УДК 538.945:621.385.6

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ КОМПОНЕНТЫ КАК ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА КВАНТОВЫХ РАДИОСИСТЕМ СВЧ-ДИАПАЗОНА

М.В. КАБИН

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (г. Минск, Беларусь)

E-mail: anarchickyttik@gmail.com

Аннотация. Рассматриваются ключевые сверхпроводниковые компоненты, применяемые в качестве элементной базы квантовых радиосистем СВЧ-диапазона. Описаны принципы работы переходов Джозефсона, сверхпроводниковых кубитов и высокодобротных микроволновых резонаторов. Показаны перспективы применения данных компонентов в системах квантовой связи и квантовой радиолокации.

Abstract. The key superconducting components used as the elemental base of quantum microwave radio systems are considered. The operating principles of Josephson junctions, superconducting qubits, and high-Q microwave resonators are described. The prospects for applying these components in quantum communication and quantum radar systems are presented.

Введение

Развитие квантовых технологий открывает принципиально новые возможности для создания радиосистем с характеристиками, недостижимыми в рамках классической радиоэлектроники. Ограничения закона Мура, достигнутые к середине 2010-х годов, стимулировали интерес к альтернативным вычислительным парадигмам, среди которых квантовые вычисления и квантовые сенсоры занимают ведущее положение. В радиоэлектронике квантовые эффекты позволяют преодолеть стандартный квантовый предел (SQL) по чувствительности приёмников и достичь принципиально новых показателей обнаружения слабых сигналов. Ключевую роль в построении квантовых радиосистем СВЧ-диапазона играют сверхпроводниковые компоненты, работающие при криогенных температурах вблизи абсолютного нуля (10–20 мК). Переходы Джозефсона, сверхпроводниковые кубиты и высокодобротные микроволновые резонаторы формируют элементную базу устройств, в которых квантовые состояния являются непосредственным носителем информации или зондирующего сигнала. Быстрый прогресс в технологии изготовления переходов, литографии и криогенной аппаратуры за последние 25 лет позволил увеличить времена когерентности кубитов на шесть порядков величины – от единиц наносекунд в 1999 году до более чем 1 миллисекунды в настоящее время.

Целью настоящей работы является систематическое рассмотрение основных типов сверхпроводниковых компонентов – переходов Джозефсона, кубитов различных архитектур, микроволновых резонаторов и криогенных систем – с акцентом на сравнительный анализ их характеристик и применимость в задачах квантовой радиолокации и связи. Отдельное внимание уделяется современным достижениям в области масштабирования и перспективам практической реализации квантовых радиосистем на базе рассматриваемой элементной базы.

Основная часть

Физические принципы и параметры переходов Джозесона. Фундаментальным нелинейным элементом сверхпроводниковых квантовых цепей является переход Джозефсона (ПД) – туннельный контакт двух сверхпроводников (как правило, ниобия, Nb), разделённых тонким диэлектрическим барьером из оксида алюминия AlO_x толщиной 1–2 нм. В отличие от классических реактивных элементов, индуктивность ПД нелинейна и зависит от протекающего тока:

$$L_{\text{J}} = \frac{\Phi_0}{2\pi I_0 \cos\varphi} \quad (1)$$

где $\Phi_0 = 2{,}07 \cdot 10^{-15}$ Вб – квант магнитного потока, I_0 – критический ток, φ – разность фаз параметра порядка. Эта нелинейность обеспечивает неравноотстоящий энергетический спектр, что принципиально отличает контур с ПД от гармонического осциллятора и позволяет адресовать только два соседних уровня – состояния $|0\rangle$ и $|1\rangle$ – не затрагивая остальные.

Динамика ПД описывается двумя уравнениями Джозефсона:

$$I = I_0 \sin\varphi \quad (2)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2eU}{\hbar} \quad (3)$$

где U – напряжение на контакте, e – заряд электрона, $\hbar$ – редуцированная постоянная Планка.

Совместное решение этих уравнений с уравнением для ёмкости C и проводимости G даёт модель RCSJ (Resistively and Capacitively Shunted Junction), описывающую квантовые флуктуации и тепловые переключения. Для квантовых применений критически важна схема с низким шунтированием: выполнение неравенства $E_J/E_C \gg 1$, где $E_J = \Phi_0 I_0 / 2\pi$ – энергия Джозефсона, $E_C = e^2 / 2C$ – зарядовая энергия, обеспечивает высокую нечувствительность к зарядовому шуму. Современные переходы типа Nb–AlO_x–Nb изготавливаются методом двойного угла напыления с плотностью критического тока 1–30 кА/см², площадью контакта 0,01–1,0 мкм² и разбросом параметров в серийном производстве не более 2–3 % [3].

Архитектуры сверхпроводниковых кубитов. На основе переходов Джозефсона реализуются кубиты нескольких архитектур, различающихся по доминирующему типу флуктуаций и методам их подавления. Зарядовый кубит (charge qubit, 1999 г.) представлял собой «Cooper pair box» – небольшой сверхпроводниковый островок, ёмкостно связанный с резервуаром. При $E_J / E_C \sim 1$ энергетические уровни сильно зависят от индуцированного заряда, что ограничивало время когерентности значениями порядка 1–2 нс из-за флуктуаций фоновых зарядов в подложке. Трансмон-кубит (Koch et al., 2007) решил эту проблему за счёт ёмкостного шунтирования большим конденсатором: отношение E_J / E_C поднимается до 50–100, чувствительность к зарядовому шуму экспоненциально падает при сохранении достаточной нелинейности. Трансмон функционирует на частотах 4–8 ГГц, что соответствует диапазону стандартного СВЧ-оборудования [1, 6]. Флаксониум (Manucharyan et al., 2009) использует сверхиндуктор – цепочку из десятков–сотен переходов – для достижения L > 100 нГн. В оптимальной точке по магнитному потоку ($\varphi_{ext} = \pi/2$) флаксониум демонстрирует $T_1 > 300$ мкс и $T_2 > 180$ мкс [7]. Трёхмерный трансмон (3D-transmon) помещается в высокодобротную алюминиевую полость, что позволяет избавиться от большинства источников потерь, характерных для планарных подложек, и достичь $T_1 > 1200$ мкс.

Основные характеристики перечисленных архитектур сведены в таблицу 1; графическое сравнение представлено на рисунке 1.

Таблица 1. Сравнительные характеристики архитектур сверхпроводниковых кубитов

Архитектура	Год	Частота, ГГц	T_1, мкс	T_2, мкс
Charge qubit	1999	~5	0,001	0,0005
Transmon	2007	4–8	150	100
Fluxonium	2009	0,5–5	300	180
3D-transmon	2011	5–7	1 200	800
Cat-qubit	2020	3–6	800	500

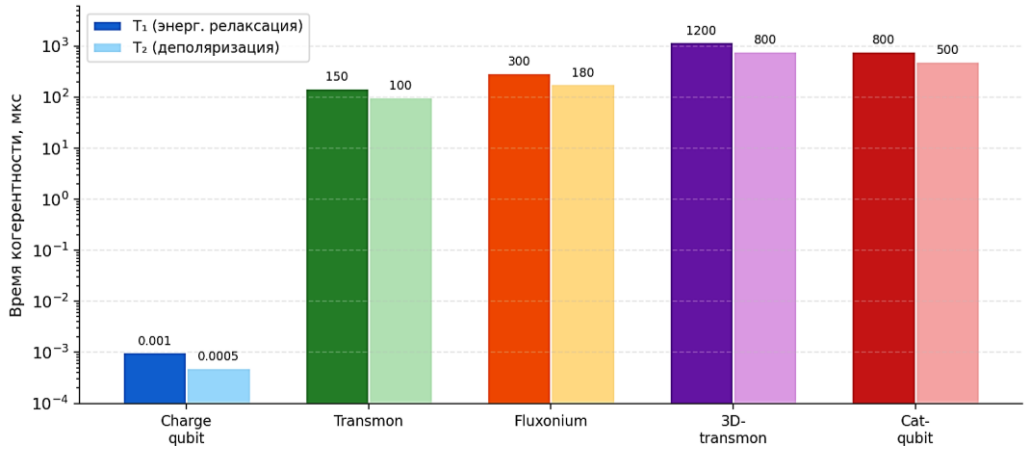

Рис.1. Сравнение T1 и T2 архитектур сверхпроводниковых кубитов (данные 2020-2024)

Высокодобротные микроволновые резонаторы и квантовая электродинамика цепей. Сверхпроводниковые микроволновые резонаторы (СМР) выполняют функции элементов квантовой связи, квантовой памяти и шин считывания. Добротность Q характеризует время хранения энергии:

$$\tau_{фот} = \frac{Q}{\pi f} \qquad (4)$$

В планарных резонаторах на ниобии достигается $Q = 10^5$–10^6 ($\tau_{фот} \sim 10$–100 мкс), тогда как в трёхмерных алюминиевых полостях $Q > 10^9$ ($\tau_{фот} > 1$ мс) [2]. Архитектура circuit QED реализует сильную связь кубита и резонатора: константа $g/(2\pi)$ достигает 100–300 МГц при стандартных параметрах трансмона, обеспечивая режим $g > (\kappa, \gamma)$. В этом режиме возможно когерентное считывание состояния кубита через дисперсионный сдвиг $\chi = g^2/\Delta$ частоты резонатора. Параметрические усилители Джозефсона – бегущей волны (JTWPA) и стоячей волны (JPAA) – снижают шумовую температуру считывающей цепи до 100–200 мК, что на порядок ниже шумовой температуры

криогенных HEMT-усилителей. Это позволяет проводить высокоточную одноразовую проекцию (single-shot readout) с fidelity свыше 99 % за время считывания менее 1 мкс [1].

Криогенная инфраструктура. Функционирование сверхпроводниковых компонентов требует охлаждения до температур 10–20 мК – значений, при которых выполняется условие $kT \ll \hbar\omega$ для типичных частот кубитов 5–7 ГГц ($\hbar\omega/k \approx 240$–$340$ мК). Рефрижераторы растворения (dilution refrigerator) основаны на эффекте фазового расслоения смеси ^{3}He–^{4}He и обеспечивают непрерывное охлаждение до 10–15 мК с холодопроизводительностью 0,4–1,0 мВт при 100 мК. Типичная установка включает 5–6 термостатических ступеней: 300 К (комнатная температура), 50 К, 4 К, 800 мК, 100 мК и 10–20 мК. На каждой ступени входные СВЧ-линии оснащаются аттенюаторами, фильтрами и изоляторами (ферритовыми циркуляторами) общим затуханием 60–80 дБ, что обеспечивает тепловую оккупацию резонансной моды $\bar{n} < 0{,}01$ фотона. Линии считывания защищены цепочкой изоляторов с развязкой 40–60 дБ, предотвращающих проникновение теплового излучения усилителя к кубиту. Сверхпроводниковые нанопроволочные детекторы одиночных фотонов (SNSPD) на основе NbN обеспечивают эффективность $\eta > 90$ % при временном джиттере $\delta t < 30$ пс и тёмных отсчётах менее 1 Гц, что делает их незаменимыми в системах квантового распределения ключей [4].

Применение в системах квантовой связи. Сверхпроводниковые квантовые цепи применяются для генерации запутанных микроволновых фотонов посредством параметрической накачки: при возбуждении двухмодового сжимающего усилителя на частоте $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ создаётся двухмодовое сжатое состояние (two-mode squeezed vacuum) с уровнем запутанности до −12 дБ ниже стандартного квантового предела. Протоколы квантового распределения ключей на непрерывных переменных (CV-QKD) с микроволновыми каналами позволяют достигать скоростей генерации секретного ключа порядка 1 Мбит/с на расстояниях до нескольких метров, что представляет практический интерес для защищённых внутриобъектовых каналов в центрах обработки данных и критической инфраструктуре. Перспективным направлением является квантовая сеть, объединяющая сверхпроводниковые процессоры посредством оптоволокна. Для этого необходимо преобразование микроволновых квантовых состояний в оптические (microwave-to-optical transduction): текущая эффективность преобразования на основе электрооптических кристаллов составляет 10–15 %, что недостаточно для безошибочной передачи запутанности [3].

Применение в квантовой радиолокации. Концепция квантового радара на основе принципа квантового освещения (quantum illumination, Tan et al., 2008) предполагает использование запутанных СВЧ-пар «сигнал–холостой» для обнаружения слабоотражающих объектов в условиях сильного теплового фона. При числе тепловых фотонов $n_s \gg 1$ и малом коэффициенте отражения $\kappa \ll 1$ вероятность ошибки обнаружения масштабируется как P_e ~ exp (−M κ NS / NB), где M – число использованных пар мод, NS и NB – средние числа фотонов сигнала и фона. Теоретический выигрыш квантового освещения над оптимальным классическим когерентным радаром составляет 6 дБ по экспоненте вероятности ошибки [5]. Первые экспериментальные демонстрации с использованием сверхпроводниковых параметрических усилителей (Barzanjeh et al., 2015, 2020) подтвердили принципиальную реализуемость квантового освещения в СВЧ-диапазоне; достигнутое улучшение отношения сигнал/шум составило 0,6–1,0 дБ при мощности зондирующего сигнала порядка единичных фотонов. Ключевыми техническими барьерами остаются: квантовая память для хранения холостого фотона на время пробега сигнала до цели и обратно (требуется $\tau_{пам} > 2R/c$, что при R = 1 км составляет ~6,7 мкс), а также совместное когерентное измерение сигнального и холостого фотонов с эффективностью, превышающей 50 %.

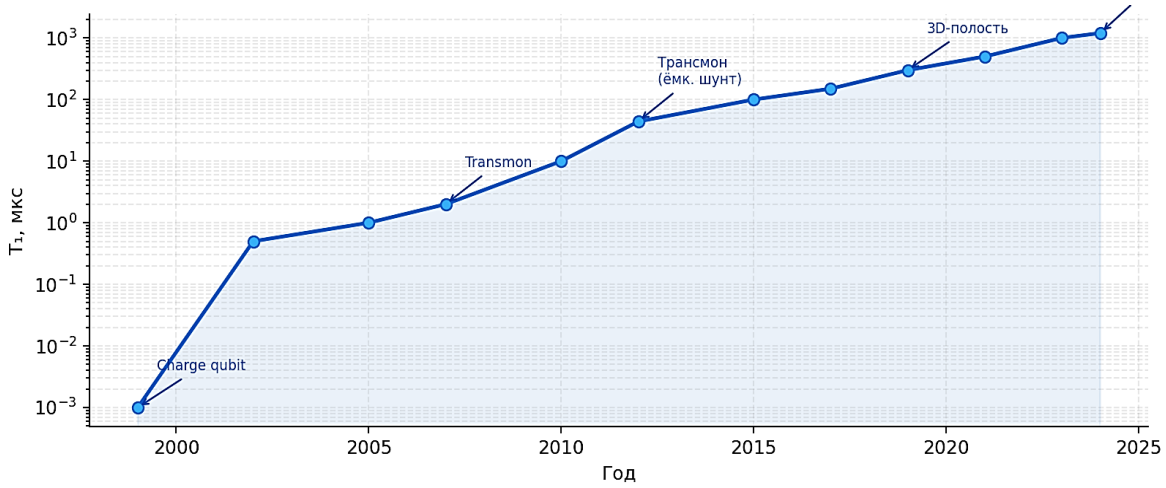

Рис.2. Прогресс времён энергетической релаксации T1 (1999-2024)

Масштабирование и перспективы развития. Современный уровень развития сверхпроводниковых квантовых процессоров определяется системами с сотнями и тысячами физических кубитов: IBM Quantum в 2023 году представила процессор Condor на 1121 кубит, Google Quantum AI достигла квантового превосходства на 53-кубитном Sycamore (2019) и реализовала поверхностный код с 72 кубитами (Willow, 2024). Масштабирование ставит перед разработчиками ряд инженерных задач. Первая – трёхмерная интеграция: размещение сотен кубитов в одном слое ограничено перекрёстными наводками; технологии flip-chip bonding и через-кремниевых переходов (TSV) позволяют распределить кубиты по нескольким слоям. Вторая – классическая управляющая электроника: каждый кубит требует нескольких аналоговых и цифровых каналов управления; размещение CMOS-схем на уровне 4 К снижает теплопотери кабельной разводки и уменьшает сложность криостата. Третья – коды исправления квантовых ошибок: для надёжных вычислений необходимо удержать частоту ошибок ниже порога поверхностного кода (~0,5–1 %). Современные лучшие физические кубиты имеют частоту ошибок 0,1–0,3 %, что при накладных расходах ~1000:1 потребует порядка 10^6 физических кубитов для реализации одного отказоустойчивого логического кубита [8].

Заключение

Сверхпроводниковые компоненты – переходы Джозефсона, кубиты различных архитектур (трансмон, флаксониум, 3D-трансмон) и высокодобротные микроволновые резонаторы – формируют элементную базу нового класса квантовых радиосистем СВЧ-диапазона. Проведённый сравнительный анализ показал, что трёхмерный трансмон обеспечивает наибольшие времена когерентности ($T_1 > 1200$ мкс), флаксониум – наилучшее подавление флаксового шума ($T_2 > 180$ мкс), а планарный трансмон остаётся наиболее технологически зрелой и масштабируемой платформой. Прогресс временны́х характеристик за 25 лет – от единиц наносекунд до более чем одной миллисекунды – свидетельствует о высоком темпе развития сверхпроводниковой квантовой электроники и открывает реальные перспективы создания устройств, функционально превосходящих классические аналоги.

Достигнутые времена когерентности и уровни управляемости квантовыми состояниями обеспечивают принципиальную реализуемость квантовых радаров с выигрышем 6 дБ по вероятности ошибки обнаружения и квантовых коммуникационных систем с информационно-теоретически доказуемой защитой. Дальнейшее развитие данного направления связано с решением трёх ключевых инженерных задач: масштабирования до миллиона физических кубитов с применением трёхмерной интеграции; разработки криогенной классической электроники на уровне 4 К с допустимым тепловыделением; повышения эффективности преобразования микроволновых квантовых состояний в оптический диапазон до уровня, позволяющего строить гибридные квантовые сети. Совокупное решение этих задач определит переход от лабораторных прототипов к промышленным квантовым радиосистемам.

Список использованных источников

1. Krantz, P. A quantum **engineer's** guide to superconducting qubits / P. Krantz [и др.] // Applied Physics Reviews. – 2019. – Vol. 6, № 2. – P. 021318.

2. Reagor, M. Advancements in superconducting microwave cavities and qubits for quantum information systems / M. Reagor [и др.] // Applied Physics Reviews. – 2024. – Vol. 11, № 1. – P. 011302.

3. Blais, A. Circuit quantum electrodynamics / A. Blais [и др.] // Reviews of Modern Physics. – 2021. – Vol. 93, № 2. – P. 025005.

4. Hadfield, R. H. Single-photon detectors for optical quantum information applications / R. H. Hadfield // Nature Photonics. – 2009. – Vol. 3. – P. 696–705.

5. Barzanjeh, S. Microwave quantum illumination / S. Barzanjeh [и др.] // Physical Review Letters. – 2015. – Vol. 114, № 8. – P. 080503.

6. Koch, J. Charge-insensitive qubit design derived from the Cooper pair box / J. Koch [и др.] // Physical Review A. – 2007. – Vol. 76, № 4. – P. 042319.

7. Manucharyan, V. E. Fluxonium: single Cooper-pair circuit free of charge offsets / V. E. Manucharyan [и др.] // Science. – 2009. – Vol. 326. – P. 113–116.

8. Google Quantum AI. Suppressing quantum errors by scaling a surface code logical qubit // Nature. – 2023. – Vol. 614. – P. 676–681.