

Перспективы создания квантово-классического интерфейса на технологической базе установки „Криоинтеграл“

© Г.С. Хисматуллин,^{1,2} М.Ю. Фоминский,³ Л.В. Филиппенко,³ М.М. Хренов,^{1,2,4} М.В. Терешонок,⁵ И.И. Соловьев,^{1,4} Н.В. Кленов⁵

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

² Российский квантовый центр, 143025 Москва, Россия

³ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

⁴ „Центр Нанотехнологий“ ООО „СП „Квант“, 109316 Москва, Россия

⁵ Московский технический университет связи и информатики, 111024 Москва, Россия
e-mail: nvklenov@mail.ru

Поступило в Редакцию 5 мая 2026 г.

В окончательной редакции 5 мая 2026 г.

Принято к публикации 5 мая 2026 г.

Проанализирована возможность реализации цифровых схем управления сверхпроводниковыми кубитами на основе быстрой одноквантовой (RSFQ) логики с использованием технологической базы уникальной научной установки (УНУ) „Криоинтеграл“. На примере экспериментально исследованных тестовых структур (джозефсоновских переходов и двухконтактных интерферометров) определены статистические характеристики технологического разброса параметров: критического тока, индуктивности и асимметрии критических токов в ячейке. С использованием разработанного оптимизационного комплекса на базе алгоритма Нелдера–Мида проведен расчет допустимых отклонений параметров (запасов) для базовых ячеек RSFQ-логики (D-триггер, T-триггер, джозефсоновская передающая линия). Сравнение экспериментальных данных с расчетными допусками показывает, что качество структур, изготавливаемых в УНУ „Криоинтеграл“, в целом соответствует требованиям для построения масштабируемых систем управления кубитами, что открывает путь к созданию полностью отечественного криогенного квантово-классического интерфейса.

Ключевые слова: эффект Джозефсона, сверхпроводящий двухконтактный интерферометр, джозефсоновская цифровая электроника.

DOI: 10.61011/JTF.2026.09.63502.147-26

Введение

Современный этап развития вычислительной техники характеризуется поиском решений, помогающих преодолеть фундаментальные ограничения классической полупроводниковой технологии. Среди перспективных направлений для ряда важных задач особое место занимают квантовые вычисления, реализованные на базе сверхпроводниковых схем [1–5]. За последние два десятилетия достигнут значительный прогресс в увеличении числа кубитов на одном кристалле, однако задача масштабирования квантовых процессоров до практически значимых масштабов (тысяч и миллионов искусственно созданных твердотельных „атомов“) сталкивается с серьезными инженерными ограничениями [6–8]. Ключевым узким местом становится интерфейс между квантовым процессором, функционирующим при температурах порядка 10–20 мК, и классической управляющей электроникой, расположенной при комнатной температуре.

Традиционный подход, использующий индивидуальные коаксиальные линии для управления каждым ку-

битом, приводит к недопустимой тепловой нагрузке на криогенную систему и ограничивает возможности масштабирования уже при достижении нескольких сотен кубитов [9–11]: для управления большим числом кубитов требуются тысячи коаксиальных кабелей, что превышает физическую возможность ввода линий в криостат и его возможности по отводу тепла. Помимо тепловой проблемы, аналоговые управляющие сигналы, формируемые при комнатной температуре, подвержены искажениям при передаче по длинным линиям связи, что ограничивает точность и воспроизводимость операций, особенно при реализации многокубитных взаимодействий. Кроме того, электромагнитная паразитная связь между линиями управления ухудшает когерентность неадресованных кубитов.

В качестве решения указанных проблем в мировом научном сообществе активно развивается концепция криогенного квантово-классического интерфейса, предполагающая интеграцию управляющей электроники непосредственно в низкотемпературный объем крио-

стата [12]. Наиболее перспективным кандидатом для реализации такого интерфейса выступает быстрая одноквантовая (RSFQ) логика, основанная на эффекте Джозефсона и оперирующая одиночными квантами магнитного потока [13,14]. Ключевыми преимуществами SFQ-подхода являются пикосекундное быстродействие, сверхнизкое энергопотребление (энергия переключения порядка 10^{-19} J на один джозефсоновский переход) и естественная совместимость со сверхпроводниковой природой кубитов. Принципиальная возможность управления потоковыми кубитами с помощью SFQ-импульсов была теоретически обоснована и подтверждена численным моделированием в работах ряда авторов [12,15]. Позднее экспериментальные демонстрации подтвердили работоспособность данного подхода: в недавних работах продемонстрировано управление несколькими кубитами через единую линию с применением SFQ-демультиплексирования [16]. Можно заключить, что SFQ-технология позволяет реализовать эффективное сопряжение классической и квантовой частей вычислительной системы, обеспечивая высокую скорость управления и точность синхронизации. Альтернативные подходы к криогенному управлению, включая cryo-CMOS и оптические интерконнекты, либо уступают SFQ-логике по энергоэффективности на милликельвиновом уровне, либо требуют дополнительного развития технологии для практического применения [17,18], тогда как использование джозефсоновского цифрового управления уже допускает масштабируемые решения на основе мультиплексной архитектуры, что подтверждает актуальность данного направления [11,16].

Таким образом, интеграция SFQ-электроники в криогенный тракт управления квантовым процессором является признанным мировым трендом, обеспечивающим путь к масштабированию. Однако успешная реализация данного подхода напрямую зависит от качества технологической базы изготовления сверхпроводниковых интегральных схем. Необходимо гарантировать, что параметры серийно изготавливаемых структур — критические токи джозефсоновских переходов, номиналы резисторов и индуктивностей — будут находиться в пределах допусков, обеспечивающих корректное функционирование цифровых схем. Методология оценки технологических разбросов и оптимизации параметров SFQ-ячеек под конкретные технологические условия разработана и верифицирована в ряде работ [19–21], однако ее применение к отечественной технологической базе требует отдельного исследования.

Настоящая работа ставит своей целью оценить возможность создания цифровой джозефсоновской электроники для управления квантовым процессором с использованием технологических возможностей уникальной научной установки (УНУ) „Криоинтеграл“. В работе представлен оригинальный подход к анализу требований к качеству изготовления SFQ-структур, позволяющий подбирать значения рабочих параметров, при которых система в целом оказывается менее требовательной к

качеству изготовления джозефсоновских контактов и базовых ячеек логических схем. С учетом этих данных рассматриваются результаты экспериментальных исследований тестовых схем (джозефсоновских переходов и двухконтактных интерферометров), изготовленных по ниобиевой технологии ИПЭ РАН, и сопоставляются полученные технологические разбросы параметров с расчетными допусками, необходимыми для устойчивой работы базовых элементов RSFQ-логики.

1. Требования к качеству изготовления базовых схем RSFQ-логики

Новым нелинейным элементом, появляющимся в RSFQ-электронике по сравнению с классической, является сверхпроводящий джозефсоновский переход (контакт) — структура, состоящая из двух сверхпроводников, разделенных слабой связью (сужением или тонким слоем изолятора или несверхпроводящего металла). Его электродинамика описывается широко известной моделью RCSJ [22]. В данной модели ток через переход состоит из трех параллельных компонент, а именно сверхток, определяемый первым уравнением Джозефсона, ток через резистор и ток через емкость. Ток через переход, таким образом, определяется соотношением:

$$I = I_c \sin \phi + \frac{\Phi_0}{2\pi R} \frac{d\phi}{dt} + C \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d^2\phi}{dt^2}.$$

Здесь ϕ — джозефсоновская фаза, а $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-15}$ Wb — квант магнитного потока. Джозефсоновская фаза и скачок фазы сверхпроводящего параметра порядка связаны с напряжением по формуле: $V = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\phi}{dt}$. В дальнейшем все выражения будут записываться преимущественно в нормированных величинах [23]:

$$I \rightarrow \frac{I}{I_u}, \quad I_c \rightarrow \frac{I_c}{I_u}, \quad V \rightarrow \frac{V}{V_u}, \quad t \rightarrow \frac{t}{t_u}, \quad R \rightarrow \frac{R}{R_u}, \quad L \rightarrow \frac{L}{L_u},$$

$$C \rightarrow \frac{C}{C_u}, \quad I = C \frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{d\phi}{dt} + I_c \sin \phi.$$

Здесь I_u — критический ток одного из джозефсоновских переходов, взятого за основу (можно выбрать любой для удобства), $V_u = I_c R$, $t_u = \frac{\Phi_0}{2\pi V_u}$, $R_u = \frac{V_u}{I_u}$, $L_u = \frac{\Phi_0}{2\pi I_u}$, $C_u = \frac{\Phi_0}{2\pi V_u R_u}$. При такой нормировке выражение для тока через джозефсоновский переход значительно упрощается.

1.1. Метод модифицированного анализа узлов (MNA)

Перспективным является подход с автоматической записью уравнений Кирхгофа для цепи (первого правила Кирхгофа для узлов цепи и уравнения фазового баланса — аналога второго правила Кирхгофа для сверхпроводящих цепей). При этом получаются уравнения, в

которых в качестве неизвестных выступают фазы сверхпроводящего параметра порядка в узлах цепи. Однако такой подход имеет известные проблемы с решением уравнений в общем случае, поскольку в систему входят как дифференциальные, так и алгебраические уравнения. Подобные системы уравнений в общем случае могут быть неразрешимы относительно старшей производной и требуют затратных алгоритмов (например, алгоритм Пантелидеса [24,25], когда происходит дифференцирование левой и правой частей определенных уравнений, входящих в систему). Этот подход крайне сложно масштабируется и требует работы с символьной алгеброй в программе. Также для записи уравнений фазового баланса в контурах цепи требуется применение алгоритмов работы с графами. Все эти факторы крайне отрицательно влияют на производительность работы симулятора и значительно усложняют его программный код. Поэтому для разработки симулятора был выбран широко используемый алгоритм модифицированного анализа узлов MNA [26–28]. Этот подход используется в известном симуляторе электрических цепей SPICE и в других, выполненных на его основе [19].

Суть данного метода заключается в том, что уравнения Кирхгофа для цепи записываются сразу в матричной форме по алгоритму. Каждому элементу в соответствие ставится шаблон матрицы, который записывается в финальную матрицу в строки и столбцы, соответствующие тем переменным в общем векторе неизвестных, которые встречаются в данном уравнении. При этом в качестве неизвестных используются как напряжения (или фазы параметра порядка) в узлах цепи, так и токи через элементы. Подобный подход к записи уравнений позволяет избежать записи уравнений фазового баланса, и, следовательно, затратного анализа контуров цепи. Таким образом, работа с цепью происходит по четкому алгоритму с асимптотической сложностью $O(n)$, где n — количество элементов в цепи.

Интегрирование уравнений происходит с использованием обратного метода Эйлера (Backward Euler method). На каждом шаге интегрирования (шаге по времени) происходит запись уравнений в матричной форме. Все производные, входящие в состав уравнений, при этом аппроксимируются на основании значений с предыдущих шагов по формуле обратного дифференцирования (Backward differentiation formula, BDF):

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)_n = \frac{3}{2h} \left(x_n - \frac{4}{3}x_{n-1} + \frac{1}{3}x_{n-2}\right), \quad (1)$$

где $x(t)$ — функция, чью производную необходимо аппроксимировать; x_n — значение функции на текущем шаге интегрирования (в текущий момент времени); x_{n-1} и x_{n-2} — значения функции на предыдущем шаге и шаге, находящемся перед предыдущим, соответственно; h — шаг интегрирования по времени. Таким образом, на каждом шаге (в каждый момент времени с интервалом h) записывается система уравнений в матричном

виде ($A_x = B$), зависящая от параметров цепи и предыдущих значений неизвестных, после чего она решается и полученные значения сохраняются для данного момента времени. Алгоритм в методе MNA составлен таким образом, что от времени зависит только вектор свободных членов B , а матрица A остается постоянной.

Рассмотрим теперь, каким образом выводятся шаблоны, вставляемые в систему в матричном виде, и каким образом они образуют систему уравнений.

Шаблон расчета для резистора. Для резистора уравнение записывается в виде

$$V(t) = RI(t),$$

что в матричном виде ($A_R x_R = B_R$) записывается как:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 \\ 1 & -1 & -R_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V^+ \\ V^- \\ I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Здесь V^+ и V^- — потенциалы слева и справа от элемента соответственно. По соглашению направление тока выбирается от точки с потенциалом V^+ к точке с потенциалом V^- . При добавлении в общую систему $A_x = B$ каждый элемент матрицы $(A_R)_{ij}$ записывается в общую матрицу A с координатами A_{km} , где k — позиция, на которой в общем векторе неизвестных x стоит переменная, находящаяся в i -й строке вектора неизвестных для резистора x_R , а m — позиция, на которой в общем векторе неизвестных x стоит переменная, находящаяся в j -й строке вектора x_R . Элементы вектора B_R добавляются в общий вектор B по аналогичному принципу. В случае, если один из выводов резистора заземлен, то соответствующий потенциал (V^+ или V^-) тождественно равен нулю. При этом такой потенциал удаляется из списка неизвестных, и также удаляются соответствующая строка и столбец из матрицы A_R и элемент из вектора B_R . Запись в матрицу подразумевает суммирование со значением, уже имеющимся на данной позиции — таким путем образуются уравнения Кирхгофа.

Шаблон для конденсатора. Уравнение для конденсатора записывается в виде

$$I(t) = C \frac{dV}{dt}.$$

После записи производной, согласно формуле (1), уравнение запишется в виде

$$I = \frac{3C}{2h} \left(V_n - \frac{4}{3}V_{n-1} + \frac{1}{3}V_{n-2}\right)$$

или

$$V_n - \frac{2h}{3C} I = \frac{4}{3} V_{n-1} - \frac{1}{3} V_{n-2}.$$

В матричном виде уравнение записывается как

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 \\ 1 & -1 & -\frac{2h}{3C} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V^+ \\ V^- \\ I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{4}{3}V_{n-1} - \frac{1}{3}V_{n-2} \end{pmatrix}.$$

Шаблон для индуктивности. Уравнение, связывающее ток и напряжение для индуктивности

$$V(t) = L \frac{dI}{dt}.$$

После записи производной $\frac{dI}{dt}$ с помощью (1) уравнение записывается в виде

$$V_n = \frac{3L}{2h} \left(I_n - \frac{4}{3} I_{n-1} + \frac{1}{3} I_{n-2} \right).$$

Эквивалентная форма записи в матричном виде

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 \\ 1 & -1 & -\frac{3L}{2h} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V^+ \\ V^- \\ I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -\frac{2L}{h} I_{n-1} + \frac{L}{2h} I_{n-2} \end{pmatrix}.$$

Шаблон для джозефсоновского перехода. Запишем уравнение для тока через джозефсоновский переход в зависимости от напряжения и фазы

$$I = I_C \sin \phi + C \frac{d^2 \phi}{dt^2} + \frac{d\phi}{dt}.$$

Введем напряжение через фазу

$$V = R \frac{d\phi}{dt}.$$

Перепишем выражение для тока через переход с учетом этого

$$\frac{V}{R} - I = -I_C \sin \phi - \frac{C}{R} \frac{dV}{dt}.$$

Распишем производную по формуле (1):

$$\begin{aligned} \frac{V}{R} + \frac{C}{R} V - I &= -I_C \sin \phi + \frac{3}{2h} \frac{C}{R} \left(\frac{4}{3} V_{n-1} - \frac{1}{3} V_{n-2} \right), \\ V \frac{1+C}{R} - I &= -I_C \sin \phi + \frac{C}{R} \left(\frac{2}{h} V_{n-1} - \frac{1}{2h} V_{n-2} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Также запишем соотношение между напряжением и фазой на переходе

$$\begin{aligned} V &= R \frac{d\phi}{dt} = \frac{3R}{2h} \left(\phi_n - \frac{4}{3} \phi_{n-1} + \frac{1}{3} \phi_{n-2} \right), \\ V - \frac{3R}{2h} \phi_n &= -\frac{2R}{h} \phi_{n-1} + \frac{R}{h} \phi_{n-2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Для использования данных выражений в системе уравнений необходимо найти фазу параметра порядка на текущем шаге интегрирования (ϕ). Для ее определения воспользуемся соотношением между током и фазой, а затем распишем производную по формуле (1):

$$\begin{aligned} V &= R \frac{d\phi}{dt} = \frac{3R}{2h} \left(\phi_n - \frac{4}{3} \phi_{n-1} + \frac{1}{3} \phi_{n-2} \right), \\ \phi_n &= \frac{2h}{3} V_n + \frac{4}{3} \phi_{n-1} - \frac{1}{3} \phi_{n-2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Напряжение V_n на переходе на текущем шаге определим из общего соотношения между предыдущим и текущим значением переменной при интегрировании дифференциального уравнения

$$V_n = V_{n-1} + h \left(\frac{dV}{dt} \right)_{n-1}.$$

Производная на предыдущем шаге расписывается также по формуле (1), однако вместо V_{n-1} и V_{n-2} необходимо использовать значения V_{n-2} и V_{n-3} соответственно. Имеем

$$\begin{aligned} V_n &= V_{n-1} + \frac{3}{2} \left(V_{n-1} - \frac{4}{3} V_{n-2} + \frac{1}{3} V_{n-3} \right), \\ V_n &= \frac{5}{2} V_{n-1} - 2V_{n-2} + \frac{1}{2} V_{n-3}. \end{aligned} \quad (5)$$

В итоге, объединяя (2)–(5), получаем уравнение для джозефсоновского перехода в матричном виде

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & -1 & -\frac{3R}{2h} & 0 \\ \frac{C+1}{R} & -\frac{C+1}{R} & 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V^+ \\ V^- \\ \phi \\ I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ R * \left(-\frac{2}{h} \phi_{n-1} + \frac{1}{2h} \phi_{n-2} \right) \\ -A \sin \phi_n + \frac{C}{R} \left(\frac{4}{3} V_{n-1} - \frac{1}{3} V_{n-2} \right) \end{pmatrix},$$

где

$$\begin{aligned} \phi_n &= \frac{2h}{3} V_n + \frac{4}{3} \phi_{n-1} - \frac{1}{3} \phi_{n-2}, \\ V_n &= \frac{5}{2} V_{n-1} - 2V_{n-2} + \frac{1}{2} V_{n-3}. \end{aligned}$$

Включение данного матричного уравнения в общую систему осуществляется по ранее описанным правилам, с тем лишь исключением, что в общий список переменных добавляется джозефсоновская фаза (скачок фазы параметра порядка) на переходе.

Шаблон источника тока. Ток на источнике известен в любой момент времени и не зависит от предыдущих и текущих значений переменных, и поэтому его ток просто суммируется с правой частью уравнений Кирхгофа в соответствующих узлах электрической схемы

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V^+ \\ V^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -I(t) \\ I(t) \end{pmatrix}.$$

Шаблон взаимной индуктивности. Напряжения на двух индуктивностях зависят от времени следующим образом:

$$V_1(t) = L_1 \frac{dI_1}{dt} + M \frac{dI_2}{dt}, \quad V_2(t) = L_2 \frac{dI_2}{dt} + M \frac{dI_1}{dt}.$$

где $M = k\sqrt{L_1 L_2}$ — коэффициент взаимной индуктивности. Расписывая производные по формуле (1), получим

$$\begin{cases} (V_1)_n - \frac{3L_1}{2h} (I_1)_n - \frac{3M}{2h} (I_2)_n = \\ = -\frac{2L_1}{h} (I_1)_{n-1} + \frac{L_1}{2h} (I_1)_{n-2} - \frac{2M}{h} (I_2)_{n-1} + \frac{M}{2h} (I_2)_{n-2}, \\ (V_2)_n - \frac{3L_2}{2h} (I_2)_n - \frac{3M}{2h} (I_1)_n = \\ = -\frac{2L_2}{h} (I_2)_{n-1} + \frac{L_2}{2h} (I_2)_{n-2} - \frac{2M}{h} (I_1)_{n-1} + \frac{M}{2h} (I_1)_{n-2}. \end{cases}$$

В матричной форме данные уравнения записываются в виде

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 & -\frac{3L_1}{2h} & -\frac{3M}{2h} \\ 0 & 0 & 1 & -1 & -\frac{3M}{2h} & -\frac{3L_2}{2h} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_1^- \\ V_2^+ \\ V_2^- \\ I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\frac{2L_1}{h} (I_1)_{n-1} + \frac{L_1}{2h} (I_1)_{n-2} - \frac{2M}{h} (I_2)_{n-1} + \frac{M}{2h} (I_2)_{n-2} \\ -\frac{2L_2}{h} (I_2)_{n-1} + \frac{L_2}{2h} (I_2)_{n-2} - \frac{2M}{h} (I_1)_{n-1} + \frac{M}{2h} (I_1)_{n-2} \end{pmatrix}.$$

1.2. Оптимизация сверхпроводниковых цифровых схем контроля квантового процессора с учетом разброса параметров цепей

После успешного моделирования работы цепи необходимо перейти к разработке дизайна с требуемыми параметрами и впоследствии к изготовлению чипа. Однако при изготовлении устройств сверхпроводниковой логики невозможно получение устройств с точными значениями параметров, всегда возможны некоторые отклонения. Так, джозефсоновские переходы для SFQ-схем чаще всего изготавливаются по технологии „сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник“, где в качестве изолятора используется оксид сверхпроводящего металла строго заданной толщины. Толщина слоя оксида зависит от большого количества параметров — времени окисления, давления кислорода в камере напыления и т.д. Погрешности также возможны во время формирования геометрии структур методом нанолитографии и при напылении пленок металлов. Таким образом, изготовленное устройство может оказаться абсолютно неработоспособным, поскольку значение одного или нескольких параметров может выйти за допустимые пределы, при которых сохраняется работоспособность схемы. Для решения этой проблемы необходимо оптимизировать значения параметров таким образом, чтобы они не были чувствительны к вариации. Иными словами, необходимо максимизировать границы, при изменении в пределах которых работоспособность схемы сохраняется. Для этой цели был разработан алгоритм оптимизации.

С целью найти наиболее подходящий алгоритм для задачи оптимизации схем сверхпроводниковой логики сперва был выбран генетический алгоритм. Однако скорость поиска оптимальных параметров с максимальным разбросом физических величин, при котором схемы все еще оставались функциональными, была недостаточно высокой. После этого выбор пал на алгоритм Нелдера–Мида [20,21].

Алгоритм Нелдера и Мида представляет собой метод оптимизации (поиска минимума) функции от нескольких переменных. Он является простым и в то же время эффективным методом, позволяющим оптимизировать функции без использования градиентов. Метод надежен и, как правило, показывает хорошие результаты, несмотря на отсутствие для него теории сходимости.

Алгоритм заключается в формировании симплекса (simplex) и последующем его деформировании в направлении минимума, посредством трех операций: 1) отражение, 2) растяжение, 3) сжатие. Симплекс представляет собой геометрическую фигуру, являющуюся n -мерным обобщением треугольника. Для одномерного пространства — это отрезок, для двумерного — треугольник. Таким образом n -мерный симплекс имеет $(n + 1)$ вершину.

1.2.1. Описание алгоритма Нелдера–Мида

Пусть $f(x, y)$ — функция, которую необходимо оптимизировать (для наглядности ограничимся двумя переменными). На первом шаге выбираем три случайные точки (A_1, A_2, A_3) и формируем симплекс (в данном варианте — треугольник, так как функция зависит лишь от двух переменных). Вычисляем значение функции в каждой точке: $f(A_1), f(A_2), f(A_3)$.

Сортируем точки по значениям функции $f(x, y)$ в этих точках, таким образом получаем двойное неравенство: $f(A_3) \leq f(A_1) \leq f(A_2)$.

Цель алгоритма — найти минимум функции, а следовательно, на данном шаге лучшей будет считаться та точка, в которой значение функции принимает свое минимальное значение. На рис. 1 точки переобозначены для простоты следующим образом: $b = A_3$, $g = A_1$, $w = A_2$ (best, good и worst соответственно).

На следующем шаге вычисляется середина отрезка (middle), крайними точками которого являются точки g и b .

Далее выполняется операция отражения. Точка x_r находится следующим образом:

$$x_r = middle + (middle - w).$$

Выполняется отражение точки w относительно точки $middle$. В качестве коэффициента берется, как правило, 1. Затем проверяется новая точка x_r : если $f(x_r) < f(g)$, то новая точка считается хорошей точкой. Проверяется вариант увеличения расстояния в этом направлении в 2 раза с целью проверки возможности нахождения более подходящей точки.

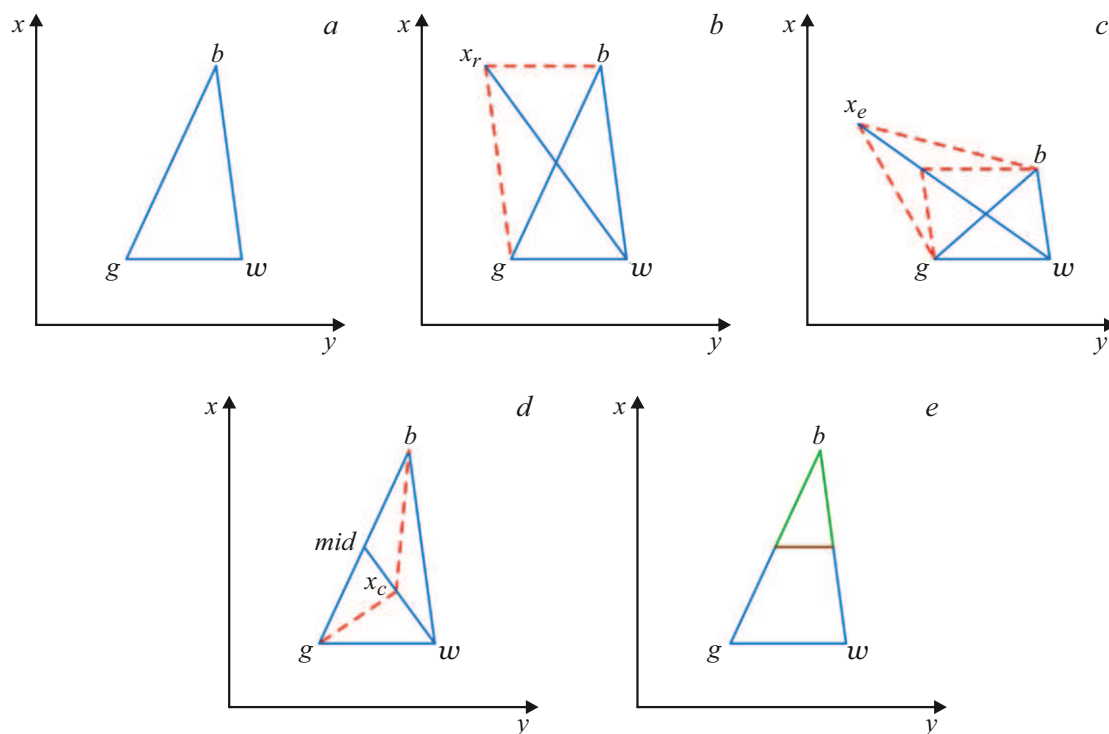


Рис. 1. *a* — старт оптимизационного алгоритма, *b* — операция отражения, *c* — операция растяжения, *d* — операция сжатия, *e* — операция сокращения.

Проводим операцию отражения еще раз:

$$x_e = middle + (x_r - middle).$$

Проводится проверка новой точки x_e : если $f(x_e) < f(b)$, то была найдена еще лучшая точка, нежели x_r . Если этого не происходит (неравенство не выполняется), то происходит остановка на точке x_r . Далее точка w заменяется на x_e , либо на x_r .

Если найти хорошие точки посредством операций отражения и растяжения не вышло, тогда используется операция сжатия. Проверяется следующая точка:

$$x_c = middle + (w - middle).$$

Также следует упомянуть операцию сокращения: переопределяется почти что весь симплекс, кроме лучшей точки b . Данная операция дорого стоит в вычислительном плане, так как требуется сразу переопределить весь симплекс. Однако при прогонах данного алгоритма на тестах операция сокращения выполнялась очень редко.

Работа алгоритма прекращается, когда выполняется одно из условий:

- было выполнено максимальное число итераций (можно устанавливать число самому);
- площадь симплекса достигла определенной величины (площадь будет строго определяется разбросом по параметрам изучаемых схем);
- текущее решение достигло необходимой точности.

1.2.2. Формирование итогового алгоритма оптимизации сверхпроводниковых цепей

Во время работы программы с использованием алгоритма Нелдера–Мида выполнялась максимизация следующей целевой функции:

$$f(X) = 0.4 \sqrt{\max_i LB(X_i) \cdot \min_i UB(X_i)} + 0.8 \left(\max_i LB(X_i) + \min_i UB(X_i) \right),$$

где X — вектор текущих (на данном шаге) значений параметров цепи, $LB(X_i)$ и $UB(X_i)$ — верхняя и нижняя граница разброса i -го параметра, в пределах которого схема сохраняет свое функционирование. Такая функция позволяет справедливо оценивать границы и концентрироваться в равной степени как на размере интервала, так и на его симметричности. При этом для вычисления выбирались наихудшие границы среди всех оцениваемых. Вычисление разброса параметров на каждом шаге алгоритма осуществлялось варьированием каждого из них по очереди относительно текущего значения X_i с использованием метода бинарного поиска:

1) задается начальное значение параметра X_i , первоначальный шаг поиска δX_i и необходимая точность ϵ определения границы. В зависимости от знака δX_i поиск осуществляется вперед или назад;

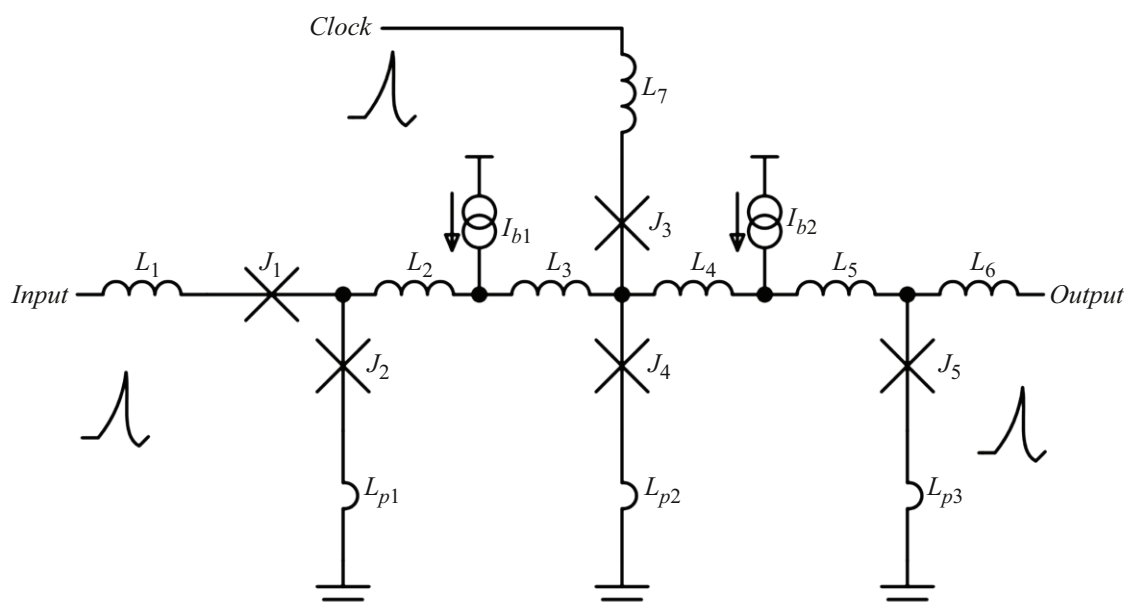


Рис. 2. Схема логической ячейки D-триггера; крестами отмечены джозефсоновские контакты [21].

2) выполняется увеличение текущего значения X_i на 1 шаг вперед ($X_i \rightarrow X_i + \delta X_i$) и проверка работоспособности схемы в данной точке;

3) в случае, если схема в новой точке работоспособна, снова выполняется п. 2 (переход на следующее значение);

4) в случае, если схема в новой точке неработоспособна, выполняется откат на предыдущий шаг ($X_i \rightarrow X_i - \delta X_i$) и сокращение шага поиска в 2 раза ($\delta X_i \rightarrow \delta X_i / 2$);

5) если для определенного элемента цепи уже получилось отыскать его физическое значение, при котором допустимы отклонения по нему же на $\pm 40\%$, то алгоритмом сразу проверяются края этого диапазона на верную работу. Таким образом получается ускорить работу алгоритма и уменьшить необходимое время вычислений;

6) пункты 2–4 выполняются до тех пор, пока либо:

— шаг не будет меньше требуемой точности ($\delta X_i < \varepsilon$)

— все разбросы величин на определенном шаге окажутся в пределах от -40% до 40% .

Проверка работоспособности схемы (в п. 2 алгоритма) осуществлялась путем проверки факта переключения всех джозефсоновских переходов в заданных интервалах времени и отсутствия переключений вне данных интервалов. Факт переключения джозефсоновского перехода устанавливался по наличию изменения фазы на данном переходе в данном интервале на 2π и более (с учетом заранее заданной погрешности).

1.2.3. Принцип работы с оптимизационным комплексом

На вход подается:

— верно работающая схема сверхпроводниковой логики;

— указание, когда и какой джозефсоновский контакт в цепи переключается (наличие переключения джозефсоновского контакта требуется смотреть по фазе последнего, скачок по фазе на 2π соответствует переключению).

Результатом работы оптимизационного комплекса являются: — оптимизированные параметры схемы;

— разброс (margin) по всем параметрам.

Есть возможность вычислить разброс по параметрам перед оптимизацией. Есть эвристическое правило: в идеале добиваться от 30% до 40% отклонений по каждому параметру схемы. Если изначальный разброс параметров определенной схемы подходит для преследуемых целей, то проведение оптимизации данной схемы не требуется.

С целью проверки функционирования алгоритма оптимизации его работа была проверена на следующих схемах, представляющие собой классические элементы SFQ-логики: D-триггер (D Flip Flop), T-триггер (T Flip Flop) и джозефсоновская передающая линия (JTL).

Проверка работы схемы D-триггера (схема изображена на рис. 2) продемонстрирована на рис. 3 и данными из табл. 1 и 2.

D-триггер может получить на вход (Input) информационный сигнал без учета дополнительного сигнала синхронизации (на рис. 2 обозначен как Clock). D-триггер является ячейкой памяти: при поступлении информационного сигнала в отсутствие синхронизирующего сигнала сохраняет информацию, выдает сигнал только при поступлении сигнала синхронизации.

Проверка работы схемы T-триггера (схема изображена на рис. 4) продемонстрирована на рис. 5 и данными

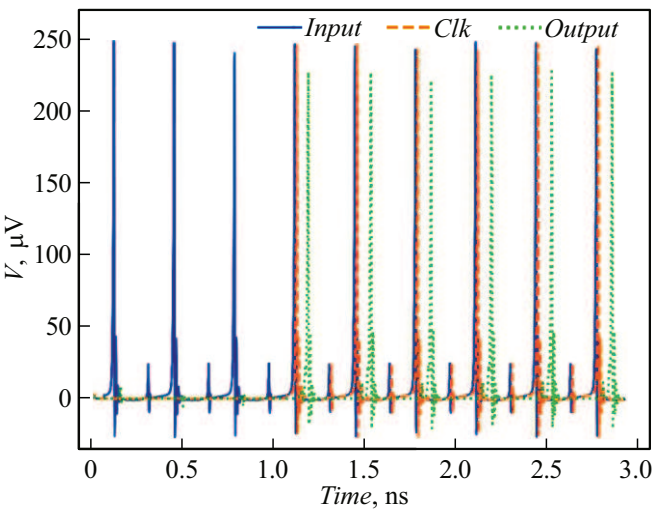


Рис. 3. Работа логического элемента D-триггера, проиллюстрированная через зависимости напряжения на входном и выходном элементах от времени.

Таблица 1. Начальный разброс параметров D-триггера	
Физический параметр	Разброс
I_c	[−35 %; 16 %]
I_b	[−23 %; 40 %]
L	[−42 %; 39 %]

Таблица 2. Финальный разброс параметров D-триггера	
Физический параметр	Разброс
I_c	[−32 %; 30 %]
I_b	[−37 %; 33 %]
L	[−40 %; 40 %]

Таблица 3. Начальный разброс параметров Т-триггера	
Физический параметр	Разброс
I_c	[−23 %; 24 %]
I_b	[−40 %; 18 %]
L	[−31 %; 40 %]

из табл. 3 и 4. Т-триггер получает на вход некоторое количество сигналов. Функция данного элемента: деление частоты поступающих импульсов на 2. На выход проходит лишь каждый второй.

Проверка работы схемы джозефсоновской передающей линии (JTL) (схема изображена на рис. 6) продемонстрирована на рис. 7 и данными из табл. 5 и 6.

Таблица 4. Финальный разброс параметров Т-триггера	
Физический параметр	Разброс
I_c	[−30 %; 30 %]
I_b	[−40 %; 30 %]
L	[−35 %; 40 %]

Таблица 5. Начальный разброс параметров джозефсоновской передающей линии	
Физический параметр	Разброс
I_c	[−53 %; 53 %]
I_b	[−40 %; 28 %]
L	[−23 %; 36 %]

Таблица 6. Финальный разброс параметров джозефсоновской передающей линии	
Физический параметр	Разброс
I_c	[−53 %; 42 %]
I_b	[−40 %; 30 %]
L	[−35 %; 35 %]

На рис. 7 можно видеть, как на вход поступает четыре разделенных по времени SFQ импульсов, и как далее они же беспрепятственно распространяются по линии JTL.

2. Экспериментальное исследование тестовых структур и анализ качества

Сравним теперь полученные требования к качеству изготовления джозефсоновских структур и логических ячеек на их основе с результатами теста качества работы УНУ „Криоинтеграл“.

2.1. Изготовление джозефсоновских контактов с помощью УНУ Криоинтеграл

На кремниевую подложку с помощью магнетронного высокочастотного напыления осаждается 100 nm материала Al_2O_3 в качестве стоп-слоя для последующего плазмохимического травления. Трехслойная структура Nb- AlO_x -Nb формировалась в едином вакуумном цикле в сверхвысоковакуумной напылительной установке с остаточным давлением 10^{-8} mBar, оборудованной криогенным и турбомолекулярными насосами. Толщина нижнего слоя ниобия 200 nm, затем происходило напыление 7 nm алюминия, который затем окислялся при давлении

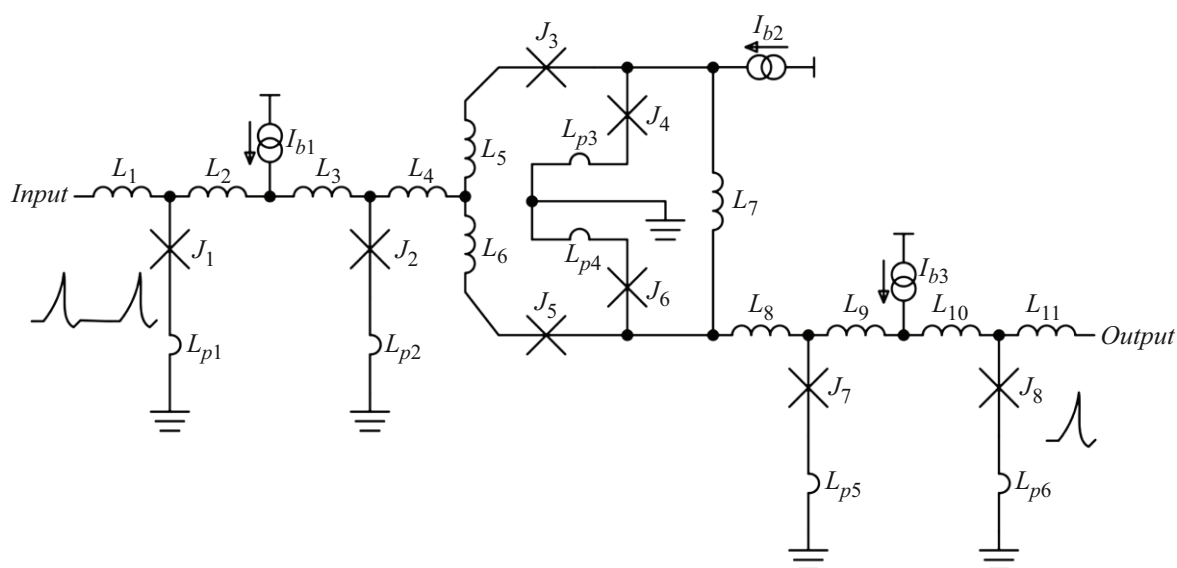


Рис. 4. Схема логической ячейки Т-триггера [21].

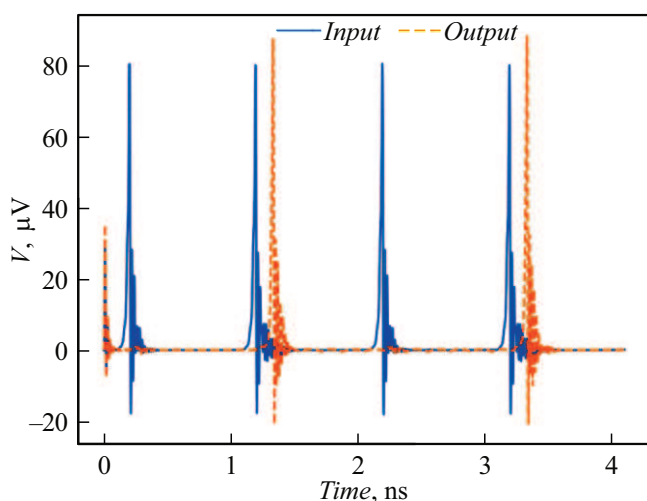


Рис. 5. Работа логического элемента Т-триггера, проиллюстрированная через зависимости напряжения на входном и выходном элементах от времени.

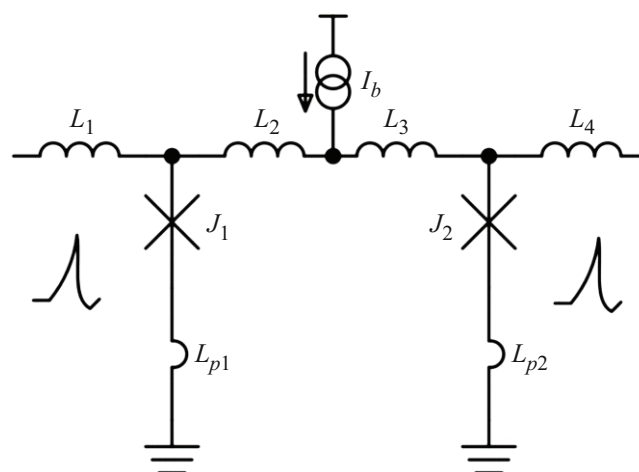


Рис. 6. Схема одной ячейки джозефсоновской передающей линии, JTL, соединяющей логические ячейки [21].

1.5 mBar в течение 20 min, после этого напылялся верхний ниобий толщиной 80 nm.

Формирование геометрии структур на образце осуществляется методом фотолитографии с использованием фотошаблонов, изготовленных на установке электронно-лучевой литографии. Джозефсоновские контакты сверхпроводник/изолятор/сверхпроводник (СИС переходы) требуемой площади формируются методом SNEAP, при котором верхний слой ниобия удаляется реактивно-ионным травлением в атмосфере CF_4 , стоп-слоем при травлении служит слой алюминия. Затем в растворе электролита происходит анодизация торцов СИС переходов для устранения возможных микрозако-

потоков, далее осаждается слой изоляции SiO_2 , обеспечивающий изоляцию между базовым и верхним подводящим электродами. В следующем вакуумном цикле напыления формируется слой верхнего электрода — ниобия, толщиной 350 nm.

Каждый этап формирования туннельных переходов может при необходимости контролироваться при помощи электронной микроскопии. Возможности УНУ Кристоинтеграл позволяют достаточно гибко и в широком технологическом окне менять параметры изготавливаемых структур. В частности, для повышения воспроизводимости критического тока могут применяться различные типы резисторов при формировании геометрии переходов, а варьирование режимов плазмохимического травления (состав газовой смеси и т.д.) дает возмож-

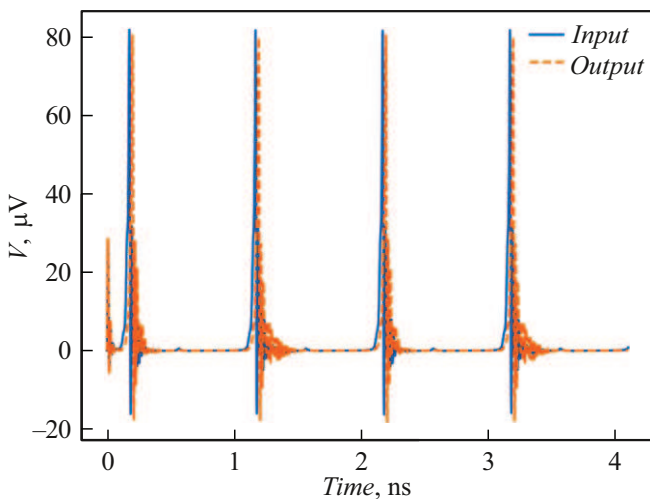


Рис. 7. Работа джозефсоновской передающей линии, проиллюстрированная через зависимости напряжения на входном и выходном элементах от времени.

ность оптимизировать профиль края джозефсоновского перехода и снизить случайный разброс параметров. Использование в работе комплекта фотошаблонов, изготовленных методом электронно-лучевой литографии, в сочетании с контактной фотолитографией обеспечивает возможность быстрой итеративной коррекции технологического процесса: по результатам измерений готовых структур в последующие циклы изготовления по тому же комплекту шаблонов могут быть внесены поправки, компенсирующие наблюдаемый уход параметров (например, систематическое занижение критического тока, отмеченное выше). При необходимости достижения предельной точности и минимизации разброса параметров по подложке может быть задействована и технология прямой электронно-лучевой литографии.

2.2. Измерение характеристик нешунтированных джозефсоновских контактов

Фотография типичного получаемого нешунтированного джозефсоновского перехода представлена на рис. 8, а. После снятия вольт-амперной характеристики (ВАХ) нешунтированного перехода проверяется ее соответствие характерному виду [29]: наличие гистерезиса и выраженного участка, соответствующего щелевому напряжению. По ВАХ определяются параметры перехода: V_g (щелевое напряжение) и R_n (нормальное сопротивление). V_g определяется по горизонтальному участку на ВАХ; R_n — по наклону на участке $|U| > |V_g|$, как $R_n = \frac{\Delta U}{\Delta I}$ (рис. 8, б).

Рис. 9 иллюстрирует статистику экспериментально измеренных значений критического тока I_c для нешунтированных джозефсоновских контактов с различным критическим током.

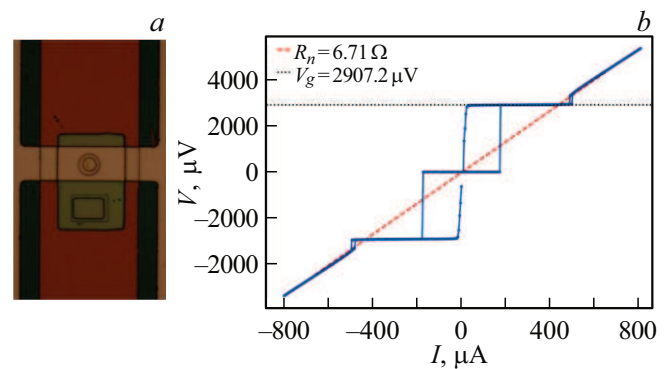


Рис. 8. а — изготовленный нешунтированный джозефсоновский переход; б — ВАХ нешунтированного джозефсоновского перехода.

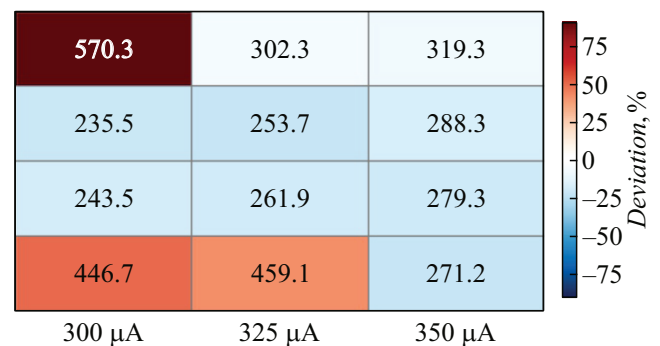


Рис. 9. Статистика по экспериментально измеренным значениям критического тока для нешунтированных джозефсоновских контактов.

По горизонтальной оси отложены значения критического тока, заложенные на этапе проектирования топологии. В каждой ячейке матрицы приведено экспериментально полученное значение I_c для соответствующего типа контакта. Цветовая шкала отображает относительное отклонение экспериментального измеренного критического тока $I_{c,exp}$ от значения $I_{c,nom}$, заложенного в дизайне, вычисляемое по формуле:

$$\frac{I_{c,exp} - I_{c,nom}}{I_{c,nom}}.$$

Таким образом, цветовая кодировка позволяет наглядно оценить как величину, так и знак отклонения параметров реальных структур от расчетных значений.

Представленные данные используются для анализа воспроизводимости технологического процесса изготовления нешунтированных джозефсоновских контактов и выявления систематических тенденций смещения критического тока в зависимости от геометрических параметров переходов.

Как видно на рис. 9, критический ток большинства исследованных экспериментально нешунтированных джозефсоновских контактов смещен вниз относительно значений, заложенных в дизайне. Измеренное отклонение

значений критических токов большинства переходов находится внутри допустимого разброса, указанного в табл. 2, 4 и 6. Однако для разработки интерфейсных RSFQ-схем используются шунтированные джозефсоновские контакты, поэтому очень важно оценить влияние резистивного шунтирования на воспроизводимость критического тока. Экспериментальное исследование шунтированных переходов представлено в следующем разделе.

2.3. Измерение характеристик шунтированных джозефсоновских контактов

Как видно на рис. 8, *a*, джозефсоновский переход изготавливался в топологии плоскопараллельно расположенных электродов контакта с диэлектрической прослойкой между ними. Такая топология отличается заметной собственной емкостью, для нивелирования влияния которой на динамику перехода обычно применяется резистивное шунтирование (рис. 10, *a*).

Для шунтированных переходов по линейному участку ВАХ определяется сопротивление шунта R_n (сопротивлением самого перехода пренебрегают как существенно большим), а критический ток I_c фиксируется как точка перехода от нулевого напряжения к резистивному режиму (рис. 10, *b*).

Рис. 11 содержит аналогичное представление статистики экспериментальных значений критического тока I_c для шунтированных джозефсоновских контактов. Обозначения осей, формат представления данных и способ нормировки отклонений полностью соответствуют использованному на рис. 9.

По горизонтальной оси приведены проектные значения критического тока, в ячейках указаны экспериментально измеренные значения, а цветовая шкала отражает относительное отклонение. Белые ячейки на рис. 11 соответствуют случаям, когда количество тестовых структур было менее двух.

Рис. 11 позволяет оценить влияние резистивного шунтирования на воспроизводимость критического тока

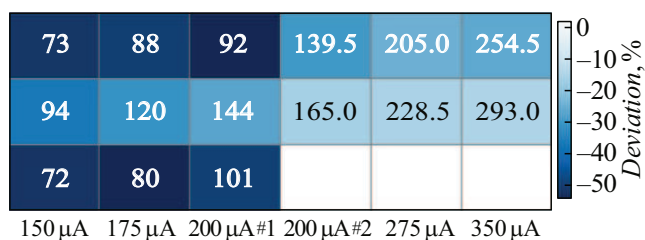


Рис. 11. Статистика по экспериментальному значению критического тока для шунтированных джозефсоновских контактов.

и сопоставить экспериментальные параметры шунтированных контактов с расчетными значениями, используемыми при проектировании SFQ-цепей.

На рис. 11 видно, что критический ток всех исследованных экспериментально шунтированных джозефсоновских контактов смещен вниз относительно значений, заложенных в дизайне. Измеренное отклонение значений критических токов переходов не превышает 50%. Одной из вероятных причин систематического сдвига вниз значения критического тока является загрязнение слоев ниобия в процессе напыления и последующей обработки. Присутствие примесей изменяет структурные свойства туннельного барьера AlO_x , что приводит к снижению критического тока. Для компенсации этого систематического сдвига при проектировании топологии в дальнейшем планируется вводить поправочные коэффициенты на этапе расчета геометрических размеров переходов. Критический ток большинства переходов находится внутри допустимого разброса, указанного в табл. 2, 4 и 6, что является важнейшим результатом, показывающим принципиальную возможность реализации схем, описанных в настоящей работе.

2.4. Измерение характеристик двухконтактных интерферометров (СКВИДов)

Максимальный сверхпроводящий ток, протекающий через двухконтактный СКВИД (пример фотографии СКВИДа представлен на рис. 12, *a*), модулируется внешним магнитным потоком, причем период модуляции соответствует кванту магнитного потока Φ_0 . Данное свойство интерферометров позволяет использовать СКВИД как измерительный элемент для определения неизвестных индуктивностей: если исследуемый участок включить в индуктивный контур СКВИДа, то по измеренному периоду модуляции полного сверхтока (или напряжения) можно восстановить соответствующую величину индуктивности [30].

Ограничение такого подхода состоит в том, что при стандартной схеме возбуждения, когда контрольная линия не является частью петли СКВИДа, получаемая оценка относится преимущественно к взаимной индуктивности, а не к собственной индуктивности исследуемого участка.

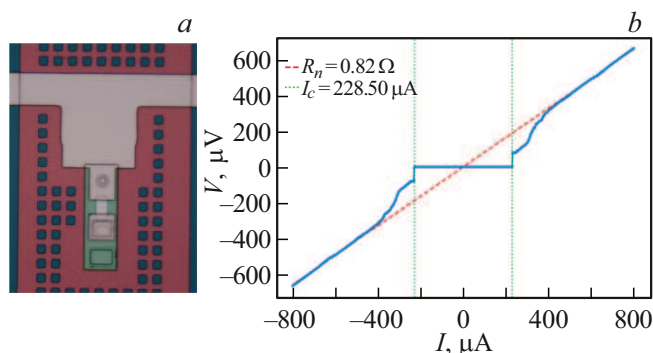


Рис. 10. *a* — фотография изготовленного шунтированного джозефсоновского перехода; *b* — определение параметров I_c и R_n по ВАХ для шунтированного джозефсоновского перехода.

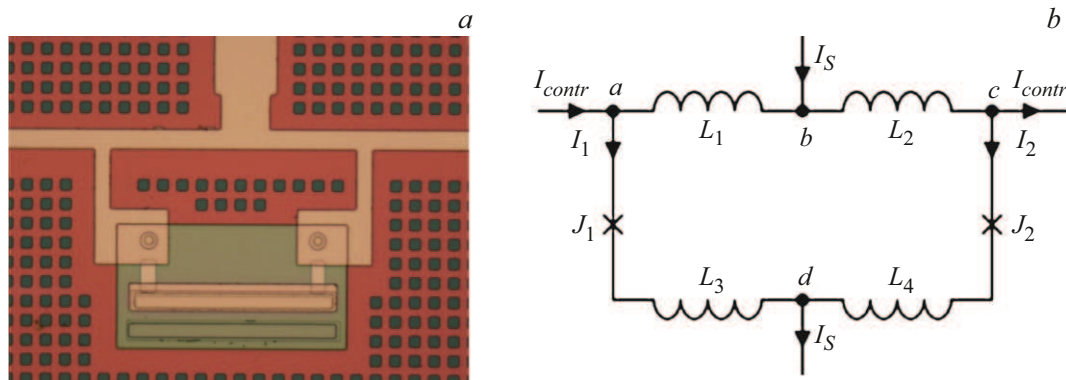


Рис. 12. *a* — фотография изготовленного СКВИДа; *b* — эквивалентная схема: крестами отмечены переходы J_1 и J_2 ; суммарный критический ток в симметричном случае равен $I_{c1} + I_{c2}$; индуктивность контура определяется суммой индуктивностей ветвей.

Для определения собственной индуктивности применяется схема, в которой линия, формирующая поток через СКВИД, непосредственно соединена с индуктивной петлей интерферометра (рис. 12, *b*). В этом случае исследуемый участок фактически становится фрагментом контрольной линии, и измеряемая величина соответствует собственной индуктивности данного участка.

Экспериментальное исследование СКВИДа начинается со снятия ВАХ. Поскольку СКВИД представляет собой два параллельно соединенных джозефсоновских перехода, „точка срыва“ на резистивный участок ВАХ интерпретируется как максимальный бездиссипативный ток $I_{\max}$ при отсутствии стороннего магнитного потока; для симметричного СКВИДа он соответствует удвоенному критическому току джозефсоновского перехода. Аналогично сопротивление, извлекаемое из линейного участка ВАХ, эквивалентно сопротивлению двух параллельных резистивных ветвей.

После измерения ВАХ, при отсутствии внешнего поля, к контрольной линии СКВИДа подключается источник тока и регистрируется зависимость $I_{\max}$ от магнитного потока, индуцируемого током в контрольной линии, протекающим через индуктивности L_1 и L_2 (рис. 12, *b*).

Измеренные зависимости подвергаются численному анализу с целью экстраполяции и извлечения не поддающихся прямому измерению характеристик, таких как, максимальный критический ток СКВИДа ($I_{\max}$), индуктивность СКВИДа $L_1 + L_2$ и асимметрия по критическим токам $\alpha_I = \frac{I_{c1} - I_{c2}}{I_{c1} + I_{c2}}$.

Рис. 13 демонстрирует экспериментально снятые ВАХ двухконтактного СКВИДа при различных значениях тока, подаваемого в контрольную линию. Для каждого значения тока в контрольную линию регистрировалась ВАХ СКВИДа, по которой определялось значение максимального бездиссипативного тока — критического тока СКВИДа при данном магнитном потоке.

Изменение тока в контрольной линии приводит к изменению магнитного потока, пронизывающего индуктивную петлю СКВИДа, что проявляется в модуляции

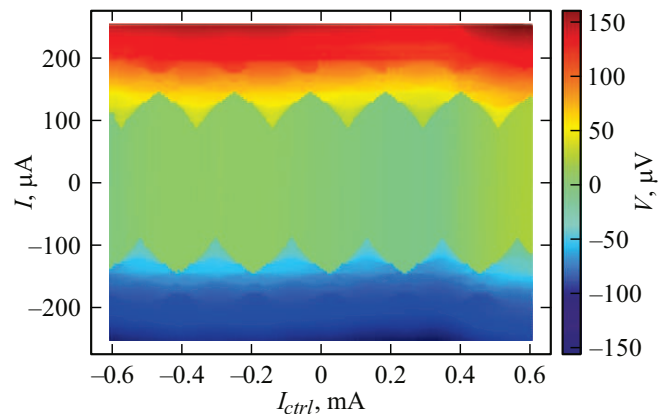


Рис. 13. Экспериментальные данные зависимости ВАХ от тока в контрольную линию СКВИДа I_{ctrl} .

положения точки перехода СКВИДа из сверхпроводящего в резистивный режим. Полученный набор ВАХ используется для последующего построения зависимости максимального бездиссипативного тока СКВИДа от тока в контрольную линию и численного анализа параметров интерферометра.

Рис. 14 представляет статистику экспериментально полученных параметров двухконтактных СКВИДов, изготовленных в рамках данного технологического цикла. Для каждого исследованного СКВИДа приведены значения максимального бездиссипативного тока, индуктивности СКВИДа, а также асимметрии по критическим токам джозефсоновских переходов, входящих в состав одного интерферометра.

Максимальный бездиссипативный ток определяется на основе анализа модулированных ВАХ, представленных на рис. 13. Индуктивность СКВИДа извлекается путем аппроксимации экспериментальной зависимости критического тока от тока в контрольную линию в рамках стандартной модели двухконтактного СКВИДа. По совокупности экспериментальных данных получено значение индуктивности на квадрат, равное 0.75 пРн, что хорошо

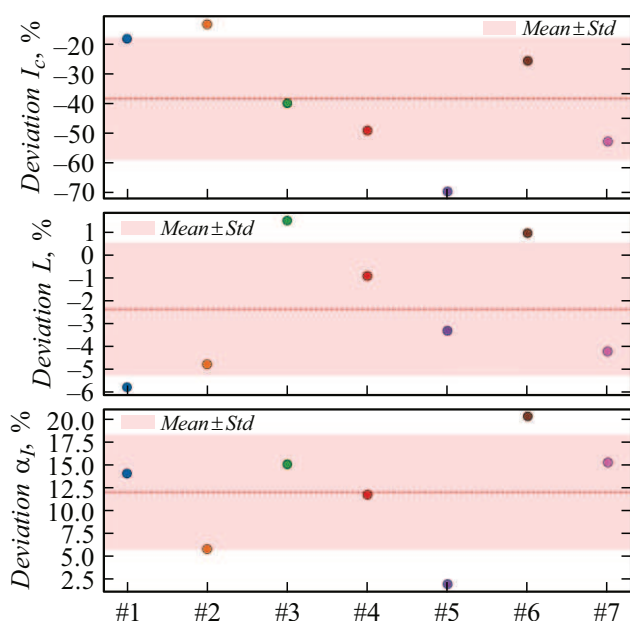


Рис. 14. Статистика экспериментальных значений критического тока СКВИДа, индуктивности и асимметрии критических токов.

согласуется с расчетными оценками, использованными при проектировании топологии. Асимметрия по критическим токам характеризует относительное различие критических токов двух джозефсоновских переходов внутри одного СКВИДа и служит мерой технологического разброса.

Представленная статистика позволяет оценить воспроизводимость параметров СКВИДов, используемых при изготовлении проектируемых интерфейсных SFQ-систем. Можно заключить, что на выборке из 40 двухконтактных интерферометров с 4 разных пластин были получены следующие характеристики качества изготовления требуемых для схем цифрового контроля квантовых элементов:

- среднее отклонение критического тока от дизайна: $\Delta I_c = -11.9\% \pm 4.0\%$,
- среднее отклонение индуктивностей от дизайна: $\Delta L = 8.6\% \pm 4.7\%$,
- средняя асимметрия по критическим токам внутри одного СКВИДа: $\Delta \alpha_I = 15.2\% \pm 5.5\%$.

Заключение

В рамках выполненного исследования впервые проведено системное сопоставление требований к параметрам элементов быстрой однокубитной (RSFQ) логики, предназначенной для управления квантовым процессором [31–33], с реальными технологическими возможностями отечественной производственной базы УНУ „Криоинтеграл“. На основе разработанной методики оптимизации с использованием алгоритма Нелдера–

Мида были определены допустимые диапазоны отклонений (запасы) для ключевых параметров базовых SFQ-ячеек — критических токов джозефсоновских переходов, токов смещения и индуктивностей. Показано, что для корректного функционирования таких элементов, как Т-триггер, D-триггер и джозефсоновская передающая линия, требуемые запасы составляют не менее $\pm 30\%$ для критических токов и $\pm 35\%$ – 40% для индуктивностей, что согласуется с мировыми данными по проектированию цифровых сверхпроводниковых схем.

Экспериментальное исследование тестовых структур (двухконтактных СКВИДов), изготовленных по ниобиевой технологии ИРЭ РАН в условиях УНУ „Криоинтеграл“, позволило получить статистически значимые оценки технологического разброса параметров. Установлено, что среднее отклонение критического тока от проектного значения составляет -11.9% с вариацией $\pm 4.0\%$, отклонение индуктивности — $+8.6\%$ с вариацией $\pm 4.7\%$, а асимметрия критических токов в пределах одного интерферометра не превышает 15.2% с вариацией $\pm 5.5\%$. Полученные значения демонстрируют хорошую воспроизводимость технологического процесса и находятся в пределах допусков, необходимых для устойчивой работы базовых логических элементов.

Полученные результаты демонстрируют, что отечественная технологическая база для создания сверхпроводниковой цифровой электроники активно развивается и уже сегодня позволяет решать практические задачи. Помимо УНУ „Криоинтеграл“ ИРЭ РАН, на которой выполнена работа, следует отметить и другие значимые центры компетенций в России. Так, на базе НОЦ ФМН МГТУ им. Н.Э. Баумана совместно с ВНИИА им. Н.Л. Духова [34] создана и запущена первая в России контрактная линия по производству сверхпроводниковых квантовых процессоров на 100-мм пластинах. Разработанная технология изготовления джозефсоновских схем позволила достичь рекордных для отечественной практики показателей воспроизводимости электрических характеристик переходов и параметров кубитов, что подтверждается демонстрацией четырехкубитного процессора Snowdrop 4Q с точностью логических операций свыше 99.11%. Достигнутый уровень технологической зрелости открывает путь к серийному производству процессоров с сотнями и тысячами кубитов. Значительных успехов в области создания сверхпроводниковых квантовых устройств добился МФТИ [35], где в Центре коллективного пользования были изготовлены и успешно протестированы первые в России 12-кубитные процессоры, продемонстрировавшие время жизни кубита около $14\mu s$ и длительность одной квантовой операции порядка 50 ns. Мировой приоритет в области создания и исследования гибридных структур сверхпроводник–ферромагнетик принадлежит ИФТГ РАН [36]. Эти достижения закладывают фундамент для создания нового поколения элементов цифровой и квантовой сверхпроводниковой электроники, обладающих уникальными функциональными возможностями.

Таким образом, проведенное исследование подтверждает принципиальную возможность создания масштабируемого криогенного квантово-классического интерфейса на основе отечественной технологической платформы УНУ „Криоинтеграл“. Достигнутое качество изготовления джозефсоновских структур в сочетании с разработанными методами оптимизации параметров схем позволяет перейти к проектированию и экспериментальной реализации более сложных функциональных узлов SFQ-электроники, включая мультиплексоры, дециматоры и специализированные контроллеры для управления массивами сверхпроводниковых кубитов. Дальнейшие исследования будут направлены на повышение процента выхода годных схем за счет уточнения технологических маршрутов и совершенствования методов коррекции топологии с учетом выявленных статистических закономерностей.

Благодарности

Для изготовления образцов было использовано оборудование УНУ #352529 „Криоинтеграл“.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-15-2024-538).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K.K. Likharev, V.K. Semenov. IEEE Trans. Appl. Supercond., **1** (1), 3 (1991). DOI: 10.1109/77.80745
- [2] O.A. Mukhanov. IEEE Trans. Appl. Supercond., **21** (3), 760 (2011). DOI: 10.1109/TASC.2010.2096792
- [3] K.K. Likharev. Physica C, **482**, 6 (2012). DOI: 10.1016/j.physc.2012.05.016
- [4] D.S. Holmes, A.L. Ripple, M.A. Manheimer. IEEE Trans. Appl. Supercond., **23** (3), 1701610 (2013). DOI: 10.1109/TASC.2013.2244634
- [5] J. Clarke, F.K. Wilhelm. Nature, **453** (7198), 1031 (2008). DOI: 10.1038/nature07128
- [6] M. Ahmad, C. Giagkoulovits, S. Danilin, M. Weides, H. Heidari. Adv. Intell. Syst., **4** (9), 2200079 (2022). DOI: 10.1002/aisy.202200079
- [7] C. Jordan, J. Bernhardt, J. Rahamim, A. Kirichenko, K. Bharadwaj, L. Fry-Bouriaux, A. Somoroff, K. Porsch, K.-T. Tsai, J. Walter, A. Weis, M.-J. Yu, M. Renzullo, J. Javelle, C. Checkley, O. Mukhanov, D. Yohannes, I. Vernik, S.-J. Han. Nature Electron., **9** (3), 287 (2026). DOI: 10.1038/s41928-026-01576-6
- [8] D.A. Moskaleva, N.D. Korshakov, D.O. Moskalev, A.A. Soloveva, A.R. Matanin, E.I. Malevannaya, N.S. Smirnov, M.I. Teleganov, Yu.V. Panfilov, I.A. Rodionov. Sci. Rep., **15**, 28097 (2025). DOI: 10.1038/s41598-025-08787-5
- [9] J.M. Hornibrook, J.I. Colless, I.D. Conway Lamb, S.J. Pauka, H. Lu, A.C. Gossard, J.D. Watson, G.C. Gardner, S. Fallahi, M.J. Manfra, D.J. Reilly. Phys. Rev. Appl., **3**, 024010 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.3.024010
- [10] F. Lecocq, J. Aumentado, S.A. Diddams, F.J. Quinlan, J.D. Teufel. In: Quantum 2.0, OSA Technical Digest, ed. by M. Raymer, C. Monroe, R. Holzwarth (Optica Publishing Group, 2020), paper QM6A.3. DOI: 10.1364/QUANTUM.2020.QM6A.3
- [11] M. Swayne. *D-Wave Demonstrates Scalable, On-Chip Cryogenic Control of Gate-Model Qubits. The Quantum Insider* (6 January 2026), URL: <https://thequantuminsider.com/2026/01/06/d-wave-demonstrates-scalable-on-chip-cryogenic-control-of-gate-model-qubits/>
- [12] R. McDermott, M.G. Vavilov, B.L.T. Plourde, F.K. Wilhelm, P.J. Liebermann, O.A. Mukhanov, T.A. Ohki. Quant. Sci. Technol., **3** (2), 024004 (2018). DOI: 10.1088/2058-9565/aaa3a0
- [13] Y. He, H. Shen, S. Michibayashi, X. Zou, X. Xie, L. Yan, W. Pan, N. Yoshikawa. Appl. Phys. Lett., **120** (6), 062601 (2022). DOI: 10.1063/5.0083972
- [14] J. Barbosa, J.C. Brennan, A. Casaburi, M.D. Hutchings, A. Kirichenko, O. Mukhanov, M. Weides. IEEE Trans. Quant. Eng., **6**, 5500211 (2025). DOI: 10.1109/TQE.2024.3520805
- [15] V. Vozhakov, M. Bastrakova, N. Klenov, A. Satanin, I. Soloviev. Quant. Sci. Technol., **8** (3), 035024 (2023). DOI: 10.1088/2058-9565/acd9e6
- [16] N. Takeuchi, T. Yamae, T. Yamashita, T. Yamamoto, N. Yoshikawa. npj Quant. Inf., **10**, 53 (2024). DOI: 10.1038/s41534-024-00849-2
- [17] C. Enz, H.-C. Han, E. Charbon. In: 2024 IEEE European Solid-State Electronics Research Conference (ESSERC) (IEEE, Bruges, 2024), p. 5–8. DOI: 10.1109/ESSERC62670.2024.10719437
- [18] S. Chakraborty, R.V. Joshi. IEEE Circuits Syst. Mag., **24** (2), 34 (2024). DOI: 10.1109/MCAS.2024.3383808
- [19] M.A. Karamuftuoglu, S.N. Shahsavani, M. Pedram. IEEE Trans. Appl. Supercond., **33** (1), 1300110 (2023). DOI: 10.1109/TASC.2022.3223883
- [20] C.A. Hamilton, K.C. Gilbert. IEEE Trans. Appl. Supercond., **1** (4), 157 (1991). DOI: 10.1109/77.107400
- [21] R.S. Bakolo. PhD thesis (Stellenbosch University, Stellenbosch, 2011), URL: <https://scholar.sun.ac.za/handle/10019.1/17936>
- [22] PSCAN DIMENSIONLESS UNITS // Rapid Single-Flux-Quantum Laboratory at SUNY/Stony Brook. URL: <http://www.physics.sunysb.edu/Physics/RSFQ/Lib/units.html>
- [23] C.C. Pantelides. SIAM J. Sci. Stat. Comput., **9** (2), 213 (1988). DOI: 10.1137/0909014
- [24] S.E. Mattsson, G. Söderlind. SIAM J. Sci. Comput., **14** (3), 677 (1993). DOI: 10.1137/0914043
- [25] M. Günther, U. Feldmann. Math. Comput. Simul., **39** (5–6), 573 (1995). DOI: 10.1016/0378-4754(95)00120-0
- [26] R. Riaz. In: *Surveys in Differential-Algebraic Equations I* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2013), p. 97–136. DOI: 10.1007/978-3-642-34928-7_3
- [27] C.W. Ho, A.E. Ruehli, P.A. Brennan. IEEE Trans. Circuits Syst., **22** (6), 504 (1975). DOI: 10.1109/TCS.1975.1084079

- [28] T.W. Thorpe. *Computerized Circuit Analysis with SPICE: A Complete Guide to SPICE with Applications* (Wiley-Interscience, NY., 1992)
- [29] A. Barone, G. Paternò. *Physics and Applications of the Josephson Effect* (Wiley, NY., 1982)
- [30] W.H. Henkels. Appl. Phys. Lett., **32**, 829 (1978). DOI: 10.1063/1.89940
- [31] M.M. Khrenov, R.D. Yusupov, G.I. Gubochkin, V.A. Vozhakov, I.A. Nazhestkin, A.D. Belanovsky, A.S. Ionin, P.A. Gladilovich, G.S. Khismatullin, L.V. Filippenko, M.Y. Fominskii, V.P. Koshelets, M.Yu. Kupriyanov, V.V. Ryazanov, N. Maleeva, N.V. Klenov, I.I. Soloviev, D.S. Yakovlev. Adv. Quant. Technol., **9**, e00659 (2026). DOI: 10.1002/qute.202500659
- [32] C.H. Liu, A. Ballard, D. Olaya, D.R. Schmidt, J. Biesecker, T. Lucas, R. McDermott. PRX Quant., **4** (3), 030310 (2023). DOI: 10.1103/PRXQuantum.4.030310
- [33] M.A. Sergeev, M.V. Bastrakova, V.A. Vozhakov, N.V. Klenov, I.I. Soloviev, M.V. Tereshonok. T-Comm: Telekommunikacii i transport, **18** (7), 56 (2024). DOI: 10.36724/2072-8735-2024-18-7-56-63
- [34] D.O. Moskaev, E.V. Zikiy, A.A. Pishchimova, D.A. Ezenkova, N.S. Smirnov, A.I. Ivanov, N.D. Korshakov, I.A. Rodionov. Sci. Rep., **13**, 4174 (2023). DOI: 10.1038/s41598-023-31003-1
- [35] J. Zotova, S. Sanduleanu, G. Fedorov, R. Wang, J.S. Tsai, O. Astafiev. Appl. Phys. Lett., **124** (10), 102601 (2024). DOI: 10.1063/5.0194276
- [36] V.V. Ryazanov, T.E. Golikova, V.V. Bolginov, I.V. Bobkova, A.M. Bobkov. UFN, **195** (7), 766 (2025). DOI: 10.3367/UFNr.2024.12.039922 [V.V. Ryazanov, T.E. Golikova, V.V. Bol'ginov, I.V. Bobkova, A.M. Bobkov. Phys.-Usp., **68** (7), 717 (2025). DOI: 10.3367/UFNe.2024.12.039922]