

02,01

## Исследование вольт-амперной характеристики массивов джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников при импульсном облучении

© Е.Е. Пестов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН,  
Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
Нижний Новгород, Россия

E-mail: pestov@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Исследованы вольт-амперная характеристика и спектр напряжения джозефсоновского контакта под действием импульсов тока в рамках резистивно-шунтированной модели. Изучена возможность использования джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников для создания квантового синтезатора переменного напряжения.

**Ключевые слова:** высокотемпературные сверхпроводники, джозефсоновские контакты, СВЧ, квантовый синтезатор.

DOI: 10.21883/FTT.2023.07.55834.39H

### 1. Введение

Самые точные и воспроизводимые эталоны постоянного напряжения основаны на сверхпроводящих джозефсоновских переходах [1,2]. Современные технологии изготовления джозефсоновских контактов из ниобия позволяют синхронизировать внешним сигналом цепочки из нескольких десятков тысяч контактов [2]. Для реализации эталона переменного напряжения Бенцом и Гамильтоном в 1996 г. был предложен синтезатор сигналов произвольной формы на основе ниобиевых джозефсоновских контактов [3,4]. В синтезаторе цепочка джозефсоновских контактов управляется импульсами тока, которые позволяют генерировать переменный сигнал произвольной формы с квантовой точностью [5–7]. В настоящее время квантовые синтезаторы сигналов произвольной формы на основе низкотемпературных сверхпроводников используются в джозефсоновской термометрии, эталонах переменного напряжения, калибровке термометрических преобразователей и т.д. [6]. Однако необходимость охлаждения ниобиевых микросхем до температуры жидкого гелия приводит к высоким эксплуатационным расходам. В то же время массивы бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) привлекательны для построения квантового синтезатора сигнала произвольной формы [8,9]. Это связано с тем, что рабочие температуры для этих микросхем могут быть достигнуты с помощью компактных криокулеров малой мощности. Однако в эталонах напряжения на основе низкотемпературных сверхпроводников используются специальные типы джозефсоновских контактов  $Nb/Nb_xSi_{1-x}/Nb$  [10], которые

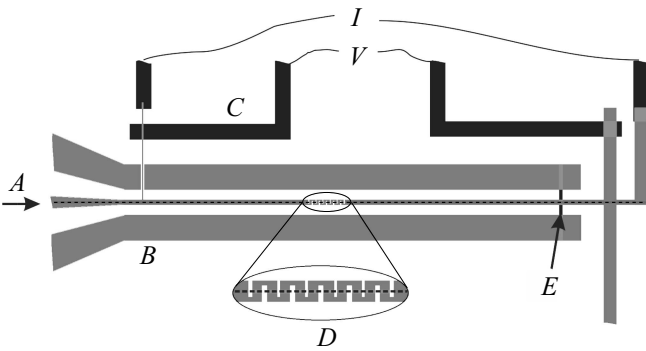
плохо описываются стандартной моделью резистивно-шунтированного контакта. Поэтому вопрос о синхронизации массивов джозефсоновских контактов на основе высокотемпературных сверхпроводников при импульсном облучении остается пока открытым.

В работе исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) и спектр напряжения для джозефсоновского контакта при облучении импульсами тока в рамках резистивно-шунтированной модели. Показана возможность синхронизации этих контактов внешним импульсным облучением. Также установлено, что спектр напряжения содержит только основную гармонику частоты модуляции импульсного сигнала.

### 2. Микросхема

Ранее в работе [11] было проведено численное моделирование и разработан дизайн микросхемы для массивов бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников, встроенных в копланарную линию передач. Показано, что структура, изготовленная *in situ*, имеет низкое значение контактного сопротивления, что позволяет получать шунтированные высококачественные джозефсоновские переходы из высокотемпературных сверхпроводников. Для структуры, изготовленной *in situ*, получена синхронизация цепочки из десяти джозефсоновских контактов внешним СВЧ-сигналом.

На рис. 1 показан фотошаблон такой микросхемы. Контакты были изготовлены путем напыления высокотемпературного сверхпроводника  $YBa_2Cu_3O_7$  (YBCO)



**Рис. 1.** Фотошаблон для массива джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников встроенных в копланарную линию передач. (*A* — СВЧ-мощность, *B* — копланарная линия передач из YBCO/Au, *C* — электроды из NbN для пропускания тока и измерения напряжения; *D* — меандр, *E* — нагрузка). Пунктиром показана бикристаллическая граница.

на бикристаллическую подложку из окиси иттрия, стабилизированной цирконием (YSZ). Бикристаллическая подложка представляет собой два кристалла, повернутых относительно бикристаллической границы на угол 12°. На этих подложках размером 10 × 10 mm и толщиной 0.5 mm сначала выращивается эпитаксиальная пленка из высокотемпературного сверхпроводника YBCO толщиной 100–300 nm, которая затем покрывается тонким слоем золота. При напылении пленки YBCO на бикристаллической границе образуется нарушенный слой, который приводит к возникновению джозефсоновского контакта. Эти контакты являются переходом типа SNS (сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник). Шунтирование необходимо для уменьшения разброса нормальных сопротивлений контактов. Для создания микросхемы используется стандартная фотолитография и травление ионами аргона. В результате формируется цепочка джозефсоновских контактов в виде меандра шириной 10 μm. Джозефсоновские контакты образуются в месте пересечения мостиками бикристаллической границы.

Размеры копланарной линии передач были выбраны так, чтобы ее волновое сопротивление и импеданс нагрузки был равен 50 Ω. Для уменьшения проникновения СВЧ-мощности в измерительный тракт используются фильтры в виде высокоомных электродов, изготовленных путем напыления пленки NbN толщиной 300 nm.

### 3. ВАХ джозефсоновского контакта при импульсном воздействии

В настоящей работе рассмотрен вопрос о синхронизации цепочки шунтированных бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников внешним импульсным облучением. Поскольку эти контакты являются контактами типа SNS,

для моделирования этого воздействия можно использовать резистивно-шунтированную модель [12]. В общем случае в резистивно-шунтированной модели джозефсоновский контакт представляется в виде параллельного соединения идеального джозефсоновского перехода, резистора и конденсатора. Можно оценить параметр Мак-Камбера  $\beta_c = 2eI_c R_n^2 C / \hbar$  для шунтированных бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников, где  $I_c$  — критический ток перехода,  $R_n$  — сопротивление шунта, а  $C$  — емкость перехода. При этом его емкость  $C = \epsilon_0 S / d$  ( $S$  — площадь контакта,  $d$  — ширина нарушенного слоя контакта) можно определить из геометрических размеров. Подставляя значения  $I_c = 0.4$  mA,  $R_n = 0.1$  Ω,  $S = 3 \cdot 10^{-12}$  m<sup>2</sup>,  $d = 10$  nm [11] в выражение для параметра Мак-Камбера, получаем, что в нашем случае  $\beta_c = 3 \cdot 10^{-5}$ . Таким образом, в случае шунтированных бикристаллических джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников емкостью контакта в этой модели можно пренебречь.

Запишем уравнение динамики джозефсоновского контакта в безразмерном виде в случае частотно-импульсной модуляции тока  $\omega(t) = \omega_0 + \omega_1 \cos \Omega t$ :

$$\dot{\varphi} + \sin \varphi = \bar{i} + \alpha \sum_{k=1}^{\infty} \cos(k\omega_0 t + kM \sin \Omega t), \quad (1)$$

где  $M = \omega_1 / \Omega \sim 1$  — коэффициент модуляции,  $a$  — амплитуда импульсов тока и  $\Omega \ll 1$ . В уравнении (1) переменная составляющая тока представляет собой периодическую последовательность дельта-функций с изменяющейся частотой следования импульсов  $\omega(t)$ . Рассмотрим случай „высокочастотного предела“, т. е. когда  $\omega_0 a \gg 1$ . Для решения уравнения (1) используем метод последовательных приближений [12]. Тогда (1) можно переписать в виде системы двух уравнений

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_0 &= \bar{i} + a \sum_{k=1}^{\infty} \cos(k\omega_0 t + kM \sin \Omega t), \\ \dot{\varphi}_1 &= -\sin(\varphi_0) + \bar{i}_1. \end{aligned} \quad (2)$$

В адиабатическом приближении, т. е. когда  $\Omega \ll \omega_0$ , первое уравнение может быть проинтегрировано по времени:

$$\varphi_0 = \bar{i}t + \frac{a}{\omega_0} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos(k\omega_0 t + kM \sin \Omega t)}{k}. \quad (3)$$

Вычисляя сумму во втором слагаемом в выражении (3), окончательно находим  $\varphi_0$  [4]:

$$\varphi_0 = \bar{i}t - \frac{a}{2\omega_0} (\omega_0 t + M \sin \Omega t) + \chi - \frac{a\pi}{2\omega_0}, \quad (4)$$

где  $\chi$  — медленно меняющаяся фаза. Затем, подставляя  $\varphi_0$  во второе уравнение системы (2), получаем укороченное уравнение для  $\chi$ :

$$\dot{\chi} + \sin \left( \bar{i}t - \frac{a}{2\omega_0} (\omega_0 t + M \sin \Omega t) + \chi - \frac{a\pi}{2\omega_0} \right) = \bar{i}_1. \quad (5)$$

Из этого уравнения видно, что синхронизация джозефсоновского контакта внешними импульсами тока возникает при условиях  $\bar{i} = n\omega_0$  и  $a = 2n\omega_0$ . В этом случае запишем уравнение для первой ступени Шапиро ( $n = 1$ )

$$\dot{\chi} - \sin(\chi - M \sin \Omega t) = \bar{i}_1. \tag{6}$$

Сделав замену переменной  $\Theta = \chi - M \sin \Omega t$ , уравнение (6) можно переписать в следующем виде:

$$\dot{\Theta} - \sin \Theta = \bar{i}_1 - M\Omega \cos \Omega t. \tag{7}$$

Поскольку  $M\Omega \ll 1$  и  $\bar{i}_1 \ll 1$ , уравнение (7) может быть решено методом последовательных приближений:

$$\dot{\Theta} = -M\Omega^2 \sin \Omega t + \frac{1}{2} \bar{i}_1 M^2 \Omega^3 \sin 2\Omega t - \frac{1}{4} M^3 \Omega^4 \sin 3\Omega t. \tag{8}$$

Следует отметить, что, во-первых, из выражения (8) видно, что высшие гармоники основной частоты  $\Omega$  в спектре напряжения  $\dot{\Theta}$  будут подавлены, поскольку  $\Omega \ll 1$ . Во-вторых, следует отметить, что напряжение  $\dot{\Theta}$  сдвинуто по фазе на  $90^\circ$  относительно сигнала  $M\Omega \cos \Omega t$ . Поэтому детектируя в эксперименте амплитуду и фазу напряжения на джозефсоновском контакте, можно эффективно подавлять высшие гармоники в спектре сигнала. В этом случае напряжение первой ступени Шапиро будет содержать только основную гармонику  $\Omega$ :

$$\bar{i} = \omega_0 + M\Omega \cos \Omega t = \omega(t). \tag{9}$$

#### 4. Результаты численного моделирования

В рамках резистивно-шунтированной модели также было выполнено численное решение уравнения (1) с помощью метода Рунге–Кутты четвертого порядка с начальным условием  $\varphi(0) = 0$ . При расчетах используется конечное число членов  $k = 30$  в сумме ряда. Спектр сигнала и ВАХ джозефсоновского контакта вычисляется с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) напряжения  $U(t)$ . БПФ выполняется после процесса установления вынужденного решения уравнения.

На рис. 2 показаны результаты расчета ВАХ джозефсоновского контакта при различных амплитудах импульсов  $a$  при  $M = 0$ . Из рис. 2 видно, что для ступеней Шапиро выполняется найденное нами выше условие синхронизации  $a = 2n\omega_0$ . Кроме этого следует отметить, что поскольку амплитуда импульса тока  $a > 0$ , ступени Шапиро наблюдаются только при положительных токах смещения. Также были рассчитаны спектры напряжения на джозефсоновском контакте при больших коэффициентах модуляции  $M = 40$  при облучении частотно-модулированным сигналом (рис. 3 и рис. 4). Как видно из рис. 3, при токе смещения  $I = 1$  (соответствующем центру ступени Шапиро) наблюдается синхронизация джозефсоновского контакта с внешним

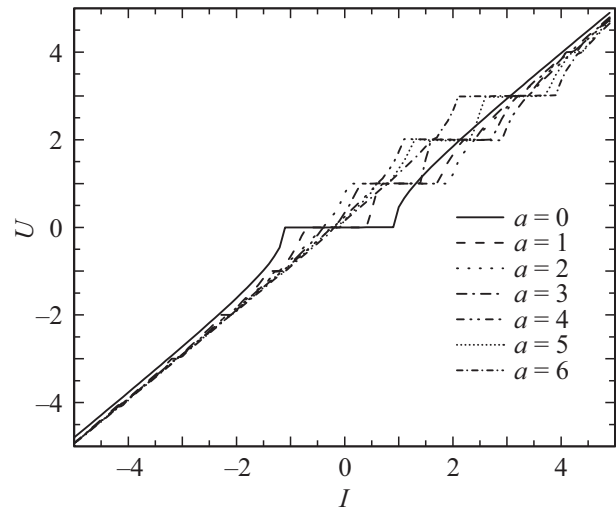


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика при импульсном облучении с различной амплитудой импульсов  $a$ . Коэффициент модуляции  $M = 0$ . Частота следования импульсов  $\omega_0 = 1$ .

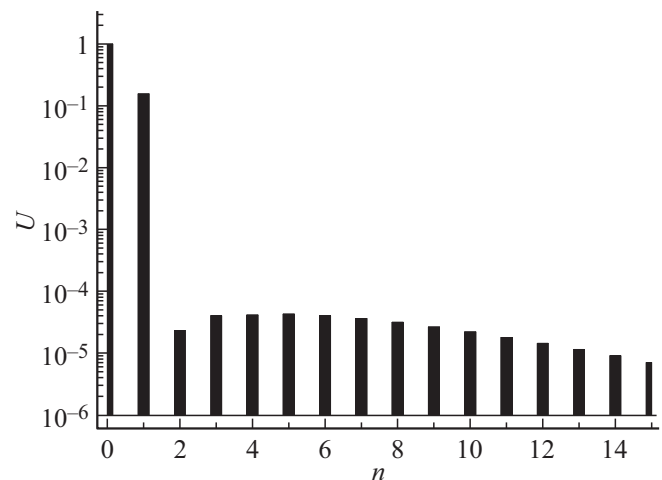
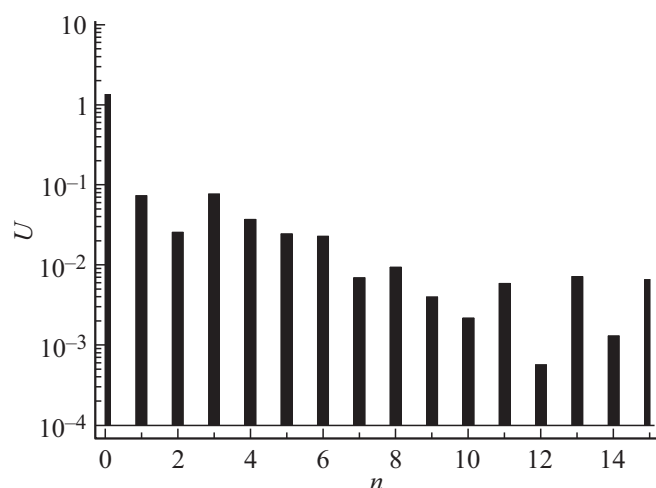


Рис. 3. Спектр напряжения джозефсоновского контакта при частотно-импульсном облучении при значении тока смещения  $I = 1$  и коэффициенте модуляции  $M = 40$  ( $\omega_0 = 1$ ).

импульсным облучением, и спектр напряжения содержит только основную гармонику частоты модуляции сигнала  $\Omega$ . В случае  $I = 2$  джозефсоновский контакт не синхронизирован с внешним импульсным облучением, и спектр содержит высшие гармоники основной частоты  $\Omega$  (рис. 4). Таким образом, с помощью аналитических расчетов и численного моделирования в рамках резистивно-шунтированной модели показано, что джозефсоновские контакты на основе высокотемпературных сверхпроводников могут быть использованы для построения эталона переменного напряжения.

В заключение также следует отметить, что при облучении импульсами тока массива джозефсоновских контактов напряжение синтезированного сигнала может быть увеличено путем последовательного их соеди-



**Рис. 4.** Спектр напряжения джозефсоновского контакта при частотно-импульсном облучении  $I = 2$  и коэффициенте модуляции  $M = 40$  ( $\omega_0 = 1$ ).

нения. В дальнейшем планируется экспериментальное изучение ВАХ таких структур (рис. 1) при воздействии импульсного сигнала и сопоставление с полученными в настоящей работе результатами.

## 5. Заключение

В рамках резистивно-шунтированной модели изучены ВАХ и спектры напряжения джозефсоновского контакта при частотно-модулированном импульсном сигнале тока. Получены условия синхронизации джозефсоновских контактов с внешним импульсным облучением. Показано, что напряжение первой ступени Шапиро содержит только основную гармонику частоты модуляции сигнала. Эти результаты могут быть использованы для создания квантового синтезатора переменного напряжения на основе джозефсоновских контактов из высокотемпературных сверхпроводников.

## Благодарности

Автор статьи благодарит В.В. Курина и А.С. Мельникова за полезные обсуждения.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (тема ГЗ: FFUF-2022-0006). В работе использовано оборудование ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“.

## Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S.K. Khorshev, A.I. Pashkovsky, A.N. Subbotin, N.V. Rogozhkina, Y.M. Gryaznov, M.Y. Levichev, E.E. Pestov, M.A. Galin, V.Y. Maksimov. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **68**, 2113 (2019).
- [2] F. Mueller, R. Behr, T. Weimann, L. Palafox, D. Olaya, P.D. Dresselhaus, S.P. Benz. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **19**, 981 (2009).
- [3] S.P. Benz, C.A. Hamilton. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3171 (1996).
- [4] R. Monaco. *J. Appl. Phys.* **68**, 679 (1990).
- [5] O.F. Keiler, J.K. Kohlmann, F. Muller. *Supercond. Sci. Technol.* **20**, S318 (2007).
- [6] R. Behr, O. Kieler, J. Kohlmann, F. Muller, L. Palafox. *Meas. Sci. Technol.* **23**, 124002 (2012).
- [7] O. Kieler, R. Wendisch, R.-W. Gerdau, T. Weimann, J. Kohlmann, R. Behr. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **31**, 1100705 (2021).
- [8] A.C. Weis, N.E. Flowers-Jacobs, S. Berkowitz, H. Rogalla, S.P. Benz. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **30**, 1400305 (2020).
- [9] A.M. Klushin, K.S. P'in, M. Siegel, M. Schubert, G. Wende, H.-G. Mayer. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 606 (2003).
- [10] O. Kieler, R. Wendisch, R.-W. Gerdau, Th. Weimann, J. Kohlmann, R. Behr. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 1100705 (2021).
- [11] E.E. Пестов, М.Ю. Левичев, Д.В. Мастеров, А.Е. Парафин, С.А. Павлов, С.К. Хоршев, Н.В. Рогожкина. *ФТТ* **64**, 1219 (2022).
- [12] К.К. Лихарев, Б.Т. Ульрих. Системы с джозефсоновскими контактами. МГУ, М. (1978). 446 с.

Редактор Е.Ю. Флегонтова