

Экспериментальное исследование сверхпроводящих перестраиваемых резонаторов: влияние типа джозефсоновских переходов

© И.Е. Тарасова,^{1,2,3} С.В. Егоров,^{1,3} В.Н. Антонов,⁴ И.А. Нажесткин,^{1,2} А.С. Ионин,^{1,2,3} С.В. Бакурский,⁵ Н.Г. Исмаилов,⁶ И.И. Соловьев,^{1,5} Н.В. Кленов⁷

¹Российский квантовый центр,
143025 Москва, Россия

²Московский физико-технический институт,
141701 Долгопрудный, Московская обл., Россия

³Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипяна РАН,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

⁴Сколковский институт науки и технологий,
121205 Москва, Россия

⁵НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М. В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия

⁶Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
119991 Москва, Россия

⁷Московский технический университет связи и информатики,
111024 Москва, Россия
e-mail: tarasova.ie@phystech.edu

Поступило в Редакцию 3 мая 2026 г.

В окончательной редакции 3 мая 2026 г.

Принято к публикации 3 мая 2026 г.

Представлены результаты экспериментального исследования сверхпроводящих четвертьволновых копланарных волноводов с интегрированными двухконтактными интерферометрами, обеспечивающими перестройку резонансной частоты внешним магнитным потоком. Проведено сравнение двух технологических реализаций: ниобиевой многослойной с туннельными переходами и алюминиевой планарной с наномостиками. Проведены низкотемпературные измерения вольт-амперных и полевых характеристик интерферометров, а также исследованы зависимости резонансной частоты и добротности волноводов от магнитного потока. Ниобиевые структуры демонстрируют регулярную, хорошо предсказуемую перестройку частоты (до ~ 9 MHz), что обусловлено синусоидальным ток-фазовым соотношением туннельных переходов. Алюминиевые резонаторы с наномостиками обеспечивают существенно большую перестройку (до ~ 35 MHz), однако зависимость частоты от потока носит гистерезисный и апериодический характер из-за многозначности ток-фазового соотношения исследуемых наносужений.

Ключевые слова: сверхпроводящий копланарный волновод, эффект Джозефсона, сверхпроводящий двухконтактный интерферометр, перестраиваемый резонатор.

DOI: 10.61011/JTF.2026.09.63501.145-26

Введение

Сверхпроводниковые микроволновые резонаторы на основе копланарных волноводов (CPW) являются базовыми элементами современной квантовой и криоэлектронной аппаратуры: от систем считывания и мультиплексирования сигналов в матрицах сверхпроводниковых детекторов до архитектур сверхпроводниковых квантовых процессоров и гибридных квантово-классических интерфейсов [1–9]. Их ключевыми особенностями выступают обычно высокая собственная добротность, стабильность резонансной частоты, воспроизводимость при изготовлении, а также возможность контролируемой перестройки частоты без существенной деградации характеристик.

Одна из наиболее важных на практике мотиваций к созданию таких элементов связана с задачей частотного разделения каналов при считывании больших матриц детекторов. В частотно-мультиплексированных системах каждый пиксель (или группа пикселей) ассоциируется с собственным резонансом, а общий тракт („Feedline“) переносит набор микроволновых тонов, соответствующих этим резонансам. Подобный подход лежит, например, в основе концепции системы считывания для микроволновых детекторов на кинетической индуктивности (MKID) [1,2], где именно высокодобротные микроволновые резонаторы обеспечивают селективность и масштабируемость. Близкая по духу идея реализована и в некоторых системах считывания сигнала с матриц сверхпроводящих интерферометров (СКВИДов) [3,4],

где набор CPW-резонаторов, связанных с высокочувствительными СКВИД-магнитометрами позволяет масштабировать считывание массивов низкотемпературных детекторов до больших размерностей.

Вторая крупная область применения — сверхпроводниковые квантовые процессоры и схемы, реализующие подходы квантовой электродинамики на чипе (circuit-QED), где резонаторы играют роль как измерительных устройств (readout) [5,6], так и шин/фильтров/согласующих элементов [7,8], обеспечивая сильную и управляемую связь „квантовый твердотельный объект“—мода микроволнового электромагнитного поля“. Экспериментальная демонстрация сильной связи между сверхпроводниковым искусственным атомом и модой копланарного резонатора [9] стала одним из ключевых этапов развития circuit-QED.

При росте числа элементов на кристалле все более существенными становятся разброс параметров после изготовления и необходимость „подстройки“ частотного плана (readout-частот, частот фильтров/линий связи) уже на уровне готового чипа. Кроме того, возможность подстройки резонансной частоты волноводов востребована при оптимизации режимов считывания [10], согласования с усилителями [11], подавления паразитных мод [12] и в задачах конфигурируемой топологии связей [13–15].

Одним из наиболее распространенных способов обеспечения управляемой перестройки резонансной частоты CPW-резонатора является включение в его структуру двухконтактного интерферометра, играющего роль потокоуправляемой джозефсоновской индуктивности. В простейшем приближении можно говорить о том, что резонансная частота становится функцией эффективной джозефсоновской индуктивности интерферометра, изменяемой внешним магнитным потоком через контур СКВИДа.

Экспериментально показано, что интеграция джозефсоновских интерферометров обеспечивает эффективную перестройку резонансной частоты (от единиц до десятков процентов) при сохранении высокой добротности, достигающей в отдельных реализациях $\sim 10^5$ [16–22]. Наибольший диапазон изменения резонансной частоты внешним магнитным потоком демонстрируют резонаторы со встроенными цепочками СКВИДов, обладающих малой индуктивностью и низкими критическими токами: перестройка в таких системах достигает $\sim 450\text{--}740\text{ МГц}$ [16,17]. Сопоставимые результаты ($\sim 90\text{--}740\text{ МГц}$ [18]) получены при использовании одиночных двухконтактных интерферометров с оптимизированными критическими токами джозефсоновских переходов и индуктивностью контура. Существенно более узкий диапазон частотной перестройки ($\sim 0.3\text{--}100\text{ МГц}$ [19–21]) характерен для структур со встроенными СКВИДаами, имеющими высокие критические токи и большую индуктивность.

При этом ключевой (и часто недооцененный) вопрос состоит в том, что свойства перестраиваемого резонатора определяются не только топологией и

электродинамикой CPW-структуры, но и технологией изготовления и типом джозефсоновских контактов в составе СКВИДа. Для туннельных СИС-переходов (сверхпроводник/изолятор/сверхпроводник) ток-фазовая зависимость близка к синусоидальной, что обеспечивает сравнительно „гладкую“ и хорошо моделируемую зависимость эффективной индуктивности от потока и фазы. Для наномостиков (мостиков Дайема) характерно существенно более сложное, часто несинусоидальное ток-фазовое соотношение (ТФС), способное приводить к усиленной нелинейности и иной чувствительности частоты к потоку. Эти особенности обсуждаются как в классических работах по слабым связям [23], так и в более поздних исследованиях наномостиковых СКВИД-структур и их нелинейной динамики [23–30].

В настоящей работе особое внимание уделено сравнению особенностей используемой при изготовлении резонаторов и СКВИДов технологической платформы.

Ниобиевая технология традиционно рассматривается как основа масштабируемой сверхпроводниковой электроники: она совместима с многоуровневыми интегральными схемами и достаточно развитыми процессами изготовления Nb/Al-AIO_x/Nb СИС-переходов с управляемыми параметрами. Кроме того, благодаря более высокой критической температуре ниобия, его совместимости с отработанными технологическими процессами, а также развитию методов соединения между различными чипами в криогенной системе [31], в последние годы наблюдается возрождение интереса к ниобиевым платформам в контексте квантовых устройств. В частности, достигнут прогресс в области криогенной управляющей электроники для квантовых процессоров [32–34].

В то же время алюминиевая технология остается базовой для значительной доли сверхпроводниковых кубитов и планарных circuit-QED устройств: она часто допускает технологически „легкую“ реализацию одним сверхпроводящим слоем и хорошо совместима с классическими маршрутами изготовления квантовых схем (включая теневое напыление и мостики Долана [35]).

Если же в качестве джозефсоновского элемента используются не туннельные СИС-переходы, а мостики Дайема, то дополнительно возникает специфическая физика слабой связи и соответствующая вариативность характеристик.

Цель настоящей работы — экспериментально исследовать и сопоставить характеристики высокодобротных перестраиваемых CPW-резонаторов со встроенными СКВИДаами, реализованных:

- в ниобиевой многослойной технологии с туннельными СИС-контактами;
 - в алюминиевой технологии с наномостиками,
- а также оценить, как выбор материала и тип джозефсоновского контакта влияют на диапазон перестройки, управляемость (предсказуемость) перестройки и практическую применимость таких резонаторов в задачах частотного мультиплексирования детекторов и настрой-

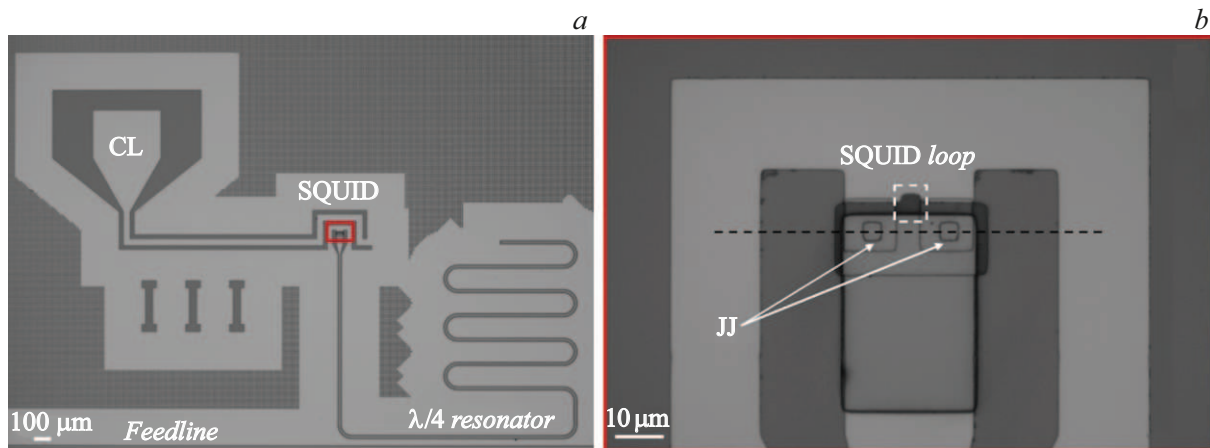


Рис. 1. Оптические микрофотографии перестраиваемого четвертьволнового резонатора со встроенным СКВИДом на основе туннельных контактов Nb/Al–AlO_x/Nb. Надписями обозначены функциональные элементы устройства: *a* — линия задания и считывания высокочастотного сигнала („Feedline“), емкостно-связанный с ней четвертьволновой резонатор („λ/4 resonator“), встроенный в закороченный конец СКВИД („SQUID“), потоковая контрольная линия („CL“); *b* — джозефсоновские контакты интерферометра („JJ“), квантующий контур СКВИДа („SQUID loop“).

ки линий управления/считывания в сверхпроводниковых квантовых процессорах.

1. Изготовление сверхпроводящих резонаторов с перестраиваемой частотой

В рамках проведенной работы изготовлены экспериментальные образцы сверхпроводящих перестраиваемых резонаторов с использованием многослойной ниобиевой технологии и планарной алюминиевой технологии. Оптические фотографии и СЭМ-изображения изготовленных чипов приведены на рис. 1, 2 соответственно. Топологии образцов принципиально не отличаются. Задание и считывание высокочастотного сигнала проводится при помощи общей копланарной линии („Feedline“ на рис. 1, 2), с которой емкостно связаны четвертьволновые перестраиваемые резонаторы („λ/4 resonator“ на рис. 1, 2). В пучности тока волноводов интегрированы двухконтактные СКВИДы („SQUID“ на рис. 1, 2) с разными для двух технологий типами джозефсоновских переходов — туннельными контактами и наносужениями. Для обеспечения локального контроля резонансной частоты и предотвращения нежелательных эффектов, связанных с неоднородным по площади образца воздействием поля внешнего соленоида, в конструкцию чипов добавлены потоковые контрольные линии („CL“ на рис. 1, 2), индуктивно связанные с петлями встроенных интерферометров. Для подавления эффектов пиннинга вихрей в элементах копланарных волноводов [36] топология содержит ловушки для вихрей.

Выбор материала сверхпроводящей пленки и технологии изготовления обусловлен особенностями функционирования джозефсоновских переходов, необходимым

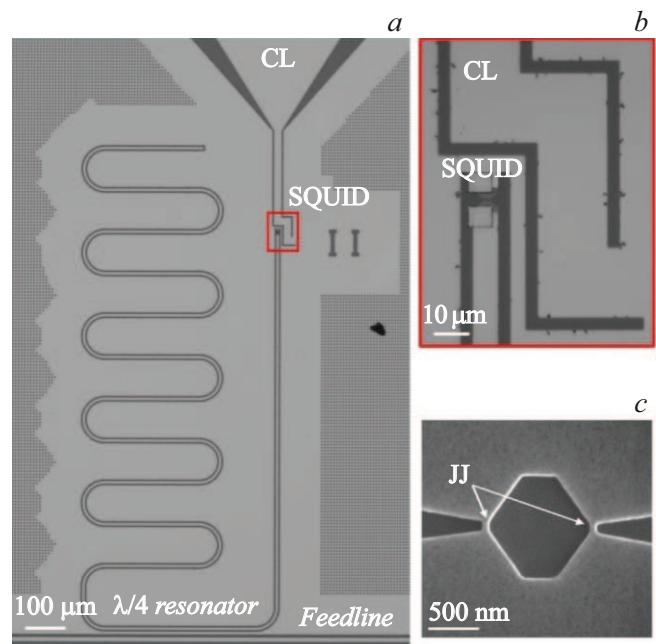


Рис. 2. Оптические микрофотографии (*a*), (*b*) и СЭМ-изображение (*c*) четвертьволнового сверхпроводящего резонатора с интегрированным интерферометром на основе наносужений. Ширина мостиков Дайема интерферометра ~ 50 нм, длина ~ 90 нм. Аналогично рис. 1 на изображениях подписаны основные функциональные элементы устройства.

температурным диапазоном и характером перестройки резонансной частоты волноводов применительно к конкретной задаче. Образцы с джозефсоновскими цепями подстройки частоты на основе туннельных контактов изготовлены по многослойной тонкопленочной ниобиевой технологии Nb/Al–AlO_x/Nb. Эта технологическая

платформа хорошо исследована [37–39]. СИС-переходы демонстрируют однозначное синусоидальное ТФС в широком температурном диапазоне [40], что обуславливает предсказуемую периодическую зависимость резонансной частоты волноводов с интегрированными СКВИДами на основе туннельных переходов. В частности, в пределе безындуктивного интерферометра изменение резонансной частоты внешним магнитным потоком может быть приближенно описано выражением [20,21]

$$f_r(\Phi) = \frac{f_0}{\sqrt{1 + \Phi_0 / (4\pi L_{res} I_C |\cos \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}|)}}$$

(f_0 — резонансная частота волновода в отсутствие внешнего магнитного потока, L_{res} — полная индуктивность резонатора, I_C — критический ток каждого из СИС-переходов интерферометра). Кроме того, используемая в настоящей работе многослойная технология Nb/Al–AlO_x/Nb широко применяется для изготовления устройств быстрой одноквантовой логики [41], нейроморфных структур [42], криогенных генераторов [32], сверхчувствительных сверхпроводящих сенсоров [43] и других элементов цифровой сверхпроводящей электроники, что делает предложенную конструкцию сверхпроводящих резонаторов совместимой с существующей элементной базой.

Изготовленные в ходе настоящей работы образцы состоят из трех функциональных сверхпроводящих слоев — нижнего слоя ниобия трехслойной заготовки, из которого формируются геометрия резонаторов, эквипотенциальная земляная плоскость и нижний электрод джозефсоновских контактов; верхнего слоя ниобия трехслойной заготовки, который выполняет функцию верхнего электрода туннельных переходов, и соединительного слоя, который гальванически связывает резонатор с верхними электродами СИС-контактов. Схематическое изображение сечения слоев приведено на рис. 3.

Выбор материала сверхпроводника и технологии изготовления перестраиваемых волноводов со встроенными интерферометрами на основе мостиков Дайема существенно ограничен длиной когерентности $\xi(T)$ и минимальными технологически достижимыми планарными размерами топологии. В наносужениях механизм возникновения напряжения на переходе определяется геометрией перехода [23]. Для достаточно крупных структур критический ток определяется движением вихрей Абрикосова, тогда как в длинных и узких мостиках его значение связано с распариванием куперовских пар. Для получения однозначного ТФС и, как следствие, периодической безгистерезисной модуляции джозефсоновской индуктивности интерферометров на основе наносужений необходимо изготавливать короткие (длиной $L \lesssim \xi(T)$) мостики. В случае ниобия это требование трудновыполнимо: при низких температурах длина когерентности составляет $\xi(T \ll T_C) \approx 30\text{--}40\text{ nm}$ [28,44,45]. Хотя такие размеры теоретически находятся на границе разрешения электронной литографии и методов

фокусированного ионного пучка (FIB), их воспроизводимое достижение представляет собой серьезную технологическую задачу. Поскольку $\xi(T)$ расходится при приближении температуры к критической [23], условие $\lesssim \xi(T)$ может быть выполнено вблизи T_C . Однако функционирование устройств вблизи T_C нежелательно из-за снижения джозефсоновской энергии и, как следствие, увеличения влияния флуктуаций. Таким образом, ниобиевые СКВИДы на наносужениях сохраняют оптимальную работоспособность в достаточно узком температурном диапазоне [46]. В то же время длина когерентности алюминия в грязном пределе существенно больше $\xi(T \ll T_C) \sim 100\text{--}300\text{ nm}$ [47,48], что смягчает требования к планарным размерам мостиков. Этим обусловлен выбор алюминия в качестве материала для изготовления образцов. Для получения латеральных размеров структур $\gtrsim 50\text{ nm}$ применялась электронная литография. Фотографии изготовленного устройства приведены на рис. 2. Копланарные волноводы, контрольные линии и земляная плоскость изготовлены из алюминиевой пленки толщиной 100 nm посредством жидкостного травления. Встроенный интерферометр сформирован из бислоя Al/Pt (25 nm)/(5 nm) для подавления гистерезиса вольт-амперных характеристик, снижения значения критического тока за счет эффекта близости [49]. Для обеспечения гальванической связи резонатора со СКВИДом, а также СКВИДа с земляной плоскостью в конструкцию добавлен дополнительный соединительный слой алюминия толщиной 150 nm.

Главным преимуществом использования наносужений в качестве джозефсоновских контактов интерферометров, интегрированных в резонаторы, является близкое к линейному „пилообразное“ ТФС наносужений и СКВИДов на их основе [23–30]. Это кардинально меняет характер изменения резонансной частоты магнитным потоком. В общем случае изменение резонансной частоты волновода со встроенным безындуктивным симметричным СКВИДом

$$f_r(\Phi) = \frac{f_0}{\sqrt{1 + \Phi_0 / (4\pi L_{res} |dI_C/d\Phi|)}}$$

где $I_C(\varphi)$ — ТФС одного контакта интерферометра, а фаза φ — связана с внешним магнитным потоком через петлю СКВИДа Φ условием квантования магнитного потока. Для интерферометров на основе контактов с линейным ТФС производная $\left| \frac{dI_C}{d\varphi} \right|$ постоянна и не равна нулю почти во всем диапазоне значений внешнего потока. Это приводит к важному следствию: вне окрестности точек $\Phi = \frac{\Phi_0}{2} + n\Phi_0$, резонансная частота остается практически неизменной и равной $f_r(\Phi) = \frac{f_0}{\sqrt{1 + \Phi_0 / (4I_C L_{res})}}$. Однако в точках, соответствующих полуполным значениям кванта магнитного потока, производная $\left| \frac{dI_C}{d\varphi} \right|$ не определена и претерпевает разрыв, что приводит к большому по абсолютному значению скачкообразному изменению резонансной частоты волновода. В реальных

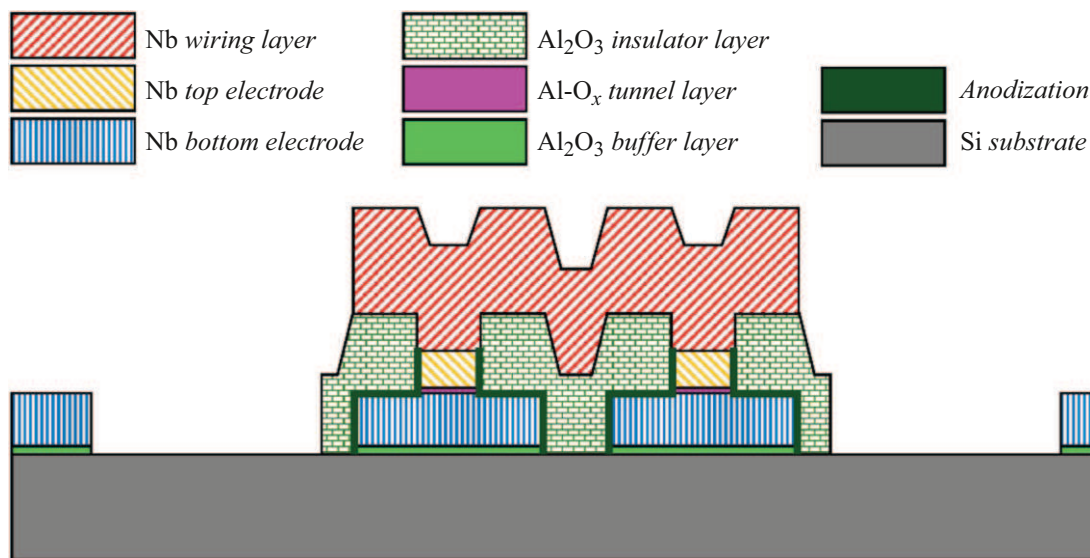


Рис. 3. Схематическое изображение сечения слоев устройства, изготовленного по многослойной ниобиевой технологии. Плоскость сечения проходит перпендикулярно плоскости подложки через центры контактов Джозефсона (обозначена черной штриховой линией на рис. 1). Толщины слоев и латеральные размеры элементов на рисунке соотносятся примерно как в реальном устройстве.

структурах с наносужениями наличие конечной индуктивности петли интерферометра приводит к тому, что перестройка резонансной частоты происходит во всем диапазоне магнитного потока, разрыв $f_r(\Phi)$ „сглаживается“ [20–22]. Тем не менее именно это свойство — наличие узких областей по магнитному потоку со значительной перестройкой частоты — открывает путь для использования резонаторов со встроенными СКВИДами на мостиках Дайема не просто как перестраиваемых элементов, а как высокочувствительных устройств с режимом „отсечки“. Такие структуры перспективны для создания ячеек памяти, параметрических усилителей или детекторов магнитного поля.

2. Экспериментальное исследование СКВИДов

Перестроение резонансной частоты сверхпроводящих волноводов в изучаемой топологии напрямую определяется ТФС используемых контактов Джозефсона, которое также определяет характер модуляции максимального бездиссипативного тока интерферометра внешним магнитным потоком $I_C(\Phi)$. Экспериментальное изучение зависимости $I_C(\Phi)$ позволяет верифицировать работоспособность интерферометрических структур, встроенных в резонаторы, определить их фактические параметры (критические токи джозефсоновских переходов, индуктивности интерферометров, асимметрию критических токов контактов), а также прогнозировать характер частотной перестройки волноводов. С этой целью проведены измерения тестовых двухконтактных интерферометров на основе туннельных переходов Nb/Al–AlOx/Nb и

наносужений, изготовленных на чипах вместе с перестраиваемыми резонаторами.

Измерения экспериментальных образцов проводились в криостате замкнутого цикла на основе цикла Гиффорда–Макмагона при базовых температурах 4 К (ниобиевые устройства) и в криостате растворения (10–250 мК) (алюминиевые волноводы). С целью снижения уровня внешних наводок в измерительную схему были включены криогенные RC-фильтры на сосредоточенных SMD-элементах ($R = 1 \text{ k}\Omega$, $C = 100 \text{ nF}$). Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) осуществлялось по четырехточечной схеме с заданным током.

В ходе низкотемпературных измерений двухконтактных интерферометров, изготовленных по многослойной ниобиевой технологии, получены ВАХ, зависимости критического тока I_C от внешнего магнитного потока Φ , задаваемого током в контрольную линию (рис. 4). ВАХ типичны для двухконтактных СКВИДов на основе нешунтированных СИС-переходов. На квазичастичной ветви наблюдается горизонтальный участок, соответствующий значению энергетической щели ниобия 2Δ . Измерения ВАХ при различных температурах показали зависимость $\Delta(T)$, хорошо аппроксимируемую в рамках теории БКШ со значением при нулевой температуре $2\Delta_0 = 2.81 \text{ meV}$, что свидетельствует о высоком качестве изготовленных ниобиевых слоев устройств. Отношение подщелевого сопротивления R_{sg} к нормальному R_n для изготовленных устройств не очень велико: $R_{sg}/R_n \approx 2.5$, что может приводить к нежелательному уменьшению добротности в точках максимальной перестройки по внешнему магнитному потоку [17].

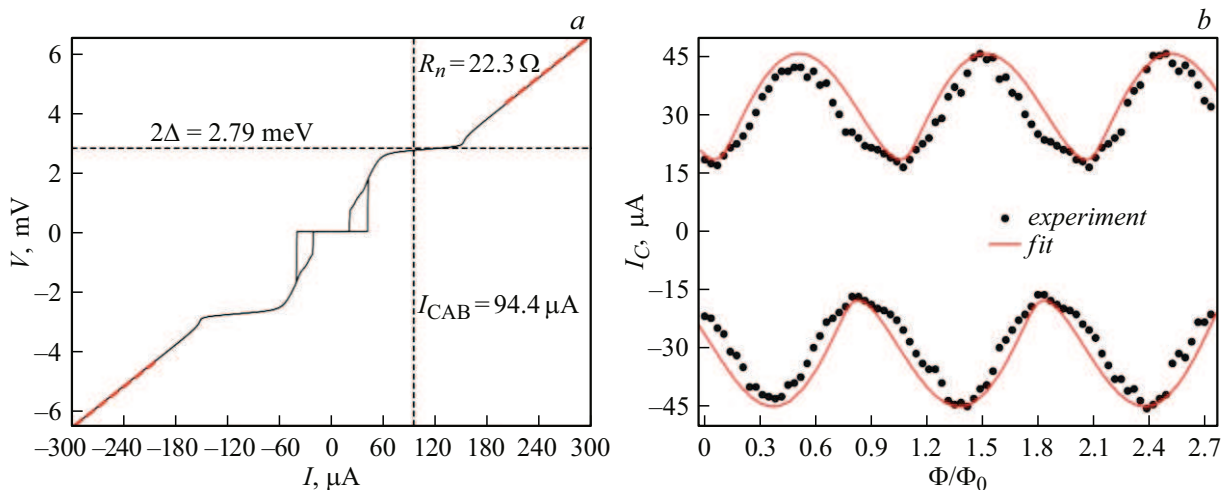


Рис. 4. *a* — экспериментальная ВАХ двухконтактного интерферометра на основе СИС-контактов. На зависимости отмечены критический ток по формуле Амбегаокара–Баратова ($I_{CAB} = 94.4 \mu A$), положение суммарной щели сверхпроводящих электродов ($2\Delta = 2.79 \text{ meV}$) и резистивный участок ($R_n = 22.3 \Omega$); *b* — полевая зависимость критического тока СКВИДа, изготовленного по многослойной ниобиевой технологии. Внешний магнитный поток задавался при помощи индуктивно связанной контрольной линии. Экспериментальные данные обозначены черными точками, аппроксимация моделью асимметричного по критическим токам двухконтактного интерферометра — красными линиями. Представленные зависимости получены при температуре 4.2 К.

Зависимости критического тока интерферометра от внешнего магнитного потока $I_C(\Phi)$ получены путем измерения ВАХ при различных значениях тока в контрольную линию и последующего определения критического тока пороговым методом. Экспериментальные зависимости аппроксимированы в рамках модели асимметричного СКВИДа [50], в результате чего определены индуктивность интерферометра ($L \approx 6.888 \text{ pH}$) и величина асимметрии критических токов ($\frac{I_{C2}-I_{C1}}{I_{C2}+I_{C1}} \approx 0.4$, где $I_{C1,2}$ — критические токи джозефсоновских переходов интерферометра). Систематическое расхождение между аппроксимацией и экспериментом (занижение экспериментального критического тока срыва вблизи минимумов) обусловлено тем, что туннельные переходы измеряемых интерферометров не шунтированы. Вследствие этого при уменьшении джозефсоновской энергии в точках минимумов $I_C(\Phi)$ шумовой фон, определяющий положение тока срыва, оказывает большее влияние. Кроме того, на полевой характеристике наблюдается перегиб при совпадении критического тока с глубиной LC-резонансной особенности [51–53]. Полученное значение индуктивности хорошо согласуется с результатами, полученными по моделированию в 3D-MLSI [54] (6.9 pH, относительное расхождение 3%), что свидетельствует о применимости данного программного обеспечения для расчета интерферометров, изготавливаемых по разработанному технологическому процессу. Периодические модуляции $I_C(\Phi)$ наблюдались при температурах до 7 К, что свидетельствует о широком температурном диапазоне работы устройств на основе предложенной конструкции интерферометров. Следует отметить, что минимизация индуктивности интерферометра и симметризация критических токов джозефсо-

новских переходов критически важны при разработке перестраиваемых резонаторов. Глубина модуляции критического тока (и соответственно величина перестройки резонансной частоты) возрастает с уменьшением безразмерной индуктивности интерферометра $l = \frac{\pi L(I_{C2}+I_{C1})}{\Phi_0}$, а также ограничивается разностью критических токов джозефсоновских переходов ($I_{C2} - I_{C1}$) [50]. На рис. 4 представлены зависимости для СКВИДа с минимальной технологической достижимой индуктивностью (его изображение приведено на рис. 2). К этому же образцу относятся экспериментальные зависимости перестройки резонансной частоты, обсуждаемые далее.

Таким образом, экспериментально полученные периодические зависимости критического тока СКВИДов от магнитного потока подтверждают принципиальную возможность перестройки резонансной частоты резонаторов, в которые интегрированы данные интерферометры, в широком температурном диапазоне. Проведенные исследования тестовых структур позволили также выявить направления дальнейшей оптимизации технологического процесса: увеличение подщелевого сопротивления джозефсоновских переходов, снижение их критической плотности тока, а также обеспечение симметрии критических токов переходов.

Полученные при температуре 250 мК ВАХ интерферометров на основе наносужений (рис. 5) демонстрируют наличие гистерезиса. В подобных структурах его возникновение обусловлено эффектом „разогрева электронного коллектива“ (self-heating) [23,46]. На резистивном участке ВАХ наблюдается возникновение нормальных центров проскальзывания фазы, также характерное для мостиков Дайема [55,56]. Экспериментальные исследования СКВИДов на основе наносужений выявили аномаль-

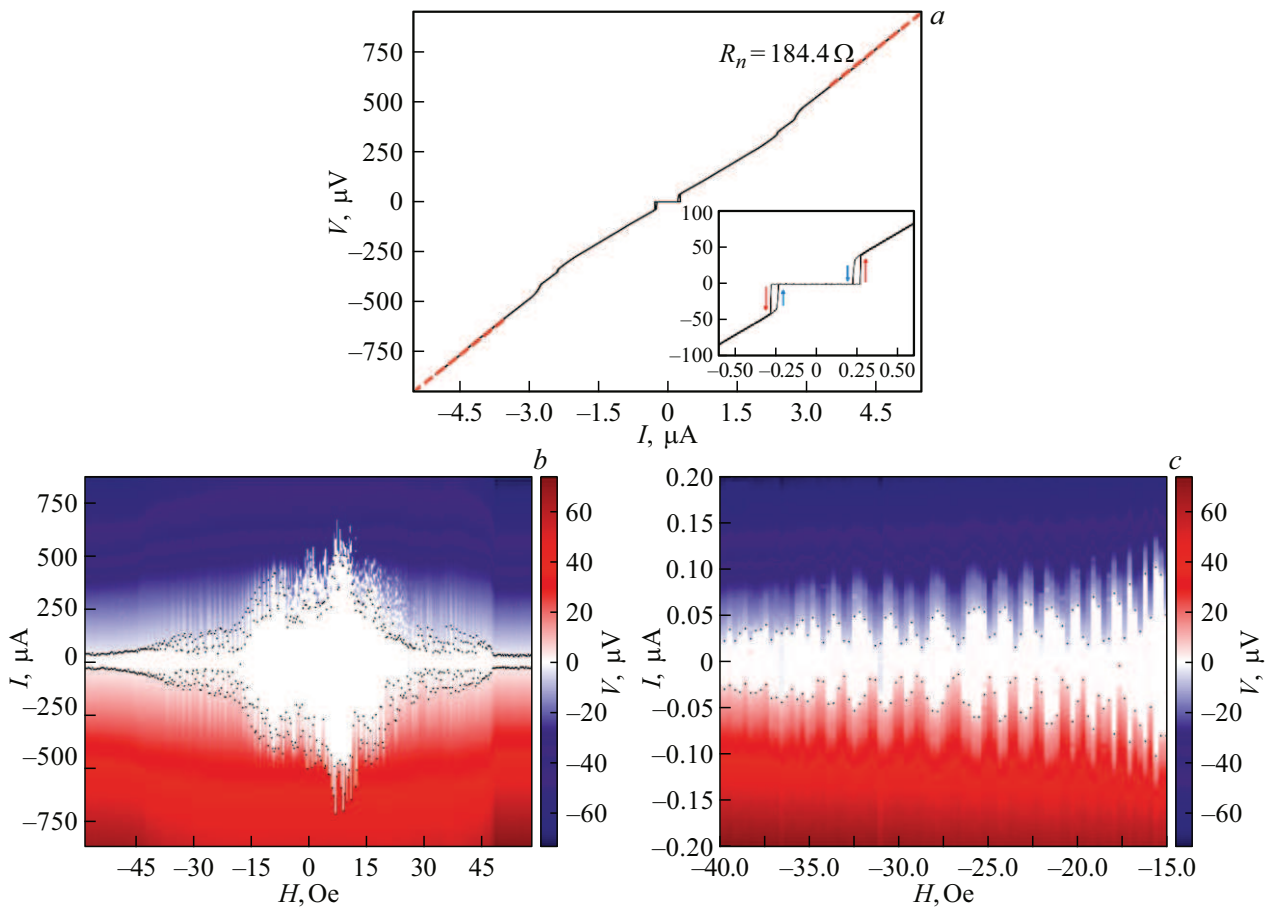


Рис. 5. *a* — ВАХ двухконтактного СКВИДа на основе наносужений шириной ~ 50 nm, длиной ~ 90 nm. Красной штриховой линией изображена резистивная прямая ($R_n = 184.4 \Omega$). Критический ток интерферометра составляет ~ 270 nA. На вставке показан гистерезис ВАХ, стрелками обозначено направление развертки транспортного тока; *b, c* — полевая характеристика интерферометра на основе наносужений. Период модуляции интерферометра внешним магнитным полем ~ 2 Oe. Черными точками обозначены значения критического тока, определенные пороговым методом. Магнитное поле задается внешним соленоидом. Представленные зависимости получены при температуре 250 mK.

ный характер зависимости критического тока от внешнего магнитного потока, создаваемого внешним соленоидом (рис. 5). Зависимость $I_C(\Phi)$ представляет собой убывающую огибающую с периодом ~ 20 Oe, соответствующую фраунгоферовской осцилляции мостиков Дайема по отдельности, промодулированную модуляцией СКВИДа как целого (средний период ~ 2 Oe). Возможное уменьшение периода осцилляций СКВИДа относительно ожидаемого (~ 9 Oe) связано с фокусировкой магнитного потока массивными сверхпроводящими берегами и земляной плоскостью [57]. В отличие от классической периодической модуляции наблюдается нерегулярность периода осцилляций, гистерезисность и наличие резких скачков по магнитному полю. Обнаруженное поведение, по-видимому, обусловлено многозначностью ТФС исследуемых джозефсоновских переходов [23,25,27] в связи с невыполнением условия малости длины перехода относительно длины когерентности алюминия $L \lesssim \xi(T)$.

Наблюдаемая зависимость $I_C(\Phi)$ позволяет сделать предположение о неконтролируемом, гистерезисном по-

ведении перестроения резонансной частоты внешним магнитным потоком для волноводов с интегрированными интерферометрами на основе мостиков Дайема. Дальнейшее развитие архитектуры требует оптимизации геометрических параметров устройств для обеспечения однозначности ТФС и, как следствие, устранения апериодичности модуляции критического тока. Несмотря на отмеченные недостатки полученных структур, малый (нетипичный для подобных наносужений) критический ток, обусловленный, по всей видимости, влиянием платины [49], может способствовать увеличению диапазона перестройки наряду с несинусоидальностью ТФС.

3. Экспериментальное исследование сверхпроводящих перестраиваемых резонаторов

В ходе работы для образцов получены зависимости положения резонансного пика от магнитного потока,

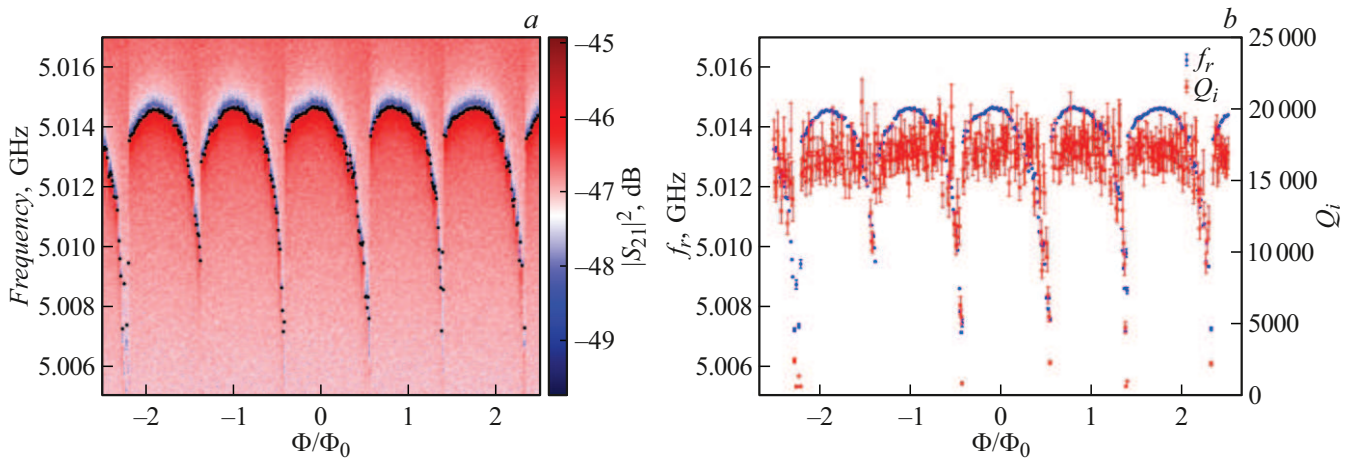


Рис. 6. *a* — зависимость пропускания линии, емкостно-связанной с перестраиваемым резонатором (изготовлен по ниобиевой многослойной технологии) от внешнего магнитного потока, задаваемого током в контрольную линию (мощность стимула — 30 dBm). Наблюдаемое изменение резонансной частоты — 9.37 МГц; *b* — изменение внутренней добротности Q_i и резонансной частоты f_r внешним магнитным потоком — по аппроксимации резонансным кругом [58].

задаваемого в кольцо интерферометра током через контрольную потоковую линию. Резонансная частота волновода определялась по частотной зависимости комплексного коэффициента передачи общей копланарной линии $S_{21}(f)$, измеренной с помощью векторного анализатора цепей. При измерениях ниобиевых устройств входной сигнал был пропущен через аттенюаторы с суммарным ослаблением 60 dB, расположенным на ступенях 50 и 4 К криостата. Выходной сигнал был усилен с использованием низкочастотного криогенного усилителя на основе транзисторов с высокой подвижностью электронов (НЕМТ), расположенного на 4 К-ступени криостата. Между резонаторами и усилителем был установлен криогенный циркулятор для развязки по шумам.

По результатам низкотемпературных (4 К) измерений устройств, изготовленных по ниобиевой многослойной технологии, обнаружена периодическая зависимость резонансной частоты от магнитного потока (рис. 6). Для каждого измеренного резонансного пика точная резонансная частота и добротность определены путем подгонки теоретической зависимости по широко известному алгоритму [58]. В минимумах резонансной частоты, достигающихся при полуцелом числе квантов магнитного потока, наблюдается снижение добротности, обусловленное утечками через подщелевое сопротивление джозефсоновского перехода [17]. Добротности резонаторов (2 000–20 000) достаточны, чтобы разрешить резонансный пик во всем диапазоне перестройки. Максимальное перестроение частоты для наилучшего резонатора составляет 9.37 МГц. Сравнительно небольшой диапазон перестройки, возможно, обусловлен большим значением безразмерной индуктивности встроенного СКВИДа $l = 1.67$. Экспериментальные зависимости резонансной частоты от магнитного потока качественно согласуются с проведенными исследованиями двухконтактных интерферометров. Интеграция интерферомет-

ров в конструкцию копланарных волноводов не приводит к значительному ухудшению свойств резонаторов и воспроизводимо обеспечивает частотную перестройку. Для трех однотипных резонаторов со встроенными СКВИДами, имеющих расчетные резонансные частоты в диапазоне 5–7 GHz, экспериментальные значения $f_r(0)$ совпадают с моделированием в ПО Sonnet [59] с точностью 1.6 %. Измеренные внутренние добротности этих резонаторов в отсутствие внешнего магнитного потока составляют $\sim 10\,000$ –20 000, что практически не уступает добротности эталонных резонаторов без интерферометров на том же чипе ($\sim 16\,000$ –20 000).

Аналогичным образом проведена характеристика алюминиевых резонаторов со встроенными джозефсоновскими цепями подстройки частоты. Измерения выполнены в криостате растворения при температуре 10 mK. Измерительная схема соответствовала использованной для ниобиевых образцов, за исключением распределения аттенюаторов по плитам криостата, типичного для измерений в криостате растворения.

Экспериментальные зависимости резонансной частоты от магнитного потока при задании последнего внешним магнитным полем выявили перестроение резонансной частоты внешним магнитным полем (рис. 7). Однако зависимость резонансной частоты от магнитного потока является аperiodической, гистерезисной, что соответствует результатам, полученным для $I_C(\Phi)$ СКВИДов на наносужениях. Такой характер частотной перестройки наблюдался на однотипных резонаторах ($f_r(0) \sim 4.7$ –5.2 GHz) со встроенными интерферометрами на основе мостиков Дайема длиной 90–150 nm, шириной 50–70 nm. Наиболее вероятно, что гистерезисное поведение, скачки по магнитному потоку возникают из-за многозначности ТФС джозефсоновских переходов [23,25,27]. Добротности волноводов (800–2000) достаточно малы по сравнению с обычно наблюдаемыми

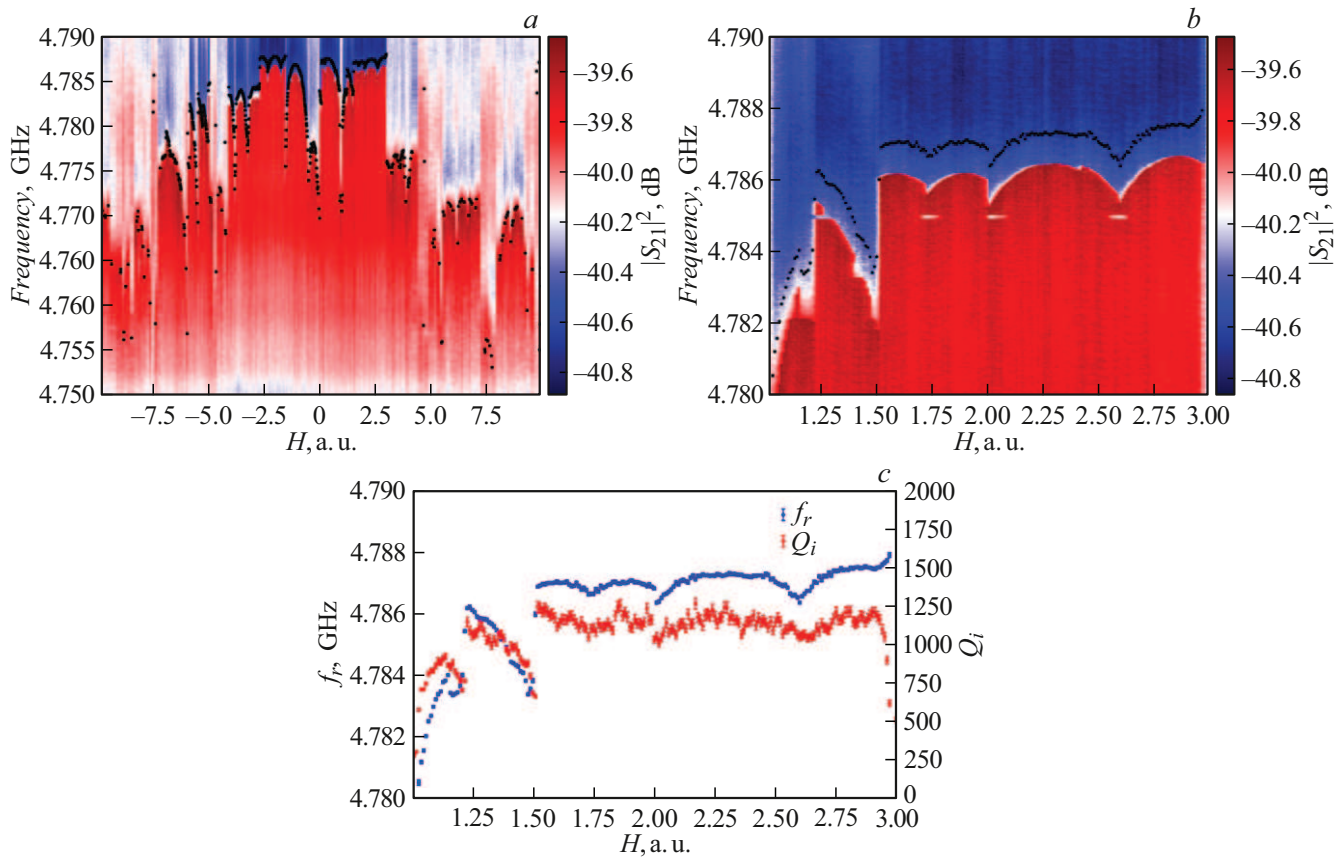


Рис. 7. *a, b* — зависимость пропускания линии, емкостно-связанной с перестраиваемым резонатором (изготовлен по алюминиевой технологии) от внешнего магнитного поля (мощность стимула — 10 dBm). Наблюдаемое изменение резонансной частоты ~ 35 MHz; *c* — зависимость внутренней добротности Q_i и резонансной частоты f_r от внешнего магнитного поля — по аппроксимации резонансным кругом [58].

на резонаторах, изготовленных из алюминия (до $\sim 10^5$) и эталонными алюминиевыми резонаторами, изготовленными на том же чипе ($\sim 15\,000$ – $20\,000$). Это, возможно, связано с нормальными утечками в слое платины и неоптимальностью разработанного многоступенчатого технологического процесса. Как и в случае ниобиевых устройств, в точках максимальной перестройки зафиксировано снижение добротности примерно на порядок, которое, согласно литературным данным, может быть обусловлено увеличением термического шума [16]. Однако точная причина такого поведения добротностей является предметом дальнейших исследований. Максимальное изменение резонансной частоты волноводов составило 35 MHz, что превосходит таковое для ниобиевых устройств и является главным преимуществом наномостиковой платформы.

Заключение

В работе экспериментально исследованы сверхпроводящие перестраиваемые копланарные волноводы, резонансная частота которых управляется магнитным потоком за счет включения в структуру резонатора двух-

контактного интерферометра. Проведено сопоставление двух технологических реализаций, принципиально различающихся как материалом сверхпроводника, так и типом джозефсоновских контактов: ниобиевая платформа с туннельными СИС-переходами и алюминиевая однослойная платформа с мостиками Дайема.

Показано, что ниобиевая СИС-реализация обеспечивает относительно малую перестройку резонансной частоты, однако сама величина перестройки оказывается хорошо управляемой и воспроизводимой: зависимость частоты от потока более „регулярна“ и удобна для инженерного задания частотного плана и точной настройки устройств. Такая предсказуемость особенно важна для имеющих практическое значение задач — например, для частотного разнесения каналов в схемах считывания больших матриц детекторов, а также для настройки линий управления и считывания в составе многоэлементных сверхпроводниковых схем, где требуется совместимость с многоуровневой интеграцией и отлаженными технологическими процессами.

В то же время алюминиевая наномостиковая реализация демонстрирует существенно большую перестройку частоты, что, естественно, связано с особенностями

слабой связи на мостиках Дайема и их несинусоидальной ток-фазовой характеристикой. Однако именно эта физическая специфика приводит к тому, что величину перестройки крайне трудно точно контролировать: чувствительность к геометрическим и технологическим вариациям, а также более сложная нелинейность делают итоговую „настройку по потоку“ менее предсказуемой и, как правило, требующей индивидуальной калибровки каждого образца.

Таким образом, качественные выводы, полученные в работе, определяют выбор технологической платформы для перестраиваемых копланарных волноводов со встроенным СКВИДом, который должен определяться приоритетом прикладной задачи: если критичны воспроизводимость и инженерная управляемость перестройки, то предпочтительна ниобиевая СИС-технология; если требуется максимальный диапазон перестройки и при этом допустима сложная (индивидуальная) процедура калибровки, то перспективной может быть алюминиевая наномостиковая технология, обладающая также естественной совместимостью с распространенными маршрутами изготовления сверхпроводниковых квантовых схем.

Благодарности

Авторы выражают признательность ЦКП ИФТТ РАН за поддержку исследований в области сканирующей электронной микроскопии.

Финансирование работы

Разработка дизайнов устройств и проведение экспериментальных исследований выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант № 25-22-20055).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P.K. Day, H.G. LeDuc, B.A. Mazin, A. Vayonakis, J. Zmuidzinas. *Nature*, **425** (6960), 817 (2003). DOI: 10.1038/nature02037
- [2] J. Van Rantwijk, M. Grim, D. Van Loon, S. Yates, A. Baryshev, J. Baselmans. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **64** (6), 1876 (2016). DOI: 10.1109/tmtt.2016.2544303
- [3] J.A.B. Mates, G.C. Hilton, K.D. Irwin, L.R. Vale, K.W. Lehnert. *Appl. Phys. Lett.*, **92** (2), 023514 (2008). DOI: 10.1063/1.2803852
- [4] Z.-F. Feng, X.-F. Zhou, W. Zhang, Z. Wang, Q.-X. Ma, P.-Z. Li, J.-Q. Zhong, W. Miao, Y. Ren, Q.-J. Yao, V. Koshelets, L. Filippenko, M. Fominsky, J. Li, S.-C. Shi. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **36** (6), 1 (2026). DOI: 10.1109/tasc.2026.3653239
- [5] A. Blais, R.-S. Huang, A. Wallraff, S.M. Girvin, R.J. Schoelkopf. *Phys. Rev. A*, **69** (6), 062320 (2004). DOI: 10.1103/physreva.69.062320
- [6] J. Koch, T.M. Yu, J. Gambetta, A.A. Houck, D.I. Schuster, J. Majer, A. Blais, M.H. Devoret, S.M. Girvin, R.J. Schoelkopf. *Phys. Rev. A*, **76** (4), 042319 (2007). DOI: 10.1103/physreva.76.042319
- [7] M.D. Reed, B.R. Johnson, A.A. Houck, L. DiCarlo, J.M. Chow, D.I. Schuster, L. Frunzio, R.J. Schoelkopf. *Appl. Phys. Lett.*, **96** (20), 203110 (2010). DOI: 10.1063/1.3435463
- [8] S.H. Park, G. Choi, G. Kim, J. Jo, B. Lee, G. Kim, K. Park, Y.-H. Lee, S. Hahn. *Appl. Phys. Lett.*, **124** (4), 044003 (2024). DOI: 10.1063/5.0182642
- [9] A. Wallraff, D.I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R.-S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S.M. Girvin, R.J. Schoelkopf. *Nature*, **431** (7005), 162 (2004). DOI: 10.1038/nature02851
- [10] P. Krantz, A. Bengtsson, M. Simoen, S. Gustavsson, V. Shumeiko, W.D. Oliver, C.M. Wilson, P. Delsing, J. Bylander. *Nature Commun.*, **7** (1), 11417 (2016). DOI: 10.1038/ncomms11417
- [11] M.A. Castellanos-Beltran, K.W. Lehnert. *Appl. Phys. Lett.*, **91** (8), 083509 (2007). DOI: 10.1063/1.2773988
- [12] P. Mundada, G. Zhang, T. Hazard, A. Houck. *Phys. Rev. Appl.*, **12** (5), 054023 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.12.054023
- [13] P.J. Jones, J.A.M. Huhtamäki, J. Salmilehto, K.Y. Tan, M. Möttönen. *Scientific Reports*, **3** (1), 1987 (2013). DOI: 10.1038/srep01987
- [14] R.C. Bialczak, M. Ansmann, M. Hofheinz, M. Lenander, E. Lucero, M. Neeley, A.D. O'Connell, D. Sank, H. Wang, M. Weides, J. Wenner, T. Yamamoto, A.N. Cleland, J.M. Martinis. *Phys. Rev. Lett.*, **106** (6), 060501 (2011). DOI: 10.1103/physrevlett.106.060501
- [15] H.-K. Li, K.-M. Li, H. Dong, Q.-J. Guo, W.-X. Liu, Z. Wang, H.-H. Wang, D.-N. Zheng. *Chinese Phys. B*, **28** (8), 080305 (2019). DOI: 10.1088/1674-1056/28/8/080305
- [16] A. Palacios-Laloy, F. Nguyen, F. Mallet, P. Bertet, D. Vion, D. Esteve. *J. Low Temperature Phys.*, **151** (3–4), 1034 (2008). DOI: 10.1007/s10909-008-9774-x
- [17] M. Sandberg, C.M. Wilson, F. Persson, T. Bauch, G. Johansson, V. Shumeiko, T. Duty, P. Delsing. *Appl. Phys. Lett.*, **92** (20), 203501 (2008). DOI: 10.1063/1.2929367
- [18] M. Sandberg, C.M. Wilson, F. Persson, G. Johansson, V. Shumeiko, T. Bauch, T. Duty, P. Delsing. *AIP Conf. Proceed.*, **1074**, 12 (2008). DOI: 10.1063/1.3037127
- [19] I.C. Rodrigues, D. Bothner, G.A. Steele. *Nature Commun.*, **10**, 5359 (2019). DOI: 10.1038/s41467-019-12964-2
- [20] O.W. Kennedy, J. Burnett, J.C. Fenton, N.G.N. Constantino, P.A. Warburton, J.J.L. Morton, E. Dupont-Ferrier. *Phys. Rev. Appl.*, **11** (1), 014006 (2019). DOI: 10.1103/physrevapplied.11.014006
- [21] J. Potter, O.W. Kennedy, J.C. Fenton, P.A. Warburton. *IEEE Transactions Appl. Superconductivity*, **30** (7), 1 (2020). DOI: 10.1109/tasc.2020.3018545
- [22] E.M. Levenson-Falk, R. Vijay, I. Siddiqi. *Appl. Phys. Lett.*, **98** (12), 123115 (2011). DOI: 10.1063/1.3570693
- [23] K.K. Likharev. *Rev. Modern Phys.*, **51** (1), 101 (1979). DOI: 10.1103/revmodphys.51.101
- [24] R. Vijay, J.D. Sau, M.L. Cohen, I. Siddiqi. *Phys. Rev. Lett.*, **103** (8), 087003 (2009). DOI: 10.1103/physrevlett.103.087003
- [25] R. Vijay, E.M. Levenson-Falk, D.H. Slichter, I. Siddiqi. *Appl. Phys. Lett.*, **96** (22), 223112 (2010). DOI: 10.1063/1.3443716

- [26] A.G.P. Troeman, S.H.W. Van Der Ploeg, E. Il'ichev, H.-G. Meyer, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, H. Hilgenkamp. *Phys. Rev. B*, **77** (2), 024509 (2008). DOI: 10.1103/physrevb.77.024509
- [27] C. Granata, A. Vettoliere. *Phys. Reports*, **614**, 1 (2015). DOI: 10.1016/j.physrep.2015.12.001
- [28] T. Godfrey, J.C. Gallop, D.C. Cox, E.J. Romans, J. Chen, L. Hao. *IEEE Transactions on Appl. Superconductivity*, **28** (7), 1 (2018). DOI: 10.1109/tasc.2018.2854624
- [29] S. Battisti, J. Koch, A. Paghi, L. Ruf, A. Gulian, S. Teknowijoyo, C. Cirillo, Z. Makhdoumi Kakhaki, C. Attanasio, E. Scheer, A. Di Bernardo, G. De Simoni, F. Giazotto. *Appl. Phys. Lett.*, **124** (17), 172601 (2024). DOI: 10.1063/5.0200257
- [30] X. Liu, X. Liu, H. Wang, L. Chen, Z. Wang. *Phys. C Superconductivity*, **515**, 36 (2015). DOI: 10.1016/j.physc.2015.05.004
- [31] R.D. Yusupov, R.S. Tikhonov, S.A. Lisitsyn, I.A. Nazhestkin, M.M. Khrenov, I.E. Tarasova, S.V. Egorov, M.V. Zhdanova, V.N. Antonov, D.S. Baranov, V.V. Ryazanov, O.V. Tikhonova, N.A. Maleeva, N.V. Klenov, I.I. Soloviev, D.S. Yakovlev. *Adv. Quant. Technol.*, **8** (10), e2500212 (2025). DOI: 10.1002/qute.202500212
- [32] 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** (3), e00659 (2025). DOI: 10.1002/qute.202500659
- [33] B.A. Вожаков, М.В. Бастраскова, Н.В. Кленов, И.И. Соловьев, В.В. Погосов, Д.В. Бабухин, А.А. Жуков, А.М. Сатанин. *УФН*, **192** (5), 457 (2022). [V.A. Vozhakov, M.V. Bastrakova, N.V. Klenov, I.I. Soloviev, W.V. Pogosoov, D.V. Babukhin, A.A. Zhukov, A.M. Satanin. *Physics-Uspokhi*, **65** (05), 421 (2022). DOI: 10.3367/ufne.2021.02.038934]
- [34] V. Vozhakov, M. Bastrakova, N. Klenov, A. Satanin, I. Soloviev. *Quant. Sci. Technol.*, **8** (3), 035024 (2023). DOI: 10.1088/2058-9565/acd9e6
- [35] G.J. Dolan. *Appl. Phys. Lett.*, **31** (5), 337 (1977). DOI: 10.1063/1.89690
- [36] C. Song, M.P. DeFeo, K. Yu, B.L.T. Plourde. *Appl. Phys. Lett.*, **95** (23), 232501 (2009). DOI: 10.1063/1.3271523
- [37] S. Morohashi, S. Hasuo. *J. Appl. Phys.*, **61** (10), 4835 (1987). DOI: 10.1063/1.338348
- [38] M. Gurvitch, M.A. Washington, H.A. Huggins. *Appl. Phys. Lett.*, **42** (5), 472 (1983). DOI: 10.1063/1.93974
- [39] S.K. Tolpygo, V. Bolkhovsky, S. Zarr, T.J. Weir, A. Wynn, A.L. Day, L.M. Johnson, M.A. Gouker. *IEEE Transactions Appl. Superconductivity*, **27** (4), 1 (2017). DOI: 10.1109/tasc.2017.2667403
- [40] K.K. Likharev, J. Lukens. *Phys. Today*, **41** (11), 122 (1988). DOI: 10.1063/1.2811641
- [41] V.K. Kaplunenkov, M.I. Khabipov, V.P. Koshelets, K.K. Likharev, O.A. Mukhanov, V.K. Semenov, I.L. Serpuchenko, A.N. Vystavkin. *IEEE Transactions on Magnetism*, **25** (2), 861 (1989). DOI: 10.1109/20.92422
- [42] A.S. Ionin, N.S. Shuravin, L.N. Karelina, A.N. Rossolenko, M.S. Sidel'nikov, S.V. Egorov, V.I. Chichkov, M.V. Chichkov, M.V. Zhdanova, A.E. Shchegolev, V.V. Bol'ginov. *J. Experimental Theor. Phys.*, **137** (6), 888 (2023). DOI: 10.1134/s1063776123120191
- [43] Е.А. Костюрина, К.В. Калашников, Л.В. Филиппенко, В.П. Кошелец. *ФТТ*, **58** (11), 2127 (2016). DOI: 10.21883/ftt.2016.11.43724.14k
- [44] И.В. Янилкин, А.И. Гумаров, А.М. Рогов, Р.В. Юсупов, Л.Р. Тагиров. *ЖТФ*, **91** (2), 275 (2020). DOI: 10.21883/jtf.2021.02.50362.170-20
- [45] R.M. McFadden, J.W. Angle, E.M. Lechner, M.J. Kelley, C.E. Reece, M.A. Coble, T. Prokscha, Z. Salman, A. Suter, T. Junginger. *Phys. Rev. B*, **113** (6), L060508 (2026). DOI: 10.1103/2nsw-n8gf
- [46] W.J. Skocpol, M.R. Beasley, M. Tinkham. *J. Appl. Phys.*, **45** (9), 4054 (1974). DOI: 10.1063/1.1663912
- [47] M.A. Tarasov, A.M. Chekushkin, M.Yu. Fominsky, D.M. Zaharov, A.A. Lomov, O.V. Devitsky, A.A. Gunbina, E.T. Sohina, V.S. Edelman. *ФТТ*, **64** (10), 1352 (2022). DOI: 10.21883/pss.2022.10.54217.35hh
- [48] R.W. Cohen, B. Abeles. *Phys. Rev.*, **168** (2), 444 (1968). DOI: 10.1103/physrev.168.444
- [49] D.S. Yakovlev, I.A. Nazhestkin, N.G. Ismailov, S.V. Egorov, V.N. Antonov, V.L. Gurtovoi. *Symmetry*, **15** (2), 550 (2023). DOI: 10.3390/sym15020550
- [50] J. Clarke, A.I. Braginski. *The SQUID handbook*, vol. 1 (Wiley-Vch., Weinheim, 2004), p. 277–280
- [51] Y. Song, J. Hurrell. *IEEE Transactions on Magnetism*, **15** (1), 428 (1979). DOI: 10.1109/TMAG.1979.1060083
- [52] Y. Wang, L. Wu, Y. Zhang, H. Li. *IEEE Transactions Appl. Superconductivity*, **30** (8), 1 (2020). DOI: 10.1109/TASC.2020.3024229
- [53] S.I. Davis, J.R. Kirtley, K.A. Moler. *Sensors*, **20** (1), 204 (2019). DOI: 10.3390/s20010204
- [54] M.M. Khapaev, A.Yu. Kidiyarova-Shevchenko, P. Magnelind, M.Yu. Kupriyanov. *IEEE Transactions Appl. Superconductivity*, **11** (1), 1090 (2001). DOI: 10.1109/77.919537
- [55] S. Michotte, S. Mátéfi-Tempfli, L. Piroux, D.Y. Vodolazov, F.M. Peeters. *Phys. Rev. B*, **69** (9), 094512 (2004). DOI: 10.1103/physrevb.69.094512
- [56] D.Y. Vodolazov, F.M. Peeters, L. Piroux, S. Mátéfi-Tempfli, S. Michotte. *Phys. Rev. Lett.*, **91** (15), 157001 (2003). DOI: 10.1103/physrevlett.91.157001
- [57] D. Bothner, D. Wiedmaier, B. Ferdinand, R. Kleiner, D. Koelle. *Phys. Rev. Appl.*, **8** (3), 034025 (2017). DOI: 10.1103/physrevapplied.8.034025
- [58] S. Probst, F.B. Song, P.A. Bushev, A.V. Ustinov, M. Weides. *Rev. Scientific Instruments*, **86** (2), 024706 (2015). DOI: 10.1063/1.4907935
- [59] J.C. Rautio. *Electromagnetic Analysis for Microwave Applications*. In T.G. Campbell, R.A. Nicolaides, M.D. Salas (eds). *Computational Electromagnetics and Its Applications. ICASE/LaRC Interdisciplinary Series in Science and Engineering* (Springer, Dordrecht, 1997), v. 5. DOI: 10.1007/978-94-011-5584-7_4