

# 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  $\Omega = 2\pi f(2eV_c/\hbar)^{-1}$ , 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  $\varphi$  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 состоит 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  $\pi$ -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  $\text{S}/\text{FeBS}$  было показано, что при  $s\pm$ -симметрии ПП в  $\text{FeBS}$  ток пар  $I_s$  сильно подавлен и может быть пропорционален  $\sin 2\varphi$  [19, 20]. Это позволяет надеяться на определение симметрии ПП  $\text{FeBS}$  с помощью КД. К настоящему времени теоретические и экспериментальные исследования КД  $\text{S}/\text{FeBS}$  [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 передошированным соединением  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x(\text{FeAs})_2$  при  $x \approx 0.6$  ( $T_c \approx 30$  К) подтвердили предсказание теоретиков о том, что в КД  $\text{S}/\text{FeBS}$  ток  $I_s$ , текущий вдоль плоскости  $ab$  кристалла  $\text{FeBS}$ , пропорционален  $\sin(2\varphi)$  [26, 27].

В настоящей работе представлены результаты исследований сверхпроводящего тока нескольких точечных КД между обычным сверхпроводником  $\text{Pb}_{0.6}\text{In}_{0.4}$  ( $T_c \approx 6.6$  К) и монокристаллом  $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$  ( $T_c \approx 15$  К,  $\Delta T_c \approx 1.5$  К), 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-

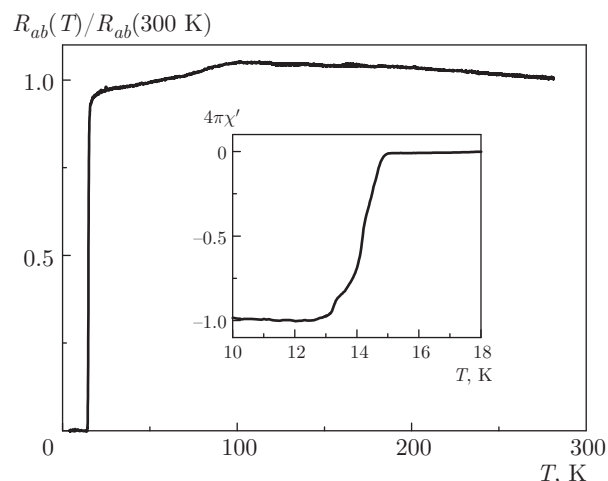


Рис. 1. Температурная зависимость нормированного продольного сопротивления  $R_{ab}$  монокристалла  $\text{FeSe}_{0.4}\text{Te}_{0.6}$  в области температур 4.2–280 К. На вставке — температурная зависимость магнитной восприимчивости этого образца;  $T_c \approx 15$  К,  $\Delta T_c(10\% - 90\%) = 1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

паратуры для создания точечных КД, электронных компонент экспериментальной установки приведены в работах [28, 29]. Для исследований КД использовались лучшие монокристаллические пластинки размерами до  $2 \times 1 \times 0.2$  мм<sup>3</sup>, 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 К. На вставке показана температурная зависимость магнитной восприимчивости этого образца. Видно, что температура начала перехода  $T_c^{\text{onset}}$  и  $\Delta T_c(10\% - 90\%)$  образца составляли соответственно 15 К и 1.5 К. 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  $\text{RuO}_2$ . 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]

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

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

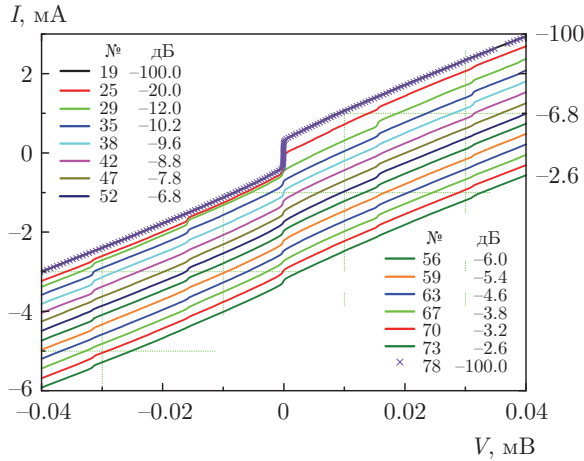
где  $i$  — постоянный ток, нормированный на  $I_c$ ,  $a = 1$  или  $a = 2$ ,  $\varphi$  — разность фаз ПП в электродах КД,  $\tau$  — нормированное время,  $\Omega$  — нормированная частота СВЧ-излучения,  $\omega_{ac} = 2\pi f$  — частота СВЧ-излучения,  $e$  — заряд электрона. При решении уравнения (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  $i_n^{exp}(h\sqrt{P})$  ( $h = 10.54$ ; 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

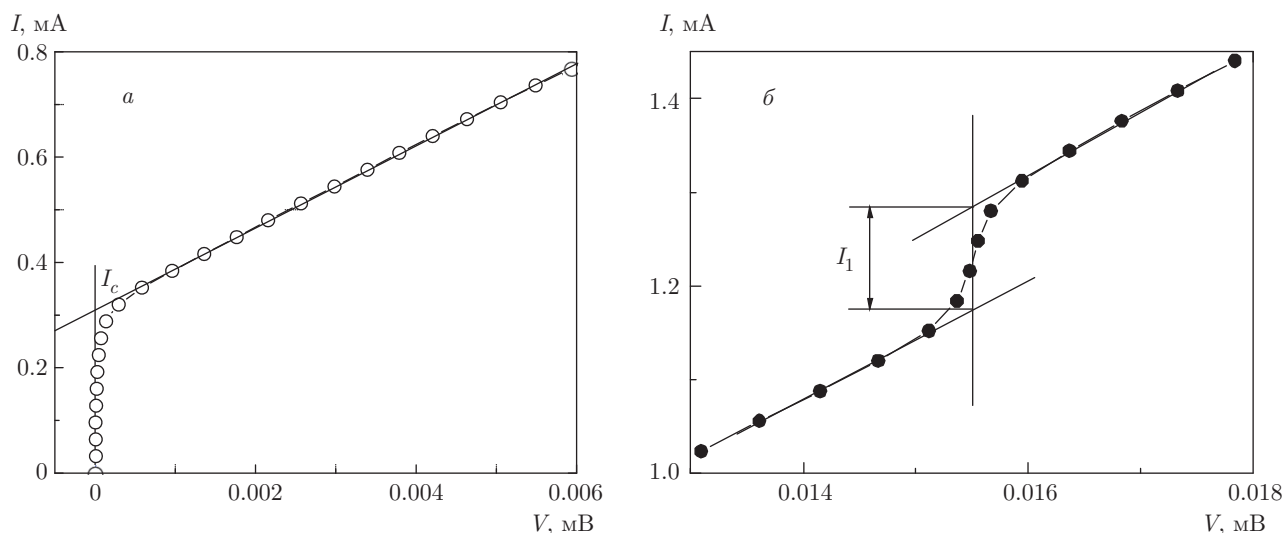
в зависимости от  $\sqrt{P}$  вблизи нулей изменяется очень резко. Близкие к показанным на рис. 4 зависимости  $i_n^{exp}(\sqrt{P})$  были получены и на нескольких других КД.

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 S/I/S<sub>FeBS</sub> [22, 23] (I — изолятор), но заметно отличается от классической зависимости как для туннельных контактов [15], так и для микрозакоротов [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 S1/I/S2, так и S1/c/S2 (с — сужение, constriction) при длине  $L$  канала, соединяющего сверхпроводники,  $L \ll \xi, \lambda$  ( $\xi$  — длина когерентности,  $\lambda$  — глубина проникновения магнитного поля) [15, 33]. Характеристики таких КД можно достаточно точно описать RSJ-моделью. По начальному участку ВАХ невозможно отличить контакт S1/I/S2 от контакта S1/c/S2. ВАХ этих структур заметно различаются при напряжениях, примерно равных сумме энергетических щелей  $\Delta$  электродов КД  $(\Delta_{\text{PbIn}} + \Delta_{\text{FeSeTe}})/e$ . В нашем случае  $\Delta_{\text{PbIn}} \approx 1$  мэВ,  $\Delta_{\text{FeSeTe}}$  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

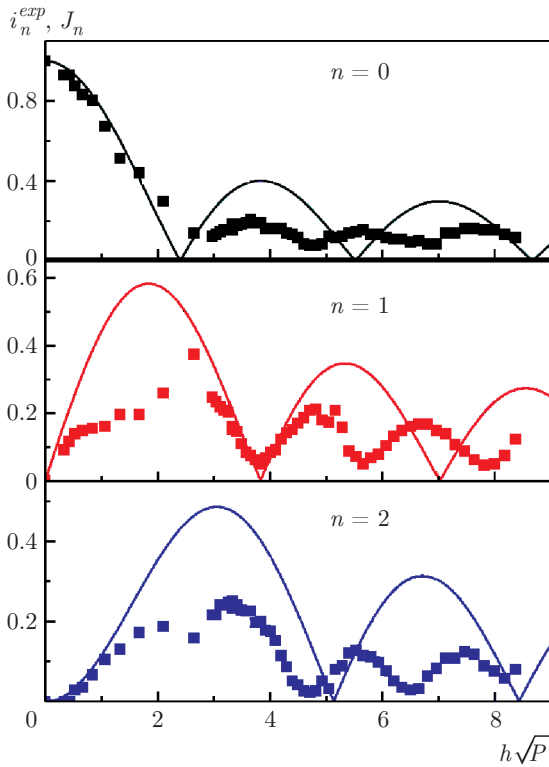
[22,23,26,27,35]. У нас  $I_c = 0.31$  мА,  $R_N = 0.012$  Ом, соответственно имеем  $V_c = I_c R_N \approx 0.004$  мВ. Отметим, что критический ток КД частично подавлен шумами, а найденная величина  $R_N$ , по-видимому, также отличается от реального сопротивления контакта в нормальном состоянии. Для 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  $\Omega$ , 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  $FeSe_{0.4}Te_{0.6}$  составляет примерно 50 Тл [28]. Оценить  $R_N$  также можно было бы по асимптоте линейного участка ВАХ при  $V > (\Delta_{PbIn} + \Delta_{FeSeTe})/e$  в область  $V = 0$ . Но и этот метод оценки  $R_N$  в данном случае не подходит, так как при  $V > 100$  мкВ ВАХ начинает заметно изменяться вследствие нагрева. Таким образом, оценки  $V_c$  и  $\Omega$ , необходимые

для расчетов с помощью уравнения (1) зависимости ступенек тока  $i_n^{calc}(\sqrt{P})$ , 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 микрозакорток (S1/c/S2) из обычных сверхпроводников определяются энергетическими щелями электродов [36]:

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

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

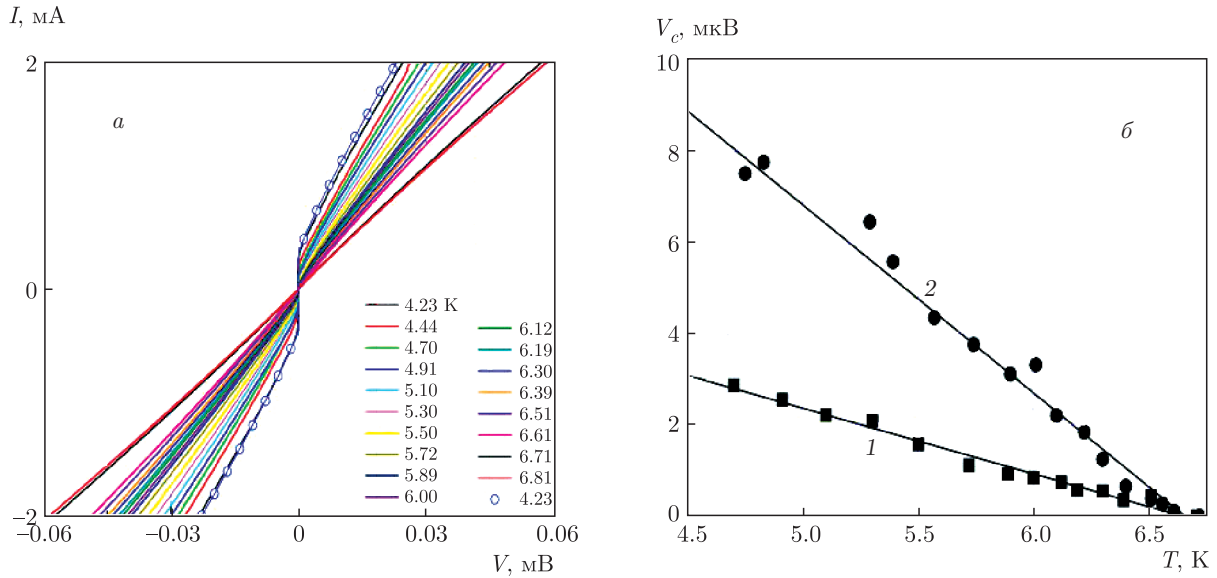
в проводящие зоны с фазами ПП разного знака, в значительной степени компенсируются [38–41].

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  $\Omega$  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 полуцелыми 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  $\Omega$  контакта, тем не менее есть вероятность того, что  $\Omega$  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  $\Omega$  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  $\Omega$ , которую мы нашли из начального участка ВАХ, не описывает поведение КД №1 в поле СВЧ-излучения.



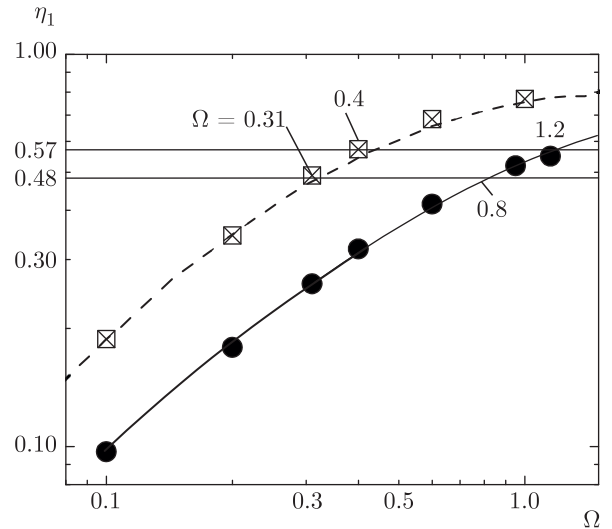
**Рис. 5.** (В цвете онлайн) *а*) Серия ВАХ для КД №1, записанных при повышении температуры от 4.2 до 6.8 К (линии). После этого контакт был вновь охлажден до 4.2 К (символы). ВАХ, записанные до и после температурных измерений, совпадают. *б*) Измеренные величины характерного напряжения  $V_c(T) = I_c(T)R_N(T)$  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  $\Omega$  СВЧ-излучения, которая позволяла описать осцилляции ступенек тока. Для того чтобы сделать это путем подгонки решений уравнения (1) с разными  $\Omega$  к измеренным зависимостям, необходим доступ к высокопроизводительной вычислительной системе.

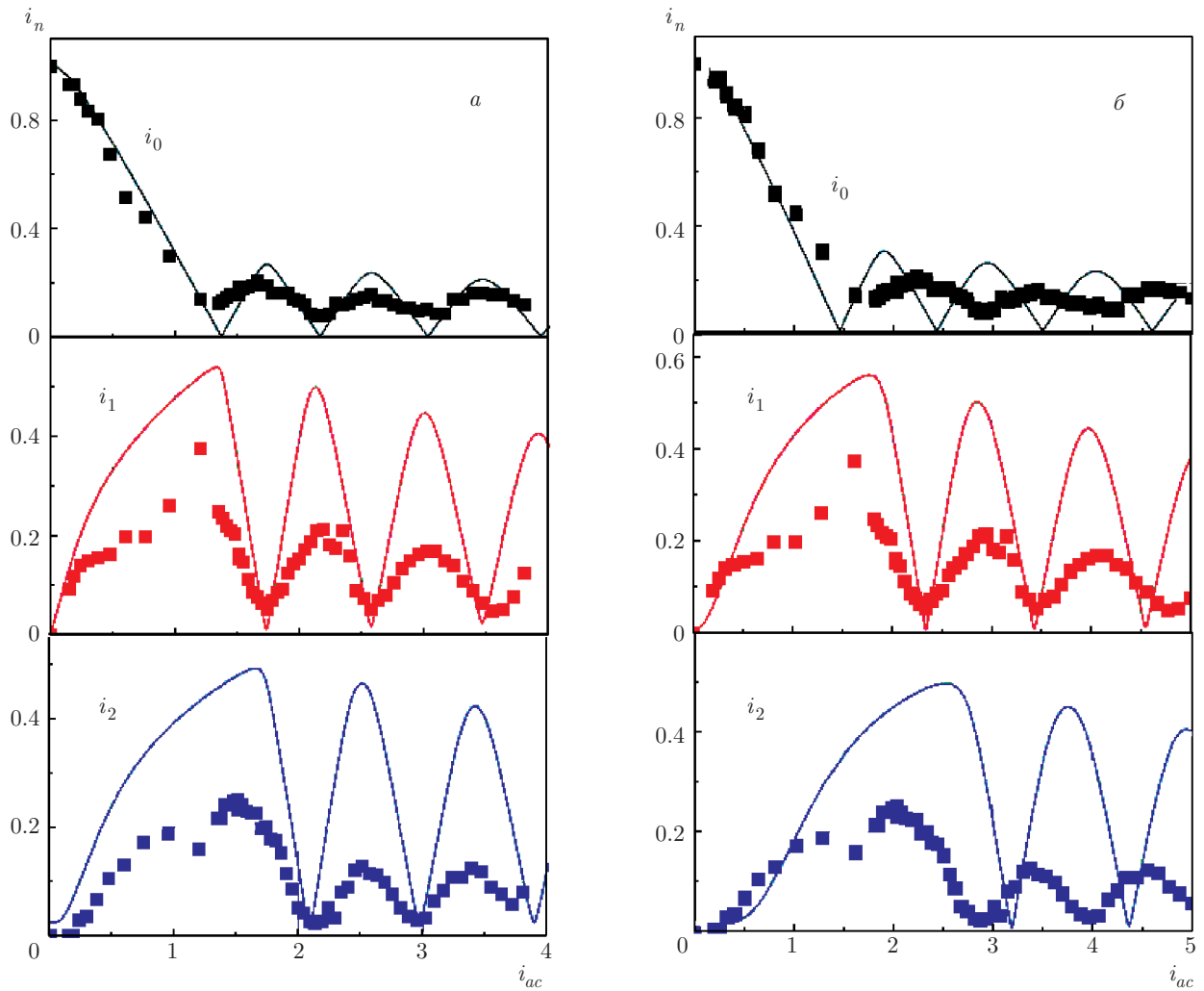
Мы предлагаем более простой и точный метод определения  $\Omega$  для аппроксимации измеренных зависимостей  $i_n^{exp}(\sqrt{P})$ . Найдем  $\Omega$  для КД №1 из периода осцилляций первой ступеньки тока  $i_1^{exp}(\sqrt{P})$ . Связь с  $\Omega$  нормированного периода осцилляций для нескольких первых 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  $\eta_1$  (см. выражение (3)) на ВАХ от нормированной частоты  $\Omega$  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  $\Omega$  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  $i_n^{calc}(i_{ac})$ : *a* —  $\Omega_\varphi = 0.31$ ,  $I_s = I_c \sin \varphi$ ; *б* —  $\Omega_{2\varphi} = 0.8$ ,  $I_s = I_c \sin 2\varphi$ . Значения  $\Omega_\varphi$  и  $\Omega_{2\varphi}$  найдены из рис. 6. Коэффициенты  $k = 4.6$  (*a*) 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  $\Omega_\varphi$  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. 7*a*. 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  $\Omega$  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  $Pb_{0.6}In_{0.4}/FeSe_{0.4}Te_{0.6}$ . 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  $\Omega$  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 ( $Pb_{0.6}In_{0.4}$ ,  $T_c \approx 6.6$  К) и ребром кристаллической пластинки (плоскостью **ab**) сверхпроводника на основе железа  $FeSe_{0.4}Te_{0.6}$  ( $T_c \approx 15$  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  $FeSe_{0.4}Te_{0.6}$ , а зависимости  $V_c(T)$  линейны в широкой области температур.

**Благодарности.** Авторы выражают искреннюю благодарность сотрудникам лаборатории за предоставленный образец  $FeSe_{0.4}Te_{0.6}$  и С. И. Веденеву за обсуждение данной работы.

**Финансирование.** Работа частично поддержана 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](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).