

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Ружицкий Всеволод Игоревич

**Новые физические подходы к решению задачи
масштабирования элементной базы цифровой сверхпроводниковой электроники**

Специальность 01.04.15 – физика и технология наноструктур, атомная и молекулярная физика

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
И. И. Соловьёв

Москва 2021 г.

Оглавление

Обозначения и сокращения	4
Введение	5
Актуальность и степень разработанности темы исследования	5
Цели и задачи исследования	8
Объект и предмет исследования	8
Научная новизна	9
Теоретическая и практическая значимости	10
Методология диссертационного исследования	11
Положения выносимые на защиту	12
Соответствие положений выбранной специальности	12
Степень достоверности и апробация результатов	13
Личный вклад автора	14
Публикации	15
Объем и структура диссертации	15
Глава 1 Анализ предметной области. Постановка задачи [A1–A8]	16
1.1 Макроскопические квантовые эффекты в сверхпроводниках	16
1.1.1 Эффект Джозефсона	17
1.1.2 Явление макроскопической квантовой интерференции	18
1.1.3 Резистивная модель	19
1.2 Сверхпроводниковая цифровая электроника	22
1.2.1 Быстрая одноквантовая логика	22
1.2.2 Масштабируемость джозефсоновского перехода	29
1.2.3 Миниатюризация базовой ячейки одноквантовой логики	32
1.3 Выводы к Главе 1	43
Глава 2 Миниатюризация джозефсоновского контакта [A1]	45
2.1 Сверхток в структуре SN-N-NS	45
2.1.1 Модель	45
2.1.2 Решение	47
2.2 Характеристика $I_C R_N$ для структуры SN-N-NS	51
2.3 Ограничения на ток в сверхпроводящих электродах	51
2.4 Тепловой баланс	53
2.4.1 Рассеянная и поглощенная энергии	54
2.4.2 Нагрев конструкций SN-N-NS на основе комбинации материалов Nb/Cu	56

2.5	Выводы к Главе 2	58
Глава 3	Фазовые логические схемы [A2, A3]	60
3.1	Распространение дробных флаксонов	60
3.2	Базовый блок	64
3.3	Управляемые запоминающие цифровые схемы	71
3.4	8-ми битный сумматор	76
3.5	Выводы к Главе 3	80
	Заключение	83
	Благодарности	88
	Публикации автора по теме диссертации	88
	Список литературы	90
Приложение А	Программный комплекс SimSC_P	109
A.1	Описание	109
A.2	Графический интерфейс	109
A.2.1	Ввод схемы	110
A.2.2	Конфигурирование графиков	113
A.2.3	Симуляция	115
A.3	Вычислительное ядро	116

Обозначения и сокращения

e	$= 1.60218 \times 10^{-19}$ Кл — заряд электрона
$\hbar$	$= 1.055 \times 10^{-34}$ Дж · с — постоянная планка
Φ_0	$= 2.067 \times 10^{-15}$ Вб — квант магнитного потока
k_B	$= 1.38 \times 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана
I_c	Критический ток джозефсоновского контакта
$\varphi = \chi_1 - \chi_2$	разность фаз на берегах джозефсоновского контакта
ТФЗ	ток-фазовая зависимость
R_N	нормальное сопротивление джозефсоновского контакта
$V_c = I_c \cdot R_N$	характерное напряжение джозефсоновского контакта
SIS	сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник
CMOS	complementary metal-oxide-semiconductor
БОК-логика	быстрая одноквантовая логика
RSFQ	Rapid Single Flux Quantum
SFQ	квант магнитного потока
JTL	джозефсоновская передающая линия
JJ	джозефсоновский контакт
all-JJ схема	схема, состоящая только из джозефсоновских контактов
DRO	distructive read-out
NDRO	non-distructive read-out

Введение

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Одним из ключевых факторов технологического прогресса является развитие полупроводниковой электроники. Количество транзисторов, которые могут быть размещены на чипе, вдвое увеличивается с каждым годом [1–3]. Данная тенденция была обнаружена одним из основателей компании Intel — Гордоном Муром. Рост числа транзисторов связан с развитием технологии производства: уменьшается размер транзисторов, который уже практически приблизился к атомному масштабу. Не смотря на то, что способ улучшения производительности схем, связанный с пространственным масштабированием, себя исчерпывает, развитие полупроводниковой электроники на этом не останавливается. Активно разрабатываются новые подходы: 3D интеграция, новые материалы и.т.п; и параллельно прорабатываются новые технологии для обработки, хранения, передачи информации. Однако, как сейчас видно, есть задачи для которых стандартная полупроводниковая электроника плохо пригодна: например, квантовые вычисления и квантовые коммуникации, для которых активно развиваются сверхпроводниковая и оптическая технологии, соответственно. “Классическая” сверхпроводниковая электроника также развивается в тех областях, где нужны высокие энергоэффективность и быстродействие.

Начиная с 1990-х годов, в области цифровой сверхпроводниковой электроники доминирует быстрая одноквантовая логика БОК (RSFQ: Rapid Single-Flux-Quantum logic), в которой физическим представлением информации логического «0» или «1» является отсутствие или наличие кванта магнитного потока в сверхпроводящем контуре с джозефсоновскими контактами. На момент создания, основным преимуществом RSFQ логики перед конкурирующими технологиями являлась высокая тактовая частота [4]. Спустя всего несколько лет после первых реализаций RSFQ схем была экспериментально продемонстрирована рекордно высокая частота работы цифрового делителя на базе логического элемента Т-флип-флоп – 750 ГГц [5], которая остается практически в 8 раз большей максимальной частоты (около 100 ГГц) работы современного полупроводникового аналога.

Другим преимуществом сверхпроводниковой электроники является низкое энергопотребление. В настоящий момент в схемах сверхпроводниковой электроники с высокой энергоэффективностью [6–8] была достигнута энергия переключения $E_{bit} \leq 1$ аДж (в современных полупроводниковых схемах энергия переключения на 3 порядка больше). В работах [9, 10] была продемонстрирована работа 8-ми битного сумматора на основе RQL (Reciprocal-Quantum-Logic) и ERSFQ (energy-efficient Rapid Single-Flux-Quantum) логик с энергопотреблением соответственно 82 и 360 аДж на такт. Реализация 8-битного сумматора на адиабатических сверхпроводниковых цепях, на тактовой частоте 5 ГГц, показала уровень энерговыделения всего 12 аДж на такт [11]. Кроме того, использование определенных адиабатических алгоритмов позволяет достигнуть преимущества энергопотребления на 7 порядков (с учетом затрат энергии на охлаждение) по сравнению с полупроводниковыми аналогами [12]. Такой низкий уровень энергопотребления говорит о прорыве в этой области, что является крайне важным для создания суперкомпьютеров, ускорителей вычислений и датацентров следующего поколения.

В настоящее время активно изучается возможность создания цифровой логики, позволяющей реализовать и логические операции, и функции памяти. Логические устройства, обладающие свойством внутренней памяти своего состояния, рассматриваются как возможные базовые элементы для построения новых, более эффективных вычислительных систем [13, 14]. Преимущества сверхпроводниковых схем с этой точки зрения были рассмотрены в работе [15].

Сравнительно большие размеры компонентов элементной базы являются одной из основных проблем сверхпроводниковой электроники. Они обусловлены практически исключительным использованием туннельных джозефсоновских контактов, структура сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник SIS— Nb/Al-AlOx/Nb, с топологией типа «сэндвич» в качестве активных нелинейных элементов для передачи джозефсоновских вихрей, задающих логическое состояние схем. Критический ток джозефсоновского контакта должен быть больше шумового тока $I_c \gg I_n = (2\pi\Phi_0)k_B T$. При стандартной плотности критического тока $j_c \sim 0.1$ мА/мкм² он составляет $I_c \sim 0.1$ мА, так что контакт имеет микронный (суб-микронный) размер, $a \sim 1$ мкм² [A1]. Вместе с этим такой контакт имеет относительно большую собственную емкость $c \geq 50$ фФ/мкм², что приводит к необходимости использования шунтирующего сопротивления R_S для предотвращения джозефсоновских осцилляций после прохождения джозефсоновского вихря через контакт. Значение R_S выбирается таким образом, чтобы значение параметра Стюарта-Маккамбера (нормированной ёмкости контакта) было порядка единицы $\beta_c = (2\pi/\Phi_0)j_c c R_S^2 a^2 \approx 1$.

Соответствующее сопротивление шунта, $R_S \approx 5$ Ом, обычно реализуется с помощью MoN_x , имеющего сопротивление 5 Ом на квадрат при толщине пленки 60 нм [16]. Учитывая минимальные размеры проводов (0.5 - 1 мкм), шунтирование примерно втрое увеличивает общую площадь контакта. В настоящее время активно изучается возможность использования других материалов для создания джозефсоновских контактов, а также исследуются различные способы модификации геометрии джозефсоновских структур.

Уменьшение размеров джозефсоновского контакта не является единственной проблемой при миниатюризации сверхпроводниковых логических цепей. Теоретическая оценка [17] максимальной плотности схем на основе БОК-логики, использующих геометрическую индуктивность проводов, соответствует современному уровню $\sim 10^7$ джозефсоновских контактов на квадратный сантиметр. Дальнейшее уменьшение ширины линий и интервалов между ними является проблематичным из-за почти экспоненциального роста взаимной индукции и взаимных наводок между схемами [18]. Основной подход к сокращению размеров контуров связан с использованием кинетической индуктивности. В данном случае энергия, запасенная в индуктивности, соответствует кинетической энергии сверхпроводящего тока, а не магнитному полю вокруг провода. Вместе с этим, индуктивность контура цифровой схемы должна быть порядка отношения кванта магнитного потока к критическому току джозефсоновского контакта $L_{cell} = \Phi_0/I_c \sim 20$ пГн для обеспечения возможности хранения джозефсоновского вихря в ячейке. Это ограничивает масштабирование проводов при использовании их кинетической индуктивности размером ~ 120 нм [A1].

Для решения проблемы масштабирования недавно было предложено добавить элементы спинтроники в сверхпроводниковые схемы. Одним из таких элементов является джозефсоновская гетероструктура SFS (сверхпроводник – ферромагнетик-сверхпроводник). Основные параметры таких структур могут существенно отличаться от параметров стандартных элементов [19]. Контакты, содержащие магнитные слои, могут обладать, например, сдвигом ток-фазового соотношения и/или изменением его периодичности. Это открывает возможности для создания новых базовых логических элементов [20] и элементов памяти [21–23], а также позволяет создавать компактные сверхпроводящие спиновые вентили, с помощью которых возможно осуществлять оперативное управление функционалом уже изготовленных схем. В ряде работ было показано, что использование магнитных джозефсоновских контактов позволяет уменьшить размеры существующих базовых элементов сверхпроводниковых схем, улучшить энергоэффективность их работы и увеличить их устойчивость к разбросу параметров [24–30].

В настоящее время степень интеграции сверхпроводниковых схем отличается от полупроводниковых на 3 порядка, что делает задачи по уменьшению размеров джозефсоновских контактов и миниатюризации базовых ячеек сверхпроводниковой логики одними из самых актуальных. Данная работа посвящена исследованию и разработке физических основ новых подходов к решению представленных задач.

Цели и задачи исследования

Целью данной работы является разработка новых подходов физической реализации цифровых сверхпроводниковых схем, позволяющих улучшить их масштабируемость. Для достижения данной цели необходимо выполнить следующие задачи:

1. Исследовать масштабируемость существующих типов джозефсоновских переходов. Определить наиболее перспективную гетероструктуру для масштабирования до наноразмеров. Произвести расчет основных физических характеристик выбранной гетероструктуры и оценить возможность ее использования в цифровых сверхпроводниковых схемах.
2. Исследовать возможные пути масштабирования базовых ячеек цепей сверхпроводниковых логик в том числе с использованием магнитных джозефсоновских переходов. Определить наиболее перспективный способ физического представления информации с точки зрения возможного масштабирования.
3. Разработать методы расчета и синтеза цифровых сверхпроводниковых схем с выбранным представлением информации. Спроектировать элементную базу цифровых сверхпроводниковых схем на основе предложенного метода. Исследовать возможность создания многоэлементных цифровых сверхпроводниковых схем с использованием выбранного представления информации.

Объект и предмет исследования

Объектом данного исследования являются такие джозефсоновские переходы и схемотехнические решения для логических цепей цифровых устройств, которые решают проблему миниатюризации цифровых устройств сверхпроводниковой электроники.

Предметом исследования в Главе 2 являются наиболее перспективные для миниатюризации джозефсоновские структуры: SN-N-NS мостики переменной толщины,

вычисление их основных параметров, определение их минимально возможных размеров для пары материалов $S = \text{Nb}$, $N = \text{Cu}$.

Предметом исследования в Главе 3 является концепция представления информации в логических сверхпроводящих схемах в виде отличного от нуля скачка разности фаз параметров порядка между S электродами одного или нескольких джозефсоновских контактов логической ячейки цифрового сверхпроводникового устройства.

Научная новизна

1. Впервые получены аналитические выражения для характерного напряжения джозефсоновской SN-N-NS структуры в геометрии мостика переменной толщины для размера области слабой связи порядка или меньше длины когерентности в нормальном металле.
2. Впервые произведен расчёт характерного напряжения $I_C R_N$ при различных значениях параметра подавления сверхпроводимости γ_{VM} на SN интерфейсе для джозефсоновской SN-N-NS структуры в геометрии мостика переменной толщины с размером области слабой связи порядка или меньше длины когерентности в нормальном металле, показывающий возможность физической реализации наноразмерного джозефсоновского контакта.
3. Предложен новый подход схемотехнической реализации цифровых сверхпроводниковых логических схем, отличающийся представлением информации в виде фазы между S электродами джозефсоновского контакта, улучшающим масштабируемость и энергоэффективность.
4. Впервые показана возможность реализации цифровых сверхпроводниковых схем без использования соединительных индуктивностей, в которых передача информации осуществляется путем распространения скачка фазы сверхпроводящего параметра порядка.
5. На основе предложенного подхода разработаны компактные, энергоэффективные библиотечные элементы для проектирования цифровых сверхпроводниковых устройств нового типа: схема базового блока, ячейки памяти с различными механизмами операций записи и считывания, RS и T триггера, схема 8-ми битного сумматора.

Теоретическая и практическая значимости

Можно выделить целый ряд полученных результатов, обладающих высокой теоретической значимостью и представляющих интерес для дальнейшего практического применения в области создания сверхпроводниковой цифровой электроники:

1. разработана модель наноразмерного джозефсоновского контакта для цифровой сверхпроводящей электроники;
2. рассчитан тепловой баланс для наноразмерного джозефсоновского контакта, демонстрирующий его работоспособность в реальных условиях;
3. разработана новая концепция физического представления информации в сверхпроводниковой логике в основе которой лежит бистабильный джозефсоновский контакт. Спроектирован ряд компонентов элементной базы без использования соединительных индуктивностей: базовый блок, ячейки памяти с различными механизмами операций записи и считывания, RS и T триггера, 8-ми битный сумматор;
4. произведено моделирование и подбор рабочих параметров для разработанной элементной базы;
5. рассчитан рабочий диапазон параметров RS-триггера, демонстрирующий работоспособность схемы при разбросе её параметров $\pm 20\%$.

Результаты по применению магнитных джозефсоновских контактов для улучшения характеристик сверхпроводниковых схем использованы для составления международной дорожной карты для устройств и систем в главе «Криогенная электроника и квантовая обработка информации» в 2021 году [31]. Практическая значимость полученных результатов также подтверждается успешным получением и выполнением проектов Российского Научного Фонда, Российского Фонда Фундаментальных Исследований, Фонда развития теоретической физики и математики «Базис», а именно:

- «Физические и инженерные основы вычислителей не фон Неймановской архитектуры на базе сверхпроводниковой спинтроники» (2020 – 2023)
- «Пост-кремниевая сверхпроводниковая электроника на базе наноразмерных джозефсоновских контактов для систем обработки больших объемов данных» (2020 – 2022)

- «Разработка программного комплекса для моделирования и проектирования элементов искусственных нейросетей на основе макроскопических квантовых эффектов» (2020 – 2021)
- «Вычислительные устройства на базе топологически-неоднородных джозефсоновских структур» (2019 – 2021)
- «Разработка новой элементной базы цифровой сверхпроводниковой электроники с магнитными материалами» (2017 – 2019)
- «Разработка физических основ элементной базы современной сверхпроводниковой электроники и спинтроники» (2015 – 2016)
- «Физические основы создания компактной и быстрой джозефсоновской памяти, сопряженной с энергоэффективной сверхпроводниковой электроникой» (2014 – 2015)
- «Разработка элементной базы для энергоэффективных сверхпроводниковых и полупроводниковых систем детектирования сигнала, приема и обработки информации» (2014 – 2015)
- «Сверхпроводниковый спиновый вентиль на основе джозефсоновского перехода с прослойкой из изолятора, сверхпроводника и ферромагнетика» (2012 – 2013)

Результаты диссертации использовались при создании спецкурсов «Моделирование сверхпроводниковых цепей в пакете MATLAB» и «Современные проблемы приема, передачи и обработки информации» для учебного процесса в МГУ М.В. Ломоносова на Физическом Факультете. Кроме того, программные комплексы и методология моделирования сверхпроводниковых цепей использовались студентами физического факультета в учебном процессе.

Полученные результаты предлагают новый подход в проектировании сверхпроводниковой цифровой электроники, а также задают вектор развития прикладного направления в данной области. В дальнейшем, разработанные схемы могут быть использованы в качестве компонент вычислительных устройств или для управления и контроля ядра квантового компьютера.

Методология диссертационного исследования

Основные теоретические результаты данной работы по разработке, численному расчёту и анализу были получены автором при использовании программной среды MATLAB.

Был разработан программный комплекс, осуществляющий автоматическую генерацию дифференциальных уравнений для заданной сверхпроводниковой цифровой схемы. Данные уравнения были записаны в рамках резистивной модели и решались с использованием методов Рунге-Кутты 4-ого и 5-ого порядков, а также метода Гаусса для расчёта систем линейных уравнений.

Для получения зависимости характерного напряжения наноразмерного джозефсоновского контакта от температуры и от параметра подавления для различных геометрических параметров были записаны уравнения Узаделя. Было аналитически получено решение для выбранной структуры, а также получены выражения в предельных случаях. Автором был разработан программный модуль для расчёта зависимостей характерного напряжения по точной и приближенным формулам, использующий метод деления отрезка пополам для решения трансцендентных уравнений и перебор по джозефсоновским фазам для поиска критического тока.

Положения выносимые на защиту

1. Джозефсоновская гетероструктура, пригодная для создания цифровых сверхпроводниковых схем на ее основе, может быть уменьшена до размеров в несколько десятков тысяч квадратных нанометров ($18000 - 30000 \text{ нм}^2$).
2. Информация в схемах одноквантовой логики может быть представлена в виде скачков фазы сверхпроводящего параметра порядка. Данное представление позволяет создавать масштабируемые цифровые схемы, состоящие только из джозефсоновских контактов (без использования индуктивностей проводов).
3. Наиболее компактными схемами одноквантовой логики, состоящими только из джозефсоновских контактов, являются схемы на базе бистабильных джозефсоновских контактов. С их использованием возможна реализация логических элементов, элементов памяти с разрушающим и неразрушающим считыванием, RS и T триггеров, полусумматоров и более сложных компонент вычислительных устройств.

Соответствие положений выбранной специальности

Выносимые на защиту положения относятся к специальности «01.04.15 – Физика и технология наноструктур, атомная и молекулярная физика». Согласно паспорту, данная специальность включает в себя исследования по следующим направлениям:

1. «Моделирование свойств, физических явлений и технологических процессов в наноматериалах и композитных структурах»;
2. «Физические принципы работы и создание приборов на базе наноматериалов и композитных структур»;
3. «Магнитные свойства наноматериалов и композитных структур».

Выносимые положения на защиту относятся к определённым в паспорте специальности областям исследований. Они включают в себя «моделирование свойств, физических явлений ... в наноматериалах и композитных структурах», «физические принципы работы и создание приборов на базе наноматериалов и композитных структур», «магнитные свойства наноматериалов и композитных структур».

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных результатов определяется использованием известных методов и подходов, а также сравнением результатов с похожими научными работами.

Результаты данной работы обсуждались на семинарах кафедры атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, на семинарах лаборатории физики наноструктур отдела микроэлектроники НИИЯФ МГУ, а также на семинарах ВНИИА им. Н. Л. Духова. Кроме того, апробация результатов проводилась на 3 российских и 4 международных конференциях:

1. **2021** Approaches to scaling superconducting digital circuits. Авторы: Soloviev I.I., Ruzhickiy V.I., Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Kupriyanov M.Y., Golubov A., Skryabina O.V., Stolyarov V.S.. The 12th International Conference on Intrinsic Josephson Effect and Horizons of Superconducting Spintronics, Кишинев, Молдова, Республика, 22-25 сентября 2021.
2. **2021** Моделирование динамических процессов в элементах сверхпроводниковой фазовой логики. Авторы: Максимовская А.А., Ружицкий В.И., Соловьев И.И., Бакурский С.В., Кленов Н.В.. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2021», Москва, Россия, 12-23 апреля 2021.
3. **2020** Superconducting digital circuits scaling pathway. Авторы: Соловьев И.И., Ружицкий В.И., Бакурский С.В., Кленов Н.В., Куприянов М.Ю., Голубов А.А., Скрязина О.В., Столяров В.С.. Applied Superconductivity Conference 2020 Virtual Conference, США, 24 октября - 7 ноября 2020.

4. **2020** Road to scalable superconducting phase memory devices. *Авторы: Ружицкий В.И., Соловьев И.И., Бакурский С.В.* XIV научно-техническая конференция «ВНИИА-2020», ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова, Россия, 10 марта - 3 апреля 2020.
5. **2017** Проектирование сверхпроводниковых логических схем на основе джозефсоновских $0 - \pi$ контактов. *Авторы: Ружицкий В.И., Соловьев И.И., Бакурский С.В.* 13th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS-2017), Женева, Швейцария, 17-21 сентября 2017.
6. **2017** MULTI-VALUED CURRENT PHASE RELATIONS IN JOSEPHSON JUNCTION WITH COMPLEX -ISF- INTERLAYER. *Авторы: Ruzhickiy V.I., Klenov N.V., Soloviev I.I., Bakurskiy S.V., Filippov V.I., Kupriyanov M.Yu, Golubov A.A.,* Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2017), Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, г. Москва, Россия, 1-5 июля 2017.
7. **2013** Создание, исследование и применение джозефсоновских φ - и $0 - \pi$ - контактов на основе гетероструктур с ферромагнитными слоями. *Авторы: Кленов Н.В., Бакурский С.В., Ружицкий В.И., Соловьев И.И., Карминская Т.Ю., Куприянов М.Ю.,* XVII международный симпозиум "Нанозифика и нанозлектроника Нижний Новгород, 2013.

Личный вклад автора

Автором был произведен анализ аналитических уравнений для наноразмерного джозефсоновского контакта, а также проведен расчёт его характерного напряжения $I_c R_N$ для различных значений параметра подавления сверхпроводимости на SN границе γ_{BM} в диапазоне температур от нуля до критической температуры сверхпроводящих электродов.

Автор участвовал в разработке концепции нового представления информации в сверхпроводниковых логических схемах и в проектировании элементной базы. Им было произведено моделирование, анализ и подбор параметров спроектированных схем. Автор лично разработал программный комплекс, осуществляющий генерацию и решение уравнений для заданных схем.

Помимо этого, автор принимал участие при подготовке докладов и публикаций по результатам исследований.

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 6 статьях [A1–A6], индексируемых Web of Science и Scopus, в 1 статье [A7], индексируемой Scopus и в 1 статье [A8], индексируемой RSCI.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из общей характеристики работы, 3 глав и заключения, в котором сформулированы основные результаты диссертационной работы. Общий объем диссертации с приложением составляет 121 страницу, 44 рисунка, 99 формул и 4 таблицы, общее число наименований литературы во всех главах, включая публикации автора — 208.

Глава 1

Анализ предметной области. Постановка задачи [А1–А8]

1.1 Макроскопические квантовые эффекты в сверхпроводниках

В 1911 году Камерлинг-Оннесом было открыто явление сверхпроводимости, спустя 3 года после получения жидкого гелия для достижения температуры в несколько Кельвин [48,49]. Данное явление заключалось в следующем: электрическое сопротивление различных металлов, таких как ртуть, свинец, олово, резко полностью исчезало при некоторой критической температуре T_c , различной для каждого материала. С течением времени открывались различные материалы, обладающие свойством сверхпроводимости, причем не только металлы, и на текущий момент их известно несколько сотен.

Другим характерным свойством сверхпроводимости является идеальный диамагнетизм, открытый в 1933 г. Мейсснером и Оксенфельдом [48, 49]. Они обнаружили не только отсутствие проникновения магнитного поля в сверхпроводник (см. Рисунок 1.1), что, как могло показаться, объясняется идеальной проводимостью, но и “выталкивание” поля из первоначально нормального образца (при условии его высокого качества), когда он охлаждается ниже температуры T_c . Это явление не могло быть объяснено идеальной проводимостью, которая лишь удерживала бы начальный поток внутри образца. Существование обратимого эффекта Мейсснера означает, что сверхпроводимость должна разрушаться критическим магнитным полем H_c , которое термодинамически связано с разностью свободных энергий нормального и сверхпроводящего состояний при нулевом поле или с так называемой энергией конденсации сверхпроводящего состояния. Точнее, H_c определяется приравниванием энергии единичного объема $H_c^2/8\pi$, связанной с выталкиванием поля, к энергии конденсации. Таким образом,

$$H_c(T) = f_n(T) - f_s(T), \quad (1.1)$$

где f_n и f_s — свободные энергии Гельмгольца на единицу объема для двух фаз. Эмпирически было установлено, что зависимость $H_c(T)$ достаточно хорошо аппроксимируется

параболическим законом, как показано на рисунке 1.1:

$$H_c(T) \approx H_0(T) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (1.2)$$

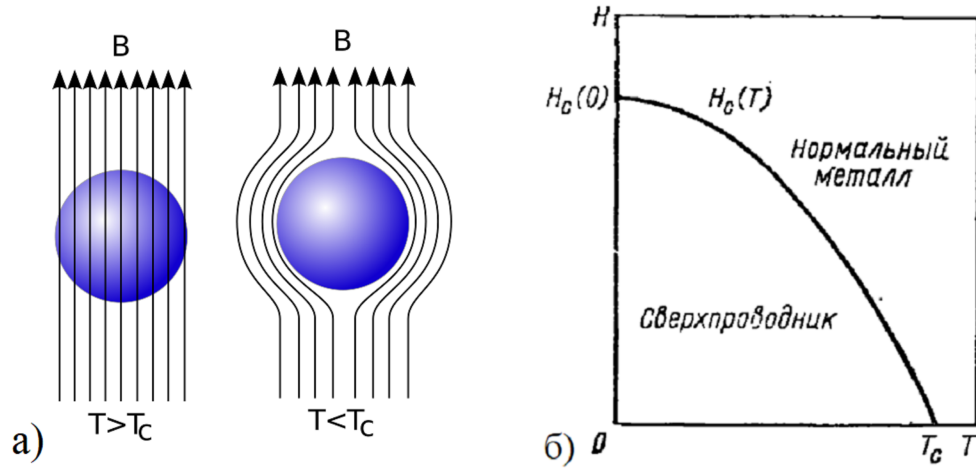


Рисунок 1.1 — а) Эффект Мейсснера. При температуре ниже критической магнитное поле выталкивается из сверхпроводника. При температуре выше критической, магнитное поле проникает в сверхпроводник [48, 49]. б) Температурная зависимость критического поля H_c от температуры T [48, 49].

Отсутствие электрического сопротивления ($R = 0$) означает отсутствие напряжения ($V = 0$) в сверхпроводящей цепи, не смотря на протекающей в ней ток. Таким образом, сверхпроводящий ток не характеризуется разностью потенциалов ($V = \delta\phi$), но зависит от разницы фаз сверхпроводящего параметра порядка $\delta\theta$. В теории Гинзбурга-Ландау [50] сверхпроводящий параметр порядка соответствует сверхпроводящей волновой функции электронов $|\Psi|e^{i\theta}$. В сверхпроводниках при низких температурах электроны с противоположно направленными спинами объединяются в пары (куперовские пары), причем их движение описывается одной функцией, — параметром порядка. Увеличение магнитного потока Φ внутри сверхпроводящего контура с индуктивностью L приводит к росту сверхпроводящей фазы и тока $I = \Phi/L$. Данное соотношение аналогично закону Ома $I = V/R$, что даёт возможность записывать линейные уравнения Кирхгофа для сверхпроводниковых цепей.

1.1.1 Эффект Джозефсона

Два сверхпроводника, соединенных слабой связью (тонкая пленка, сужение, прослойка изолятора и.т.п.) образуют джозефсоновский контакт (см. Рисунок 1.2). Ток I_s , величина которого меньше некоторого значения I_c , может протекать через джозефсоновский контакт без сопротивления. Такой ток называется сверхтоком и зависит от джозефсоновской

фазы $\varphi = \theta_1 - \theta_2$, где θ_1 и θ_2 фазы функций параметра порядка на разных берегах контакта. Данный эффект называется стационарным эффектом Джозефсона [48, 49]. Зависимость между сверхтоком и джозефсоновской фазы $f(\varphi)$ может иметь разный вид, но должна удовлетворять следующим условиям:

$$I_s = I_c f(\varphi), \quad |f(\varphi)| \leq 1, \quad I_s(\varphi) = I_s(0) = 0, \quad (1.3)$$

$$I_s(\varphi + 2\pi) = I_s(\varphi), \quad |I_s(-\varphi)| = |I_s(\varphi)|. \quad (1.4)$$

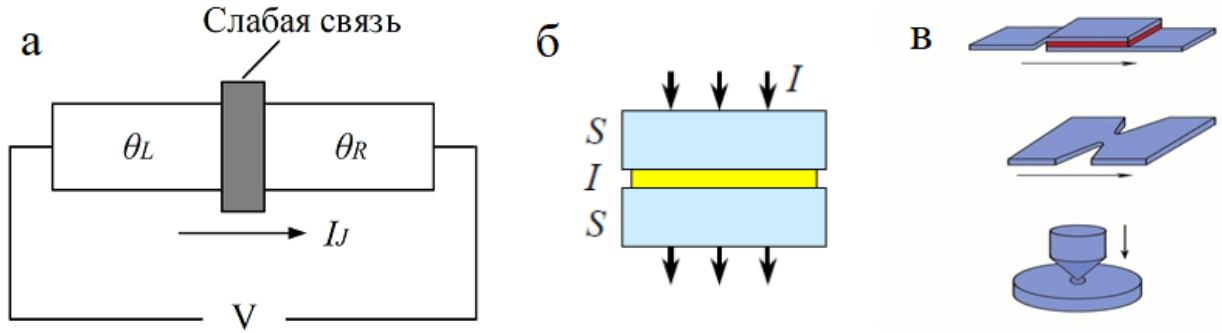


Рисунок 1.2 — а) Джозефсоновский контакт в электрической цепи; б) Джозефсоновский SIS (структура сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник) контакт; в) Примеры слабой связи.

Функцию $f(\varphi)$ называют ток-фазовой зависимостью (ТФЗ). В простейшем случае (SIS контакт) ТФЗ имеет синусоидальный вид $I_s = I_c \sin(\varphi)$. Превышение критического тока через контакт, приводит к появлению напряжения и, соответственно, появлению нормального тока $I_N = V/R_N$, где R_N — нормальное сопротивление контакта. Пусть E_1 и E_2 энергии носителей заряда ($2e$, куперовская пара имеет заряд равный двум зарядам электрона) на разных берегах, тогда

$$E_1 - E_2 = 2eV = \hbar\omega = \hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (1.5)$$

Таким образом, мгновенное напряжение на контакте связано со скоростью изменения джозефсоновской фазы (нестационарный эффект Джозефсона). Эффекты Джозефсона были предсказаны английским физиком Б. Джозефсоном в 1962 году, а затем в 1964 были экспериментально подтверждены в работе советских физиков (Янсон И.К., Свистунов В.М. и Дмитренко И.М.), которые впервые наблюдали так называемую джозефсоновскую генерацию. В 1973 году Брайану Д. Джозефсону была присуждена нобелевская премия за предсказание этого эффекта [51, 52].

1.1.2 Явление макроскопической квантовой интерференции

В отличие от полупроводниковой электроники в сверхпроводниковых цепях присутствует явление квантования магнитного потока. Магнитный поток связан с фазой

параметра порядка следующим образом [52, 54]:

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2\pi} \oint \nabla \theta dl, \quad (1.6)$$

где $\Phi_0 = h/2e = 10^{-15}$ Вб — квант магнитного потока, l — длина сверхпроводника. Из соотношения (1.6) следует, что $\oint \nabla \theta dl = 2\pi n$ (где n — целое число), и, следовательно, $\Phi = n\Phi_0$. Используя соотношение $\varphi = 2\pi\Phi/\Phi_0$ и подставляя его в ТФЗ, получаем, что джозефсоновский контакт является нелинейной индуктивностью. Кроме того, из этих соотношений и нестационарного эффекта Джозефсона следует, что $\int V dt = \Phi_0$ при изменении джозефсоновской фазы на контакте на 2π . Причём характерная энергия такого переключения (изменение джозефсоновской фазы на 2π) $E_J \approx \Phi_0 I_c \approx 10^{-19}$ Дж при $I_c \approx 0.1$ мА (типичное значение критического тока джозефсоновского перехода в цифровых схемах, работающих при температуре $T = 4.2$ К).

Эффект квантования в сверхпроводниковой цепи, состоящей из джозефсоновских контактов и индуктивностей, может использоваться для хранения информации: наличие кванта магнитного потока (SFQ — single flux quantum) в контуре соответствует логической “1”, а отсутствие — логическому “0”. Данный подход хранения информации фундаментально отличается от полупроводникового подхода, но присутствует аналогия с автоматом фон Неймана [55], где преобладают взаимодействия на малых расстояниях.

Таким образом получается, что такая квантовая величина, как сверхпроводящая фаза параметра порядка, связана с такими макроскопическими параметрами, как ток и поток.

1.1.3 Резистивная модель

В рамках резистивной модели [53, 54] джозефсоновский контакт может быть рассмотрен в виде параллельного соединения ёмкости, резистора и контакта: $I = I_s + I_N + I_D$, где $I_D = C \frac{\partial V}{\partial t}$ — ток, описывающий наличие конечной ёмкости у джозефсоновского контакта (Рисунок 1.3). Подставив выражения для токов (рассмотрим ТФЗ SIS контакта — $I_s = \sin(\varphi)$), получаем:

$$i = I/I_c = \frac{C\Phi_0}{2\pi I_c} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{\Phi_0}{2\pi R_N I_c} \frac{d\varphi}{dt} + \sin(\varphi). \quad (1.7)$$

Время в уравнении 1.7 может быть нормировано двумя способами: на характерную частоту $\omega_c = (2\pi/\Phi_0)I_c R_N$ или на плазменную частоту $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c / C\Phi_0}$. В первом случае уравнение (1.7) принимает следующий вид:

$$i = \beta_c \ddot{\varphi} + \dot{\varphi} + \sin(\varphi), \quad (1.8)$$

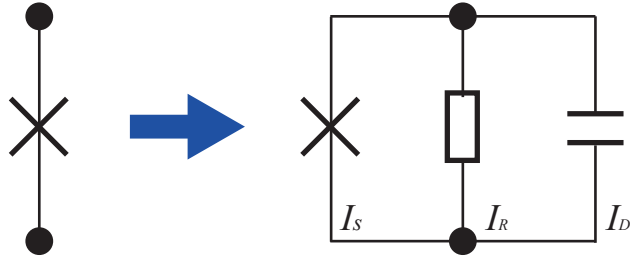


Рисунок 1.3 — Схема джозефсоновского контакта в рамках резистивной модели.

где $\beta_c = \omega_c R_N C$ — параметр Стюарта-МакКамбера, отражающий влияние ёмкости. Уравнение 1.8 совершенно аналогично уравнению для математического маятника с моментом инерции β/ω_c^2 (ёмкость играет роль массы), с параметром вязкости $1/\omega_c$ (величина сопротивления влияет на затухание) и моментом вращения I/I_c . Вращение маятника на 2π сопровождается последующими колебаниями около точки равновесия (Рисунок 1.4).

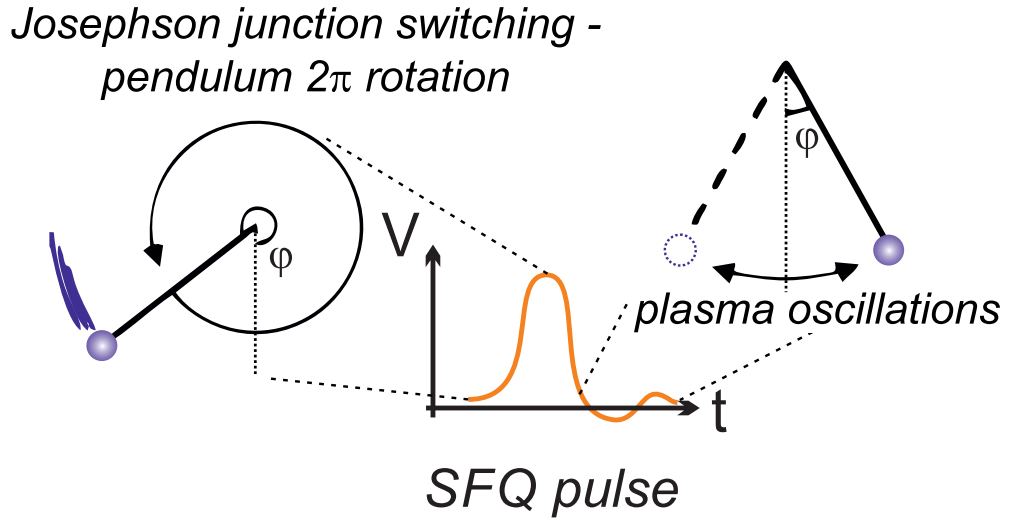


Рисунок 1.4 — Импульс напряжения на джозефсоновском контакте, соответствующий передаче одного кванта магнитного потока (SFQ), и его механическая аналогия [54].

В джозефсоновском контакте такие колебания называются «плазменными осцилляциями» и характеризуются частотой ω_p . Для правильной работы логических ячеек необходимо избежать повторных джозефсоновских осцилляций после переключения джозефсоновского контакта и быстрого затухания плазменных осцилляций. Соблюдение этого требования может быть достигнуто при $\beta_c \approx 1$, учитывая, что $\omega_p = \omega_c / \sqrt{\beta_c}$, получаем $\omega_p \approx \omega_c$. Таким образом, в логических схемах тактовая частота меньше ω_c и принимает значение около 50 ГГц.

В случае нормировки на плазменную частоту, уравнение 1.7 принимает вид:

$$i = \ddot{\varphi} + \alpha \dot{\varphi} + \sin(\varphi), \quad (1.9)$$

где параметр $\alpha = \omega_p / \omega_c = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi I_c R_N^2 C}}$ характеризует затухание в контакте. Туннельные SIS

контакты, используемые в цифровых схемах, имеют большую собственную ёмкость, поэтому их шунтируют дополнительными резисторами R_s для уменьшения значения параметра Стюарта-МакКамбера. Величина шунта обычно выбирается примерно равной величине нормального сопротивления контакта $R_s \approx R_N$, что значительно меньше туннельного сопротивления контакта. Несмотря на необходимость шунтирования, SIS контакты широко используются в сверхпроводниковой электронике из-за высоких характерных частот и высокой точности получения заданных параметров при производстве. Например, для контактов, изготовленных на ниобиевой технологии, $\omega_c/2\pi = 100\text{--}350$ ГГц и, следовательно, характерное напряжение $V_c = R_N I_c = 0.2\text{--}0.7$ мВ.

Использование нормировки на характерную частоту (1.8) актуально для изучения схем при различных значения ёмкости у джозефсоновских контактов, так как значение ω_c не зависит от ёмкости. В случае моделирования динамических процессов в логических схемах целесообразно использовать нормировку на плазменную частоту (1.9). В данном случае джозефсоновские контакты формируются в слое с определенной толщиной диэлектрика, которой соответствует плотность критического тока j_c и собственная ёмкость c на единицу площади. Принимая во внимание, что плазменная частота $\omega_p \sim \sqrt{(I_c/C)} \sim \sqrt{(j_c \cdot a/(c \cdot a))} \sim \sqrt{(j_c/c)}$, где a — площадь контакта, одинакова для всех джозефсоновских переходов, выходит, что время в дифференциальных уравнениях удобно нормировать на неё. Причем разное значение α у джозефсоновских контактов характеризуется величиной сопротивления шунта.

Максимальный уровень интеграции зависит от размеров джозефсоновских контактов. Площадь контакта тесно связана с плотностью критического тока j_c , которая является одним из важнейших параметров при изготовлении контактов на ниобиевой технологии. Она характеризуется свойствами изолирующей прослойки и её толщиной ($d \approx 1$ нм). типичные значения плотности критического тока j_c лежат в диапазоне $10\text{--}100$ мкА/мкм², а соответствующее значение ёмкости $c = 40\text{--}60$ фФ/мкм². Для критического тока и ёмкости соответственно получаем: $I_c = a j_c$ и $C = a c$, где a — площадь контакта. Величина сопротивления может быть записана (при условии $\beta_c \approx 1$) следующим образом $R_N = \sqrt{\Phi_0/2\pi j_c c}/a$. Таким образом, его площадь определяется площадью джозефсоновского перехода, характерным размером соединения (около 0.5—1 мкм) и листовым сопротивлением используемого материала (2–6 Ом на квадрат для Мо или MoNx) [56, 135].

Хотя площадь слабой связи мала ($a \approx 1$ мкм², $j_c \approx 100$ мкА/мкм²), общая площадь джозефсоновского контакта с учётом шунта увеличивается примерно в 3 раза. Недавно продемонстрированные схемы при использовании технологических процессов 150 нм в

лаборатории Массачусетского технологического института (MIT LL) представляют собой регистры сдвига, имеющие $1.3 \cdot 10^7$ джозефсоновских контактов на квадратный сантиметр чипа [178]. Данное значение можно сравнить с достигнутой плотностью транзисторов ($\sim 1.3 \cdot 10^{10}$ транзисторов на квадратный сантиметр) в самом передовом 5 нм технологическом процессе технологии металл-оксид-полупроводниковый полевой транзистор (MOSFET). Электрические схемы могут быть расширены при использовании технологии проектирования на нескольких чипах (MCM) [57, 58].

1.2 Сверхпроводниковая цифровая электроника

Известно, что для создания цифровой электроники, необходимо, чтобы существовал нелинейный элемент. В полупроводниковой электронике такую роль выполняет транзистор, а, как было показано в предыдущих разделах, в сверхпроводниковой электронике такую роль может играть джозефсоновский контакт. В современных сверхпроводниковых схемах тактовая частота лежит в диапазоне $f_c = 2 - 50$ ГГц [59], а характерная величина диссипируемой энергии уменьшена до нескольких зДж [60]. Преимущество над CMOS электроникой в энергоэффективности достигает от двух до шести порядков в зависимости от используемой логики и алгоритмов [6, 54, 59, 61, 62], что особенно важно для электроники, работающей при низкой температуре. При стандартной температуре $T = 4.2$ К энергозатраты на охлаждение примерно в 1000 раз больше диссипируемой энергии [6, 54, 59, 61–63]. Эти уникальные особенности (высокие тактовая частота и энергоэффективность) делают сверхпроводниковые схемы перспективным кандидатом для использования в электронных системах, работающих при температурах между комнатной и температурой работы криогенных устройств. Они подходят для новых развивающихся технологий, таких как квантовые компьютеры, когнитивное радио, масштабируемые сенсоры и квантовый интернет [64]. Другими словами, сверхпроводниковая электроника может быть использована в роли промежуточного звена между пользователем и криогенными устройствами, обеспечивая управление и обработку данных на высокой частоте, с низким энерговыделением [A7].

1.2.1 Быстрая одноквантовая логика

Обработка данных в схемах SFQ может быть рассмотрена на примере работы базовой ячейки быстрой одноквантовой логики (БОК-логика или RSFQ). Шина данных RSFQ показана на рисунке 1.5. Это параллельный массив сверхпроводящих контуров, состоящих из джозефсоновских контактов (показаны крестами) и сверхпроводящих

индуктивностей (одна ячейка такой линии является базовым элементом RSFQ). Данная структура называется джозефсоновской передающей линией (JTL). SFQ, или, другими словами, квант магнитного потока (флаксон), может быть передан вдоль JTL последовательными переключениями джозефсоновских контактов. Переключение получается в результате суммирования циркулирующего тока флаксона и приложенного тока смещения I_b . Переход джозефсоновского контакта в резистивное состояние приводит к перераспределению циркулирующего тока флаксона в сторону следующего контакта. Процесс перераспределения тока заканчивается переключением следующего контакта и последовательным возвращением текущего контакта в сверхпроводящее состояние. При прохождении флаксона по JTL происходит переключение фаз на всех контактах на 2π . Распространение флаксона, или его дробной части может распространяться по передающим линиям, имеющим не синусоидальную ТФЗ [А3].

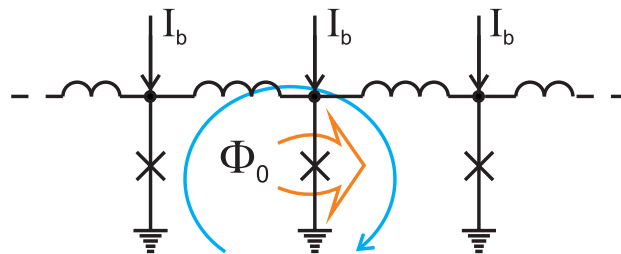


Рисунок 1.5 — Джозефсоновская передающая линия. Джозефсоновские контакты обозначены крестами, I_b - ток смещения, голубая стрелка демонстрирует циркулирующий ток флаксона и оранжевая стрелка показывает направление движения флаксона. [54].

Данный пример демонстрирует основной принцип работы ячеек RSFQ, который сводится к суммированию тока флаксона и токов смещения. Это, в свою очередь, приводит (или не приводит) к переключению джозефсоновских контактов. В RSFQ логике принято [55, 65], что наличие кванта магнитного потока в ячейке за такт соответствует логической “1”, а отсутствие логическому “0”.

На рисунке 1.6 показана схема синхронной ячейки БОК-логики. Логическая ячейка при отсутствии тока смещения может хранить квант магнитного потока (флаксон, поступивший на вход такой ячейки, “застревает” в ней и меняет состояние из “0” в “1”). Тактовая линия, осуществляющая синхронизацию работы схемы, представляет собой джозефсоновскую передающую линию у которой есть дополнительная индуктивность, подведенная к логической ячейке. Таким образом, флаксон, распространяясь по тактовой линии, создает импульс тока в логической ячейке (данная ситуация эквивалентна появлению импульса тока смещения). Если в логической ячейке был флаксон (логическая “1”), то тактовый импульс тока вместе с циркулирующим током флаксона переключат

джозефсоновский контакт на выходе схемы, и флаксон выйдет из ячейки, переключая логическое состояние в “0”, и распространится на выход схемы. В случае, когда логическое состояние “0”, тактовый флаксон не изменит состояние ячейки и на выходе схемы не будет импульса. Джозефсоновские контакты, выделенные пунктирными линиями, образуют схему принятия решения: при изменении состояния из “1” в “0” переключается нижний контакт, в противном случае верхний, не меняя фазу на нижнем контакте.

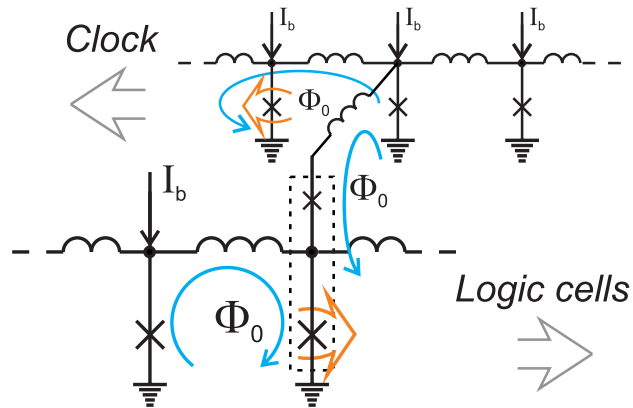


Рисунок 1.6 — Схема соединения логической ячейки БОК-логики с тактовой JTL (D-триггер) [54].

Данная схема является D-триггером (триггер задержки), который является одним из самых распространённых логических элементов электроники и основной составляющей сдвигового регистра. Важно отметить, что реализация D-триггера в БОК-логике значительно проще, чем в полупроводниковой технологии. Элементарные ячейки БОК логики являются триггерами, что делает эту логику последовательной: сигнал на выходе зависит в том числе от предыстории того, что раньше делали с логической схемой и в какой последовательности. Это является отличием от полупроводниковой логики, являющейся комбинационной: выход схемы определяется только комбинацией текущих сигналов на входе.

БОК логика доминировала среди сверхпроводниковых цифровых логик с 1990 года [66]. На её основе было разработано множество цифровых устройств и аналого-цифровые устройства такие, как аналого-цифровые преобразователи [67, 68] и цифровые процессоры для обработки сигналов и данных [69]. К сожалению, энергоэффективность не имела значения во времена разработки БОК-логики. Вначале считалось, что высокая тактовая частота является главным преимуществом. Чрезвычайно быстрый цифровой делитель частоты на основе БОК-логики [5] (Т-триггер) был представлен примерно через десять лет после изобретения БОК-логики. Его тактовая частота достигала 770 ГГц. Он по-прежнему входит в число самых быстрых цифровых схем.

Первые базовые ячейки БОК логики представляли собой сверхпроводящие

контура с двумя джозефсоновскими переходами (широко известные как сверхпроводящие квантовые интерференционные устройства, СКВИДы). Важно отметить, что СКВИДы также применяются в качестве сверхчувствительных магнитометров, ток-поточковых преобразователей [A4] и для различных цифровых или аналоговых схем. Такие базовые ячейки соединялись с помощью резисторов [5, 65–70]. Соединение шин питания также было резистивным. Резисторы, соединяющие ячейки, были довольно быстро заменены сверхпроводящими индуктивностями и джозефсоновскими переходами [71], но резисторы в питающих линиях оставались до последних лет (рисунок 1.7). Такие схемы имеют стационарную мощность диссипации $P_S = I_b V_b$, где I_b и V_b , — постоянный ток смещения и соответствующее напряжение смещения на элементе. Типичное значение тока смещения $I_b \approx 0.75 I_c$. Значение напряжения смещения должны быть на порядок больше джозефсоновского $V_b \approx 10 I_c R_N$ для предотвращения растекания токов смещения. Эти требования определяли значения сопротивлений резисторов. Стационарная мощность диссипации в БОК ячейке при этом составляет $P_s \approx 800$ нВт [6].

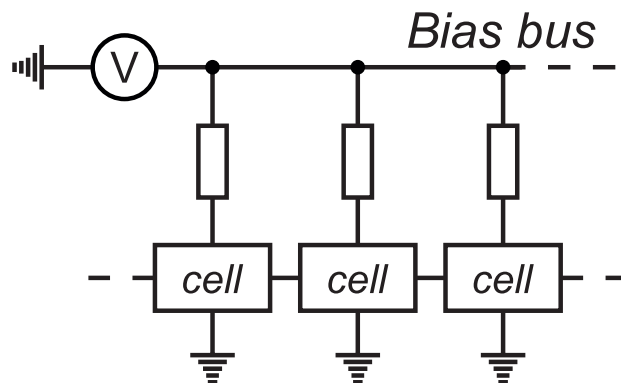


Рисунок 1.7 — Схема питания БОК логики [54].

По мимо этого переключение фазы джозефсоновских контактов также вносит вклад в рассеиваемую мощность. Такая мощность называется динамической. Диссипируемая мощность определяется следующим образом $P_D \approx I_b \Phi_0 f$, где f — тактовая частота работы схемы. При типичном значении тактовой частоты $f = 20$ ГГц мощность диссипации достигает уровня около 13 нВт [6]. Это означает, что динамическая диссипация мощности примерно в 60 раз меньше стационарной диссипации. Следовательно, основные усилия по повышению энергоэффективности БОК схем были направлены на снижение диссипации энергии. Ниже представлены энергоэффективные преемники RSFQ, а именно LV-RSFQ, ERSFQ и eSFQ.

Low-voltage-RSFQ

Первым шагом к уменьшению P_S было уменьшение напряжения смещения. Влияние перераспределения тока смещения между соседними ячейками в низковольтной RSFQ логике (LV-RSFQ) уменьшается введением индуктивностей, соединенных последовательно с резисторами смещения в линиях питания [32, 72–75]. К сожалению, такой подход ограничивает тактовую частоту. Действительно, увеличение тактовой частоты сопровождается увеличением среднего напряжения $\bar{V}$ на ячейке (согласно нестационарному эффекту Джозефсона). Это, в свою очередь, приводит к уменьшению тока смещения пропорционально $V_b - \bar{V}$, что в конечном итоге приводит к нарушению работы ячейки [76]. Данное обстоятельство и требование дополнительной площади контура для индуктивностей в питающих линиях практически ограничивают применение такого подхода. Поскольку статическая диссипация мощности не устраняется, данный подход лишь отчасти решает проблему. На смену ему пришли две другие версии RSFQ: ERSFQ и eSFQ, где “E/e” означает “энергоэффективный”, в которых $P_S = 0$.

Energy-efficient RSFQ

ERSFQ является следующим логическим шагом после LV-RSFQ [77]. Резисторы в питающих линиях заменяются на джозефсоновские переходы, ограничивающие изменение тока смещения в этой логике (Рисунок 1.8). Это дает возможность цепям находиться в чисто сверхпроводящем состоянии.

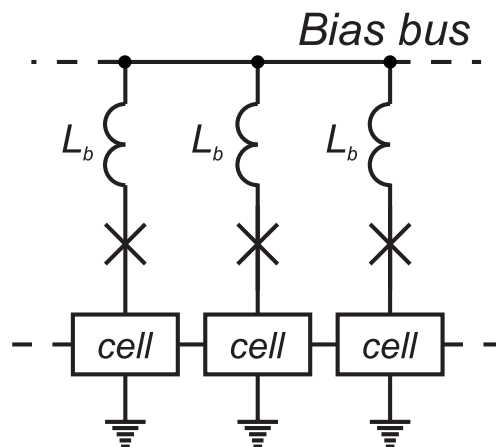


Рисунок 1.8 — Схема питания ERSFQ логики. L_b – индуктивность, ограничивающая изменение тока смещения [54].

Основная трудность в устранении резисторов смещения заключается в образовании сверхпроводящих петель между логическими ячейками. Как правило, логические ячейки переключаются асинхронно в зависимости от обработки данных, поэтому среднее напряжение и общий прирост джозефсоновской фазы различны между ними. Это

приводит к появлению тока, циркулирующего через соседние ячейки. При сложении с током смещения эти токи препятствуют правильной работе схем. Дисбаланс приращения джозефсоновской фазы автоматически компенсируется соответствующими переключениями джозефсоновских контактов, помещенных в линии питания ERSFQ. Поскольку эти переключения не синхронизированы с тактовым сигналом, некоторое мгновенное изменение тока смещения все еще возможно. Это изменение $\Delta I \approx \Phi_0/L_b$ ограничено индуктивностью L_b , соединенной последовательно с джозефсоновским переходом в линии питания. В то время как большое значение этой индуктивности L_b минимизирует изменение тока смещения, ее большой геометрический размер увеличивает площадь схемы (аналогично LV-RSFQ). Возможными решениями этой проблемы являются увеличение числа слоев электропроводки и/или использование сверхпроводящих материалов, обладающих высокой кинетической индуктивностью. Эти материалы также могут быть использованы для дальнейшей миниатюризации самих логических ячеек [135].

Energy-efficient SFQ

Другой энергоэффективной логикой в семействе RSFQ является eSFQ [6, 78–80]. Основной идеей в данном случае является “синхронная фазовая балансировка”. К паре принятия решений прикладывается ток смещения (Рисунок 1.9). Один джозефсоновский переход этой пары всегда переключается во время тактового цикла независимо от содержания данных. Поэтому среднее напряжение и набег джозефсоновской фазы всегда равны для любой такой пары. Это предотвращает возникновение паразитных циркулирующих токов. Джозефсоновский контакт в линии питания необходим только для регулировки правильного фазового баланса во время процедуры включения питания (“Он не должен переключаться во время обычной работы цепи” [6]).

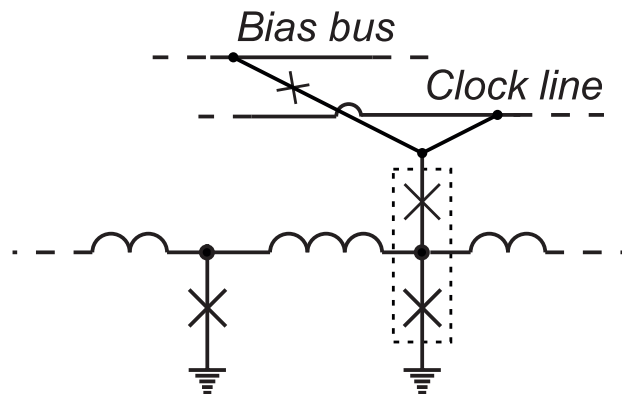


Рисунок 1.9 — Схема питания eSFQ логики. Пунктирный прямоугольник обозначает пару принятия решений [54].

Достигнутый фазовый баланс позволяет избавиться от больших индуктивностей в линиях питания ERSFQ, и поэтому схемы eSFQ занимают почти ту же площадь, что и схемы RSFQ. Следует отметить, что, несмотря на “синхронный” характер работы этой логики, в статье [79] был предложен метод проектирования асинхронных схем на основе eSFQ, что делает его пригодным для волновых конвейерных архитектур.

Поскольку библиотека RSFQ была разработана без учета синхронной фазовой балансировки, переход на eSFQ требует её коррекции. В некоторых случаях это приводит к увеличению числа джозефсоновских переходов. Например, схема JTL должна быть заменена на регистр сдвига [81] или “Волновую JTL” [79], или одним из его асинхронных аналогов, — баллистической линией передачи на основе нешунтированных джозефсоновских переходов [82, 83] или пассивной микрополосковой линией передачи. Сходство подходов ERSFQ и eSFQ позволяет оценить общее увеличение числа джозефсоновских переходов до 33-40 % по сравнению со схемами RSFQ [6]. Наследование дизайна базовых ячеек ERSFQ от RSFQ упрощает его использование.

Общие черты семейств RSFQ логик

Тактовый сигнал фактически является частью данных в схемах ERSFQ, что означает глобальную асинхронность. Поскольку тактовая частота определяется частотой повторения SFQ импульсов в тактовой JTL, она может регулироваться по ходу работы логическими ячейками в соответствии с обрабатываемыми данными. Источник напряжения смещения может быть реализован в виде JTL, питаемой постоянным током смещения, для которой входным сигналом является тактовая частота SFQ импульсов, подаваемая от встроенного тактового генератора SFQ (Рисунок 1.10). Среднее напряжение в этой JTL пропорционально тактовой частоте, согласно эффекту Джозефсона переменного тока $V_b = \Phi_0 f$. Тактовое управление логическими ячейками позволяет регулировать или даже отключать напряжение в схеме. Последний вариант соответствует переключению схем в “спящий режим”, в котором рассеиваемая мощность равна нулю. Реализация этого энергосберегающего механизма на уровне отдельных цепей возможна путем разбиения схем на последовательное соединение островков с равным током смещения, но разным напряжением смещения [84].

Поскольку логические ячейки питаются параллельно в схеме RSFQ, общий ток смещения увеличивается пропорционально числу джозефсоновских переходов. Для одного миллиона джозефсоновских переходов значение тока смещения может быть неоправданно высоким $I_b \approx 100$ А. Разделение цепей на последовательно соединенные острова удерживает его на приемлемом уровне ниже 3 А [85].

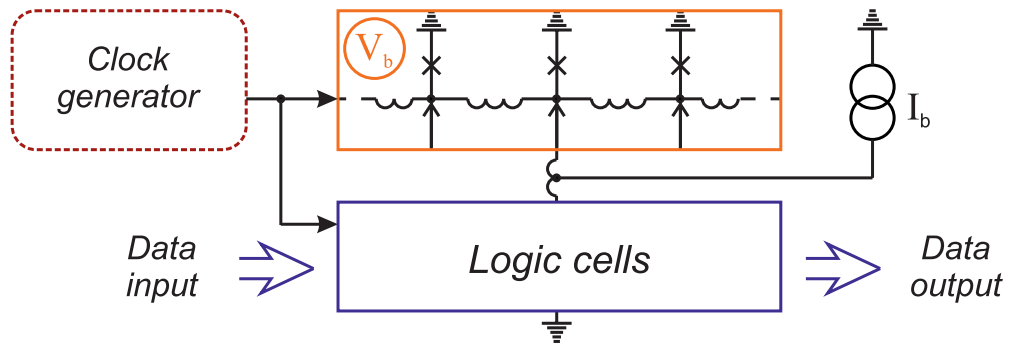


Рисунок 1.10 — Реализация источника напряжения смещения с постоянным током в схеме RSFQ [54].

1.2.2 Масштабируемость джозефсоновского перехода

В настоящее время в сверхпроводниковых цифровых схемах используются туннельные SIS контакты сверхпроводник/изолятор/сверхпроводник $Nb/Al - AlOx/Nb$, имеющую геометрию типа сэндвич. Благодаря хорошей притираемости алюминия и ниобия, можно получить практически идеальную гладкость SI интерфейса, что обеспечивает одинаковую прозрачность туннельного барьера вдоль границы всей поверхности. Шунтированный SIS контакт имеет высокое характерное напряжение $I_c R_N \sim \text{мВ}$, а также высокую частоту переключения $I_c R_N / \Phi_0 = 0.5 \text{ ТГц}$, в то время как его технологический разброс составляет всего несколько процентов величин критического тока I_c и нормального сопротивления R_N [86].

Значение $I_c R_N$ порядка мВ обычно достигается благодаря маленькой толщине изолятора, соответствующей плотности критического тока $j_c = 0.1 \text{ мА/мкм}^2$. Критический ток должен превышать шумовой ток $I_n = (2\pi/\Phi_0)k_B T$ примерно на 3 порядка для достаточно низкой частоты битовых ошибок. В тоже время, диссипируемая энергия при переключении контакта пропорциональна критическому току $E_J \approx I_c \Phi_0$, что делает его высокие значения нежелательными. Для стандартно используемой температуры жидкого гелия $T = 4.2 \text{ К}$ это приводит к $I_c \approx 0.1 \text{ мА}$ и площадь контакта $a = I_c / j_c \approx 1 \text{ мкм}^2$.

Естественным подходом к уменьшению площади перехода является увеличение критической плотности тока. Начиная с $j_c = 0.5 \text{ мА/мкм}^2$, джозефсоновский контакт становится самошунтированным [18, 87]. Например, реализация наиболее функционально плотной на сегодняшний день сверхпроводниковой оперативной памяти RAM основана на джозефсоновских контактах с $j_c = 0.6 \text{ мА/мкм}^2$ и не содержит шунтирующие резисторы [18], так что минимальная площадь контакта была $a \approx 0.2 \text{ мкм}^2$ ($\beta_c \approx 2$). Однако, увеличение плотности критического тока приводит к уменьшению толщины туннельного барьера и, соответственно, увеличению его неоднородности в координатном и импульсном

пространствах. Влияние флуктуаций прозрачности барьера AlO_x (вызванные, например, контактными отверстиями и локализованными состояниями) на разброс критического тока становится более выраженным при уменьшении площади контакта. Поскольку сложные схемы требуют идентичности соединений, эта стратегия масштабирования практически ограничена размером джозефсоновских контактов в несколько десятых микрометра.

Для уменьшения трудностей масштабирования были предложены джозефсоновские структуры с двойным барьером SINIS [88, 89]. Если толщина N слоя (слой нормального металла) d_n гораздо меньше, чем длина когерентности (грязный предел),

$$d_n \ll \xi_n = \sqrt{\hbar D_n / 2\pi k_B T_c}, \quad (1.10)$$

где $D_n = v_F l / 3$ — коэффициент диффузии, v_F — скорость Ферми и l — длина свободного пробега электронов в нормальном металле, тогда туннелирование через слабую связь INI будет превалировать над последовательными туннелированиями в структуре SIN + NIS, в результате чего величина $I_c R_N$ даже больше, чем у SIS контакта с тем же слоем изолятора [90, 91]. Простые оценки показывают [88], что даже образование небольших контактных отверстий диаметром $d_{ph} \ll \xi_n$, d_n не приведет к большому разбросу параметров перехода, если $\sqrt{d_{ph} \xi_n} \ll d_n$.

К сожалению, из-за разницы в росте Al над поверхностями Nb и AlO_x , реализация одинаковых барьеров в структуре $Nb/AlO_x/Al/AlO_x/Nb$ оказалось неразрешимой задачей с повышением прозрачности барьеров [92, 93]. Асимметрия структуры привела к локализации слабой связи на одном из барьеров, что упразднило все преимущества и сделало этот подход нецелесообразным для масштабирования [93]. Внедрение столь необходимой симметрии прозрачности туннельных слоев потребовало разработки двух различных технологических процессов окисления алюминия. В отсутствие такой технологии SINIS структуры оказались полезны только для джозефсоновских стандартов напряжения [94–96].

Другой вариант заключается в искусственном синтезе межслойного материала путем допирования полупроводника до вырожденного состояния [97–102], например, α -Si, где в качестве легирующих веществ могут быть выбраны Nb или W . Транспорт тока в переходе Nb/α -Si/ Nb (SDS, где D означает легированный полупроводник) определяется упругими и неупругими резонансными туннельными процессами. Последние образуют квазиодномерные каналы с металлической проводимостью и обеспечивают внутреннее шунтирование перехода. В то время как произведение $I_c R_N$ субмилливольтного уровня легко достижимо [102], присущая неоднородность барьерной прозрачности препятствует масштабированию такой структуры SDS с сохранением воспроизводимости параметров перехода из-за

вероятностного характера формирования резонансных каналов для протекания нормальных и сверхпроводящих токов.

В нанометровом масштабе, где площадь джозефсоновского перехода составляет $a \sim 0.01 \text{ мкм}^2$, плотность критического тока контакта должна составлять $j_c \sim 10 \text{ мА/мкм}^2$ с учетом требуемого $I_c = 0.1 \text{ мА}$ при рабочей температуре $T = 4.2 \text{ К}$. Такие высокие значения критической плотности тока в сочетании с рассмотренной неоднородностью барьеров SIS и SDS переходов делают SNS переход предпочтительным типом для масштабирования.

Структура SNS, очевидно, не требует шунтирующего резистора. Важно выбрать N материал таким образом, чтобы минимизировать подавление сверхпроводимости в S электродах при максимальном увеличении индукции сверхпроводимости в N прослойке при высоких значениях величины $I_c R_N$ и критического тока соответственно. Для прозрачного барьера SN эффект близости описывается [103, 104] с использованием параметра подавления

$$\gamma = \frac{\rho_s \xi_s}{\rho_n \xi_n}, \xi_n = \sqrt{\frac{\hbar D_s}{2\pi k_B T_c}}, \quad (1.11)$$

где ξ_s — длина когерентности в S материале и $\rho_{s,n}$ — нормальные сопротивление S и N материалов. Искомое значение, $\gamma < 1$, означает, что количество нормальных электронов, диффундирующих в секунду из N в S, меньше, чем то же значение коррелированных электронов, движущихся в противоположном направлении. Этот случай обычно реализуется с парами материалов, таких как Nb (S) и Ti, Hf и $Pd_x Au_{1-x}$ (N), где $\xi_n \lesssim \xi_s \approx 10 \text{ нм}$, в то время как сопротивление нормальных металлов больше или порядка, чем у ниобия $\rho_n \gtrsim \rho_s \approx 8 \text{ мОм см}$. Для SNS структур типа сэндвич с толщинами больше ξ_n необходимо, чтобы $\gamma \lesssim 0.1$ для достижения высоких значений $I_c R_N$ при температуре $T/T_c \approx 0.5$. Однако это значение параметра подавления трудно реализовать. Именно по этой причине экспериментально полученные величины характерного напряжения достаточно малы [88, 105–114]. Заметим, что уменьшение толщины слоя N не является решением этой проблемы. Помимо технологических трудностей уменьшение толщины слоя N приводит к пространственной делокализации области слабой связи из-за процесса распаривания в окрестности границ раздела [103, 115, 116].

Данная проблема присуща джозефсоновским структурам типа сэндвич. Однако её можно обойти путем модификации геометрии области слабой связи с соответствующим перераспределением протекающего в ней тока [117–121]. Примером такого решения является соединение SN-N-NS в виде мостика переменной толщины [122–128], представленного на рисунке 1.11. В данном случае высокая плотность тока в мостике снижается из-

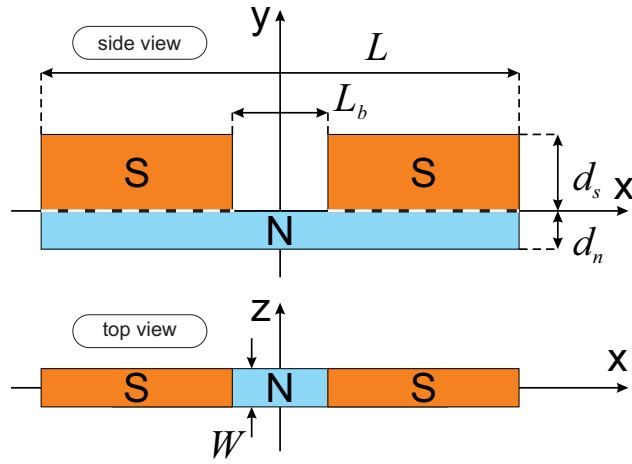


Рисунок 1.11 — Схема джозефсоновской SN-N-NS структуры в геометрии мостика переменной толщины [A1].

за распространения тока по всей площади под электродами, что связано с конечной прозрачностью барьеров SN [126, 129–131].

Металлы с относительно большой длиной когерентности предпочтительны для получения высоких значений критического тока перехода SN-N-NS. К сожалению, такие металлы обычно обладают относительно небольшим удельным сопротивлением, так как $\xi_n \sim \sqrt{D_n}$ и $\rho_n \sim 1/D_n$. Однако если толщина слоя N меньше длины когерентности $d_n \ll \xi_n$, то параметр подавления уменьшается [132] пропорционально их соотношению

$$\gamma_M = \gamma \frac{d_n}{\xi_n}, \quad (1.12)$$

соответствующему уменьшению числа нормальных электронов, диффундирующих из N в S. Таким образом, соотношение размеров структуры SN-N-NS, $d_n \ll \xi_n \approx L_b$, представляется оптимальным выбором для обеспечения как высоких значений критического тока, так и нормального сопротивления перехода.

1.2.3 Миниатюризация базовой ячейки одноквантовой логики

Для масштабирования сверхпроводниковых цепей недостаточно уменьшать только размер джозефсоновских контактов. Необходимо также адаптировать и миниатюризовывать существующие схемы, посредством сокращения количества элементов, а также уменьшения размеров индуктивностей или отказа от их использования.

Масштабирование индуктивности

Теоретическая оценка [17] максимальной плотности схем на основе БОК-логики, использующих геометрическую индуктивность при минимальном технологическом размере (ширине и зазоре между проводами) ~ 250 нм, дает уже достигнутые результаты $\sim$

10^7 джозефсоновских контактов на квадратный сантиметр. Дальнейшее уменьшение ширины линии и интервалов между ними является проблематичным из-за почти экспоненциального роста взаимной индукции и перекрестных помех между контурами схем [18]. Основной подход к миниатюризации индуктивностей связан с использованием кинетической индуктивности. В данном случае энергия, запасенная в индуктивности, соответствует кинетической энергии сверхпроводящего тока, а не магнитному полю вокруг провода. Критический ток индуктивности I_{ck} должен быть больше критического тока джозефсоновского контакта, который в свою очередь должен быть значительно выше величины шумового тока $I_{ck} > I_c \gg I_n = (2\pi\Phi_0)k_B T$, где $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана, для обеспечения низкой вероятности битовых ошибок. При температуре $T = 4.2$ К величина шумового тока $I_n \approx 0.18$ мкА. Типичные значения критического тока $I_c \sim 0.1$ мА, что соответствует индуктивности базовой ячейки $L_{cell} = \Phi_0/I_c \sim 20$ пГн.

Для реальной сверхпроводящей (2-ого рода) плёнки, ширина w которой значительно больше длины когерентности $w \gg \xi$, критический ток провода является долей критического тока распаривания Гинзбурга-Ландау (GL) $I_{ck} \approx \eta I_{GL} = \eta w d \Phi_0 / (3\sqrt{3}\xi\mu_0\lambda^2)$ [133, 134], где d — толщина провода, λ — лондоновская глубина проникновения и μ_0 — магнитная постоянная. Уменьшение критического тока ($\eta \sim 0.1$) вызвано вхождением и движением вихрей Абрикосова от краёв плёнки [18].

Кинетическая индуктивность тонкой плёнки $L_k = l\mu_0\lambda^2/(wd)$, где $l \ll \lambda$ — длина провода, так что требуемая индуктивность ячейки $L_{cell} = L_k \sim l/(wd)$. Учитывая, что критический ток индуктивностей должен быть больше критического тока контакта, получаем $I_c < I_{ck} \sim wd$. Таким образом, минимальная длина провода и площадь его поперечного сечения определяются выбранным материалом и качеством его краёв. Для разумного соотношения $I_{ck}/I_c \geq 4$ и “грязных” сверхпроводников, таких как MoN_x, NbTiN или NbN с высоким значением кинетической индуктивности ($\lambda \approx 500$ нм, $\xi \approx 10$ нм, $\eta/\xi = 44$ нм [18]), должны выполняться следующие ограничения на геометрические размеры провода $l = (I_{ck}/I_c)3\sqrt{3}\xi/\eta \geq 0.9$ мкм и $wd = l\mu_0\lambda^2/L_{cell} \geq 14000$ нм².

Если ширина провода соответствует технологическому процессу SFQ5ee MIT LL $w = 350$ нм, то толщина провода $d \geq 40$ нм, а соотношение сторон поперечного сечения провода $w/d \geq 8.75$. Для данных значений площадь кинетической индуктивности составляет $wl \geq 0.32$ мкм², что близко к величине площади джозефсоновского контакта $\pi w^2 \approx 0.4$ мкм². Реализация соединительной индуктивности требует около 2.5 квадратов с значением индуктивности на квадрат $L_{k\Box} \geq 8$ пГн. Полученные значения показывают, что использование кинетической индуктивности является хорошим решением для современных

технологических процессов.

Однако удобство использования кинетической индуктивности в меньших масштабах сомнительно. Например, уменьшение ширины провода до $w = 90$ нм требует увеличения его толщины до $d \approx 160$ нм (при длине $l = 0.9$ мкм) для сохранения величины его критического тока. В данном случае соотношение сторон поперечного сечения провода равно $w/d \approx 0.56$, что представляет трудность при изготовлении. В то же время величина индуктивности на квадрат становится в четыре раза меньше, так что реализация элемента оказывается гораздо менее эффективной в новом масштабе. Безопасный порог для масштабирования кинетической индуктивности составляет около $w = \sqrt{I_{ck} 3\sqrt{3}\xi\mu_0\lambda^2/\eta\Phi_0} \approx 120$ нм, что обеспечивает квадратное поперечное сечение провода. Основываясь на представленных оценках, мы приходим к выводу, что масштабирование ячеек требует дальнейшего исследования альтернативных подходов.

Сверхпроводящий контур без индуктивности

При нахождении флаксона внутри стандартной ячейки, показанной на рисунке 1.12(a), джозефсоновская фаза одного из переходов близка к $2\pi n$ (где n – целое число), а фаза другого около $2\pi(n - 1)$, таким образом общий набег фазы в цепи равен 2π . Эти значения

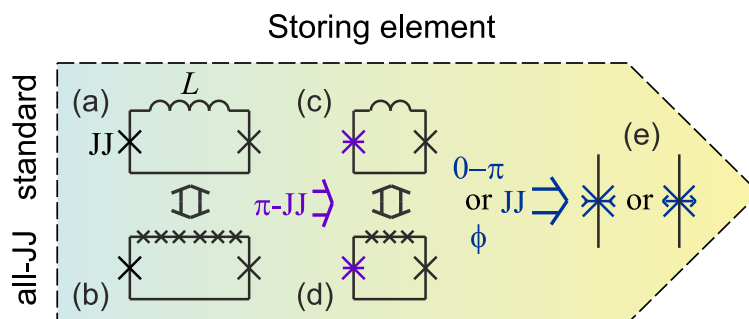


Рисунок 1.12 — Схема базового элемента на основе 0-контактов с (a) и без (b) индуктивности, на основе 0 и π контактов с (c) и без (d) индуктивности, на основе φ или $0 - \pi$ контактов (e) [A2].

джозефсоновской фазы соответствуют минимумам энергии для обычного SIS контакта. Зависимость энергии от фазы в данном случае имеет вид $E/E_{J0} = 1 - \cos(\varphi)$ (для ТФЗ: $I = I_c \sin(\varphi)$), где φ — джозефсоновская фаза, $E_{J0} = I_c \Phi_0 / 2\pi$ — джозефсоновская энергия. ТФЗ и зависимости энергии от фазы представлены на рисунке 1.13 для различных типов джозефсоновского контакта. Джозефсоновские переходы в базовой ячейке могут быть соединены стеком из джозефсоновских контактов вместо индуктивности (Рисунок 1.12(b)) [135, 136]. Такую ячейку можно назвать all-JJ (all Josephson junction) схемой — схемой, состоящей только из джозефсоновских контактов. Если критические токи джозефсоновских

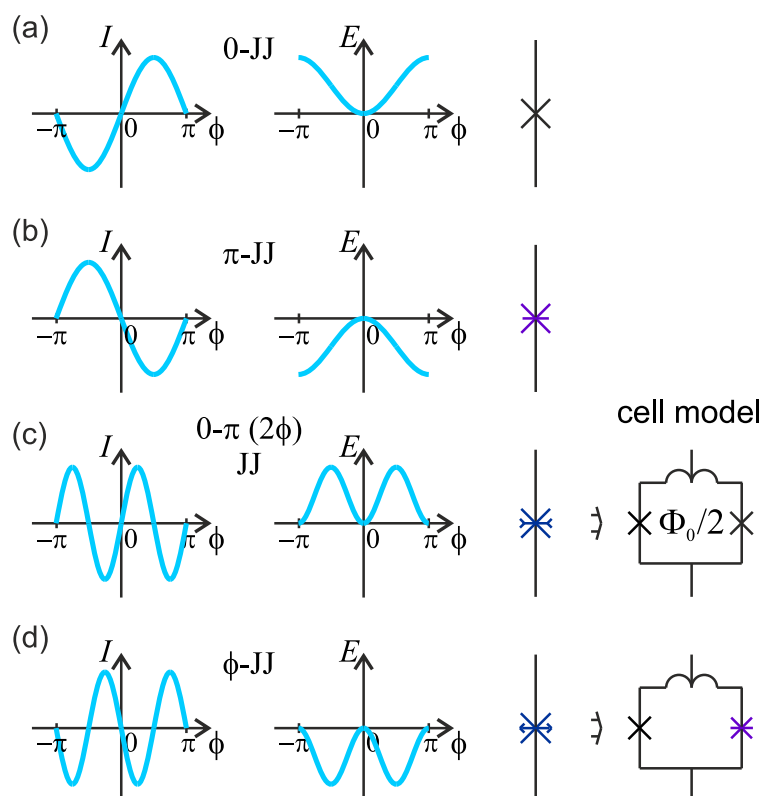


Рисунок 1.13 — Ток-фазовые зависимости ($I(\varphi)$), зависимости энергии от фазы ($E(\varphi)$) для 0-контакта (а), для π -контакта (б), 0 – π контакта (с) и φ -контакта. Зависимости для 0 – $\pi(2\varphi)$ и φ контактов представлены для подавленной первой гармоники в ТФЗ [A2].

переходов в стеке идентичны, то падение фазы на каждом из них равно $2\pi/N$, где N — число контактов в стеке. Чтобы предотвратить переключение контактов, это падение фазы должно быть меньше $\pi/2$ (в соответствии с ТФЗ 0-контакта). Предполагается, что надежная работа цепей обеспечивается падением фазы около $\pi/3$ [135]. Это выполняется при 6 контактах в стеке, который может быть реализован, например, с помощью двух стеков из 3 джозефсоновских переходов [136].

Джозефсоновский π -переход

Проблема довольно большого количества контактов в стеке может быть отчасти решена введением контакта с ферромагнитным слоем в области его слабой связи, обеспечивающим фазовый сдвиг на π его ТФЗ. В этом случае ТФЗ принимает вид $I = I_c \sin(\varphi + \pi)$, а контакт называется π -контактом [137, 138]. Зависимости тока и энергии от фазы для π -контакта представлены на рисунке 1.13(б). π -контакт на схемах обозначен крестом с дополнительной горизонтальной линией по середине. Наличие π -контакта в ячейке создаёт набег фазы, соответствующий половине кванта магнитного потока. Таким образом, индуктивность ячейки может быть соответственно уменьшена, а число контактов в заменяющем стеке может быть уменьшено до 3 (Рисунок 1.12(с)(d)) [21, 139–146].

Схему Т-триггера на основе БОК логики можно даже полностью заменить индуктивность на π -контакт [21, 139, 140]. К сожалению, это не может быть универсальным решением для всех схем. Ограничение данного подхода связано с наличием постоянного тока в цепи, создаваемого π -контактами, который может распространяться в соседние ячейки и нарушать их работоспособность. Направление этого тока определяется состоянием схемы и, следовательно, не может быть компенсировано подстройкой тока смещения.

Было предложено [142] обойти данную проблему, используя два π -контакта. На рисунке 1.14(a) продемонстрированная данная идея. В данной схеме фаза на π -контактах равна $\pi + 2\pi n$, а на 0-контактах $2\pi n$, причём при такой конфигурации во входной ячейке нет дополнительного набега фазы. Такая ячейка позволяет безопасно подключать схемы на π -контактах к стандартным элементам БОК-логики. Разность фаз между фазой π -контакта и фазой 0-контакта в выходной ячейке создаёт в ней циркулирующий ток, который может протекать в разных направлениях (разность фаз может принимать значения $\pm\pi + \delta$). Наличие дополнительного слагаемого δ связано с тем, что наличие постоянного тока смещает положение минимума энергии, показанного на рисунке 1.13. С помощью схемы балансного компаратора (Рисунок 1.14(b)) можно считать текущее состояние базовой ячейки [147] аналогично схеме на рисунке 1.6 (схема D триггера БОК логики). Многие широко используемые логические элементы, такие как D-триггер и ячейки памяти с неразрушающим считыванием (NDRO) [142], логические "И" и "ИЛИ" ячейки [143], были разработаны в рамках этого подхода.

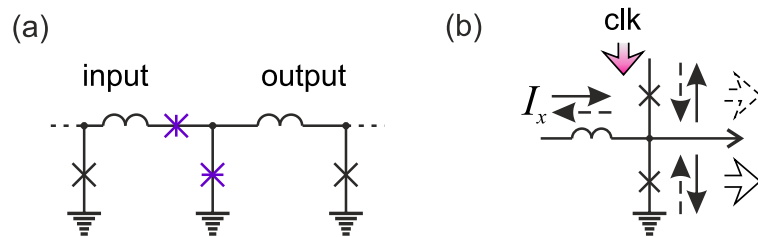


Рисунок 1.14 — а) Базовый блок из двух ячеек с π контактами; б) Балансный компаратор [147].

Бистабильные джозефсоновские переходы

Основное требование к базовой ячейке это существование двух устойчивых состояний: с и без флаксона внутри неё. Тем не менее, желаемая бистабильность может быть получена даже с использованием одного бистабильного джозефсоновского контакта. В этом случае, базовый элемент сводится к этому одиночному контакту и его состояние не связано с квантованием магнитного потока, а определяется только его джозефсоновской

фазой.

Бистабильность у джозефсоновского контакта существует из-за наличия второй гармоники в ТФЗ: $I = A\sin(\varphi) \pm B\sin(2\varphi)$. При $|B| > A/2$ зависимость энергии от фазы имеет два минимума:

$$E(\varphi) = A[1 - \cos(\varphi)] \pm (B/2)(1 - \cos(2\varphi)), \quad (1.13)$$

где энергия $E(\varphi)$ нормирована на джозефсоновскую энергию. Вторая производная уравнения 1.13:

$$E''(\varphi) = A\cos(\varphi) \pm 2B\cos(2\varphi), \quad (1.14)$$

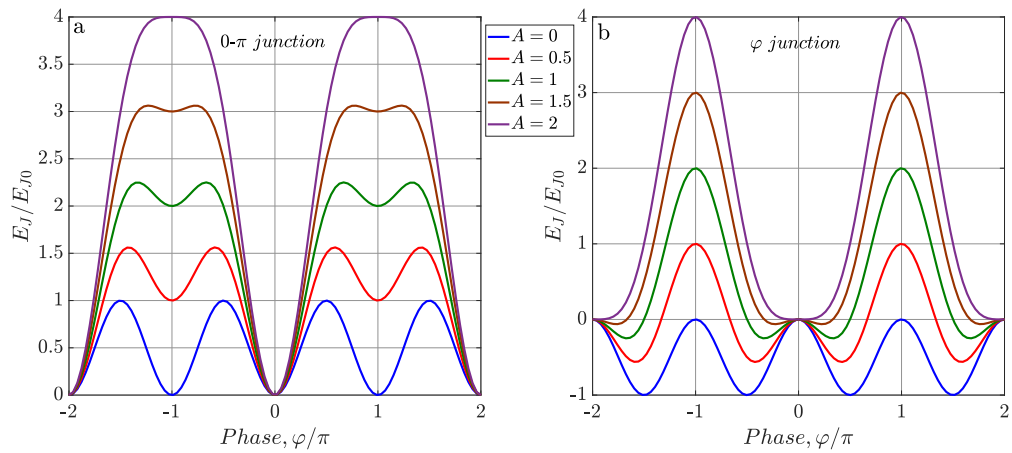


Рисунок 1.15 — а) Нормированная джозефсоновская энергия для 0- π контакта (а) и для φ -контакта (б) при различных значениях амплитуды первой гармоники A . Случай $A = 0$ для 0- π контакта (а) соответствует 2φ контакту.

Рассмотренные бистабильные системы это относительно новые типы джозефсоновских контактов и они еще не введены в цифровые сверхпроводящие технологии. Хотя оптимальный метод их изготовления является технологической задачей, их модели можно реализовать с использованием стандартных соединений [148].

Одним из возможных способов реализации φ -контакта является структура, показанная на рисунке 1.16. Такая структура была нами рассмотрена в работе [А6]. Использование ферромагнетика в области слабой связи позволяет реализовать пространственно неоднородную плотность критического тока. Кроме того, наличие магнитного материала обеспечило знакопеременность критического тока. Другими словами, такая джозефсоновская гетероструктура может быть представлена в виде цепочки параллельно соединенных джозефсоновских контактов разного типа: первая половина 0-контакты, вторая половина π -контакты (рисунок 1.16 (г)). При достаточно большом размере структуры (несколько λ_J), существует два стабильных состояния ($\pm\varphi_0$) при отсутствии

протекающего тока через структуру, то есть джозефсоновский переход является φ -контактом.

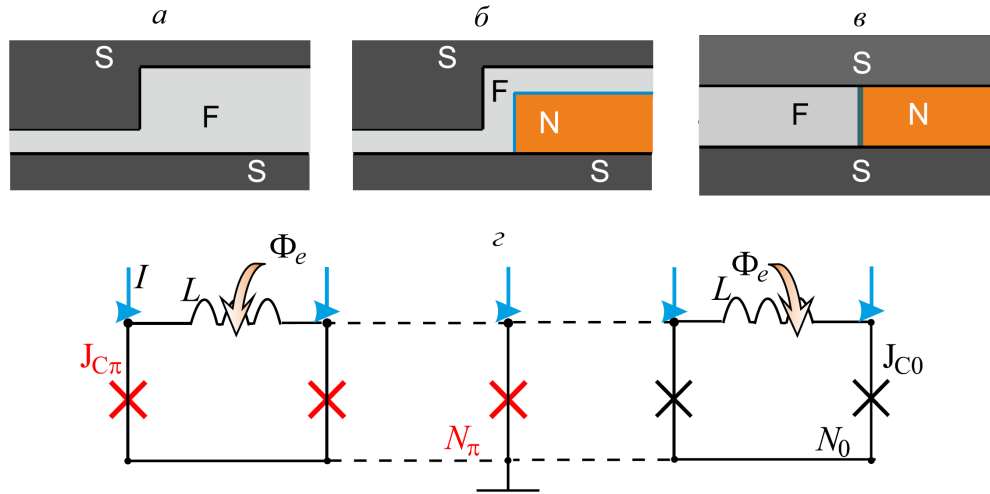


Рисунок 1.16 — Схематические изображения длинных джозефсоновских структур типа сэндвич с различными геометриями слоёв: а) с разной толщиной F слоя; б) к области F слоя добавлен слой нормального металла N; в) вертикально разделенные F и N слои. Принципиальная схема используемой модели на основе параллельной цепочки джозефсоновских 0- и π -переходов (г) [А6].

Из расчётов динамики такой структуры были рассчитаны ТФЗ, после чего они были аппроксимированы выражением

$$I(\varphi) = \sum_{j=1}^M (A_j \sin(j\varphi) + B_j \cos(j\varphi)). \quad (1.15)$$

Появление нечетных гармоник связано с добавлением в систему магнитного потока, в случае его отсутствия аппроксимация проводилась только по четным гармоникам. Также в работе была продемонстрировано переключение состояний такого контакта.

Другой способ реализации φ -контакта или 2φ -контакта (устойчивые состояния с фазами кратными π) заключается в рассмотрении модели, показанной на рисунке 1.17. В данной схеме токи i_1 и i_2 нормированы на критический ток джозефсоновских контактов I_c , а значение связывающих индуктивностей нормировано на джозефсоновскую индуктивность $l = 2\pi I_c L / \Phi_0$. Зависимость суммарного тока $i_+ = i_1 + i_2$ от фазы φ_c является ТФЗ такой структуры.

Фазовый баланс для такой схемы можно записать следующим образом:

$$\varphi_{1,2} + l \sin(\varphi_{1,2}) = \varphi_c \pm \varphi_e, \quad (1.16)$$

где $2\varphi_e$ — определяется внешним магнитным потоком. Для малых значений индуктивностей $l \ll 1$ полагаем, что

$$\varphi_{1,2} = \varphi_c \pm \varphi_e + \delta_{1,2}, \quad (1.17)$$

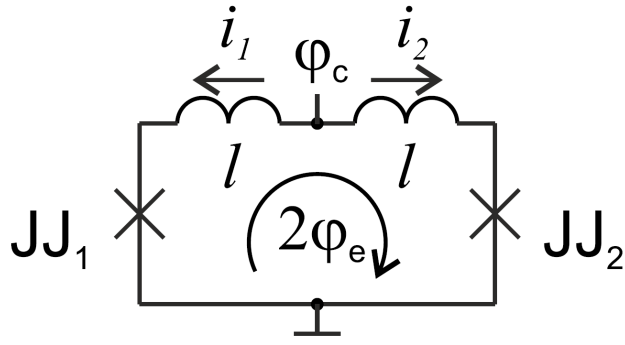


Рисунок 1.17 — Схема для реализации φ и 2φ контактов [A2].

где $\delta_{1,2} \ll 1$. Подставив 1.17 в 1.16 получаем

$$\delta_{1,2} \approx -\frac{l \sin(\varphi_c \pm \varphi_e)}{1 + l \cos(\varphi_c \pm \varphi_e)}. \quad (1.18)$$

Используя выражения 1.17 и 1.18 можно записать выражения для токов $i_{1,2}$:

$$i_{1,2} = \sin(\varphi_c \pm \varphi_e + \delta_{1,2}) \approx \sin(\varphi_c \pm \varphi_e) - \frac{l}{2} \sin(2[\varphi_c \pm \varphi_e]). \quad (1.19)$$

ТФЗ при $\varphi_e = \pi/2$ принимает следующий вид:

$$i_+ \approx l \sin(2\varphi_c). \quad (1.20)$$

Таким образом, полученное выражение 1.20 соответствует ТФЗ 2φ -контакта с критическим током l .

При рассмотрении случая $\varphi_e = 0$ и заменой одного из 0 -контактов на π -контакт получаем следующую ТФЗ:

$$i_+ \approx -l \sin(2\varphi_c), \quad (1.21)$$

которая соответствует φ -контакту. В данном случае критический ток также равен l .

Заметим, что индуктивности в схеме 1.17 могут быть заменены на джозефсоновские 0 -контакты. В этом случае фазовый баланс записывается следующим образом:

$$\varphi_{1,2} + \varphi_{l1,2} = \varphi_c, \quad (1.22)$$

где $\varphi_{l1,2}$ фазы на джозефсоновских контактах, заменяющих индуктивности. Зависимость для токов принимает вид:

$$i_{1,2} = \pm \sin(\varphi_{1,2}) = i_{cl} \sin(\varphi_{l1,2}), \quad (1.23)$$

где i_{cl} — критические токи соединяющих контактов. При условии $i_{cl} \gg 1$ получаем

$$\varphi_{l1,2} \approx \pm i_{cl}^{-1} \sin(\varphi_{1,2}). \quad (1.24)$$

Подставив 1.24 в 1.22 получим аналогичное выражение для ТФЗ, как в случае 1.21, но с критическим током не I , а i_{cl}^{-1} .

Важно отметить, что использование φ -контактов в электрических схемах более затруднительно, чем использование 2φ -контактов. φ -контакты, находясь в устойчивых состояниях и будучи соединенные с остальными элементами цепи, создают ток, растекающийся по схеме [A8]. В случае 2φ -контактов, ток создаётся только тогда, когда контакт имеет фазу π . Кроме того можно провести аналогию с квантом магнитного потока, который создаёт циркулирующий ток в ячейке.

В нашей работе [A5] был рассмотрен другой способ реализации джозефсоновских структур с несинусоидальными разнообразными ТФЗ. На рисунке 1.18 показана схема SISFS структуры, которая в рамках резистивной модели может быть рассмотрена в качестве последовательно соединенных 0-контакта и контакта, имеющего 2 гармоники в ТФЗ.

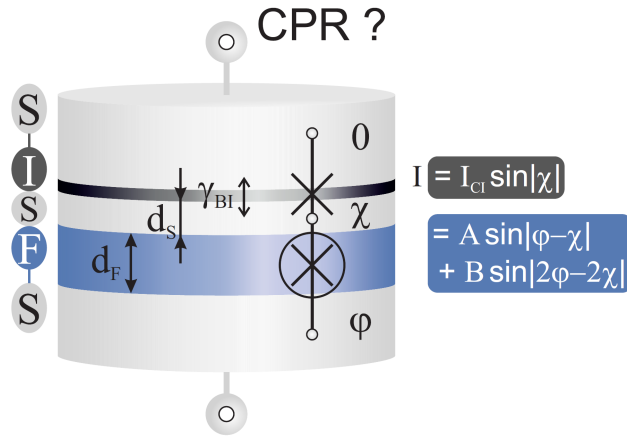


Рисунок 1.18 — Структура SISFS с эквивалентной схемой [A5].

Для такой модели можно записать уравнения для тока через SIS часть:

$$I_{SIS} = I_{CI} \sin(\chi), \quad (1.25)$$

и тока через sFS

$$I_{sFS} = A \sin(\varphi - \chi) + B \sin(2(\varphi - \xi)). \quad (1.26)$$

В рамках этой модели амплитуды A и B рассматриваются как независимые параметры, в то время как разность фаз на туннельном слое χ является функцией падения фазы на всем переходе. Зависимость $\varphi(\chi)$ может быть получена путём приравнивания токов 1.25 и 1.26:

$$I_{CI} \sin(\chi) = I_{sFS} = A \sin(\varphi - \chi) + B \sin(2(\varphi - \xi)). \quad (1.27)$$

Данное уравнение может быть решено численным образом для конкретных значений параметров I_{CI} , A , B . Зависимость джозефсоновской энергии от фазы для такой структуры

записывается следующим образом:

$$E(\varphi) = \frac{\Phi_0 I_{CI}}{2\pi} (1 - \cos(\chi)) + E_A + E_B, \quad (1.28)$$

где E_A и E_B соответственно равны

$$E_A = \frac{\Phi_0 I_{CI}}{2\pi} (1 - \cos(\varphi - \chi)), E_B = \frac{\Phi_0 I_{CI}}{2\pi} (1 - \cos(2(\varphi - \chi))). \quad (1.29)$$

Обычно решение уравнения 1.27 имеет несколько решений в интервале $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Однако, только некоторые из этих решений являются устойчивыми. Устойчивость решения определяется положительным знаком второй производной энергии по фазе:

$$\frac{d^2 E(\chi)}{d\chi^2} = \cos(\chi) + \frac{A}{I_{CI}} \cos(\varphi - \chi) + \frac{2B}{I_{CI}} \cos(\varphi - \chi) > 0, \quad (1.30)$$

что означает стабильность решения, если функционал $E(\chi)$ имеет локальный минимум для определенных значений фаз φ .

Уравнения 1.27-1.30 были численно решены для диапазонов параметров $|A| < 1.5$ и $|B| < 1.5$. На рисунке 1.19 показана карта параметров (A , B), показывающая реализацию различных типов ТФЗ. Однако, полученные ТФЗ имеют более сложную форму, чем отдельно взятые контакты: имеются несколько стабильных ветвей на ТФЗ, а также наличие гистерезиса. В рамках резистивной модели была рассчитана динамика такой системы для определенных ТФЗ, возможность существования системы в любых точках рассчитанных ТФЗ. На рисунке 1.20 показана одна из возможных ТФЗ ($A = 0.1$, $B = 0.8$) и соответствующая зависимость энергии от джозефсоновской фазы.

Важно отметить, что гибридные структуры, сочетающие ферромагнитные и сверхпроводящие слои, в последние годы стали предметом интенсивного изучения [18, 150–152]. Сверхпроводящие корреляции, индуцированные в ферромагнитную область эффектом близости, могут модулироваться эффективным обменным полем, что приводит к ряду практически важных явлений, таких как спин-клапанные эффекты [19, 30, 153–161], которые выглядят весьма перспективными для сверхпроводящей электроники. Кроме того, существует класс запоминающих устройств, которые работают без выполнения перемагничивания ферромагнитного слоя [46, 47, 163, 164]. Соединения SIsFS также рассматриваются как возможные кандидаты на элементы памяти. [149, 165–167]. Они имеют заметное преимущество по сравнению со стандартными псевдо-спин-клапанными устройствами [161]. Величина $I_C R_N$ имеет тот же порядок, что и туннельные джозефсоновские контакты, используемые в логических схемах RSFQ. Также, SIsFS-переходы могут быть использованы в качестве сверхпроводящих транзисторов [168, 169], где

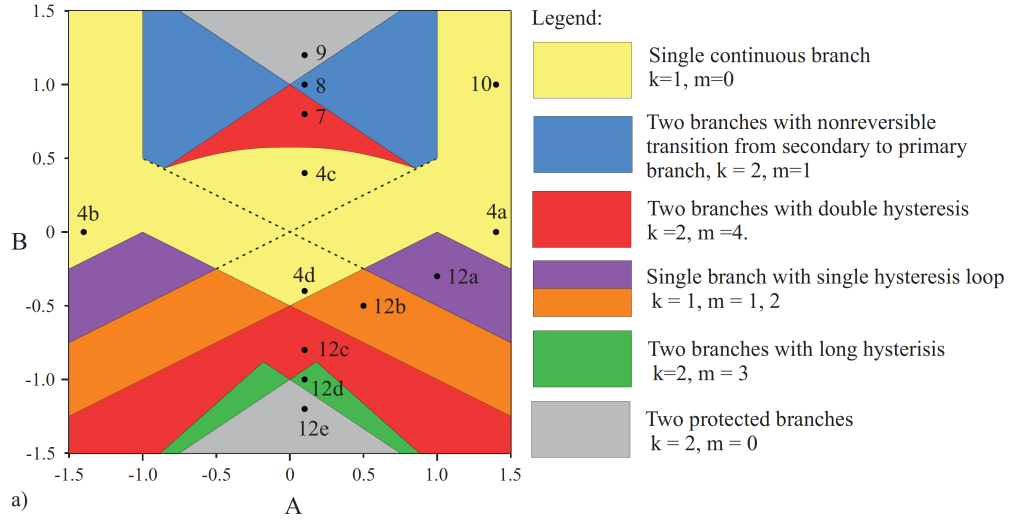


Рисунок 1.19 — Карта параметров для SIsFS перехода, показывающая реализацию различных типов ТФЗ. Легенда показывает соответствие между цветом и индексами: k -число устойчивых ветвей $I_S(\varphi)$, в том числе и не пересекающиеся ветви; m -число возможных скачков, вызванных переходом между этими ветвями, возникающими при увеличении φ в интервале $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Пунктирные линии определяют границу между различными типами основных состояний [A5].

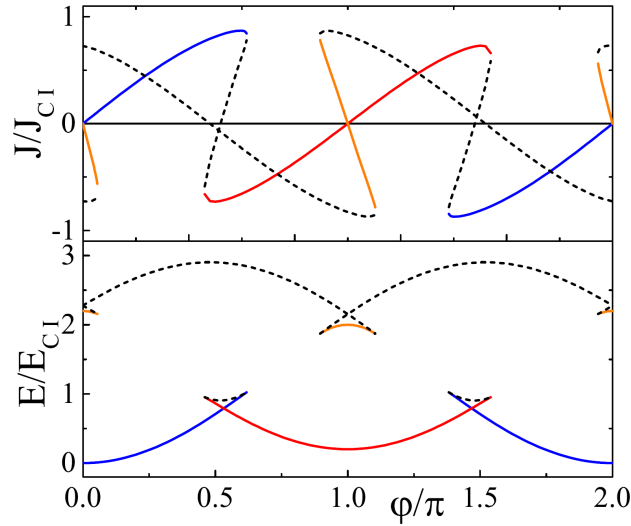


Рисунок 1.20 — ТФЗ (верхний график) и энергетическое фазовое отношение (нижний график) для структуры SIsFS в гистерезисном состоянии $k=2$, $m=4$, рассчитанные для $A=0.1$ и $B=0.8$. Сплошные линии соответствуют стабильным состояниям. Синяя линия — это ветвь, включающая основное состояние $\varphi=0$, красная линия соответствует основному состоянию $\varphi=\pi$, а две оранжевые линии показывают энергетически более высокие состояния со сдвигом фазы π через туннельный переход SIs. Пунктирные линии показывают нестабильные состояния [A5].

величина и фаза параметра порядка в среднем s -слое контролируются спиновой инжекцией из F-пленки. Эффективный магнитный слой F в этих структурах может быть реализован в виде композитной структуры, включающей несколько магнитных слоев, разделенных нормальными или сверхпроводящими прослойками [170–173].

Проведенные исследования фазового соотношения тока в переходах SIsFS дают основу для использования изученных режимов для реализации транзисторов и элементов памяти

Использование бистабильных джозефсоновских контактов представляется перспективным с точки зрения энергетической эффективности и масштабируемости.

1.3 Выводы к Главе 1

Глава 1 настоящей работы посвящена детальному обзору современных проблем сверхпроводниковой электроники и рассмотрению различных цифровых логик и типов джозефсоновских переходов. Поднимаются вопросы о масштабируемости джозефсоновского перехода, миниатюризации базовой ячейки одноквантовой логики и масштабируемости индуктивностей. Рассмотрены различные типы джозефсоновских контактов с точки зрения их пригодности для миниатюризации, а также способы реализации контактов с несинусоидальными ток-фазовыми зависимостями. Несмотря на активные многолетние исследования в данной области, остаётся множество нерешенных задач, таких как:

1. Разработка наноразмерного джозефсоновского контакта для цифровой сверхпроводниковой электроники.
2. Для джозефсоновского контакта, рассмотренного в пункте 1, должен был рассчитан тепловой баланс для подтверждения его работоспособности и эффективности в реальных условиях.
3. Необходима разработка нового подхода физической реализации цифровых сверхпроводниковых логических схем, отличающийся представлением информации в виде скачка фазы сверхпроводящего параметра порядка, улучшающим масштабируемость. Для работы сверхпроводниковых схем, использующих предложенный способ представления информации, необходимо спроектировать компоненты элементной базы.
4. Разрабатываемую элементную базу необходимо миниатюризировать для повышения плотности интеграции сверхпроводниковых цифровых схем. Данную задачу можно решить, заменив в схемах привычные соединительные индуктивности на стеки джозефсоновских контактов и используя бистабильные джозефсоновские переходы для хранения скачка фазы сверхпроводящего параметра порядка, причем при

проектировании важно учитывать, что подобные схемы должны работать в широком диапазоне параметров.

Глава 2

Миниатюризация джозефсоновского контакта [A1]

2.1 Сверхток в структуре SN-N-NS

2.1.1 Модель

В главе 1 был рассмотрен вопрос миниатюризации джозефсоновского контакта. В данной главе рассматривается схема, представленная на рисунке 1.11. Наша модель [A1] перехода SN-N-NS содержит нормальную металлическую пленку, соединяющую два массивных сверхпроводящих электрода длиной $(L - L_b)/2$, расположенных на расстоянии $\pm L_b/2$ от центра этой пленки. При расчете критического тока мы полагаем, что грязный предел соблюдается для всех металлов, критическая температура материала N равна нулю, а его ширина W и толщина d_n значительно меньше джозефсоновской глубины проникновения λ_J и длины когерентности $\xi_n = \sqrt{D_n/2\pi T_c}$ соответственно.

Эффект близости в этой системе может быть рассмотрен в рамках уравнений Узаделя [174], которые для N пленки имеют вид

$$\xi_n^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(G_n^2 \frac{\partial \Phi_n}{\partial x} \right) + \xi_n^2 \frac{\partial}{\partial y} \left(G_n^2 \frac{\partial \Phi_n}{\partial y} \right) = \omega G_n \Phi_n. \quad (2.1)$$

Здесь Φ_n и $G_n = \omega / \sqrt{\omega^2 + \Phi_n \Phi_n^*}$ — модифицированные Узаделевские функции Грина и $\omega = (2m + 1)T/T_c$ — мацубаровские частоты, m — целое число. Φ_n , нормирован на πT_c .

Благодаря симметрии структуры (см. Рисунок 1.11) мы можем решить 2.1 только для положительного x , используя граничные условия:

$$\frac{\partial}{\partial x} \text{Re} \Phi_n = 0, \quad \text{Im} \Phi_n = 0 \quad (2.2)$$

в центре моста $x = 0$. Здесь $\text{Re} \Phi_n$ и $\text{Im} \Phi_n$ являются реальной и мнимой частями функции Φ_n .

Для открытых участков нормального металла ($0 < x < L/2$, $y = -d_n$), ($0 < x \leq L_b/2$, $y = 0$) граничные условия записываются следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial y} \Phi_n = 0, \quad (2.3)$$

и для $x = L/2$,

$$\frac{\partial}{\partial x} \Phi_n = 0. \quad (2.4)$$

Для участков, где нормальный металл соприкасается с сверхпроводником ($L_b/2 \leq x \leq L/2$, $y = 0$), функция Φ_n и Узаделевские функции Грина в S электроде должны быть связаны граничным условием Куприянова-Лукичева [175]:

$$\gamma_B G_n \frac{\partial}{\partial y} \Phi_n = G_s (\Phi_s - \Phi_n), \quad (2.5)$$

где $\gamma_B = R_B / \rho_n \xi_n$ — параметр подавления, R_B — удельное сопротивление SN участка, $G_s = \omega \sqrt{\omega^2 + \Phi_s \Phi_s^*}$.

Эти условия [132]

$$\gamma_M \lesssim 0.3, \quad d_n \ll 1 \quad (2.6)$$

позволяют пренебречь подавлением сверхпроводимости в S-пленке из-за эффекта близости даже в случае полностью прозрачного интерфейса SN. Рассмотрим Узаделевские функции Грина Φ_s в случае равновесных значений в сверхпроводнике при заданной температуре

$$\Phi_s = \Delta \exp\{i\varphi/2\}, \quad G_s = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}}. \quad (2.7)$$

Здесь Δ - величина сверхпроводящего параметра порядка, нормированного на πT_c , φ - сверхпроводящая разность фаз перехода.

Условия (2.6) также позволяют рассматривать функции Φ_n независимо от координаты y в первом приближении по параметру d_n . Интегрируя уравнение (2.1) по координате y и используя граничные условия (2.3), (2.5), получаем уравнения

$$\frac{\gamma_{BM}}{G_n} \frac{\partial}{\partial x} \left(G_n^2 \frac{\partial \Phi_n}{\partial x} \right) - (G_s + \gamma_{BM} \omega) \Phi_n = -G_s \Phi_s, \quad (2.8)$$

в области $L_b/2 \leq x \leq L/2$, где $\gamma_{BM} = \gamma_B d_n$.

В области $0 \leq x \leq L_b/2$ мы имеем уравнения

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(G_n^2 \frac{\partial \Phi_n}{\partial x} \right) = \omega G_n \Phi_n. \quad (2.9)$$

Решение уравнений (2.8), (2.9) упрощается в пределе малого зазора между сверхпроводящими электродами, $L_b \ll 1$.

Полученные функции Φ_n позволяют вычислить сверхток J_s через переход

$$\frac{e R J_s}{2 \pi T_c} = t \sum_{\omega \geq 0} \frac{G_n^2}{\omega^2} \operatorname{Re} \Phi_n \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{Im} \Phi_n, \quad R = \frac{\rho_n \xi_n}{d_n W}, \quad (2.10)$$

где $t = T/T_c$ — нормированная температура.

2.1.2 Решение

Мост между S электродами

В первом приближении на участке $L_b \ll 1$ мы можем пренебречь правой частью уравнений (2.9),

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(G_n^2 \frac{\partial \Phi_n}{\partial x} \right) = 0, \quad (2.11)$$

в области $0 \leq x \leq L_b/2$. Кроме того, функции $Re\Phi_n$ не зависят от координаты x ,

$$Re\Phi_n = Re\Phi_n(L_b/2), \quad (2.12)$$

что следует из граничных условий (2.2), условия непрерывности функций Φ_n при $x = L_b/2$ и уравнений (2.11). Для мнимой части Φ_n получаем

$$G_n^2 \frac{\partial}{\partial x} Im\Phi_n = \frac{2}{L_b} \frac{\omega^2}{\sqrt{\omega^2 + (Re\Phi_n)^2}} C, \quad (2.13)$$

$$G_n^2 = \frac{\omega^2}{\omega^2 + (Re\Phi_n)^2 + Im\Phi_n^2},$$

где C - константы интегрирования. Принимая во внимание, что $Re\Phi_n$ являются константами (2.12), мы можем найти решение (2.13) в виде

$$Im\Phi_n = \sqrt{\omega^2 + (Re\Phi_n)^2} \tan \theta. \quad (2.14)$$

Замена (2.14) на (2.13) приводит к

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{2}{L_b} C, \quad (2.15)$$

что означает линейную зависимость функций θ от координаты x ,

$$\theta = \frac{2}{L_b} Cx, \quad (2.16)$$

таким образом, уравнения для мнимой части Φ_n имеют вид

$$Im\Phi_n = \sqrt{\omega^2 + (Re\Phi_n)^2} \tan \frac{2C}{L_b} x. \quad (2.17)$$

Области под S электродами

Согласно уравнениям (2.8), для вещественной части Φ_n под S-электродами имеем

$$\xi_{ef}^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(G_n^2 \frac{\partial}{\partial x} Re\Phi_n \right) - Re\Phi_n = -\delta \cos \frac{\varphi}{2}, \quad (2.18)$$

где

$$\delta = \frac{G_s \Delta}{(G_s + \gamma_{BM} \omega)}, \quad \xi_{ef} = \sqrt{\frac{\gamma_{BM}}{G_n (G_s + \gamma_{BM} \omega)}}.$$

Уравнения (2.18) должны быть решены с помощью граничных условий,

$$\frac{\partial}{\partial x} Re \Phi_n = 0, \quad (2.19)$$

при $x = L/2$ и $x = L_b/2$. Решения этих краевых задач, очевидно, являются константами, не зависящими от x ,

$$Re \Phi_n = \delta \cos \frac{\varphi}{2}. \quad (2.20)$$

Уравнения для мнимых частей Φ_n можно записать следующим образом,

$$\xi_{ef}^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(G_n^2 \frac{\partial}{\partial x} Im \Phi_n \right) - Im \Phi_n = -\delta \sin \frac{\varphi}{2}, \quad (2.21)$$

где

$$G_n = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + (Re \Phi_n)^2 + (Im \Phi_n)^2}}. \quad (2.22)$$

Принимая во внимание, что $Re \Phi_n$ являются константами (2.20), мы снова можем найти решение уравнения (2.22) в виде (2.14). Его подстановка в (2.22) приводит к

$$G_n = \frac{\omega \cos \theta}{\sqrt{\omega^2 + (Re \Phi_n)^2}}. \quad (2.23)$$

Это приводит к следующему уравнению для θ функций,

$$\frac{\gamma_{BM} \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}}{\Omega_1} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} - \sin \theta = -\frac{\Delta \sin \frac{\varphi}{2}}{\Omega_1} \cos \theta, \quad (2.24)$$

где

$$\Omega_1 = \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}}, \quad \Omega = \omega \left(1 + \gamma_{BM} \sqrt{\omega^2 + \Delta^2} \right). \quad (2.25)$$

Общее решение

Первый интеграл уравнения (2.24) дает

$$\frac{\gamma_{BM} \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}}{2\Omega_1} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 + \cos \theta - \cos \Theta = \frac{\Delta (\sin \Theta - \sin \theta) \sin \frac{\varphi}{2}}{\Omega_1}, \quad (2.26)$$

где Θ - величины функций $\theta(x)$ при $x = L/2$.

Сопоставляя это решение при $x = L_b/2$ с одним (2.16) в области $0 \leq x \leq L_b/2$, мы получаем уравнение относительно констант C ,

$$\frac{2\eta^2 \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}}{\Omega_1} C^2 + \cos C - \cos \Theta = \frac{\Delta (\sin \Theta - \sin C) \sin \frac{\varphi}{2}}{\Omega_1}, \quad (2.27)$$

что, в свою очередь, определяет произведение сверхпроводящего тока J_s через переход и его нормального сопротивления R_n ,

$$\frac{eR_n J_s}{2\pi T_c} = t \sum_{\omega \geq 0} \frac{2Re\Phi_n C}{\sqrt{\omega^2 + (Re\Phi_n)^2}} \left(1 + 2\eta \coth \frac{L - L_b}{2\sqrt{\gamma_{BM}}} \right). \quad (2.28)$$

Здесь $\eta = \sqrt{\gamma_{BM}}/L_b$, в то время как

$$R_n = R_{nb} + 2R_{sn} \quad (2.29)$$

является суммой [176] сопротивления моста, R_{nb} , и сопротивлений двух интерфейсов SN, R_{sn} ,

$$R_{nb} = \frac{\rho_n L_b}{d_n W}, \quad R_{sn} = \frac{\rho_n \xi_n \sqrt{\gamma_{BM}}}{d_n W} \coth \frac{L - L_b}{2\xi_n \sqrt{\gamma_{BM}}}.$$

Из уравнений (2.24) и (2.26) следует, что характерный масштаб пространственного изменения функций θ вдоль координаты x равен

$$\zeta = \sqrt{\frac{\gamma_{BM} \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}}{2\sqrt{\omega^2 \left(1 + \gamma_{BM} \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}\right)^2 + \Delta^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}}}}. \quad (2.30)$$

При $t \gtrsim 0.5$ сумма в (2.28) сходится при $\omega > \Delta$. Пренебрегая Δ по сравнению с ω в (2.30), мы получаем следующую оценку для ζ ,

$$\zeta = \sqrt{\frac{\gamma_{BM}}{2(1 + \gamma_{BM}\omega)}}. \quad (2.31)$$

При малых температурах сумма в (2.28) сходится к $\omega \approx \Delta$. Согласно (2.30), мы получаем

$$\zeta \approx \sqrt{\frac{\gamma_{BM}}{\sqrt{2}\sqrt{\left(1 + \gamma_{BM}\Delta\sqrt{2}\right)^2 + \cos^2 \frac{\varphi}{2}}}}. \quad (2.32)$$

Из (2.30) - (2.32) следует, что в пределе малых γ_{BM} характерный масштаб равен $\zeta \approx \sqrt{\gamma_{BM}}$, в то время как для больших γ_{BM} он равен $\zeta \approx \Delta^{-1/2} \approx 1$ при малых температурах и $\zeta \approx \omega^{-1/2}$ при $t \gtrsim 0.5$.

В практически интересном случае длина сверхпроводящих электродов намного больше характерного масштаба,

$$L - L_b \gg \zeta. \quad (2.33)$$

Здесь величина функций $\theta(x)$ при $x = L/2$ может быть легко найдена из (2.26) как

$$\tan \Theta = \frac{\Delta \sin \frac{\varphi}{2}}{\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}}}, \quad (2.34)$$

в результате чего

$$\sin \Theta = \frac{\Delta \sin \frac{\varphi}{2}}{\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}}, \quad (2.35)$$

$$\cos \Theta = \frac{\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}}}{\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}}. \quad (2.36)$$

Выражение (2.28) здесь имеет вид

$$\frac{eR_n J_s}{2\pi T_c} = t \sum_{\omega \geq 0} \frac{2Re\Phi_n (1 + 2\eta)}{\sqrt{\omega^2 + (Re\Phi_n)^2}} C. \quad (2.37)$$

Подстановка (2.35) и (2.36) в (2.27) приводит к уравнениям, замкнутым относительно констант C .

Приближенные решения

В пределе малого параметра подавления,

$$\sqrt{\gamma_{BM}} \ll L_b/\xi_n \ll 1$$

(жесткие граничные условия), выражение (2.37) для сверхтока принимает следующий вид,

$$\frac{eR_n J_s}{2\pi k_B T_c} = t \sum_{\omega \geq 0} \frac{2\Delta \cos \frac{\varphi}{2}}{\Omega_1} \arctan \frac{\Delta \sin \frac{\varphi}{2}}{\Omega_1}, \quad (2.38)$$

где

$$\Omega_1 = \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}}, \quad \Omega = \omega \left(1 + \gamma_{BM} \sqrt{\omega^2 + \Delta^2} \right).$$

Для исчезающе малого подавления $\gamma_{BM} \rightarrow 0$ выражение (2.38) преобразуется в формулу, полученную Куликом и Омелянчуком (КО-1) [177].

В противоположном пределе большого γ_{BM} ,

$$\frac{L_b}{\xi_n} \ll \frac{\gamma_{BM}}{(1 + \gamma_{BM})},$$

выражение (2.37) преобразуется в

$$\frac{eR_n J_s}{2\pi k_B T_c} = t \sum_{\omega \geq 0} \frac{\sqrt{2}\Delta^2 \sin \varphi}{\Omega_1 \sqrt{(\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2} + \Omega_1) \sqrt{\omega^2 + \Delta^2}}}, \quad (2.39)$$

где R_n в основном определяется сопротивлением интерфейсов SN.

2.2 Характеристика $I_c R_N$ для структуры SN-N-NS

Характерное напряжение перехода SN-N-NS можно получить непосредственно из выражения (2.37) и его предельных случаев (2.38), (2.39). Рисунок 2.1(а) показывает нормированное произведение $I_c R_n$, $v_c = e I_c R_n / 2\pi k_B T_c$ (где $I_c = \max[J_s(\varphi)]$), как функцию нормированной температуры t . Значение нормирующего коэффициента составляет $2\pi k_B T_c / e \approx 5$ mV для критической температуры ниобия $T_c = 9.2$ К. Длина моста равна $L_b = 0.1\xi_n$. Кривые, полученные в обоих пределах, хорошо согласуются. Представленные зависимости ограничены сверху кривой, полученной с использованием выражения КО-1 [177] для $\gamma_{BM} = 0$, как и ожидалось. Температура, соответствующая падению характерного напряжения на 20% от его максимального значения, уменьшается с $t \approx 0.5$ при малом подавлении, $\gamma_{BM} \leq 0.01$, до $t \leq 0.2$ при $\gamma_{BM} \geq 1$.

На рисунке 2.1(b) представлена зависимость $v_c(\gamma_{BM})$ для различных температур. На вставка эти зависимости представлены в двойном логарифмическом масштабе. Характерное напряжение увеличивается с понижением температуры, в соответствии с рисунком 2.1(а). Для обычно используемой температуры $t \approx 0.5$ характерное напряжение падает от своего максимального значения $v_{c \max} \approx 0.46$ на 20% при $\gamma_{BM} \approx 0.06$ и уменьшается вдвое при $\gamma_{BM} \approx 0.25$. Начиная с $\gamma_{BM} \approx 1$, характерное напряжение $v_c(\gamma_{BM})$ падает как $\gamma_{BM}^{-3/2}$ с $v_c < 0.1$. Снижение характерного напряжения с увеличением параметра подавления происходит медленнее с понижением температуры.

В рассматриваемом приближении характерное напряжение почти не зависит от длины моста вплоть до $L_b \lesssim \xi_n$ для произвольного γ_{BM} . Критический ток I_c тем больше, чем меньше L_b и γ_{BM} . Ток, протекающий через переход ($I \approx I_c$), не должен разрушать сверхпроводимость в его электродах. Ниже сформулировано ограничение на геометрические параметры структуры SN-N-NS, вытекающее из этого требования.

2.3 Ограничения на ток в сверхпроводящих электродах

В соответствии с экспериментальными данными, полученными в MIT LL [178], слой Nb толщиной $d_s = 200$ нм и шириной $W = 250$ нм, обладает критической плотностью тока $J_{cst} \approx 4.5 \times 10^7$ А/см² (критический ток, $I_{cst} \approx 22.5$ мА) при $T = 4.2$ К. С увеличением ширины критический ток растет пропорционально $\sqrt{W}$, в то время как при уменьшении W ниже 250 нм J_{cst} падает линейно с W ,

$$I_{cst} = J_{cst}(W - W_0)d_s \quad (2.40)$$

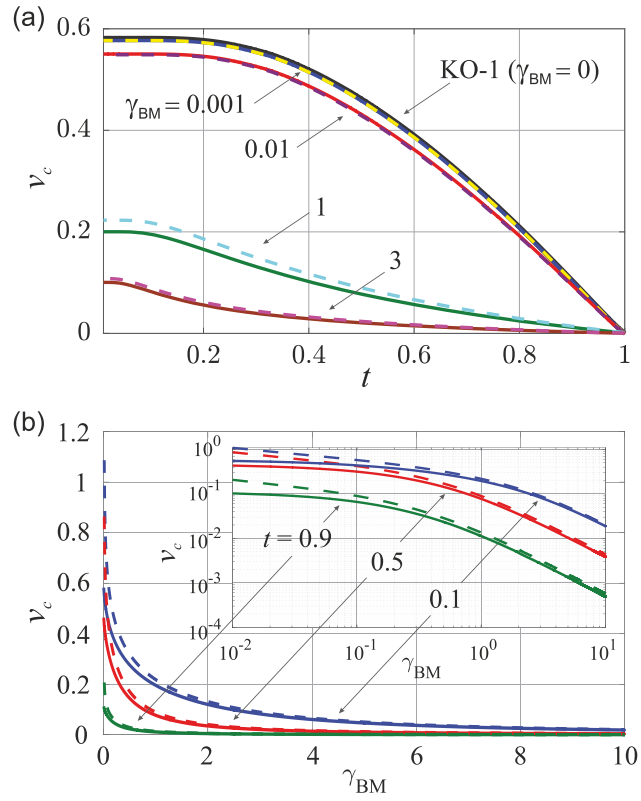


Рисунок 2.1 — Нормированный параметр $I_c R_n$, $v_c = e I_c R_n / 2\pi k_B T_c$, джозефсоновского перехода SN-N-NS в зависимости от (а) нормированной температуры $t = T/T_c$ и (б) параметра подавления γ_{BM} , рассчитанного с использованием (2.37) (сплошные линии), (2.38) (пунктирные линии, $\gamma_{BM} = 0.001, 0.01$, панель (а)) и (2.39) (пунктирные линии, $\gamma_{BM} = 0.3 \dots 3$, панель (а) и панель (б)). Вставка показывает $v_c(\gamma_{BM})$ для $\gamma_{BM} \leq 1$. Верхняя сплошная линия на графике (а) соответствует выражению КО-1 [177]. [A1].

где $W_0 \approx 50$ нм — удвоенная толщина загрязненного поверхностного слоя.

Линейная зависимость критического тока от ширины означает, что в интересующем нас диапазоне толщины, $W \lesssim 250$ нм, сверхток распределяется равномерно по ширине пленки. Этот факт позволяет искать решение уравнений Узаделя в глубине электродов ($|x| \lesssim L$) в виде $\Phi_{s,n}(x, y) = \Phi_{s,n}(y) \exp\{ikx\}$ независимо от координаты z (см. рисунок 1.11). Здесь k является независимой от ω и x константой, которая пропорциональна скорости сверхтекучей жидкости. Предполагая далее, что сверхток, протекающий через электроды SN, значительно меньше тока распаривания, мы находим функции $\Phi_{s,n}(x)$ из решения задачи эффекта близости между сверхпроводящими и тонкими нормальными пленками,

$$\Phi_s(x) = \Delta, \quad \Phi_n(x) = \frac{G_s \Delta}{G_s + \omega \gamma_{BM}}, \quad G_s = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}}.$$

Для плотностей сверхтоков J_S и J_N в пленках S и N получаем

$$\frac{e \rho_s J_S}{2\pi k_B T_c} = k S_1, \quad S_1 = t \sum_{\omega=0}^{\infty} \frac{\Delta^2}{\omega^2 + \Delta^2}, \quad (2.41)$$

$$\frac{e\rho_n J_N}{2\pi k_B T_c} = k S_2, \quad S_2 = t \sum_{\omega=0}^{\infty} \frac{\Delta^2}{\omega^2 (1 + \omega \gamma_{BM} G_s^{-1})^2 + \Delta^2}, \quad (2.42)$$

где параметр k в (2.41), (2.42),

$$k = \frac{e\rho_s I_{SN}}{2\pi T_c d_s W S_1 (1 + q)}, \quad (2.43)$$

определяется величиной полного тока $I_{SN} = W (J_S d_s + J_N d_n)$, протекающий через электроды SN, в то время как q в (2.43) это отношение токов, протекающих через пленки N и S,

$$q = \frac{J_N d_n}{J_S d_s} = \frac{d_n \rho_s}{d_s \rho_n} \frac{S_2}{S_1}, \quad (2.44)$$

так что $1 + q = I_{SN}/J_S d_s W$.

При $T \approx 0.5 T_c$ мацубаровские частоты ω больше, чем Δ . Мы можем пренебречь Δ по сравнению с ω при оценке величин сумм $S_{1,2}$ in (2.44) и получить,

$$q = \frac{d_n \rho_s}{d_s \rho_n (1 + \gamma_{BM})^2}.$$

Ток, протекающий через S-пленку, должен быть мал по сравнению с критическим током S-пленки,

$$\frac{I_c}{I_{cst}} \frac{J_S d_s W}{I_{SN}} = \frac{I_c}{(1 + q) I_{cst}} \lesssim \beta, \quad (2.45)$$

где $\beta \ll 1$ — искомый коэффициент малости. Величина I_c в (2.45) может быть получена из данных, представленных на рисунке 2.1, $I_c = v_c 2\pi k_B T_c / e R_n$. Поскольку $I_c \sim R_n^{-1} \sim d_n$ и $I_{cst} \sim d_s$, ограничение (2.45) преобразуется в

$$\frac{C}{1 + q} \frac{d_n}{d_s} \lesssim \beta, \quad (2.46)$$

где коэффициент C для ниобия равен

$$C = \frac{v_c \times 5 \text{ mV}}{J_{cst} \rho_n (L_b + 2\xi_n \sqrt{\gamma_{BM}})}. \quad (2.47)$$

Отметим, что для $\rho_n \approx \rho_s$ соотношение токов, протекающих через пленки N и S, невелико, $q \ll 1$, и поэтому $1 + q \approx 1$.

2.4 Тепловой баланс

Важным требованием к конструкции цепей на основе перехода SN-N-NS является то, что нормальная составляющая I_n общего тока не должна приводить к перегреву структуры SN-N-NS. Здесь рассмотрено вычисление мощности, рассеянной в контакте в течение тактового периода цифровой схемы, и мощности, которая может быть поглощена окружением. Затем идёт оценка нагрева ниобий-медной структуры SN-N-NS.

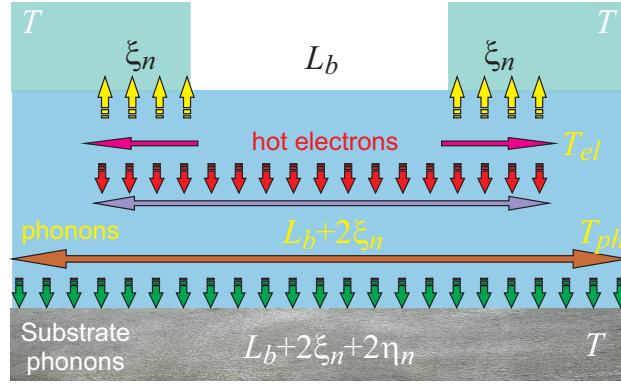


Рисунок 2.2 — Схема джозефсонаовского SN-N-NS контакта с геометрией моста переменной толщины. Горизонтальные красные, фиолетовые и коричневые стрелки указывают области, где тепло передается на S-электроды, фоновые подсистемы в нормальной пленке и подложке соответственно. Вертикальные желтые и красные стрелки схематически обозначают процесс теплопередачи от горячих электронов к электродам и фоновой подсистеме нормальной пленки. Вертикальные зеленые стрелки указывают на процесс теплопередачи в подложку. [A1].

2.4.1 Рассеянная и поглощенная энергии

Эффект нагрева возникает из-за джоулевой диссипации. Энергия, рассеянная в течение тактового периода T_{clk} может быть оценена как

$$E = \int_0^{T_{clk}} I_n V d\tau, \quad (2.48)$$

где $V = (\hbar/2e)\partial\varphi/\partial\tau$ — падение напряжения на переходе. Принимая во внимание, что в течение тактового периода разность фаз φ увеличивается на 2π , мы получаем рассеянную энергию и мощность,

$$E = I_c \Phi_0, \quad P = E/T_{clk}. \quad (2.49)$$

Энергия E передается нормальным электронам, расположенным в области концентрации электрического поля в джозефсоновском переходе. При $I_n \gtrsim I_c$ эта область в основном расположена в мостике между электродами SN. Горячие электроны могут диффундировать из нагретой области на характерном временном масштабе $\tau_{esc} \approx L_b^2/D_n$. Для типичного значения скорости Ферми $v_F \approx 10^6$ м/с, среднего свободного пробега электрона $\ell \approx d_n \approx 10$ нм и длины моста $L_b \approx \xi_n \approx 40$ нм, грубая оценка τ_{esc} дает значение $\sim 3 \times 10^{-13}$ с. Это немного больше, чем время рассеяния $\tau_{sc} = \ell/v_F \approx 10^{-14}$ с.

Такое короткое значение τ_{esc} означает, что за время равное тактовому периоду, лежащему в пикосекундной шкале времени, горячие электроны диффундируют вдоль пленки N в электроды SN на расстояние порядка длины тока утечки $\xi_n \sqrt{\gamma_{BM}}$. Этот процесс схематично показан красными стрелками на рисунке 2.2.

В рамках стандартной модели релаксации энергии электронов предполагается, что скорость электрон-электронного столкновения велика, так что электроны поддерживают равновесное распределение, характеризуемое температурой T_{loc} , которая отличается от температуры решетки T . Горячие электроны могут ослабить избыточную энергию, используя два канала, схематически показанные на рисунке 2.2 желтыми и синими стрелками.

Первым каналом релаксации является диффузия горячих электронов в сверхпроводящие электроды. Теплопроводность поверхности раздела SN с малым удельным граничным сопротивлением R_B задается выражением [179]

$$P_{sn} = \frac{2\Delta}{e^2 R_B} A \sqrt{\frac{2\pi\Delta}{k_B T_{loc}}} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T_{loc}}\right) k_B \delta T, \quad (2.50)$$

где $\delta T = T_{loc} - T$, A — эффективная площадь, через которую проходит тепловой поток. Для конечной прозрачности интерфейса SN ($\gamma_{BM} \approx 1$), площадь $A \approx 2\xi_n W$.

Второй канал — это передача избыточной энергии фононам. В грязных металлах скорость этого процесса P_{e-ph} задается [180]

$$P_{e-ph} = K_* \left(\frac{3\zeta(5)}{3\pi} \frac{c_t^4 T_{loc}^5}{c_l^4 T_*^5} + \frac{4\pi^2 T_{loc}^4}{45 T_*^4} \right), \quad T_{loc} > T_*, \quad (2.51)$$

$$K_* = \frac{N_0 \tau_{sc} k_B T_*}{d_{fn} \ell^5} \left(\frac{p_F^2}{m_e} \right)^2, \quad T_* = \frac{\hbar c_t}{k_B \ell} \quad (2.52)$$

где N_0 — плотность состояний на уровне Ферми c_l , c_t — продольная и поперечная скорости звука, d_{fn} — плотность массы, p_F — импульс Ферми, m_e — масса электрона, $\zeta(z)$ — дзета-функция Римана. Выражение (2.51) может быть переписано через теплопроводность на единицу объема $K(T) = dP_{e-ph}/dT_{loc}$

$$P_{e-ph} = \frac{K_*}{T_*} \left(\frac{15\zeta(5)}{3\pi} \frac{c_t^4 T_{loc}^4}{c_l^4 T_*^4} + \frac{16\pi^2 T_{loc}^3}{45 T_*^3} \right) \delta T_{e-ph}, \quad (2.53)$$

где $\delta T_{e-ph} = T_{loc} - T_{ph}$, T_{ph} — локальная температура фононной подсистемы в нагретом сегменте.

Процесс преобразования энергии из горячих электронов в фононы происходит приблизительно в объеме $(L_b + 2\xi_n) d_n W$, отмеченном фиолетовой стрелкой на рисунке 2.2.

Дальнейшее передача тепла в фононной подсистеме вдоль N-пленки можно описать аналогично распространению тепла в бесконечном стержне от внутреннего нагретого сегмента, $-\xi_n - L_b/2 \leq x \leq \xi_n + L_b/2$, имеющего температуру T_{loc} , превышающую температуру T его концов в начальный момент времени

$$\delta T_{e-ph}(x, \tau) = \frac{\delta T_{e-ph}(x, 0)}{2} \left[\text{erf} \left(\frac{x + \xi_n + L_b/2}{2\sqrt{\mu_n^2 \tau}} \right) - \text{erf} \left(\frac{x - \xi_n - L_b/2}{2\sqrt{\mu_n^2 \tau}} \right) \right], \quad (2.54)$$

где $\mathbf{erf}(z)$ - функция ошибок, $\mu_n^2 = \lambda_n / C_{vn} d_{fn}$, λ_n и C_{vn} - теплопроводность и теплоемкость нормального металла.

В течение тактового периода δT_{e-ph} уменьшается от своего начального значения до

$$\delta T_{e-ph} = \delta T_{e-ph}(x, 0) \mathbf{erf} \left(\frac{2\xi_n + L_b}{4\sqrt{\mu_n^2 T_{clk}}} \right). \quad (2.55)$$

Произведение $\eta_n = \mu_n \sqrt{T_{clk}}$ определяет характерный масштаб распространения тепла.

Избыточная температура фононной подсистемы может далее уйти в подложку (см. зеленые стрелки на рисунке 2.2). Передача мощности от фононов в нормальном металле к подложке задается связью Капицы [181]

$$P_K(T_n; T) = K_k A_{ph} \left(T_{ph}^4(x, t) - T^4 \right) \approx 4K_k A_{ph} T^3 \delta T_{ph-s}, \quad (2.56)$$

где $\delta T_{ph-s} = T_{ph} - T$, K_k зависит от материалов, а $A_{ph} \approx (L_b + 2\xi_n + 2\eta_n) W$ - эффективная площадь интерфейса теплопередачи, отмеченная коричневой стрелкой на рисунке 2.2.

2.4.2 Нагрев конструкций SN-N-NS на основе комбинации материалов Nb/Cu

Предложенный вариант топологии— мост переменной толщины SN-N-NS— может быть изготовлен с использованием широко используемых материалов, таких как Nb, MoRe, V в качестве сверхпроводника и Cu, Au, Al в качестве нормального металла. Ниже мы оцениваем параметры структуры NbCu-Cu-CuNb в соответствии с ограничением (2.46), а затем вычисляем ее нагрев, предполагая тактовый период $T_{clk} = 40$ пс (тактовая частота, $f_{clk} = 25$ ГГц).

Подстановка типичных значений [89] нормального удельного сопротивления $\rho_n = 3,7 \mu\Omega$ см, длины распада $\xi_n = 37$ нм для Cu и $\rho_s = 8 \mu\Omega$ см для Nb в полученное ограничение на критический ток (2.46) показывает, что неравенство может быть выполнено уже для $\gamma_{BM} \geq 0.2$ при $T \approx 0.5T_c$ с $\beta = 0.05$ и $J_{cst} = 4.5 \times 10^7$ А/см² ($W = 250$ нм), если $L_b = \xi_n$, $d_n = 10$ нм и $d_s \gtrsim 200$ нм. Здесь $\gamma_B = \gamma_{BM} \xi_n / d_n \approx 1$ естественно реализуется на стыках рассматриваемых материалов.

Для $\gamma_{BM} = 0.5$ получаем $v_c \approx 0.14$ (см. Рисунок 2.2) так, что $I_c R_n = 0.7$ мВ, $I_c \approx 0.53$ мА и $R_n \approx 1.3 \Omega$. Рассеянная энергия в течение тактового периода составляет $E = I_c \Phi_0 \approx 1.1$ аДж, и поэтому рассеянная мощность равна

$$P = E / T_{clk} \approx 2.7 \times 10^{-8} \text{ W}. \quad (2.57)$$

Удельное граничное сопротивление составляет $R_B = \gamma_{BM} \rho_n \xi_n^2 / d_n \approx 2.5 \times 10^{-15} \Omega \text{ м}^2$. Поставив далее $T_{loc} \approx T = 4.2 \text{ К}$ и $\Delta \approx 1.69 k_B T_c$ в (2.50), мы получим мощность, текущую к пленкам S через интерфейсы SN,

$$P_{sn} = K_{sn} \delta T, \quad (2.58)$$

где $K_{sn} \approx 2 \times 10^{-7} \text{ Вт/К}$.

Подставляя типичные параметры Cu, $v_F = 1.57 \times 10^6 \text{ м/с}$, $d_{fn} = 8900 \text{ кг/м}^3$, $c_t = 4.8 \text{ км/с}$, $c_l = 2.3 \text{ км/с}$, $T_* = 1.8 \text{ К}$, $\ell = 10 \text{ нм}$, $m_e = 9.1 \times 10^{-31} \text{ кг}$, $E_F = 1.13 \times 10^{-18} \text{ Дж}$ в (2.53) и принимая во внимание, что энергетический обмен между горячими электронами и фононами происходит внутри объема порядка $(L_b + 2\xi_n)d_n W$, мы получаем передачу энергии фононам,

$$P_{e-ph} = K_{e-ph} \delta T_{e-ph}, \quad (2.59)$$

где $K_{e-ph} \approx 1.9 \cdot 10^{-9} \text{ Вт/К}$.

Дальнейший перенос мощности между нормальным металлом и фононами подложки задается связью Капицы (2.56). Коэффициент K_k на границе раздела Cu/Si приблизительно равен [182–184] $100 \text{ Вт м}^{-2} \text{ К}^{-4}$. Взяв [185–187] теплопроводность $\lambda_n \approx 500 \text{ Вт/м К}$ и тепловую емкость $C_{vn} \approx 0.3 \text{ Дж/кг}$, для Cu мы получаем $\eta_n \approx 70 \text{ нм}$ и

$$P_k = K_{kk} \delta T_{ph-s}, \quad (2.60)$$

где $K_{kk} \approx 1.5 \cdot 10^{-9} \text{ Вт/К}$.

В соответствии с тепловым балансом, описанным в предыдущем разделе, рассеянная в переходе мощность может быть поглощена S-электродами и фононами N-пленки с последующим частичным переносом мощности в подложку. Поскольку $K_{kk} \approx K_{e-ph} \ll K_{sn}$, можно оценить нагрев структуры следующим образом

$$\delta T = \frac{P}{K_{sn}} \approx 0.13 \text{ К}. \quad (2.61)$$

Такое повышение температуры может привести к незначительному уменьшению величины критического тока на величину

$$\left| \frac{\delta I_c}{I_c} \right| = \left| \frac{\partial v_c}{v_c \partial t} \right| \frac{\delta T}{T_c} \approx 3.5\%. \quad (2.62)$$

Полученное отклонение критического тока представляется приемлемым с точки зрения стандартной оптимизации критических токов джозефсоновских переходов в

цифровых схемах в пределах $\pm 20\%$ и стандартного технологического разброса критических токов, $\delta I_{ctec} \approx 3\%$.

Оценки (2.61), (2.62) показывают, что в интересующем температурном диапазоне $T \approx 0.5T_c$ горячие электроны эффективно диффундируют из области слабой связи в массивные сверхпроводящие пленки, тем самым устраняя влияние неравновесного состояния электронной подсистемы на рабочий режим перехода SN-N-NS. Следует отметить, что снижение рабочей температуры приводит к экспоненциальному подавлению канала теплопередачи от горячих электронов к S-электродам. Это может привести к заметной разнице между электронной и фононной температурами, особенно в диапазоне мК температур.

2.5 Выводы к Главе 2

Глава 2 настоящей работы посвящена разработке наноразмерного джозефсоновского перехода для цифровой сверхпроводниковой электроники. По результатам текущей работы можно утверждать, что переходы SN-N-NS с геометрией моста переменной толщины перспективны для миниатюризации. Представленный теоретический анализ показывает, что значение перехода $I_c R_n$ достигает субмилливольтного уровня даже при невыполнении жестких граничных условий на границах раздела SN. Согласно полученным аналитическим выражениям, отношение тока перехода к фазе близко к синусоидальному при рабочей температуре $T/T_c \approx 0.5$. Это позволяет использовать стандартные средства автоматизированного проектирования для моделирования сверхпроводящих цифровых схем.

Значение параметра подавления $\gamma_{BM} \approx 1$ можно принять за верхний порог для изготовления джозефсоновских переходов, предназначенных для работы при температуре жидкого гелия, $T \approx 4.2$ К. Соответствующее нормированное характерное напряжение $v_c \approx 0.08$ соответствует $I_c R_n \approx 0.4$ мВ и характерной частоте $I_c R_n / \Phi_0 \approx 200$ ГГц. Поскольку тактовая частота сложных схем обычно составляет долю характерной, выбранное значение $\gamma_{BM} \lesssim 1$ обеспечивает возможность работы с частотами до нескольких десятков ГГц.

На основании имеющихся экспериментальных данных [178] можно утверждать, что оптимальная ширина структуры SN-N-NS лежит вблизи 250 нм. Для пары материалов, таких как Nb и Cu, при $W = 250$ нм, $d_n = 10$ нм и $L_b = 40$ нм характерное напряжение $I_c R_n \approx 0.7$ мВ достигается для $I_c \approx 0.53$ мА и $R_n \approx 1.3$ Ω .

Увеличение W приводит к нежелательной неоднородности распределения сверхтока

в S электродах. Его уменьшение приводит к быстрому подавлению критического тока S пленки. Для снижения критического тока перехода в этом случае может потребоваться применение дополнительных технологических шагов, направленных на снижение прозрачности интерфейса SN.

Одним из возможных способов контролируемого снижения прозрачности интерфейса SN является методика хорошо зарекомендовавшая себя при изготовлении туннельных переходов Nb/Al-AlO_x/Nb [18, 86, 87, 188]. В данном случае структуру типа сэндвич Nb/Al можно использовать как обычный металл. Тонкая непроводящая пленка Nb играет роль буферного слоя. Последующий рост Al на таком буфере может способствовать образованию атомарно гладкой поверхности Al, обеспечивающей преимущественно зеркальное отражение проводящих электронов. Требуемая прозрачность границы Nb/Al γ_B может быть достигнута либо естественным путем [129, 189], либо с помощью режима окисления алюминия, ранее использовавшегося при изготовлении туннельных переходов с высоким уровнем J_c [93]. В отличие от двухбарьерных устройств, в переходах SN-N-NS две границы раздела SN окисляются в одних и тех же условиях, сохраняя симметрию структуры.

Уменьшение прозрачности интерфейсов SN соответствует уменьшению характерного напряжения пропорционально $\gamma_{BM}^{-3/2}$ и критического тока пропорционально γ_{BM}^{-2} . В конечном счете, ограничения по ширине определяются качеством кромок сверхпроводящих электродов. При наличии нерабочих ребер размером ~ 25 нм ширина вряд ли может быть меньше 150 нм.

Эффективная площадь перехода SN-N-NS a_{JJ} может быть определена по длине, в пределах которой происходит доминирующий перенос тепла от горячих электронов к сверхпроводящим пленкам $L_{ht} = L_b + 2\xi_n$. Таким образом, $a_{JJ} = 3\xi_n W$ для $L_b = \xi_n$, и при $W = 150$ нм мы получаем $a_{JJ} \approx 18000$ нм². Данное значение близко к размерам полупроводникового транзистора a_t , изготовленного в рамках 40 нм технологического процесса, в предположении, что $a_t \approx 50\lambda^2$, где λ — норма технологического процесса [190].

На планарных контактах с использованием магнитных слоёв можно реализовывать и другие типы джозефсоновских переходов: π - и бистабильные ϕ и $0 - \pi$ контакты [191–195]. Использование магнитных контактов представляет большой интерес для проектирования сверхпроводниковых цифровых схем. В следующей главе рассмотрен наиболее интересный случай использования таких контактов: 2ϕ - контакты, имеющие ток-фазовую зависимость $I_s = I_c \sin(2\varphi)$.

По результатам данной главы была опубликована статья [A1].

Глава 3

Фазовые логические схемы [A2, A3]

В данной главе рассматривается новый подход к проектированию сверхпроводниковых цифровых схем [A2] в основе которого лежат два основных принципа:

- Информация хранится в фазе бистабильного джозефсоновского контакта, а не в наличии/отсутствии кванта магнитного потока в базовой ячейке;
- В разработанных схемах отсутствуют соединительные индуктивности: электрические цепи содержат только джозефсоновские контакты.

Все представленные расчёты проводились в рамках резистивной модели с нормировкой на плазменную частоту, которая была рассмотрена в главе 1 в соответствующем параграфе 1.13. В данной работе рассматривались только джозефсоновские контакты 0 и 2φ типов, то есть с доминирующей первой, или второй гармониками, характеризующими их критический ток. Таким образом, каждый элемент схемы имеет два параметра: нормированный критический ток и параметр затухания α . Первый отражает силу сверхпроводящей связи, определяющей потенциальный барьер для переключения джозефсоновских контактов, а второй — продолжительность переключения и длительность затухания.

3.1 Распространение дробных флаксонов

Перед разработкой нового подхода было проведено исследование по изучению распространения возмущений по нетривиальным передающим линиям [A3]. В работе продемонстрирована возможность распространения дробных флаксонов по джозефсоновским передающим линиям, состоящих из 0- π контактов. Дробность флаксонов возникает в связи с устойчивыми фазовыми состояниями не кратными 2π .

При рассмотрении генерации и движения дробных флаксонов в схемах, состоящих из 0- π контактов, удобно полагать значение A малым ($A = 0$ для 2φ -контактов). В этом случае системе требуется примерно одна и та же энергия для перехода из 0-состояния в π -состояние и из π -состояния в состояние с фазой 2π (в случае 2φ -контактов энергия одинакова). Причем

этим динамическим процессам можно поставить в соответствие прохождение через слабую связь в сверхпроводящем контуре части кванта магнитного потока [A3].

Разберем процессы в нетривиальной джозефсоновской передающей линии (NJTL), которая получается из обычной заменой 0-контактов на 2φ -контакты. Пусть на первый 2φ -контакт приходит импульс тока, который переведет его из 0- в π -состояние. Тогда, если ток через индуктивность больше критического тока (с учетом токов питания), то второй контакт тоже перейдет в состояние с фазой π . Таким образом, возбуждение в виде волны токов и напряжений на контактах распространяется по NJTL, но переносимый поток в два раза меньше двух π : мы получаем распространение полуфлаконов. На рисунке 3.1 показаны рассчитанные нами напряжения и фазы на контактах при распространении флаконов в обычной JTL и полуфлаконов в NJTL [A3].

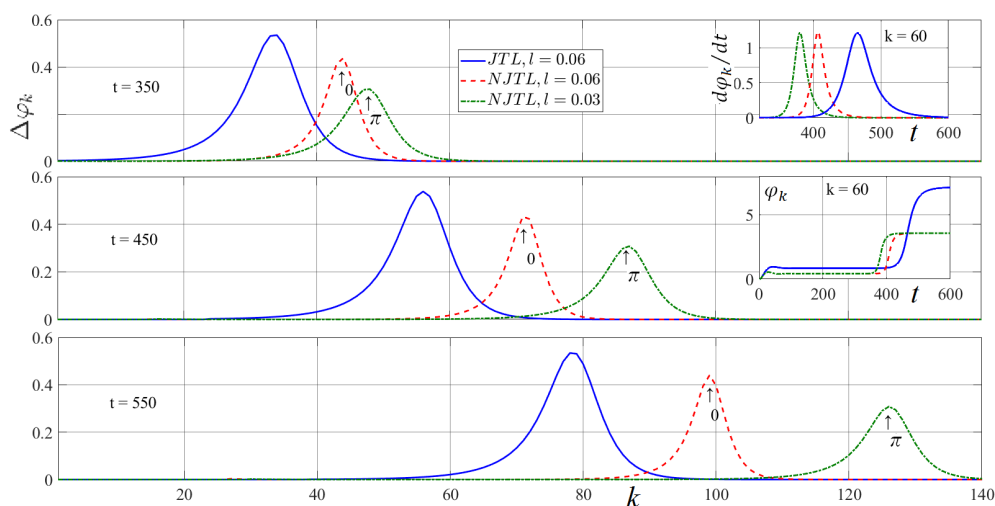


Рисунок 3.1 — Падения фазы на индуктивностях как функция их положения (номера k), а также нормированные напряжения и фазы на джозефсоновских контактах как функции времени (номера N) в разные моменты времени (вставка для элемента под номером $k = 60$) в обычной JTL (сплошная линия) и полуфлаконов в NJTL (штриховая и штрихпунктирная линии). Для JTL $A = 1$, $B = 0$, для NJTL $A = 0$, $B = 1$; частота следования импульсов 0.033, ток питания $i_b = 0.75$ (величина нормирована на A) [A3].

Отметим, что полуфлаконы распространяются быстрее флаконов даже в случае одинаковых критических токов (синий и красный графики), так как в случае полуфлаконов контакты в JTL меняют фазу не на 2π , а на π . Аналогично обычной JTL, уменьшение нормированной величины соединительной индуктивности l приводит к увеличению скорости движения полуфлакона из-за увеличения тока через индуктивность (величина последнего близка к π/l). Получается, что NJTL можно использовать для увеличения скорости передачи информации в джозефсоновских цифровых устройствах [A3].

Распространение дробных флаконов также возможно и для 0- π контактов с малым

значением амплитуды первой гармоники A в ТФЗ ($A < 0.3$). При больших значениях A системе будет сложно перейти из 0-состояния в π -состояние, так как из-за малой «глубины» соответствующей последнему потенциальной ямы система будет проскакивать в состояние с фазой 2π . В зависимости от того, из какого состояния в какое переходит контакт (из 0 в π , или из π в 2π), наблюдаются два типа дробных флаксонов. Эти два типа возбуждений отличаются между собой по форме переносимой их волны токов и напряжений, их суммарный поток все равно равен кванту Φ_0 . На рисунке 3.2 представлены графики для выбранного контакта в NJTL (временное отображение движения возбуждений в среде) для разных значений A [A3].

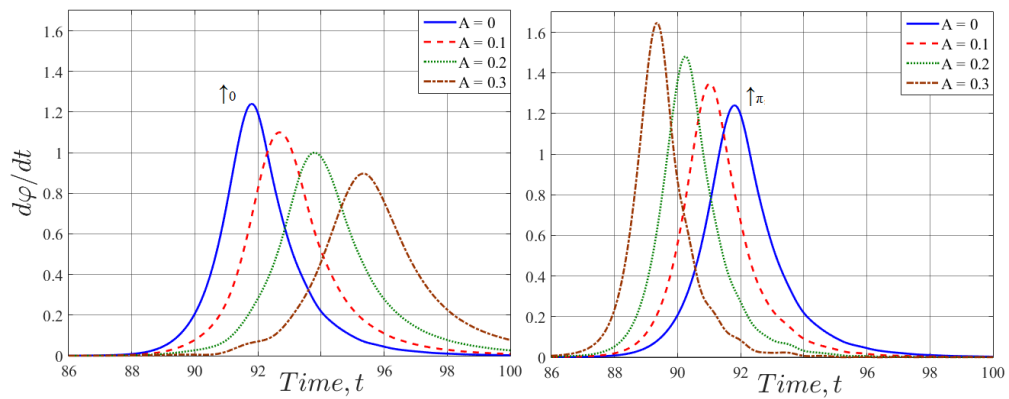


Рисунок 3.2 — Нормированные напряжения на выбранном джозефсоновском контакте как функция времени для распространения дробных флаксонов первого (слева, $\uparrow_0$) и второго (справа, $\uparrow_\pi$) типов при разных видах ТФЗ [A3].

Дробные флаксоны, образуемые в результате перехода из 0- в π -состояние и обратно, будем называть первым, $\uparrow_0$, и вторым, $\uparrow_\pi$, типом дробных флаксонов соответственно. Видно, что при увеличении веса первой гармоники A в ТФЗ дробные флаксоны первого типа дольше проходят через выбранный контакт и имеют меньшую «высоту». Для дробных $\uparrow_\pi$ -флаксонов все наоборот [A3].

На рисунке 3.3 на вставке показана зависимость переносимого нормированного магнитного потока от амплитуды первой гармоники A для двух типов возбуждений и разных значений амплитуды второй гармоники B . Отметим, что индуктивность влияет на форму и на скорость распространения дробных флаксонов, но не влияет на величину переносимого потока. На основном графике показана зависимость размера дробного флаксона, выраженного через количество занимаемых вихревым током джозефсоновских контактов, от величины соединительной индуктивности для разных значений A и для разных типов возбуждений. Заметим, что размер дробного флаксона при $A = 0$ в точке $l = 0.1$ равен половине размера обычного флаксона в точке $l = 0.05$; при таких значениях индуктивностей через них течет одинаковый ток (величины соединительных индуктивностей всюду

нормированы на характерную индуктивность используемых джозефсоновских контактов). Область $l < 0.1$ соответствует случаю, когда JTL можно считать непрерывной структурой. В области параметров, когда хорошо работает модель сосредоточенных элементов ($l > 0.1$), размер возбуждений слабо зависит от индуктивности. Также видно, что дробные флаксоны первого типа увеличиваются в размере с ростом A , а второго типа – уменьшаются [A3].

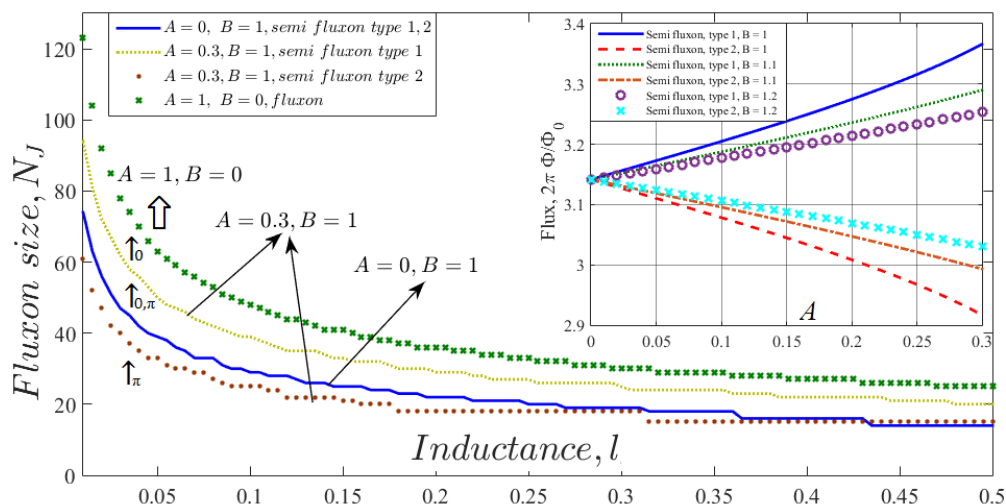


Рисунок 3.3 — Зависимость размера флаксонов и полуфлаксонов, выраженного в количестве контактов, от величины соединительной индуктивности. На вставке показана зависимость нормированного магнитного потока, который переносит дробный флаксон, от амплитуды первой гармоники A для разных значений амплитуды второй гармоники B [A3].

При большей амплитуде входного тока могут формироваться связанные пары дробных флаксонов (обычные флаксоны по NJTL распространяться не могут). Причем их тоже можно разделить на два типа (3.4): первый тип пары, $\uparrow_0\uparrow_\pi$, соответствует переходу выбранного джозефсоновского контакта из 0-состояния в состояние с фазой 2π ; а второй тип ($\uparrow_\pi\uparrow_0$) — переходу из π -состояния в состояние с фазой 3π .

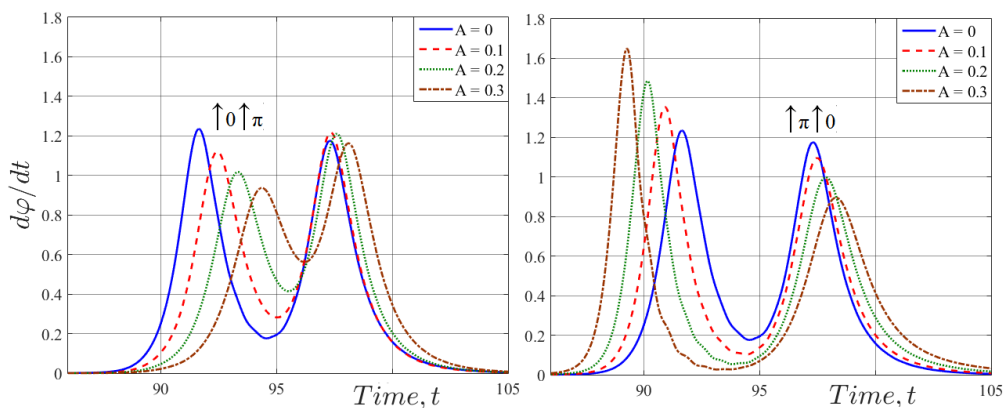


Рисунок 3.4 — Нормированные напряжения на выбранном джозефсоновском контакте как функция времени для возникновения пар дробных флаксонов первого (слева, $\uparrow_0\uparrow_\pi$) и второго (справа, $\uparrow_\pi\uparrow_0$) типов при разных видах ТФЗ [A3].

Кроме того, была рассмотрена [A3] возможность интеграции классических передающих линий с нетривиальными, что говорит о потенциальной возможности совместимости сверхпроводящих цифровых логических схем, работающих на целых и дробных флаксонах. Помимо этого, в работе было изучено распространение информации по линиям, состоящих только из джозефсоновских контактов. Такие передающие линии позволяют соединять различные компоненты элементы фазовой логики, которой посвящена данная глава.

3.2 Базовый блок

На рисунке 3.5(d) представлена схема базового блока, являющегося основополагающим элементом разрабатываемых схем на основе бистабильных джозефсоновских контактов и не содержащих индуктивностей. Прежде чем перейти к схеме базового блока, рассмотрим различные контура из 3 джозефсоновских контактов 3.5(a-c). Данные схемы эквивалентны схеме базового блока в БОК логике с заменой индуктивности на джозефсоновский контакт.

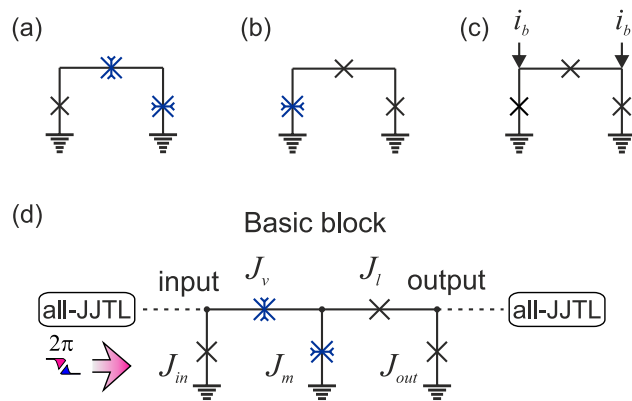


Рисунок 3.5 — Интерфейсные базовые схемы для (a) записи, (b) считывания. (c) базовая ячейка для линии передачи all-JJTL. Схема базового блока [A2].

На схеме 3.5(a) представлена ячейка хранения состояния. В данной ячейке джозефсоновский 0 контакт слева имеет устойчивые состояния с фазами $\varphi = 2\pi n$, а джозефсоновский 2φ контакта справа — $\varphi = \pi n$. Соединение в данном случае осуществляется с помощью ещё одного 2φ контакта, обеспечивая бестоковые состояния в ячейке для любых стационарных состояний. Здесь стоит отметить, что если бы соединение производилось с помощью индуктивности, то по ячейке начинал бы циркулировать ток $\Delta\varphi/l$, когда фаза на 2φ контакте равна π . Данный результат можно увидеть при рассмотрении суммарной джозефсоновской энергии ячейки.

На схеме 3.5(b) представлена схема, которая обеспечивает возможность считывания состояния ячейки. В данном случае, когда фазы на контактах равны, то по ячейке не циркулирует ток, но если фаза на 2φ контакте становится равной π , то по ячейке начинает протекать ток. Отметим, что соединительный джозефсоновский 0 контакт выполняет функцию индуктивности, но ток пропорционален не разности фаз $I_l = \Delta\varphi/l$, а определяется следующим выражением

$$I_{con} = \ddot{\Delta\varphi} + \alpha\dot{\Delta\varphi} + I_c \sin(\Delta\varphi). \quad (3.1)$$

В классической RSFQ электронике для передачи информации используются JTL, по которой распространяется квант магнитного потока или, другими словами, происходит последовательное переключение фазы на 2π на всех джозефсоновских контактах. Для реализации all-JJ схем (схем состоящий только из джозефсоновских контактов) можно использовать передающие линии all-JJTL, представляющие JTL в которой базовые ячейки заменены на схемы, показанные на рисунке 3.5(c). При параметрах all-JJTL $A_{con} = 0.7$ (нормировка на критический ток заземленного контакта I_c), $\alpha = 1$ и $I_b/I_c = 0.75$ динамика переключения джозефсоновской фазы схожа с динамикой в обычной JTL с величиной соединительной индуктивности $l = 3$. Однако, использование такой all-JJTL вместо JTL приводит к другому растеканию токов. Данная проблема связана с тем, что ток через соединительные контакты $I_{con} = A_{con} \sin(\delta\varphi) \approx \delta\varphi/A_{con}^{-1}$ при малых набеге разности фаз $\delta\varphi$, что соответствует нормированной индуктивности в JTL равной $10/7$. Для полного соответствия необходимо, чтобы критический ток соединений был равен $1/l = 1/3$, но, к сожалению, при такой величине распространение фазовых импульсов по линии невозможно [A3]. Для решения этой проблемы можно использовать стек из джозефсоновских контактов вместо одного соединительного перехода. В этом случае $I_{con} = A_{con} \sin(\delta\varphi/k) \approx \delta\varphi/(kA_{con}^{-1})$. На рисунке 3.6(a) показано растекание тока по элементарным ячейкам JTL или all-JJTL с различным количеством соединительных контактов. Заметим, что при использовании всего 2-ух соединительных контактов наблюдается хорошее соответствие с растеканием тока в ячейке JTL.

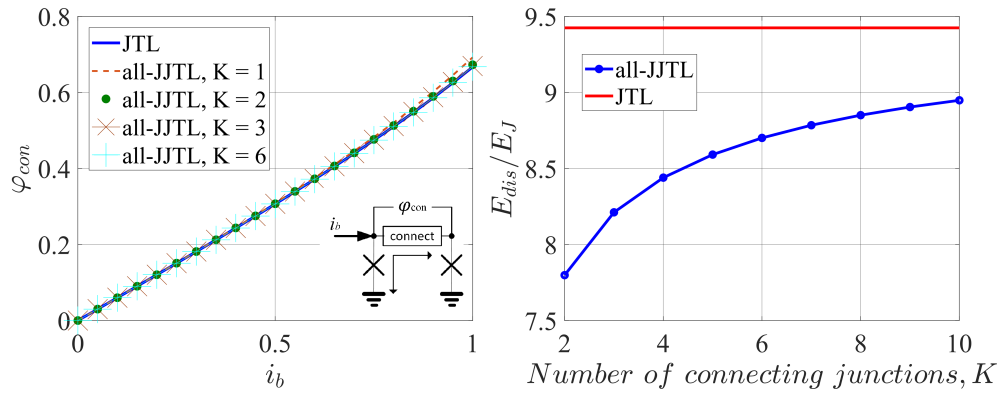


Рисунок 3.6 — а) Растекание тока по элементарным ячейкам JTL или all-JJTL с различным количеством соединительных контактов; б) Нормированная энергия диссипации в одной ячейке при прохождении волны изменения фазы на 2π для различного количества соединительных джозефсоновских контактов.

На рисунке 3.6(б) показана зависимость нормированной энергии диссипации в одной ячейке при прохождении волны изменения фазы на 2π для различного количества соединительных джозефсоновских контактов. Как и ожидалось, энергия диссипации растёт при увеличении количества соединительных джозефсоновских контактов, однако, она меньше, чем для JTL с значением соединительной индуктивности $l = 3$. Данный эффект объясняется следующим образом: при распространении импульса по линии all-JJTL скачок амплитуды напряжения на соединительных контактах на порядок меньше, чем на заземленных переходах (см. Рисунок 3.7 (б), вставка) вследствие того, что на них нет переключения фазы на 2π . С другой стороны, использование соединительных джозефсоновских контактов вместо индуктивностей привело к более быстрому затуханию джозефсоновской фазы на контактах. На рисунках 3.7 показаны зависимости токов через соединение (а), нормированных напряжений на заземленных джозефсоновских контактах (б) и нормированного напряжения на соединении (б)-вставка. Данные схемы all-JJTL рассматривались для равных значений параметров затухания $\alpha = 1$ у всех джозефсоновских контактов, что соответствует равным значениям R_N и C . Таким образом, линии all-JJTL могут быть использованы вместо JTL для соединения различных элементов логической сверхпроводниковой схемы. Кроме того, можно использовать интеграцию схем all-JJTL с различным количеством соединительных контактов: например, для передачи информации использовать all-JJTL с одним соединительным контактом, а в качестве драйверов (схема на входе логического элемента, обеспечивающее нужное растекание тока и нужное преобразование входного импульса) логических блоков использовать all-JJTL с несколькими соединительными контактами.

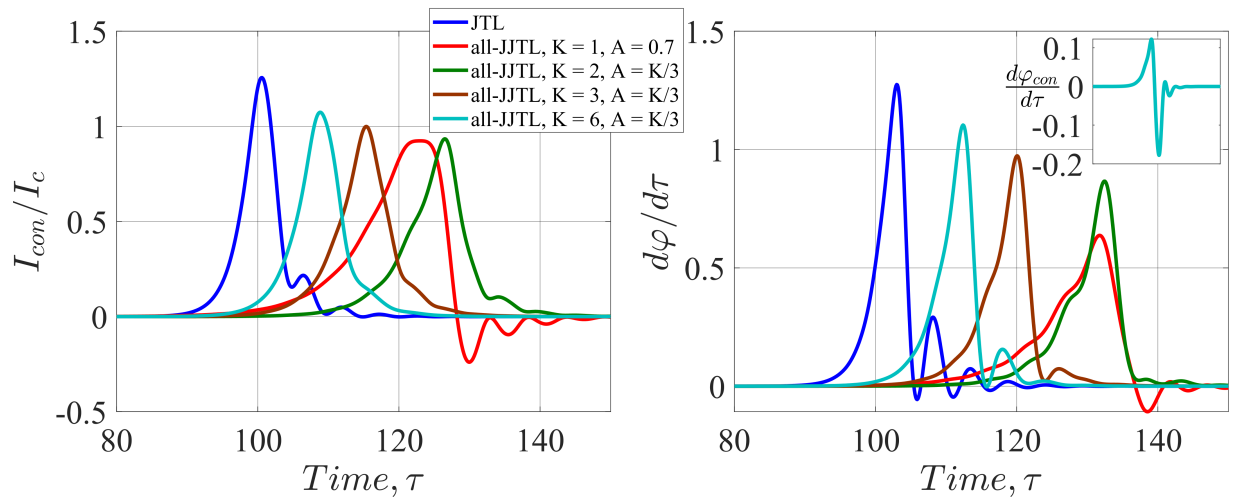


Рисунок 3.7 — а) Ток через соединительный элемент в передающей линии при прохождении волны изменения фазы. б) Нормированное напряжение на заземленных джозефсоновских контактах; вставка — нормированное напряжение на одном соединительном контакте для случая шести соединительных контактов.

Базовый блок представляет собой объединение двух ячеек: 3.5(a) и 3.5(b). Информация в данном базовом блоке хранится в фазе контакта J_m с параметрами ($B = 1$, $\alpha = 2$). В дальнейшем, буквами A будут обозначены нормированные критические токи джозефсоновских контактов только с 1-ой гармоникой в ТФЗ, а буквы B будут использованы для обозначения 2-ой гармоники у 2φ контактов. Контакты J_{in} и J_{out} являются входным и выходным портами схемы. Контакт J_l соединяет основной контакт блока J_m с выходом схемы J_{out} . Его параметры в первую очередь влияют на механизм считывания состояния. Контакт J_v соединяет вход схемы с контактом J_m , играя роль преобразователя фазы на входе блока.

В зависимости от параметров J_v (B, α) базовый блок может работать в различных режимах: ограничитель, линия передачи, цифровой делитель частоты и генератор. На рисунке 3.8(a) показана карта параметров (B, α), показывающая реализацию этих режимов. Параметры остальных контактов показаны в таблице 3.1.

Таблица 3.1 — Параметры джозефсоновских контактов для базового блока и запоминающих схем [A2].

	A_{in}	α_{in}	B_v	α_v	B_m	α_m	A_l	α_l	A_{out}	α_{out}	A_r	α_r
Базовый блок	1	1	рис. 3.8(a)	1	2	0.5	1	1	1	1	—	—
NDRO/DRO с\без инверсии	1	5	0.1	5	0.5	1	0.5	1/3.5	2	2	1\1.5	1

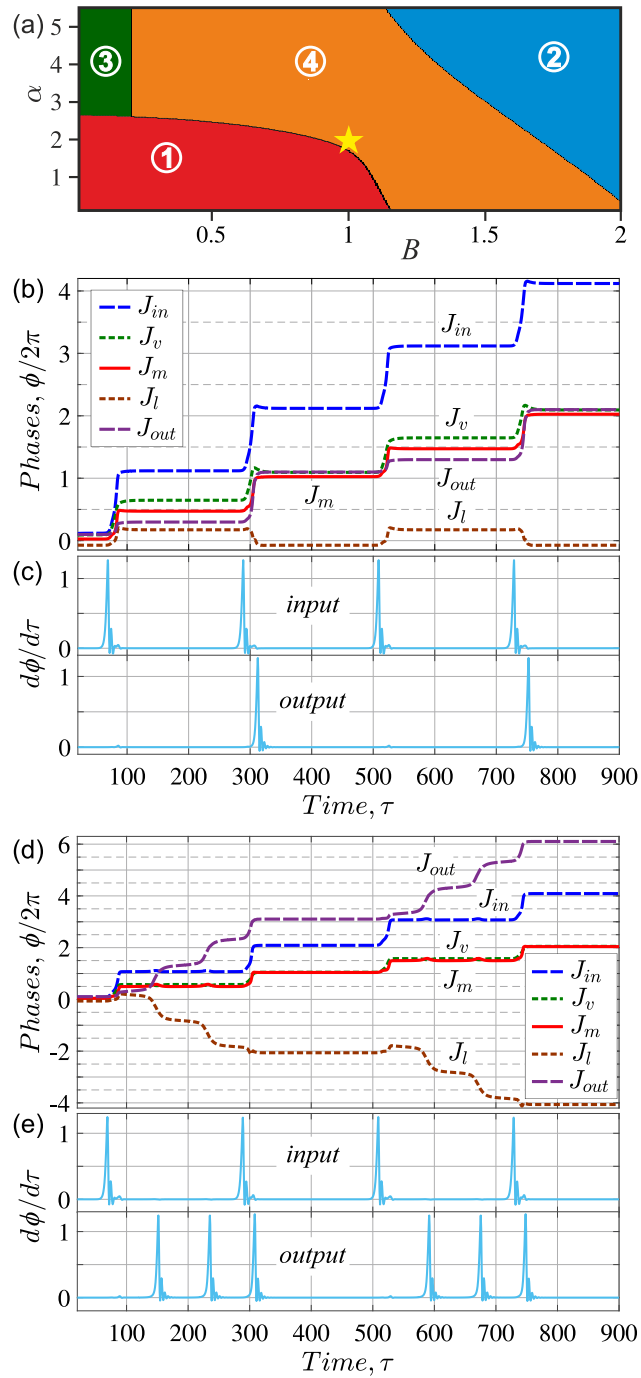


Рисунок 3.8 — Карта параметров джозефсоновского контакта J_v для реализации различных режимов базового блока: 1 — ограничитель, 2 — линия передачи, 3 — цифровой делитель частоты и 4 — генератор. Звездой на карте показаны значения параметров контакта J_m [A2].

В самом простом случае, когда контакт J_v “слабый” и “быстрый” по сравнению с J_m контактом $B_v < B_m$, $\alpha_v < \alpha_m$, то входная волна джозефсоновской фазы переключает фазы на контактах J_{in} и J_v на 2π , не оказывая влияния на основную схему. Другими словами базовый блок начинает работать в режиме ограничителя: происходит затухание волны фазы. Важно отметить, что после затухания, все контакты переходят в изначальное состояние, то есть в схеме отсутствует набег фазы, как это бывает при разработке схем на БОК-логике.

В противоположном случае, когда $B_v > B_m, \alpha_v > \alpha_m$, контакт J_v переключается медленно, и входящая волна фазы создаёт через него большой ток, переключая контакты J_{in} , J_m и J_{out} на 2π , а затем распространяется в выходную линию передач. Таким образом, в данном случае базовый блок работает в режиме линии передачи. Входной импульс, переносящий изменение фазы на 2π , проходит через базовый блок, не меняя его состояния.

Более интересные и важные случаи реализуются для промежуточных значений параметров контакта J_v . Рассмотрим сначала случай малых B_v ($B_v < 0.2$) и больших $\alpha_v > \alpha_m > \alpha_{in}$. Большая величина этого параметра приводит к медленному времени переключения контакта J_v , причем за это время успевает переключиться и контакт J_m (см. Рисунок 3.8 (b-c)):

$$\varphi_{in} : 0 \rightarrow 2\pi \quad (3.2)$$

$$\varphi_v : 0 \rightarrow \pi$$

$$\varphi_m : 0 \rightarrow \pi$$

$$\varphi_l : 0 \rightarrow \pi$$

$$\varphi_{out} : 0 \rightarrow 0$$

Значения фазы в системе (3.2) представляет собой условные значения фаз, соответствующие стационарным состояниям без учёта токов смещения (для контакта J_l — это неустойчивое состояние с некоторой фазой около π). Таким образом, состояния базового блока изменилось с 0 на 1, то есть произошла операция “запись”. Отметим, что импульса тока, возникающего в выходной ячейке ($J_m - J_l - J_{out}$), не хватает для переключения контакта J_{out} . Однако, после переключения изменилось состояние выходной ячейки, — в ней начал протекать ток. Наличие циркулирующего тока приблизило контакт J_{out} к его критическому состоянию. Этот ток суммируется с импульсом тока, вызванным следующей волной изменения фазы на выходе, и выходной контакт переключается на 2π и генерирует волну изменения фазы в выходную линию:

$$\varphi_{in} : 2\pi(0) \rightarrow 4\pi(2\pi) \quad (3.3)$$

$$\varphi_v : \pi \rightarrow 2\pi$$

$$\varphi_m : \pi \rightarrow 2\pi$$

$$\varphi_l : \pi \rightarrow 0$$

$$\varphi_{out} : 0 \rightarrow 2\pi$$

Таким образом, в данном случае базовой блок работает в качестве цифрового делителя частоты пополам: каждый второй импульс проходит на выход схемы. Также данная схема является Т-триггером (счётчиком) без операции считывания. Например, 4 базовых блока в таком режиме, расположенных последовательно, выдадут импульс на выходе только после того, как на вход придёт 16 импульсов (2^k , где k — количество делителей частоты пополам).

Если, находясь в режиме делителя частоты пополам, мы увеличим критический ток B_m контакта J_m , то реализуется 4-ый режим: режим генератора (см. Рисунок 3.8 (d-e)). Входной импульс фазы, также как и в предыдущем случае, произведёт переключение состояния базового блока в состояние π . Однако, увеличение критического тока B_m приводит к тому, что ток смещения с контакта J_{in} и входной all-JJTL начинает сильнее оттекать в выходную ячейку. В состоянии π этот ток складывается с циркулирующим током в выходной ячейке. Причём при определенном значении (вертикальная граница на карте параметров рисунка 3.8(a)) эта сумма превысит критический ток контакта J_{out} , который перейдёт в резистивное состояние, генерируя импульсы на выход схемы:

$$\varphi_{in} : 0 \rightarrow 2\pi \quad (3.4)$$

$$\varphi_v : 0 \rightarrow \pi$$

$$\varphi_m : 0 \rightarrow \pi$$

$$\varphi_l : 0 \rightarrow \pi \rightarrow 3\pi \rightarrow 5\pi \dots$$

$$\varphi_{out} : 0 \rightarrow 0 \rightarrow 2\pi \rightarrow 4\pi \dots$$

Важно отметить, что при текущих параметрах, фаза меняется только на контакте J_{out} и распространяется на выход схемы, не меняя состояния базового блока и не оказывая влияния на вход схемы. Следующий входной импульс переключит состояние базового блока в 0 состояние и генерация прекратится. Таким образом, в данном режиме базовый блок работает в режиме включаемого/выключаемого генератора импульсов. Поскольку переключение джозефсоновского перехода сопровождается квантованным импульсом напряжения, базовый блок в этом режиме может быть использован для получения плотной последовательности импульсов напряжения, аналогичной обычному преобразователю SFQ-DC [147]. Кроме того, изменяя параметры контактов J_l и J_{out} , можно управлять частотой импульсов на выходе схемы.

Отметим, что данный базовый блок работает и в случае подключения к JJTL, так и all-JJTL, что говорит о возможности его интеграции с классическими схемами БОК логики.

3.3 Управляемые запоминающие цифровые схемы

Для считывания состояния базового блока необходимо подключить линию считывания с помощью джозефсоновского контакта J_r (см. Рисунок 3.9). В данном случае контакты J_r и J_{out} образуют балансный компаратор аналогично схемам RSFQ электроники. Критический ток A_{out} был увеличен для того, чтобы на выходе схемы не реализовывался режим деления частоты пополам. В данном случае входные импульсы осуществляют только переключения состояния базового блока, не влияя на выход схемы. $i_b = 1.5$ — ток смещения на контакте J_{out} . В таблице 3.1 указаны параметры джозефсоновских контактов.

В зависимости от параметров, может реализовываться два различных режима работы такой схемы: ячейки памяти с разрушающей (DRO) и неразрушающей (NDRO) операциями считывания. В случае NDRO каждый входной импульс переключает фазу контакта J_m на π (изменение состояния из 0 в 1 и из 1 в 0), не оказывая влияния на выход схемы. Импульс по линии считывания проходит в выходную линию, если $\varphi_m = \pi$, и не проходит в выходную линию, переключая контакт J_r , если $\varphi_m = 0$. В обоих случаях этот импульс не меняет фазу на контакте J_m , осуществляя неразрушающее считывание состояния, как показано на рисунках 3.9(b),(c) для последовательности входных импульсов и считывающих импульсов. Операцию считывания можно представить следующим образом: две линии all-JJTL соединены между собой; между ними находится контакт J_{out} с критическим током, который больше чем у контактов в all-JJTL. В зависимости от величины тока смещения на этом контакте, волна фазы либо будет распространяться по всей линии, либо затухать перед контактом J_{out} (в данном случае контакт J_r переключается быстрее, а фаза на контакте J_{out} не меняется). Разные значения тока питания эквивалентны разным состояниям базового блока: ток через контакт J_l меняет ток смещения на контакте J_{out} .

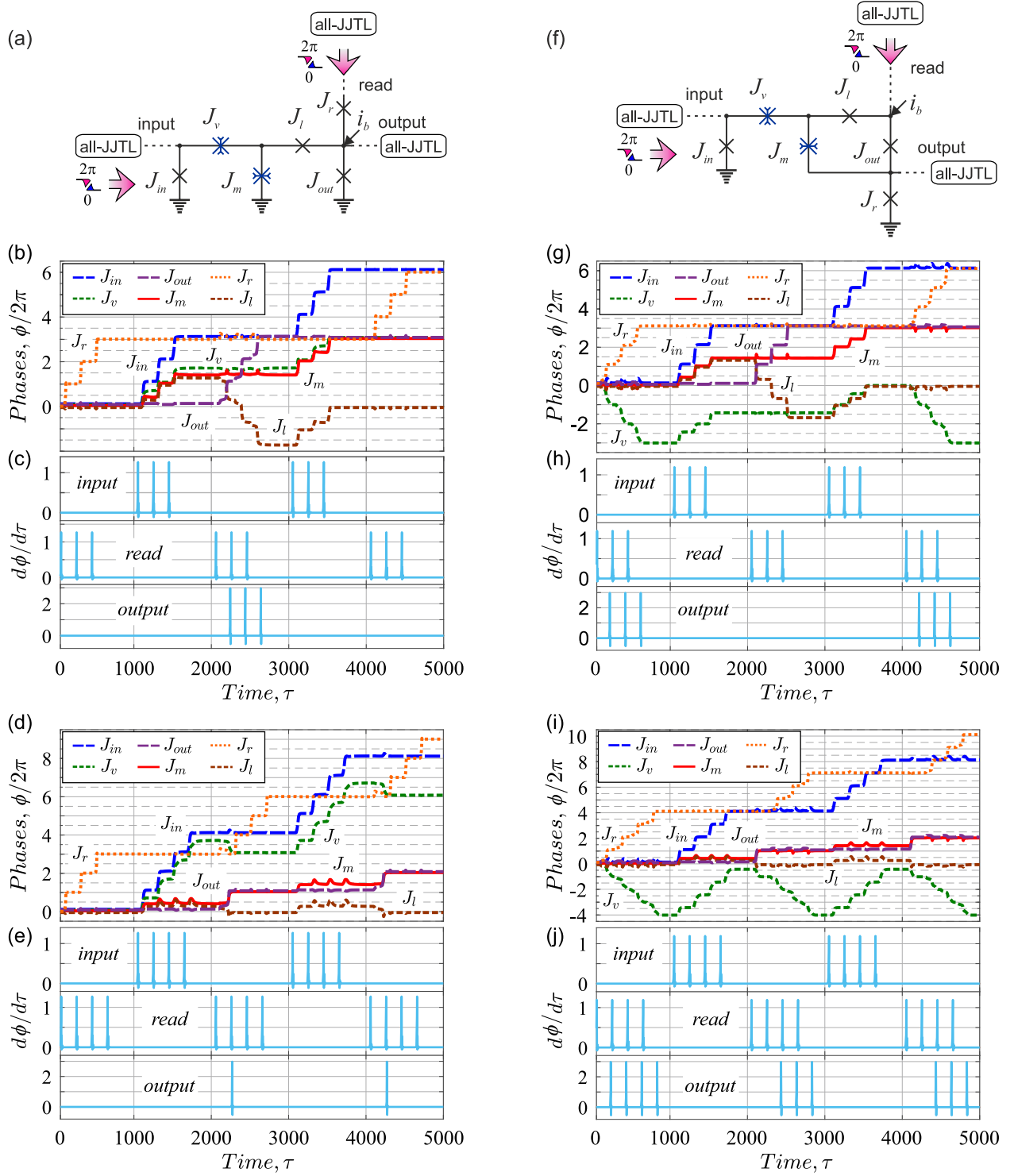


Рисунок 3.9 — Ячейка памяти на основе базового блока с линией считывания (NDRO и DRO) с (a) и без (f) инверсии данных на выходе. Динамика джозефсоновской фазы контактов и импульсы напряжения, соответствующие распространению волн изменения джозефсоновской фазы ($d\phi/d\tau$) в входной линии, линии считывания и выходной линии для NDRO ((b),(c)), DRO((d),(e)) без инверсии на выходе и NDRO ((g),(h)), DRO((i),(j)) с инверсией на выходе. Параметры джозефсоновских контактов указаны в таблице 3.1. $i_b = 1.5$ — ток смещения у контакта J_{out} [A2].

Для реализации режима DRO необходимо изменить параметр α_l согласно таблице 3.1. В этом случае контакт J_l будет переключаться медленнее. Это приводит к тому,

что импульс считывания при переключении контакта J_{out} (это происходит только когда $\varphi_m = \pi$) будет также переключать и контакт J_m , меняя его фазу на π . Кроме изменения в операции считывания в данном случае также меняется и операция записи. Входные импульсы будут переключать фазу на контакте J_m только из 0 в π . Если базовый блок находится в состоянии π , то входные импульсы будут затухать на входе ячейки аналогично режиму 1 (ограничитель) базового блока. Данный эффект связан с тем, что состояние π у фазового блока характеризуется не только фазой на контакте J_m , но также и фазой на контакте J_l , который в данном случае стал переключаться медленнее. Фаза на контакте J_l : $\varphi_l = \varphi_m - \varphi_{out}$. Параметр α_l также влияет и на скорость переключения J_m . Величина потенциальных барьеров между 0 и π состояниями отличается и зависит от величин критических токов, что позволяет реализовать операцию записи из 0 в 1, и запретить операцию записи из 1 в 0. С данными параметрами ячейка памяти работает, как D-триггер.

Инверсия считанных данных может быть выполнена простой перестановкой контактов J_r , J_{out} , как показано на рисунке 3.9(f). Однако следует иметь в виду, что, поскольку в этом случае J_m и J_{out} соединены с землей через J_r , стационарное распределение токов и динамика джозефсоновских переходов изменяются. В данном случае необходимо увеличить критический ток J_r , чтобы сохранить работу схемы, соответственно таблице 3.1. Другое отличие в работе схемы заключается в том, что увеличение джозефсоновской фазы φ_r на 2π приводит не только к распространению волны изменения фазы на выход схемы, но и к входу ячейки. Распространение волны фазы прекращается на переключении контакта J_v , не затрагивая контакт J_{in} , что было достигнуто с помощью увеличения параметра α_{in} . Для работы схем без инверсии на выходе этот параметр можно оставить равным 1, как в базовом блоке. Между 4 режимами ячейки памяти можно переключаться, изменяя всего два параметра α_l и A_r (с учетом перестановки контактов). Демонстрация работы ячеек памяти NDRO и DRO с инверсным выходом показано на рисунках 3.9(g)(h) и 3.9(i)(j), соответственно. Отметим, что ячейка DRO с инверсным выходом является логическим элементом “НЕ”.

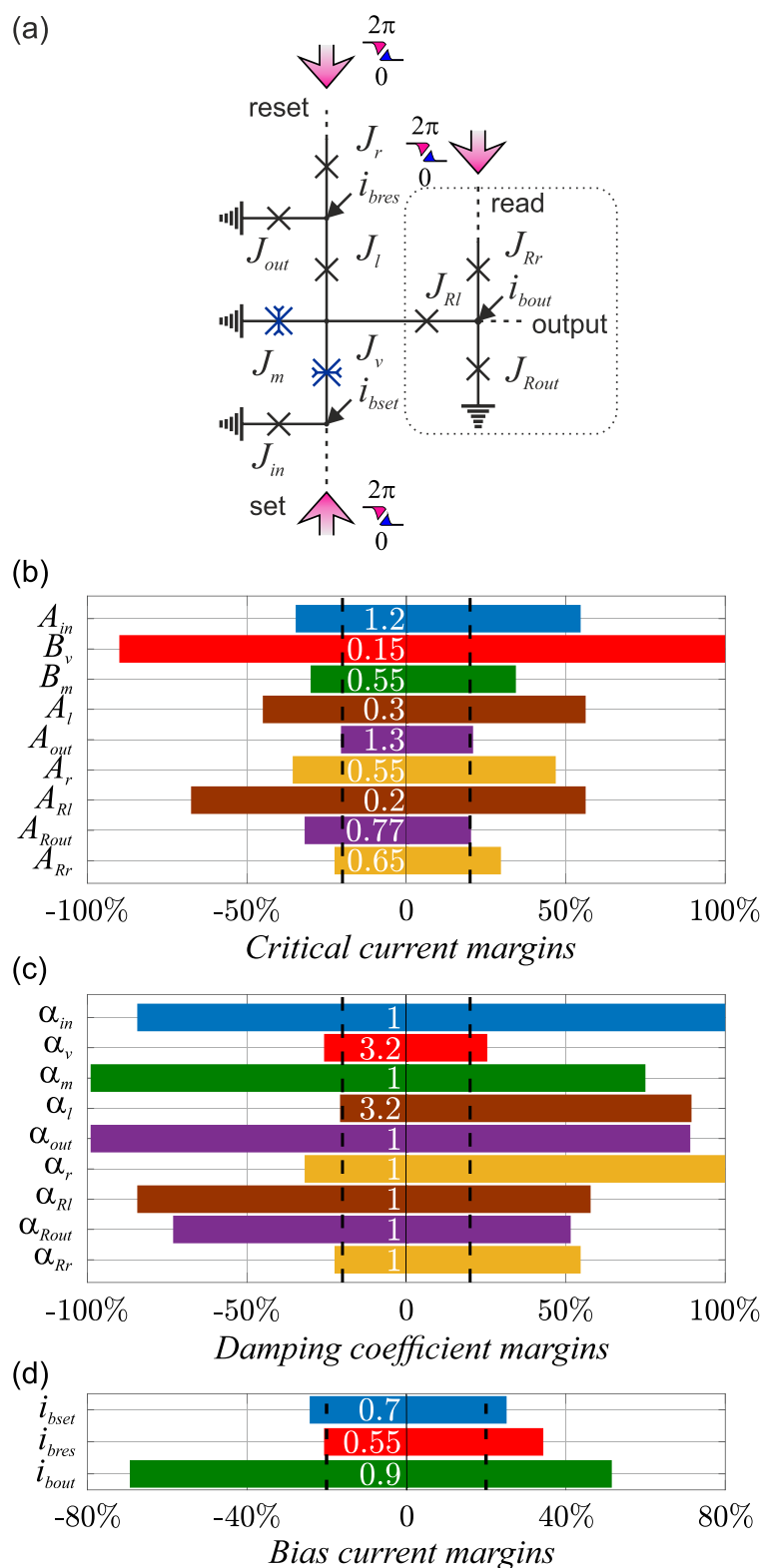


Рисунок 3.10 — (a) Схема RS-триггера. Схема считывания состояния RS-триггера выделена пунктирной линией. Рассчитанные рабочие диапазоны критических токов (b), параметров затухания α для всех контактов (c), а также рабочие диапазоны для токов питания в схеме (d) [A2].

Успешное добавление линии считывания к базовому блоку и реализация нескольких режимов работы показывает возможность использования предложенной концепции для проектирования сверхпроводниковых цифровых схем на их основе. Однако, будут ли

работать данные схемы, если мы их объединим в одну? Будет ли работать усложненная схема при разбросе параметров, связанным с технологическими погрешностями и тепловыми шумами?

Для получения ответов на эти вопросы, был разработан RS-триггер, показанный на рисунке 3.10(a). Данная схема представляет собой комбинацию ячеек памяти. Для осуществления операции запись ($\varphi_m : 0 \rightarrow \pi$) и сброс ($\varphi_m : \pi \rightarrow 0$) используется схема DRO без выходной линии. Входная линия работает в прежнем режиме, а линия считывания в данном случае осуществляет только сброс. Для считывания состояния была подключена цепь считывания NDRO, выделенная на схеме пунктирной линией. Элементы подключенной линии считывания обозначены дополнительной буквой “R”. Значение параметра $A_{RI} = 0.2$, что является малым значением. Таким образом, линия неразрушающего считывания слабо влияет на динамику во входной части схемы.

Хорошим показателем работоспособности схемы является допустимое отклонение параметров в пределах $\pm 20\%$ (изменение одного параметра при фиксированных остальных). Для достижения этого результата был произведён поиск по всем параметрам схемы. Полученные значения критических токов и параметров затухания α для всех джозефсоновских контактов, а также для всех токов питания в схеме позволяют функционировать данной схеме при отклонениях $\pm 20\%$. Диапазоны параметров показаны на рисунках 3.10(b-d). Белые цифры показывают найденные значения параметров. Пунктирные вертикальные линии обозначают диапазон $\pm 20\%$.

При дальнейшем изучении данной схемы к каждому соединительному джозефсоновскому контакту были добавлены паразитные индуктивности $l = 2\pi I_c L / \Phi_0 = 0.5$ (1.35 пГн для $I_c = 0.1$ мА). Это привело к смещению и изменению областей допустимых параметров, но повторный запуск алгоритма по поиску параметров снова позволил найти оптимальные параметры с разбросом $\pm 20\%$ (Рисунок 3.11). Это иллюстрирует важность тщательного извлечения значений параметров из топологий схем, а также общую надежность предлагаемого подхода к существованию паразитных индуктивностей.

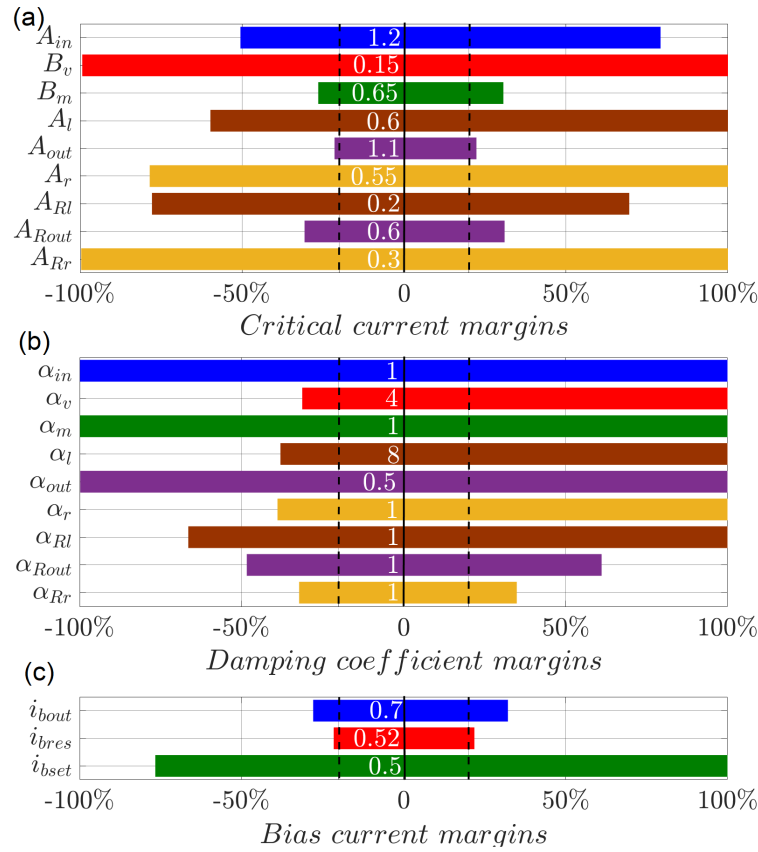


Рисунок 3.11 — Рассчитанные рабочие диапазоны критических токов (а), параметров затухания α для всех контактов (б), а также рабочие диапазоны для токов питания в схеме (с) при учёте паразитных индуктивностей в схеме. [A2]

3.4 8-ми битный сумматор

Рассмотрим обоснованность данного подхода при проектировании многоэлементных схем на примере параллельного 8-ми битного сумматора. Базовым элементом этого сумматора является полусумматор (НА), представленный на схеме 3.12(а).

В данном случае состояние джозефсоновского контакта J_m может изменяться под воздействием со стороны контактов $J_{v(a,b)}$, соединяющих полусумматор с входными линиями данных. Контур из контактов (J_{ls}, J_{rs}, J_s) образуют выход схемы, соответствующей сумме входных данных. Контур из контактов $(J_{lc}, J_{c(a,b)}, J_c)$ образуют выход схемы, соответствующей логическому переносу. Данный контур похож на схему разрушающего считывания: если на вход пришло два импульса ($1 + 1$), то один импульс изменит состояние системы, а другой его считает и пройдёт в выходную линию, которая в данном случае является линией логического переноса (carry). Важно отметить, что данная схема работает как и в случае не одновременного, так и в случае одновременного приёма данных на входе. Эта операция похожа на реализацию логического элемента “И” в RSFQ электронике [147].

Если на вход схемы пришёл только один импульс ($1 + 0$), то в полусумматоре будет храниться "1", пока не придёт сигнал с линии считывания, подключенной к джозефсоновскому контакту J_s через контакт J_{rs} . Параметры джозефсоновских контактов схемы полусумматора представлены в таблице 3.2. Токи смещения i_{bc} , i_{bm} и i_{bs} равны 0.75, 0.6 и 1.3, соответственно.

Таблица 3.2 — Параметры джозефсоновских контактов для схемы полусумматора [A2].

	$J_{c(a,b)}$	J_c	J_{lc}	$J_{v(a,b)}$	J_m	J_{ls}	J_s	J_{rs}
A(B)	0.1	1	0.4	0.1	1	0.1	2	0.9
α	1	1	1	3	1	4	3	3

В RSFQ версии полусумматора нечувствительность к одновременности прихода входных данных реализуется за счёт удвоения цепей, хранящих SFQ импульсы [196]. В нашем случае удвоение запоминающего элемента не требуется. Таким образом, количество джозефсоновских контактов в предложенной схеме полусумматора меньше, чем в RSFQ аналоге, не смотря на замену индуктивностей джозефсоновскими контактами. Что приводит не только к компактности элемента, но и более низкой диссипации энергии.

8-ми битный сумматор представляет собой схему, соединенных между собой полусумматоров, как показано на рисунке 3.12(b). Данная схема была предложена ранее в ERSFQ логике, как один из наиболее перспективных вариантов [10]. Для N-разрядного сумматора требуется (N - 1) полусумматоров, соединённых между собой. В нашем случае соединение было сделано с помощью коротких буферных all-JJTL линий, состоящий из нескольких ячеек. Важным требованием к соединительным линиям является изоляция одной логической схемы от другой. Динамические процессы в одной логической схеме не должны влиять на динамику в другой, за исключением случаев, когда это необходимо.

Суммарное количество джозефсоновских контактов в схеме 8-ми разрядного сумматора составляет 362 элемента из которых 150 используются в полусумматорах (10 контактов на один полусумматор) и 212 в all-JJTL (буферные линии и линии для входных и выходных данных). Кроме того 150 джозефсоновских контактов используются в тактовых линиях, по которым осуществляется считывание результата суммирования.

Работа тактовых линий устроена следующим образом: входные данные поступают на первый ряд полусумматоров, результат которых можно считать, только когда пройдёт операция переноса. После чего, результат суммирования и результат логического переноса поступают на второй ряд полусумматоров. В данном случае также необходимо учесть время распространения сигнала переноса, но в данном случае этот сигнал может

распространяться по всем полусумматорам (случай "11111111" + "00000001"). Вторым тактовый сигнал является смещенным по времени относительно первого на определенное значение, что позволяет объединить тактовые линии в одну, добавив задержку. Таким образом, операция суммирования выполняется за один такт [10] с суммарной временной задержкой (нормированной на инверсную плазменную частоту) $\tau_{\Sigma} = 275$. Импульсы в линиях на выходе, соответствующие результатам поразрядному суммированию, идут на выходе единым фронтом. Сигнал логического переноса возникает раньше, но обычно он не используется, а при необходимости его можно синхронизировать с помощью D-триггера.

Проверка работоспособности схемы проводилась для множества различных данных на входе схемы. На рисунках 3.12 показаны импульсы напряжения, соответствующие волнам изменения фазы в линиях входных данных а и b (Рисунки 3.12 (с) и (d) соответственно), и в линиях выходных данных (е). Последний график (carry) показывает наличие сигнала переноса на выходе схемы. На рисунках представлены результаты моделирования для двух случаев: а = 0010 0111 (двоичная запись числа 39) и b = 0101 0011 (83), что приводит к результату s = 0111 1010 (122); во втором случае а = 0000 0001 (1) и b = 1111 1111 (255), что приводит к s = 0000 0000 и c = 1. Второй пример демонстрирует случай распространения сигнала логического переноса через все полусумматоры во втором ряду, что задает максимальную тактовую частоту для работы данной логической схемы.

Схема полусумматора нашла также и другое применение. Если оставить только одну линию входных данных, то данная схема будет являться цифровым Т-триггером с синхронным и асинхронным выходами. При соединении таких схем последовательно друг к другу, асинхронный выход (carry) подключается ко входу следующего триггера, конфигурируется N-разрядный счётчик. Синхронное считывание позволяет получить текущее состояние счётчика и сбросить его состояние в ноль.

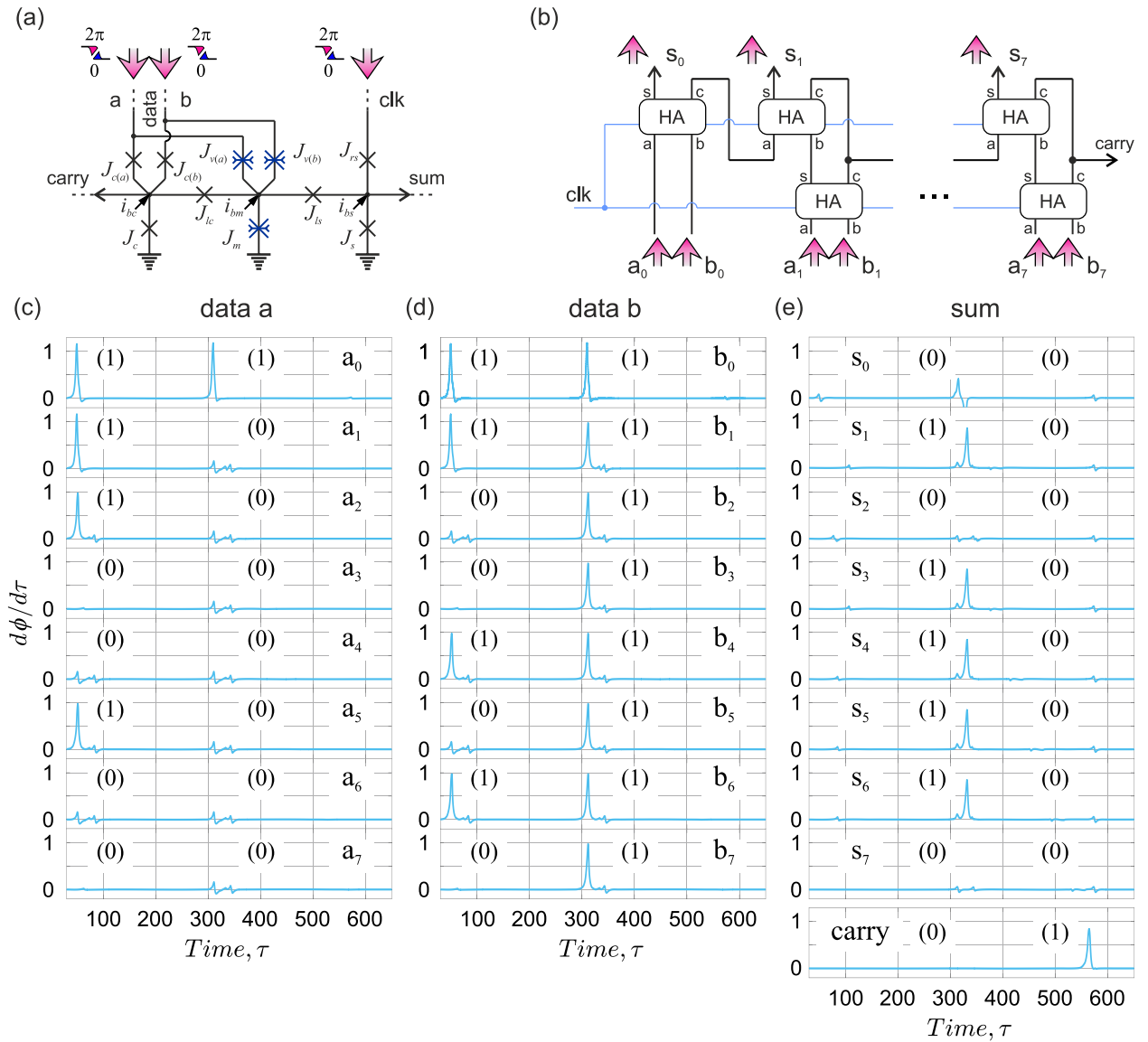


Рисунок 3.12 — (a) Схема полусумматора. (b) Схема 8-ми битного сумматора с асинхронным переносом. Импульсы напряжения, соответствующие волнам изменения фазы в линиях входных данных a (c), b (d) и в линиях выходных данных (e). Последний график (carry) показывает наличие сигнала переноса на выходе схемы [A2].

Важно отметить, что для моделирования в рамках резистивной модели необходимо записать систему дифференциальных уравнений, учитывая баланс токов для каждого узла. В случае большой схемы, такой как 8-ми битный сумматор, количество уравнений становится крайне большим. Рост числа уравнений приводит к увеличению вероятности появления ошибки. Кроме того поиск этих ошибок является крайне сложной задачей. Помимо этого, любая модернизация схемы требует тщательной работы с уравнениями. При разработке RSFQ схем используются различные программные комплексы, позволяющие автоматизировать процесс задания и моделирования сверхпроводниковых схем. К сожалению, они не могут моделировать джозефсоновские контакты с несинусоидальными ТФЗ. Некоторые программные комплексы к тому же не могут моделировать схемы с

большим числом элементов. По этим причинам было принято решения спроектировать свой собственный программный комплекс *SimSC_P* (см. Приложение) для моделирования сверхпроводниковых цепей в рамках резистивной модели, который как раз и был использован для проектирования 8-ми битного сумматора.

3.5 Выводы к Главе 3

Глава 3 настоящей работы посвящена разработке новой концепции проектирования сверхпроводниковых цифровых схем: на основе фазового представления информации. Было показано, что при предложенном использовании джозефсоновских 2ϕ контактов можно легко имитировать поведение цепей RSFQ из-за наличия бистабильности в ток-фазовых зависимостях. Однако подходят и другие типы бистабильных соединений. Использование джозефсоновских $0 - \pi$ контактов вместо 2ϕ в базовом блоке приведет к некоторому уменьшению рабочих диапазонов, вызванному меньшей глубиной потенциального барьера при $\phi = \pi$. Использование джозефсоновских ϕ контактов с минимумами потенциальной энергии при $|\phi| \leq \pi/2$ дополнительно приведет к некоторому ненулевому току в цепи выходного интерфейса в обоих состояниях ϕ -JJ. Отличная от нуля амплитуда первой гармоники в ТФЗ обеспечивает два критических тока бистабильного джозефсоновского контакта. Разница в критических токах дает возможность считывать состояние непосредственно с перехода [163]. Это могло бы послужить дальнейшему упрощению схем.

Логические ноль и единица соответствуют нулю и фазовому изменению на π в представленных схемах. В то же время работа ячеек основана на преобразовании изменения фазы на 2π в падение фазы на π на бистабильных джозефсоновских контактах. Можно рассмотреть вариант более сложной обработки информации с распространением волн изменения фазы π . Это включает в себя возможность проектирования троичных логических схем. Три варианта логических состояний могут быть связаны с нулевыми, π и 2π фазовыми изменениями. Манипуляция с волнами изменения фазы π вместо 2π может дополнительно повысить энергоэффективность [146].

Использование бистабильных джозефсоновских контактов устраняет необходимость в хранении кванта магнитного потока и, следовательно, необходимость в технологической реализации квантующей индуктивности. Индуктивность может использоваться в качестве соединительного элемента или не использоваться вообще. Последнее приводит к тому, что характеристики схемы определяются только параметрами джозефсоновских переходов. Результаты показывают, что схемы all-JJ могут быть спроектированы с использованием всего

нескольких значений параметров $\alpha = \omega_p / \omega_c = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi I_c R_N C}}$, что является перспективным для их реализации. В то время как схемы без индуктивностей могут быть реализованы с более обычными 0- и π - контактами, использование бистабильных джозефсоновских переходов значительно уменьшает общее количество джозефсоновских контактов.

Было показано, что все ячейки all-JJ могут быть соединены линиями all-JJTL. Однако использование пассивных линий передачи (PTL) выглядит более перспективным для соединений на большие расстояния. Было показано, что PTL подходят для маршрутизации с высокой плотностью с низким уровнем перекрестных помех, что позволяет быстро передавать данные и точно синхронизировать схемы [198, 199]. Ячейки могут быть даже соединены только PTL [197], хотя при относительно большой ширине PTLs эта опция накладывает определенные ограничения на плотность интеграции.

В то время как рассматриваемые бистабильные джозефсоновские контакты могут быть легко смоделированы с помощью простых ячеек с двумя контактами, полное преимущество от их использования может быть получено при их изготовлении в виде гетероструктуры. Поэтому разработка соответствующих методов изготовления, подходящих для крупномасштабных интегральных схем, принесла бы значительную пользу.

Можно заключить, что были рассмотрены различные варианты реализации основного запоминающего элемента сверхпроводящих цепей. Использование индуктивностей в обычных схемах представляет технологические проблемы для глубокого масштабирования схемы. Использование бистабильного джозефсоновского перехода в качестве элемента хранения в этом контексте выглядит многообещающим. В этом случае магнитный поток не используется в качестве физического представления информации. Это устраняет требования, предъявляемые к индуктивностям, включая возможность полностью избавиться от них. В данной главе представлена методология проектирования цепей без индуктивностей на основе бистабильных джозефсоновских переходов. Методология использовалась при проектировании различных базовых ячеек, таких как управляемый генератор, аналогичный обычному преобразователю SFQ в постоянный ток, Т-триггер, D-триггер, RS-триггер, логическое НЕ и полусумматор. Также была разработана более сложная логическая схема 8-разрядного параллельного сумматора. Рабочие диапазоны значений параметров ячейки all-JJ RS-триггера с малыми паразитными индуктивностями при низкоскоростном тестировании превышают $\pm 20\%$ при моделировании. Ячейка была спроектирована с использованием всего нескольких значений коэффициента α у джозефсоновских контактов, что благоприятно для ее реализации. Конструкция ячейки полусумматора показала, что общее количество

джозефсоновских контактов в цепях all-JJ может быть меньше, чем в стандартной конструкции. Предлагаемое использование бистабильных джозефсоновских переходов является перспективным с точки зрения устранения необходимости использования квантующих индуктивностей, возможного упрощения схем all-JJ и уменьшения общего количества JJ, что приводит к уменьшению размеров. Поиск технологических путей изготовления бистабильных джозефсоновских контактов и разработка методов обработки информации с использованием схем, основанных на таких соединениях, являются актуальными задачами в этой области исследований.

По результатам данной главы были опубликованы статьи [A2, A3].

Заключение

В данной работе проведены теоретические исследования по достижению цели разработки новых подходов физической реализации цифровых сверхпроводниковых схем, позволяющих улучшить их масштабируемость. Для достижения данной цели был выполнен ряд задач. В первую очередь была исследована масштабируемость существующих типов джозефсоновских переходов, определена наиболее перспективная гетероструктура для масштабирования до наноразмеров, а также произведен расчет основных физических характеристик выбранной гетероструктуры и оценена возможность ее использования в цифровых сверхпроводниковых схемах. Помимо этого, были исследованы возможные пути масштабирования базовых ячеек цепей сверхпроводниковых логик в том числе с использованием магнитных джозефсоновских переходов и определены наиболее перспективный способ физического представления информации с точки зрения возможного масштабирования. Финальная часть работы посвящена разработке методов расчета и синтеза цифровых сверхпроводниковых схем с выбранным представлением информации, проектированию элементной базы цифровых сверхпроводниковых схем на основе предложенного метода и исследована возможность создания многоэлементных цифровых сверхпроводниковых схем с использованием выбранного представления информации.

Глава 1 настоящей работы посвящена детальному обзору современных проблем сверхпроводниковой электроники и рассмотрению различных цифровых логик и типов джозефсоновских переходов. В ней поднимаются вопросы о масштабируемости джозефсоновского перехода, миниатюризации базовой ячейки одноквантовой логики и масштабируемости индуктивностей. Кроме того рассматриваются различные типы джозефсоновских контактов с точки зрения их пригодности для миниатюризации, а также способы реализации контактов с несинусоидальными ток-фазовыми зависимостями. Заключением данной главы является постановка цели и задач текущей работы.

Глава 2 настоящей работы посвящена разработке наноразмерного джозефсоновского перехода для цифровой сверхпроводниковой электроники. По результатам текущей работы можно утверждать, что переходы SN-N-NS с геометрией моста переменной толщины перспективны для миниатюризации сверхпроводниковых цифровых схем. Представленный теоретический анализ показывает, что значение перехода $I_c R_n$ достигает субмилливольтового уровня даже при невыполнении жестких граничных условий на границах раздела SN.

Согласно полученным аналитическим выражениям, зависимость тока через переход от джозефсоновской фазы близка к синусоидальной при рабочей температуре $T/T_c \approx 0,5$. Это позволяет использовать стандартные средства автоматизированного проектирования для моделирования сверхпроводящих цифровых схем.

Значение параметра подавления, $\gamma_{BM} \approx 1$, можно принять за верхний порог для изготовления джозефсоновских переходов, предназначенных для работы при температуре жидкого гелия, $T \approx 4.2$ К. Соответствующее нормированное характерное напряжение $v_c \approx 0.08$ соответствует $I_c R_n \approx 0.4$ мВ и характерной частоте $I_c R_n / \Phi_0 \approx 200$ ГГц. Поскольку тактовая частота сложных схем обычно составляет долю характерной, выбранное значение $\gamma_{BM} \lesssim 1$ обеспечивает возможность работы с частотами до нескольких десятков ГГц.

На основании имеющихся экспериментальных данных [178] можно утверждать, что оптимальная ширина структуры SN-N-NS лежит вблизи 250 нм. Для пары материалов, таких как Nb и Cu, при $W = 250$ нм, $d_n = 10$ нм и $L_b = 40$ нм характерное напряжение $I_c R_n \approx 0.7$ мВ достигается для $I_c \approx 0.53$ мА и $R_n \approx 1.3$ Ω .

Увеличение ширины контакта W приводит к нежелательной неоднородности распределения сверхтока в сверхпроводящих электродах S, а её уменьшение приводит к быстрому подавлению критического тока в S пленке. Для снижения критического тока перехода в этом случае может потребоваться применение дополнительных технологических шагов, направленных на снижение прозрачности интерфейса SN.

Одним из возможных способов контролируемого снижения прозрачности интерфейса SN является методика, хорошо зарекомендовавшая себя при изготовлении туннельных переходов Nb/Al-AlO_x/Nb [18, 86, 87, 188]. В данном случае структуру типа сэндвич Nb/Al можно использовать как обычный металл. Тонкая непроводящая пленка Nb играет роль буферного слоя. Последующий рост Al на таком буфере может способствовать образованию атомарно гладкой свободной поверхности Al, обеспечивающей преимущественно зеркальное отражение проводящих электронов. Требуемая прозрачность границы Nb/Al γ_B может быть достигнута либо естественным путем [129, 189], либо с помощью режима окисления алюминия, ранее использовавшегося при изготовлении туннельных переходов с высоким значением критического тока J_c [93]. В отличие от двойных барьерных устройств, в переходах SN-N-NS две границы раздела SN окисляются в одних и тех же условиях, сохраняя симметрию структуры.

Уменьшение прозрачности интерфейсов SN соответствует уменьшению характерного напряжения пропорционально $\gamma_{BM}^{-3/2}$ и уменьшению критического тока пропорционально γ_{BM}^{-2} . В конечном итоге, ограничения по ширине определяются качеством краев сверхпроводящих

электродов. При наличии нерабочих ребер размером ~ 25 нм ширина вряд ли может быть меньше 150 нм.

Эффективная площадь перехода SN-N-NS a_{JJ} может быть определена по длине, в пределах которой происходит доминирующий перенос тепла от горячих электронов к сверхпроводящим пленкам $L_{ht} = L_b + 2\xi_n$. Таким образом, $a_{JJ} = 3\xi_n W$ для $L_b = \xi_n$, и при $W = 150$ нм мы получаем $a_{JJ} \approx 18000$ нм². Это близко к области полупроводникового транзистора a_t , изготовленного в рамках 40 нм технологического процесса, в предположении, что $a_t \approx 50\lambda^2$, где λ - минимальный размер объекта [190].

Глава 3 настоящей работы посвящена разработке концепции представления информации в логических сверхпроводящих схемах в виде разницы фаз сверхпроводящего параметра порядка, которая может храниться в виде джозефсоновской фазы. Было показано, что при использовании джозефсоновских 2ϕ контактов можно легко имитировать поведение цепей RSFQ из-за определенной ток-фазовой зависимости этих контактов. Однако подходят и другие типы бистабильных соединений. Использование джозефсоновских 0- π контактов вместо 2ϕ -JJs в базовом блоке приведет к некоторому уменьшению рабочих диапазонов, вызванному меньшей глубиной потенциального барьера при $\phi = \pi$. Использование ϕ -JJs с минимумами потенциальной энергии при $|\phi| \leq \pi/2$ дополнительно приведет к некоторому конечному току в цепи выходного интерфейса в обоих состояниях ϕ -JJ. Тем не менее, правильная работа схемы возможна с использованием этих альтернативных реализаций [200]. Отличная от нуля амплитуда первой гармоники в ТФЗ обеспечивает появление двух значений критического тока в бистабильном джозефсоновском контакте. Разница в критических токах дает возможность считывать состояние непосредственно с перехода [163]. Это могло бы послужить дальнейшему упрощению схем.

Логический ноль и единица соответствуют нулю и падению фазы на 2π в представленных схемах. В то же время работа ячеек основана на преобразовании изменения фазы 2π в падение фазы на π на бистабильных джозефсоновских переходах. Можно рассмотреть вариант более сложной обработки информации с распространением волн изменения фазы на π . Это включает в себя возможность проектирования троичных логических схем. Три варианта логических состояний могут быть связаны с нулевыми, π и 2π фазовыми изменениями. Манипуляция с волнами изменения фазы π вместо 2π может дополнительно повысить энергоэффективность [146].

Использование бистабильных джозефсоновских контактов устраняет необходимость в хранении квантов магнитного потока и, следовательно, необходимость в технологической реализации квантовых индуктивностей. Индуктивность может использоваться в качестве

соединительного элемента или не использоваться вообще. Последнее приводит к тому, что характеристики схемы определяются только параметрами джозефсоновских переходов. Результаты показывают, что схемы, состоящие только из джозефсоновских контактов, могут быть спроектированы с использованием всего нескольких значений параметров α , что является перспективным для их реализации. В то время как схемы без индуктивностей могут быть реализованы с обычными 0- и π - контактами, использование бистабильных джозефсоновских переходов значительно уменьшает общее количество джозефсоновских контактов.

Было показано, что предложенные логические элементы могут быть соединены как и посредством классических джозефсоновских передающих линий JTL, так и с помощью all-JJTL (JTL у которой индуктивности заменены на джозефсоновские контакты). Однако использование пассивных линий передачи (PTL) выглядит более перспективным для соединений на большие расстояния. К примеру, было показано, что PTL подходят для маршрутизации высокой плотности с низким уровнем перекрестных помех, что позволяет быстро передавать данные и точно синхронизировать схемы [198, 199]. Ячейки могут быть даже соединены только PTL [197], хотя при относительно большой ширине PTL это накладывает определенные ограничения на плотность интеграции.

В то время как рассматриваемые бистабильные джозефсоновские переходы могут быть легко смоделированы с помощью простых ячеек с двумя контактами, полное преимущество от их использования может быть получено при их изготовлении в виде гетероструктуры. Поэтому разработка соответствующих методов изготовления, подходящих для крупномасштабных интегральных схем, принесла бы значительную пользу.

Были рассмотрены различные варианты реализации основного запоминающего элемента сверхпроводящих цепей. Использование индуктивностей в обычных схемах представляет технологические проблемы для глубокого масштабирования схемы. Использование бистабильного джозефсоновского перехода в качестве элемента хранения в этом контексте выглядит многообещающим. В этом случае магнитный поток не используется в качестве физического представления информации. Это устраняет требования, предъявляемые к индуктивностям, включая возможность полностью избавиться от них. В данной работе представлена методология проектирования цепей без индуктивностей на основе бистабильных джозефсоновских переходов. Методология использовалась при проектировании различных базовых ячеек, таких как управляемый генератор, аналогичный обычному преобразователю SFQ в постоянный ток, Т-триггер, D-триггер, RS-триггер, логическое НЕ и полусумматор. Также была разработана более сложная логическая схема 8-

разрядного параллельного сумматора. Рабочие диапазоны значений параметров ячейки all-JJ RS-триггера с малыми паразитными индуктивностями при низкоскоростном тестировании превышают $\pm 20\%$ при моделировании. Ячейка была спроектирована с использованием всего нескольких значений коэффициента α у джозефсоновских контактов, что благоприятно для ее реализации. Конструкция ячейки полусумматора показала, что общее количество джозефсоновских переходов в цепях all-JJ может быть меньше, чем в стандартной конструкции. Предлагаемое использование бистабильных джозефсоновских переходов является перспективным с точки зрения устранения необходимости использования квантующих индуктивностей, возможного упрощения схем и уменьшения общего количества джозефсоновских контактов, что приводит к пространственной эффективности. Поиск технологических путей изготовления бистабильных джозефсоновских контактов и разработка методов обработки информации с использованием схем, основанных на таких соединениях, являются актуальными задачами в этой области исследований.

Таким образом, задачи диссертационного исследования решены полностью. Дальнейшее развитие проводимых в данной работе исследований должно ориентироваться на решение следующих задач:

- Изготовление джозефсоновских SN-N-NS структур на основе полученных теоретических результатов, полученных в данной работе.
- Разработка сверхпроводниковых цепей на основе данной концепции с использованием контуров, содержащих π -контакты и образующих бистабильную систему.
- Экспериментальная реализация схем на предложенной концепции проектирования сверхпроводниковых цепей в данной работе.

Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю и наставнику д.ф.-м.н. Соловьёву Игорю Игоревичу за наставления, помощь, конструктивную критику и совместную научную деятельность.

За обсуждение полученных научных результатов и за советы по их достижению автор благодарен коллегам из лаборатории “Исследование и применение макроскопических квантовых эффектов” НИИЯФ МГУ: профессору, д.ф.м.н. Куприянову Михаилу Юрьевичу, д.т.н. Клёнову Николаю Викторовичу, к.ф.-м.н. Бакурскому Сергею Викторовичу и к.ф.-м.н. Щёголеву Андрею Евгеньевичу.

Публикации автора по теме диссертации

В рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science и SCOPUS:

- [A1] I. I. Soloviev, S. V. Bakurskiy, V. I. Ruzhickiy, N. V. Klenov, M. Yu Kupriyanov, A. A. Golubov, O. V. Skryabina, and V. S. Stolyarov. “Miniaturization of Josephson Junctions for Digital Superconducting Circuits”. *Physical Review Applied*, 16(4):044060, 2021. **DOI:** 10.1103/PhysRevApplied.16.044060. **IF:** 4,985
- [A2] I. I. Soloviev, V. I. Ruzhickiy, S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, M. Yu Kupriyanov, A. A. Golubov, O. V. Skryabina, and V. S. Stolyarov. “Superconducting circuits without inductors based on bistable josephson junctions”. *Physical Review Applied*, 16(1):014052, 2021. **DOI:** 10.1103/PhysRevApplied.16.014052. **IF:** 4,985
- [A3] V. I. Ruzhickiy, A. A. Maksimovskaya, I. I. Soloviev, S. V. Bakurskiy, and N. V. Klenov. “Generation and propagation of fractional fluxons in josephson media”. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 132(5):800–809, 2021. **DOI:** 10.1134/S1063776121030171. **IF:** 1,29
- [A4] I. I. Soloviev, V. I. Ruzhickiy, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, and M. Yu Kupriyanov. “A linear magnetic flux-to-voltage transfer function of a differential dc squid”. *Superconductor Science and Technology*, 32:074005, 2019. **DOI:** 10.1088/1361-6668/ab0d73. **IF:** 3,22
- [A5] S. V. Bakurskiy, V. I. Filippov, V. I. Ruzhickiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. Yu Kupriyanov, and A. A. Golubov. “Current-phase relations in sifs junctions in the vicinity of $0-\pi$ transition”. *Physical Review B*, 95(9):094522–1–094522–11, 2017. **DOI:** 10.1103/PhysRevB.95.094522. **IF:** 4,036
- [A6] N. V. Klenov, V. I. Ruzhickiy, and I. I. Soloviev. “Switching between the stable states of a long josephson φ -junction”. *Moscow University Physics Bulletin*, 70(5):404–410, 2015. **DOI:** 10.3103/S0027134915050070. **IF:** 0,672

В рецензируемых журналах, индексируемых SCOPUS:

- [A7] M. V. Bastrakova, N. V. Klenov, V. I. Ruzhickiy, and A. M. Satanin. “Propagation of short current pulses in josephson transition line and ultrafast qubit control”. *Journal of*

Physics: Conference Series, 1410:012142, 2019. **DOI:** 10.1088/1742-6596/1410/1/012142.
SJR: 0,21

В рецензируемых журналах, индексируемых RSCI:

- [A8] Н. В. Кленов, С. В. Бакурский, В. И. Ружицкий, А. В. Кузнецов, К. Е. Нестеров, С. Ж. Герасимова, and И. И. Соловьев. “Сверхпроводящие φ -элементы на основе джозефсоновских структур с ферромагнитными слоями”. Журнал радиоэлектроники, 5, 2013. **ИФ РИНЦ:** 0,412

Список литературы

- [1] Simonite, T. “Intel Puts the Brakes on Moore’s Law”, MIT Tech. Review, 23 March 2016.
- [2] Simonite, T. “Moore’s Law Is Dead. Now What?”, MIT Tech, Review, 13 May 2016.
- [3] Colwell, R. “The Chip Design Game at the End of Moore’s Law”, Hot Chips, August 2013.
- [4] K. K. Likharev, “Superconductor digital electronics”, Physica C 482, 6, 2012.
- [5] W. Chen, A. V. Rylyakov, V. Patel, J. E. Lukens, K. K. Likharev, “Superconductor digital frequency divider operating up to 750 GHz”, Appl. Phys. Lett. 73, 2817, 1998.
- [6] O. A. Mukhanov, “Energy-Efficient Single Flux Quantum Technology”, IEEE Trans. Appl. Supercond. 21, 760, 2011.
- [7] Q. P. Herr, A. Y. Herr, O. T. Oberg, A. G. Ioannidis, J. “Ultra-low-power superconductor logic”, Appl. Phys. 109, 103903, 2011.
- [8] M. Tanaka, M. Ito, A. Kitayama, T. Kouketsu and A. Fujimaki, Jpn. J. “18-GHz, 4.0-aJ/bit operation of ultra-low-energy rapid single-flux-quantum shift registers”, Appl. Phys., Part I 51, 053102, 2012.
- [9] A. Y. Herr, Q. P. Herr, O. T. Oberg, O. Naaman, J. X. Przybysz, P. Borodulin and S. B. Shauck, J. “An 8-bit carry look-ahead adder with 150 ps latency and sub-microwatt power dissipation at 10GHz”, Appl. Phys. 113, 033911, 2013.
- [10] A. F. Kirichenko, I. V. Vernik, J. A. Vivalda, R. T. Hunt and D. T. Yohannes, “ERSFQ 8-Bit Parallel Adders as a Process Benchmark”, IEEE Trans. Appl. Supercond. 25, 1300505, 2015.
- [11] N. Takeuchi, Y. Yamanashi, N. Yoshikawa, J. “Adiabatic quantum-flux-parametron cell library adopting minimalist design”, Appl. Phys. 117, 173912, 2015.
- [12] Q. Xu, N. Yoshikawa, C. L. Ayala, N. Takeuchi, T. Orllepp, “International Superconductive Electronics Conference (ISEC)”, 2015 IEEE 15th ISEC, July 6 - 9, 1-3, 2015.
- [13] M. Di Ventra and Y. V. Pershin, “The parallel approach”, Nat. Phys. 9, 200, 2013.

- [14] J. J. Yang, D. B. Strukov, and D. R. Stewart, “Memristive devices for computing”, *Nat. Nanotechnol.* 8, 13, 2012.
- [15] V. K. Semenov, *Magic Cells and Circuits: “New Convergence of Memory and Logic Functions in Superconductor Devices”*, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 23, 1700908, 2013.
- [16] “Niobium process”, available at <http://www.hypres.com/foundry/niobium-process/>
- [17] S. K. Tolpygo, V. Bolkhovsky, R. Rastogi, S. Zarr, A. L. Day, T. J. Weir, A. Wynn, and L. M. Johnson, “Developments toward a 250-nm, fully planarized fabrication process with ten superconducting layers and self-shunted Josephson junctions”, in *2017 16th International Superconductive Electronics Conference (ISEC)*, 2018.
- [18] S. K. Tolpygo, V. Bolkhovsky, D. E. Oates, R. Rastogi, S. Zarr, A. L. Day, T. J. Weir, A. Wynn, and L. M. Johnson, “Superconductor electronics fabrication process with MoN_x kinetic inductors and self-shunted Josephson junctions”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 28, 1100212, 2018.
- [19] I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, V. V. Bol’ginov, V. V. Ryazanov, M. Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, “Josephson magnetic rotary valve”, *Appl. Phys. Lett.* 105, 242601, 2014.
- [20] A. V. Ustinov and V. K. Kaplunenko, J. “Rapid single-flux quantum logic using π -shifters”, *Appl. Phys.* 94, 5405, 2003.
- [21] M. I. Khabipov, D. V. Balashov, F. Maibaum, A. B. Zorin, V. A. Oboznov, V. V. Bolginov, A. N. Rossolenko, and V. V. Ryazanov, “A single flux quantum circuit with a ferromagnet-based Josephson π -junction”, *Supercond. Sci. Technol.* 23, 045032, 2010.
- [22] S. Narayana and V. K. Semenov, *ISEC’07: Extended Abstracts of 11th Int. Supercond. Electron. Conf. (O-A01, Washington, DC, June 2007)*.
- [23] O. Mielke, T. Oortlepp, P. Febvre and F. Uhlmann, “Reduced Probability of Noise Introduced Malfunction in RSFQ Circuits by Implementing Intrinsic π -Phaseshifter”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 19, 621, 2009.
- [24] O. Wetzstein, T. Oortlepp, R. Stolz, J. Kunert, H.-G. Meyer and H. Toepfer, “Comparison of RSFQ logic cells with and without phase shifting elements by means of BER measurements”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 21, 814, 2011.

- [25] T. Oortlepp, O. Mielke, J. Kunert and H. Toepfer, “Improved operation range of digital superconductive electronics by implementing passive phase shifters”, *Physica C* 470, 1955, 2010.
- [26] A. K. Feofanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol’ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V. V. Ryazanov, A. N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A. B. Zorin, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets and A. V. Ustinov, “ of superconductor/ferromagnet/ superconductor π -shifters in superconducting digital and quantum circuits”, *Nat. Phys.* 6, 593, 2010.
- [27] L. B. Ioffe, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigelman, A. L. Fauchère, and G. Blatter, “Environmentally decoupled sds -wave Josephson junctions for quantum computing”, *Nature* 398, 679, 1999.
- [28] G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and L. B. Ioffe, “Design aspects of superconducting-phase quantum bits”, *Phys. Rev. B* 63, 174511 (2001).
- [29] C. Bell, G. Burnell, C.W. Leung, E. J. Tarte, D.-J. Kang, and M. G. Blamire, “Controllable Josephson current through a pseudospin-valve structure”, *Appl. Phys. Lett.* 84, 1153, 2004.
- [30] F. S. Bergeret, A. F. Volkov and K. B. Efetov, “Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures”, *Rev. Mod. Phys.* 77, 1321, 2005.
- [31] Holmes, D. Scott [Chair] et al., “International roadmap for devices and systems. Cryogenic electronics and quantum information processing”, 2021
- [32] A. Rylyakov, “New design of single-bit all-digital RSFQ autocorrelator”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 7, 2709, 1997.
- [33] P. Bunyk, K. Likharev, D. Zinoviev, *Int. J. “RSFQ TECHNOLOGY: PHYSICS AND DEVICES”*, *High Speed Electron. Syst.*, 11, 257 – 305, 2001.
- [34] I. Kurosawa, H. Nakagawa, S. Kosaka, M. Aoyagi, S. Takada, “A 1 kbit Josephson random access memory using variable threshold cells”, *IEEE J. Solid-State Circuits*, 24, 1034 – 1040, 1989.
- [35] H. Suzuki, N. Fujimaki, H. Tamura, “A 4K Josephson memory”, *IEEE Trans. Magn.*, 25, 783 – 788, 1989.
- [36] S. V. Polonsky, A. F. Kirichenko, V. K. Semenov, K. K. Likharev, “Rapid single flux quantum random access memory”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 5, 3000 – 3005, 1995.

- [37] S. Tahara, I. Ishida, S. Nagasawa, M. Hidaka, H. Tsuge, Y. Wada, “A 4-kbit Josephson nondestructive read-out RAM operated at 580 psec and 6.7 mW”, *IEEE Trans. Magn.*, 27, 2626 – 2632, 1991.
- [38] S. Nagasawa, Y. Hashimoto, H. Numata, S. Tahara, “A 380 ps, 9.5 mW Josephson 4-Kbit RAM operated at a high bit yield”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 5, 2447 – 2452, 1995.
- [39] S. Nagasawa, H. Numata, Y. Hashimoto, S. Tahara, “High-frequency clock operation of Josephson 256-word/spl times/16-bit RAMs”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 9, 3708 – 3713, 1999.
- [40] Q. Liu, T. Van Duzer, X. Meng, S. R. Whiteley, K. Fujiwara, T. Tomida, K. Tokuda, N. Yoshikawa, “Simulation and measurements on a 64-kbit hybrid Josephson-CMOS memory”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 15, 415 – 418, 2005.
- [41] N. Yoshikawa, T. Tomida, K. Tokuda, Q. Liu, X. Meng, S. R. Whiteley, T. Van Duzer, “Characterization of 4 K CMOS devices and circuits for hybrid Josephson-CMOS systems”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 15, 267 – 271, 2005.
- [42] K. Fujiwara, Q. Liu, T. Van Duzer, X. Meng, N. Yoshikawa, “New delay-time measurements on a 64 kb Josephson-CMOS hybrid memory with 600 ps access time”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 20, 14 – 20, 2009.
- [43] T. Oortlepp, L. Zheng, S. R. Whiteley, T. Van Duzer, “Design guidelines for Suzuki stacks as reliable high-speed Josephson voltage drivers”, *Supercond. Sci. Technol.*, 26, 035007, 2013.
- [44] И. И. Соловьев, Н. В. Кленов, С. В. Бакурский, М. Ю. Куприянов, and А. А. Голубов, “Критический ток SF–NFS джозефсоновских структур Письма в ЖЭТФ”, 101 258–264, 2015.
- [45] E. Goldobin, H Sickinger, M Weides, N Ruppelt, H Kohlstedt, R Kleiner, D Koelle, “Memory cell based on a φ Josephson junction”, *Appl. Phys. Lett.*, 102, (24), 242602, 2013.
- [46] T. Golod, A. Iovan, V. M. Krasnov, “Single Abrikosov vortices as quantized information bits, *Nature communications*”, 6, 8628, 2015.
- [47] S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. Yu Kupriyanov, and A. A. Golubov. “Superconducting phase domains for memory applications”, *Appl. Phys. Lett.* 108 042602, 2016.

- [48] M. Tinkham, “Введение в сверхпроводимость”, 1986.
- [49] В. В. Шмидт, “Введение в физику сверхпроводников”, 2 издание, 2000.
- [50] V. L. Ginzburg, L. D. Landau, J. “On the theory of superconductivity”, Exp. Theor. Phys., 20, 1064-1081, 1950.
- [51] B. D. Josephson, “Possible new effects in superconductive tunnelling”, Physics Letters. — Vol. 1, iss. 7. — P. 251—253, 1962
- [52] К. К. Лихарев, Б. Т. Ульрих, “Системы с джозефсоновскими контактами: основы теории”, — М.: Изд-во МГУ — 446 с, 1978.
- [53] Stewart, W. C. “CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF JOSEPHSON JUNCTIONS”, Appl. Phys. Lett. 12, 277, 1968
- [54] I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Yu Kupriyanov, A. L. Gudkov, and A. S. Sidorenko. “Beyond moore’s technologies: operation principles of a superconductor alternative”, Beilstein journal of nanotechnology, 8:2689–2710, 2017
- [55] Likharev, K. K.; Semenov, V. K. “RSFQ logic/memory family: a new Josephson-junction technology for sub-terahertz-clock-frequency digital systems”, IEEE Trans. Appl. Supercond. 1, 3–28, 1991.
- [56] <http://www.hypres.com/foundry/niobium-process/>(accessed June 2, 2017).
- [57] Gupta, D.; Li, W.; Kaplan, S. B.; Vernik, I. V. “High-speed interchip data transmission technology for superconducting multi-chip modules, IEEE Trans”. Appl. Supercond. 11, 731–734, 2001.
- [58] Filippov, T. V.; Amparo, D.; Kamkar, M. Y.; Walter, J.; Kirichenko, A. F.; Mukhanov, O. A.; Vernik, I. V. “Experimental Investigation of ERSFQ Circuit for Parallel Multibit Data Transmission”. In Proceedings of 16th International Superconductive Electronics Conference, ISEC’2017, Sorrento, Italy, June 12–16, 2017.
- [59] N. Takeuchi, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa, “Energy efficiency of adiabatic superconductor logic”, Supercond. Sci. Technol. 28, 015003, 2015.
- [60] N. Takeuchi, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa, “Measurement of 10 zJ energy dissipation of adiabatic quantum-flux-parametron logic using a superconducting resonator”, Appl. Phys. Lett. 102, 052602, 2013.

- [61] D. S. Holmes, A. L. Ripple, and M. A. Manheimer, “Energy-efficient superconducting computing - power budgets and requirements”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 23, 1701610, 2013.
- [62] Q. P. Herr, A. Y. Herr, O. T. Oberg, and A. G. Ioannidis, “Ultra-low-power superconductor logic”, *J. Appl. Phys.* 109, 103903, 2011.
- [63] E. P. DeBenedictis, “New design principles for cold, scalable electronics”, http://www.debenedictis.org/erik/Cryo_FPGA_2LAL/DPfC_51.pdf.
- [64] M. Bhushan, P. Bunyk, M. Cuthbert, E. DeBenedictis, R. L. Fagaly, P. Febvre, C. Fourie, M. Frank, D. Gupta, A. Herr, D. S. Holmes, T. Humble, A. L. de Escobar, C. McGeoch, N. Missert, P. Mueller, O. Mukhanov, K. Nemoto, S. P. Rao, B. Patra, B. Plourde, N. Pugach, B. Tyrrell, T. Vogelsang, F. Wilhelm-Mauch, and N. Yoshikawa, IRDS 2020: “Cryogenic Electronics and Quantum Information Processing”, [https://irds.ieee.org/editions/2020\(2020\)](https://irds.ieee.org/editions/2020(2020)), part of IEEE International Roadmap for Devices and Systems.
- [65] Likharev, K. K.; Mukhanov, O. A.; Semenov, V. K. In *SQUID '85 [Eighty-Five]: “Superconducting Quantum Interference Devices and Their Applications, Proceedings of the International Conference on Superconducting Quantum Devices”*, v. Hahlbohm, H.-D.; L bbig, H., Eds.; De Gruyter: Berlin, Germany, pp 1103–1108, 1985.
- [66] Likharev, K. K. “Superconductivity and Its Applications”, *Superconductor digital electronics Physica C*, 482, 6–18, 2012.
- [67] Mukhanov, O. A. “History of Superconductor Analog-to-Digital Converters”. In *100 Years of Superconductivity*; Rogalla, H.; Kes, P., Eds.; Taylor and Francis: London, United Kingdom, pp 440–458, 2011.
- [68] Mukhanov, O. A.; Gupta, D.; Kadin, A. M.; Semenov, V. K. “Superconductor analog-to-digital converters”, *Proc. IEEE* 2004, 92, 1564–1584, 2004
- [69] Mukhanov, O. A. “Digital Processing, Superconductor Digital Electronics. In *Applied Superconductivity: Handbook on Devices and Applications*”, Seidel, P., Ed.; Wiley-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA: Weinheim, Germany, pp 1–28, 2015.
- [70] Hamilton, C. A.; Lloyd, F. L. “100 GHz Binary counter based on DC SQUID’s”, *IEEE Electron. Dev. Lett.* 3, 335–338, 1982.

- [71] Mukhanov, O. A.; Semenov, V. K.; Likharev, K. K. “Ultimate performance of the RSFQ logic circuits”, *IEEE Trans. Magn.* 23, 759–762, 1987.
- [72] Yoshikawa, N.; Kato, Y. “Reduction of power consumption of RSFQ circuits by inductance-load biasing”, *Supercond. Sci. Technol.* 12, 918–920, 1999.
- [73] Yamanashi, Y.; Nishigai, T.; Yoshikawa, “Study of LR-loading technique for low-power single flux quantum circuits”, *N. IEEE Trans. Appl. Supercond.* 17, 150–153, 2007.
- [74] Tanaka, M.; Kitayama, A.; Kouketsu, T.; Ito, M.; Fujimaki, A. *Jpn. J.* “18-GHz, 4.0-aJ/bit operation of ultra-low-energy rapid single-flux-quantum shift registers”, *Appl. Phys.* 51, 053102, 2012.
- [75] Tanaka, M.; Kitayama, A.; Kouketsu, T.; Ito, M.; Fujimaki, A. “Low-energy consumption RSFQ circuits driven by low voltages”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 23, 1701104, 2013.
- [76] Rylyakov, A. V.; Likharev, K. K. “Pulse jitter and timing errors in RSFQ circuits, *IEEE Trans.*”, *Appl. Supercond.* 9, 3539–3544, 1999.
- [77] Kirichenko, D. E.; Sarwana, S.; Kirichenko, A. F. “Zero Static Power Dissipation Biasing of RSFQ Circuits”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 21, 776–779, 2011.
- [78] Volkmann, M. H.; Sahu, A.; Fourie, C. J.; Mukhanov, O. A. “Implementation of energy efficient single flux quantum digital circuits with sub-aJ/bit operation”, *Supercond. Sci. Technol.* 26, 015002, 2013.
- [79] Volkmann, M. H.; Vernik, I. V.; Mukhanov, O. A. “Wave-pipelined eSFQ circuits”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 25, 1301005, 2015.
- [80] Vernik, I. V.; Kaplan, S. B.; Volkmann, M. H.; Dotsenko, A. V.; Fourie, C. J.; Mukhanov, O. A. “Design and test of asynchronous eSFQ circuits”, *Supercond. Sci. Technol.* 27, 044030, 2014.
- [81] Mukhanov, O. A. *IEEE Trans.* “RSFQ 1024-bit shift register for acquisition memory”, *Appl. Supercond.* 3, 3102–3113, 1993.
- [82] Averin, D. V.; Rabenstein, K.; Semenov, V. K. “Rapid ballistic readout for flux qubits”, *Phys. Rev. B*, 73, 094504, 2006.

- [83] Soloviev, I. I.; Klenov, N. V.; Pankratov, A. L.; Il'ichev, E.; Kuzmin, L. S. "Effect of Cherenkov radiation on the jitter of solitons in the driven underdamped Frenkel-Kontorova model", *Phys. Rev. E*, 87, 060901, 2013.
- [84] Filippov, T. V.; Sahu, A.; Sarwana, S.; Gupta, D.; Semenov, V. K. "Serially biased components for digital-RF receiver", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 19, 580–584, 2009.
- [85] Peng, X.; Xu, Q.; Kato, T.; Yamanashi, Y.; Yoshikawa, N.; Fujimaki, A.; Takagi, N.; Takagi, K.; Hidaka, M. *IEEE Trans.* "High-speed demonstration of bit-serial floating-point adders and multipliers using single-flux-quantum circuits", *Appl. Supercond.* 25, 1301106, 2015.
- [86] S. K. Tolpygo, V. Bolkhovsky, R. Rastogi, S. Zarr, A. L. Day, E. Golden, T. J. Weir, A. Wynn, and L. M. Johnson, "Advanced fabrication processes for superconductor electronics: Current status and new developments", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 29, 1102513, 2019.
- [87] S. K. Tolpygo, V. Bolkhovsky, S. Zarr, T. J. Weir, A. Wynn, A. L. Day, L. M. Johnson, and M. A. Gouker, "Properties of unshunted and resistively shunted Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson junctions with critical current densities from 0.1 to 1 mA/μm²", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 27, 1100815, 2017.
- [88] M. Y. Kupriyanov, A. Brinkman, A. A. Golubov, M. Siegel, and H. Rogalla, "Double-barrier Josephson structures as the novel elements for superconducting large-scale integrated circuits", *Phys. C* 326 – 327, 16, 1999.
- [89] A. Brinkman, D. Cassel, A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, M. Siegel, and H. Rogalla, "Double-barrier Josephson junctions: Theory and experiment", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 11, 1146, 2001.
- [90] M. Y. Kupriyanov and V. F. Lukichev, "Effect of boundary transparency on critical current in dirty SS'S structures", *Sov. Phys. JETP* 67, 1163, 1988.
- [91] A. Galaktionov and A. Zaikin, "Quantum interference and supercurrent in multiple-barrier proximity structures", *Phys. Rev. B* 65, 184507, 2002.
- [92] F. Born, D. Cassel, K. Ilin, A. Klushin, M. Siegel, A. Brinkman, A. Golubov, M. Kupriyanov, and H. Rogalla, "Transport properties of SINIS junctions with highcurrent density", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 13, 1079, 2003.
- [93] S. Tolpygo, A. Brinkman, A. Golubov, and M. Kupriyanov, "Transport properties of SINIS junctions with high-current density", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 13, 138, 2003.

- [94] O. Kieler, R. Behr, F. Muller, H. Schulze, J. Kohlmann, and J. Niemeyer, “Improved 1 V programmable Josephson voltage standard using SINIS junctions”, *Physica C: Superconductivity* 372–376, Part 1, 309, 2002.
- [95] R. Behr, J. M. Williams, P. Patel, T. J. B. M. Janssen, T. Funck, and M. Klonz, “Synthesis of precision waveforms using a SINIS Josephson junction array”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 54, 612, 2005.
- [96] F. Mueller, R. Behr, L. Palafox, J. Kohlmann, R. Wendisch, and I. Krasnopolin, “Improved 10 V SINIS series arrays for applications in AC voltage metrology”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 17, 649, 2007.
- [97] A. L. Gudkov, M. Y. Kupriyanov, and K. K. Likharev, “Properties of Josephson junctions with amorphous-silicon interlayers”, *Sov. Phys. JETP* 67, 1478, 1988.
- [98] V. A. Kulikov, L. V. Matveets, A. L. Gudkov, V. N. Laptev, and V. I. Makhov, “A mm-wave radiometer with planar Nb/ α -Si/Nb Josephson junction”, *IEEE Trans. Magn. MAG-27*, 2468, 1991.
- [99] D. Olaya, P. D. Dresselhaus, S. P. Benz, J. Bjarnason, and E. N. Grossman, “Amorphous Nb-Si barrier junctions for voltage standard and digital applications”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 19, 144, 2009.
- [100] Y. Chong, S. I. Park, and K. Kim, “Sputter deposition of MoSi₂ film as a barrier for Nb-based Josephson junction”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 19, 238, 2009.
- [101] F. Muller, T. Scheller, R. Wendisch, R. Behr, O. Kieler, L. Palafox, and J. K. “NbSi barrier junctions tuned for metrological applications up to 70 GHz: 20 V arrays for programmable Josephson voltage standards”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 23, 1101005, 2013.
- [102] D. Olaya, M. Castellanos-Beltran, J. Pulecio, J. Biesecker, S. Khadem, T. Lewitt, P. Hopkins, P. Dresselhaus, and S. Benz, “Superconducting on-chip solenoid for Josephson junction characterization”, *Appl. Phys. Lett.* 115, 032601, 2019.
- [103] Z. G. Ivanov, M. Y. Kupriyanov, K. K. Likharev, S. V. Meriakri, and O. V. Snigirev, “Boundary-conditions for the Usadel and Eilenberger equations, and properties of dirty SNS sandwich-type junctions”, *Sov. J. Low. Temp. Phys.* 7, 274, 1981.

- [104] M. Y. Kupriyanov and V. F. Lukichev, “The influence of proximity effect in electrodes on the stationary properties of S-N-S Josephson structures”, *Sov. J. Low. Temp. Phys.* 8, 526, 1982.
- [105] L. Fritzsche, M. Schubert, G. Wende, and H.-G. Meyer, “Superconductor-normal metal-superconductor Josephson junctions with Ti interlayer”, *Appl. Phys. Lett.* 73, 1583, 1998.
- [106] R. Popel, D. Hagedorn, T. Weimann, F.-I. Buchholz, and J. Niemeyer, “Superconductor-normal metal-superconductor process development for the fabrication of small Josephson junctions in ramp type configuration”, *Supercond. Sci. Technol.* 13, 148, 2000.
- [107] D. Hagedorn, R. Dolata, R. Popel, F.-I. Buchholz, and J. Niemeyer, “Development of sub-micron SNS ramp-type Josephson junctions”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 11, 1134, 2001.
- [108] M. Schubert, L. Fritzsche, G. Wende, and H.-G. Meyer, “SNS junction on Nb-Ti base for microwave circuits”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 11, 1066, 2001.
- [109] D. Hagedorn, R. Dolata, F.-I. Buchholz, and J. Niemeyer, “Properties of SNS Josephson junctions with HfTi interlayers”, *Physica C* 372–376, Part 1, 7, 2002.
- [110] P. D. Dresselhaus, Y. Chong, J. H. Plantenberg, and S. P. Benz, “Stacked SNS Josephson junction arrays for quantum voltage standards”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 13, 930, 2003.
- [111] D. Hagedorn, M. Khabipov, R. Dolata, F. I. Buchholz, and J. Niemeyer, “An SNS technology process for ramp junction based digital superconducting circuits”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 13, 1096, 2003.
- [112] M. Schubert, T. May, G. Wende, and H. G. Meyer, “Across-type SNS junction array for a quantum-based arbitrary waveform synthesizer”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 15, 829, 2005.
- [113] D. Hagedorn, O. Kieler, R. Dolata, R. Behr, F. Muller, J. Kohlmann, and J. Niemeyer, “Modified fabrication of planar sub- μm superconductor-normal metal-superconductor Josephson junctions for use in a Josephson arbitrary waveform synthesizer”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 19, 294, 2006.
- [114] J. Nagel, O. F. Kieler, T. Weimann, R. Woelbing, J. Kohlmann, A. B. Zorin, R. Kleiner, D. Koelle, and M. Kemmler, “Superconducting quantum interference devices with submicron Nb/HfTi/Nb junctions for investigation of small magnetic particles”, *Appl. Phys. Lett.* 99, 032506, 2011.

- [115] A. Zubkov and M. Kupriyanov, “Effect of depairing in electrodes on the stationary properties of weak links”, *Sov. J. Low Temp. Phys.* 5, 279, 1983.
- [116] M. Kupriyanov, “Effect of a finite transmission of the insulating layer on the properties of SIS tunnel-junctions”, *JETP Letters* 56, 399–405, 1992.
- [117] K. K. Likharev, “Vortex motion and the Josephson effect in superconducting thin bridges”, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 61, 1700 (1971), [*Sov. Phys. JETP* 34, 906, 1972].
- [118] K. K. Likharev and L. A. Yakobson, “Dynamical properties of superconducting filaments of finite length”, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 68, 1150 (1975), [*Sov. Phys. JETP* 41, 570-575, 1976].
- [119] K. K. Likharev, “The relation $j_s(\varphi)$ for SNS bridges of variable thickness”, *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.* 2, 29 (1976), [*Sov. Tech. Phys. Lett.* 2, 12, 1976].
- [120] P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier, F. K. Wilhelm, A. D. Zaikin, and G. Schön, “Josephson critical current in a long mesoscopic S-N-S junction”, *Phys. Rev. B* 63, 064502, 2001.
- [121] P. M. Marychev and D. Y. Vodolazov, “A Josephson junction based on a highly disordered superconductor/lowresistivity normal metal bilayer”, *Beilstein J. Nanotechnol.* 11, 858–865, 2020.
- [122] J. M. Warlaumont, J. C. Brown, T. Foxe, and R. A. Buhrman, “Microwave-enhanced proximity effect in superconductor-normal-metal-superconductor microjunctions”, *Phys. Rev. Lett.* 43, 169, 1979.
- [123] R. B. van Dover, A. de Lozanne, and M. R. Beasley, “Superconductor-normal-superconductor microbridges: Fabrication, electrical behavior, and modeling”, *J. Appl. Phys.* 52, 7327, 1981.
- [124] O. Liengme, P. Lerch, W. Liu, and P. Martinoli, “Fabrication and electromagnetic properties of planar variablethickness S-N-S microbridges”, *IEEE Tran. Magn.* 19, 995, 1983.
- [125] H. Nakano and T. Aomine, “Magnetic field dependence of critical currents in SNS bridges fabricated by direction of sputtering deposition and anodie oxidization”, *Jap. J. Appl. Phys.* 26, 304, 1983.
- [126] J. Sauvageau, R. Ono, A. Jain, K. Li, and J. Lukens, “Length dependent properties of SNS microbridges”, *IEEE Tran. Magn.* 21, 854, 1985.

- [127] Y. Baryshev, A. Dmitriev, A. Krivospitsky, V. Lukichev, A. Orlikovsky, and K. Valiev, “Josephson SNS microbridges fabricated by double electron beam lithography”, *Microelectronic Engineering* 9, 385, 1989.
- [128] Y. P. Baryshev, A. G. Vasil’ev, A. A. Dmitriyev, M. Y. Kupriyanov, V. F. Lukichev, I. Y. Luk’yanova, and I. S. Sokolova, “Theoretical and experimental study of the Josephson effect in submicron SN-N-NS structures”, *Lithography in microelectronics* 8, 187, 1989.
- [129] A. Zehnder, P. Lerch, S. P. Zhao, T. Nussbaumer, E. C. Kirk, and H. R. Ott, “Proximity effects in Nb/Al-AlO_xAl/Nb superconducting tunneling junctions”, *Phys. Rev. B* 59, 8875, 1999.
- [130] D. V. Baxter, S. D. Steenwyk, J. Bass, and W. P. Pratt, “Resistance and spin-direction memory loss at Nb/Cu interfaces”, *J. Appl. Phys.* 85, 4545, 1999.
- [131] W. Park, D. V. Baxter, S. Steenwyk, I. Moraru, W. P. Pratt, and J. Bass, “Measurement of resistance and spin-memory loss (spin relaxation) at interfaces using sputtered current perpendicular-to-plane exchangebiased spin valves”, *Phys. Rev. B* 62, 1178, 2000.
- [132] A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and V. F. Lukichev, “Influence of the proximity effect in the electrodes on the stationary properties of SN-N-NS variable-thickness bridges”, *Soviet Microelectronics* 12, 180, 1983.
- [133] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, “On the theory of superconductivity, *Zh. Experm. i Teor. Fiz.* 20, 1064, 1950.
- [134] M. Y. Kupriyanov and V. F. Lukichev, “Temperature dependence of pair-breaking current in superconductors”, *Fizika Nizkikh Temperatur* 6, 445, 1980.
- [135] S. K. Tolpygo, “Superconductor digital electronics: Scalability and energy efficiency issues”, *Low Temp. Phys.* 42, 361, 2016.
- [136] M. A. Castellanos-Beltran, D. I. Olaya, A. J. Sirois, P. D. Dresselhaus, S. P. Benz, and P. F. Hopkins, “Stacked Josephson junctions as inductors for single flux quantum circuits”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 29, 1300705, 2019.
- [137] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Y. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts, “Coupling of two superconductors through a ferromagnet: Evidence for a π junction”, *Phys. Rev. Lett.* 86, 2427, 2001.

- [138] A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and E. Il'ichev, "The current-phase relation in Josephson junctions", *Rev. Mod. Phys.* 76, 411, 2004.
- [139] A. V. Ustinov and V. K. Kaplunenko, "Rapid single-flux quantum logic using π -shifters", *J. Appl. Phys.* 94, 5405–7, 2003.
- [140] T. Oortlepp, A. Ariando, O. Mielke, C. J. M. Verwijs, K. F. K. Foo, H. Rogalla, F. H. Uhlmann, and H. Hilgenkamp, "Flip-flopping fractional flux quanta", *Science* 312, 1495–7, 2006.
- [141] T. Oortlepp, A. Ariando, O. Mielke, C. J. M. Verwijs, K. F. K. Foo, A. Andreski, H. Rogalla, F. H. Uhlmann, and H. Hilgenkamp, "RSFQ circuitry using intrinsic π phase shifts", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 17, 659–64, 2007.
- [142] Y. Yamanashi, S. Nakaishi, A. Sugiyama, N. Takeuchi, and N. Yoshikawa, "Design methodology of single-fluxquantum flip-flops composed of both 0- and π -shifted Josephson junctions", *Supercond. Sci. Technol.* 31, 105003, 2018.
- [143] Y. Yamanashi, S. Nakaishi, and N. Yoshikawa, "Simulation of the margins in single flux quantum circuits containing π -shifted Josephson junctions", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 29, 1301805, 2019.
- [144] T. Kamiya, M. Tanaka, K. Sano, and A. Fujimaki, "Energy/space-efficient rapid single-flux-quantum circuits by using π -shifted Josephson junctions", *IEICE Trans. 12 Electron.* E101-C, 385, 2018.
- [145] D. Hasegawa, Y. Takeshita, K. Sano, M. Tanaka, A. Fujimaki, and T. Yamashita, "Magnetic Josephson junctions on Nb four-layer structure for half flux quantum circuits", in 2019 IEEE International Superconductive Electronics Conference (ISEC), 2019.
- [146] F. Li, Y. Takeshita, D. Hasegawa, M. Tanaka, T. Yamashita, and A. Fujimaki, "Low-power high-speed halfflux-quantum circuits driven by low bias voltages, *Supercond.* Sci. Technol. 34, 025013, 2021.
- [147] K. K. Likharev and V. K. Semenov, RSFQ logic/memory family: "A new Josephson-junction technology for subterahertz-clock-frequency digital systems", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 1, 3, 1991.
- [148] E. Goldobin, D. Koelle, and R. Kleiner, "Tunable $\pm\varphi$, φ_0 , and $\varphi_0 \pm \varphi$ Josephson junction", *Phys. Rev. B* 91, 214511, 2015.

- [149] N. Ruppelt, H. Sickinger, R. Menditto, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, O. Vavra, H. Kohlstedt, “Observation of $0-\pi$ transition in SISFS Josephson junctions”, Appl. Phys. Lett., 106, 022602, 2015.
- [150] M.G. Blamire, J.W.A. Robinson, “The interface between superconductivity and magnetism: understanding and device prospects, Journal of Physics Condensed Matter”, 26, 453201, 2014.
- [151] M. Eschrig, “Spin-polarized supercurrents for spintronics: a review of current progress”, Reports on Progress in Physics, 78, 104501, 2015.
- [152] J. Linder, J. W. A. Robinson, “Superconducting spintronics”, Nature Physics, 11, 307, 2015.
- [153] L. R. Tagirov, “Low-Field Superconducting Spin Switch Based on a Superconductor/Ferromagnet Multilayer”, Phys. Rev. Lett. 83, 2058, 1999.
- [154] A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev and N. V. Ryzhanova, “Spin-orientation–dependent superconductivity in F/S/F structures”, Europhys. Lett. 48, 686, 1999.
- [155] M.A. El Qader, R.K. Singh, S.N. Galvi, L. Yu, J. M. Rowell and N. Newman, “Switching at small magnetic fields in Josephson junctions fabricated with ferromagnetic barrier layers”, Appl. Phys. Lett., 104, 022602, 2014.
- [156] Ya.V. Fominov. A.A. Golubov, and M.Yu. Kupriyanov, “Triplet proximity effect in FSF trilayers”, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 77, 609, 2003.
- [157] Ya V. Fominov, A. A. Golubov, T. Yu Karminskaya, M. Yu Kupriyanov, R. G. Deminov, and L. R. Tagirov, “Superconducting triplet spin valve”, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 91, 329, 2010.
- [158] S. V. Mironov, A. Buzdin, “Standard, inverse, and triplet spin-valve effects in $F_1/S/F_2$ systems”, Phys. Rev. B 89 144505, 2014.
- [159] M. Houzet and A. I. Buzdin, “Long range triplet Josephson effect through a ferromagnetic trilayer”, Phys. Rev. B 76, 060504(R), 2007.
- [160] M. Alidoust, J. Linder, “Spin-triplet supercurrent through inhomogeneous ferromagnetic trilayers”, Phys. Rev. B, 82, 224504, 2010.

- [161] B.Baek, W.H.Rippard, S.P.Benz, S.E.Russek, and P.D. Dresselhaus, “Hybrid superconducting-magnetic memory device using competing order parameters, *Nature Communications*”, 5, 3888, 2014.
- [162] J. W. Lu, E. Chen, M. Kabir, M. R. Stan, and S. A. Wolf, “Spintronics technology: past, present and future”, *Int. Materials Reviews* 61, 456, 2016.
- [163] E. Goldobin, H Sickinger, M Weides, N Ruppelt, H Kohlstedt, R Kleiner, D Koelle, “Memory cell based on a φ Josephson junction” *Appl. Phys. Lett.* 102 (24), 242602, 2013.
- [164] A Murphy, D Averin, A Bezryadin, “Nanoscale superconducting memory based on the kinetic inductance of asymmetric nanowire loops”, *New J. Phys.* 19, 063015, 2017.
- [165] T. I. Larkin, V. V. Bol’ginov, V. S. Stolyarov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, and O. A. Mukhanov, “Ferromagnetic Josephson switching device with high characteristic voltage”, *Appl. Phys. Lett.* 100, 222601, 2012.
- [166] I. V. Vernik, V. V. Bol’ginov, S. V. Bakurskiy, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, V.V. Ryazanov and O. A. Mukhanov, “Magnetic Josephson Junctions With Superconducting Interlayer for Cryogenic Memory”, *IEEE Trans. on Appl. Supercon.*, 23 (3), 1701208, 2013.
- [167] S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, V. V. Bol’ginov, V. V. Ryazanov, I. I. Vernik, O. A. Mukhanov, M. Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, “Theoretical model of superconducting spintronic SISFS devices”, *Appl. Phys. Lett.* 102, 192603, 2013.
- [168] I. P. Nevirkovets ; O. Chernyashevskyy ; G. V. Prokopenko ; O. A. Mukhanov ; J. B. Ketterson, “Superconducting-Ferromagnetic Transistor”, *IEEE Trans. on Appl. Supercon.*, 24, 4,, 2014.
- [169] S. Shafranjuk, I. P. Nevirkovets, O. A. Mukhanov, and J. B. Ketterson, “Control of superconductivity in a hybrid superconducting/ferromagnetic multilayer using nonequilibrium tunneling injection”, *Phys. Rev. Applied* 6, 024018, 2016.
- [170] S.V. Bakurskiy, M.Yu Kupriyanov, A.A. Baranov, A.A. Golubov, N.V. Klenov, and I.I. Soloviev, “Proximity effect in multilayer structures with alternating ferromagnetic and normal layers”, *JETP Letters*, 102(9), 586-593, 2015.
- [171] M. Alidoust, K. Halterman, “Spin Controlled Coexistence of 0 and π States in SFSFS Josephson Junctions”, *Phys. Rev. B* 89, 195111, 2014.

- [172] K. Halterman, M. Alidoust, “Josephson currents and spin-transfer torques in ballistic SFSFS nanojunctions”, *Supercond. Sci. Technol.*, 29(5), 055007, 2016.
- [173] J. A. Ouassou, J. Linder, “Josephson junctions with magnetically tunable $\sin(\delta\varphi/n)$ current-phase relations”, *Phys. Rev. B* 96, 064516, 2017.
- [174] K. D. Usadel, “Generalized diffusion equation for superconducting alloys”, *Phys. Rev. Lett.*, 1970, 25, 8, 507-509, 1970.
- [175] M. Y. Kuprianov and V. F. Lukichev, “Effect of boundary transparency on critical current in dirty SS’S structures”, *Sov. Phys. JETP* 67, 1163, 1988.
- [176] T. Y. Karminskaya, A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and A. S. Sidorenko, “Josephson effect in superconductor/ferromagnet structures with a complex weak-link region”, *Phys. Rev. B* 81, 214518, 2010.
- [177] I. O. Kulik and A. N. Omelyanchuk, “Contribution to the microscopic theory of the Josephson effect in superconducting bridges”, *JETP. Lett.* 21, 96, 1970.
- [178] S. K. Tolpygo, V. Bolkhovsky, R. Rastogi, S. Zarr, E. Golden, T. J. Weir, L. M. Johnson, V. K. Semenov, and M. A. Gouker¹, “A 150-nm node of an eight-Nb-layer fully planarized process for superconductor electronics”, presentation wk1e0r3b-01 at applied superconductivity conference 2020 virtual conference (American Physical Society, 2020).
- [179] M. M. Leivo, J. P. Pekola, and D. V. Averin, “Efficient peltier refrigeration by a pair of normal metal/insulator/superconductor junctions”, *Appl. Phys. Lett.* 68, 1996, 1996.
- [180] D. Nikolic, D. M. Basko, and W. Belzig, “Electron cooling by phonons in superconducting proximity structures”, *Phys. Rev. B*, 102, 214514, 2020.
- [181] E. T. Swartz and R. O. Pohl, “Thermal boundary resistance”, *Rev. Mod. Phys.* 61, 605, 1989.
- [182] M. L. Roukes, M. R. Freeman, R. S. Germain, R. C. Richardson, and M. B. Ketchen, “Hot electrons and energy transport in metals at millikelvin temperatures”, *Phys. Rev. Lett.* 55, 422, 1985.
- [183] F. C. Wellstood, C. Urbina, and J. Clarke, “Hot electron limitation to the sensitivity of the dc superconducting quantum interference device”, *Appl. Phys. Lett.* 54, 2599, 1989.
- [184] R. L. Kautz, G. Zimmerli, and J. M. Martinis, “Self-heating in the coulomb-blockade electrometer”, *J. Appl. Phys.* 73, 2386, 1993.

- [185] L.A.Novitskiy and I. Kogevnikov, “Thermophysical properties of materials at low temperatures”. Handbook (Moscow, publishing house ”Mechanical engineering”,1975).
- [186] N. E. Phillips, “Low-temperature heat capacity of metals”, Critical Reviews in Solid State and Material Sciences 2, 467, 1971.
- [187] F. Pobell, “Matter and Methods at Low Temperatures”, Springer Berlin Heidelberg New York, p. 77, 2007.
- [188] S. K. Tolpygo, “Superconductor digital electronics: Scalability and energy efficiency issues”, Low Temp. Phys.42,361, 2016.
- [189] G. Brammertz, A. Poelaert, A. A. Golubov, P. Verhoeve, A. Peacock, and H. Rogalla, “Generalized proximity effect model in superconducting bi- and trilayer films”, J. Appl.Phys.90, 355, 2001.
- [190] M. Ansari, H. Afzali-Kusha, B. Ebrahimi, Z. Navabi, A. Afzali-Kusha, and M. Pedram, “A near-threshold 7T SRAM cell with high write and read margins and low write time for sub-20nm FinFET technologies”, Integr.VLSI J.50, 91, 2015.
- [191] S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, T. Yu Karminskaya, M. Yu Kupriyanov, and A. A. Golubov. “Josephson phi-junctions based on structures with complex normal/ferromagnet bilayer”, Superconductor Science and Technology, 26(1):015005–1–015005–15, 2013.
- [192] P. A. Ioselevich, P. A. Ioselevich. “Minigap Suppression in S(N/F)S Junctions”. JETP LETTERS, 113, 631-637, 2021.
- [193] S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, A. S. Sidorenko, M. Yu Kupriyanov, and A. A. Golubov. “Compact josephson φ -junctions”, Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics. NanoScience and Technology, 6330, pages 49–71, 2018.
- [194] F. Born, M. Siegel, E. K. Hollmann, H. Braak, A. A. Golubov, D. Yu Gusakova, and M. Yu Kupriyanov. “Multiple 0- π transitions in superconductor/insulator/ferromagnet/superconductor josephson tunnel junctions”, Physical Review B, 74(14):140501–1–140501–4, 2006.
- [195] Buzdin, A. “ π -Junction realization due to tunneling through a thin ferromagnetic layer”, JETP LETTERS, 78, 583-586, 2003.
- [196] A. F. Kirichenko, “Universal delay-insensitive logic cell”, US patent 6,486,694 B1, 2002.

- [197] S. Whiteley and E. Mlinar and G. Krylov and T. Jabbari and E. Friedman and J. Kawa, “An SFQ digital circuit technology with fully-passive transmission line interconnect”, Applied Superconductivity Conference 2020, 2020.
- [198] K. Kitamura and M. Tanaka and Takahiro Kawaguchi and Ikki Nagaoka and K. Takagi and A. Fujimaki and N. Takagi, “High-density Routing with Wire Length Matching for Single-Flux-Quantum Circuits Using Thin Passive Transmission Lines”, Applied Superconductivity Conference 2020, 2020.
- [199] R. Kashima and I. Nagaoka and M. Tanaka and K. Sano and T. Yamashita and A. Fujimaki, “50 GHz Datapath for Parallel SFQ Microprocessors based on Gate Level Pipeline Architecture”, Applied Superconductivity Conference 2020, 2020.
- [200] Yamanashi, Y. and Nakaishi, S. and Sugiyama, A. and Takeuchi, N. and Yoshikawa, N, “Design methodology of single-flux-quantum flip-flops composed of both 0- and π -shifted Josephson junctions”, Supercond. Sci. Technol, 31, 2018.

Приложение А

Программный комплекс SimSC_P

А.1 Описание

SimSC_P — симулятор сверхпроводниковых цепей (superconducting circuit simulator). Текущая версия программы является прототипом (_P) будущей версии, реализованная в MATLAB для поиска эффективных алгоритмов проектирования и моделирования. Данный программный комплекс предназначен для моделирования динамических процессов в сверхпроводниковых электрических цепях. Схема задается с помощью списков декларации, соединений и параметров объектов. В ходе работы программы генерируется система дифференциальных уравнений для фаз каждого узла и система линейных уравнений для узлов, к которым подключены только объекты, имеющее линейную зависимость тока от фазы. Джозефсоновский контакт описывается в рамках резистивной модели с нормировкой на плазменную частоту. Решение дифференциальных уравнений производится с использованием двух методов (метод выбирается пользователем):

- Ode45 — метод Рунге-Кутты среднего порядка точности для нежестких уравнений;
- Ode15s — метод Рунге-Кутты высокого порядка точности для жестких уравнений.

Имеется возможность сохранять и загружать схемы. В программном комплексе содержится ряд демонстраторов, позволяющий промоделировать различные готовые схемы. При открытии демонстратора происходит закрытие основного функционала по редактированию схемы, и появляется ряд настроек, соответствующих выбранному демонстратору (демонстраторы также можно открыть и промоделировать как обычную схему).

В стандартном режиме работы все величины являются нормированными. В режиме демонстрации все величины являются ненормированными.

А.2 Графический интерфейс

Графический интерфейс программы состоит из следующих областей:

- Меню: «Проект», «Симулятор», «Демонстратор», «Настройки»;

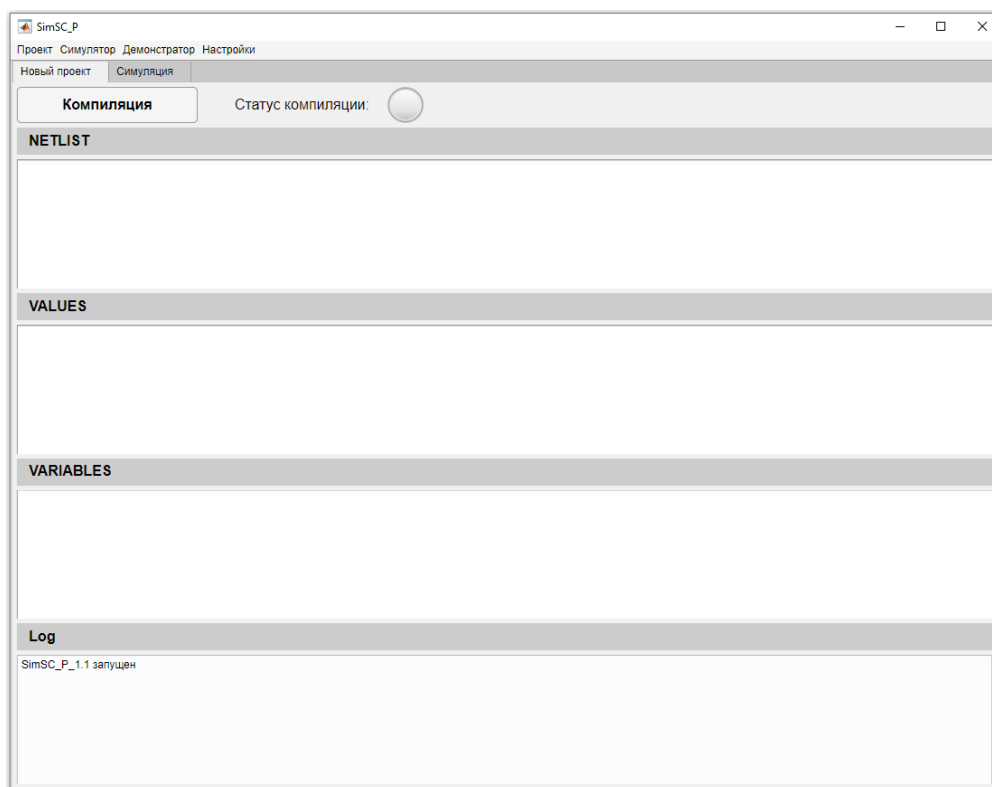


Рисунок А.1 — Главное окно графического интерфейса программного комплекса “SimSC_P”.

- Вкладки: «Схема», «Симуляция»;
- Панель управления и статуса;
- Основное окно программы.

Во вкладке проект имеется возможность создать новую схему, открыть схему и сохранить схему. Переключение между вкладками «Схема» и «Симуляция» меняет рабочую область программы. Далее будет подробно описана работа внутри этих областей.

А.2.1 Ввод схемы

При задании схемы имеется 4 поля:

- NETLIST — список соединений;
- VALUES — список параметров;
- VARIABLES — список параметров, изменяемых при моделировании;
- Log — статус работы программы (текущий статус, сообщения об ошибках и.т.п).

В области NETLIST размещается список соединений элементов, который должен быть записан по следующему шаблону:

Имя объекта = Тип объекта (номера узлов через запятую)

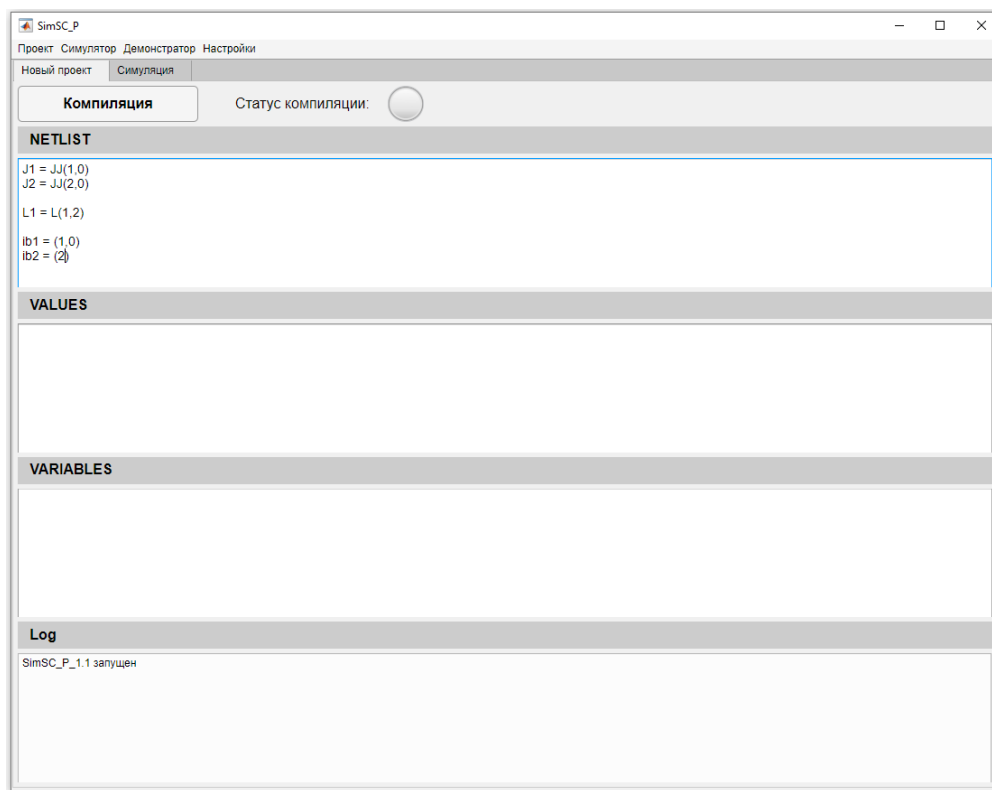


Рисунок А.2 — Пример декларации элементов и списка соединений (NETLIST).

В области VALUES размещается список параметров элементов, который должен быть записан по следующему шаблону:

Имя объекта = (параметры объекта через запятую)

В таблице А.2 представлен список объектов и их параметров. Если параметры не заданы, то используются значения по умолчанию. Если нужно задать только первый параметр, то остальные параметры можно не указывать. Если нужно задать только второй параметр, то необходимо указать первые два параметра и т.д. В таблице ?? представлен список многоэлементных объектов: готовые схемы, сохраненные в качестве отдельных объектов.

В области VARIABLES размещается список параметров элементов (которые необходимо менять в ходе симуляции), который должен быть записан по следующему шаблону:

Имя объекта (флаг текущего параметра через запятую)

В данном поле нужно производить запись без использования разделителя «=». Флаг 1 — включить возможность изменения текущего параметра, 0 — подставить численное значение в систему уравнений. Изменяемые параметры отобразятся в окне симуляции в таблице слева.

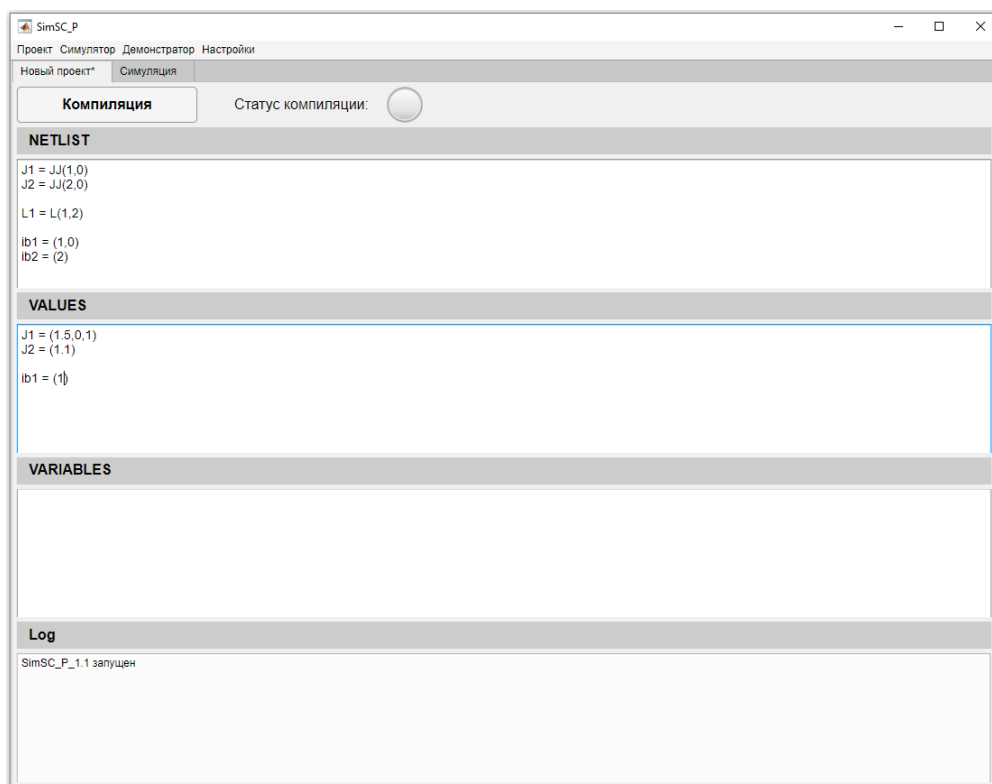


Рисунок А.3 — Пример задания параметров (VALUES).

Команда «#ALL» делает все возможные параметры изменяемыми.

В области Log отображается информация о текущем состоянии программы и сообщения об ошибках (информация об ошибках появляется после компиляции).

После записи схемы, прежде чем перейти к моделированию, необходимо запустить процесс компиляции схемы, нажав на кнопку «Компиляция». Справа от кнопки имеется индикатор, сообщающий о статусе процесса компиляции:

- Серый— необходима компиляция;
- Желтый— идет процесс компиляции;
- Красный— компиляция завершена с ошибкой;
- Зеленый— компиляция успешно завершена.

Процесс компиляции осуществляет перевод заданной схемы в систему дифференциальных и линейных уравнений.

Таблица А.1 — Базовые объекты.

Базовые элементы		
Имя элемента	Параметры	Описание
<i>JJ</i>	A – амплитуда 1-ой гармоники ТФЗ; B – амплитуда 2-ой гармоники ТФЗ; al – коэффициент затухания	Джозефсоновский контакт
<i>ib</i>	V_{al} – величина тока	Ток питания
<i>R</i>	R – величина нормированного сопротивления	Сопротивление
<i>C</i>	C – величина нормированной емкости	Емкость
<i>L</i>	V_{al} – величина нормированной индуктивности	Индуктивность
<i>Pulses</i>	t_0 – время начала генерации импульсов A – амплитуда импульсов D – дисперсия импульсов T – период импульсов	Генератор токовых импульсов в форме Гаусса
<i>GenI</i>	A – амплитуда гармонического сигнала; B – амплитуда постоянного сигнала; w – круговая частота сигнала; d – фазовое смещение	Генератор гармонического тока

А.2.2 Конфигурирование графиков

При успешном завершении компиляции запускается окно конфигурирования графиков (данную настройку можно вызвать во вкладке меню «Симулятор»).

Имеется возможность выбрать количество графиков, которые будет отображаться при моделировании. В таблице необходимо указать какие характеристики, для каких объектов и на каких графиках необходимо отображать. Всего доступно 4 характеристики:

- Фаза на объекте;

Таблица А.2 — Многоэлементные объекты.

Сложные элементы		
Имя элемента	Соединения	Описание
<i>JTL</i>	1 – вход; 2 – выход	Джозефсоновская передающая линия
<i>NIJTL</i>	1 – вход; 2 – выход	Джозефсоновская передающая линия, не содержащая индуктивности
<i>Adder1Bit_HA2</i>	1 – вход 1 2 – вход 2 3 – тактовый вход 4 – выход сигнала переноса 5 – выход суммы	Однобитный сумматор (полусумматор)
<i>DFF</i>	1 – вход 2 – тактовый вход 3 – выход	<i>D</i> - триггер Тактовый сигнал считывает состояние «1», образуя сигнал на синхронном выходе
<i>PMerger2to1</i>	1 – вход 1 2 – вход 2 3 – выход	Схема объединения двух линий в одну
<i>SPL1to4</i>	1 – вход 2 – выход 1 3 – выход 2 4 – выход 3 5 – выход 4	Схема расщепления одной линии в 4
<i>TFF</i>	1 – вход 2 – тактовый вход 3 – асинхронный выход 4 – синхронный выход	<i>T</i> – триггер При переводе состояния из «1» в «0» образуется сигнал на асинхронном выходе. Тактовый сигнал считывает состояние «1», образуя сигнал на синхронном выходе

- Производная фазы на объекте;
- Ток через объект;
- Энергия диссипации на объекте.

Нельзя:

- выводить разные характеристики на одном графике;
- задавать номер окна, превышающий количество окон.

Энергия диссипации рассчитывается как сумма энергий диссипацией на каждом объекте для текущего окна. В первом случае будет рассчитана суммарная диссипация, во втором случае будет два окна, в которых будет рассчитана диссипация для разных элементов.

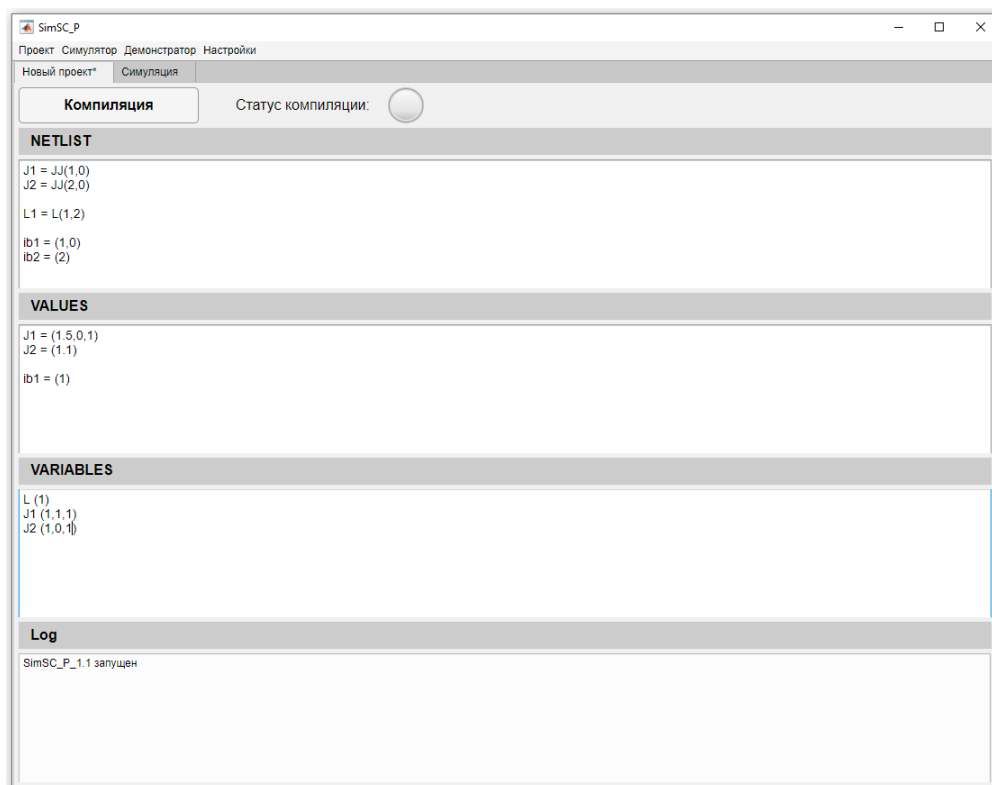


Рисунок А.4 — Пример задания параметров, которые можно будет изменять при моделировании схемы (VARIABLES).

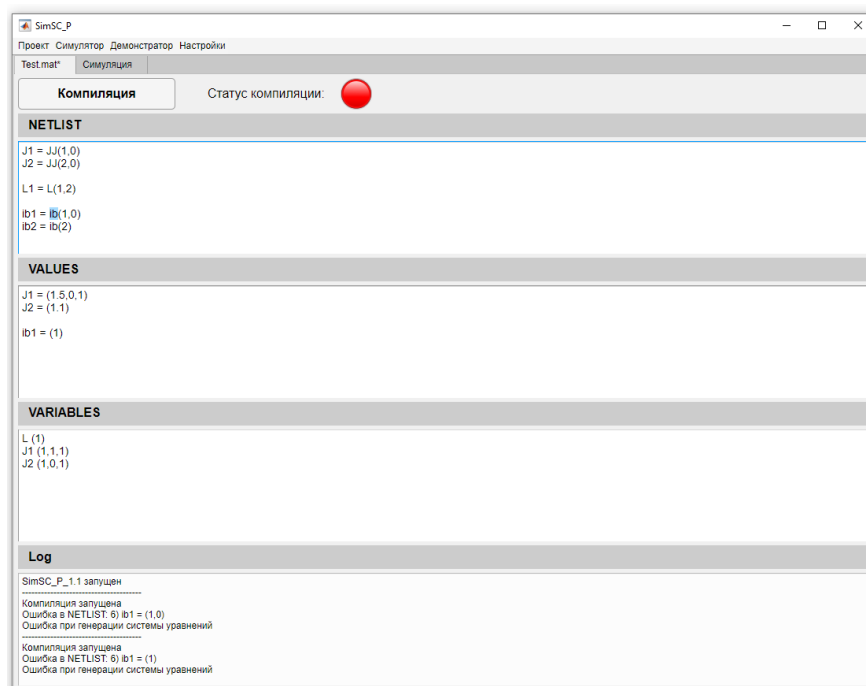


Рисунок А.5 — Пример ошибки при компиляции.

А.2.3 Симуляция

Во вкладке симуляции разместилось заданное количество окон с графиками, а также таблица, в которой присутствуют параметры, заданные в списке «VARIABLES».

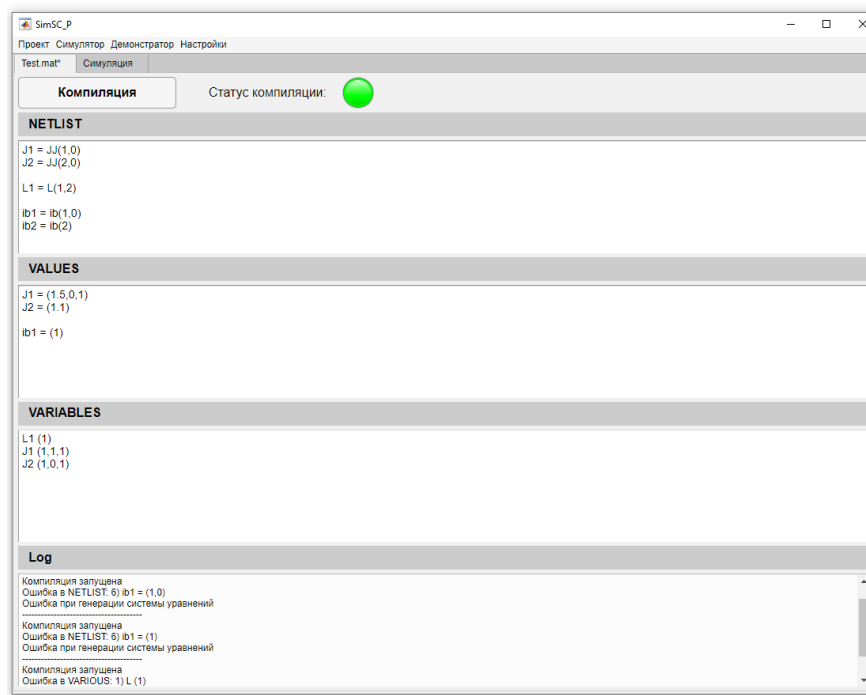


Рисунок А.6 — Пример успешной компиляции.

Также присутствуют настройки, доступные всегда: временная сетка для дифференцирования, очистка окон с графиками и 3 чек-бокса:

- Автоотрисовка — спустя k точек (k задается в настройках программы) происходит отрисовка графиков, затем продолжается моделирование;
- Легенда — включить/выключить легенду на графиках;
- Накопление — при повторном запуске симуляции старые результаты сохранятся на графиках, а номер запуска на легенде будет отмечен в скобках.

Статус симуляции имеет те же обозначения, что и для компилятора.

А.3 Вычислительное ядро

Вычислительное ядро программы выполняет функции компиляции и решения системы уравнений. Важно отметить, что оно может быть запущено в MATLAB без использования графического интерфейса, что расширяет возможности при моделировании, но делает менее доступным для рядового пользователя.

Работу ядра можно разделить на ряд процедур и функций. На рисунке А.10 представлена структурная схема вычислительного ядра.

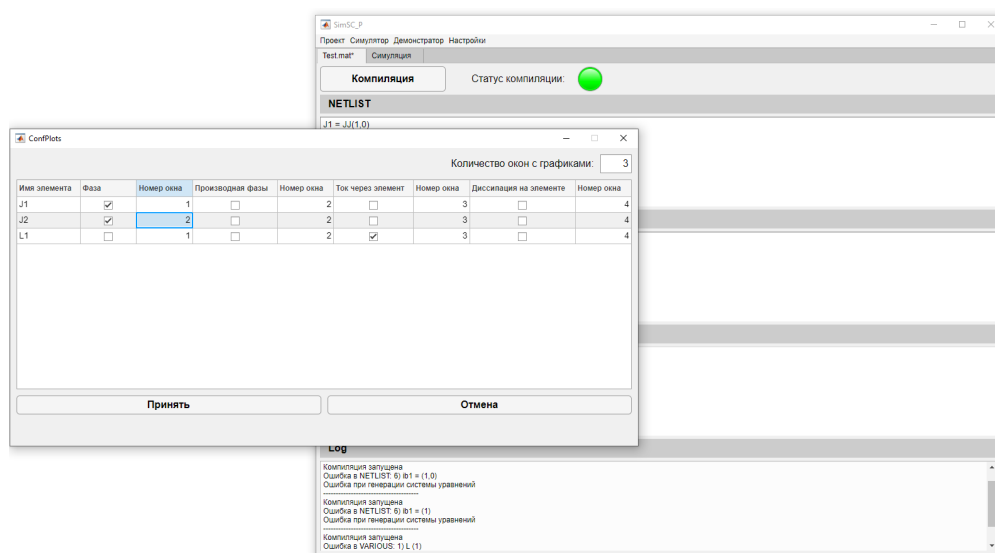


Рисунок А.7 — Пример конфигурирования окон с графиками.

На первом этапе работы вычислительного ядра анализируется список соединений элементов, в результате чего создаются объекты для каждого элемента цепи, а также формируется список узлов схемы. Каждый объект может быть базовым (ёмкость, сопротивление, джозефсоновский контакт и.т.д.) или многоэлементным (состоящим из нескольких базовых элементов). Это определяется типом объекта и при формировании списков узлов запоминаются многоэлементными объектами.

На следующем этапе происходит "распаковка" многоэлементных объектов — у каждой такой схемы имеется соответствующий метод, осуществляющий инициализацию базовых элементов, заключенных в нем, а также расширяется список узлов, так как такие объекты могут содержать внутри себя множество различных точек соединений. Другими словами, многоэлементный объект является отдельным списком соединений, сохраненным определенным образом.

После инициализации всех элементов цепи происходит генерация уравнений для каждого объекта: например, для сопротивления записывается уравнение $I_{name} = \alpha \dot{\phi}$. В текущей версии программы все уравнения нормированы на плазменную частоту и все параметры задаются в нормированном виде. После данного этапа происходит запись баланса токов для каждого узла (уравнения Кирхгофа): для каждого узла схемы записывается сумма токов через каждый объект, подключенный к текущему узлу, с учетом знака. К узлу могут быть подключены элементы, имеющие различный порядок производной сверхпроводящей фазы по времени, поэтому на этапе записи уравнений происходит определение "порядка" узла, определяющегося максимальным порядком среди подключенных объектов. К примеру, к одному узлу могут быть подключены только

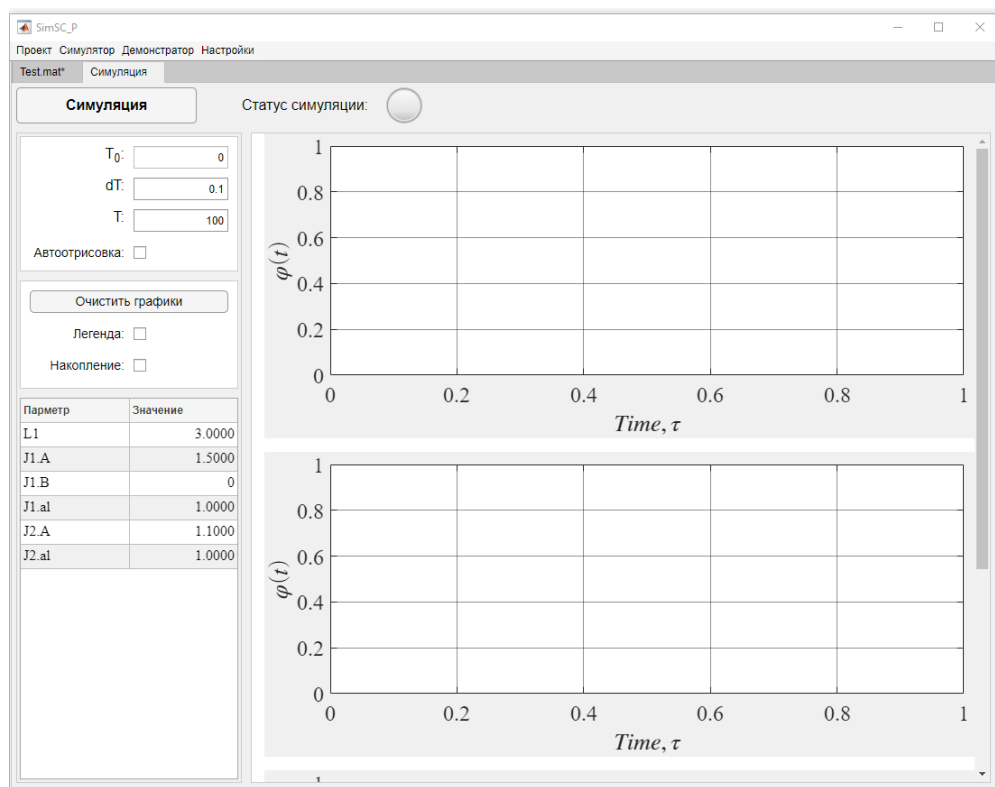


Рисунок А.8 — Пример окна симуляции.

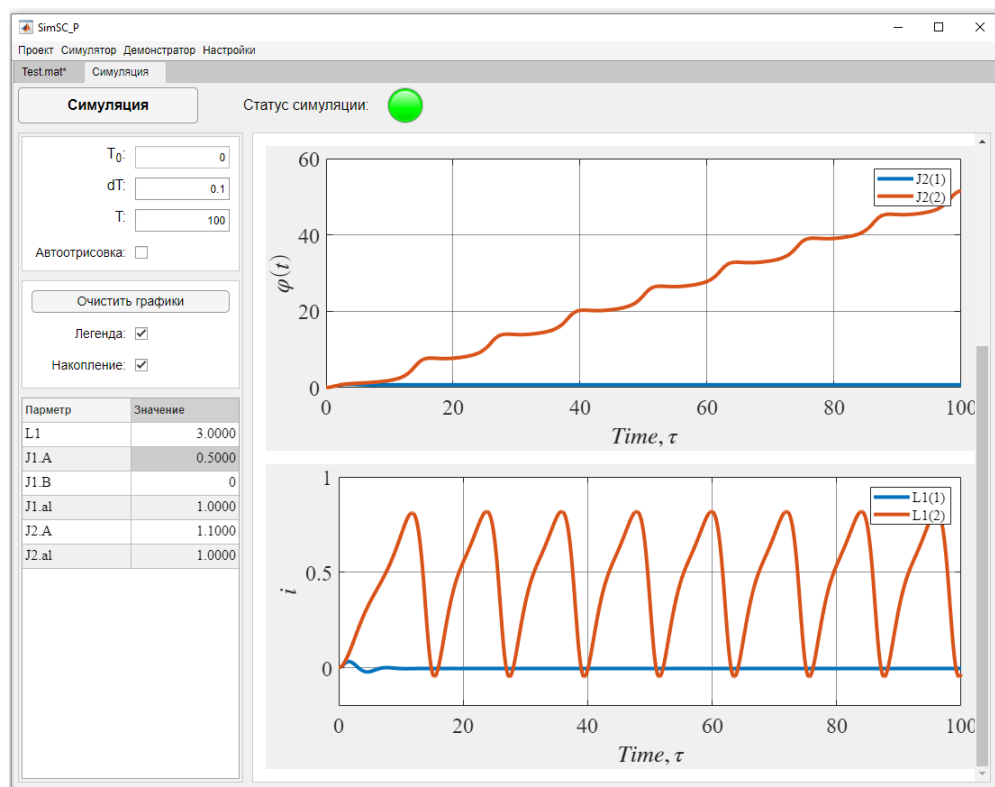


Рисунок А.9 — Пример результата симуляции.

индуктивности $I_l = \Delta\varphi/l$, которые не имеют производной по времени для зависимости тока от фазы, то есть для этого узла итоговое уравнение будет не дифференциальным, а линейным. Таким образом, в результате записи уравнений для каждого элемента будет сгенерирована

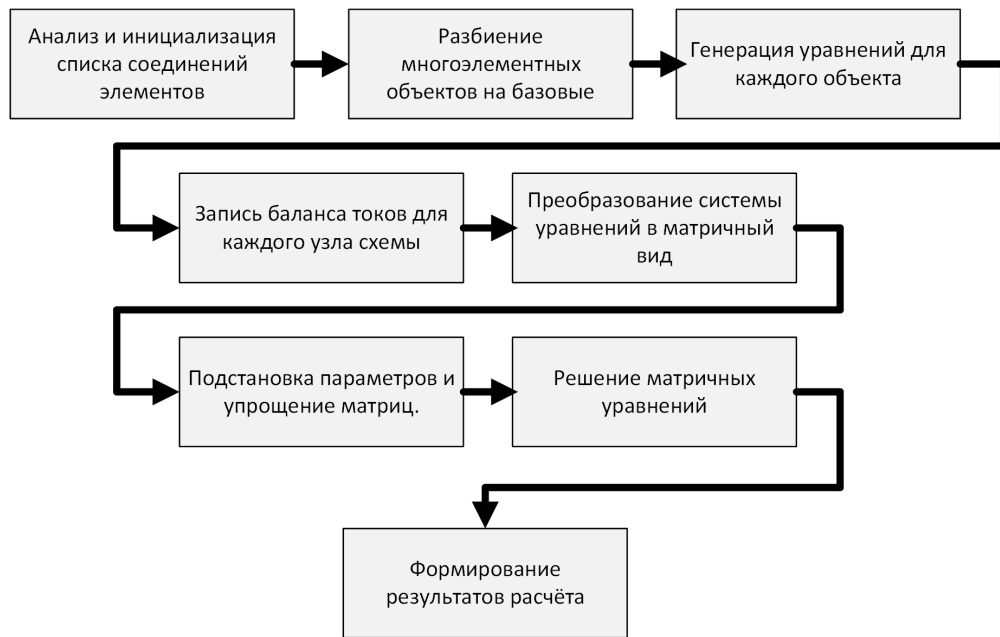


Рисунок А.10 — Структурная схема ядра программы.

система дифференциальных уравнений первого и второго порядка и линейных уравнений. Однако, для решения системы дифференциальных уравнений 2-ого порядка используется метод замены переменных:

$$z_k = \dot{\varphi}_k, \quad (\text{A.1})$$

$$\dot{z}_k = \sum I, \quad (\text{A.2})$$

где k - индекс текущего узла. В конечном итоге получается система дифференциальных уравнений первого порядка и линейных уравнений.

Все методы решения системы дифференциальных уравнений первого порядка решают на каждом временном шаге следующую систему линейных уравнений:

$$\hat{A}\vec{X} = \vec{B}, \quad (\text{A.3})$$

где $\vec{X}$ вектор (массив, номера элементов которого соответствуют узлам схемы) искомых значений производных фазы — $[\dots, \frac{d\varphi_{k-1}}{d\tau}, \frac{d\varphi_k}{d\tau}, \frac{d\varphi_{k+1}}{d\tau}, \dots]$, $\hat{A}$ – матрица коэффициентов перед производными фазы, $\vec{B}$ – массив со значениями, являющимися суммой величин в правой части уравнений, которые могут быть рассчитаны на текущем шаге. Аналогичным образом составляются матричные уравнения для линейных уравнений. Объединенная система векторных уравнений решается на каждом шаге дифференцирования (для любого метода) методом Гаусса. Метод Гаусса был выбран в результате проведения тестов быстродействия при расчёте схем, рассмотренных в данной работе.

Перед тем как приступить к вычислениям, ядро выполняет ещё один шаг. На этапе задания схемы пользователь имеет возможность задать все параметры схемы, а также выбрать параметры, которые хочет изменять при моделировании. Все параметры, кроме тех, которые пользователь “зафиксировал”, подставляются в полученную систему уравнений. Данная процедура обеспечивает упрощение матрицы $\hat{A}$ и вектора $\vec{B}$, сокращая количество арифметических операций, которые будут производиться при моделировании. Все этапы с первого до текущего являются процессом компиляции схемы — перевод сверхпроводниковой схемы в систему уравнений. Вторым процессом, доступным вычислительному ядру, является процесс моделирования: расчёт динамики схемы на заданном интервале времени. Многоэлементная схема может компилироваться гораздо дольше, чем время моделирования. Изменение каждого не “фиксированного” параметра требует повторной компиляции. Изменение “фиксированных” параметров можно изменять перед каждым моделированием, не запуская процесс компиляции, что приводит к более быстрому изучению поведения схемы при различных параметрах. Стоит отметить, что чем больше “зафиксированных” параметров, тем дольше время моделирования: например, выражение $7 * P$ можно рассчитать заранее ($P = 2$, параметр не фиксирован, выражение равно 14) или вычислять на каждом шаге моделирования (для 1000 шагов дифференцирования будет производиться на 1000 операция умножения больше).

Результатом моделирования сверхпроводниковой схемы является массив фаз и производных фаз по времени для каждого узла. Каждый объект имеет метод, преобразующий полученные результаты в джозефсоновскую фазу (или в фазу сверхпроводящего параметра порядка) или нормированное напряжение на объекте, или нормированный ток через элемент. Кроме того, можно вызвать метод, рассчитывающий энергию диссипации за время моделирования.

При использовании вычислительного ядра непосредственно в MATLAB, можно легко расширить возможности программы SimSC_P: перебор и поиск параметров, автоматизация, параллельный расчёт, пост-обработка. Создание многоэлементного объекта в текущей версии не автоматизировано и пользователю необходимо создавать его вручную: создавать новый класс объекта с необходимыми свойствами и методами, а также добавлять его в список доступных объектов, что требует определенных навыков работы в MATLAB.

SimSC_P не имеет никаких ограничений по количеству элементов в схеме, и не осуществляет проверку способности используемой вычислительной машины для расчёта такой схемы. Данное обстоятельство может привести к тому, что вычислительное ядро будет работать медленно, а ресурсов компьютера может не хватить для решения текущей задачи,

что приведет к зависанию программы.

Разработанная программа использовалась для моделирования, проектирования и анализа сверхпроводниковых логических схем рассмотренных в данной работе: различных базовых ячеек, таких как управляемый генератор, аналогичный обычному преобразователю SFQ в постоянный ток, Т-триггер, D-триггер, RS-триггер, логическое НЕ, полусумматор и 8-ми битный сумматор.

По причине отсутствия возможности задать произвольную ТФЗ у джозефсоновских контактов или из-за ограничений по количеству элементов в схеме, а также из-за отсутствия возможности расширения функциональности современных программ в открытом доступе для моделирования сверхпроводниковых схем, разработка данной программы была необходима для проведения текущих и будущих исследований.