

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Управление состояниями в сверхпроводниковых квантовых процессорах

В.А. Вожаков, М.В. Бахракова, Н.В. Кленов, И.И. Соловьев,
В.В. Погосов, Д.В. Бабухин, А.А. Жуков, А.М. Сатанин

*Освещены последние достижения в области разработки сверхпроводниковых кубитов и квантовых цепей, предназначенных для создания нового поколения квантовых процессоров. Особое внимание уделяется анализу методов управления многокубитными системами — многочастичными квантовыми системами с настраиваемыми, в том числе *in situ*, параметрами отдельных элементов и связей между ними. Показано, как решение фундаментальных физических задач в этой области (например, о взаимодействии искусственного атома с сильными короткими импульсами поля) позволяет увеличивать эффективность существующих квантовых процессоров при реализации конкретных алгоритмов.*

Ключевые слова: квантовые операции, сверхпроводимость, эффект Джозефсона, квантовые алгоритмы

PACS numbers: 03.67.Lx, 03.75.Lm, 42.50.Dv, 85.25.Cp

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.02.038934>

Содержание

1. Введение (457).
2. Элементы квантового процессора (458).
 - 2.1. Модель кубита. 2.2. Шумы в кубитах. 2.3. Топологии кубитов.
3. Операции в квантовом процессоре (462).
 - 3.1. Основные виды операций. 3.2. Однокубитные операции. 3.3. Микроволновая реализация однокубитных операций. 3.4. Поточковая реализация однокубитных операций. 3.5. Основные проблемы реализации однокубитных операций и их решения. 3.6. Двухкубитные операции. 3.7. Реализация гейтов iSWAP, CZ и ZZ. 3.8. Архитектура и реализация межкубитных связей. 3.9. Обзор существующих квантовых процессоров.

4. Новые концепции в управлении многочастичными квантовыми системами (469).

- 4.1. Аналогово-цифровой подход к реализации логических операций. 4.2. Сверхпроводниковые цифровые схемы контроля состояний кубитов: общая концепция. 4.3. Реализация однокубитных операций посредством коротких униполярных импульсов. 4.4. Реализация двухкубитных операций посредством коротких униполярных импульсов. 4.5. Реализация квантового алгоритма короткими униполярными импульсами.

5. Заключение (475).

Список литературы (475).

1. Введение

Сверхпроводниковые квантовые биты (кубиты) и процессоры на их основе являются объектом масштабных исследований, так как способны в перспективе ускорить процесс решения вычислительно сложных задач, возникающих при моделировании многочастичных квантовых систем, анализе проблем квантовой химии, материаловедения и т.п. [1 – 5].

Рассматриваемые процессоры оперируют эволюционирующими амплитудами состояний элементов квантово-электродинамических (КЭД) цепей, состоящих из сверхпроводниковых линий и кубитов. Чтобы понять процессы, происходящие в таких цепях, уместно указать на известную аналогию с использованием электронных схем при изучении процессов столкновения ядер [6]: в настраиваемой и управляемой квантовой "многочастичной" системе [7] имитируются столкновения возбуждений, которые порождают квантовые корреляции в конечных состояниях регистра.

Классификация различных типов сверхпроводниковых кубитов основана на сравнении характерных величин электростатической и джозефсоновской энергий. В рамках этого подхода можно построить таблицу, аналогич-

В.А. Вожаков ^(1,а), **М.В. Бахракова** ^(2,б), **Н.В. Кленов** ^(1,3,с),
И.И. Соловьев ^(1,2,д), **В.В. Погосов** ^(4,е), **Д.В. Бабухин** ^(4,ф),
А.А. Жуков ^(4,г), **А.М. Сатанин** ^(4,5,и)

⁽¹⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина 23, 603022 Нижний Новгород, Российская Федерация

⁽³⁾ Московский технический университет связи и информатики, ул. Авиамоторная 8а, 111024 Москва, Российская Федерация

⁽⁴⁾ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматизации им. Н.Л. Духова, ул. Сушевская 22, 119017 Москва, Российская Федерация

⁽⁵⁾ Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", ул. Мясницкая 20, 101000 Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(а) sevozh@yandex.ru, ^(б) marina_vd@mail.ru,

^(с) nvklenov@gmail.com, ^(д) igor.soloviev@gmail.com,

^(е) Walter.Pogosov@gmail.com, ^(ф) dv.babukhin@physics.msu.ru,

^(г) zugazoid@gmail.com, ^(и) asatanin@gmail.com

Статья поступила 8 декабря 2020 г.,
после доработки 11 февраля 2021 г.

ную Периодической таблице элементов Менделеева [8]. Наибольший интерес вызывают зарядовые [9, 10], поточковые [11, 12], фазовые [13, 14] кубиты, квантронии [15], флаксониум [16] и трансмон [17].

Сегодня созданием многокубитных "сверхпроводниковых" процессоров заняты многие научные группы по всему миру, но сильнее всего продвинулись в создании "зашумлённых" квантовых процессоров среднего размера (Noisy Intermediate-Scale Quantum, NISQ) лаборатории, принадлежащие компаниям IBM, Google, Intel и Rigetti Computing. Все эти научные группы используют в качестве базовых элементов трансмоны. Каждая из перечисленных компаний сумела создать как минимум один работающий многокубитный квантовый процессор и продемонстрировать на нём возможность реализации тех или иных квантовых алгоритмов. Процессоры различаются между собой количеством и топологией кубитов, а также реализацией межкубитных связей на основе КЭД-цепей с возможностью адресного управления элементами процессора.

Основные проблемы современных квантовых процессоров — ограниченное время жизни когерентных состояний кубитов и вытекающее из этого ограничение на количество логических операций (гейтов), преобразующих состояние системы. Частично решить эти проблемы можно с помощью специально разработанных алгоритмов коррекции, но это требует реализации дополнительных операций и наличия дополнительных кубитов.

Ряду исследователей удалось преодолеть технологические проблемы, недавно казавшиеся неразрешимыми, и создать кубиты с временем декогеренции до 100 мкс, а также высокочастотные резонаторы для считывания состояния кубитов [7]. Полностью "зашумлённость" квантовых регистров на данный момент устранить не удалось, поэтому в качестве основы для сравнений с классическими вычислительными машинами при демонстрации "квантового превосходства" использовался специально подобранный алгоритм, позволяющий получить подобные генерации случайной последовательности с заданными особенностями. Квантовый компьютер Sycamore справился с задачей за 200 с, что лежит за пределами возможностей современных классических суперкомпьютеров.

В этом контексте важными для сравнения возможностей различных процессоров характеристиками квантовых цепей являются их *ширина* и *глубина*. Шириной цепи называется число всех кубитов системы, а глубиной — количество гейтовых операций, осуществляемых до момента измерения, т.е. разрушения состояния кубита (рис. 1). Ширина цепи ограничена только архитектурой процессора (количеством изготовленных кубитов), в то время как максимальная глубина цепи зависит от вели-

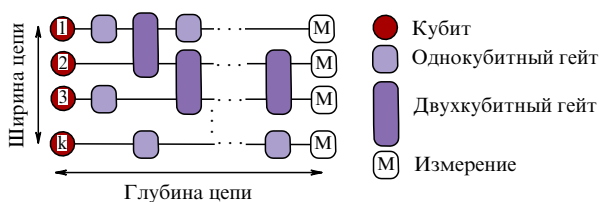


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Иллюстрация к понятиям ширины и глубины квантовой цепи. Используемые обозначения для кубитов и операций введены на рисунке.

чины внешних шумов, причём

$$\text{wid} \times \text{dep} \ll \frac{1}{P_{\text{err}}}, \quad (1)$$

где wid — ширина цепи, dep — глубина цепи, P_{err} — вероятность ошибки.

Группа из IBM предложила для оценки возможностей квантового компьютера понятие *квантового объёма* — величины, равной 2^{X_Q} , где X_Q — и глубина, и ширина цепи, при которых заданный алгоритм может быть выполнен. Проблеме оптимизации этой величины для сверхпроводниковых вычислительных NISQ-систем уделяется центральное внимание в настоящем обзоре.

Дизайн и физическая реализация кубитов, а также соединительных трактов и устройств управления (гейтов) в настоящем обзоре будут представлены относительно кратко. Мы сосредоточимся на анализе проблем управления многочастичными квантовыми системами и описании способов повышения эффективности существующих квантовых процессоров, увеличения их квантового объёма. На первом шаге изложения материала рассмотрим причины ограниченности глубины цепи. На втором шаге разберём устройство наиболее перспективных кубитных типов, затем — физическую реализацию операций над сверхпроводниковыми кубитами. Наконец, обсудим возможности усовершенствования методов "квантового управления".

2. Элементы квантового процессора

2.1. Модель кубита

По ряду причин (большое время потери когерентности, масштабируемость, быстрый контроль) из используемых на сегодняшний день типов сверхпроводниковых кубитов наиболее перспективными считаются трансмоны. Впервые трансмоны были описаны в работе [17], в основе их физической реализации используются сверхпроводящие островки, разделённые тонким слоем диэлектрика. Для уменьшения влияния шума между островками включается большая ёмкость, что позволяет сделать электростатическую энергию кубита существенно меньше джозефсоновской. Это локализует фазу, в результате чего можно рассматривать нижние уровни нелинейного джозефсоновского осциллятора как кубит. Для управления джозефсоновской энергией и расстоянием между уровнями в качестве нелинейности обычно используют двухконтактный сверхпроводящий квантовый интерферометр (СКВИД), у которого джозефсоновская энергия $E_J = I_c \Phi_0 / (2\pi)$ существенно превышает электростатическую $E_C = e^2 / (2C)$. Здесь I_c — критический ток джозефсоновского контакта, C — ёмкость контакта, Φ_0 — квант магнитного потока, e — заряд электрона. Этот тип базовых элементов квантового компьютера произошёл от одноконтактного зарядового кубита [14]. Гамильтониан трансмона имеет вид

$$\hat{H}_0 = 4E_C(\hat{n} - n_g)^2 - E_J \cos \hat{\phi}, \quad [\hat{\phi}, \hat{n}] = i, \quad (2)$$

где $n_g = Q_T / (2e) + C_g V_g / (2e)$ — эффективный смещённый заряд в единицах заряда куперовской пары $2e$, контролируемый напряжением V_g на электроде затвора с ёмкостью C_g , Q_T — смещённый заряд, индуцированный окружением, ϕ — джозефсоновская фаза контакта.

Уравнение Шрёдингера с гамильтонианом вида (2) решается точно с помощью специальных функций Матрё при любом соотношении E_C/E_J , причём энергетические уровни $E_n(n_g)$ как функции смещённого заряда n_g характеризуются сильной дисперсией. При выполнении неравенства $E_C \ll E_J$ происходит "выпрямление" дисперсионной характеристики (зависимости энергии уровней от заряда), что приводит к уменьшению зависимости состояний кубита от флуктуаций заряда на затворе и подавлению влияния шума. Зарядовый шум в течение длительного времени являлся большой проблемой для зарядовых кубитов. Времена потери когерентности состояний вначале не превышали 1 мкс [17].

Поясним подробнее, о чём идёт речь. При $E_C \ll E_J$ фаза сильно локализована, поэтому в выражении (2) можно произвести разложение:

$$\cos \hat{\phi} = 1 - \frac{\hat{\phi}^2}{2!} + \frac{\hat{\phi}^4}{4!} + \dots$$

Вводя операторы рождения \hat{a}^\dagger и уничтожения \hat{a} возбуждений, можно произвести параметризацию

$$\hat{n} = i \left(\frac{E_J}{16E_C} \right)^{1/4} (\hat{a} - \hat{a}^\dagger), \quad \hat{\phi} = \left(\frac{2E_C}{E_J} \right)^{1/4} (\hat{a} + \hat{a}^\dagger)$$

и пренебречь зависимостью уровней от n_g . Трансмон в таком приближении можно рассматривать как нелинейный осциллятор, имеющий неэквидистантный спектр (рис. 2) с параметром ангармоничности $\omega_x = \omega_{01} - \omega_{12}$, где частоты переходов $\omega_{nm} = (E_m - E_n)/\hbar$ определяются отношением энергий E_J и E_C . Частота перехода между основным и первым возбуждённым состояниями $\omega_{01} = (E_1 - E_0)/\hbar$ определяет частоту эффективного возбуждения кубита с помощью электромагнитных раби-импульсов с несущей частотой, близкой к ω_{01} . На рисунке 2 подчёркнуто, что внешнее поле воздействует на кубит посредством ёмкостной связи с волноводным трактом:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{8E_C C_g}{2e} \hat{n} V_g. \quad (3)$$

Следовательно, полный гамильтониан кубита при наличии внешнего воздействия можно представить как

$$\hat{H} = \omega_{01} \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_x (\hat{a} + \hat{a}^\dagger)^4 - i\varepsilon(t)(\hat{a} - \hat{a}^\dagger), \quad (4)$$

где $\varepsilon(t)$ — огибающая для действующего поля, $\omega_{01} = \sqrt{8E_J E_C}/\hbar$, $\omega_x = -E_C/(12\hbar)$.

При условии ангармонизма $E_C \ll E_J$ гамильтониан кубита может быть записан в двумерном фокковском подпространстве $|0\rangle$ и $|1\rangle$, где $\hat{a}^\dagger \hat{a} |n\rangle = n |n\rangle$, что удобно

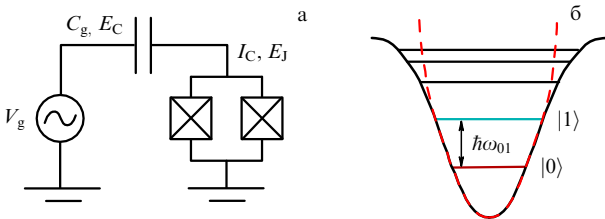


Рис. 2. Схематичное изображение трансмона (а) и его потенциальной энергии вместе со спектром энергий стационарных состояний (б).

представить через матрицы Паули σ_x , σ_y и σ_z :

$$H = -\frac{\omega_{01}}{2} \sigma_z + \varepsilon(t) \sigma_y. \quad (5)$$

В качестве базисных состояний можно выбрать спиноры

$$|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

а волновую функцию кубита представить в виде

$$|\Psi_t\rangle = \alpha(t)|0\rangle + \beta(t)|1\rangle, \quad (6)$$

где α и β — комплексные коэффициенты, $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$.

Характеристика ангармонизма ω_x для типичного трансмона составляет 3–5% от основной частоты, поэтому при сильном возбуждении необходимо расширить подпространство состояний, включив в рассмотрение следующее стационарное состояние $|2\rangle$, на которое возможна "утечка". В работе [18] показано, что модель кубита в виде двухуровневой системы не может дать достаточно точный результат для расчётов динамики состояния кубита под воздействием управляющих импульсов.

Для состояния кубита (6) вводят простую геометрическую интерпретацию, представляя его точкой на сфере Блоха с единичным радиусом (модель Блоха–Редфилда). Комплексные коэффициенты α и β определяют вектор состояния и с учётом нормировки и произвольного выбора фазы могут быть параметризованы в виде

$$\alpha = \cos \frac{\theta}{2}, \quad \beta = \exp(i\varphi) \sin \frac{\theta}{2}, \quad (7)$$

где φ — азимутальный и θ — полярный углы, определяющие геометрическое место упомянутой точки (рис. 3).

С помощью такой интерпретации можно выбрать базис из двух векторов: $|0\rangle$, сонаправленного с осью z ($\theta = 0$), и $|1\rangle$, направленного противоположно ($\theta = \pi$). Любая операция, таким образом, представляет собой вращение в спиновом пространстве вокруг трёх независимых осей из одной точки на сфере Блоха в другую.

Идеальные операции всегда происходят на поверхности сферы Блоха, но в действительности влияние окружающей среды приводит к размытию этой картины и состояние кубита оказывается внутри сферы Блоха. Упомянутый выше процесс, оказывающий огромное

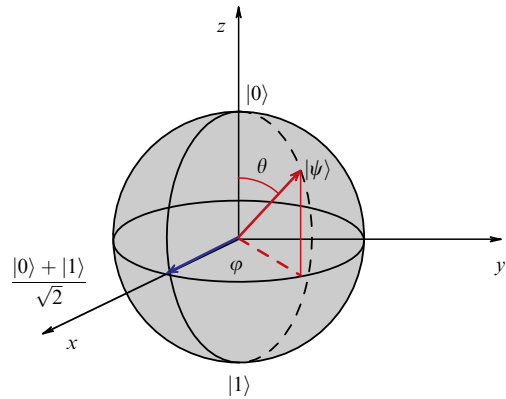


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Графическое представление состояния кубита (сфера Блоха).

влияние на управление квантовыми системами, называется процессом потери когерентности.

2.2. Шумы в кубитах

В модели Блоха–Редфилда выделяют два процесса воздействия шумов на кубит: релаксацию и дефазировку. Релаксация — это процесс самопроизвольного перехода кубита из состояния $|1\rangle$ в состояние $|0\rangle$ за время T_1 , называемое временем релаксации. Максимально возможное время релаксации сверхпроводникового кубита ограничено вследствие эффекта Парселла [19]. Дефазировкой называется процесс разрушения состояния суперпозиции кубита $(1/\sqrt{2})(|0\rangle + |1\rangle)$ за время дефазировки T_2 .

Процессы релаксации на сфере Блоха представляются через движение вдоль оси z , и этот процесс является необратимым. Дефазировка может состоять как из релаксации, так и из "чистой дефазировки" — движения в плоскости xu с характерным временем чистой дефазировки T_ϕ . Общее время разрушения состояния суперпозиции задаётся как

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_\phi} + \frac{1}{2T_1}. \quad (8)$$

Процессы декогеренции можно описать как взаимодействие кубита с бозонным резервуаром. В такой модели процесс взаимодействия можно считать марковским, а динамику оператора плотности кубита — вычислить с помощью уравнения для оператора матрицы плотности в форме Линдблада [20, 21]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & -i[\rho, \bar{H}] + \Gamma_\phi(\sigma_z \rho \sigma_z - \rho) + \\ & + \frac{\Gamma_1}{2}(2\sigma_- \rho \sigma_+ - \sigma_+ \sigma_- \rho - \rho \sigma_+ \sigma_-). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь параметр $\Gamma_\phi = 1/(2T_\phi)$ характеризует скорость процесса чистой дефазировки, параметр $\Gamma_1 = 1/T_1$ аналогичным образом отвечает за темп релаксации, $\sigma_\pm = (\sigma_x \pm i\sigma_y)/2$. Для численных расчётов матрицу плотности удобно представить в виде

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{00} & \rho_{01} \\ \rho_{10} & \rho_{11} \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(\mathbb{I} + \mathbf{\sigma R}),$$

где \mathbb{I} — единичная матрица, $\mathbf{\sigma}$ — набор матриц Паули. Уравнение (9) для матрицы плотности эквивалентно системе уравнений для компонент вектора $\mathbf{R} = \text{Tr}(\mathbf{\sigma} \rho(t))$:

$$\begin{cases} \dot{R}_x = -\omega_0 R_y - 2\varepsilon(t) R_z - \frac{1}{2} \Gamma_1 R_x - 2\Gamma_\phi R_x, \\ \dot{R}_y = \omega_0 R_x - 2\Gamma_\phi R_y - \frac{1}{2} \Gamma_1 R_y, \\ \dot{R}_z = 2\varepsilon(t) R_x - \Gamma_1 R_z - \Gamma_1. \end{cases} \quad (10)$$

Представим процессы релаксации через динамику вектора $\mathbf{R}(t)$ на сфере Блоха (рис. 4). Пусть в начальный момент кубит был приготовлен в состоянии $|\Psi\rangle = (1/\sqrt{2})(|0\rangle + |1\rangle)$. В отсутствие внешнего возбуждения ($\varepsilon(t) = 0$) кубит за время T_1 будет релаксировать в основное состояние, $\rho_{11}(t) = \rho_{11}(0) \exp(-t/T_1)$. На рисунке 4а точками на сфере показана траектория движения вектора Блоха, а также эволюция элемента матрицы плотности ρ_{11} . Согласно (10), процессы дефазировки вы-

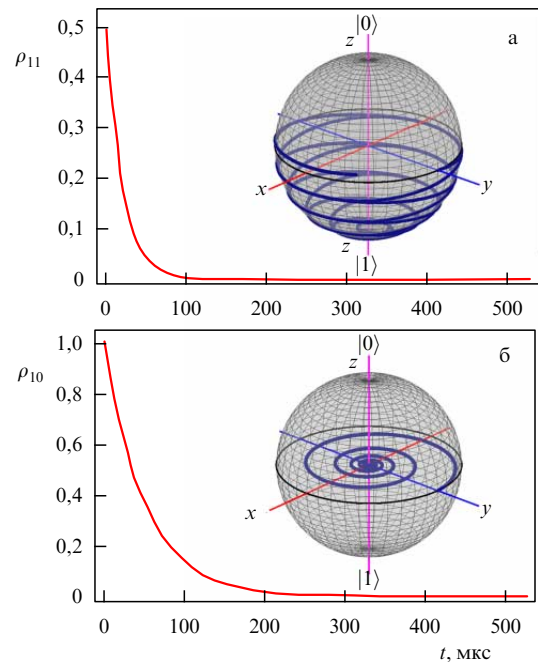


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Диссипативная динамика состояния кубита $(1/\sqrt{2})(|0\rangle + |1\rangle)$ при (а) релаксации Γ_1 ($\Gamma_\phi = 0$), (б) дефазировке Γ_ϕ ($\Gamma_1 = 0$).

ражаются через недиагональные элементы оператора матрицы плотности и приводят к сбоям фазы волновой функции кубита. В силу закона сохранения энергии диагональные элементы матрицы оператора матрицы плотности будут сохраняться, а вектор Блоха будет вращаться в плоскости xu (рис. 4б). Это можно интерпретировать как стохастическое дрожание фазы ϕ в выражении (7).

Для уменьшения влияния шумов со стороны окружения на кубит необходимо выяснить, какие физические процессы ответственны за разрушение когерентности. Отметим, что модификация зарядового кубита до трансмона позволила избавиться от негативного влияния зарядового шума, что рассматривалось в разделе 2.1, поэтому далее зарядовый шум обсуждаться не будет.

2.2.1. Поточковый шум. Причиной возникновения потокового шума является стохастическое изменение спиновой поляризации и, как следствие, дипольного магнитного момента молекул на поверхности сверхпроводника, приводящее к флуктуациям эффективного магнитного поля. Экспериментальные исследования показали [22], что основным источником потокового шума в тонких сверхпроводящих плёнках является абсорбированный молекулярный кислород O_2 . Поточковый шум может быть уменьшен благодаря использованию более высокого вакуума при создании кубитов, процедуры пассивации поверхностей молекулами аммиака и ультрафиолетового (УФ) облучения [23]. Основным способом устранения этой проблемы является переход (посредством выбора параметров кубита) к режиму работы, обеспечивающему наименьшую чувствительность к потоковому шуму.

2.2.2. Фотонный шум. Остаточные поля в резонаторе приводят к флуктуациям количества фотонов, что

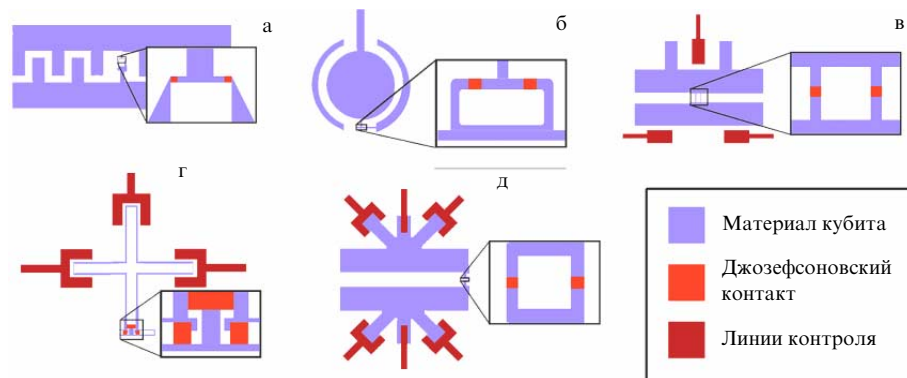


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Схематическое изображение основных используемых топологий трансмонов. Сиреневым цветом обозначен сверхпроводящий металл, оранжевым — джозефсоновский переход, красным — элементы линий контроля и считывания. (а) Классический трансмон. (б) Концентрический трансмон. (в) Трансмон IBM. (г) Иксмон. (д) Стармон.

влияет на состояние кубита и приводит к сдвигу резонансной частоты системы "кубит + резонатор" вследствие эффекта Штарка [24]. Фотонный шум является доминирующим механизмом дефазировки в сверхпроводящих кубитах, особенно в режиме работы, обеспечивающем минимальную чувствительность к потоковому шуму.

2.2.3. Квазичастичное отравление. Помимо сверхтока через туннельный контакт могут проходить неравновесные квазичастицы — неспаренные электроны, негативно влияющие на работу кубита и уменьшающие как время релаксации, так и время дефазировки. Квазичастицы возникают в результате разрушения куперовских пар под влиянием температурных флуктуаций, внешнего электромагнитного излучения и взаимодействия с электронами, а их концентрация экспоненциально убывает с уменьшением температуры и в современных трансмонах составляет порядка 10^{-7} – 10^{-6} на куперовскую пару. Квазичастицы влияют не только на состояние кубита, но и на эффективность работы резонатора, поэтому избавиться от их влияния крайне важно. Существует несколько основных методов борьбы с квазичастичным отравлением: потоковые ловушки [25], импульсы откочки [26], ловушки из нормального металла [27] и сверхпроводящие ловушки [28].

2.2.4. Радиационные шумы. Дополнительным препятствием на пути дальнейшего увеличения времени декогерентности и использования кодов коррекции ошибок могут быть внешние шумы, обусловленные фоновым радиационным излучением, которое неминуемо присутствует в аппаратуре и стенах лабораторий, а также шумы, вызываемые потоком космического излучения. Сам факт влияния радиации на кубиты продемонстрирован в работе [29]. Используя контролируемый источник ионизирующего излучения (медная плёнка, содержащая изотоп ^{64}Cu), авторы [29] подвергли воздействию радиации кубит из алюминия на кремниевой подложке и обнаружили зависимость скорости распада сверхпроводящего состояния (т.е. скорости генерации квазичастиц) от интенсивности источника. Как известно, космические лучи приходят из атмосферы с большими энергиями [30]. Например, высокоэнергетические мюоны (средняя энергия 460 кэВ) или гамма-лучи (энергия 1 МэВ) могут приводить к возникновению в сверхпроводнике каска-

дов реакций рождения фононов, которые в свою очередь могут разрывать куперовские пары и рождают квазичастицы до тех пор, пока их энергия не сравняется с величиной щели в сверхпроводнике [31]. В результате каскадных процессов в сверхпроводнике будут формироваться крупномасштабные флуктуации заряда, что может затруднить коррекцию ошибок, возникающих вследствие шумов такого рода. В данном случае важное значение приобретает поиск новых методов экранирования сверхпроводниковых регистров от излучения [32, 33]. В частности, если на кубит нанести плёнку из узкощелевого сверхпроводника или нормального металла, то это позволит частично собрать в экранирующей плёнке генерируемые излучением фононы и отклонить их по направлению от активной области кубита [31].

2.3. Топологии кубитов

2.3.1. Классический трансмон. Первая реализованная топология трансмона [7] не была ориентирована на решение конкретной вычислительной задачи. Это был "ящик для куперовских пар" из двух сверхпроводящих островов, пространство между которыми образует линию резонатора в форме "змейки", что позволяет шунтировать два джозефсоновских контакта дополнительной ёмкостью этих островов (рис. 5а). Недостатком такого дизайна является крайне малое время релаксации даже при хорошем качестве изготовления ($\approx 1,5$ мкс). При разработке этой топологии не ставилась задача изучения межкубитных связей, так что создать многокубитный процессор из таких трансмонов не представляется возможным.

2.3.2. Концентрический трансмон. В 2018 году вышла работа группы Ригетти [34], описывающая дизайн "концентрического" трансмона с увеличенным временем релаксации. Два сверхпроводящих электрода формируют центральный остров в виде круга и окружающего его концентрического кольца. Эти электроды, соединённые между собой двумя джозефсоновскими контактами, формируют градиентометрический сверхпроводящий интерферометр (рис. 5б). Подобный дизайн уменьшает чувствительность трансмона к потоковому шуму, влиянию эффекта Парселла и квазичастичного отравления благодаря "сглаживанию" топологии трансмона, понижая вероятность появления дефектов на

краях. Кроме того, рассматриваемый дизайн позволяет формировать достаточно большое количество связей между кубитами и токоподводов для системы контроля и считывания.

2.3.3. Трансмон IBM. Ограничением возможностей по "настройке" спектра кубита для снижения чувствительности к потоковому шуму также воспользовалась компания IBM [35–37]. Кубиты IBM настроены на одну частоту возбуждения, что позволило добиться времён релаксации до 100 мкс, поскольку отсутствуют механизмы взаимодействия трансмона с шумами на других частотах. Трансмон в таком решении представляет собой два сверхпроводящих острова, соединённых между собой двумя джозефсоновскими контактами (рис. 5в). Очевидным недостатком такого дизайна является невозможность управления параметрами кубита.

2.3.4. Иксмон (X-мон). Первоочередными задачами при создании иксмона [38] являлись осуществление модульного принципа и упрощение способа связи между кубитами. При взгляде сверху иксмон представляет собой четырёхконечный крест (X). Каждая из четырёх "рук" кубита подключена к отдельному элементу: к резонатору считывания (рис. 5г), другим кубитам, системе микроволнового XY-управления и потокового Z-управления. Крест также является шунтирующей ёмкостью трансмона, присоединённой к основному интерферометру. Эквивалентная схема иксмона совпадает с эквивалентной схемой обычного трансмона, с тем только отличием, что иксмон заземлён, что позволяет избежать паразитного влияния остаточных полей и зарядов. Связность в системе иксмонов достигается выделением каждой "руке" какой-то функции, причём роль каждой "руки" можно изменять и назначать одной "руке" более одной функции, так что каждую связь легко реализовать и оптимизировать. Дизайн трансмона можно дополнительно варьировать, изменяя форму конденсатора.

2.3.5. Стармон. Другим популярным топологическим решением, получившим особое признание в разработке систем поверхностных кодов (surface codes), является стармон (starmon), разработанный научной группой компании Intel [39]. Стармон — это модификация трансмона (рис. 5д), как правило, с семью портами: четыре связаны с соседними стармонами, пятая линия используется для XY-контроля посредством микроволновых импульсов, шестая — для Z-контроля с помощью магнитного потока и седьмая связывает стармон с резонатором считывания (в целом, указанные связи аналогичны связям в иксмонах). Такая модификация полезна при создании процессора с большим количеством межкубитных связей.

Таким образом, можно выделить два основных критерия при выборе топологии трансмона: возможность связи с другими кубитами и устойчивость выбранного топологического решения к потоковому шуму. Существуют работы по исследованию зависимости генерируемого потокового шума от геометрических размеров кубита [40]. Для уменьшения чувствительности к потоковому шуму нужны более толстые провода, толстые плёнки и как можно меньший периметр сверхпроводящего кольца [41, 42].

3. Операции в квантовом процессоре

3.1. Основные виды операций

Квантовые логические преобразования (включающие управление амплитудами состояний элементов КЭД-цепей) существенно отличаются от классических. У квантовых логических гейтов число входов и выходов должно совпадать — в квантовых вычислениях все операции являются обратимыми. Математическое описание квантовых логических гейтов возможно через унитарные матрицы в гильбертовом пространстве. Основные операции, применяемые на практике, однокубитные и двухкубитные, но есть и операции с использованием запутанных состояний трёх и более кубитов [43–45]. Важными способами повышения эффективности квантового управления и увеличения квантового объёма процессора являются уменьшение как количества ошибок, так и длительности гейтовой операции.

Наиболее часто встречающиеся в алгоритмах однокубитные операции — это повороты состояния кубита на сфере Блоха на 180° вокруг осей (X-, Y- и Z-гейты), поворот состояния на 90° вдоль оси z (S-гейт) и переход в состояние суперпозиции (Hад-гейт, или гейт Адамара (Hadamard)). Существует также операция произвольного поворота на сфере Блоха (Phase).

Операции инвертирования населённости базисных состояний можно поставить в соответствие оператор

$$C_{\text{NOT}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Оператор Адамара

$$C_{\text{Had}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}$$

соответствует переходу кубита в суперпозиционное состояние с равными населённостями уровней.

Среди двухкубитных представляют интерес операции, приводящие к запутыванию состояний. В частности, гейты CNOT (Controlled NOT) и CZ (Controlled Z) реализуют однокубитные NOT- и Z-гейты в зависимости от состояния контрольного кубита (подобным образом вводятся CX, CY и пр.). Так же как и в классической логике, существует универсальный набор гейтов, с помощью которых можно воспроизвести любой алгоритм. Пример такого набора — операции CNOT и Phase. Остановимся на реализации одно- и двухкубитных операций в рассматриваемых многочастичных системах.

3.2. Однокубитные операции

Для сверхпроводниковых квантовых процессоров произвольный поворот вектора Блоха можно реализовать с помощью контролирующего электромагнитного импульса с частотой, близкой к собственной частоте кубита. Данная методика управления получила название "раби-техника", а воздействие подаваемого электромагнитного поля (5) можно выразить как

$$\varepsilon(t) = A_R \cos(\omega_R t), \quad (11)$$

где A_R — амплитуда, $\omega_R = \omega_{01} + \delta\omega$ — частота импульса, $\delta\omega$ — малая отстройка от точного резонанса, $\delta\omega \ll \omega_{01}$. Аналитическое описание динамики кубита в поле раби-импульса основано на резонансной теории

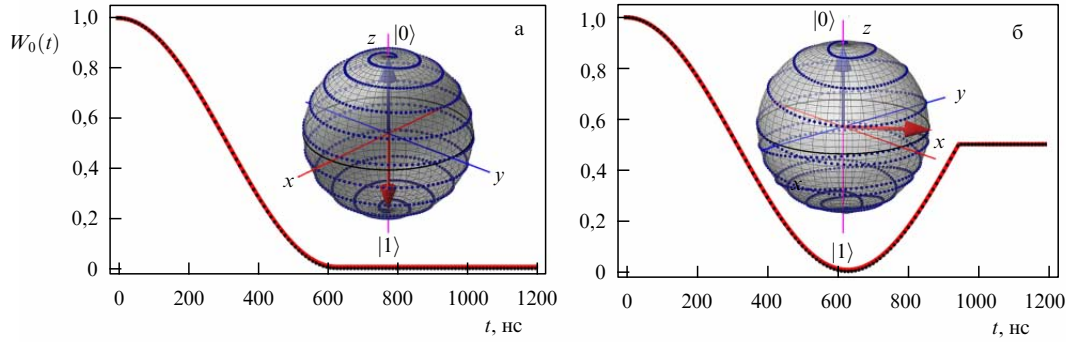


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Эволюция населённости основного состояния кубита W_0 в случае воздействия раби-импульса при реализации квантовых операций NOT (а) и операции Адамара (б) (чёрные точки соответствуют результату аналитического расчёта по формуле (12), красная сплошная кривая — результату численного моделирования (9) с гамильтонианом (5)). На вставках схематично показана эволюция вектора состояний на сфере Блоха. Параметры кубита и импульсов: $\omega_{01}/(2\pi) = 5$ ГГц, $E_C/E_J = 0,25$, $A_R = 0,23$ ГГц, $\delta\omega/(2\pi) = 0,0013$ ГГц, $T_\varphi = 100$ мкс.

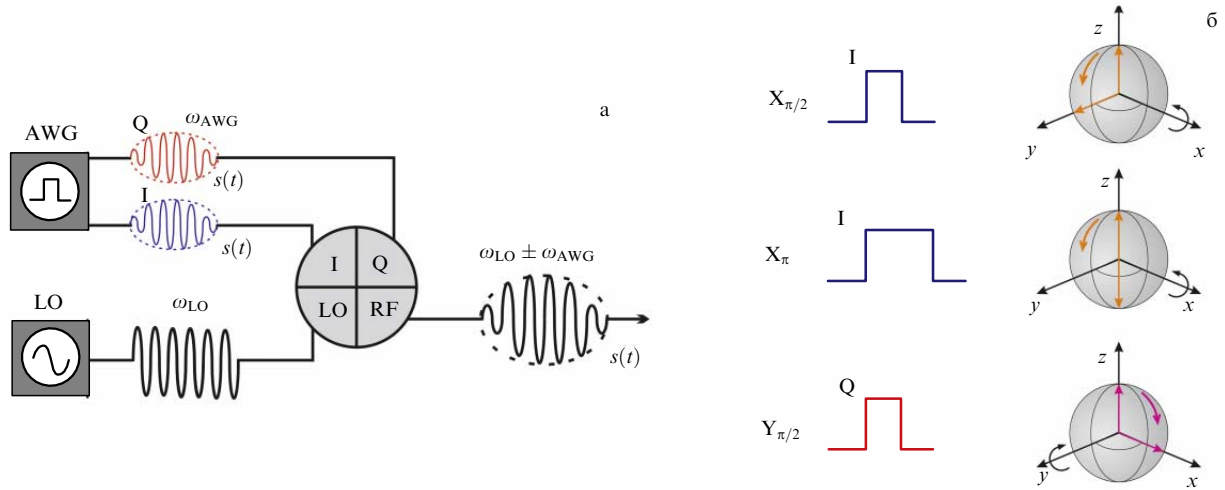


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Использование квадратурного модулятора для генерации импульсов. (а) Схема подключения генераторов к модулятору. AWG (Arbitrary Waveform Generator) — генератор сигналов произвольной формы, RF (Radio Frequency) — радиочастотный генератор. (б) Схематичное изображение гейтовых импульсов напряжения и результат их воздействия на состояния кубита, представленный на сферах Блоха.

возмущений (приближении Раби) [20, 46]. При данном воздействии населённости уровней кубита осциллируют с частотой Раби $\Omega = ((\delta\omega)^2 + A_\Omega^2)^{1/2}$, где $A_\Omega = (A_R/\hbar) \langle 0|\sigma_x|1\rangle$, и для основного состояния населённость тогда изменяется по закону

$$W_0(t) = 1 - \frac{A_\Omega^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right). \tag{12}$$

Требуемая длительность раби-импульса составляет примерно $(100 - 1000)T$, где $T = 2\pi/\omega_R$, конкретная величина подбирается в зависимости от типа операции. Численно решая (12), можно определить длительности и амплитуды управляющих импульсов для реализации требуемых квантовых операций [47]. При нулевой отстройке, $\delta\omega = 0$, и произвольной огибающей раби-импульса момент его выключения определяется интегралом вдоль огибающей по времени — "законом площадей".

На рисунке 6 показана эволюция основного состояния кубита под воздействием раби-импульсов (12) при реализации гейтов NOT и Had согласно численному решению (9). Отметим, что для характерной собствен-

ной частоты трансмона в диапазоне от 1 до 10 ГГц время выполнения квантовых логических операций составляет от нескольких десятков до нескольких сотен наносекунд.

3.3. Микроволновая реализация однокубитных операций

Для управления состояниями кубитов на практике обычно используют радиочастотные аналоговые квадратурные смесители (I/Q mixers). Подаваемый на модулятор сигнал приходит на порт локального осциллятора (Local Oscillator — LO) и умножается на сигналы на синфазном (I) и квадратурном (Q) портах с разницей $\pi/2$ по фазе. Так получают управляющий модулированный сигнал с возможностью переключения на постоянный непрерывный сигнал. Схемы реализации основных операционных сигналов для кубита показаны на рис. 7. Для получения сигнала напряжения $V_d(t)$ произвольной формы используется соответствующий генератор.

Можно показать, что такой способ контроля подразумевает только повороты вокруг осей x и y . Действительно, в модели Блоха – Редфилда кубиту, на который действует управляющее напряжение $V_d(t)$, можно поста-

вить в соответствие гамильтониан

$$H = -\frac{\omega_{01}}{2} \sigma_z + n_C V_d(t) [\cos(\omega_{01}(t)) \sigma_y - \sin(\omega_{01}(t)) \sigma_x], \quad (13)$$

где n_C — нормированная на ёмкость системы величина флуктуационного заряда.

Однако таким образом можно совершать и повороты вокруг оси z на произвольный угол φ_0 . Для этого необходимо применить операцию поворота на угол θ вокруг оси x , а затем — такую же операцию, но под углом φ_0 относительно первой операции:

$$\begin{aligned} X_\theta^{(\varphi_0)} X_\theta &= \exp\left[\frac{\theta}{2} (\cos(\varphi_0) \sigma_y - \sin(\varphi_0) \sigma_x)\right] X_\theta = \\ &= Z_{-\varphi_0} X_\theta Z_{\varphi_0} X_\theta. \end{aligned} \quad (14)$$

Считывание состояния кубита подразумевает проецирование на ось z , так что последняя операция — $Z_{-\varphi_0}$ — не будет влиять на результат. Такой подход называется "виртуальным Z -гейтом" [48].

3.4. Поточковая реализация однокубитных операций

Другой способ совершения Z -операций основан на использовании отдельной линии контроля с помощью магнитного потока. Для этого возьмём кубит, в котором два джозефсоновских контакта формируют СКВИД. Воспользуемся тем фактом, что входящая в гамильтониан джозефсоновская энергия кубита зависит от разницы между джозефсоновскими энергиями контактов $d = (E_{J2} - E_{J1}) / (E_{J2} + E_{J1})$ и магнитного потока Φ [17]:

$$E_J(d, \Phi) = (E_{J1} + E_{J2}) \cos\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \sqrt{1 + d^2 \tan^2\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right)}. \quad (15)$$

При изменении собственной частоты кубита с точки зрения модели Блоха–Редфилда происходит поворот вектора состояния вокруг оси z . Так, при изменении $\delta\omega_{10}$ произойдёт соответствующий поворот на угол $\varphi = 2\pi \int \delta\omega_{01}(t) dt$ при условии, что операция выполняется адиабатически и не изменяет населённости уровней. Обычно для реализации таких изменений используются трапециевидные потоковые импульсы длительностью порядка нескольких наносекунд, задаваемые через отдельную линию контроля.

Такой подход позволяет получить выигрыш во времени и точности операций, так как вышеупомянутые виртуальные гейты требуют применения нескольких операций для одного поворота вокруг оси z , и точность Z -поворота зависит от точности всех применяемых для этого операций.

3.5. Основные проблемы реализации однокубитных операций и их решения

Использование потоковой линии позволяет применять Z -гейты одновременно с X - и Y -гейтами. Однако вместе с этим появляется нежелательное взаимодействие потоковых линий с кубитами. Уменьшить это влияние помогло использование двухслойной технологии изготовления процессоров (рис. 8), аналогичной методу наложения чипов друг на друга (в англоязычной литературе — flip-chip). Кубиты располагаются в одном чипе, в то время как элементы контроля и считывания находятся в другом. Чипы соединены между собой ёмкостно с

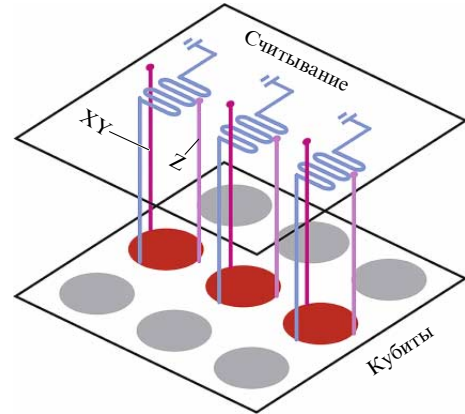


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Расположение кубитов и элементов управления в схеме типа flip-chip.

использованием технологии бондирования (в англоязычной литературе — bump-bonding). Применение дополнительных линий потокового контроля требует тщательного анализа нюансов их "сосуществования" с квантовыми регистрами. Существует метод извлечения точных параметров линии (S -, Y - и Z -матриц), в котором в качестве анализатора используется сам кубит [49].

Как обсуждалось в разделе 2.1, при выполнении гейтовых операций нельзя не учитывать наличия в кубитной системе высоколежащих энергетических уровней. Эти уровни могут приводить к двум типам ошибок: потере информации из-за "утечки" населения других, более высоких, уровней, не принадлежащих вычислительному пространству, и к сбою фазы из-за наличия связи между основными и вышележащими уровнями, что проявляется при приложении к системе внешнего электромагнитного поля. Из-за слабой ангармоничности трансмонов влияние перечисленных факторов оказывается довольно сильным. Для решения проблемы "утечки" разработана схема контроля DRAG (Derivative Removal via Adiabatic Gate), уменьшающая вероятность возникновения таких ошибок. Эта схема представляет собой протокол исправления формы однокубитных гейтовых импульсов вида $V_d(t)$:

$$V_d(t) = V_0 f(t), \quad f(t) = \begin{cases} f(t) \rightarrow f(t) \text{ на I-канале,} \\ f(t) \rightarrow \frac{\lambda}{\omega_x} f'(t) \text{ на Q-канале,} \end{cases} \quad (16)$$

где λ — параметр сглаживания. Исследования показали, что оптимальное значение λ лежит в диапазоне от 0,5 до 1 [50–53]. Существует аналогичный протокол и для упоминавшихся выше виртуальных Z -гейтов, представляющих собой комбинацию X - и Y -гейтов. Такой протокол, называемый DRAGZ, позволяет уменьшить частоту фазовых ошибок [54] (рис. 9).

Согласно литературным данным [17, 55], существует некоторое пороговое значение нелинейности, начиная с которого динамика двух нижних уровней хорошо обособлена ($E_C \ll E_J$). Как показано в работе [17], в приближении Дюффинга–Хаббарда это приводит к ограничению, влияющему на длительность управляющих раби-импульсов, $\tau_p = 1/|\omega_{01}\alpha_r|$, где $\alpha_r = -(8E_J/E_C)^{1/2}$. Отсюда вытекает объективное ограничение на выполнение X - и Y -гейтов, что в свою очередь может ограничить

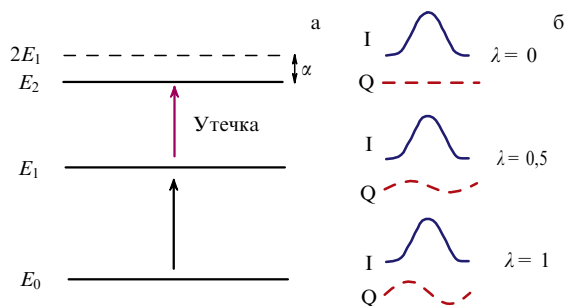


Рис. 9. DRAG-схема. (а) Канал утечки в верхние состояния кубита. (б) Формы импульсов при различных параметрах сглаживания.

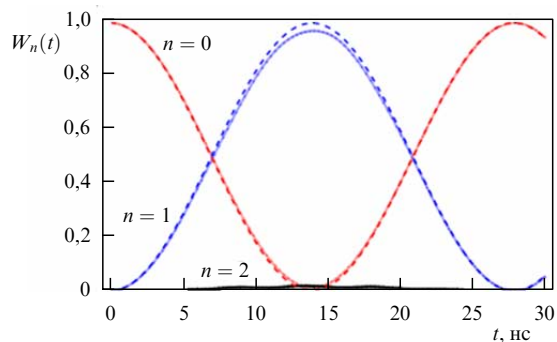


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Динамика населённостей уровней нелинейного осциллятора W_n ($n = 0, 1, 2$) (4). Сплошными кривыми показаны результаты численного моделирования, штриховые кривые соответствуют теоретической зависимости (12). Параметры системы и воздействия характерны для трансмона [17]: $\omega_{01}/(2\pi) = 5$ ГГц, $\omega_{12}/(2\pi) = 4,8$ ГГц, $E_C/\hbar = 0,25$ ГГц, $E_J = 50E_C$, $\delta\omega/(2\pi) = 1$ МГц, $A_Q = 0,23$ ГГц.

скорость выполнения логических операций в квантовых регистрах.

Следовательно, важным вопросом является нахождение оптимального режима функционирования кубита при минимальной "утечке" (менее 1 %) на вышележащие уровни. Утечку можно определить как относительную вероятность населённостей высоколежащих уровней W_n нелинейного осциллятора (4) в сравнении с населённостями двух низших уровней (базисных состояний $|0\rangle$ и $|1\rangle$ кубита). Мы провели численный анализ динамики нелинейной многоуровневой квантовой системы (4) с параметрами, характерными для трансмона. Результаты анализа представлены на рис. 10. Видно, что осцилляции Раби населённостей состояний нелинейного осциллятора (4) соответствуют двухуровневому приближению, когда можно рассматривать два базисных состояния, $|0\rangle$ и $|1\rangle$, с энергиями $E_0 = 0$ и $E_1 = \hbar\omega_{01}$ реальной системы. Населённость второго состояния $|2\rangle$ не превышает 1%, а населённости всех остальных высоколежащих уровней ($n > 2$) ничтожно малы, $W_n \ll W_2$. Минимальное время для инвертирования состояний при типичных параметрах составляет ≈ 14 нс, что по порядку величины совпадает с данными, полученными на основе эффективного гамильтониана Дюффинга – Хаббарда в [55].

3.6. Двухкубитные операции

Применение двухкубитных гейтов порождает ряд новых трудностей. В отличие от однокубитных операций,

требующих изоляции кубита от других частей квантового процессора, в том числе соседних кубитов, двухкубитные операции требуют наличия связи между отдельными искусственными атомами. Существует множество видов двухкубитных операций, из которых можно выделить два особо распространённых класса. Во-первых, это операция SWAP и её модификации, связанные с обменом состояний между кубитами, в частности iSWAP. Во-вторых, "операции с контролем", в которых совершение операции над одним кубитом происходит в зависимости от состояния другого кубита. К таким операциям относятся, например, CNOT, CZ. Двухкубитные гейты более чувствительны к шумам, чем однокубитные. Это связано не только с суммированием шумов по одиночным кубитам, но и с наличием шумов в выбранном способе связи (например, использование резонатора приводит к возникновению фотонного шума). Для определения эффективного режима работы двухкубитных гейтов используются специальные протоколы измерения паразитного влияния [56] и оптимизации [57–59].

Среди двухкубитных гейтов можно условно выделить группу, в которой предполагается возможность настройки резонатора, включая, например, операции DRi (Direct Resonance iSWAP) [60], DP (Dynamical CPhase) [61], или использование настраиваемых связей. Другой тип гейтов — использующий трансмоны с фиксированной частотой, такие как RSi (Resonator Sideband Induced iSWAP) [62], CR (Cross Resonance gate) [63, 64], BR (Bell–Rabi gate) [65], RIP (Resonator Induced CPhase) [66], MAP (Microwave Activated CPhase [67] или bSWAP (Blue-sideband SWAP) [65]. Оба подхода имеют свои преимущества и недостатки. Так, использование настраиваемых кубитов позволяет лучше изолировать кубиты для применения однокубитных операций, поскольку существует возможность отстройки кубитов друг от друга. Цена этой возможности — уменьшение времени потери когерентности из-за повышенной чувствительности настраиваемых кубитов к потоковому шуму. Данный подход требует дополнительных линий контроля, что увеличивает сложность и общую зашумлённость системы. В свою очередь использование кубитов с фиксированным энергетическим спектром позволяет добиться большего времени жизни, так как их можно сразу изготовить настроенными на режим минимальной чувствительности к потоковому шуму. Основным недостатком такого подхода является невозможность управления параметрами кубита, что приводит к необходимости наличия настраиваемой связи или специальных протоколов, не использующих операции отстройки кубита. Рассмотрим некоторые протоколы, характерные как для настраиваемых, так и для ненастраиваемых кубитов.

3.7. Реализация гейтов iSWAP, CZ и ZZ

Гейт iSWAP меняет местами состояния двух кубитов, придавая им дополнительную фазу $\pi/2$, что можно реализовать для настраиваемых кубитов [68]. Для этого один из кубитов готовится в возбуждённом состоянии, а другой — в основном. Затем частота обоих элементов процессора подстраивается близко к точке квазипересечения их уровней, и на двухкубитную систему подаётся потоковый импульс Φ_{SWAP} , смещающий величины собственных энергий кубитов и приводящий к обменному взаимодействию между ними (рис. 11). Дополнительный

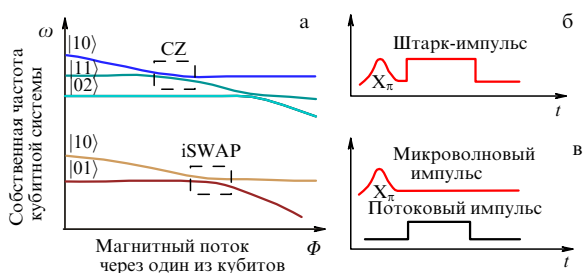


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Реализация гейтов iSWAP и CZ. (а) Энергетическая диаграмма для гейтов iSWAP (внутри вычислительного подпространства $|0\rangle \otimes |1\rangle$) и CZ (вне вычислительного подпространства). (б) Вид токовых управляющих импульсов для реализации гейта CZ. (в) Вид токовых управляющих импульсов для реализации гейта iSWAP.

набег фазы возникает при приближении кубита к квази-пересечению, контур обхода выбран таким образом, чтобы дополнительная фаза строго равнялась π .

Существует также способ реализации этого гейта без использования потокового контроля. Такой метод подходит для ненастраиваемых кубитов и выполняется по протоколу Cross Resonance (CR) [63, 64]. Суть данного метода та же, что и у описанного выше микроволнового аналога, — создание короткоживущего межкубитного резонанса, но вместо магнитного потока используется импульс переменного тока. Такое воздействие и создаёт кратковременный резонанс за счёт эффекта Штарка.

Не все гейты тем не менее удобно выполнять внутри подпространства состояний $|0\rangle \otimes |1\rangle$. Существует ряд использующих расположенные выше уровни кубита операций, особенно эффективных в трансмонах ввиду их слабой ангармоничности.

К последним относится гейт CZ [69, 70], который изменяет состояние одного из пары кубитов — поворачивает его фазу на π , только когда оба находятся в возбуждённом состоянии. Для изменения фазы используется адиабатическое приближение состояния системы к точке квазипересечения $|11\rangle - |02\rangle$ (см. рис. 11). Адиабатическое приближение необходимо во избежание утечки на второй уровень. С помощью дополнительных техник контроля эффективность гейта CZ была доведена до 99,999 % [71].

Существует также ряд протоколов с управлением только посредством микроволновых импульсов. Рассмотрим для примера протокол MAP (Microwave Activated Phase) [67], использующий более трёх энергетических уровней кубита (рис. 12а). Такое решение используется в

системах, где состояние $|12\rangle$ расположено примерно на одном уровне с $|03\rangle$, но при этом отсутствует вырождение между любыми другими уровнями. Короткий микроволновый импульс, по аналогии с эффектом Штарка, сдвигает уровни $|12\rangle$ и $|03\rangle$ друг к другу, и между ними происходит взаимодействие. Из-за разницы между энергиями переходов $|12\rangle \leftrightarrow |03\rangle$ и $|11\rangle \leftrightarrow |02\rangle$ при последовательных переходах трансмонов до их высоковозбуждённых состояний возникает дополнительный набег фазы, который приводит к реализации гейта Изинга

$$ZZ_\pi = \begin{pmatrix} i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \end{pmatrix}.$$

При относительно большой длительности (0,5 мкс) такой гейт требует только микроволнового контроля, и он хорошо зарекомендовал себя в процессорах на основе ненастраиваемых кубитов с фиксированными связями.

Можно выделить основные принципы современных реализаций управляющих гейтов: использование квадратурных смесителей, "сглаживание" импульсов для контроля переходов в более высокие состояния, расширение вычислительного пространства на более высокие уровни при необходимости. В частности, на основе этих принципов разработаны протоколы, позволяющие реализовать гейты CPhase длительностью меньше 100 нс [72], менее чувствительные к шуму адиабатические голономные гейты [73–76], адиабатические двухкубитные гейты длительностью всего 19 нс [77], легко калибруемые двухкубитные XY-гейты [78], CZ-гейты на основе биполярных потоковых импульсов [79] и способы ускорения гейтов методом параметрической модуляции [80].

3.8. Архитектура и реализация межкубитных связей

Для качественных однокубитных операций важно отсутствие взаимодействия с соседними кубитами, а для многокубитных — его наличие. Рассмотрим основные проблемы, возникающие при выборе способа физического соединения кубитов между собой. На сегодняшний день можно выделить несколько решений для физической реализации межкубитных связей: связать кубиты непосредственно через ёмкость, резонатор или дополнительный джозефсоновский элемент. Остановимся на конкретных видах связей подробнее.

3.8.1. Прямая ёмкостная связь. Прямая ёмкостная связь очень легко реализуется физически — достаточно просто поместить два кубита близко друг к другу или добавить

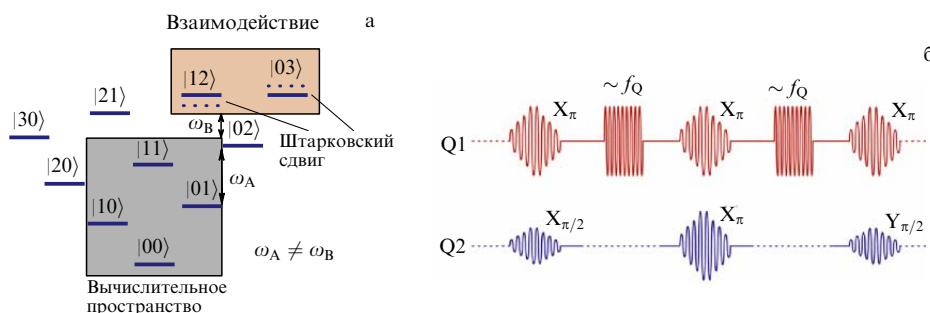


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Реализация гейта MAP. (а) Схема уровней, используемых при реализации гейта MAP. (б) Вид импульсов, подаваемых на кубиты.

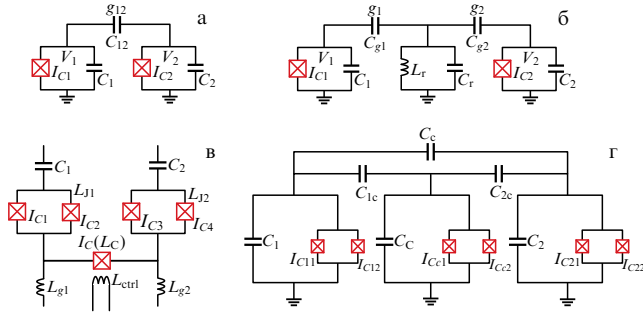


Рис. 13. Схемы межкубитных соединений. Параметры элементов указаны на рисунке. Схема реализации (а) ёмкостной связи между кубитами, (б) резонансной связи между кубитами, (в) джозефсоновской связи между кубитами, (г) модифицированной джозефсоновской связи между кубитами с дополнительным шунтированием.

элемент, служащий эффективной ёмкостью между ними (рис. 13а). Такая связь также является довольно компактной, поскольку не надо создавать дополнительных элементов или их можно легко вписать в дизайн архитектуры. Эффективный гамильтониан такой связи можно записать как

$$H = \hbar g_{12} (\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^+ \sigma_1^-), \quad (17)$$

где $\sigma^+ = |1\rangle\langle 0|$, $\sigma^- = |0\rangle\langle 1|$, $\hbar g_{12} = 4e^2 C_{12} / (C_1 C_2)$ — сила связи.

Данная связь является постоянной, а её сила зависит только от отстройки кубитов друг от друга по частотам возбуждения (очевидно, что наибольшая сила связи наблюдается в резонансе). По этой причине ёмкостные связи хорошо зарекомендовали себя в системах настраиваемых кубитов (в частности, в процессорах компании Rigetti, речь о которых пойдёт в разделе 3.9).

3.8.2. Связь через резонатор. Продвинутой версией ёмкостной связи является резонансная связь через дополнительный резонатор между двумя кубитами [81]. Основное отличие резонансной связи от прямой ёмкостной состоит в том, что наличие резонатора добавляет в систему новые степени свободы. Кубиты теперь связаны между собой не непосредственно, а через дополнительную многоуровневую систему (рис. 13б), поэтому вместо частоты отстройки кубитов друг от друга надо учитывать две частоты отстройки отдельных кубитов от резонатора. Эффективный гамильтониан связи принимает вид

$$H = \hbar \frac{g_1 g_2}{2A_1 A_2} (A_1 + A_2) (\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^+ \sigma_1^-). \quad (18)$$

Полагаем, что $A_1 \gg g_1$, $A_2 \gg g_2$, где $A_{1,2} = \omega_{01}^{1,2} - \omega_r$ — частоты отстройки кубитов $\omega_{01}^{1,2}$ от резонатора ω_r . Таким образом, управляя отстройкой каждого из кубитов, можно настраивать силу их связи. Недостатком такого подхода по сравнению с прямой ёмкостной связью является необходимость создания резонатора с заданными параметрами, что может быть непросто на ограниченном пространстве чипа.

3.8.3. Джозефсоновская связь. Существуют и межкубитные связи с настраиваемой величиной силы. Первым техническим решением для настраиваемой связи

является схема джимона (gmon) [82], разработанного в компании Google. Джимон является модификацией обсуждавшегося в разделе 2.3.4 иксмона с дополнительными индуктивностями, контролирующими силу тока, текущего от кубита к кубиту, и, следовательно, силу связи между ними. Джимоны соединены между собой индуктивно (рис. 13в), что позволяет значительно уменьшить энергию, накапливающуюся в системе межкубитной связи, снижая связанные с ней потери и соответственно увеличивая время потери когерентности. Кроме того, это позволяет избавиться от механизмов связи на основе постоянного тока и тем самым уменьшить помехи, обусловленные взаимным влиянием элементов цепи. С добавлением возможности настройки исчезает также проблема частотного перенасыщения, когда процессы внутри системы идут на близких друг к другу частотах, что приводит к паразитным резонансам. Адиабатическая настройка связи позволила проводить гейтовые операции для нескольких кубитов на скоростях, сравнимых со скоростями операций для одного кубита.

Гамильтониан взаимодействия можно выразить через величину взаимной индуктивности M и связующие индуктивности L_g и L_J (полагаем, что на схеме $L_{g1} = L_{g2} = L_g$ и $L_{J1} = L_{J2} = L_J$):

$$H = -\frac{\omega_{01}}{2} \frac{M}{L_g + L_J} (\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^+ \sigma_1^-). \quad (19)$$

Благодаря этому силу связи можно выразить через индуктивности,

$$g = -\frac{\omega_{01}}{2} \frac{L_g}{L_g + L_J} \frac{L_g}{2L_g + L_C}, \quad (20)$$

где $L_C = \Phi_0 / (2\pi I_0 \cos \varphi_c)$, φ_c — разность фаз на связующем джозефсоновском контакте.

Заслуживает внимания вопрос о влиянии системы настраиваемых связей в джимонах на времена потери когерентности. Действительно, индуктивности L_g и L_J в системе могут стать дополнительным источником поточного шума. Эта проблема решается за счёт работы межкубитной связи на низких напряжениях, что уменьшает шумы на связывающем джозефсоновском контакте в $(L_J/L_g)^2$ раз. Важным применением такого способа связи является возможность изолировать отдельные кубиты для проведения локальных операций, по сути, "выключая" отдельные связи между соседями. Последнее возможно, поскольку силу связи можно варьировать от отрицательных значений до положительных, проходя через нуль при $\varphi = \pi/2$. В статье [83] продемонстрирован режим работы системы из нескольких кубитов в режиме отсутствия связи ($g = 0$). Однако времена жизни джимонов (5–10 мкс) меньше времён жизни ненастраиваемого иксмона (20–40 мкс), поэтому возникает проблема уменьшения влияния настраиваемой связи на работу кубита. Для подавления шумов разработана [84] схема шунтирования джозефсоновских контактов с помощью системы ёмкостей C_{1c} , C_{2c} и C_c одного порядка величины, превосходящих собственные ёмкости трансонов (рис. 13г). Индуктивности в схеме джимона, по сути, заменены ёмкостями, что позволило уменьшить характерный размер связи и упростить процесс изготовления процессора:

$$g_{12} \approx \frac{1}{2} \left[\frac{C_{12}}{\sqrt{C_1 C_2}} + \frac{C_{1c} C_{2c}}{\sqrt{C_1 C_2 C_c^2}} \right] \sqrt{\omega_1 \omega_2}. \quad (21)$$

Таблица 1. Сравнительная таблица параметров наиболее современных квантовых сверхпроводниковых процессоров

Процессор	Число кубитов	Тип связи	Время жизни кубитов, мкс	Среднее время операции, нс	Средняя глубина цепи
IBM Q16 Rueschlikon	16	Резонансная	28	210	130
IBM Q20 Tokyo	20	Резонансная	34	330	105
Rigetti 8Q Agave	8	Ёмкостная	15	155	95
Rigetti 19Q Acorn	19	Ёмкостная	10	180	55
Google Sycamore	53	Джозефсоновская	15	25	600

Таблица 2. Сравнительная таблица параметров надёжности (fidelity) выполнения операции на наиболее современных квантовых сверхпроводниковых процессорах

Процессор	Надёжность (1Q-гейт)	Надёжность (2Q-гейт)	Надёжность (считывание)
IBM Q16 Rueschlikon	99,735	Нет данных	97,13
IBM Q20 Tokyo	98,01	97,16	93,21
Rigetti 8Q Agave	98	98	92
Rigetti 19Q Acorn	98,5	87	90
Google Sycamore	99,84	99,4	96,2

Такая довольно простая схема позволяет полностью выключать межкубитную связь и подавлять возникающие при гейтовых операциях ошибки. Как следствие, времена жизни здесь доходят до 20–40 мкс, т.е. достигают времён, которые демонстрировали иксмоны без настраиваемой связи. Шумы, вызванные включением дополнительной связи, удалось практически нивелировать.

Можно сформулировать критерии выбора архитектуры квантового процессора следующим образом: 1) возможность настройки собственной частоты кубита; 2) возможность настройки силы связи между ними. Как видно из разобранных типов связи, настраиваемость как самих кубитов, так и связей между ними упрощает контроль, но увеличивает зашумлённость системы (уменьшая тем самым время релаксации и дефазировки) ввиду появления дополнительных источников шума с добавлением линий контроля.

3.9. Обзор существующих квантовых процессоров

Теперь сравним конкретные процессоры, созданные ведущими научными группами, по их основным характеристикам (табл. 1) и характерным временам операций (табл. 2).

Процессоры компании IBM созданы на основе ненастраиваемых трансмонов (см. раздел 2.3.3) с большим временем потери когерентности, соединённых между собой с помощью резонаторов, но при этом выключить связь между кубитами невозможно. Примером такого процессора служит 16-кубитный Rueschlikon (рис. 14а, б) с лестничной архитектурой [85–91]. В компании разработаны и три 20-кубитных процессора: Tokyo, Roughkeepers и Voeblingen [92–94]. Топология и тип связи такие же, как и у Rueschlikon, но все три процессора имеют довольно нестандартную архитектуру.

Квантовые компьютеры компании Rigetti в качестве кубитов используют трансмоны концентрической топологии (см. раздел 2.3.2) с пониженной чувствительностью к потоковому шуму. В статьях [95–100] описываются вычисления с помощью процессора Rigetti 8Q Agave (рис. 14в, г) с линейной архитектурой из восьми кубитов,

замкнутой в кольцо. Связи между кубитами — ёмкостные, но при этом кубиты разнесены на значительное расстояние друг от друга, взаимная ёмкость создаётся с помощью дополнительного конденсатора. Кубиты с постоянной частотой чередуются с настраиваемыми кубитами, что позволяет отстраивать элементы процессора друг от друга и "выключать" взаимодействие между ними, несмотря на то что не все кубиты являются настраиваемыми. Такое чередование кубитов двух типов позволяет уменьшить количество "шумных" линий контроля в процессоре. На основе этой архитектуры создан Rigetti 19Q с 20 рабочими кубитами [101–105].

Одной из последних разработок компании Google является процессор Sycamore (рис. 14д, е), состоящий из 53 настраиваемых иксмонов (см. раздел 2.3.4) [7, 106, 107]. Архитектура процессора представляет собой прямоугольную решётку из 6×9 кубитов (изначально было создано 54 кубита, но один из них не работал), оптимальную для проверки поверхностных кодов для квантовой коррекции ошибок. Линии контроля и считывания находятся на подложке процессора. При разработке Sycamore был сделан акцент на создание достаточно большой силы связи между элементами процессора для ускорения двухкубитных операций при довольно небольших ошибках. Связи не являлись фиксированными: с использованием джозефсоновских связей была создана возможность настройки для "выключения" кубитов с целью уменьшения влияния на соседей.

В настоящее время для снижения ошибок индивидуальных вентилях, а также считывания разрабатываются весьма сложные процедуры калибровки квантовых процессоров. Процессор Sycamore, на котором в 2019 г. и было продемонстрировано квантовое превосходство, является наглядным примером как значимости, так и сложности такой операции. В процессе калибровки Sycamore определяется массив контролируемых параметров, позволяющих достичь наименьших ошибок всех типов. На каждый кубит приходится свыше ста таких параметров. Процесс калибровки визуализируется с помощью сложного направленного графа, каждый узел

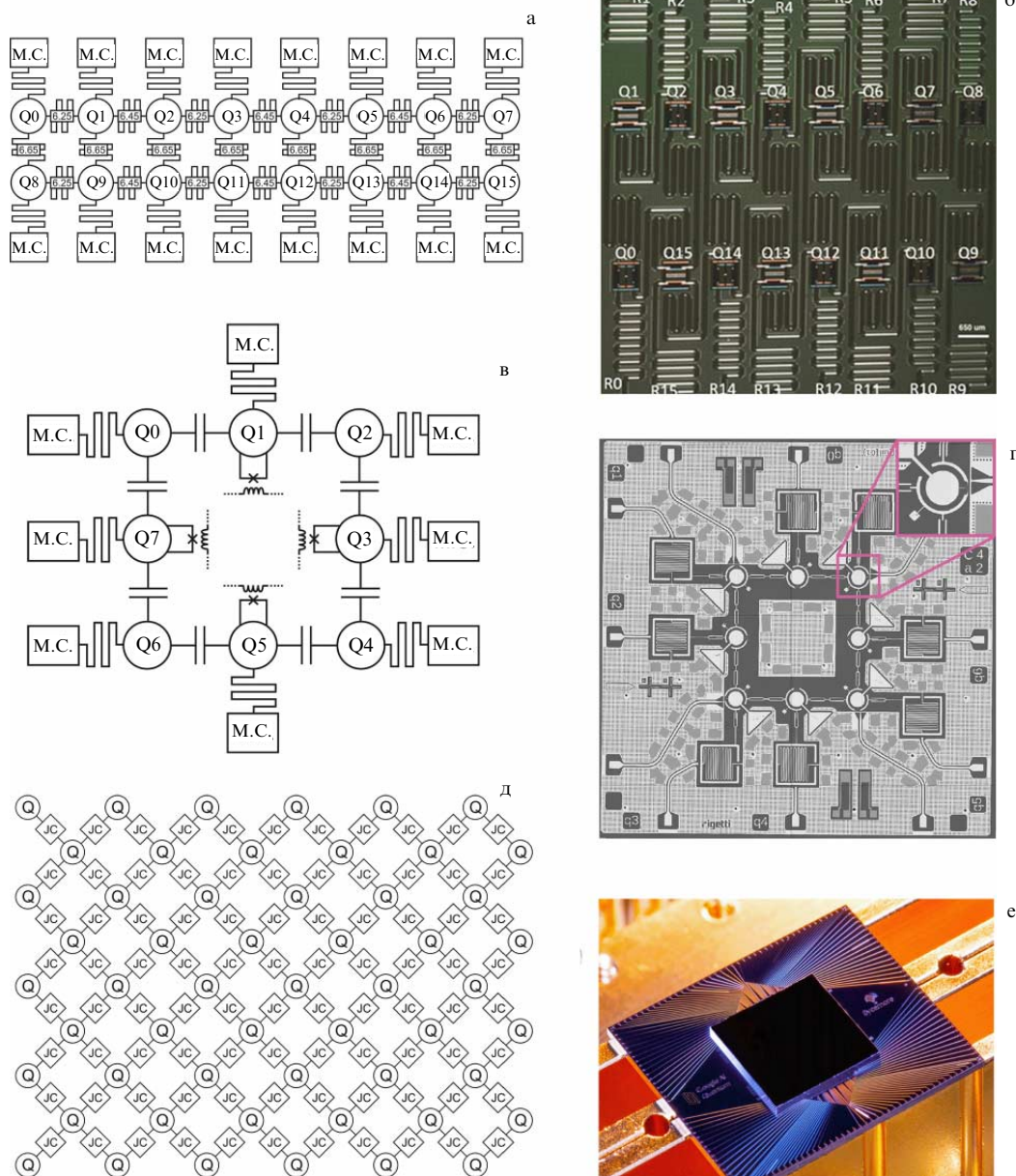


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Схемы существующих квантовых процессоров. Обозначения: Q_i — кубит под номером i , M.C. (Microwave Control) — элемент микроволнового управления, JC (Josephson Connection) — соединительный джозефсоновский элемент. (а) Эквивалентная схема процессора IBM Q16 Rueschlikon, числами на резонаторах указаны их собственные частоты. (б) Микрофотография чипа процессора IBM Q16 Rueschlikon, резонаторы считывания отмечены как R_i . (в) Эквивалентная схема процессора Rigetti 8Q Agave. (г) Микрофотография чипа процессора Rigetti 8Q Agave. (д) Эквивалентная схема процессора Google Sycamore. (е) Фотография чипа процессора Google Sycamore.

которого соответствует оптимизации той или иной группы параметров, отвечающих за конкретные квантовые операции. Калибровка процессора Sycamore занимает около 36 ч. Для этой задачи разработан и запатентован специальный классический оптимизатор, получивший название Snake [7].

4. Новые концепции в управлении многочастичными квантовыми системами

4.1. Аналогово-цифровой подход к реализации логических операций

Описанный в разделе 3.3 подход к квантовым вычислениям с использованием раби-импульсов страдает от

известного недостатка, связанного с накоплением ошибок индивидуальных квантовых операций в процессе выполнения алгоритма. Для реализации практически значимых алгоритмов требуется применение большого числа квантовых операций, причём это число растёт с увеличением числа задействованных в алгоритме кубитов. Отсюда возникает потребность в разработке альтернативных способов проведения квантовых вычислений, в которых можно было бы частично обойти проблему накопления ошибок. Один из таких методов — аналогово-цифровой.

Суть метода заключается в том, что вместо представления требуемого преобразования состояния квантовой системы через стандартный набор гейтов можно использовать физические взаимодействия кубитов в системе.

При таком подходе регистр кубитов управляется однокубитными операциями и эволюцией, обусловленной взаимодействием физических кубитов, обеспечивающих квантовую запутанность. Гамильтониан взаимодействия "встроен" в многокубитную схему на физическом уровне благодаря связям между кубитами. Это позволяет избегать применения двухкубитных операций, ошибки выполнения которых в реальных процессорах сегодня слишком велики.

Согласно теоретическим моделям, описанный выше подход позволяет реализовать произвольное унитарное преобразование [108], в частности квантовое преобразование Фурье [109]. Этот подход в приложении к задачам квантовой симуляции реализован на сверхпроводящих кубитах [110], а также для систем на основе ионных ловушек [111, 112] — создавалось начальное состояние регистра кубитов с помощью однокубитных гейтов, а затем система эволюционировала в результате физического взаимодействия кубитов. В итоге удалось наблюдать признаки многочастичной локализации в таких искусственных спиновых системах.

В недавней работе [113] продемонстрирован пример аналогово-цифрового моделирования с использованием остаточного взаимодействия между кубитами квантового процессора фирмы IBM, которые применялись для моделирования динамики спиновых кластеров. В отличие от авторов работ [110–112], авторы [113] используют разложение Троттера–Сузуки оператора эволюции системы, в котором приложение запутывающих операций периодически чередуется с применением однокубитных вращений. Запутывающие операции реализуются за счёт взаимодействия кубитов, что накладывает ограничения на характер взаимодействия в моделируемой системе, а также на топологию связей. Однако использование однокубитных операций добавляет методу определённую гибкость. Во-первых, с их помощью можно легко симулировать стохастические процессы, выражаемые с помощью одночастичных слагаемых гамильтониана. Во-вторых, с помощью однокубитных гейтов можно менять базис, что позволяет эффективно переходить, например, в операторе эволюции от взаимодействия типа XX к взаимодействиям типа YY , ZZ , а также их произвольным комбинациям. В-третьих, изменение характера межкубитной связи может быть реализовано с использованием техники спинового эха.

В качестве иллюстрации авторы [113] реализовали алгоритм моделирования динамики содержащих до 16 спинов кластеров, описываемых моделью Изинга в поперечном поле. Результаты сравнивались с результатами квантовых вычислений на тех же процессорах, в которых вместо запутывающих операций за счёт остаточного взаимодействия использовались стандартные гейты CNOT. Также было проведено моделирование квантового преобразования Фурье на трёх кубитах. Этот пример продемонстрировал превосходство аналогово-цифрового метода в точности моделирования над обычными цифровыми подходами.

Данные результаты указывают на то, что в настоящее время представляется перспективным создание специализированных квантовых процессоров, предназначенных для реализации отдельных квантовых алгоритмов, на основе аналогово-цифровой стратегии. Особое внимание стоит уделить поиску возможностей уменьшения длительностей всех ключевых логических операций.

4.2. Сверхпроводниковые цифровые схемы контроля состояний кубитов: общая концепция

Большое количество микроволновых каналов, необходимых для управления многокубитными системами, также является серьёзной проблемой. Для каждого такого канала требуется весьма дорогостоящее оборудование (источники когерентного микроволнового излучения с фиксированной несущей частотой и заданной длительностью импульса, высокостабильные генераторы сигналов, квадратурные смесители и усилители), а также множество коаксиальных линий и элементов для формирования и передачи сигналов в низкотемпературную среду.

Каждый канал управления играет роль и канала передачи тепла от окружения квантовой вычислительной системе, уменьшая время потери когерентности для всех кубитов процессора. Как следствие, управление процессорами из нескольких сотен и более кубитов требует принципиально новых подходов.

Для решения этой проблемы было предложено использовать "классические" сверхпроводниковые процессоры на основе ниобиевой технологии, рабочие температуры которых составляют от 3 до 4 К. Важные для работы такой системы интерфейсные цепи, соединяющие различные блоки вычислительной системы, могут быть реализованы на основе джозефсоновских передающих линий (ДПЛ) с предельно малой диссипацией (предложенных в своё время для считывания состояний квантового бита). Анализ воздействия распространяющихся по таким нелинейным джозефсоновским линиям солитоноподобных возмущений (флаксонов) на динамику состояния квантовой системы доказал возможность управления состояниями кубита посредством приложения импульсов напряжения или магнитного потока. Радикальное уменьшение крайне нежелательной диссипации энергии в процессе таких манипуляций (порядка 1 аДж) возможно при переходе к адиабатическим (обратимым) передающим линиям (АПЛ). Применение технологии типа flip-chip, как показано на рис. 15, может позволить эффективно использовать пространство в криостате, уменьшить дополнительные потоки тепла через управляющие каналы и увеличить качество управления квантовым процессором и обработки результатов его работы.

Первоначально сверхпроводниковые цифровые устройства разрабатывались для создания быстродействующих и энергоэффективных классических вычислительных комплексов [115]. В используемой в таких системах быстрой одноквантовой (БОК) (англ. Rapid Single-Flux-Quantum — RSFQ) логике классические биты информации кодируются в виде наличия или отсутствия кванта магнитного потока (и связанного с ним вихревого тока) в сверхпроводящем контуре. Сверхпроводящий контур с парой джозефсоновских контактов играет роль элементарной ячейки — аналога транзистора в полупроводниковой электронике. Метод передачи информации в виде целых квантов магнитного потока от ячейки к ячейке основан на использовании ДПЛ, которые представляют собой цепочки джозефсоновских контактов, соединённых между собой параллельно посредством индуктивных элементов. ДПЛ выходит на рабочий режим при подаче в каждый из джозефсоновских контактов тока определённой величины. Импульс тока, пришедший от логической ячейки, переведёт первый из контактов ДПЛ

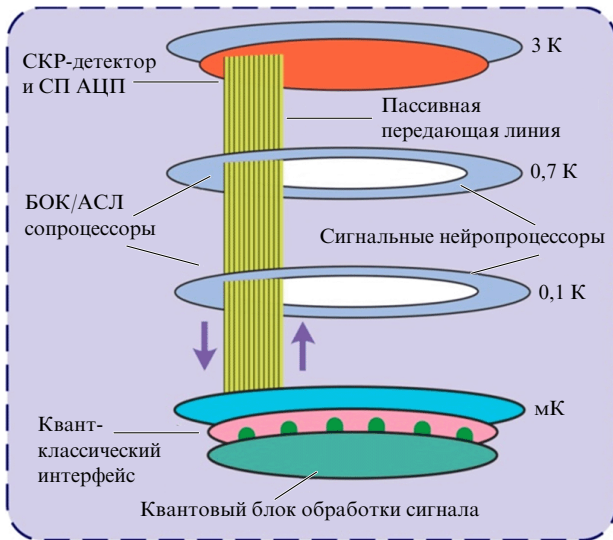


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Схема использования классического и квантового сопроцессоров в составе единого криогенного комплекса. Система включает в себя также массив квантовых регистров со схемами управления, считывания и коррекции ошибок. Связь между сверхпроводниковым классическим и квантовым сопроцессорами, квантовым блоком обработки информации, высокотемпературным окружением осуществляется через передающие линии с усилителями-преобразователями на всех промежуточных стадиях [114]. СКР-детектор — сверхпроводниковый квантовый детектор радиоволн, СП АЦП — сверхпроводниковый аналогово-цифровой преобразователь, БОК/АСЛ — быстрая однокубитная/адиабатическая сверхпроводниковая логика.

в резистивное состояние. Это вызовет перераспределение токов, и в цепочке возникнет вихревой ток (связанный с квантом магнитного потока), который начнёт распространяться по передающей линии. Можно сказать, что в цепочке сверхпроводящих контуров с джозефсоновскими контактами от ячейки к ячейке передаётся возбуждение — флаксон. Связанная с этим распространяющимся квазисолитонным возбуждением волна токов и напряжений может быть использована для управления состоянием кубита или для его считывания.

В последнее время были сделаны попытки адаптировать варианты цифровых сверхпроводниковых управляющих схем для квантового процессора. Для воздействия на отдельные кубиты используются наносекундные последовательности уединённых немодулированных импульсов пикосекундной длительности (возбуждений-флаксон в джозефсоновской среде). Показано, что для создания таких последовательностей с контролируемой частотой следования отдельных импульсов (это аналог несущей частоты управляющего импульса в рамках описанной в разделе 3.3 раби-техники) могут использоваться схемы сверхпроводниковой RSFQ-логики [116–118].

Важной задачей цифрового управления является подбор схемы задания управляющих единичных квантовых импульсов — SFQ-импульсов, которые могут генерироваться устройством, называемым DC/SFQ-конвертером [119]. Это устройство преобразует аналоговый радиочастотный сигнал в набор SFQ-импульсов, дополнительно используя источник питания постоянного тока (direct current, DC) (рис. 16). При превышении определённой величины силы тока, задаваемой критическими токами джозефсоновских контактов конвертера, начинается ге-

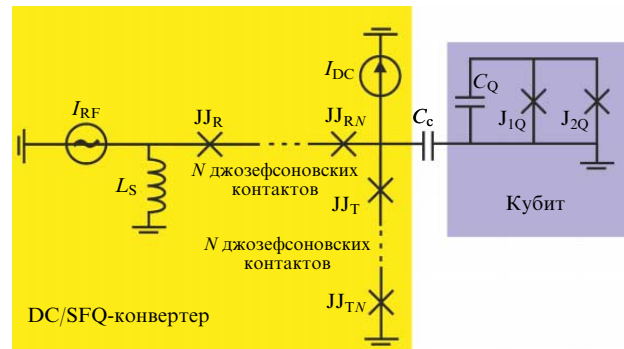


Рис. 16. Схема соединения DC/SFQ-конвертера на основе одиночных контактов с трансмоном.

нерация импульсов. Благодаря относительной простоте реализации и малому числу джозефсоновских контактов такая модель DC/SFQ-преобразователя прекрасно подходит в качестве элемента кубитного контроля. Схема конвертера может быть дополнительно оптимизирована по мощности [120–124]. Генератор SFQ-импульсов подключается к кубиту через связующую ёмкость. Использование конвертера такого типа, однако, может приводить к дополнительному квазичастичному отравлению кубитов.

В данном направлении недавно был достигнут заметный успех: удалось реализовать на практике управление кубитом с использованием последовательностей пикосекундных униполярных импульсов [125–128].

4.3. Реализация однокубитных операций посредством коротких униполярных импульсов

Управление кубитами как воздействием коротких униполярных импульсов, так и в рамках раби-техники позволяет реализовать полный набор одно- и двухкубитных операций. Для начала рассмотрим, как с помощью M коротких униполярных импульсов реализовать однокубитный гейт. На рисунке 17 продемонстрирована реализация квантовой однокубитной операции NOT с использованием последовательности из $M = 60$ импульсов длительностью $\tau = 4$ пс каждый. Интервал между импульсами составлял $\tau_d = 2\pi/\omega_{01} = 200$ пс. Численный анализ динамики населённости (рис. 17а) выполнен с учётом вышележащих уровней в трансмоне (аналогично тому, как это сделано в работе [125]); управляющее униполярное воздействие $\varepsilon(t)$ представлено в виде

$$\varepsilon(t) = \sum_{j=1}^M A \Theta \left(t - \left(j\tau_d - \frac{\tau}{2} \right) \right) \Theta \left(\left(j\tau_d + \frac{\tau}{2} \right) - t \right), \quad (22)$$

где A — амплитуда униполярного импульса, $\Theta(t)$ — функция Хевисайда.

Из рисунка 17 видно, что вероятность "утечки" на вышележащие уровни не превышает 1 % при выбранных параметрах расчёта, а каждый из импульсов в последовательности вызывает каскад вращений на сфере Блоха. При увеличении числа импульсов "утечка" на вышележащие уровни уменьшается как $\sim M^{-2}$ [125] (рис. 17б). Интервал между импульсами соответствует целому числу, кратному периоду колебаний на собственной частоте кубита, вследствие чего вектор состояния совершает когерентное вращение на сфере Блоха в интервалах между импульсами. Такая последовательность импульсов по-

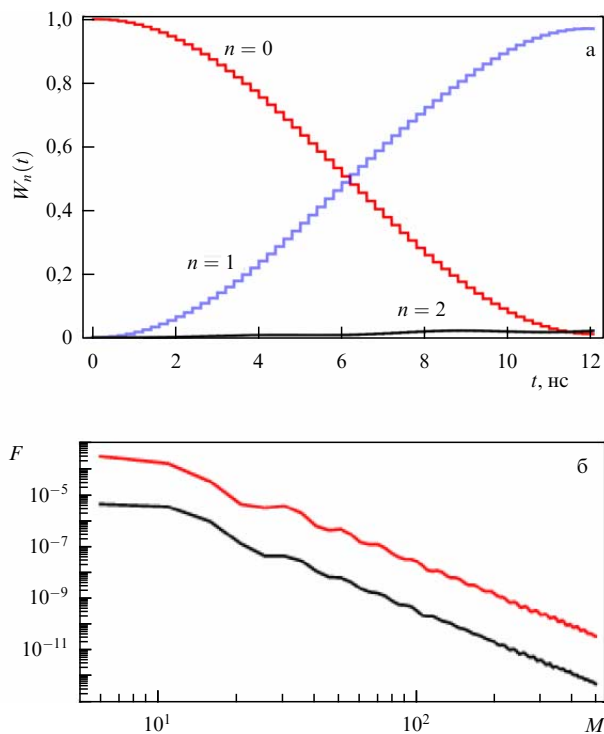


Рис. 17. (В цвете онлайн.) (а) Динамика населённостей уровней трансмона (4) W_n ($n = 0, 1, 2$) под действием последовательности $M = 60$ униполярных импульсов с параметрами: $A = 1$ ГГц, $\tau = 4$ пс, $\tau_d = 200$ пс. (б) Вероятность возникновения ошибки операции поворота вектора Блоха на π (красная кривая) и $\pi/2$ (чёрная кривая) из-за утечки состояния из вычислительного базиса в зависимости от числа SFQ-импульсов в регулярной управляющей последовательности. Параметры кубита приведены в подписи к рис. 10.

лучила название DANTE (Delays Alternating with Nutations for Tailored Excitation) [129, 130]. Общая длительность операций, осуществляемых с помощью длинных последовательностей "однокуантовых" импульсов поля (флаконов), превышает 10 нс. Применение сложных последовательностей однокуантовых импульсов с переменной скважностью позволяет добиться точности операций выше 99,99 %, сравнимой с точностью лучших выполняемых с помощью микроволновой техники операций, достаточной для реализации алгоритмов коррекции ошибок [126].

Использование быстрой однокуантовой логики для управления кубитами может уменьшать их времена потери когерентности вследствие упоминавшегося квазичастичного отравления при расположении квантовых и классических логических схем на одном чипе. В этом случае точность операций при использовании длительных последовательностей однокуантовых импульсов на практике оказывается ниже, чем при использовании более коротких [128]. Это объясняется тем, что общее количество сгенерированных квазичастиц (воздействующих на кубит либо непосредственно через канал диффузии, либо посредством образованных фононов) зависит от количества переключений джозефсоновских контактов в логических схемах [131].

Экспериментальное исследование квазичастичного отравления в данном случае показало, что для коротких последовательностей (порядка и менее 100 импульсов) количество образованных неравновесных квазичастиц вблизи логических схем оказывается слишком малым

для существенного воздействия на кубит посредством фононов, поскольку для процессов рекомбинации и фононной эмиссии необходима высокая локальная плотность квазичастиц. Для более длительных последовательностей количество квазичастиц, воздействующих на кубит, линейно возрастает с увеличением числа переключений джозефсоновских переходов, так что одно переключение соответствовало примерно 2×10^{-3} квазичастицам. При введении задержки между квазичастичным отравлением и измерением времени релаксации кубита наблюдалось экспоненциальное убывание эффективного количества воздействующих квазичастиц с эффективным временем захвата порядка 17 мкс.

Если управляющие цифровые и квантовые схемы расположены на разных чипах, объединённых в один мультичиповый модуль, то однокуантовые импульсы попадают на квантовый чип через ёмкостную связь. Выбор индиевых контактных площадок может обеспечить низкоэнергетичный барьер для диффузии квазичастиц между чипами. При этом рекомбинационные фононы, образованные квазичастицами в индиевых контактах, будут иметь недостаточно энергии для разрушения куперовских пар в ниобиевом слое на квантовом чипе.

Увеличить время декогеренции может уменьшение критического тока джозефсоновских переходов логических схем, поскольку выделяемая энергия при переключении перехода пропорциональна произведению критического тока и кванта магнитного потока. Рабочие температуры составляют несколько десятков милликельвинов, так что значение критического тока может отличаться от типичного для схем, работающих при температуре жидкого гелия (4,2 К), на два порядка без увеличения частоты ошибочных срабатываний, вызванных тепловыми флуктуациями. Однако уменьшение критического тока повлечёт за собой необходимость увеличения индуктивностей схем, что приведёт к увеличению их размера.

Значительного подавления квазичастичного отравления можно добиться с помощью упоминавшихся ранее металлических ловушек. При диффузии в нормальный металл квазичастица взаимодействует с электронами и быстро релаксирует по энергии ниже щелевого порога, что делает невозможным её возвращение в сверхпроводник.

Наконец, на сегодняшний день разработаны новые методы имплементации RSFQ-схем для быстрого управления состояниями сверхпроводниковых кубитов с использованием небольшого числа униполярных импульсов [132–138]. Стоит отметить, что в этом случае наибольшего ускорения операций удаётся достичь в случае управления не наиболее часто применяемыми трансмонами, а потоковыми кубитами. Времена декогеренции потоковых кубитов может быть заметно выше, а частоты основных переходов, наоборот, ниже, чем для трансмонов, так что операции в рамках традиционной рабтехники занимают больше времени. В то же время большой ангармонизм в потоковых кубитах, $\omega_{12} \gg \omega_{01}$, позволяет увеличить амплитуду без возрастания "утечки" и реализовать гейты малым числом ультракоротких импульсов — в результате время операции становится заметно меньше, чем в трансмонах.

Данная техника управления в сверхпроводниковом потоковом двухкубитном регистре позволяет суще-

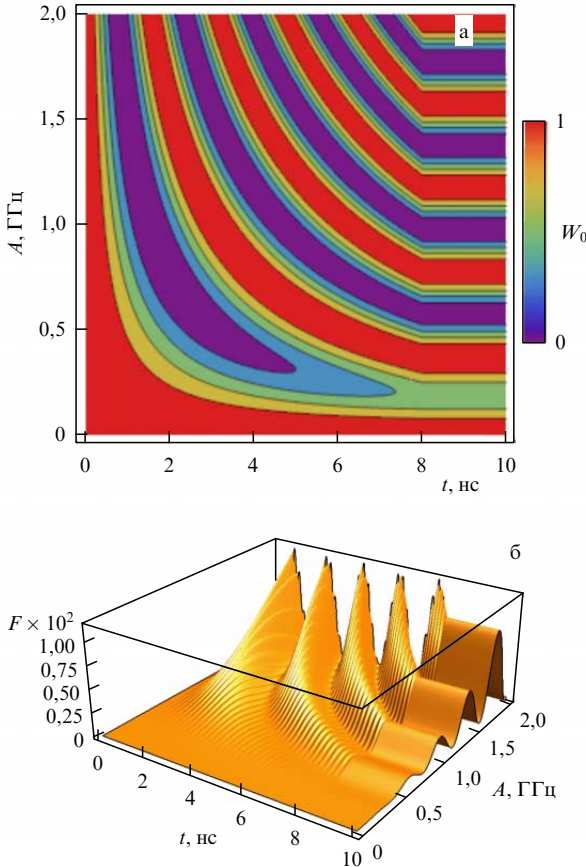


Рис. 18. (В цвете онлайн.) Динамика (а) населённости основного состояния потокового кубита и (б) параметра утечки F под действием одного униполярного импульса с $\tau = 8$ нс. Параметры потокового кубита взяты из статьи [143]: $\omega_{01}/(2\pi) = 0,3$ ГГц и $\omega_{12}/(2\pi) = 28$ ГГц. Цветом показана шкала изменения населённости основного состояния.

ственно ускорить выполнение квантовых алгоритмов [139–142].

Пусть на кубит действует всего один прямоугольный импульс вида (22). Характерное время воздействия флаксона на кубит зависит от плазменной частоты, которая в свою очередь пропорциональна квадратному корню из плотности критического тока джозефсоновских контактов. Если взять, например, распространённые технологические процессы с плотностями 20 кА см^{-2} и 30 А см^{-2} (первый используется для быстрых цифровых схем, второй — для низкотемпературной электроники, в частности для параметрических усилителей), то для плазменной частоты можно получить значения на уровне 465 и 25 ГГц соответственно. Это означает, что характерная длительность одного управляющего импульса может быть доведена до субнаносекундного уровня.

Вероятность "переворота" состояния кубита $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ под действием одного униполярного импульса определяется в двухуровневом приближении формулой Раби (12):

$$W_{01} = 1 - W_0(t) = \frac{A_\Omega^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right). \quad (23)$$

На рисунке 18а цветом показано поведение населённости основного состояния типичного потокового кубита (23) при различных амплитудах воздействия [143].

Можно реализовать любую однокубитную операцию, если выполняются условия для параметров импульса: $A_\Omega \gg \omega_{01}$ и $\omega_{01}\tau \ll 1$. При этом "утечка" на второй уровень $F = 1 - W_0 - W_1$ не превышает 1% (рис. 18б) в рассматриваемых диапазонах длительностей и амплитуд импульсов, что позволяет анализировать потоковые кубиты в рамках двухуровневого приближения.

4.4. Реализация двухкубитных операций посредством коротких униполярных импульсов

Двухкубитные операции в потоковых кубитах можно осуществить с помощью небольшого (до двух) числа коротких униполярных импульсов. Рассмотрим это утверждение на примере простейшего квантового регистра, состоящего из двух взаимодействующих кубитов, Q_1 и Q_2 [144]. Гамильтониан такой системы — это тензорное произведение гамильтонианов единичных кубитов $H^{(n)}$ ($n = 1, 2$), определённых выражением (5) в двухуровневом приближении, что обосновано для потокового кубита со слагаемым, отвечающим за взаимодействие двух подсистем, H_{int} :

$$H(t) = H^{(1)}(t) \otimes I^{(2)} + I^{(1)} \otimes H^{(2)}(t) + H_{\text{int}}, \quad (24)$$

где $I^{(n)}$ — единичные матрицы в двумерном гильбертовом пространстве, слагаемое $H_{\text{int}} = J(t) = \sigma_x^{(1)} \otimes \sigma_x^{(2)}$ отвечает за параметрическую перестраиваемую ёмкостную связь $J(t)$. Выражение (24) можно представить в матричном виде:

$$H(t) = -\frac{1}{2} \begin{vmatrix} \Delta_1 + \Delta_2 & \varepsilon_2(t) & \varepsilon_1(t) & J(t) \\ \varepsilon_2(t) & \Delta_1 - \Delta_2 & J(t) & \varepsilon_1(t) \\ \varepsilon_1(t) & J(t) & -\Delta_1 + \Delta_2 & \varepsilon_2(t) \\ J(t) & \varepsilon_1(t) & \varepsilon_2(t) & -\Delta_1 - \Delta_2 \end{vmatrix}, \quad (25)$$

$$\varepsilon_n(t) = A_n \Theta(\tau_n - t) \Theta(t),$$

$$J(t) = J \Theta(\tau_J - t) \Theta(t),$$

где Δ_n — расстояние между энергетическими уровнями в n -м кубите ($n = 1, 2$), A_n — амплитуды униполярных импульсов $\varepsilon_n(t)$, $\tau_J = t_{\text{off},J} - t_{\text{in},J}$ — длительность импульса $J(t)$ с временами включения $t_{\text{in},J}$ и выключения $t_{\text{off},J}$ воздействия, $\tau_n = t_{\text{off},n} - t_{\text{in},n}$ — длительность импульсов $\varepsilon_n(t)$, поступающих на n -й кубит с временами включения $t_{\text{in},n}$ и выключения $t_{\text{off},n}$ соответственно. Без внешнего воздействия состояние двухкубитной системы (25) удобно представить в вычислительном базисе [47]: $|\psi_1\rangle \otimes |\psi_2\rangle$, где $|\psi_{1,2}\rangle$ — волновые функции для кубитов в форме (6).

В качестве примера рассмотрим реализацию квантовых операций CNOT и SWAP парой униполярных импульсов. Будем полагать, что кубит Q_2 находится в основном состоянии $|\psi_2\rangle = |0\rangle$, а кубит Q_1 инициализирован (с помощью гейта Адамара) в суперпозиционном состоянии $|\psi_1\rangle = (1/\sqrt{2})(|0\rangle + |1\rangle)$.

Оптимизированный подбор параметров униполярного воздействия $\varepsilon_n(t)$ и $J(t)$ позволяет получить требуемые вероятности переходов между базисными состояниями двухкубитной системы с населённостями $W_n(t)$ ($n = 1, 2, 3, 4$). Реализация двухкубитных операций для потоковых кубитов на временах ~ 10 нс [141, 144] продемонстрирована для операции CNOT на рис. 19а и для операции SWAP на рис. 19б. Точность реализации двухкубитных гейтов составила 99%.

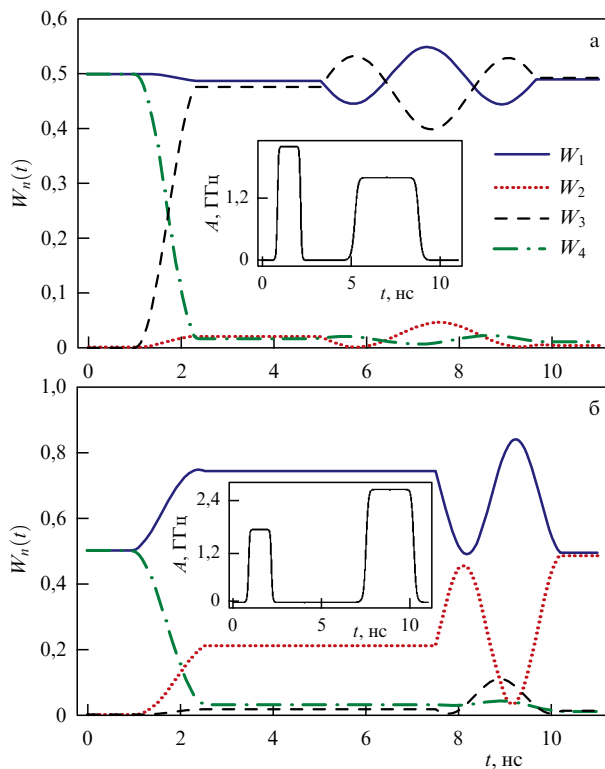


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Динамика населённостей состояний $W_n(t)$ ($n = 1, 2, 3, 4$) пары взаимодействующих кубитов при выполнении квантовых операций CNOT (а) и SWAP (б). Параметры униполярных импульсов изображены на вставках, параметры кубитов: $\omega_{01}^{(1)}/(2\pi) = 0,05$ ГГц, $\omega_{01}^{(2)}/(2\pi) = 0,07$ ГГц, $J = 0,1$ ГГц, $t_{in, J} = 1$ нс; на рис. а $t_{off, J} = 9,65$ нс, на рис. б $t_{off, J} = 10,2$ нс.

4.5. Реализация квантового алгоритма короткими униполярными импульсами

Поскольку мы рассмотрели быстрое выполнение одно- и двухкубитных операций, представляется возможной и реализация полного набора быстрых операций, с по-

мощью которых воспроизводится любой квантовый алгоритм.

Одним из базовых квантовых алгоритмов является алгоритм поиска Гровера [47], реализующий оптимальный поиск уникального аргумента x_0 булевой функции $f(x)$ от N переменных, для которого $f(x_0) = 1$. Сложность выполнения операций для классического компьютера $O(2^N)$. Квантовый алгоритм Гровера позволяет получить квадратичное ускорение, когда требуется число операций $O(\sqrt{N})$.

Рассмотрим реализацию алгоритма Гровера на двухкубитном регистре Q_1 и Q_2 из потоковых кубитов вида (5). Для этой системы существует четыре базисных состояния: $|x_n\rangle = |00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$, которые задают множество определения функции $f(x)$. Опишем пошагово эволюцию начального состояния $|00\rangle$ (метка I на рис. 20а, б) на основе восстановления его эволюции, решая уравнения для матрицы плотности $\text{Re}[\rho]$ и её диагональных элементов $W_n = \rho_{nn}$ (рис. 20б).

Алгоритм Гровера состоит из следующих этапов:

1) гейт Уолша–Адамара WHad (зелёный блок на рис. 20а), который представляет собой тензорное произведение однокубитных операторов Адамара и производит суперпозицию всех базисных состояний с равной амплитудой ($W_n = 0,25$, метка II);

2) гейт Оракула $O|x\rangle = (-1)^{f(x)}|x\rangle$ (жёлтый блок на рис. 20а) для "метки" состояния, например $x_0 = |01\rangle$, что отражается на квантовой фазе данного состояния;

3) гейт диффузии Гровера (розовый блок на рис. 20а), состоящий из последовательности трёх гейтов: Had, $G = 2|\psi(0)\rangle\langle\psi(0)| - I$ и Had.

Стрелками и индексами I–IV на рис. 20б, в показаны моменты времени, в которые было проведено численное восстановление (томография) квантового состояния, изображённое на рис. 20в. Точность выполнения алгоритма при этом составила $F = \langle\psi|\rho|\psi\rangle = 93\%$. Полученные зависимости согласуются с данными по реализации алгоритма Гровера в сверхпроводниковых кубитах на основе техники Раби [61].

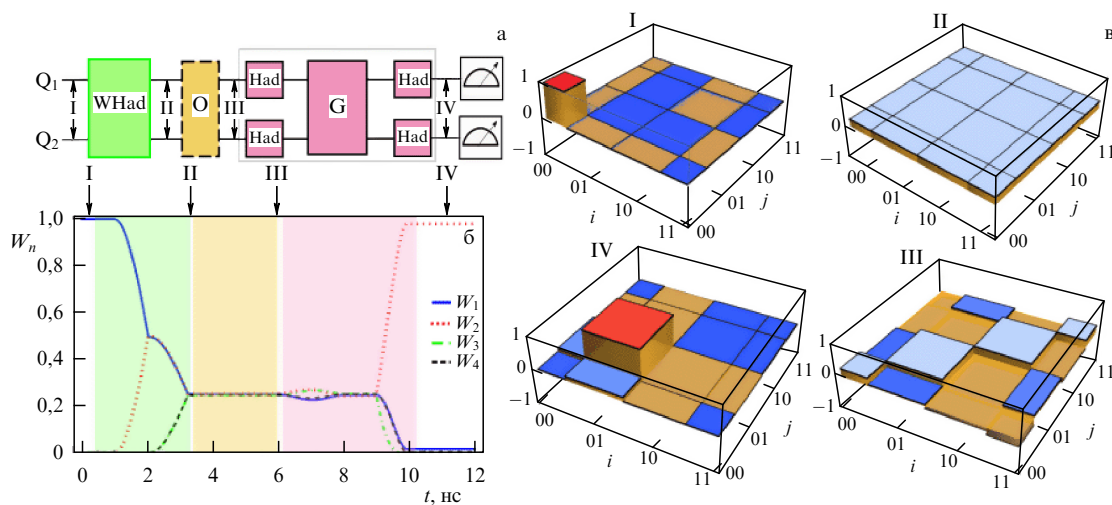


Рис. 20. (В цвете онлайн.) (а) Схема управляемой эволюции двух взаимодействующих кубитов в ходе выполнения алгоритма Гровера. (б) Зависимость от времени населённостей уровней двухкубитной системы под действием униполярных импульсов, реализующих квантовый алгоритм Гровера поиска "помеченного" состояния $x_0 = |10\rangle$. Параметры кубитов и импульсов: $A_1 = 0,05$ ГГц, $A_2 = 0,07$ ГГц; импульсы, действующие на Q_1 : $A_1 = 1,2$ ГГц ($1 \leq t \leq 2,05$ нс), $A_1 = 1,6$ ГГц ($6 \leq t \leq 7,92$ нс и $9 \leq t \leq 9,92$ нс); импульсы, действующие на Q_2 : $A_2 = 1,3$ ГГц ($2,05 \leq t \leq 3,25$ нс), $A_2 = 1,6$ ГГц ($6 \leq t \leq 7,92$ нс и $9 \leq t \leq 9,92$ нс), характеристики связи $J = 0,01$ ГГц ($1 \leq t \leq 3,25$ нс и $7,92 \leq t \leq 9$ нс), параметры шума $\Gamma_{\phi,1}^{-1} = \Gamma_{\phi,2}^{-1} = 100$ мкс. (а) Квантовая томография состояний действительной компоненты матрицы плотности $\text{Re}[\rho_{ij}]$ в моменты времени, отмеченные стрелками на рис. б.

5. Заключение

Итак, проблема управления состоянием сложной квантовой системы с настраиваемыми параметрами её отдельных элементов и связей между ними всё ещё имеет как фундаментальное, так и прикладное значение. В рамках данного обзора мы разобрали устройство отдельных кубитов и простейших квантовых регистров сверхпроводниковых квантовых процессоров, обращая особое внимание на проблемы управления такими системами. Показано, что время жизни квантовых корреляций в системе существенным образом ограничено сверху, тогда как длительность управляющих воздействий в рамках традиционной раби-техники — снизу.

Результаты практического использования описанных сверхпроводниковых квантовых процессоров на текущий момент выглядят одновременно и обнадеживающими (продемонстрировано "квантовое превосходство"), и незавершёнными (достижение получено на "демонстрационном полигоне"). Особый интерес представляет вопрос о требованиях к реализациям операций для решения практически значимых задач на квантовых процессорах. Конечно, в общем случае такие задачи могут быть решены с помощью отказоустойчивых квантовых компьютеров, в которых реализуются полноценные коды коррекции ошибок. Однако создание подобных систем, по всей видимости, является делом достаточно отдалённого будущего. Тем не менее некоторые оценки можно сделать исходя из новейших достижений в области квантовых алгоритмов без полной коррекции. Например, для квантовой симуляции модели Хаббарда в двух измерениях с помощью квантового компьютера с применением вариационного метода должно быть задействовано 50 кубитов, и тогда глубина квантового алгоритма оценивается в 325 двухкубитных операций [146, 147]. Отсюда можно сделать вывод: для достижения разумной точности симуляции относительные ошибки двухкубитных операций должны быть намного меньше 10^{-3} , что примерно на два порядка ниже современного уровня. Приведённые оценки являются наглядным обоснованием актуальности поиска принципиально новых решений для увеличения эффективности методов управления сложными квантовыми системами.

Наиболее перспективными направлениями поиска представляются те, которые подразумевают либо пере-строение используемых алгоритмов под особенности доступной элементной базы (аналогово-цифровой метод), либо дополнение элементной базы для увеличения эффективности существующих алгоритмов. Так, во втором случае интересно выглядят попытки использовать сверхпроводниковые цифровые схемы, работающие с классическим представлением информации, для того чтобы максимально приблизить к "квантовому чипу" обработку вводимых туда и выводимых оттуда данных. Отметим, что принципы функционирования таких логических устройств на основе эффекта Джозефсона уже обзоревались в *Успехах физических наук* [145]. В настоящем обзоре мы показали, что формируемые с помощью джозефсоновских цифровых схем импульсы с током (или напряжения) в управляющих линиях субнаносекундной длительности позволяют реализовать как полный набор одно- и двухкубитных операций, так и простейшие квантовые алгоритмы. В перспективе это даёт возможность увеличить и ширину, и глубину квантовых цепей за счёт упрощения управляющих схем и уменьшения длительности ключевых операций. Впрочем, работы по поиску оптимальной схемы кубитного управления [148], увели-

чению времени жизни трансмона [149] или переходу к использованию других базовых элементов [150] активно продолжались и после того, как данный обзор был принят в печать.

Авторы признательны за плодотворное обсуждение разбираемых проблем Ю.Е. Лозовику, И.А. Родионову, В.С. Столярову, М.Ю. Куприянову. Моделирование динамических процессов в квантовых битах и простейших регистрах выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (РНФ) 20-12-00130. Анализ классических цифровых сверхпроводниковых схем выполнен при поддержке грантом Президента РФ (МД-186.2020.8). Доступ к научно-технической литературе получен при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школой Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова "Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина".

Список литературы

1. DiVincenzo D P *Fortschr. Phys.* **48** 9 (2000)
2. Dowling J P, Milburn G J *Philos. Trans. R. Soc. A* **361** 1809 (2003)
3. Ladd T et al. *Nature* **464** 7285 (2010)
4. Krantz P et al. *Appl. Phys. Rev.* **6** 2 (2019)
5. Kjaergaard M et al. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **11** 369 (2020)
6. Blatt J M, Weisskopf V F *Theoretical Nuclear Physics* (New York: Wiley, 1952); Пер. на русск. яз.: Блатт Дж, Вайскопф В *Теоретическая ядерная физика* (М.: ИЛ, 1954)
7. Arute F et al. *Nature* **574** 505 (2019)
8. Clarke J, Wilhelm F K *Nature* **453** 1031 (2008)
9. Bouchiat V et al. *Phys. Scr.* **176** 165 (1998)
10. Nakamura Y, Pashkin Y A, Tsai J S *Nature* **398** 786 (1999)
11. Mooij J E et al. *Science* **285** 1036 (1999)
12. Chiorescu I et al. *Science* **299** 1869 (2003)
13. Martinis J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 117901 (2002)
14. Martinis J M *Quantum Inf. Process.* **8** 81 (2009)
15. Vion D et al. *Science* **296** 886 (2002)
16. Manucharyan V E et al. *Science* **326** 113 (2009)
17. Koch J et al. *Phys. Rev. A* **76** 042319 (2007)
18. Babu A P, Tuorila J, Ala-Nissila T *npj Quantum Inf.* **7** 30 (2021)
19. Park G et al. *J. Korean Phys. Soc.* **76** 1029 (2020)
20. Scully M O, Zubairy M S *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997); Пер. на русск. яз.: Скалли М О, Зубайри М С *Квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2003)
21. Gisin N, Thew R *Nat. Photon.* **1** 165 (2007)
22. Kumar P et al. *Phys. Rev. Appl.* **6** 041001 (2016)
23. Hutchings M D et al. *Phys. Rev. Appl.* **8** 044003 (2017)
24. Yan F et al. *Nat. Commun.* **7** 12964 (2016)
25. Wang C et al. *Nat. Commun.* **5** 5836 (2014)
26. Gustavsson S et al. *Science* **354** 1573 (2016)
27. Riwar R et al. *Phys. Rev. B* **94** 104516 (2016)
28. Hosseinkhani A et al. *Phys. Rev. Appl.* **B** **8** 064028 (2017)
29. Vepsäläinen A P et al. *Nature* **584** 551 (2020)
30. Tanabashi M et al. *Phys. Rev. D* **98** 030001 (2018)
31. Martinis J M *npj Quantum Inf.* **7** 90 (2021)
32. Cardani L et al. *Nat. Commun.* **12** 2733 (2021)
33. Wilen C D et al. *Nature* **594** 369 (2021); arXiv:2012.06029
34. Braumüller J et al. *Appl. Phys. Lett.* **108** 032601 (2016)
35. Chow J M et al. *Proc. SPIE* **9500** 95001G (2015) Quantum Information and Computation XIII
36. Gambetta J M et al. *Quantum Inf.* **3** 2 (2017)
37. Abhinav K et al. *Nature* **567** 491 (2019)
38. Barends R et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 080502 (2013)
39. Versluis R et al. *Phys. Rev. Appl.* **8** 034021 (2017)
40. Anton S M et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 147002 (2013)
41. Bialczak R et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 187006 (2007)
42. Braumüller J et al. *Phys. Rev. Appl.* **13** 054079 (2020)
43. Zhang X et al. *Quantum Inf. Process.* **16** 309 (2017)
44. Shen Y et al. *Phys. Rev. A* **95** 020501 (2017)
45. Gong M et al. *Phys. Rev. Lett.* **122** 110501 (2019)
46. Rabi I *Phys. Rev.* **29** 174 (1927)
47. Nielsen M A, Chuang I L *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000); Пер. на русск. яз.: Нильсен М, Чанг И *Квантовые вычисления и квантовая информация* (М.: Мир, 2006)
48. McKay D C et al. *Phys. Rev. A* **96** 022330 (2017)
49. Jerger M et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 150501 (2019)
50. Chow J M et al. *Phys. Rev. A* **82** 040305 (2010)
51. Motzoi F et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 110501 (2009)

52. Martinis J M, Geller M R *Phys. Rev. A* **90** 022307 (2014)
53. Motzoi F, Wilhelm W K *Phys. Rev. A* **88** 062318 (2013)
54. McKay D et al. *Phys. Rev. A* **96** 101103 (2016)
55. Gambetta J M et al. *Phys. Rev. A* **83** 012308 (2011)
56. Abrams D M et al. *Phys. Rev. Appl.* **12** 064022 (2019)
57. Arrigo A D, Paladino E *New J. Phys.* **14** 053035 (2012)
58. Willsch D et al. *Phys. Rev. A* **96** 062302 (2017)
59. Werninghaus M et al. *npj Quantum Inf.* **7** 14 (2021)
60. Dewes A et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 057002 (2012)
61. DiCarlo L et al. *Nature* **460** 240 (2009)
62. Leek P J et al. *Phys. Rev. B* **79** 180511 (2009)
63. Corcoles A D et al. *Phys. Rev. A* **87** 030301 (2013)
64. Chow J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 080502 (2011)
65. Poletto S et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 240505 (2012)
66. Paik H et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 250502 (2016)
67. Chow J M et al. *New J. Phys.* **15** 115012 (2013)
68. Majer J et al. *Nature* **449** 443 (2007)
69. Strauch F W et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 167005 (2003)
70. Barends R et al. *Nature* **508** 500 (2014)
71. García-Ripoll J et al. *Phys. Rev. Appl.* **14** 044035 (2020)
72. Barron G S et al. *Phys. Rev. B* **101** 054508 (2020)
73. Hong Z P et al. *Phys. Rev. A* **97** 022332 (2018)
74. Egger D J et al. *Phys. Rev. Appl.* **11** 014017 (2019)
75. Yan T et al. *Phys. Rev. Lett.* **122** 080501 (2019)
76. Klots A, Ioffe L *Phys. Rev. B* **104** 144502 (2021)
77. Barends R et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 210501 (2019)
78. Abrams D M et al. *Nat. Electron.* **3** 744 (2020)
79. Rol M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **123** 120502 (2019)
80. Chu J et al. *Phys. Rev. Appl.* **13** 064012 (2020)
81. Zheng S B, Guo G C *Phys. Rev. Lett.* **85** 2392 (2000)
82. Chen Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 220502 (2014)
83. Neill C J "A path towards quantum supremacy with superconducting qubits", Ph.D. Thesis (Santa Barbara, CA: Univ. of California, 2017)
84. Yan F et al. *Phys. Rev. Appl.* **10** 054062 (2018)
85. Zulehner A, Wille R, in *Proc. of the 24th Asia and South Pacific Design Automation Conf., ASP-DAC 2019, Jan. 21–24, 2019, Tokyo, Japan* (2019) p. 185
86. Wang Y et al. *Quantum Inf.* **4** 46 (2018)
87. Ozaeta A, McMahon P *Quantum Sci. Technol.* **4** 2 (2019)
88. Zulenher A et al. *IEEE Trans. Comput. Aid. D* **38** 1226 (2018)
89. Narendra N et al., arXiv:1712.07326
90. Ferrari D, Amoretti A *Int. J. Quantum Inf.* **16** 1840006 (2018)
91. Singh R K et al., arXiv:1807.02883
92. Li G et al., in *ASPLoS '19: Proc. of the Twenty-Fourth Intern. Conf. on Architectural Support for Programming Languages and Operating Systems, April 2019*, p. 1001, <https://doi.org/10.1145/3297858.3304023>
93. Nishio S et al. *ACM J. Emerging Technol. Comput. Syst.* **16** (3) 32 (2020)
94. McCaskey A J et al. *npj Quantum Inf.* **5** 99 (2019)
95. Reagor M et al. *Sci. Adv.* **4** aao3603 (2018)
96. Li A C Y et al. *APS March Meeting* K42.005 (2019)
97. Johnson B et al. *APS March Meeting* K33.001 (2018)
98. Hartung T, Jansen K J. *Math. Phys.* **60** 093504 (2019)
99. Lamm H, Lawrence S *Phys. Rev. Lett.* **121** 170501 (2018)
100. Olivares-Sánchez J et al. *Quantum Rep.* **2** 293 (2020)
101. Otterbach J S et al., arXiv:1712.05771
102. Zhao Z et al. *Quantum Mach. Intell.* **1** 41 (2019)
103. Dumitrescu E F et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 210501 (2018)
104. Fingerhuth M, Babej T, Ing C, arXiv:1810.13411
105. Wootton J R, arXiv:1806.02736
106. Google AI Quantum and Collab., Arute F et al. *Science* **369** 1084 (2020)
107. Harrigan M P et al. *Nat. Phys.* **17** 332 (2021)
108. Benjamin S, Bose S *Phys. Rev. Lett.* **90** 247901 (2003)
109. Martin A et al. *Phys. Rev. Res.* **2** 013012 (2020)
110. Xu K et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 050507 (2018)
111. Smith J et al. *Nat. Phys.* **12** 907 (2016)
112. Jurcevic P et al. *Nature* **511** 202 (2014)
113. Babukhin D V et al. *Phys. Rev. A* **101** 052337 (2020)
114. McDermott R et al. *Quantum Sci. Technol.* **3** 024004 (2018)
115. Likharev K K, Semenov V K *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **1** 3 (1991)
116. Zhou X et al. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11** 1018 (2001)
117. Crankshaw D S et al. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13** 966 (2003)
118. Semenov V K et al. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13** 960 (2003)
119. Лихарев К К *Радиоотехника и электроника* **19** 1494 (1974); Likharev K K *Radio Eng. Electron. Phys.* **19** 109 (1974)
120. Shapiro S, Janus A R, Holly S *Rev. Mod. Phys.* **36** 223 (1964)
121. Kaplunenko V K et al. *IEEE Trans. Magn.* **25** 861 (1989)
122. Bastrakova M V et al. *Supercond. Sci. Technol.* **35** 055003 (2022)
123. Rylyakov A, <http://www.physics.sunysb.edu/Physics/RSFQ/Lib/AR/dcsfq.html>
124. Whiteley S R *IEEE Trans. Magn.* **27** 2902 (1991)
125. McDermott R, Vavilov M G *Phys. Rev. Appl.* **2** 014007 (2014)
126. Liebermann J, Wilhelm F K *Phys. Rev. Appl.* **2** 024022 (2016)
127. Li K et al. *Phys. Rev. Appl.* **12** 014044 (2019)
128. Leonard E et al. *Phys. Rev. Appl.* **11** 014009 (2019)
129. Bodenhausen G, Freeman R, Morris G A J. *Magn. Reson.* **23** 171 (1976)
130. Morris G A, Freeman R J. *Magn. Reson.* **29** 433 (1978)
131. Patel U et al. *Phys. Rev. B* **96** 220501 (2017)
132. Arkhipov R M et al. *Opt. Lett.* **44** 1202 (2019)
133. Arkhipov R et al. *Opt. Express* **28** 17020 (2020)
134. Popolitova D V et al. *Beilstein J. Nanotechnol.* **10** 1548 (2019)
135. Soloviev I I et al. *Phys. Rev. B* **92** 014516 (2015)
136. Soloviev I I et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 202602 (2014)
137. Soloviev I I et al. *Phys. Rev. E* **87** 060901 (2013)
138. Klenov N V et al. *Phys. Solid State* **52** 11 (2010)
139. Denisenko M V, Klenov N V, Satanin A M *J. Phys. Conf. Ser.* **955** 1 012004 (2018)
140. Denisenko M V et al. *AIP Conf. Proc.* **1936** 020009 (2018)
141. Бастракова М В, Кленов Н В, Сатанин А М *ФТТ* **61** 1565 (2019); Bastrakova M V, Klenov N V, Satanin A M *Phys. Solid State* **61** 1515 (2019)
142. Klenov N V et al. *Beilstein J. Nanotechnol.* **6** 1946 (2015)
143. Tao W et al. *Chin. Phys. Lett.* **23** 971 (2006)
144. Бастракова М В, Кленов Н В, Сатанин А М *ЖЭТФ* **158** 579 (2020); Bastrakova M V, Klenov N V, Satanin A M *J. Exp. Theor. Phys.* **131** 507 (2020)
145. Лихарев К К *УФН* **139** 169 (1983); Likharev K K *Sov. Phys. Usp.* **26** 87 (1983)
146. Cade C et al. *Phys. Rev. B* **102** 235122 (2020)
147. Fedorov G P et al. *Phys. Rev. Lett.* **126** 180503 (2021)
148. Gong M et al. *Science* **372** 948 (2021)
149. Wang C et al., arXiv:2105.09890
150. Nguyen L B et al., arXiv:2201.09374

State control in superconducting quantum processors

V.A. Vozhakov^(1,a), M.V. Bastrakova^(2,b), N.V. Klenov^(1,3,c), I.I. Soloviev^(1,2,d), W.V. Pogosov^(4,e), D.V. Babukhin^(4,f), A.A. Zhukov^(4,g), A.M. Satanin^(4,5,h)

⁽¹⁾ Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ National Research Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod, prosp. Gagarina 23, 603022 Nizhny Novgorod, Russian Federation

⁽³⁾ Moscow Technical University of Communications and Informatics, ul. Aviamotornaya 8a, 111024 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ Dukhov Research Institute of Automatics, ul. Sushchevskaya 22, 119017 Moscow, Russian Federation

⁽⁵⁾ National Research University Higher School of Economics, ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) sevozh@yandex.ru, ^(b) marina_vd@mail.ru, ^(c) nvklenov@gmail.com, ^(d) igor.soloviev@gmail.com,

^(e) Walter.Pogosov@gmail.com, ^(f) dv.babukhin@physics.msu.ru, ^(g) zugazoid@gmail.com, ^(h) asatanin@gmail.com

The review elucidates recent advances in the development of superconducting qubits and quantum circuits designed for a new generation of quantum processors. It primarily focuses on the analysis of control methods for multi-qubit systems — multi-particle quantum systems with configurable — including *in situ* — parameters of individual elements and connections between them. It is shown how solving fundamental physical problems in this area (for example, the interaction of an artificial atom with strong and short field pulses) allows increasing the efficiency of existing quantum processors when implementing specific algorithms.

Keywords: quantum operations, superconductivity, Josephson effect, quantum algorithms

PACS numbers: 03.67.Lx, 03.75.Lm, 42.50.Dv, 85.25.Cp

Bibliography — 150 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192** (5) 457–476 (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2021.02.038934>

Received 8 December 2020, revised 11 February 2021

Physics – Uspekhi **65** (5) (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2021.02.038934>