)$ и $J_n(2x)$ различается ровно в два раза. Очевидно, что величина Ω , которую мы нашли из начального участка ВАХ, не описывает поведение КД №1 в поле СВЧ-излучения.

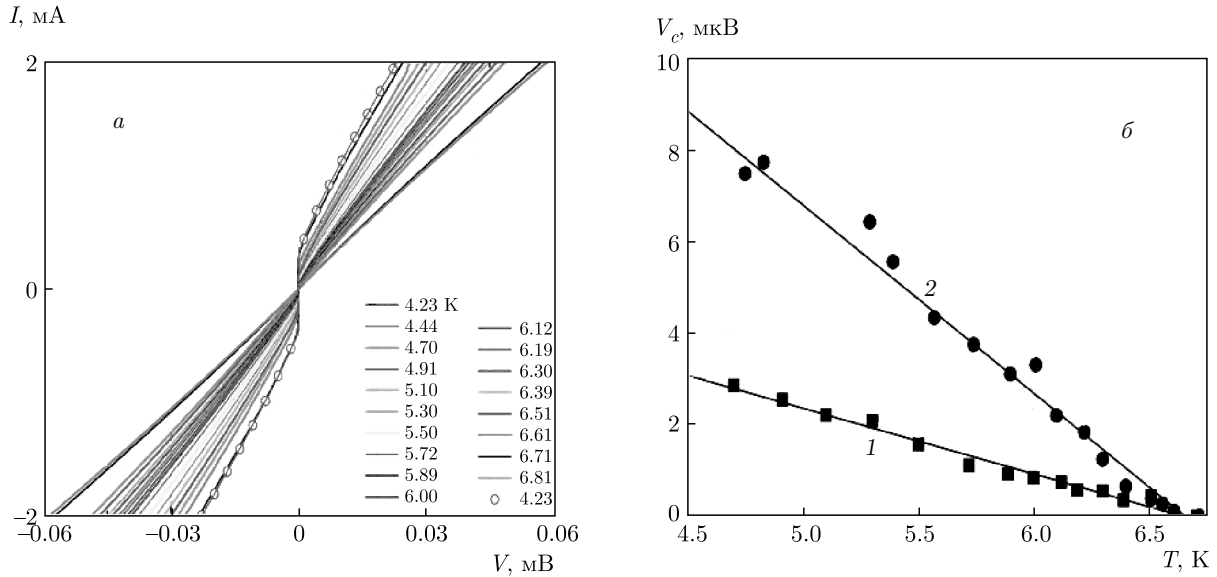


Рис. 5. (В цвете онлайн) *а*) Серия ВАХ для КД № 1, записанных при повышении температуры от 4.2 до 6.8 К (линии). После этого контакт был вновь охлажден до 4.2 К (символы). ВАХ, записанные до и после температурных измерений, совпадают. *б*) Измеренные величины характерного напряжения $V_c(T) = I_c(T)R_N(T)$ для КД № 1 (1) и № 2 (2) при разных температурах (символы) и их аппроксимации (линии)

Проблемы, связанные с определением $V_c = I_c R_N$ по начальному участку ВАХ, и колоссальное отличие этой характеристики от теоретической величины (2), по-видимому, не позволили описать измеренные зависимости $i_n^{exp}(\sqrt{P})$. Тем не менее сверхпроводящий ток I_s осциллирует в СВЧ-поле, как и положено в КД, а зависимости $i_n^{exp}(\sqrt{P})$ очень похожи на зависимости, следующие из уравнения (1). В ряде исследований КД между обычным сверхпроводником и сверхпроводниками с необычным спариванием (купратными ВТСП и FeBS) авторы работ [23, 44] столкнулись с похожей ситуацией. В таких случаях они подбирали нормированную частоту Ω СВЧ-излучения, которая позволяла описать осцилляции ступенек тока. Для того чтобы сделать это путем подгонки решений уравнения (1) с разными Ω к измеренным зависимостям, необходим доступ к высокопроизводительной вычислительной системе.

Мы предлагаем более простой и точный метод определения Ω для аппроксимации измеренных зависимостей $i_n^{exp}(\sqrt{P})$. Найдём Ω для КД № 1 из периода осцилляций первой ступеньки тока $i_1^{exp}(\sqrt{P})$. Связь с Ω нормированного периода осцилляций для нескольких первых ступенек тока на ВАХ,

$$\eta_n(\Omega) = (i_n^{(2)} - i_n^{(1)}) / i_n^{(1)}, \quad (3)$$

следующая из уравнения резистивной модели с зависимостью $I_s = I_c \sin \varphi$, была вычислена из урав-

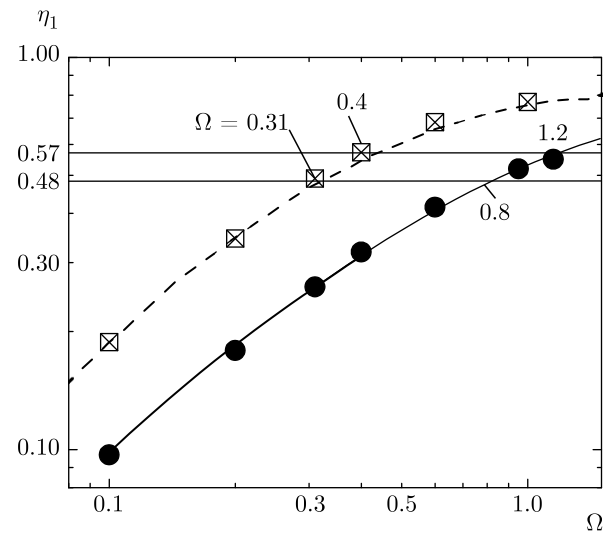


Рис. 6. Зависимость нормированного периода осцилляций первой ступеньки тока η_1 (см. выражение (3)) на ВАХ от нормированной частоты Ω СВЧ-излучения, вычисленная из уравнения (1) в работе [45] для $I_s = I_c \sin \varphi$ (штриховая линия), а также вычисленные в данной работе из уравнения (1) значения $\eta_1(\Omega)$ для нескольких Ω при $I_s = I_c \sin \varphi$ (квадраты) и $I_s = I_c \sin 2\varphi$ (кружки). Линия аппроксимирует вычисленные значения для $I_s = I_c \sin 2\varphi$; $\eta_1 = 0.48$ и $\eta_1 = 0.57$ — нормированные периоды осцилляций первой ступеньки тока соответственно КД № 1 и № 2

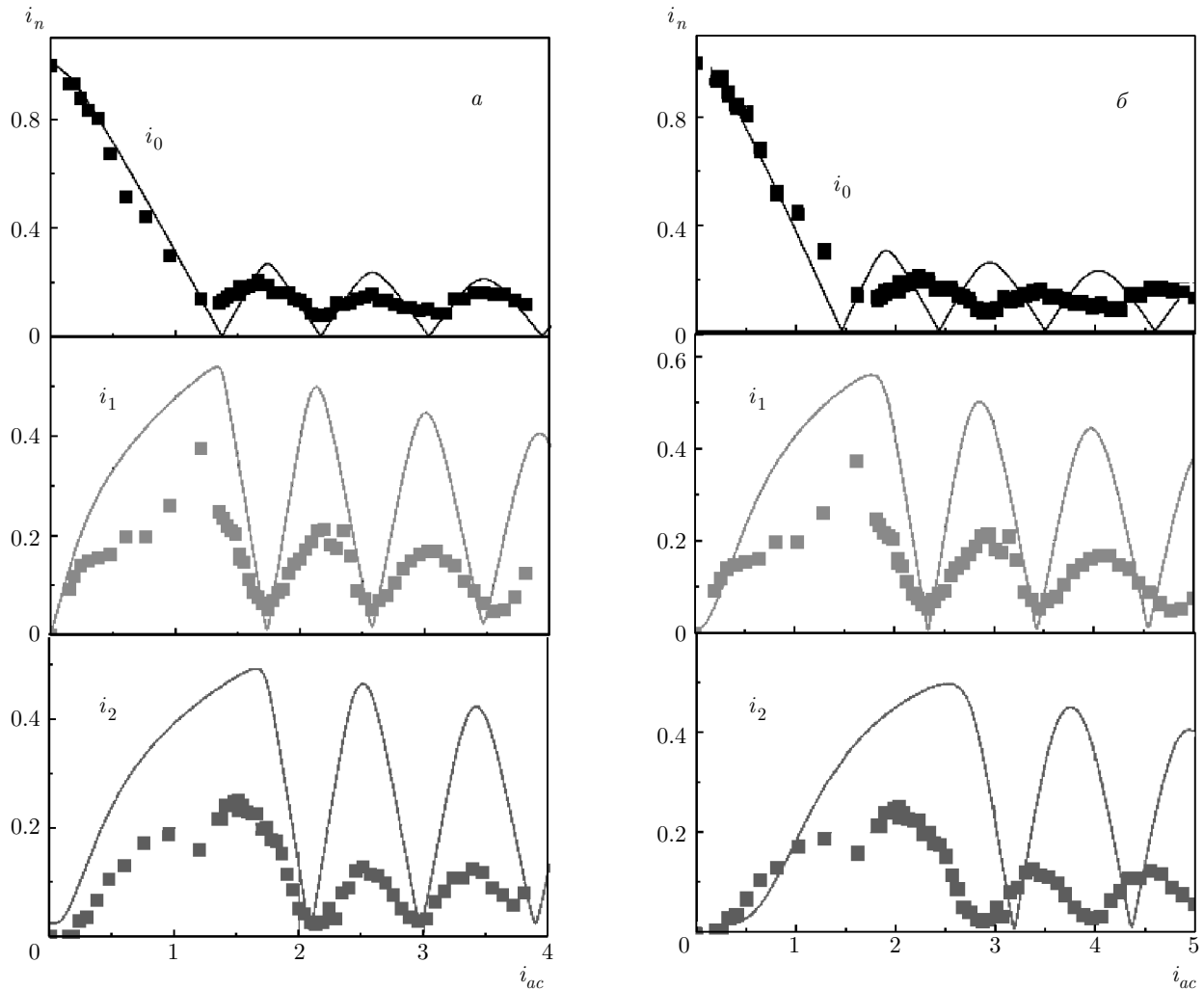


Рис. 7. Аппроксимация измеренных зависимостей $i_n^{exp}(\sqrt{P})$, $n = 0, 1, 2$ (символы) точечного КД №1 ($\eta_1 = 0.48$) вычисленными из резистивной модели значениями $i_n^{calc}(i_{ac})$: а — $\Omega_\varphi = 0.31$, $I_s = I_c \sin \varphi$; б — $\Omega_{2\varphi} = 0.8$, $I_s = I_c \sin 2\varphi$. Значения Ω_φ и $\Omega_{2\varphi}$ найдены из рис. 6. Коэффициенты $k = 4.6$ (а) и $h = 6.44$ (б), учитывающие потери мощности в СВЧ-тракте, были найдены при совмещении первых минимумов вычисленных и измеренных зависимостей i_1

нения (1) в работе [45]. В формуле (3) $i_n^{(1)}$ и $i_n^{(2)}$ — первый и второй минимумы на зависимости n -й ступеньки тока $i_n(i_{ac})$. Из периода осцилляций первой ступеньки i_1^{exp} мы нашли величину $\eta_1^{exp} = 0.48$. Из приведенного в работе [45] графика, часть которого дана на рис. 6 (квадраты и штриховая линия), определим нормированную частоту СВЧ-излучения: $\Omega_\varphi \approx 0.31$. Рассчитаем зависимости $i_n^{calc}(i_{ac})$, $n = 0, 1, 2$ из уравнения (1) с этим значением Ω_φ и $I_s = I_c \sin \varphi$. Полученный результат после подбора коэффициента $k = 4.8$, на который мы умножили $\sqrt{P}$ в случае измеренной зависимости, показан на панелях рис. 7а. Видно, что периоды осцилляций измеренных $i_n^{exp}(k\sqrt{P})$ ($n = 0, 1, 2$) (символы) и вы-

численных зависимостей $i_n^{calc}(i_{ac})$ (линии) совпадают для всех трех ступенек тока. Это доказывает, что в нашем контакте №1 ток Джозефсона $I_s = I_c \sin \varphi$. Данное соотношение характерно для сверхпроводника с s - или s^{++} -симметрией ПП.

Попытаемся аппроксимировать измеренные зависимости $i_n^{exp}(\sqrt{P})$ контакта №1 вычисленными из резистивной модели с $I_s = I_c \sin 2\varphi$. Для этого нам надо найти соответствующую величину $\Omega_{2\varphi}$. С этой целью мы вычислили ВАХ из уравнения (1) с $I_s = I_c \sin 2\varphi$, $i_{ac} = 0-8$ для нескольких значений Ω и нашли зависимость нормированного периода $\eta_1^*(\Omega)$ осцилляций первой ступеньки (ступеньки на половинной частоте СВЧ-излучения будем считать суб-

гармониками). Эта зависимость приведена на рис. 6 кружками и линией, соединяющей кружки. Для зависимостей $i_n^{exp}(\sqrt{P})$ КД №1, показанных на рис. 4, с $\eta_1^{exp} = 0.48$ при $I_s = I_c \sin 2\varphi$ имеем $\Omega_{2\varphi} = 0.8$. Рассчитанные из уравнения (1) с этими параметрами зависимости $i_n^{calc}(i_{ac})$, $n = 0, 1, 2$ показаны линиями на рис. 7б. Измеренные зависимости $i_n^{exp}(\sqrt{P})$ (символы) подгонялись к вычисленным, как и ранее, по совпадению первых минимумов $i_1^{calc}(i_{ac})$ и $i_1^{exp}(h\sqrt{P})$. Подгоночный коэффициент $h = 6.44$. Результаты подгонки хорошо видны на рис. 7б: период измеренных осцилляций $i_n^{exp}(k\sqrt{P})$ хорошо аппроксимируется вычисленным $i_n^{calc}(i_{ac})$ при предположении, что $I_s = I_c \sin \varphi$. Ясно, что зависимость $I_s = I_c \sin 2\varphi$ не может описать периоды осцилляций всех трех ступенек тока КД №1 $i_n^{exp}(\sqrt{P})$, измеренных в нашем эксперименте.

Подобные результаты были получены и на других изученных КД $\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}/\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$. Так, для КД №2 найденные из начального участка ВАХ характеристики равны $I_c = 0.29$ мА, $R_N = 0.042$ Ом, $V_c = 12$ мкВ и $\Omega \approx 1.3$. Нормированный период осцилляций первой ступеньки тока данного КД составил $\eta_1 = 0.57$, $\Omega_\varphi = 0.4$ для $I_s \propto \sin \varphi$ и $\Omega_{2\varphi} = 1.2$ для $I_s \propto \sin 2\varphi$, см. рис. 6. Найденная из ВАХ величина Ω не позволила аппроксимировать измеренные зависимости ни при $I_s \propto \sin \varphi$, ни при $I_s \propto \sin 2\varphi$. В то же время при $\Omega_\varphi = 0.4$ период осцилляций $i_n^{exp}(\sqrt{P})$ КД №2 аппроксимируется достаточно точно, что еще раз подтверждает, что $I_s \propto \sin \varphi$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены стабильные точечные КД типа S1/c/S2 (или S1/I/S2) между обычным сверхпроводником ($\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}$, $T_c \approx 6.6$ К) и ребром кристаллической пластинки (плоскостью **ab**) сверхпроводника на основе железа $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ ($T_c \approx 15$ К). При температуре $T = 4.2$ К для нескольких КД измерены зависимости критических токов контактов и амплитуд первых ступеней тока от мощности СВЧ-излучения с частотой $f = 7.6$ ГГц. На тех же контактах измерены зависимости характерного напряжения $V_c = I_c R_N$ от температуры. Показано, что основные характеристики КД, I_c , R_N и V_c , полученные из начального участка ВАХ, не описывают его свойства в рамках резистивной модели, в том числе и осцилляции ступенек тока в поле СВЧ-излучения.

Предложен метод определения нормированной частоты СВЧ-излучения, которым облучается контакт, $\Omega = 2\pi f/(2eV_c/\hbar)$, позволяющий коли-

чественно описать в рамках резистивной модели периоды осцилляций ступенек тока в СВЧ-поле и отличить зависимость $I_s \propto \sin \varphi$ от $I_s \propto \sin 2\varphi$. Проведенные исследования показали, что сверхпроводящий ток Джозефсона изученных контактов пропорционален синусу разности фаз параметров порядка в электродах, $I_s = I_c \sin \varphi$, что согласуется с обычной s - и s^{++} -симметрией энергетической щели в $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$, а зависимости $V_c(T)$ линейны в широкой области температур.

Благодарности. Авторы выражают искреннюю благодарность сотрудникам лаборатории за предоставленный образец $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$ и С. И. Веденеву за обсуждение данной работы.

Финансирование. Работа частично поддерживалась Программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Актуальные проблемы физики низких температур».

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano et al., J. Amer. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
2. P. M. Aswathy, J. B. Anooja, P. M. Sarun et al., Supercond. Sci. Technol. **23**, 073001 (2010).
3. Y. J. Uemura, Nature Mater. **8**, 253 (2009).
4. H. Ding, P. Richard, K. Nakayama et al., Europhys. Lett. **83**, 47001 (2008).
5. C. Wang, L. Li, S. Chi et al., Europhys. Lett. **83**, 67006 (2008).
6. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
7. М. М. Коршунов, УФН **184**, 882 (2014).
8. N. Hao and J. Hu, Phys. Rev. X **4**, 031053 (2014).
9. K.-W. Yeh, T.-W. Huang, Y.-L. Huang et al., Europhys. Lett. **84**, 37002 (2008).
10. M. H. Fang, H. M. Pham, B. Qian et al., Phys. Rev. B **78**, 224503 (2008).
11. B. C. Sales, A. S. Sefat, M. A. McGuire et al., Phys. Rev. B **79**, 094521 (2009).
12. P. Zhang, K. Yaji, T. Hashimoto et al., Science **360**, 182 (2018).
13. D. Wang, L. Kong, P. Fan et al., Science **362**, 333 (2018).
14. Y. Sun, T. Taen, T. Yamada et al., Supercond. Sci. Technol. **28**, 044002 (2015).

15. A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley, New York (1982).
16. А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский, С. В. Панюков, Письма в ЖЭТФ **35**, 147 (1982).
17. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **56**, 892 (1997).
18. D. J. Van Harlingen, Rev. Mod. Phys. **67**, 515 (1995).
19. I. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbø, Phys. Rev. B **80**, 144507 (2009).
20. A. Yamakage, M. Sato, K. Yada et al., Phys. Rev. B **87**, 100510(R) (2013).
21. Y. Yerin and A. N. Omelyanchouk, arXiv:cond-mat/1712.00767.
22. P. Seidel, Supercond. Sci. Technol. **24**, 043001 (2011).
23. S. Schmidt, S. Doring, N. Hasan et al., Phys. Stat. Sol. (b) **254**, 1600165 (2017).
24. V. V. Fisun, O. P. Balkashin, O. E. Kvitnitskaya et al., ФНТ **40**, 1175 (2014).
25. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
26. A. V. Burmistrova, A. Devyatov, A. A. Golubov et al., Phys. Rev. B **91**, 214501 (2015).
27. M. Tortello, V. A. Stepanov, X. Ding et al., J. Supercond. Novel Magnetism **28**, 679 (2016).
28. С. И. Веденеев, М. В. Голубков, Ю. И. Горина и др., ЖЭТФ **154**, 844 (2018).
29. М. В. Голубков, Ю. И. Горина, В. В. Родин и др., Кристаллография **64**, 987 (2019).
30. P. Russer, J. Appl. Phys. **43**, 2008 (1972).
31. https://ru.wikiversity.org/wiki/Программирование_и_научные_вычисления_на_языке_Python.
32. F. Busse, R. Nebel, P. Herzog et al., Appl. Phys. Lett. **63**, 1687 (1993).
33. K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. **51**, 101 (1979).
34. H. Miao, P. Richard, Y. Tanaka et al., Phys. Rev. B **85**, 094506 (2012).
35. S. Schmidt, S. Döring, F. Schmidl et al., Appl. Phys. Lett. **97**, 172504 (2010).
36. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, Письма в ЖЭТФ **9**, 150 (1969).
37. Y. Ota, N. Nakai, H. Nakamura et al., Phys. Rev. B **81**, 214511 (2010).
38. D. F. Agterberg, E. Demler, and B. Janko, Phys. Rev. B **66**, 214507 (2002).
39. X. Zhang, Y. S. Oh, Y. Liu et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 147002 (2009).
40. I. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbø, Phys. Rev. B **80**, 144507 (2009).
41. Z. Huang and X. Hu, Appl. Phys. Lett. **104**, 162602 (2014).
42. Y. Ota, M. Machida, and T. Koyama, Phys. Rev. B **82**, 140509 (2010).
43. R. L. Kautz, R. H. Ono, and C. D. Reintsema, Appl. Phys. Lett. **61**, 342 (1992).
44. P. Seidel, M. Seigel, and E. Heinz, Physica C **180**, 284 (1991).
45. К. К. Лихарев, В. К. Семенов, Радиотехн. и электрон. **16**, 2367 (1971).