

# ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В СВЕРХПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

В. К. КОРНЕВ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

## JOSEPHSON EFFECT AND ITS APPLICATIONS TO SUPERCONDUCTOR ELECTRONICS

V. K. KORNEV

*The basic types of Josephson junctions and simplest models thereof are described. Both dc and ac Josephson effects, as well as the superconducting quantum interference phenomenon, are discussed. The SQUIDS and their unique features are discussed, and other analog devices are briefly overviewed. A new technology of promising digital devices, based on rapid single magnetic flux quantum (RSFQ) logic, is outlined.*

*Описаны основные типы джозефсоновских переходов и их простейших моделей. Обсуждены стационарный и нестационарный эффекты Джозефсона, а также явление сверхпроводящей квантовой интерференции. Рассмотрены сквиды и их уникальные возможности, дан краткий обзор других аналоговых устройств. Представлена новая технология перспективных цифровых устройств на одиночных квантах магнитного потока.*

[www.issep.rssi.ru](http://www.issep.rssi.ru)

## ВВЕДЕНИЕ

Явление сверхпроводимости было открыто еще в 1911 году, однако сверхпроводниковая электроника зародилась только в 1960-е годы после открытия эффекта Джозефсона. Этот эффект был теоретически предсказан в 1962 году, а затем в 1964 году подтвержден экспериментально в работе советских физиков И.К. Янсона, В.М. Свистунова и И.М. Дмитренко, которые впервые наблюдали так называемую джозефсоновскую генерацию. В 1973 году Брайану Д. Джозефсону была присуждена Нобелевская премия за предсказание этого эффекта.

Физические объекты, в которых имеет место эффект Джозефсона, сейчас принято называть джозефсоновскими переходами, или джозефсоновскими контактами, или джозефсоновскими элементами. Для того чтобы представить себе ту роль, которую играют джозефсоновские элементы в сверхпроводниковой электронике, можно провести параллель между ними и полупроводниковыми  $p-n$ -переходами (диоды, транзисторы) – элементной базой обычной полупроводниковой электроники.

Джозефсоновские переходы представляют собой некоторую слабую электрическую связь между двумя сверхпроводниками. Фактически эту связь можно осуществить несколькими способами. Наиболее часто используемые на практике типы слабой связи – это: 1) туннельные переходы, в которых связь между двумя пленочными сверхпроводниками осуществляется через очень тонкий (десятки ангстрем) слой изолятора между ними – SIS-структуры; 2) «сэндвичи» – два пленочных сверхпроводника, взаимодействующие через тонкий (сотни ангстрем) слой нормального металла между ними – SNS-структуры; 3) структуры типа мостик, представляющие собой узкую сверхпроводящую перемычку (мостик) ограниченной длины между двумя массивными сверхпроводящими электродами.

Носителями сверхтока в сверхпроводниках при  $T = 0$  К являются все электроны проводимости  $n(0)$

(концентрация электронов). При повышении температуры появляются элементарные возбуждения (нормальные электроны), так что концентрация  $n_s$  сверхпроводящих электронов при температуре  $T$

$$n_s(T) = n(0) - n_n(T),$$

где  $n_n(T)$  — концентрация нормальных электронов при температуре  $T$ . В теории Бардина, Купера и Шриффера (БКШ [1]) при  $T \rightarrow T_c$  (критическая температура)

$$n_s(T) \approx \Delta^2(T),$$

где  $2\Delta(T)$  — ширина энергетической щели в спектре сверхпроводника. Все сверхпроводящие электроны образуют связанные парные состояния, получившие название куперовских пар электронов [1].

Куперовская пара объединяет два электрона с противоположными спинами и импульсами и, следовательно, имеет нулевой суммарный спин. В отличие от нормальных электронов, имеющих спин  $1/2$  и поэтому подчиняющихся статистике Ферми–Дирака, куперовские пары подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна и конденсируются на одном, нижнем энергетическом уровне. Характерной особенностью куперовских пар является их относительно большой размер (порядка 1 мкм), намного превышающий среднее расстояние между парами (порядка межатомных расстояний). Такое сильное пространственное перекрытие пар означает, что вся совокупность (конденсат) куперовских пар является когерентной, то есть описывается в квантовой механике единой волновой функцией  $\Psi = \Delta e^{i\chi}$ . Здесь  $\Delta$  — амплитуда волновой функции, квадрат которой характеризует концентрацию куперовских пар,  $\chi$  — фаза волновой функции,  $i$  — мнимая единица,  $i^2 = -1$ . В случае же нормальных электронов, являющихся ферми-частицами, согласно принципу Паули, энергии электронов никогда не равны друг другу точно. Поэтому из уравнения Шрёдингера для этих частиц следует, что скорости фаз  $\partial\chi/\partial t$  волновых функций нормальных электронов различаются, следовательно, фазы  $\chi$  оказываются равномерно распределенными по тригонометрической окружности и при суммировании по всем частицам явная зависимость от  $\chi$  исчезает.

Наличие слабой электрической связи между сверхпроводящими электродами обусловлено слабым перекрытием волновых функций куперовских пар электродов, в результате чего такой контакт также является сверхпроводящим, однако значение плотности его критического тока намного (на несколько порядков) меньше плотности критического тока электродов  $j_c \approx 10^8$  А/см<sup>2</sup>. Для туннельных структур и структур типа сэндвич плотность критического тока джозефсоновских переходов обычно лежит в диапазоне  $j_c$  от  $10^1$  до

$10^4$  А/см<sup>2</sup>, а их площадь  $S$  в рамках современной технологии может быть сделана от нескольких сот до единиц квадратных микрон. Поэтому критический ток таких джозефсоновских элементов  $I_c = j_c \cdot S$  может быть от нескольких миллиампер до нескольких микроампер.

В целом можно отметить три следствия проявления квантовой когерентности бозе-конденсата куперовских пар в макроскопическом масштабе: 1) сам факт наличия сверхтока в сверхпроводниках, 2) эффект Джозефсона в слабых связях сверхпроводников и, наконец, 3) эффект квантования магнитного потока.

### ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА

Величина постоянного сверхтока через джозефсоновский переход является периодической функцией разности фаз волновых функций электродов  $\varphi = \chi_1 - \chi_2$ , называемой джозефсоновской фазой. В некоторых важных случаях эта функция представляет собой синус, то есть

$$I_s = I_c \sin \varphi. \quad (1)$$

При отсутствии тока через джозефсоновский элемент  $\varphi = 0$  (с точностью до  $2\pi n$ ), а при протекании максимального сверхтока, равного  $I_c$ , джозефсоновская фаза  $\varphi = \pi/2$ . При протекании постоянного тока  $I < I_c$  напряжение на контакте равно нулю. Это явление носит название *стационарного эффекта Джозефсона*.

*Нестационарный эффект Джозефсона* ( $d\varphi/dt \neq 0$ ) имеет место, когда, например, через джозефсоновский элемент пропускается ток  $I > I_c$ . В этом случае в переносе тока  $I$  через джозефсоновский переход кроме сверхтока  $I_s$  будет участвовать также нормальная компонента  $I_n$ , которая представляет собой ток нормальных электронов  $n_n(T)$ . Таким образом,  $I = I_s + I_n$ . Протекание нормальной и, следовательно, диссипативной компоненты тока обуславливает появление на джозефсоновском переходе падения напряжения

$$V = I_n R_n, \quad (2)$$

где  $R_n$  — так называемое нормальное сопротивление перехода. В силу основного соотношения Джозефсона

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V, \quad (3)$$

в этом случае будут иметь место неограниченное нарастание (или убывание, если  $V < 0$ ) джозефсоновской фазы  $\varphi$  и, следовательно, периодическое изменение во времени сверхтока  $I_s$ . Таким образом, при пропускании через джозефсоновский элемент постоянного тока  $|I| > I_c$  этот ток будет переноситься двумя компонентами тока  $I_s$  и  $I_n$ , которые, согласно (3), осциллируют (в противофазе) во времени с частотой, пропорциональной

постоянной составляющей  $\bar{V}$  падения напряжения на джозефсоновском переходе:

$$\Omega = \frac{2e}{\hbar} \bar{V}. \quad (4)$$

Напряжение на джозефсоновском элементе  $V(t) = I_n(t)R_n$  будет также осциллировать во времени с частотой  $\Omega$ , и этот процесс носит название джозефсоновской генерации. Такое состояние джозефсоновского перехода называется резистивным. Следует подчеркнуть, что, несмотря на наличие падения напряжения на джозефсоновском переходе, сверхпроводимость электродов, образующих джозефсоновский элемент, в резистивном состоянии сохраняется.

Если джозефсоновский элемент обладает заметной собственной емкостью  $C$  (например, туннельный джозефсоновский переход), то в резистивном состоянии ток через него будет представлять собой сумму трех компонент:  $I_s$ ,  $I_n$  и емкостной компоненты тока (тока смещения)

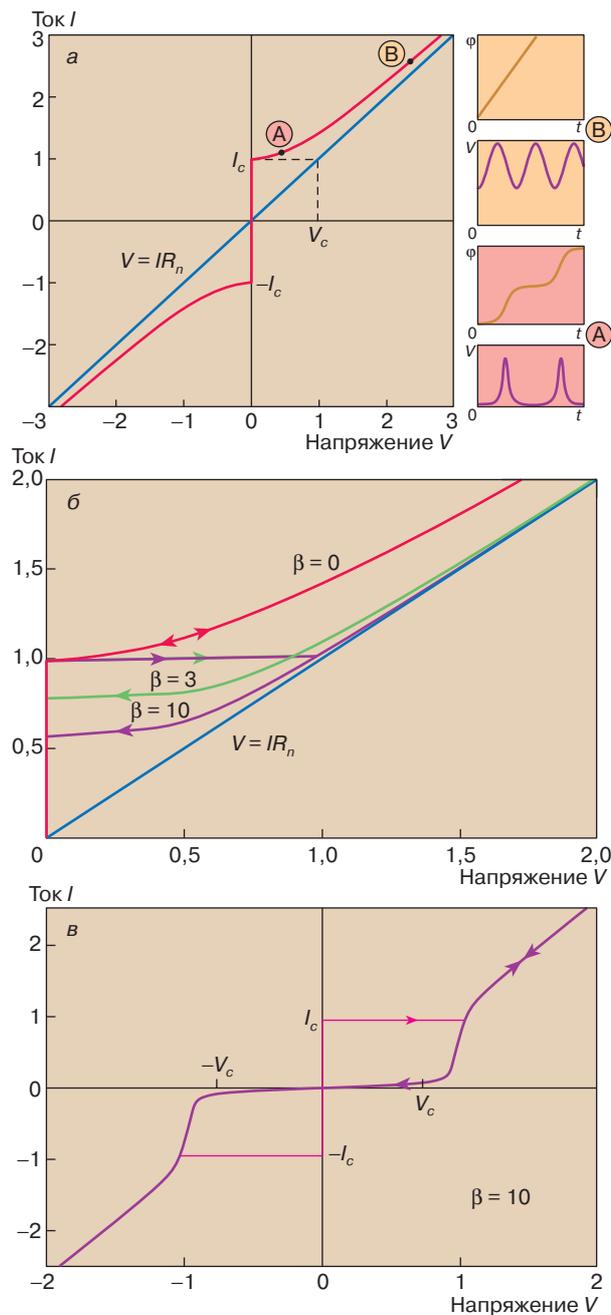
$$I_D = C \cdot \frac{dV}{dt}. \quad (5)$$

Наиболее простой моделью джозефсоновских элементов, хорошо описывающей структуры типа мостик и  $S-N-S$ , является резистивная модель, в которой нормальное сопротивление  $R_n$  является постоянной величиной, не зависящей от напряжения  $V$ .

### ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Наиболее важной (и вместе с тем наиболее легко измеряемой) характеристикой джозефсоновского элемента является его вольт-амперная характеристика (ВАХ), представляющая собой зависимость среднего напряжения на джозефсоновском элементе  $\bar{V}$  от задаваемого через него тока  $I$ . Эта характеристика отражает внутреннюю динамику джозефсоновского перехода, непосредственное наблюдение которой крайне затруднено из-за очень высокой частоты джозефсоновской генера-

ции: характерная джозефсоновская частота, соответствующая постоянной составляющей напряжения на джозефсоновском элементе, равной характерному напряжению  $V_c = I_c R_n$ , находится в диапазоне десятков и сотен гигагерц. Вольт-амперная характеристика джозефсоновского элемента состоит из сверхпроводящей или S-ветви, для которой  $\bar{V} = 0$ , и двух резистивных или R-ветвей, где  $\bar{V} \neq 0$ . При отсутствии емкости



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики (ВАХ) джозефсоновских переходов: а – ВАХ джозефсоновского перехода с пренебрежимо малой емкостью в рамках резистивной модели и схема изменения фазы и напряжения в различных точках этой характеристики, б – семейство ВАХ джозефсоновского перехода в резистивной модели для различных значений емкостного параметра  $\beta$ , в – ВАХ туннельного джозефсоновского перехода. По осям отложены нормированные значения тока и напряжения. Ток  $I$  нормирован на  $I_c$ . Напряжение  $V$  нормировано на фрагментах а, б на характерное напряжение  $V_c$ , на фрагменте в – на “щелевое” напряжение  $V_g = (\pi/4)V_c$ , соответствующее двойной энергетической щели сверхпроводника [1]

R-ветви представляют собой в резистивной модели ветви гиперболы (рис. 1, а):

$$\frac{\bar{V}}{V_c} = \text{sign}(I) \cdot \sqrt{\left(\frac{I}{I_c}\right)^2 - 1}, \quad |I| > I_c, \quad (6)$$

При  $\bar{V} \rightarrow 0$  характер осцилляций напряжения имеет ярко выраженный импульсный вид, а по мере увеличения частоты джозефсоновской генерации ее форма приближается к синусоидальной при неизменной амплитуде осцилляций.

Учет конечной емкости джозефсоновского перехода, относительно влияние которой характеризуется параметром Стьюарта–Маккамбера  $\beta = (2e/\hbar)I_c R_n^2 C$ , приводит к неоднозначной, гистерезисной ВАХ (рис. 1, б). По мере увеличения  $\beta$  увеличивается диапазон токов  $I < I_c$ , в котором возможны два устойчивых состояния: сверхпроводящее и резистивное. Кроме того, шунтирующее действие емкости обуславливает монотонное уменьшение амплитуды осцилляций напряжения по мере увеличения частоты джозефсоновской генерации.

В случае туннельного джозефсоновского перехода его ВАХ (рис. 1, в) характеризуется двумя основными особенностями: 1) глубоким гистерезисом вследствие больших значений емкости  $C$  и 2) специфической формой резистивной ветви вследствие особенностей в условиях туннелирования квазичастиц (нормальных электронов) в такой структуре из-за специфики энергетического спектра сверхпроводников [1].

## СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ КВАНТОВЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

Принципиально новые эффекты возникают, когда мы замыкаем электроды джозефсоновского перехода сверхпроводящей цепью. Простейшей системой такого рода является сверхпроводящее кольцо, содержащее джозефсоновский переход (рис. 2, а). Обычно такую систему называют *одноконтактным сверхпроводящим квантовым интерферометром*.

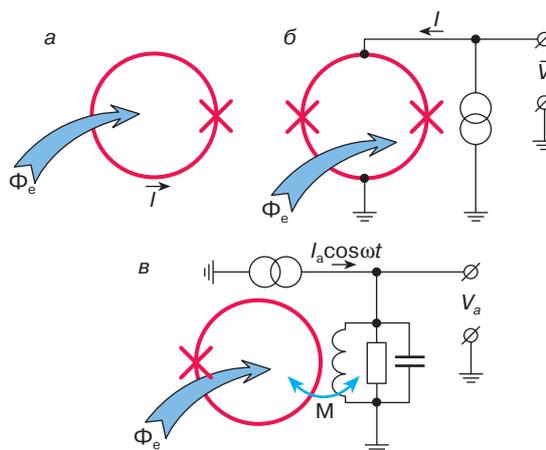
Учтем, что напряжение на джозефсоновском переходе в одноконтактном интерферометре может появиться только в результате изменения во времени потока  $\Phi$  магнитного поля через кольцо:

$$V = \frac{d\Phi}{dt}. \quad (7)$$

Подставляя теперь  $V$  из этой формулы в джозефсоновское соотношение (3) и интегрируя затем его по времени, получим фундаментальное соотношение, справедливое для любого сверхпроводящего кольца:

$$\varphi = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}, \quad (8)$$

где  $\Phi_0 = h/2e \approx 2,07 \cdot 10^{-15}$  Вб — квант магнитного потока.



**Рис. 2.** а — одноконтактный и б — двухконтактный сверхпроводящие квантовые интерферометры, в — датчик сквида переменного тока, выходным сигналом которого является амплитуда  $V_a$  осцилляций напряжения на колебательном контуре. Двухконтактный интерферометр (б) представляет собой датчик сквида постоянного тока, выходным сигналом которого является постоянная составляющая напряжения  $V$

Таким образом, джозефсоновская фаза  $\varphi$  оказывается жестко связанной с потоком магнитного поля через сверхпроводящее кольцо. Это замечательное явление носит название макроскопической квантовой интерференции в сверхпроводниках. Это явление происходит и при отсутствии джозефсоновского перехода; если же этот переход замыкает кольцо, то для него справедливы уравнения, которые мы обсуждали выше, например уравнения (1)–(3). Видно, что при этом сверхток  $I_c \sin \varphi$  становится периодической функцией потока магнитного поля  $\Phi$  с периодом  $\Phi_0$ , что допускает удобный способ наблюдения макроскопической интерференции.

Далее необходимо учесть, что в поток  $\Phi$  дает вклад не только поле внешних источников  $\Phi_e$ , но и ток  $I$  через кольцо. Пусть  $L$  — индуктивность кольца. Тогда, учитывая правило Ленца для направления тока, получим поток  $\Phi$  через интерферометр

$$\Phi = \Phi_e - LI. \quad (9)$$

Это уравнение с учетом формулы (8) удобно переписать в виде

$$\varphi = \varphi_e - iI, \quad (10)$$

где  $i = I/I_c$ ,  $\varphi_e = 2\pi\Phi_e/\Phi_0$  — формально введенная внешняя фаза,  $i = 2\pi LI/\Phi_0 = L/L_c$  — основной параметр интерферометра, который называют безразмерной индуктивностью,  $L_c = \Phi_0/2\pi I_c$  — так называемая характерная индуктивность джозефсоновского перехода.

В стационарном состоянии, когда ток через джозефсоновский элемент дается выражением (1), получаем уравнение интерферометра

$$\varphi + l \cdot \sin \varphi = \varphi_e, \quad (11)$$

которое определяет связь между полным и внешним потоками магнитного поля через кольцо интерферометра. При  $l \ll 1$  зависимость  $\varphi(\varphi_e)$  почти линейна:  $\varphi \approx \varphi_e$ . При увеличении параметра  $l$  связь  $\varphi$  и  $\varphi_e$  все более отклоняется от линейной, и при  $l > 1$  зависимость  $\varphi(\varphi_e)$  становится неоднозначной (рис. 3). Наконец, при  $l \gg 1$  система имеет примерно  $N \approx l/\pi$  устойчивых стационарных состояний, в которых значения потока близки к  $n\Phi_0$ . Мы пришли, таким образом, к эффекту квантования магнитного потока. Если бы сверхпроводящее кольцо было сплошным, то фаза  $\varphi$  должна была бы точно равняться нулю или  $2\pi n$  (так как  $\varphi$  есть разность фаз сверхпроводящего конденсата в практически совпадающих точках) и тогда следовало бы точное равенство магнитного потока  $\Phi$  целому числу квантов. В случае кольца с джозефсоновским переходом значения  $\varphi$  могут быть отличными от нуля или  $2\pi n$  и поэтому квантование потока только приближенное.

В силу эффекта Мейсснера стенки сверхпроводящего кольца не могут пропускать через себя силовые линии магнитного поля. Поэтому число квантов потока  $n$  в сплошном кольце остается замороженным. Если теперь изменить внешнее поле, то это возбудит незатухающий ток в кольце  $\Delta I = \Delta\Phi_e/L$ , как раз такой, чтобы полный поток оставался равным целому числу квантов. Если же в кольцо включен джозефсоновский переход с конечным критическим током, то при  $|I| > I_c$  джозеф-

соновский элемент переходит в резистивное состояние и в кольцо через него врываются один или несколько квантов  $\Phi_0$ . Разница между  $\Phi$  и  $\Phi_e$  при этом снижается, значение тока падает ниже критического значения, и джозефсоновский элемент возвращается в сверхпроводящее состояние, что приводит к замораживанию нового целого числа квантов потока. Проникновение в интерферометр кванта магнитного потока через джозефсоновский переход сопровождается генерацией на нем короткого одноквантового импульса напряжения с "площадью"

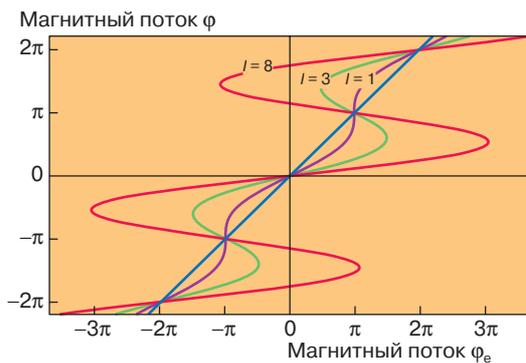
$$\int V dt = \Phi_0. \quad (12)$$

Включение в сверхпроводящее кольцо не одного, а двух джозефсоновских переходов вызывает возникновение новых особенностей макроскопической квантовой интерференции в сверхпроводниках. Наиболее важной из этих особенностей является то, что среднее напряжение между двумя частями такого кольца (см. рис. 2, б)  $\bar{V}_1 = \bar{V}_2 = V$  уже может быть отлично от нуля. Поэтому такая система, двухконтактный интерферометр, может характеризоваться своей ВАХ  $\bar{V}(I_c)$ , причем вид ВАХ существенно зависит от величины потока  $\Phi_e$ , приложенного к кольцу внешнего магнитного поля. Таким образом, здесь квантовая интерференция может наблюдаться и на постоянном токе.

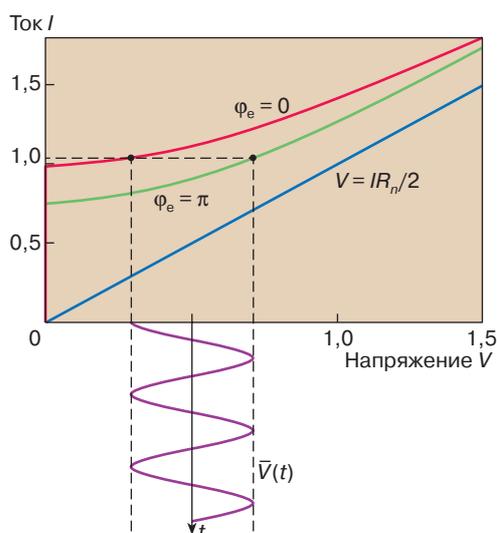
При отсутствии транспортного (от внешнего источника) тока  $I_c$  через двухконтактный интерферометр имеет место квантование магнитного потока, близкое по своему характеру к тому, что наблюдается в одноконтактном интерферометре.

Рассмотрим теперь ВАХ двухконтактного интерферометра и ее зависимость от  $\Phi_e$ . Поскольку джозефсоновские переходы включены параллельно друг другу по отношению к транспортному току, критический ток интерферометра  $I_c$  при отсутствии внешнего магнитного поля равен сумме критических токов джозефсоновских переходов  $I_{c1}$  и  $I_{c2}$ .

При задании внешнего магнитного поля по кольцу интерферометра будет течь круговой экранирующий ток  $I_M$ , который в одном из джозефсоновских переходов будет направлен в ту же сторону, что и транспортный ток, а в другом — противоположно транспортному току. Это приводит к тому, что критический ток интерферометра, как и мейсснеровский ток  $I_M$ , имеет периодическую зависимость (с периодом  $\Phi_0$ ) от внешнего магнитного потока  $\Phi_e$ . ВАХ двухконтактного интерферометра по своему виду близка к ВАХ его джозефсоновских элементов, однако отличается наклоном асимптоты:  $I = V/R$ , где  $R^{-1} = R_{n1}^{-1} + R_{n2}^{-1}$ , а также тем, что критический ток интерферометра есть не постоянная величина, а периодическая функция потока внешнего



**Рис. 3.** Семейство статических диаграмм состояний  $\varphi(\varphi_e)$ , показывающих зависимость полного магнитного потока  $\Phi = (\Phi_0/2\pi)\varphi$  от потока внешнего магнитного поля  $\Phi_e = (\Phi_0/2\pi)\varphi_e$  для одноконтактного интерферометра при различных значениях безразмерной индуктивности  $l = 2\pi LI_c/\Phi_0$ . При  $l > 1$  участки с отрицательным наклоном соответствуют неустойчивым состояниям интерферометра



**Рис. 4.** ВАХ двухконтактного интерферометра для значений внешнего магнитного потока  $\Phi_e = 0$  и  $\Phi_e = \pi$ , а также соответствующая сигнальная характеристика  $\bar{V}(t)$  при линейном нарастании внешнего потока  $\Phi_e$ . По осям отложены значения тока и напряжения, нормированные соответственно на  $I_c$  и  $V_c$ .

магнитного поля. Поэтому при изменении  $\Phi_e$  имеет место также периодическая модуляция всей ВАХ (рис. 4). При этом максимальное смещение испытывают участки резистивных ветвей, непосредственно примыкающие к S-ветви ВАХ.

### СКВИДЫ

Если зафиксировать значение транспортного тока через двухконтактный интерферометр на резистивной ветви ВАХ, на участке, непосредственно примыкающем к S-ветви, то есть задать  $I \geq (I_c)_{\max}$ , то среднее напряжение на интерферометре  $\bar{V}$  будет периодически изменяться по мере роста (убывания) внешнего магнитного потока (см. рис. 4), то есть будет иметь место преобразование магнитный поток  $\Phi_e \rightarrow$  напряжение  $\bar{V}$ . Зависимость  $\bar{V}(\Phi_e)$  называется сигнальной характеристикой двухконтактного интерферометра при его использовании в качестве датчика устройства, называемого сквидом постоянного тока. Название “сквид” происходит от английского SQUID: Superconducting Quantum Interference Device.

Сквид постоянного тока включает в себя также усилитель выходного сигнала датчика и цепь следящей (интегрирующей) обратной связи, посредством которой в кольцо интерферометра задается магнитный поток  $\Phi_{FB}$ , компенсирующий изменение внешнего магнитного потока ( $\Phi_e + \Phi_{FB} = \text{const}$ ) для фиксации рабочей точки датчика сквида в точке сигнальной ха-

рактеристики с максимальной крутизной преобразования  $\eta = |\partial \bar{V} / \partial \Phi_e|$ . Выходным сигналом сквида в режиме работы с замкнутой обратной связью служит сигнал цепи обратной связи, пропорциональный (с обратным знаком) изменению внешнего потока  $\Phi_e$ .

Благодаря очень высокой эффективности преобразования  $\Phi_e \rightarrow \bar{V}$  двухконтактным интерферометром сквиды постоянного тока представляют собой приборы, имеющие уникально высокую чувствительность к магнитному полю. Поскольку чувствительность сквида определяется, с одной стороны, крутизной преобразования  $\eta$ , а с другой – уровнем внутренних флуктуаций, эффективная мощность которых пропорциональна частотной полосе пропускания прибора  $\Delta f$ , чувствительность таких устройств принято характеризовать минимально обнаружимыми значениями магнитного потока

$$\delta \Phi_e \text{ и энергии } \delta E = \frac{(\delta \Phi_e)^2}{2L},$$

отнесенными к единичной полосе  $\Delta f = 1$  Гц. По определению,  $\delta E$  равна приведенной к входу сквида энергии внутренних флуктуаций  $W$ , деленной на полосу пропускания  $\Delta f$ . Например, если  $\bar{V}_f^2$  – средний квадрат напряжения шумов на выходе сквида, то соответствующая ему энергия шумов, приведенная к входу сквида,  $W = \bar{V}_f^2 \cdot \eta^{-2} / 2L$ , и, следовательно,

$$\delta E = \bar{V}_f^2 \cdot \eta^{-2} (2L \cdot \Delta f)^{-1}, \quad \delta \Phi_e = \eta^{-1} (\bar{V}_f^2)^{1/2} (\Delta f)^{-1/2}.$$

Лучшие современные сквиды постоянного тока гелиевого уровня охлаждения ( $T = 4,2$  К) имеют чувствительность по энергии и магнитному потоку соответственно  $\delta E \approx 5h$  и  $\delta \Phi_e \approx 10^{-6} \Phi_0 / \sqrt{\text{Гц}}$ , где  $h = 6,64 \times 10^{-34}$  Дж/Гц – постоянная Планка. Полученное к настоящему времени рекордное разрешение по энергии  $\delta E \approx h$  (при  $T = 0,9$  К) лишь в два раза отличается от квантового предела чувствительности  $\delta E_q = h/2$ .

Одноконтактные интерферометры позволяют, в свою очередь, создавать на их основе сквиды переменного тока. Поскольку среднее напряжение на одноконтактном интерферометре всегда равно нулю, в качестве датчика используется одноконтактный интерферометр, индуктивно связанный с колебательным контуром, который находится под воздействием внешнего периодического сигнала (сигнала накачки) на частоте, близкой к резонансной частоте контура (см. рис. 2, в). Выходным сигналом датчика является амплитуда (точнее, изменение амплитуды) напряжения на контуре  $V_a$ , которая представляет собой периодическую функцию внешнего потока  $\Phi_e$ . В безгистерезисном режиме работы ( $I < 1$ ) чувствительность сквида переменного тока

может быть близка к указанной выше чувствительности сквидов постоянного тока.

Основные применения сквидов определяются их уникальной чувствительностью. В первую очередь это применение в биологии и медицине: магнитокардиография и магнитоэнцефалография. Так, например, магнитокардиограф на основе сквида позволяет измерять бесконтактным образом кардиограмму сердца ребенка, находящегося в утробе матери, то есть контролировать работу сердца ребенка задолго до его рождения. Современные многоканальные (до 200 каналов) томографы на основе сквидов, обладающие чувствительностью от 2 до 5 фТ/ $\sqrt{\text{Гц}}$ , позволяют бесконтактным образом получать детализированную информацию о картине магнитного поля и пространственной локализации его источников в мозге человека и животных.

## ДРУГИЕ АНАЛОГОВЫЕ УСТРОЙСТВА

**Стандарт вольты.** В настоящее время наиболее высокая точность измерения физических величин имеет место для частоты  $f$  и достигает значения  $10^{-14}$ , в то время как существовавший ранее стандарт вольты на элементах Вестона имел точность лишь на уровне  $10^{-6}$ . Резкое повышение точности воспроизведения напряжения 1 В стало возможным в стандартах вольты на основе эффекта Джозефсона в силу существования фундаментального соотношения (2) между постоянной составляющей напряжения на джозефсоновском переходе и частотой джозефсоновской генерации.

Стандарт вольты на одном джозефсоновском элементе дает выходное напряжение  $V \approx 1$  мВ. При использовании цепочки из  $N \approx 1500$  последовательно включенных туннельных джозефсоновских переходов в Германии и США был реализован стандарт вольты с выходным напряжением 1В и точностью воспроизведения этого напряжения  $10^{-10}$ .

**Генераторы и приемники субмиллиметрового диапазона длин волн, параметрические усилители, преобразователи частоты и детекторы** — вот далеко не полный перечень других аналоговых устройств, успешно разрабатываемых на основе эффекта Джозефсона. В качестве одного примера отметим сверхнизкошумящие джозефсоновские параметрические усилители с шумовой температурой  $T_N$  ниже физической, то есть ниже 4,2 К при охлаждении жидким гелием. Что такое шумовая температура усилителя? Это температура, при которой спектральная плотность шумов резистора с сопротивлением, равным входному сопротивлению усилителя, равна спектральной плотности шумов усилителя, приведенных к его входу. Для сравнения можно сослаться на такой широко известный СВЧ-усилитель, как лампа бе-

гущей волны, который при комнатной температуре имеет шумовую температуру  $T_N \approx 10^4$  К (!).

## ЦИФРОВЫЕ УСТРОЙСТВА

В настоящее время разрабатывается новая технология цифровых устройств на основе сверхпроводников — технология устройств быстрой одноквантовой (БОК) логики, которая по-английски называется rapid single flux quantum (RSFQ) logic. В таких цифровых устройствах носителями логической информации являются одиночные кванты магнитного потока  $\Phi_0$  и соответствующие им одноквантовые импульсы напряжения (12), генерируемые джозефсоновскими элементами при прохождении через них квантов магнитного потока. В качестве элементарных ячеек памяти в RSFQ-устройствах используются сверхпроводящие квантовые интерферометры (см. рис. 3) с индуктивным параметром  $l > 1$ , при котором магнитный поток через интерферометр квантуется:  $\Phi \approx n\Phi_0$ . Состояние  $n = 0$  соответствует хранению в такой ячейке логического нуля, а состояние  $n = 1$  — логической единицы. Для тактирования логических схем используется периодическая последовательность квантов  $\Phi_0$ , поступающих от тактового генератора ко всем логическим устройствам. Поступление на вход логического устройства кванта магнитного потока  $\Phi_0$  в промежутке времени между двумя последовательными тактовыми импульсами означает, что на этот вход задана логическая единица. Отсутствие кванта  $\Phi_0$  будет означать задание логического нуля. Приход кванта магнитного потока на вход логического устройства сопровождается генерацией на его входном джозефсоновском элементе одноквантового импульса напряжения (12). Состояние «1» на выходе логического устройства соответствует генерации одноквантового импульса напряжения на выходном джозефсоновском элементе, в результате чего в цепь связи с другими логическими элементами будет направлен квант потока  $\Phi_0$ .

Тактовая частота в RSFQ-устройствах может достигать значения  $f_T \approx 0,1\tau^{-1}$ , где  $\tau$  — характерная длительность одноквантовых импульсов напряжения. К настоящему времени известно о создании сложных RSFQ-схем, например, таких, как 16-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) или 16-канальный автокоррелятор для применений в радиоастрономии с тактовой частотой  $f_T \approx 20$  ГГц и степенью интеграции порядка  $10^4$  джозефсоновских переходов на один чип, или примерно  $10^3$  элементарных логических элементов. Минимальное значение  $\tau$  ограничено фундаментальными свойствами сверхпроводящих материалов. Для ниобия, который используется в сверхпроводниковых схемах гелиевого уровня охлаждения,  $\tau_{\min} \approx 0,7$  пс, и, следовательно, максимальное значение тактовой частоты может быть порядка 150 ГГц. При

использовании в дальнейшем высокотемпературных сверхпроводников [1], таких, как  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , сохраняющих сверхпроводимость при температуре жидкого азота, минимальное значение длительности одноквантовых импульсов напряжения может быть около 0,1 пс. Это позволило бы поднять тактовую частоту RSFQ-устройств до 1 ТГц. Диссипация энергии в RSFQ-устройствах пренебрежимо мала и составляет примерно  $10^{-18}$  Дж/бит (энергия диссипации на одну логическую операцию), что примерно на пять порядков меньше, чем в полупроводниковых устройствах, где эта величина составляет  $10^{-13}$  Дж/бит и является основным сдерживающим фактором повышения тактовой частоты полупроводниковых процессоров.

Перспективными направлениями использования в ближайшем будущем сверхпроводниковых RSFQ-схем являются высокопроизводительные вычислительные системы и системы обработки изображений для широкого спектра задач в науке и технике, в том числе для создания систем сверхчеткого цифрового телевидения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможности использования эффекта Джозефсона в сверхпроводниковой электронике далеко не исчерпываются приведенными выше направлениями. Системы с джозефсоновскими переходами обладают уникальными физическими свойствами (джозефсоновская генерация, квантование магнитного потока, отрицательная индуктивность и т.д.), характеризуются чрезвычайно

низким энерговыделением и малыми временами процессов переключения. Именно эти свойства и позволяют создавать на их основе сверхпроводниковые аналоговые, аналого-цифровые и цифровые устройства, отличающиеся рекордно высокой чувствительностью и высокими значениями рабочих частот.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Брандт Н.Б.* Сверхпроводимость // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 1. С. 100–107.
2. *Шмидт В.В.* Введение в физику сверхпроводимости. М.: Наука, 1982.
3. *Ван Дузер Т., Тернер Ч.У.* Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей. М.: Радио и связь, 1984.
4. *Лихарев К.К., Ульрих Б.Т.* Системы с джозефсоновскими контактами. М.: Изд-во МГУ, 1980.
5. *Лихарев К.К.* Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985.

*Рецензент статьи Н.Б. Брандт*

\* \* \*

Виктор Константинович Корнев, кандидат физико-математических наук, доцент физического факультета МГУ. Область научных интересов – электродинамика сверхпроводников, эффект Джозефсона, сверхпроводниковая аналоговая и цифровая электроника. Автор и соавтор более 70 научных публикаций и четырех учебных пособий.