

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М. В. ЛОМОНОСОВА.

Физический факультет
Кафедра Атомной Физики, Физики плазмы и Микроэлектроники

На правах рукописи

Арзуманов Алексей Владимирович

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ СИНХРОННЫЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКИЕ СТРУКТУРЫ

Специальность 01.04.03 - радиофизика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2007

Работа выполнена на кафедре атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук, доцент
КОРНЕВ В. К.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
ГОЛЬЦМАН Г. Н.
(Московский Педагогический Государственный Университет)

кандидат физико-математических наук
КАРПОВ О. В.
(Всероссийский Научно-Исследовательский Институт
Физико-Технических и Радиотехнических Измерений)

Ведущая организация: Институт Радиотехники и Электроники РАН

Защита диссертации состоится 24 мая 2007 г. в 16 часов на заседании Диссертационного совета 501.001.67 в Московском Государственном Университете им. М.В. Ломоносова (119992, Москва, Ленинские Горы, физический факультет МГУ, Физическая аудитория им. Р. В. Хохлова).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ.

Автореферат разослан 23 апреля 2007 г.

Ученый секретарь
Диссертационного Совета 501.001.67
кандидат физико-математических наук, доцент

Королев А. Ф.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Джозефсоновский переход в резистивном состоянии представляет собой естественный источник электромагнитных колебаний в диапазонах волн от миллиметрового до инфракрасного, перестраиваемый по частоте напряжением V , что следует из фундаментального соотношения:

$$f = 2e/h\bar{V}, \quad (1)$$

где $2e/h \equiv 2\pi/\Phi_0 = 483$ МГц/мкВ. При этом характерные частоты джозефсоновских элементов на основе низкотемпературных сверхпроводников (НТСП) могут достигать значения 1 ТГц, а на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) - значения 10 ТГц и даже выше. Однако, генератор на основе одиночного джозефсоновского перехода имеет ряд принципиальных недостатков: (i) низкое значение выходной мощности (порядка $0,1 \cdot I_c V_c$, где $V_c = I_c R_N$ - характерное напряжение [1, 2]), (ii) низкое характерное сопротивление $R \approx R_N$, где R_N - сопротивление перехода в нормальном состоянии, (iii) широкая линия джозефсоновской генерации:

$$\Delta F [\text{МГц}] \approx 40,5 T[\text{К}] \cdot R[\text{Ом}] \quad (2).$$

Использование синхронных одномерных цепочек или двумерных решеток джозефсоновских переходов, например, включенных последовательно, позволяет разрешить противоречие в требованиях к параметрам джозефсоновских переходов как генераторов и получить перспективные источники (фазированные многоэлементные генераторы) узкополосного электромагнитного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн [1, 2], в которых сужение линии генерации происходит за счет механизмов синхронизации джозефсоновских переходов.

Особый интерес представляет использование джозефсоновской генерации как источника накачки и самонакачки в джозефсоновских структурах [3-5], работающих в режиме сверхчувствительного приема электромагнитного излучения. Оба эти режима использования джозефсоновских структур требуют существенного сужения линии собственной генерации посредством взаимной синхронизации джозефсоновских колебаний отдельных переходов в многоэлементной структуре. При оптимальном соединении джозефсоновских переходов в режиме генерации вполне реальным является получение ширины линии генерации менее 1 МГц при мощности излучения порядка 1 мВт в коротковолновом мм и субмм диапазонах длин волн [6]. В режиме работы приемника с самонакачкой при гелиевых температурах можно ожидать выход на уровень соотношения $hf_c > kT > hf$, где T - физическая температура, f - частота сигнала и f_c - характерная частота джозефсоновского перехода. В этом случае, согласно оценкам [5],

ожидается получение шумовых температур $T_N \leq hf/k$. При использовании высокотемпературных сверхпроводников, то есть при азотной температуре, из-за большого значения $kT > hf_0$ можно ожидать $T_N \cong T$, что для детектора при выходной полосе 1 - 10 ГГц дает значение эквивалентной мощности шумов $NEP=10^{-16}$ Вт/ $\sqrt{\text{Гц}}$ при постоянной времени детектора $\tau = 1$ сек.

Основным препятствием на пути создания многоэлементных синхронных структур является технологический разброс их параметров, в основном, критических токов, который особенно велик для высокотемпературных джозефсоновских переходов и может достигать десятков процентов. До настоящего времени отсутствовали четкие критерии выбора цепей электродинамической связи, которые бы позволяли получить наиболее сильное взаимодействие джозефсоновских элементов, необходимое для обеспечения в многоэлементной структуре синхронного режима джозефсоновской генерации, максимально устойчивого к разбросу параметров джозефсоновских элементов. Кроме того, оставался открытым вопрос о возможности и путях получения значительного, на несколько порядков, сужения линии синхронной генерации за счет увеличения числа джозефсоновских элементов в многоэлементной структуре.

Большое количество публикаций, посвященных как теоретическому, так и экспериментальному изучению различных многоэлементных джозефсоновских структур, синхронизации джозефсоновской генерации и согласованию таких структур как генераторов с внешней нагрузкой, свидетельствует об актуальности данного направления исследований.

Сложность изучения процессов синхронизации в многоэлементных джозефсоновских структурах связана с необходимостью решения большой системы нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка. Численное решение таких систем требует огромных вычислительных ресурсов. Кроме того, рассмотрение спектральных характеристик синхронной генерации требует не только наличия эффективных методов спектральных оценок, но и учета флуктуационной компоненты тока.

Использование анизотропных высокотемпературных сверхпроводников делает принципиально возможным формирование джозефсоновских переходов с более высоким значением характерной частоты (до 10 ТГц и даже выше), что является весьма актуальным для создания джозефсоновских генераторов терагерцового диапазона частот. Однако создание высококачественных джозефсоновских переходов на основе ВТСП встречает массу серьезных проблем из-за специфических свойств таких материалов, в частности, очень малой длины когерентности ξ . Это делает невозможным применение хорошо отработанных и оптимизированных технологий, используемых для получения низкотемпературных джозефсоновских переходов, например, на основе Nb. Одним из основных методов, дающих

достаточно высокую воспроизводимость параметров формирования джозефсоновских ВТСП переходов, является использование ВТСП пленок, эпитаксиально выращенных на бикристаллических подложках [7, 8]. В этом случае, слабая связь формируется в области соединения двух монокристаллических ВТСП пленок. Однако при этом наблюдается фасетирование бикристаллической границы (кусочно-ломаный характер) между d-сверхпроводниками, что приводит к неоднородности транспортных свойств такой бикристаллической границы [9]. Это приводит к поведению и характеристикам бикристаллических переходов, которые не могут быть объяснены в рамках стандартных сосредоточенных моделей джозефсоновских элементов и, следовательно, требует развития более адекватных моделей.

Цель работы

Целью данной работы является исследование динамики синхронных многоэлементных джозефсоновских структур с различными типами цепей электродинамической связи и изучение механизмов сужения линии синхронной джозефсоновской генерации, а также разработка многоэлементной модели бикристаллических джозефсоновских переходов. В рамках сформулированной глобальной цели **конкретными целями** являются:

1. Разработка эффективного метода моделирования динамики многоэлементных джозефсоновских структур в присутствии флуктуаций и вычисления спектра синхронной генерации. Реализация разработанного метода в рамках программного пакета PSCAN для численного моделирования динамики джозефсоновских цепей.

2. Анализ динамики многоэлементных джозефсоновских структур с различными типами цепей электродинамической связи, которые обеспечивают наиболее сильное взаимодействие джозефсоновских элементов, необходимое для формирования синхронного режима генерации, максимально устойчивого к разбросу параметров джозефсоновских элементов.

3. Изучение механизмов сужения линии синхронной джозефсоновской генерации и предельной ширины линии синхронной генерации.

4. Разработка модели на основе параллельной цепочки “0” и “пи” джозефсоновских элементов для описания бикристаллических джозефсоновских переходов из высокотемпературных сверхпроводников.

Научная новизна полученных результатов заключается в следующем:

1. Разработан эффективный метод моделирования флуктуационной компоненты тока, который позволяет использовать переменный шаг численного интегрирования уравнений динамики сверхпроводниковых цепей, а также высокоэффективный метод расчета спектра

джозефсоновской генерации, основанный на использовании алгоритма авторегрессионного фильтра высокого порядка $p \sim 100$.

2. Показано, что наиболее сильное взаимодействие джозефсоновских элементов в последовательных цепочках и двумерных структурах, обеспечивающее синхронный режим генерации в широком диапазоне разброса критических токов, имеет место, когда импеданс цепей связи сравним с импедансом джозефсоновских элементов, а его мнимая часть имеет индуктивный характер, и параметр Маккамбера джозефсоновских переходов β порядка 1.

3. Показано, что сужение линии синхронной джозефсоновской генерации, пропорциональное числу джозефсоновских элементов в цепочке или числу ячеек в двумерной решетке, имеет место только до тех пор, пока размеры структуры не превышают эффективного радиуса взаимодействия джозефсоновских элементов в этой структуре. Радиус взаимодействия может быть существенно увеличен при использовании распределенных цепей электродинамической связи.

4. Разработана модель на основе параллельной цепочки “0” и “пи” джозефсоновских элементов для описания бикристаллических джозефсоновских переходов из высокотемпературных сверхпроводников, а также аналитический алгоритм вычисления распределения плотности критического тока внутри бикристаллического перехода по экспериментально измеренной зависимости полного критического тока бикристаллического перехода от приложенного магнитного поля.

Практическая ценность

В процессе работы были развиты эффективные методы численного моделирования динамики многоэлементных джозефсоновских структур в присутствии термических флуктуаций и эффективные методы расчета спектра джозефсоновской генерации, в том числе ширины линии синхронной генерации.

Полученные в работе результаты дают понимание процессов синхронизации джозефсоновской генерации в многоэлементных джозефсоновских структурах и механизмов сужения линии генерации. Разработана модель бикристаллических джозефсоновских переходов, основанная на использовании параллельной цепочки “0” и “пи” джозефсоновских элементов.

Результаты работы имеют практическую значимость для разработки узкополосных генераторов мм и субмм диапазонов длин волн и описания свойств ВТСП джозефсоновских переходов.

Достоверность результатов, приведенных в диссертации, подтверждается тем, что они были получены автором с использованием современных математических методов и

вычислительных средств, современного программного обеспечения и современных методов обработки экспериментальных данных. Полученные результаты находятся в соответствии с имеющимися литературными данными и экспериментальными результатами.

Личный вклад

Автором лично были разработаны методы расчета динамики многоэлементных джозефсоновских структур в присутствии термических флуктуаций и спектров джозефсоновской генерации на основе алгоритма авторегрессионного фильтра. Используя эти методы, автор создал новую версию программного пакета PSCAN, обладающего расширенными возможностями для анализа джозефсоновских структур, в том числе, для анализа ширины линии синхронной генерации.

Автором лично было выполнено численное моделирование процессов синхронизации джозефсоновской генерации в многоэлементных джозефсоновских структурах с различным типом цепей электродинамической связи, определены области синхронного режима, рассчитаны спектры джозефсоновской генерации и изучены механизмы сужения линии синхронной генерации.

Автором были выполнены расчеты характеристик бикристаллических джозефсоновских переходов, используя модель на основе параллельной цепочки “0” и “пи” джозефсоновских элементов, и выполнено сопоставление с экспериментальными данными, полученными в ИРЭ РАН. Также были выполнены расчеты распределения плотности критического тока внутри бикристаллических переходов на основании экспериментально полученных зависимостей полного критического тока бикристаллического перехода от приложенного магнитного поля для высокотемпературных джозефсоновских переходов, изготовленных и исследованных в ИРЭ РАН.

Апробация работы

Основные материалы диссертационной работы докладывались и обсуждались на научных семинарах кафедры атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Основные результаты, представленные в диссертации исследований, докладывались на следующих международных научных конференциях:

- Конференциях по прикладной сверхпроводимости (*Applied Superconductivity Conference, ASC*), США - 1994, 1996, 1998, 2000 гг;
- Европейских конференциях по прикладной сверхпроводимости (*European Conference on Applied Superconductivity, EUCAS*), Шотландия(1995), Голландия(1997), Испания(1999).
- Международных конференциях по сверхпроводниковой электронике (*International*

Superconductive Electronic Conference, ISEC), Япония(1995), Германия(1997), США(1999).

- 12 Международном студенческом семинаре «Применение новых физических явлений в технике СВЧ»), Санкт-Петербург, Россия, 2005 г.

Публикации.

Основное содержание диссертационной работы полностью отражено в 19 печатных работах, опубликованных в ведущих отечественных и зарубежных реферируемых журналах и докладах на конференциях.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, выводов, списка цитируемой литературы и списка публикаций автора по теме диссертации.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** кратко обоснована актуальность выбранного направления исследований, сформулированы цели исследования и описана структура диссертации.

Глава 1 имеет обзорный характер. В разделе 1.1 рассмотрено применение джозефсоновских систем в качестве генераторов СВЧ диапазона, описаны недостатки одиночных джозефсоновских переходов и преимущества синхронных одномерных цепочек или двумерных решеток джозефсоновских переходов. В этом разделе также рассмотрен ряд проведенных ранее исследований в данном направлении.

Раздел 1.2 посвящен условиям образования когерентного (синхронного) состояния нескольких джозефсоновских переходов, когда у них равны “медленные” частоты джозефсоновской генерации Ω :

$$\Omega_1 = \Omega_2 = \dots = const, \quad \Omega_k = 2e\hat{V}/\hbar = \dot{\theta}_k, \quad (3)$$

где Ω_k, \hat{V}_k - значения $\dot{\phi}_k$ и V_k , усредненные по времени Δt :

$$\Omega_j^{-1} \ll \Delta t \ll \Gamma_1^{-1}, \quad (4)$$

где $2\Gamma_1$ – ширина линии первой гармонической компоненты джозефсоновской генерации. Наиболее сильным взаимодействием переходов, приводящим к образованию когерентного состояния, является высокочастотное электродинамическое взаимодействие. При этом необходимо выполнение следующих условий [1,2,10]: (а) джозефсоновские переходы включены в такую электродинамическую систему, которая позволяет одному переходу индуцировать в других переходах ток частотой его джозефсоновской генерации, причем на этой частоте мнимые части коэффициентов матрицы взаимодействия Y_{kn} должны иметь нужные (отрицательные) знаки; (б) при синхронизации большого числа джозефсоновских переходов ($N \gg 1$) радиус их взаимодействия, т. е. “расстояние” $K = |k - n|$, на котором существенно уменьшаются коэффициенты Y_{kn} , должен быть достаточно велик: $K \geq N$.

Раздел 1.3 посвящен джозефсоновским переходам на основе ВТСП. Рассмотрена важная характеристика джозефсоновских структур - зависимость сверхпроводящего тока I_s от разности фаз φ параметров порядка двух сверхпроводников (ТФЗ). Наибольший интерес представляет ТФЗ джозефсоновских переходов из анизотропных сверхпроводников с высокой критической температурой, большинство из которых характеризуется $d_x^2 - y^2$ типом симметрии параметра порядка. Использование d-сверхпроводников позволяет получать так называемые пи-контакты, характеризующиеся сдвинутой на π ток-фазовой зависимостью, например, $I_s(\varphi) = I_c \cdot \sin(\varphi + \pi)$ при синусоидальной форме ТФЗ [11, 12].

Раздел 1.4 посвящен постановке задач для решения в рамках диссертационной работы.

Глава 2 посвящена описанию программных систем, с помощью которых проводилось численное моделирование джозефсоновских структур, и методов изучения процессов синхронизации. В этой главе описан предложенный метод учета термических флуктуаций и авторегрессионный метод вычисления спектров.

В разделе 2.1 описывается программный комплекс PSCAN - Personal Superconductor Circuit Analyzer- разработанный в лаборатории криоэлектроники физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, который является одним из наиболее эффективных автоматизированных программных пакетов, работающий в среде WINDOWS, для численного анализа сверхпроводниковых электронных схем [13]. Анализ сверхпроводниковых цепей в этом комплексе выполняется на основе уравнений баланса джозефсоновских фаз для сверхпроводящих контуров. Высокая эффективность комплекса PSCAN достигается за счет использования автоматически изменяющегося переменного шага интегрирования (по времени) при численном решении системы дифференциальных уравнений. Для анализа процессов синхронизации использовались такие возможности комплекса, как построение на основе численных решений систем уравнение вольт-амперных характеристик (ВАХ), временные диаграммы токов, напряжений и фаз, а также встроенные в комплекс автором процедуры спектрального анализа.

В разделе 2.2 описываются методики изучения процессов синхронизации. Основной задачей анализа синхронных многоэлементных джозефсоновских систем, является нахождение области синхронного режима джозефсоновской генерации в пространстве параметров частоты генерации f , разностей критических токов джозефсоновских переходов ΔI_c , емкостей переходов β , а также параметров электродинамической цепи связи. Так как синхронное состояние может определяться по равенству средних частот джозефсоновской генерации, которые однозначно связаны со средними напряжениями на переходах, области существования синхронного режима исследовались на основе анализа семейств ВАХ джозефсоновских переходов схемы. Однако, совпадение средних частот генерации не свидетельствует полностью о возникновении

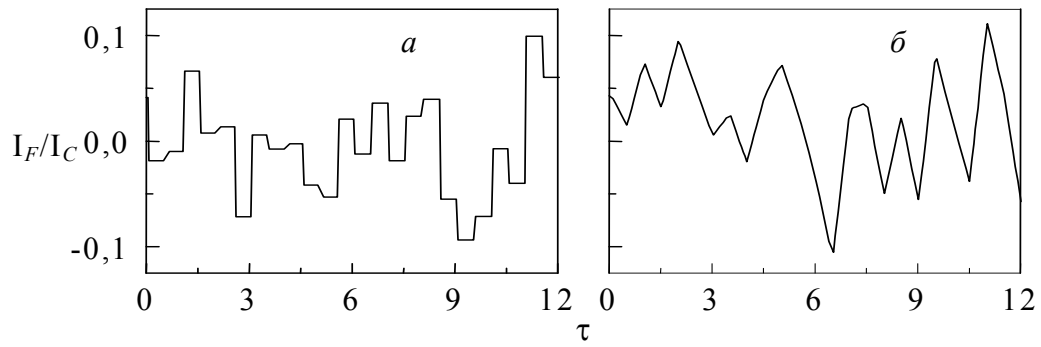


Рис. 1. Два типа случайных сигналов, моделирующих квази-белые флуктуации.

синхронного режима. Для окончательного заключения о существовании синхронизма проверялось равенство мгновенных частот генерации путем анализа временных зависимостей напряжений на джозефсоновском переходе внутри уже построенных областей возможной синхронизации, а также изучался спектральный состав колебаний, как на отдельных переходах, так и на всей структуре в целом.

В разделе 2.3 описывается предложенный автором метод учета термических флуктуаций при моделировании джозефсоновских систем. В большинстве случаев такой учет можно провести методом Ланжевена [1, 14], включая в правую часть динамических уравнений дополнительную случайную “силу”, в данном случае – флуктуационный ток I_F . Силу воздействия флуктуаций на джозефсоновский переход при этом принято характеризовать γ - фактором шума:

$$\gamma = \pi \cdot s_i(\omega), \quad (5)$$

где $s_i(\omega)$ - нормированная спектральная плотность. Для моделирования флуктуаций в пакете PSCAN предложен флуктуационный ток, представляющий собой последовательность прямоугольных импульсов со случайной амплитудой ξ , но одинаковой длительностью $\Delta\tau$ (рис. 1,а) или сигнал в виде ломаной линии (рис. 1,б) со случайной высотой ξ ее вершин, следующих с фиксированным периодом. При этом период $\Delta\tau$ задается таким, чтобы он был больше, чем максимально допустимое значение переменного шага интегрирования $\delta\tau$. В этом случае сохраняется переменный шаг интегрирования системы дифференциальных уравнений. Спектральная плотность флуктуационного тока такой формы (непрерывная часть) имеет вид:

$$s_i^+(\omega) = 2s_i(\omega) = 2\sigma^2\Delta\tau \cdot \left| \frac{\sin(\omega \cdot \Delta\tau/2)}{\omega \cdot \Delta\tau/2} \right|^2, \quad (6)$$

где σ^2 – дисперсия амплитуды импульсов. Задавая период $\Delta\tau$ достаточно малым, можно обеспечить квази-белый спектр токовых флуктуаций

$$s_i^+(0) = 2\sigma^2\Delta\tau \quad (7)$$

в достаточно широком интервале частот до 10-15 ω_c (ω_c - характерная джозефсоновская частота), включающем в себя как частоту джозефсоновской генерации, так и ее гармоники,

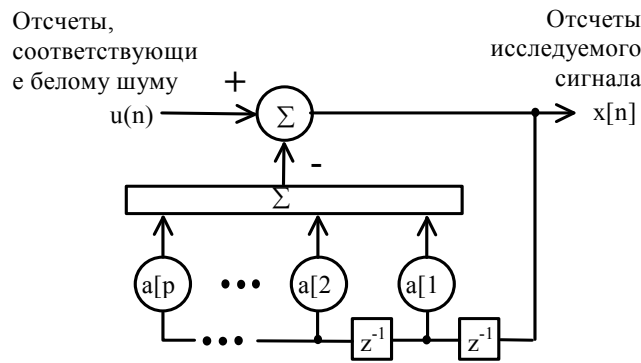


Рис. 2. Авторегрессионный фильтр порядка p . Входной сигнал $U(n)$ – отсчеты, соответствующие белому шуму; выходной сигнал $X[n]$ – отсчеты, соответствующие исследуемому сигналу, $a[1] – a[p]$ – набор параметров фильтра.

амплитуда которых значима для учета их влияния на динамику.

Раздел 2.4 посвящен применению авторегрессионных методов для спектрального оценивания. Классические методы вычисления спектра на основе быстрого Фурье-преобразования, требуют времени вычисления, которое пропорционально $K \cdot N_1 \log_2 N_1$, где N_1 – число отсчетов значений сигнала с фиксированным шагом выборки ΔT_{samp} внутри каждого интервала усреднения, K – число интервалов усреднения. При этом верхняя частота вычисляемого спектра определяется величиной шага ΔT_{samp} , а спектральное разрешение зависит от полного числа отсчетов сигнала $N \sim K \cdot N_1$. Для наблюдения ширины линии синхронной джозефсоновской генерации требуется разрешение не хуже $10^{-7} \omega_c$ ($N \sim 10^8$ отсчетов), что приводит к значительному увеличению времени расчетов. В последнее время получил развитие новый подход к вычислению спектров сигналов на основе авторегрессионного метода [15]. Основная идея данного метода заключается в использовании авторегрессионного фильтра достаточно высокого порядка p (рис. 2). Методом последовательных итераций, используя оптимальную стратегию, устанавливаются параметры фильтра, при которых данный фильтр преобразует подаваемый на его вход белый шум в исследуемый сигнал. Полученные параметры фильтра дают полную информацию о спектре исследуемого сигнала. Было установлено, что требуемое спектральное разрешение при вычислении спектра джозефсоновской генерации и ширины спектральной линии достигается при $p = 150 \dots 200$, при этом требуется только $N \sim 10^5$ отсчетов.

Глава 3 посвящена численному анализу динамики процессов в разных многоэлементных джозефсоновских структурах (МДС) с сосредоточенными цепями электродинамической связи (рис. 3), изучению области синхронизации джозефсоновских переходов и ширины линии синхронной генерации.

В разделе 3.1 изучаются области существования когерентного режима джозефсоновской

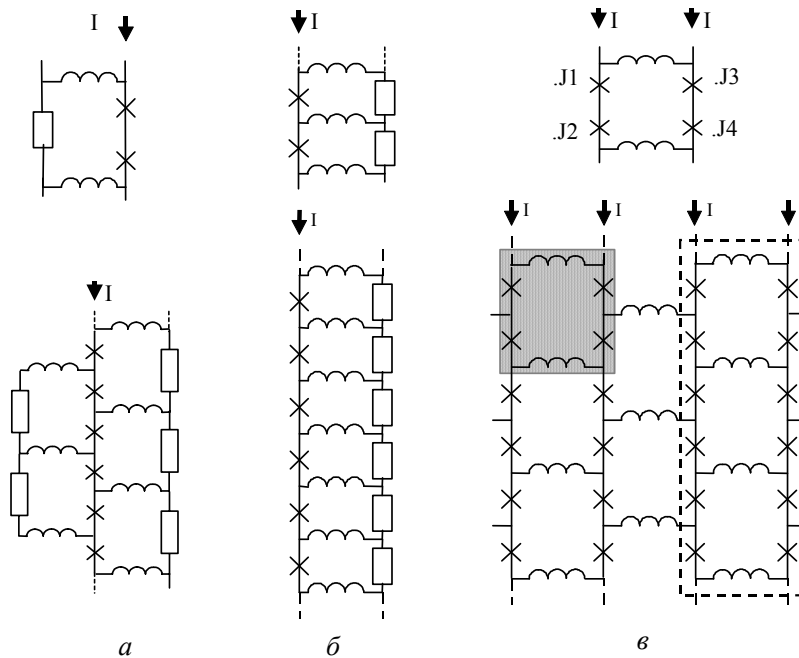


Рис. 3. Три типа МДС с сосредоточенными цепями электродинамической связи и соответствующие им элементарные ячейки.

генерации в трех типах элементарных ячеек многоэлементных структур. Полученные области синхронизации представлены на плоскости параметров разности критических токов переходов в ячейке $\Delta I_c = I_{c2} - I_{c1}$ и частоты генерации F .

Для ячейки “а” наиболее широкие пределы допустимого отклонения ΔI_c , порядка $\pm 20\%$, в пределах которого существует взаимная синхронизация, достигаются в области частоты $f \approx f_c/2$, при значении параметра Маккамбера $\beta = 2eI_c R_N^2 C / \hbar \approx 1$ и параметрах цепи связи $l = (2\pi/\Phi_0) I_c L = 1$, $r = 1$.

Одномерная цепочка типа “б” рассматривалась в случае переходов с большой емкостью в рамках туннельной модели джозефсоновского перехода. В ней шунтирующие RL-цепи являются одновременно элементами, осуществляющими электродинамическую связь переходов. При этом они снижают эффективное значение емкости переходов почти в шесть раз, приближая его к оптимальному значению $\beta \approx 1$, найденному ранее для структур аналогичного типа [16]. При оптимальных параметрах цепи связи $l \approx 0.5$ и $r \approx 0.7$ пределы допустимого изменения ΔI_c , достигают 30% для синфазного режима генерации.

Диапазон синхронизации определяется амплитудой синхронизирующих токов высокой частоты, текущих через взаимодействующие джозефсоновские переходы. Поэтому логично заменить пассивные цепи электродинамической связи на один или два джозефсоновских перехода, характерные индуктивности которых равны найденным оптимальным значениям. Такой 4-контактный интерферометр с индуктивным параметром $l \sim 1$, позволяет создать двумерную МДС, показанную на рис. 3в. Наиболее сильно эффект синхронизации в 4J-ячейке проявляется в режиме генерации, соответствующем периодическому прохождению пар квантов

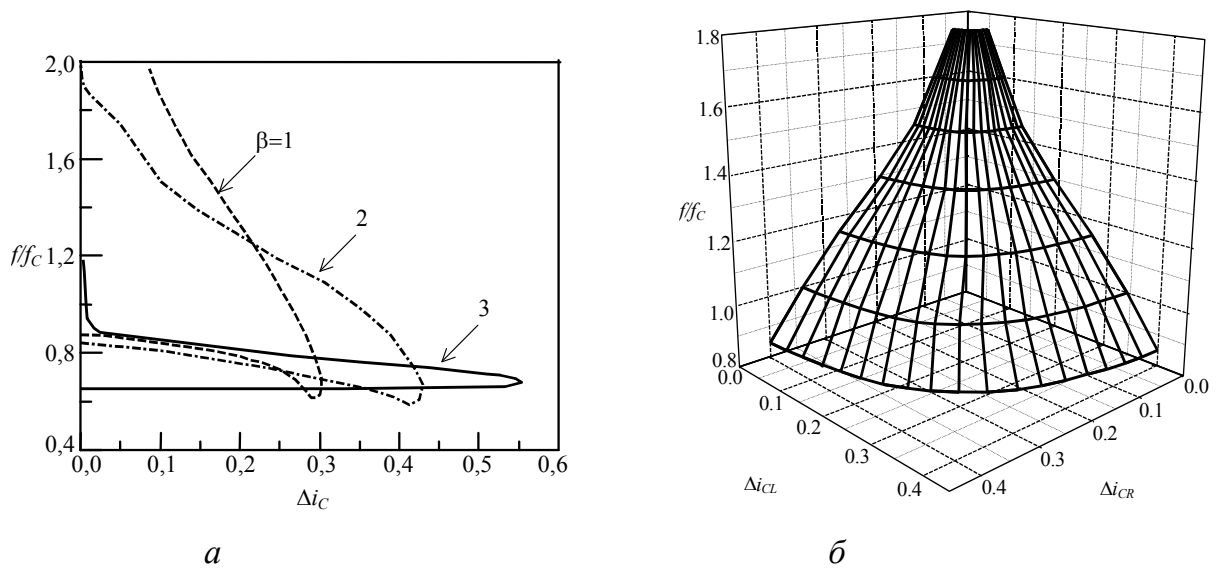


Рис. 4. Ячейка "в". Двумерные срезы области синхронизации при $l = 1$ для различных значений β (а). Трехмерная область синхронизации при $\beta = 1, l = 1$ (б).

магнитного потока через контур ячейки. При этом максимально допустимый уход критического тока одного из четырех джозефсоновских переходов может достигать 40 - 50% от критического тока остальных переходов (рис. 4). Оптимальные значения, реализующие наиболее устойчивый режим синхронной генерации, составляют для $\beta = 1..2$, для индуктивности ячейки $l \approx 1$.

Раздел 3.2 посвящен ширине линии синхронной генерации в джозефсоновских структурах. На примере параллельной цепочки джозефсоновских переходов (рис. 5а) подробно рассмотрено влияние конечного радиуса взаимодействия переходов на ширину линии когерентной генерации. В такой структуре все переходы имеют всегда одинаковую частоту генерации. Более того, в отсутствие магнитного поля имеет место синфазная осцилляция напряжения на всех переходах. Радиус эффективного взаимодействия джозефсоновских переходов в такой МДС зависит от величины нормированной индуктивности связи l . При

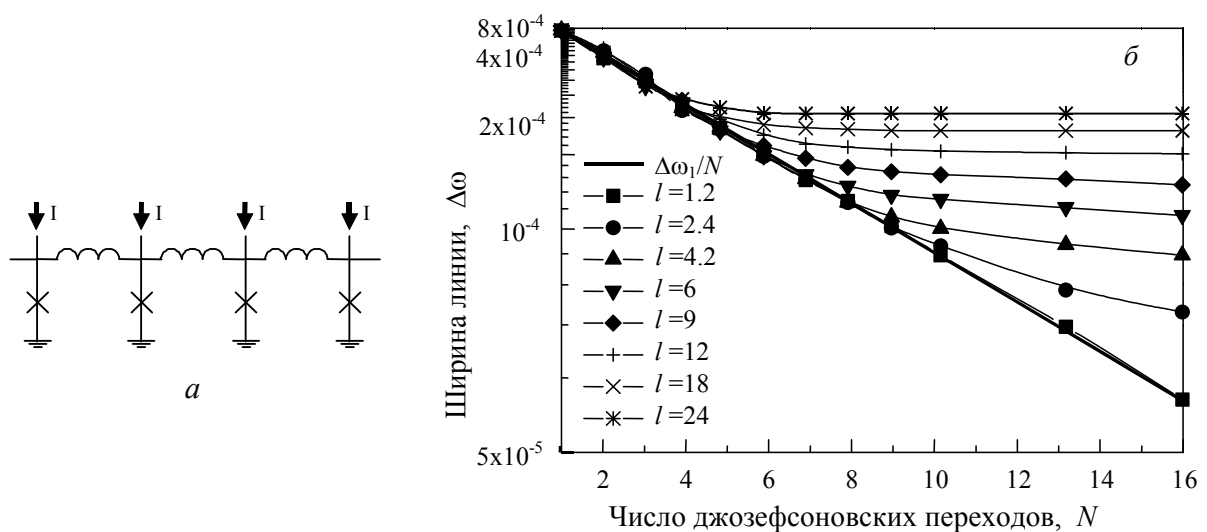


Рис. 5. Параллельная цепочка джозефсоновских переходов (а) и зависимость ширины линии синхронной генерации от числа N переходов при различном значении нормированной индуктивности l (б).

достижении МДС величины радиуса эффективного взаимодействия (рис. 5б) ширина линии генерации перестает уменьшаться пропорционально числу переходов и имеет место эффект «насыщения» в сужении линии генерации. Известно, что в практических устройствах трудно обеспечить значение параметра l существенно меньше 1, поэтому вряд ли реально получить сужение линии генерации в таких структурах более, чем в 100 раз.

В цепочке “а”, изображенной на рис. 3, джозефсоновские переходы связаны строго попарно, что означает локальный характер электродинамической связи. Именно поэтому сужение линии синхронной генерации здесь наблюдается только в пределах элементарной ячейки то есть только в 2 раза. В цепочке “б” (рис. 3), радиус взаимодействия джозефсоновских переходов формально бесконечен, что означает непрерывное уменьшение ширины линии синхронной генерации пропорциональное числу джозефсоновских переходов в этой МДС (таблица 1).

Таблица 1. Ширина линии джозефсоновской генерации цепочки “б” (Рис. 3) при частоте генерации $\omega/\omega_c = 0.36$ и величине шум-фактора $\gamma = 5 \cdot 10^{-4}$ в случае числа ячеек в цепочке $N = 1, 2, 4$; $R/R_n = 0.7, L = 0.5$.

	1J	2J	4J
$\Delta\omega$	$6.2 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$

В двумерной МДС на основе 4J-ячейки (рис. 3, с) сильное взаимодействие между джозефсоновскими переходами осуществляется за счет движения по ней пространственно-периодического массива одиночных квантов магнитного потока. Было установлено, что в пределах одной элементарной ячейки ширина линии синхронной генерации уменьшается пропорционально N^2 , то есть, становится в $N_1^2 = 16$ раз уже, чем у одиночного джозефсоновского перехода (см. таблицу 2). Пока размеры такой МДС не превышают эффективного радиуса электродинамической связи джозефсоновских переходов, спектральная линия синхронной генерации сужается пропорционально числу элементарных ячеек K . При оптимальных значениях $\beta \sim 1$ и индуктивного параметра $l \sim 1$ эффективный радиус составляет около 2-3 элементарных ячеек в каждом измерении (таблица 2). Таким образом, максимально возможное сужение линии генерации в такой структуре составляет примерно $8N_1^2 \sim 100$ раз.

Таблица 2. Ширина линии джозефсоновской генерации, рассчитанная для изображенной на рис. 3 двумерной цепочки “с” при частоте генерации $\omega \equiv \Omega/\Omega_c = 1$ и величине шум-фактора $\gamma = 2 \cdot 10^{-4}$ для разного числа ячеек N ; $L = 1$.

	Single J.	4J-Cell	3x2 Cells	3x3 Cells	3x4 Cells
$\Delta\omega/\omega_c$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$7.5 \cdot 10^{-5}$	$1.7 \cdot 10^{-5}$	$2.6 \cdot 10^{-5}$	$3.4 \cdot 10^{-5}$

Глава 4 посвящена численному анализу динамики многоэлементных джозефсоновских структур с распределенными цепями электродинамической связи, обеспечивающими сильное взаимодействие джозефсоновских переходов, а также анализу предельно возможного сужения линии джозефсоновской генерации в таких системах.

В разделе 4.1 описываются исследуемые распределенные структуры (зис. 6). Отрезки волноводных линий здесь моделируются с помощью LC-цепочек с числом звеньев, приходящихся на длину волны, порядка 10 и более. Высокочастотные потери задаются путем подключения резисторов R_{loss} параллельно емкости каждого LC-звена цепочки. В первой МДС резонаторы связаны через общие джозефсоновские переходы, что обеспечивает синфазность возбуждающихся стоячих волн и, следовательно, большую амплитуду колебаний напряжения между точками «1» и «2». В двух других структурах синфазный режим джозефсоновской генерации устанавливается через взаимодействие джозефсоновских переходов с общей стоячей волной напряжения в первом случае и тока во втором.

В разделе 4.2 обсуждается характер взаимодействия переходов в таких МДС. Для этих систем характерно, что наименьшая ширина линии генерации имеет место в случае слабого отражения волны от джозефсоновского перехода, когда импеданс джозефсоновского перехода Z (близкий к его нормальному сопротивлению R_N) значительно больше (для структуры "б") или соответственно меньше (для структур "а" и "в") волнового сопротивления ρ . Это означает возбуждение в распределенной системе единой стоячей волны, частота которой будет определяться полной длиной распределенной линии с короткозамкнутыми или открытыми концами.

Для структуры "а" амплитуда осцилляций выходного напряжения (между точками 1 и 2) определяется в основном суммой амплитуд стоячих волн напряжения в местах включения джозефсоновских переходов. Моделирование показало, что оптимальная позиция джозефсоновских переходов, обеспечивающая наибольший выходной сигнал, находится между

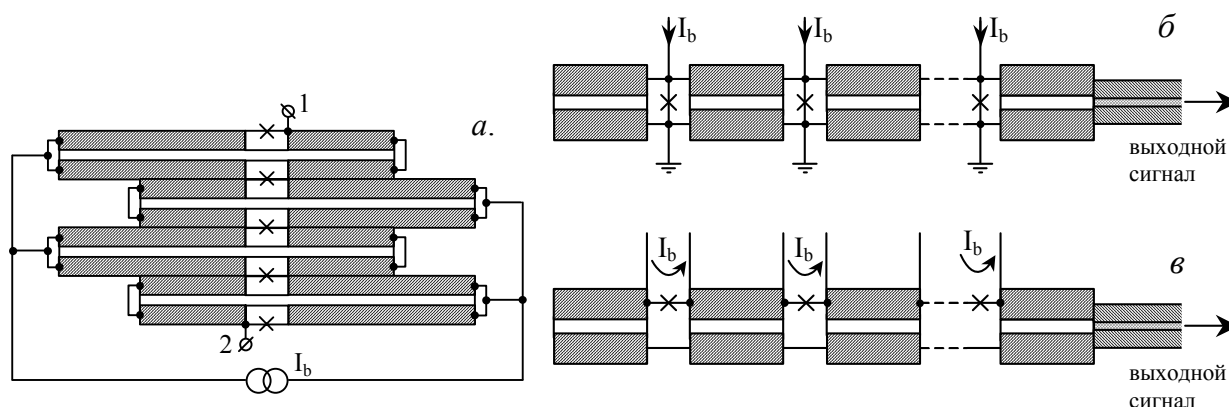


Рис. 6. Многоэлементные джозефсоновские структуры с распределенными цепями электродинамической связи.

пучностью волны напряжения и пучностью волны тока и зависит также от емкости джозефсоновских переходов, влияющей на его импеданс. Взаимодействие переходов с возбуждаемыми стоячими волнами приводит к сильному сужению (на два – три порядка) линии генерации, причем ширина линии генерации среднего перехода примерно в 4 раза меньше, чем ширина линии генерации крайних. В этой МДС переходы взаимодействуют попарно через соответствующие стоячие волны. По характеру электродинамического взаимодействия между джозефсоновскими переходами такая МДС аналогична структуре с сосредоточенными цепями электродинамической связи, которая показана на рис. 3а. Соответственно эффективный радиус взаимодействия внутренних переходов включает в себя только 3 джозефсоновских элемента. Поэтому увеличение числа джозефсоновских переходов и секций не вызывает дальнейшего сужения ширины линии джозефсоновской генерации, имеет место лишь увеличение амплитуды выходного сигнала.

Структура "б" рассматривается для углубленного понимания механизма возбуждения стоячей волны и взаимодействия с ней джозефсоновских переходов. В случае сильного отражения волн от джозефсоновских переходов распределенная система оказывается разделенной ими соответственно на несколько резонаторов с сильно нелинейными и конфликтными по отношению друг к другу граничными условиями. В результате этого частота возбуждающейся стоячей волны будет в сильной степени зависеть от своей амплитуды и тока смещения через джозефсоновский переход, что приводит к низкой эффективной добротности системы даже при малых внутренних потерях.

Раздел 4.3 посвящен выходной мощности и ширине линии генерации в распределенных МДС. В МДС резонаторного типа взаимодействие переходов зависит от амплитуды стоячей волны, которая зависит от добротности резонатора Q . Она в нашем случае зависит только от потерь $Q = \alpha^{-1}$. Для получения большой выходной мощности генератора, необходимо выводить из системы достаточное количество энергии. Для этой цели к распределенной МДС может быть подключена волноводная линия с таким волновым сопротивлением, которое обеспечивает требуемый коэффициент K_{out} выхода мощности. Выводимая из МДС энергия ΔE может быть включена в общие потери энергии за один период колебаний. Таким образом, для распределенной МДС увеличение выходной мощности эквивалентно росту потерь в ней за один период колебаний. Эквивалентные дополнительные потери, приходящиеся на каждую из N $\lambda/2$ -секций между джозефсоновскими элементами, будут соответственно в N раз меньше, чем ΔE . Это означает, что противоречивые требования большой выходной мощности и высокой добротности системы Q , которая определяется суммарными потерями на длине волны λ , можно удовлетворить за счет увеличения числа джозефсоновских элементов N . Вычисление ширины линии джозефсоновской генерации для структуры "в" показывает, что ширина линии зависит от

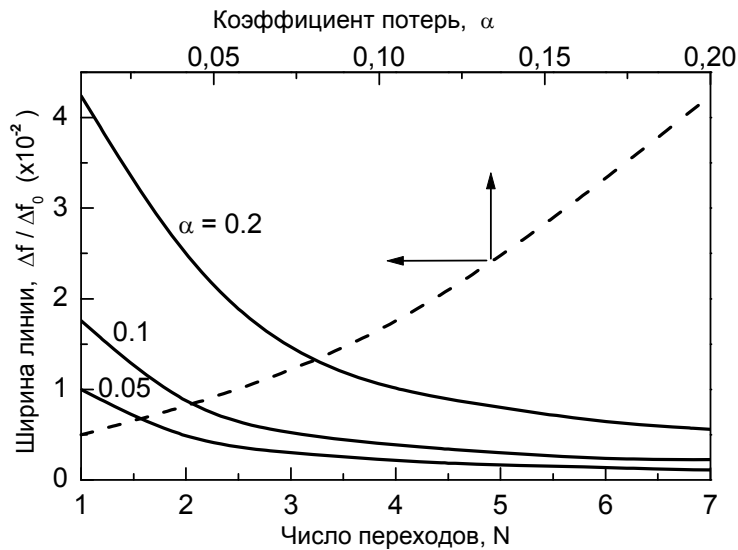


Рис. 7. Зависимость ширины линии генерации от числа N джозефсоновских элементов (сплошные линии) и коэффициента потерь α при $N = 1$ (пунктир).

коэффициента потерь α на длине волны и уменьшается пропорционально числу джозефсоновских элементов (рис.7). Это является следствием синхронизации джозефсоновских элементов возбужденной стоячей волной. При этом все джозефсоновские переходы взаимодействуют с общей стоячей волной, и, следовательно, эффективный радиус взаимодействия включает в себя все переходы. Поэтому принципиально возможно реализовать МДС с распределенными цепями связи, способные обеспечить сужение линии генерации в $k \approx 10^3$ раз и более, даже если потери близки к критической величине.

В разделе 4.4 представлен обзор экспериментальных данных, в том числе, обзор экспериментальных работ, выполненных в ИРЭ РАН, инициированных данными теоретическими исследованиями.

В **Главе 5** рассмотрена предложенная модель бикристаллического ВТСП джозефсоновского перехода на основе параллельной цепочки джозефсоновских переходов.

В разделе 5.1 описана технология изготовления ВТСП переходов, разработанная в ИРЭ РАН [17]. Исследования микроскопической структуры бикристаллической границы таких переходов показали, что граница в ВТСП пленке не всегда повторяет направление, задаваемое границей в подложке [18]. Происходит зарастание ВТСП пленки в ту или иную сторону от границы. Это приводит к тому, что бикристаллическая граница имеет вид ломаной линии.

В разделе 5.2 непосредственно рассматривается модель бикристаллического ВТСП джозефсоновского перехода на основе параллельной цепочки. При значении угла разориентации γ бикристаллической пленки близком к 45° бикристаллическая граница представляет собой цепочку чередующихся 0- и так называемых π -фасеток, для которых зависимость сверхпроводящего тока от фазы сдвинута на π (что эквивалентно изменению знака

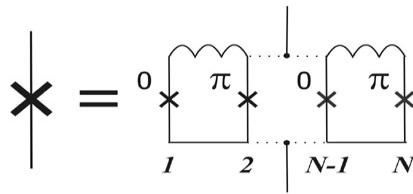


Рис. 8. Модель бикристаллического джозефсоновского перехода для угла разориентации $\gamma = 45^\circ$.

критического тока фасетки), т.е. будет иметь вид $I_s(\varphi) = I_c \sin(\varphi + \pi) = -I_c \sin(\varphi)$. В таком случае мы приходим к модели бикристаллического джозефсоновского перехода, представляющей собой параллельную цепочку чередующихся 0- и π - джозефсоновских контактов, соединенных малыми индуктивностями (рис. 8). В случае, когда угол разориентации γ существенно отличается от 45° , соотношение числа 0- и π -фасеток изменяется в ту или иную сторону, вплоть до существования фасеток только одного типа.

Использование данной модели позволило объяснить экспериментально наблюдаемую зависимость критического тока бикристаллических переходов от приложенного магнитного поля $I_c(H)$, которая существенно отличается от зависимости, следующей из стандартной резистивной модели [1]:

$$I_c(\Phi) = I_{c0} \left| \sin(2\pi\Phi / \Phi_0) / 2\pi\Phi / \Phi_0 \right| \quad (8)$$

В частности, экспериментально наблюдаемое отношение высоты центрального максимума (при нулевом магнитном поле) зависимости $I_c(H)$ к высоте следующего локального максимума, как правило, всегда значительно меньше, чем это следует из выражения (8).

Кроме того, использование разработанной модели позволило объяснить механизм возникновения на ВАХ бикристаллических переходов субгармонических ступеней Шапиро, отсутствующих в рамках резистивной модели. Было показано, что неоднородность распределения плотности критического тока обуславливает появление в спектре джозефсоновской генерации субгармонических компонент даже в случае стандартной синусоидальной ток-фазовой зависимости. Существование субгармонических компонент приводит к появлению субгармонических ступеней Шапиро при воздействии на бикристаллический переход высокочастотного монохроматического сигнала.

В рамках предложенной модели был развит аналитический подход решения обратной задачи – задачи нахождения функции распределения плотности критического тока вдоль джозефсоновского перехода на основании экспериментально измеренной зависимости $I_c(H)$. Рассматривая общий случай разбиения бикристаллической границы на некоторое конечное количество участков N , называемых далее по аналогии фасетками, положив плотность критического тока в пределах каждой фасетки равной своей константе, проинтегрировав

выражение для плотности тока

$$j_c = j_c \sin\left(\frac{2\pi x}{a} + C\right) \quad (9)$$

вдоль границы джозефсоновского перехода, и разбив при этом путь интегрирования на N участков-фасеток в конечном итоге можно прийти к уравнению, которое в матричном виде выглядит как

$$\vec{A} \otimes \vec{P} = \frac{1}{n_e} M^T M^* (\vec{A} \otimes \vec{P}), \quad (10)$$

где n_e – количество точек на экспериментальной кривой. При этом

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} \frac{I_c(\Phi_1/\Phi_0)}{\Delta x \frac{\sin(\pi \Phi_1/N\Phi_0)}{\pi \Phi_1/N\Phi_0}} \\ \vdots \\ \frac{I_c(\Phi_{n_e}/\Phi_0)}{\Delta x \frac{\sin(\pi \Phi_{n_e}/N\Phi_0)}{\pi \Phi_{n_e}/N\Phi_0}} \end{pmatrix}, \quad \vec{P} = \begin{pmatrix} e^{i\varphi(\Phi_1/\Phi_0)} \\ \vdots \\ e^{i\varphi(\Phi_{n_e}/\Phi_0)} \end{pmatrix}, \quad M = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\pi\Phi_1}{N\Phi_0}(2\cdot 1-1)} & \dots & e^{i\frac{\pi\Phi_{n_e}}{N\Phi_0}(2\cdot 1-1)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ e^{i\frac{\pi\Phi_1}{N\Phi_0}(2\cdot N-1)} & \dots & e^{i\frac{\pi\Phi_{n_e}}{N\Phi_0}(2\cdot N-1)} \end{pmatrix}$$

Уравнение (10) решается численно относительно вектора P (вектор A строится по экспериментальным данным). Выражение для определения плотности критического тока по векторам A и P имеет вид:

$$\vec{j} = \frac{1}{n_e} M^* (\vec{A} \otimes \vec{P}), \quad (11)$$

где n -ый элемент вектора j соответствует плотности критического тока n -ой фасетки. Результаты расчета распределения плотности критического тока по бикристаллической границе джозефсоновского перехода на основе экспериментально измеренной зависимостью $I_c(\Phi/\Phi_0)$ согласуются с экспериментом.

В **Выводах** сформулированы основные результаты работы, приводимые ниже.

ВЫВОДЫ

- 1 Разработан эффективный метод моделирования флуктуационной компоненты тока в многоэлементных джозефсоновских структурах, позволяющий использовать переменный шаг численного интегрирования уравнений динамики сверхпроводниковых цепей, а также высокоэффективный метод расчета спектра джозефсоновской генерации, основанный на использовании алгоритма авторегрессионного фильтра высокого порядка $p \sim 100$. Разработанные методы были реализованы в рамках высокоэффективного программного пакета PSCAN.
- 2 Показано, что наиболее сильное взаимодействие джозефсоновских элементов в последовательных цепочках и двумерных структурах, обеспечивающее синхронный режим

генерации в широком диапазоне разброса критических токов (до 30...40%), имеет место, когда импеданс цепей электродинамической связи сравним с импедансом джозефсоновских элементов, его мнимая часть имеет индуктивный характер, параметр Маккамбера джозефсоновских переходов β порядка 1.

- 3 Показано, что в синхронной многоэлементной структуре имеет место сужение линии синхронной джозефсоновской генерации, пропорциональное числу джозефсоновских элементов в цепочке или числу ячеек в двумерной решетке, однако наблюдаемое сужение линии имеет место только до тех пор, пока размеры структуры не превышают эффективного радиуса взаимодействия джозефсоновских элементов в этой структуре.
- 4 Показано, что использование распределенных цепей электродинамической связи позволяет существенно увеличивать эффективный радиус взаимодействия джозефсоновских элементов за счет установления взаимодействия джозефсоновских переходов с общей для всей структуры стоячей электромагнитной волной. Это позволяет осуществлять одновременно значительное сужение линии генерации и повышение выходной мощности, пропорциональное числу джозефсоновских элементов.
- 5 Разработана модель на основе параллельной цепочки "0" и "пи" джозефсоновских элементов для описания бикристаллических джозефсоновских переходов из высокотемпературных сверхпроводников. Разработан аналитический метод расчета распределения плотности критического тока внутри бикристаллического перехода по экспериментально измеренной зависимости полного критического тока от приложенного магнитного поля.
- 6 Показано, что неоднородность распределения плотности критического тока вдоль бикристаллического перехода приводит к появлению в спектре джозефсоновской генерации субгармонических компонент, существование которых отвечает за формирование субгармонических ступеней Шапиро ($V = \frac{\hbar}{2e} \frac{m}{n} \Omega$, $n > m$) ВАХ бикристаллических переходов.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, A. D. Mashtakov, G. A. Ovsyannikov, "Basic cells for phase-locked 1D and 2D Josephson-junction Arrays", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, December 1995, v. 5, No.4, p. 3527 - 3531.
2. V. K. Kornev, A.V. Arzumanov, A. D. Mashtakov, and G. A. Ovsyannikov, "Millimeter and Submillimeter Wave Generation by Phase-Locked 1D and 2D Josephson-Junction Arrays", *Inst. Physics Conf. Ser.* No 148, IOP Publishing Ltd, 1995, p. 1649 - 1652.
3. V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, A. D. Mashtakov, and G.A. Ovsyannikov, "Josephson Oscillation Phase-Locking in Two-Dimensional SFQ Arrays", *Extended abstracts of 5th Int. Superconductive Electronics Conf. (ISEC'95)*, Nagoya, Japan, Sept. 1995, p. 338 - 340.

4. V. K. Kornev, A.V. Arzumanov, A. D. Mashtakov, and G. A. Ovsyannikov, "Phase-Locked One- and Two-Dimensional Josephson-Junction Arrays as Millimeter and Submillimeter Wave Generators", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1997, vol.7, No 2, p.3111–3114.
5. V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, "Numerical Simulation of Josephson-Junction System Dynamics in the Presence of Thermal Noise", *Inst. Physics Conf. Ser. No 158, IOP Publishing Ltd*, 1997, p. 627 - 630.
6. V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, K. I. Konstantinyan, A. D. Mashtakov, G. A. Ovsyannikov, "Spectral Study of the Shapiro Subharmonic Step Formation", *Inst. Physics Conf. Ser. No 158, IOP Publishing Ltd*, 1997, p. 559 - 562.
7. V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, "Oscillation Linewidth for Phase-Locked Josephson-Junction Arrays", *Extended abstracts of 6th Int. Superconductive Conf. (ISEC'97)*, Berlin, Germany, 1997, vol. 3, p. 183 – 185.
8. V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, G. A. Ovsyannikov, K. I. Konstantinyan, A. D. Mashtakov, "Spectrum Components for Parallel Josephson-Junction Arrays in Magnetic Field", *Extended abstracts of 6th Int. Superconductive Conf. (ISEC'97)*, Berlin, Germany, vol.3, 1997, p.186–188.
9. А. В. Арзуманов, В. К. Корнев, Г. А. Овсянников, А. Д. Маштаков, "К вопросу о когерентном состоянии цепочки туннельных джозефсоновских переходов", *Письма в ЖТФ*, том 24, вып. 15, 1998, с. 1 - 7.
10. В. К. Корнев, А. В. Арзуманов, "Численное моделирование ширины линии генерации в синхронных многоэлементных джозефсоновских структурах", *Письма в ЖТФ*, том 24, вып. 15, 1998, с. 52 - 59.
11. А. В. Арзуманов, В. К. Корнев, К. И. Константиныан, Г. А. Овсянников, "Спектральный аспект возникновения субгармонических ступеней Шапиро в цепочке параллельно включенных джозефсоновских переходов", *Письма в ЖТФ*, том 24, вып. 17, 1998, с.45-52.
12. V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, "Josephson-junction oscillation spectral linewidth for some phase-locked multijunction systems", *Journal de Physique IV, France*, vol. 8, 1998, p. Pr3-279 – Pr3-282.
13. V K Kornev and A V Arzumanov, "Oscillation spectral linewidth for some phase-locked Josephson-junction arrays", *IEEE Trans. on Appl. Superconductivity*, vol. 9, No. 2, June 1999, p. 4262-4265.
14. V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, and N. A. Shcherbakov, "Phase-Locked Josephson-Junction Arrays with Distributed Coupling Circuits", *Extended abstracts of 7th Int. Superconductive Electronics Conf. (ISEC'99)*, Berkely, CA USA, June 21-23, 1999, p. 437-439.
15. В. К. Корнев, А. В. Арзуманов, "Ширина линии синхронной генерации в цепочках и решетках джозефсоновских переходов с конечным радиусом взаимодействия", *Письма в ЖТФ*, том 26, вып. 3, 2000, с. 23-29.
16. V. K. Kornev, A. V. Arzumanov, and N. A. Shcherbakov, "Josephson-junction arrays with lumped and distributed coupling circuits", *Inst. Physics Conf. Ser. No 167, IOP Publishing Ltd*, 2000, p. 753-756.

17. V, K. Kornev, N. A. Shcherbakov, A. V. Arzumanov, P. B. Mozhaev, K. I. Constantinian, A. D. Mashtakov, G. A. Ovsyannikov, "Arrays of Josephson junctions coupled by distributed circuits", *IEEE Trans. on Appl. Superconductivity*, v. 11, 2001, p. 1227-1230.
18. В. К. Корнев, А. В. Арзуманов, "Применение Цепочек и решеток джозефсоновских переходов для решения задач сверхпроводниковой электроники", "Ломоносовские чтения, секция физики", Сборник расширенных тезисов докладов, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 2004, с. 41-45.
19. Arzumanov, A.V., Kornev, V.K., "Interaction radius as an important characteristic of Josephson-junction arrays", *Proceedings of 12-th Int. Student's Seminar on Microwave Applications of New Physical Phenomena*, Saint Petersburg, Russia, 17-19 October, 2005, p. 49-51.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Лихарев, Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985.
2. Г. А. Овсянников, Л. С. Кузьмин, К. К. Лихарев, Радиотехника и электроника, 1982, т. 27, № 8, с. 1613.
3. A. K. Jain, K. K. Likharev, J. E. Lukens, J. E. Sauvageau. *Phys. Reports*, v.109, p.309, 1984.
4. Г. А. Овсянников, К. К. Лихарев, Л. С. Кузьмин. Радиотехника и электроника, т.28,с.1613, 1982.
5. I. A. Devyatov et al. *J.Appl.phys.* v.60, p.1808, 1986.
6. K. Wan et al *Proc. of ISEC-91*, p.550, 1991.
7. P. A. Nilsson, Z. G. Ivanov, et al., *J. Appl. Phys.*, vol. 75, 1994, p. 7972-7977.
8. M. Kawasaki, P. Chaudhari, et al., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, 1991, p. 2555-2557.
9. H. H. Hilgenkamp, J. Mannhart, *Rev. Mod. Phys.*, v. 74, 2002, p. 485-549.
10. Л. С. Кузьмин, К. К. Лихарев, Г. А. Овсянников, Радиотехника и электроника, 1981, т. 26, № 5, с. 1068.
11. C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, C. C. Chi, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 73, 1994, p. 593-596.
12. D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, W. C. Lee, D. M. Ginsberg, A. J. Legget, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 71, 1993, p. 2134-2138.
13. S. V Polonsky, V. K. Semenov, and P. N. Shevchenko, 1991, v. 4, p. 667-669.
14. К. К. Лихарев, Б. Т. Ульрих, Системы с джозефсоновскими контактами. М.: Изд-во МГУ, 1978.
15. S L Marpl, Jr., *Digital spectral analysis with applications*, 1987, Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, Inc.
16. Бабаян Г. Э., Кокоулин М. А., Овсянников Г. А., РЭ, 1993, т. 38 № 3, с. 566
17. А. Д. Маштаков, К. И. Константибян, Г. А. Овсянников, Е. А. Степанцов, *Письма в ЖТФ*, т. 25, вып. 7, 1999, с. 1-9.
18. H. H. Hilgenkamp, J. Mannhart, *Rev. Mod. Phys.*, v. 74, 2002, p. 485-549.

Сдано в печать 20.04.2007 г. Тираж 100 экз. Заказ 156.
Отпечатано в ООО «Имидж-дизайн»

