Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 7, с. 573 – 583 © 2026 г. 10 октября

Криогенный интерфейс преобразования сигнала считывания в одноквантовые импульсы управления сверхпроводниковым кубитом

Д. С. Пашин[+*], *Д. Е. Завьялов*[+], *П. В. Пикунов*[+*], *М. В. Бастракова*[+*], *И. И. Соловьев*[×], *М. В. Терешонок*[*], *Н. В. Кленов*[*1)]

[+]*Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет (ННГУ) имени Н. И. Лобачевского, 603022 Н. Новгород, Россия*

[*]*Московский технический университет связи и информатики (МТУСИ), 111024 Москва, Россия*

[×]*Научно-исследовательский институт ядерной физики (НИИЯФ) имени Д. В. Скобельцына, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 июня 2026 г.
После переработки 5 сентября 2026 г.
Принята к публикации 6 сентября 2026 г.

Предложен криогенный интерфейс, преобразующий фазово-кодированный микроволновый сигнал считывания вспомогательного сверхпроводникового кубита в последовательность одноквантовых импульсов для условного управления целевым кубитом. Сигнал считывания когерентно суммируется с опорным сигналом, после чего симметричная джозефсоновская ячейка, используемая в режиме квадратичного детектора, преобразует амплитуду результирующего колебания в квазистационарный ток. Пороговый одноквантовый генератор перекодирует этот ток в частоту и число управляющих импульсов. В подпороговом режиме импульсы не формируются, тогда как при превышении порога генерируется последовательность, реализующая операцию X над целевым трансмоном. Схемотехническое моделирование преобразователя и многоуровневое моделирование динамики трансмона показывают, что операция выполняется с точностью $F = 0.99992$ при утечке из вычислительного подпространства менее 10^{-4}. Предложенный интерфейс обеспечивает непосредственное преобразование фазовой информации сигнала считывания в локальное одноквантовое управляющее воздействие без передачи промежуточного сигнала на комнатную температуру.

DOI: 10.7868/S3034576626100104

1. Введение. Масштабирование сверхпроводниковых квантовых процессоров до уровней, необходимых для практической реализации квантовой коррекции ошибок, требует развития не только квантовой, но и классической управляющей инфраструктуры. В современных системах значительная часть обработки измерительной информации выполняется электроникой при комнатной температуре, что по мере роста числа кубитов приводит к увеличению количества межтемпературных линий связи, росту тепловой нагрузки на криостат и усложнению системы управления [1]. Особенно критична данная проблема для протоколов квантовой коррекции ошибок, основанных на регулярном считывании кубитов-анцилл, обработке синдромов ошибок и последующем “условном” воздействии на физические кубиты [2, 3]. Условное управление реализует контур обратной связи “измерение–обработка–воздействие”, в котором результат измерения кубитов-анцилл определяет необходимость и тип корректирующей операции над физическими кубитами. Поэтому одной из актуальных задач является перенос обработки результатов измерений и формирования управляющих сигналов на криогенные температурные ступени [4].

В качестве кандидатов для построения криогенных контроллеров активно исследуются крио-КМОП-схемы [5, 6], фотонные линии связи [7], а также различные варианты сверхпроводниковой цифровой электроники [8]. Среди последних особый интерес представляет логика на основе одноквантовых импульсов (Single Flux Quantum, SFQ), развитая в работах К. К. Лихарева и В. К. Семенова [9]. Носителем информации в такой логике служит короткий импульс напряжения, интеграл которого по времени равен кванту магнитного потока. SFQ-логика сочетает пикосекундные времена переключения, естествен-

[1)]e-mail: nvklenov@mail.ru

ную совместимость со сверхпроводниковыми технологиями и чрезвычайно низкое энергопотребление [10, 11]. Благодаря этим свойствам SFQ-электроника рассматривается как одна из наиболее перспективных платформ для реализации локального криогенного управления трансмон-кубитами [12–15]. Интеграция SFQ-контроллеров с квантовыми чипами позволяет существенно уменьшить количество внешних линий управления и повысить степень локальности архитектуры [16–19]. Вместе с тем для замыкания контура квантовой коррекции ошибок необходимо непосредственно связать результат считывания кубита-анциллы с выбором условного воздействия на физический кубит без передачи промежуточной информации на комнатную температуру. Хотя в простейшем случае такой интерфейс может связывать состояние одного кубита-анциллы с управляющим воздействием на физический кубит, в практических протоколах квантовой коррекции ошибок решение о коррекции обычно формируется на основании совокупности измерений нескольких анцилл [3, 20]. Поэтому особый интерес представляют архитектуры, допускающие объединение нескольких каналов и их сопряжение со схемами обработки синдромной информации непосредственно в криогенной части системы.

Одним из перспективных решений является использование адиабатического квантового потокового параметрона (AQFP) [21, 22], сочетающего сверхнизкое энергопотребление с совместимостью со сверхпроводниковой электроникой. Нелинейность передаточной характеристики AQFP позволяет использовать такую ячейку не только в цифровой логике, но и для аналогового преобразования микроволновых сигналов. В предлагаемой схеме сигнал считывания когерентно суммируется с опорным сигналом, в результате чего фазовый сдвиг, определяемый состоянием кубита-анциллы, преобразуется в изменение амплитуды результирующего колебания. Четная нелинейность передаточной характеристики AQFP-ячейки позволяет затем выделить квазистационарную составляющую сигнала, используемую для управления SFQ-генератором. Недавно был предложен подход к криогенному считыванию на основе комбинации AQFP и джозефсоновского цифрового фазового детектора [23]. Однако подобные архитектуры требуют точной временной синхронизации между измерительным сигналом и управляющими импульсами.

В настоящей работе предложен и численно исследован криогенный интерфейс, реализующий последовательное преобразование фазовой информации сигнала считывания в квазистационарный ток и далее в управляющую последовательность SFQ-импульсов. Пороговая зависимость частоты генерации от управляющего сигнала обеспечивает условный характер воздействия: при подпороговом значении сигнала импульсы не формируются, тогда как превышение порога приводит к генерации последовательности, воздействующей на целевой кубит. Разработана эквивалентная модель интерфейса, исследовано формирование низкочастотной составляющей и рассчитаны характеристики генерируемых SFQ-последовательностей. На основе полученной последовательности выполнено многоуровневое моделирование операции X над трансмон-кубитом и проведены оценки точности операции, утечек из вычислительного подпространства и энергетических характеристик интерфейса. Предлагаемый подход формирует физическую основу для непосредственного сопряжения микроволнового считывания с локальным одноквантовым управлением и может быть использован при построении криогенных контуров обратной связи в архитектурах квантовой коррекции ошибок.

2. Модель интерфейса. Рассмотрим интерфейс, схема которого представлена на рис. 1, для преобразования фазовой информации, содержащейся в микроволновом сигнале считывания, в управляющую последовательность SFQ-импульсов. Когерентный сигнал $s_1(t) = A\sin(\omega t + \phi)$, распространяющийся по измерительной линии *1* на рис. 1, после взаимодействия с кубитом-анциллой *3* приобретает фазовый сдвиг ϕ, определяемый состоянием кубита. Для выделения фазовой информации данный сигнал суммируется с опорным сигналом $s_2(t) = A\sin(\omega t)$, поступающим по каналу *2* на рис. 1. В результате интерференции этих сигналов формируется входное воздействие (*input*), поступающее по токовой линии i_x на ячейку AQFP *4* на рис. 1, функционирующую в режиме нелинейного преобразователя. Полученный входной сигнал описывается выражением:

$$i_x(t) = s_1(t) + s_2(t) = A_x \sin\left(\omega t + \frac{\phi}{2}\right), \qquad (1)$$

в котором фазовый сдвиг ϕ перекодируется в амплитуду колебаний $A_x = 2A\cos\left(\frac{\phi}{2}\right)$.

Используемая AQFP-ячейка представляет собой симметричный сверхпроводящий интерферометр на джозефсоновских переходах с индуктивным шунтом в выходной ветви. Благодаря симметрии двух плеч изменение знака входного воздействия приводит к их взаимной перестановке, не изменяя выходной ток.

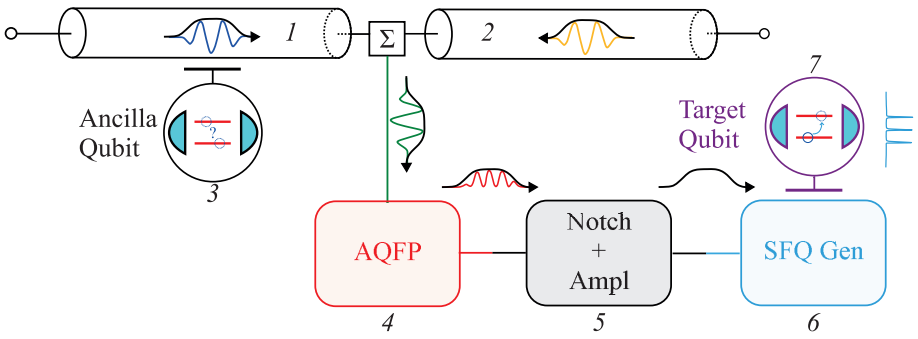

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема криогенного AQFP–SFQ-интерфейса для преобразования информации о состоянии кубита в управляющую последовательность SFQ-импульсов: *1* – волновод с микроволновым сигналом считывания; *2* – волновод с опорным сигналом; *3* – кубит-анцилла с резонатором, связанный с линией считывания; *4* – AQFP-ячейка, выполняющая нелинейное преобразование сигнала; *5* – криогенный усилитель с резонаторным фильтром подавления высокочастотных гармоник; *6* – SFQ-генератор; *7* – управляемый (целевой) кубит

Поэтому передаточная характеристика ячейки является четной (Приложение А), а ее ведущий нелинейный отклик в окрестности рабочей точки имеет квадратичный характер. В результате выходной сигнал содержит низкочастотную компоненту, пропорциональную квадрату амплитуды результирующего сигнала:

$$i_{\text{out}}(t) \sim i_x^2(t) = \frac{A_x^2}{2}\left(1 - \cos(2\omega t + \phi)\right). \qquad (2)$$

Высокочастотные гармоники подавляются резонаторным фильтром "*5*", после чего формируется квазистационарный ток:

$$\langle i_{\text{out}} \rangle \sim A_x^2, \qquad (3)$$

который используется для управления SFQ-генератором *6* на рис. 1. При превышении порога генерации формируется последовательность SFQ-импульсов, частота следования которых монотонно зависит от значения $\langle i_{\text{out}} \rangle$. Следовательно, фазовая информация, извлеченная при считывании состояния кубита-анциллы, преобразуется в частоту следования SFQ-импульсов, а сформированная последовательность поступает на целевой кубит (target), который обозначен номером *7* на рис. 1.

Преобразование фазового сдвига сигнала считывания в квазистационарную составляющую позволяет отказаться от фиксации результата в заданный момент фазы несущего сигнала, необходимой для джозефсоновского цифрового фазового детектора [23].

3. Формирование низкочастотной компоненты в AQFP–SFQ-интерфейсе. При гальванической связи AQFP с SFQ-генератором необходимо подавление высокочастотных гармоник при сохранении низкочастотной составляющей управляющего тока. Для симметричной AQFP-ячейки вследствие четности передаточной характеристики в выходном спектре возникают гармоники на частотах 2ω, 4ω, 6ω и выше [22]. Основной вклад в высокочастотную часть спектра вносят компоненты на частотах 2ω и 4ω, для подавления которых используются две пары резонаторов.

Асимметрия двух плеч приводит также к появлению нечетных гармоник ω, 3ω и выше. Влияние разброса параметров плеч на их амплитуды оценено в приложении А. Появление этих компонент не является принципиальным ограничением схемы, поскольку при необходимости они могут быть подавлены дополнительными резонаторными фильтрами, настроенными на соответствующие частоты.

Эквивалентная схема интерфейса представлена на рис. 2. В численном моделировании частота считывающего сигнала выбрана равной $\omega/2\pi = 6.5\,\text{ГГц}$. Данное значение лежит в экспериментально реализованном диапазоне частот компактных сверхпроводниковых резонаторов, применяемых для управления и считывания трансмон-кубитов [24]. Параметры резонаторов выбраны исходя из компромисса между эффективностью фильтрации и технологическими ограничениями на реализуемые значения емкости и индуктивности. Использованные значения обеспечивают эффективное подавление основных высокочастотных гармоник при минимальном ослаблении низкочастотной составляющей сигнала, используемой для управления SFQ-генератором. Дополнительно была оценена чувствительность фильтра к технологической расстройке его параметров. Рассчитанные ширины областей подавления по уровню -40 дБ составляют около 0.18 и 0.84 ГГц для резонаторов 2ω и 4ω соответственно, что характеризует допустимый диапазон их частотной расстройки.

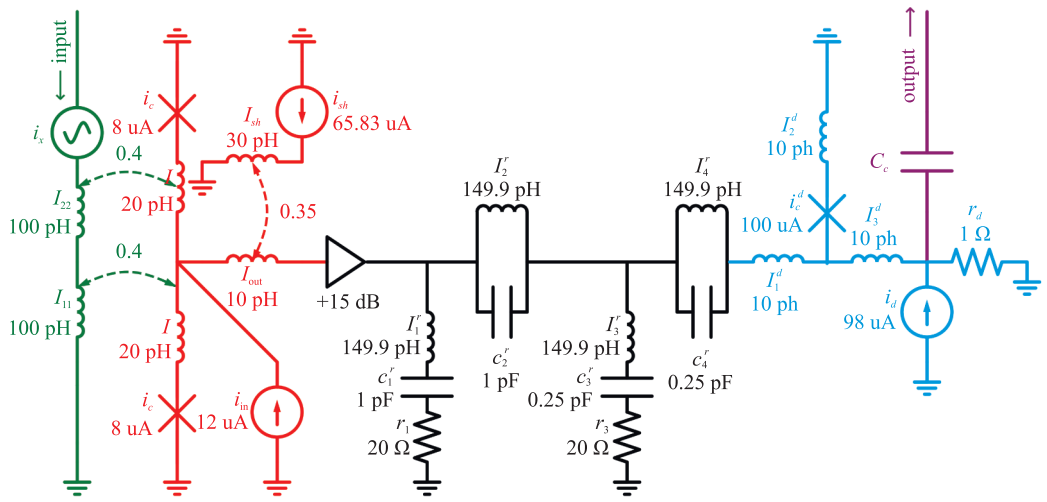

Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема квантово-классического AQFP–SFQ-интерфейса. Интерфейс включает AQFP-ячейку, выполняющую нелинейное преобразование сигнала считывания, криогенный буферный усилитель, резонаторный LC-фильтр на основе двух пар связанных резонаторов (элементы обозначены индексом "r"), настроенных на частоты 2ω и 4ω при частоте входного сигнала (input) $\omega/2\pi = 6.5$ ГГц и SFQ-генератор (элементы обозначены индексом "d"), формирующий управляющую последовательность одноквантовых импульсов

Для повышения эффективности передачи низкочастотной составляющей к SFQ-генератору индуктивности плеч AQFP были увеличены по сравнению со стандартной ячейкой [21]. При этом критические токи переходов уменьшены таким образом, чтобы сохранить близкое значение параметра li_c, определяющего форму передаточной характеристики AQFP. Такой выбор параметров позволяет избежать перехода в режим насыщения и уменьшить вклад высших гармоник в выходной сигнал. Использование уменьшенных критических токов совместно с увеличенными индуктивностями характерно для низкотоковых AQFP/SFQ-схем криогенных интерфейсов [25].

Для демонстрации принципа работы интерфейса и отделения задачи формирования SFQ-последовательности от детальной оптимизации согласующего тракта в эквивалентную модель введен низкочастотный криогенный буферный усилитель с коэффициентом усиления по амплитуде тока 15 дБ. Он обеспечивает повышение амплитуды низкочастотного выходного сигнала AQFP до уровня, необходимого для управления SFQ-генератором в выбранной рабочей точке. В расчетах это соответствует коэффициенту передачи $G_I \simeq 5.6$. Поскольку полезный сигнал является квазистационарным, требуемая полоса пропускания усилительного каскада определяется временным масштабом его огибающей. Низкочастотное усиление слабых токовых сигналов при криогенных температурах экспериментально реализовано в двухкаскадных SQUID-усилителях с полосой порядка нескольких мегагерц [26, 27]. Кроме того, в AQFP-схеме со сверхпроводящим трансформатором было показано увеличение эквивалентного входного тока приблизительно в шесть раз [28]. Выделенная низкочастотная компонента используется для управления SFQ-генератором, смещенным в подпороговую область.

Введенный усилитель рассматривается как элемент эквивалентной модели согласующего тракта и не определяет единственно возможную схемотехническую реализацию интерфейса. Требуемый уровень управляющего сигнала может быть достигнут за счет совместной оптимизации подпорогового смещения SFQ-генератора, параметров AQFP-ячейки, амплитуды входного сигнала, параметров усилительного каскада и, при необходимости, суммирования нескольких AQFP-каналов. Конкретная схемотехническая реализация низкочастотного усилителя требует отдельной оптимизации и в настоящей работе не рассматривается.

На рисунке 3 представлены временные зависимости сигналов в различных узлах схемы, изображенной на рис. 2. На рисунке 3a показан входной ток $i_x(t)$, задаваемый выражением (1). В результате нелинейного преобразования в AQFP-ячейке формируется ток $i_{\mathrm{out}}(t)$ (рис. 3b), содержащий низкочастотную составляющую и высокочастотные гармоники в соответствии с выражением (2). После прохождения через LC-фильтр высокочастотные составляющие подавляются и выделяется квазистационарный

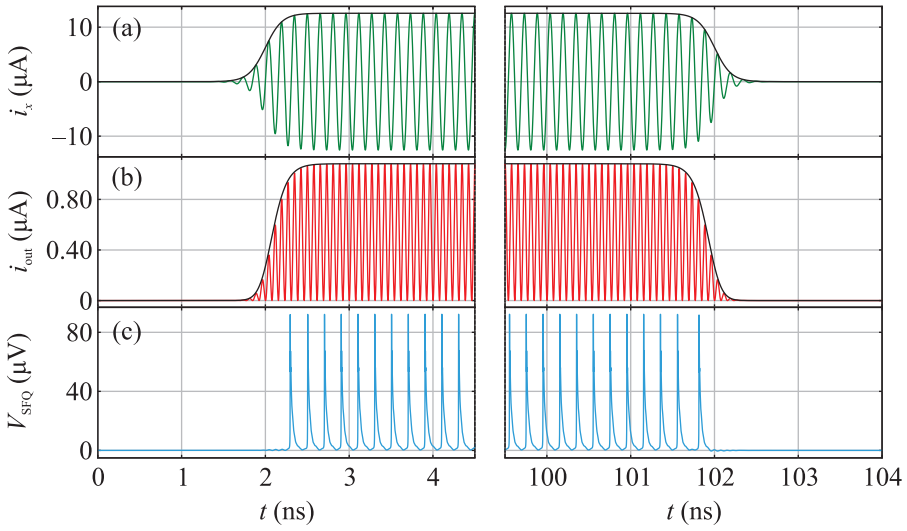

Рис. 3. (Цветной онлайн) Временные зависимости сигналов в схеме на рис. 2: (a) – входной ток i_x; (b) – выходной ток AQFP $i_{\rm out}$; (c) – выходное напряжение SFQ-генератора $V_{\rm SFQ}$. Цвета графиков соответствуют рис. 1 и 2. Моделирование проведено с помощью JoSIM [29]

ток $\langle i_{\rm out}\rangle$, определяемый выражением (3). Данный ток используется для управления SFQ-генератором, формирующим последовательность одноквантовых импульсов напряжения $V_{\rm SFQ}(t)$, представленную на рис. 3c. Таким образом, фазовый сдвиг сигнала считывания последовательно преобразуется в квазистационарный управляющий ток, а затем в параметры SFQ-последовательности.

Зависимость частоты генерации SFQ-импульсов $\omega_{\rm gen}$ от амплитуды A_x входного сигнала i_x и смещающего тока генератора i_d приведена на рис. 4a, b. В обоих случаях наблюдается пороговый характер генерации: при малых значениях управляющего воздействия SFQ-импульсы не формируются, тогда как после достижения порогового значения возникает устойчивая генерация, частота которой монотонно возрастает с увеличением A_x, i_d. Такое поведение обеспечивает однозначное отображение фазовой информации, содержащейся в сигнале считывания, в параметры формируемой SFQ-последовательности и позволяет использовать интерфейс для реализации условного управления.

На рисунке 4c приведена зависимость числа сформированных SFQ-импульсов $N_{\rm SFQ}$ от длительности входного сигнала $T_{\rm WHM}$. Ступенчатый характер зависимости обусловлен дискретностью генерации: увеличение длительности сигнала примерно на один период следования импульсов приводит к формированию одного дополнительного SFQ-импульса. При фиксированных значениях A_x и i_d изменение длительности сигнала в пределах одной ступени не изменяет число сформированных импульсов. Калибровка длительности состоит в выборе значения $T_{\rm WHM}$ внутри ступени, соответствующей заданному числу импульсов, при фиксированных значениях A_x и i_d.

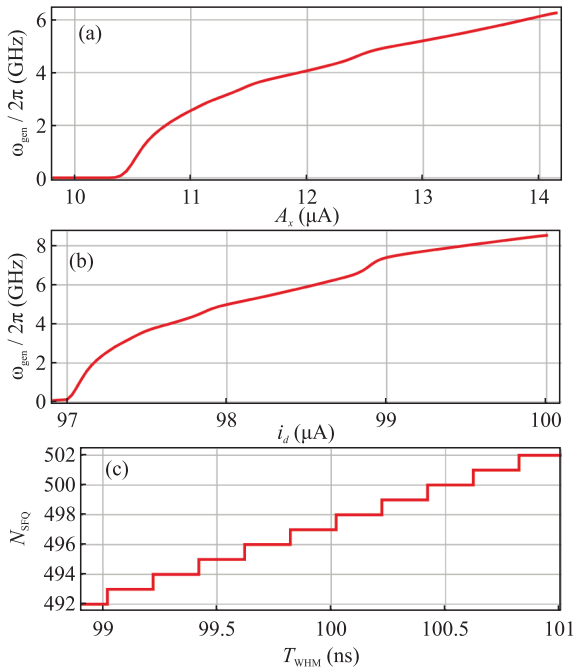

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости частоты генерации SFQ-импульсов: (a) – от амплитуды переменного тока A_x при смещающем токе $i_d = 98$ мкА; (b) – от смещающего тока i_d при амплитуде $A_x = 12.6$ мкА. (c) Зависимость числа SFQ-импульсов $N_{\rm SFQ}$ от длительности входного сигнала $T_{\rm WHM}$ при $A_x = 12.6$ мкА и $i_d = 98$ мкА

Полученные зависимости позволяют также оценить чувствительность интерфейса к медленным вариациям параметров входного сигнала. Согласно выражениям (1)–(3), вблизи состояния конструктивной интерференции малое фазовое отклонение $\delta\varphi$ изменяет квазистационарную компоненту лишь во втором порядке: $\Delta\langle i_{\text{out}}\rangle/\langle i_{\text{out}}\rangle \simeq -(\delta\varphi)^2/4$. Кроме того, в окрестности используемой рабочей точки ширина ступени зависимости $N_{\text{SFQ}}(T_{\text{WHM}})$ составляет около 0.2 нс, поэтому изменения длительности в пределах одной ступени не изменяют число SFQ-импульсов. Медленные систематические отклонения параметров входного сигнала могут быть компенсированы повторной калибровкой A_x, i_d и T_{WHM}.

Следует отметить, что форма огибающей входного микроволнового сигнала непосредственно отображается в плотность генерируемых SFQ-импульсов во времени. Это открывает возможность оптимизации управляющих SFQ-последовательностей посредством выбора временного профиля сигнала считывания и потенциально позволяет уменьшить ошибки управления и утечки за пределы вычислительного подпространства [30].

4. SFQ-управление кубитом. Сформированная интерфейсом последовательность SFQ-импульсов может быть непосредственно использована для реализации цифрового управления сверхпроводниковым кубитом [12–15], где управляющее воздействие задается импульсным сигналом. В отличие от традиционного Раби-управления, основанного на гармоническом возбуждении кубита, в SFQ-подходе динамика определяется совокупностью дискретных воздействий. Каждый SFQ-импульс представляет собой короткий импульс напряжения, интеграл которого по времени равен кванту магнитного потока, $\int V_{\text{SFQ}}(t)dt = \Phi_0 = h/2e$. В рассматриваемой схеме импульсы формируются SFQ-генератором квантово-классического интерфейса и имеют характерную амплитуду 0.1 мВ и длительность порядка 20 пс.

Схема управления трансмон-кубитом посредством SFQ-последовательности, формируемой генератором, описанным в разделе 3, показана на рис. 5. Гамильтониан трансмон-кубита имеет вид [31]:

$$H_0 = 4E_C n^2 - E_J \cos\varphi, \tag{4}$$

где φ – разность сверхпроводящих фаз на контактах трансмона, а n – оператор числа куперовских пар, канонически сопряженный фазе и удовлетворяющий коммутационному соотношению $[\varphi, n] = i$. Оператор заряда определяется как $Q = 2en$. Зарядовая энергия трансмона определяется выражением

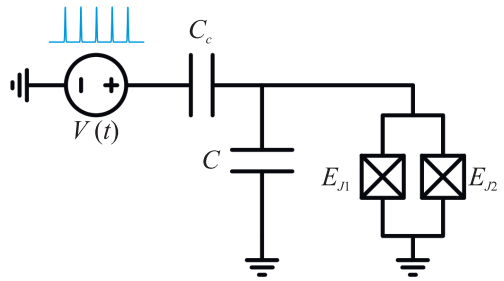

Рис. 5. (Цветной онлайн) Схема цифрового управления трансмон-кубитом посредством SFQ-последовательности, синхронизированной с собственной частотой кубита, через емкостную связь C_c. Параметры кубита: суммарная джозефсоновская энергия $E_J/h = 9.23$ ГГц, зарядовая энергия $E_C/h = 400$ МГц, шунтирующая емкость $C = 48.4$ фФ

$E_C = e^2/(2C')$, где $C' = C + C_c$ – суммарная емкость системы, C – шунтирующая емкость трансмона, а C_c — емкость связи с линией управления. Величина E_J соответствует суммарной джозефсоновской энергии джозефсоновских переходов трансмона.

Для используемых параметров трансмона частоты переходов равны $\omega_{01}/2\pi = 4.999$ ГГц и $\omega_{12}/2\pi = 4.459$ ГГц, что соответствует ангармонизму -0.540 ГГц, или 10.8 % частоты основного перехода. Такое спектральное разделение позволяет использовать состояния $|0\rangle$ и $|1\rangle$ в качестве вычислительного подпространства. Вместе с тем пикосекундные SFQ-импульсы могут возбуждать более высокие уровни, поэтому динамика рассчитывается в многоуровневом приближении с контролем утечки из вычислительного подпространства.

Воздействие SFQ-последовательности описывается выражением:

$$H_{\text{SFQ}}(t) = \frac{C_c}{C'} V_{\text{SFQ}}(t) Q, \tag{5}$$

где $V_{\text{SFQ}}(t)$ соответствует последовательности импульсов, представленной на рис. 3c. Полный гамильтониан системы, согласно (4) и (5), записывается как

$$H = H_0 + H_{\text{SFQ}}(t). \tag{6}$$

Для демонстрации возможностей предложенного интерфейса было выполнено моделирование операции X (поворот на угол π вокруг оси x) в трансмон-кубите, параметры которого приведены на рис. 5. Для реализации этой операции использована последовательность из 497 SFQ-импульсов, сформированная интерфейсом при длительности входного сигнала около 100 нс (рис. 4c). Эволюция квантового со-

стояния рассчитывалась путем численного решения уравнения Шредингера для системы (6) с использованием указанной SFQ-последовательности, временная зависимость которой представлена на рис. 3c.

Для расчета населенностей состояние трансмона проектировалось на собственный базис гамильтониана H_0, определяемый соотношением $H_0|i\rangle = E_i|i\rangle$. На рисунке 6 показана динамика населенностей $p_i = |\langle i|\psi(t)\rangle|^2$ вычислительных состояний $i = 0, 1$ и первых двух уровней вне вычислительного подпространства $i = 2, 3$. Видно, что сформированная интерфейсом последовательность SFQ-импульсов обеспечивает практически полный перенос населенности из состояния $|0\rangle$ в состояние $|1\rangle$, соответствующий выполнению операции X. При этом суммарная утечка из вычислительного подпространства $p_{\text{leak}} = 1 - p_0 - p_1$ не превышает 10^{-4}.

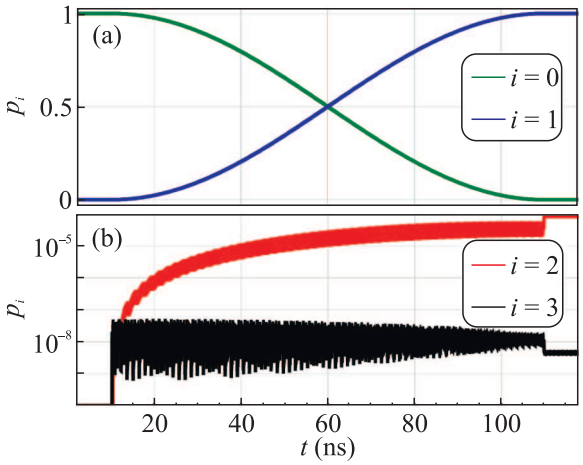

Рис. 6. (Цветной онлайн) Динамика населенностей уровней трансмон-кубита p_i при выполнении операции X посредством SFQ-последовательности, сформированной AQFP–SFQ-интерфейсом. (a) – Населенности вычислительных состояний кубита $i = 0, 1$. (b) – Населенности первых двух уровней вне вычислительного подпространства $i = 2, 3$, характеризующие утечки в процессе управления. Расчет выполнен для параметров кубита, приведенных на рис. 5, с использованием SFQ-последовательности, показанной на рис. 3c

Для количественной оценки качества управления была рассчитана точность (fidelity) реализации операции X [32]:

$$F = \frac{\mathrm{Tr}(U^\dagger U) + |\,\mathrm{Tr}(U^\dagger U_{\text{id}})|^2}{m(m+1)}, \qquad (7)$$

где $U_{\text{id}} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ – матрица идеальной операции в вычислительном подпространстве, $m = 2$ – размерность этого подпространства. Матрица U определяется как проекция полной эволюции многоуровневого трансмона на состояния $|0\rangle$ и $|1\rangle$:

$$U_{ij} = \langle i|\hat{T}\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_0^{t_g} H(\tau)d\tau\right)|j\rangle, \quad i, j = 0, 1, \quad (8)$$

где t_g – длительность операции, а $\hat{T}$ – оператор упорядочения по времени.

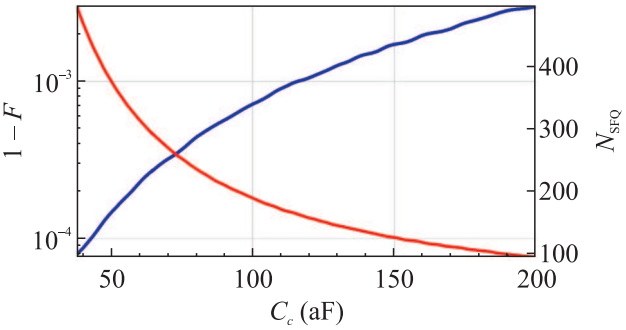

Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимость ошибки операции, $1 - F$, для гейта X и оптимального числа SFQ-импульсов, N_{SFQ}, от емкости связи C_c. Синяя кривая соответствует ошибке операции $1 - F$ и относится к левой логарифмической оси; красная кривая соответствует числу SFQ-импульсов N_{SFQ} и относится к правой оси. Расчет выполнен для последовательности SFQ-импульсов с амплитудой около 0.1 мВ и длительностью 20 пс

Для параметров системы, использованных при моделировании динамики на рис. 6, точность операции X, рассчитанная по формуле (7), составляет $F = 0.99992$ при $C_c = 39.2$ аФ. Полученное значение согласуется с наблюдаемой малой утечкой за пределы вычислительного подпространства и подтверждает возможность выполнения высокоточных однокубитных операций с использованием SFQ-последовательностей, формируемых предложенным AQFP–SFQ-интерфейсом.

Устойчивость полученного результата к технологической расстройке резонаторов была проверена при независимом изменении индуктивности или емкости каждого из них в пределах ±2%. После повторной калибровки доступных внешних параметров управления для наиболее чувствительного резонатора 2ω ошибка операции остается порядка 10^{-4}, а для резонатора 4ω влияние рассматриваемого разброса еще слабее.

Далее нами был проведен анализ влияния параметров связи на характеристики управления. Основным параметром, определяющим эффективность передачи SFQ-сигнала к кубиту, является емкость свя-

зи C_c. Как видно из рис. 7, при увеличении связи возрастает величина управляющего воздействия, создаваемого отдельным SFQ-импульсом, вследствие чего уменьшается количество импульсов N_{SFQ}, необходимое для реализации операции. Вместе с тем увеличение амплитуды элементарного воздействия приводит к росту ошибки операции $1 - F$ (за счет возрастания утечек из вычислительного подпространства).

AQFP–SFQ-часть интерфейса и целевой трансмон могут быть реализованы на отдельных кристаллах, аналогично многокристальной архитектуре SFQ-управления, экспериментально продемонстрированной в работе [16]. AQFP-ячейка, резонаторный фильтр и SFQ-генератор при этом могут быть изготовлены по многослойной технологии $\mathrm{Nb}/\mathrm{AlO}_x/\mathrm{Nb}$, а трансмон – с использованием переходов $\mathrm{Al}/\mathrm{AlO}_x/\mathrm{Al}$. Оба кристалла предполагается разместить на низкотемпературной ступени рефрижератора при температуре порядка десятков милликельвинов и объединить в многокристальный модуль с помощью сверхпроводящих микроконтактов. В такой реализации C_c представляет эквивалентную емкость связи между выходом SFQ-генератора и управляющим электродом трансмона.

Для оценки энергопотребления интерфейса рассчитывалась мгновенная мощность $P(t) = V(t)I_N(t) = \frac{V^2(t)}{R}$, где $I_N(t)$ – нормальный ток через джозефсоновский переход или резистивный элемент схемы. Для рассматриваемой конфигурации AQFP-ячейки и SFQ-генератора (см. рис. 2) суммарная энергия, рассеиваемая при выполнении операции X, составляет около 0.2 фДж. Поскольку генерация последовательности из 497 SFQ-импульсов занимает приблизительно 100 нс, соответствующая средняя мощность составляет около 2 нВт. Данная оценка относится к явно моделируемой джозефсоновской части интерфейса и не включает энергопотребление идеализированного низкочастотного усилителя. Полученное значение существенно меньше доступной мощности охлаждения современных рефрижераторов растворения и показывает малое собственное энергопотребление AQFP–SFQ-преобразователя.

5. Основные выводы. В работе предложен и численно исследован криогенный интерфейс, преобразующий фазово-кодированный микроволновый сигнал считывания вспомогательного сверхпроводникового кубита в последовательность одноквантовых импульсов для условного управления целевым кубитом. Фазовый сдвиг сигнала считывания преобразуется в амплитуду при его когерентном сложении с опорным сигналом, после чего симметричная AQFP-ячейка, используемая в режиме квадратичного преобразования, формирует квазистационарную токовую компоненту. Переход от гигагерцового сигнала к медленно изменяющемуся току позволяет обрабатывать результат считывания без его фиксации в определенной фазе несущего колебания.

После подавления высокочастотных гармоник квазистационарная компонента управляет пороговым SFQ-генератором, преобразующим ее амплитуду в частоту и число SFQ-импульсов. При подпороговом уровне управляющего сигнала импульсы не формируются, тогда как превышение порога приводит к генерации управляющей последовательности. Для выбранной рабочей точки последовательность из 497 SFQ-импульсов, сформированная за время около 100 нс, реализует операцию X над трансмон-кубитом с точностью $F = 0.99992$ при утечке из вычислительного подпространства менее 10^{-4}. Средняя мощность, рассеиваемая моделируемой джозефсоновской частью AQFP–SFQ-интерфейса, составляет около 2 нВт.

Временной профиль входного микроволнового сигнала определяет временное распределение формируемых SFQ-импульсов, что создает дополнительную возможность управления структурой импульсной последовательности. Выходные SFQ-последовательности могут использоваться не только для условного управления кубитами, но и в качестве входных сигналов для последующих сверхпроводниковых цифровых и нейроморфных схем, включая спайковые нейронные сети и SFQ-нейроморфные процессоры [33–36].

Таким образом, предложенный интерфейс обеспечивает преобразование информации между тремя физическими формами: фазой микроволнового сигнала, квазистационарным током и последовательностью пикосекундных SFQ-импульсов. Обработка результата считывания и формирование условного управляющего воздействия выполняются в криогенной части системы без передачи промежуточного сигнала на комнатную температуру. Предложенная схема может служить связующим элементом между микроволновым считыванием, криогенной обработкой результатов измерения и локальным одноквантовым управлением сверхпроводниковыми кубитами.

Приложение. Передаточная характеристика AQFP-ячейки и влияние асимметрии. Рассмотрим симметричную AQFP-ячейку, эквивалентная схема которой представлена на рис. 1A. Для двух ее плеч выполняются условия $l_1 = l_2 = l$, $c_1 = c_2 = c$ и $i_{c1} = i_{c2} = i_c$. Токи через левое и правое плечи обозначим i_1 и i_2, а ток через выходную индуктивность l_{out} обозначим i_{out}.

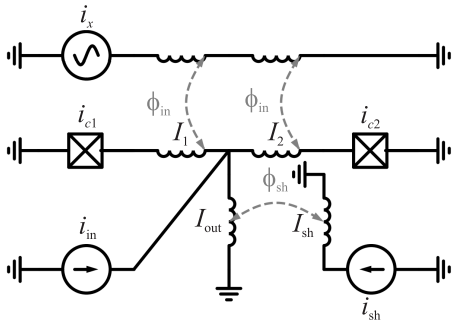

Рис. 1A. Эквивалентная схема симметричной AQFP-ячейки

Обозначим $\phi_0 = \Phi_0/(2\pi)$. Величины $\varphi_{\rm in}$, $\varphi_{\rm out}$ и $\varphi_{\rm sh}$ обозначают соответствующие магнитные потоки, нормированные на ϕ_0. Величины φ_1 и φ_2 обозначают разности фаз на джозефсоновских переходах. Тогда уравнения для данной схемы имеют вид

$$\varphi_{\rm in} + \varphi_1 + \frac{li_1}{\phi_0} = -\varphi_{\rm in} + \varphi_2 + \frac{li_2}{\phi_0}, \tag{A.1a}$$

$$\varphi_{\rm in} + \varphi_1 + \frac{li_1}{\phi_0} = \varphi_{\rm out} + \varphi_{\rm sh}, \tag{A.1b}$$

$$i_1 = c\phi_0\ddot{\varphi}_1 + i_c \sin\varphi_1, \tag{A.1c}$$

$$i_2 = c\phi_0\ddot{\varphi}_2 + i_c \sin\varphi_2, \tag{A.1d}$$

$$i_{\rm in} = i_1 + i_2 + i_{\rm out}, \tag{A.1e}$$

$$\varphi_{\rm out} = \frac{l_{\rm out} i_{\rm out}}{\phi_0}. \tag{A.1f}$$

Из первых двух уравнений системы (A.1) следует

$$\varphi_{\rm out} + \varphi_{\rm sh} = \frac{1}{2}\left(\varphi_1 + \varphi_2 + \frac{l(i_1+i_2)}{\phi_0}\right). \tag{A.2}$$

С учетом соотношений для полного тока и выходной индуктивности получаем

$$\varphi_{\rm out} = \frac{l_{\rm out}}{l+2l_{\rm out}}\left(\varphi_1 + \varphi_2 + \frac{i_{\rm in} l}{\phi_0} - 2\varphi_{\rm sh}\right). \tag{A.3}$$

Благодаря симметрии плеч, система уравнений инвариантна относительно преобразования

$$\varphi_{\rm in} \to -\varphi_{\rm in}, \qquad \varphi_1 \leftrightarrow \varphi_2, \qquad i_1 \leftrightarrow i_2. \tag{A.4}$$

При таком преобразовании сумма $\varphi_1 + \varphi_2$ не изменяется. Следовательно, согласно выражению (A.3), выходная фаза и выходной ток также остаются неизменными:

$$i_{\rm out}(-\varphi_{\rm in}) = i_{\rm out}(\varphi_{\rm in}). \tag{A.5}$$

Таким образом, передаточная характеристика симметричной AQFP-ячейки является четной функцией $\varphi_{\rm in}$. В окрестности $\varphi_{\rm in} = 0$ ее можно представить в виде

$$\varphi_{\rm out}(\varphi_{\rm in}) = \varphi_{\rm out}(0) + a_2\varphi_{\rm in}^2 + \mathcal{O}\left(\varphi_{\rm in}^4\right). \tag{A.6}$$

В квазистационарном приближении для используемой рабочей точки, в которой $\varphi_{\rm out}(0) = 0$, для квадратичного коэффициента можно получить явное выражение

$$a_2 = \frac{i_{\rm in} l_{\rm out}\phi_0^2}{2\left(\phi_0 + i_c l\sqrt{1-\frac{i_{\rm in}^2}{4i_c^2}}\right)^2\left[\phi_0 + i_c\left(l+2l_{\rm out}\right)\sqrt{1-\frac{i_{\rm in}^2}{4i_c^2}}\right]}. \tag{A.7}$$

Следовательно, вблизи выбранной рабочей точки ведущий нелинейный отклик симметричной AQFP-ячейки является квадратичным по входному воздействию.

Рассмотрим также влияние небольшой асимметрии двух плеч. Для этого обобщим систему (A.1), полагая, что параметры второго плеча отличаются от параметров первого на относительные величины δ_L и δ_I, так что $l_2 = l_1(1+\delta_L)$ и $i_{c2} = i_{c1}(1+\delta_I)$.

Обозначим через a_1 коэффициент линейного отклика передаточной характеристики. В квазистационарном приближении

$$a_1 \equiv \left.\frac{\partial\varphi_{\rm out}}{\partial\varphi_{\rm in}}\right|_{\varphi_{\rm in}=0} = \frac{l_{\rm out}(Y_1 - Y_2)}{\phi_0 + l_{\rm out}(Y_1+Y_2)},$$

где

$$Y_j = \frac{\phi_0 i_{cj}\cos\varphi_{j0}}{\phi_0 + l_j i_{cj}\cos\varphi_{j0}}, \qquad j = 1, 2,$$

а φ_{j0} — значения фаз на джозефсоновских переходах при $\varphi_{\rm in} = 0$ в выбранной рабочей точке. Для симметричной ячейки $Y_1 = Y_2$ и $a_1 = 0$. Разбалансировка параметров приводит к появлению линейного и других нечетных членов передаточной характеристики.

Для параметров схемы на рис. 2 при $i_{\rm in} = 12$ мкА и $A_x = 12.6$ мкА различие индуктивностей двух плеч до 3 % приводит к появлению компонент на частотах ω и 3ω, амплитуды которых составляют менее 1% от низкочастотной составляющей выходного тока. При одинаковых индуктивностях аналогичное условие выполняется при различии критических токов до 0.2 %. Каждый из параметров изменялся отдельно при неизменных остальных параметрах схемы.

Требование к совпадению критических токов может быть существенно ослаблено калибровкой рабочей точки. Для этого к току i_x добавляется постоян-

ная составляющая $i_{x,\mathrm{dc}}$, после чего корректируется φ_{sh}. При различии критических токов до 5 % требуемые значения не превышают $|i_{x,\mathrm{dc}}| < 0.66$ мкА и $|\Delta\varphi_{\mathrm{sh}}| < 0.03$. После такой калибровки компонента на частоте ω компенсируется, а амплитуда остаточной компоненты на частоте 3ω остается ниже 1 % от низкочастотной составляющей выходного тока.

Разброс емкостей не влияет на квазистационарную передаточную характеристику, поскольку соответствующие члены $c_j\phi_0\ddot{\varphi}_j$ в этом приближении равны нулю. Влияние разброса емкостей на конечной частоте относится к динамической задаче и в данной квазистационарной оценке не рассматривается.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 25-22-20059.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. S. Krinner, S. Storz, P. Kurpiers, P. Magnard, J. Heinsoo, R. Keller, J. Lütolf, C. Eichler, and A. Wallraff, "Engineering cryogenic setups for 100-qubit scale superconducting circuit systems", EPJ Quantum Technology **6**, 2 (2019).
2. P. W. Shor, "Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory", Phys. Rev. A **52**, R2493(R) (1995).
3. B. M. Terhal, "Quantum error correction for quantum memories", Rev. Mod. Phys. **87**(2), 307 (2015).
4. Y. Salathé, P. Kurpiers, T. Karg, C. Lang, C. Kraglund Andersen, A. Akin, S. Krinner, C. Eichler, and A. Wallraff, "Low-latency digital signal processing for feedback and feedforward in quantum computing and communication", Phys. Rev. Appl. **9**, 034011 (2018).
5. B. Patra, R. M. Incandela, J. P. G. van Dijk, H. A. R. Homulle, L. Song, M. Shahmohammadi, R. B. Staszewski, A. Vladimirescu, M. Babaie, F. Sebastiano, and E. Charbon, "Cryo-CMOS Circuits and Systems for Quantum Computing Applications", IEEE J. Solid-State Circuits **53**(1), 309 (2018).
6. J. Bardin, E. Jeffrey, E. Lucero et al. (Collaboration), "Design and characterization of a 28-nm Bulk-CMOS cryogenic quantum controller dissipating less than 2 mW at 3 K", IEEE J. Solid-State Circuits **54**(11), 3043 (2019).
7. F. Lecocq, F. Quinlan, K. Cicak, J. Aumentado, S. A. Diddams, and J. D. Teufel, "Control and readout of a superconducting qubit using a photonic link", Nature **591**(7851), 575 (2021).
8. M. V. Bastrakova, D. S. Pashin, P. V. Pikunov, I. I. Soloviev, A. E. Schegolev, and N. V. Klenov, "Josephson "flying qubit" revival: Flux-based control optimization", Chaos, Solitons Fractals **196**, 116353 (2025).
9. K. K. Likharev and V. K. Semenov, "RSFQ logic/memory family: A new Josephson-junction technology for sub-terahertz-clock-frequency digital systems", IEEE Trans. Appl. Supercond. **1**(1), 3 (1991).
10. O. A. Mukhanov, "Energy-efficient single flux quantum technology", IEEE Trans. Appl. Supercond. **21**(3), 760 (2011).
11. В. А. Вожаков, М. В. Бастракова, Н. В. Кленов, И. И. Соловьев, В. В. Погосов, Д. В. Бабухин, А. А. Жуков, А. М. Сатанин, "Управление состояниями в сверхпроводниковых квантовых процессорах", УФН **192**, 457 (2022) [V. A. Vozhakov, M. V. Bastrakova, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, W. V. Pogosov, D. V. Babukhin, A. A. Zhukov, A. M. Satanin, "State control in superconducting quantum processors", Phys.-Uspekhi **65**, 421 (2022)].
12. R. McDermott and M. G. Vavilov, "Accurate qubit control with single flux quantum pulses", Phys. Rev. Appl. **2**, 014007 (2014).
13. E. Leonard, M. A. Beck, J. Nelson, B. G. Christensen, T. Thorbeck, C. Howington, A. Opremcak, I. V. Pechenezhskiy, K. Dodge, N. P. Dupuis, M. D. Hutchings, J. Ku, F. Schlenker, J. Suttle, C. Wilen, S. Zhu, M. G. Vavilov, B. L. T. Plourde, and R. McDermott, "Digital coherent control of a superconducting qubit", Phys. Rev. Appl. **11**, 014009 (2019).
14. V. Vozhakov, M. Bastrakova, N. Klenov, A. Satanin, and I. Soloviev, "Speeding up qubit control with bipolar single-flux-quantum pulse sequences", Quantum Science and Technology **8**(3), 035024 (2023).
15. M. A. Sergeev, M. V. Bastrakova, V. A. Vozhakov, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, and M. V. Tereshonok, "Neural network search for optimal pulse trains for qubit dynamics control", T-Comm **18**(7), 56 (2024).
16. C. H. Liu, A. Ballard, D. Olaya et al. (Collaboration), "Single flux quantum-based digital control of superconducting qubits in a multichip module", PRX Quantum **4**(3), 030310 (2023).
17. B. Weng, Y. Feng, L. Ying, X. Gao, M. Niu, and J. Ren, "Design of single flux quantum qubit control circuit with adjustable patterns", IEEE Trans. Appl. Supercond. **34**(3), 1 (2024).
18. C. Jordan, J. Bernhardt, J. Rahamim, and A. Kirichenko, "A quantum computer controlled by superconducting digital electronics at millikelvin temperature", Nat. Electron **9**, 287 (2026).
19. A. Somoroff, P. Truitt, A. Weis, and J. Bernhardt. "Fluxonium qubits in a flip-chip package", Phys. Rev. Appl. **21**, 024015 (2024).
20. R. Acharya, I. Aleiner, R. Allen et al. (Google Quantum AI), "Suppressing quantum errors by scaling a surface code logical qubit", Nature **614**(7949), 676 (2023).
21. N. Takeuchi, D. Ozawa, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa, "An adiabatic quantum flux parametron

as an ultra-low-power logic device", Supercond. Sci. Technol. **26**(3), 035010 (2013).

22. N. Takeuchi, T. Yamae, C. L. Ayala, H. Suzuki, and N. Yoshikawa, "Adiabatic quantum-flux-parametron: A tutorial review", IEICE Transactions on Electronics **105**(6), 251 (2022).
23. L. Di Marino, L. Di Palma, M. Riccio, F. Fienga, M. Arzeo, and O. Mukhanov, "Control of a Josephson digital phase detector via an SFQ-based flux bias driver", IEEE Transactions on Quantum Engineering **6**, 1 (2025).
24. J. Zotova, S. Sanduleanu, G. Fedorov, R. Wang, J. Tsai, and O. Astafiev, "Control and readout of a transmon using a compact superconducting resonator", Appl. Phys. Lett. **124**, 102601 (2024).
25. T. Yamae, Y. Hironaka, S. Nagasawa, Y. Yamanashi, N. Yoshikawa, and N. Takeuchi, "Rapid single-flux-quantum and adiabatic quantum-flux-parametron cell libraries using a 1 kA/cm^2 niobium fabrication process", Sci. Rep. **15**, 41429 (2025).
26. M. Kiviranta, L. Grönberg, T. Puranen, J. van der Kuur, N. Beev, J. Salonen, D. Hazra, and S. Korpela, "Two-stage SQUID amplifier for the frequency multiplexed readout of the X-IFU X-ray camera", IEEE Trans. Appl. Supercond. **31**(5), 1600605 (2021).
27. M. Kiviranta and L. Grönberg, "Two-stage SQUID amplifier with bias current re-use", IEEE Trans. Appl. Supercond. **35**(5), 1600304 (2025).
28. N. Takeuchi, T. Yamae, H. Suzuki, and N. Yoshikawa, "An adiabatic superconductor comparator with 46 nA sensitivity", IEEE Trans. Appl. Supercond. **31**(5), 1 (2021).
29. J. A. Delport, K. Jackman, P. le Roux, and C. J. Fourie, "JoSIM–superconductor SPICE simulator", IEEE Trans. Appl. Supercond. **29**(5), 1 (2019).
30. R. Shillito, F. Hopfmueller, B. Kulchytskyy, and P. Ronagh, "Compact pulse schedules for high-fidelity single-flux quantum qubit control", Phys. Rev. Appl. **24**, 014038 (2025).
31. J. Koch, T. M. Yu, J. Gambetta, A. A. Houck, D. I. Schuster, J. Majer, A. Blais, M. H. Devoret, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, "Charge-insensitive qubit design derived from the Cooper pair box", Phys. Rev. A **76**(4), 042319 (2007).
32. L. H. Pedersen, N. M. Møller, and K. Mølmer, "Fidelity of quantum operations", Phys. Lett. A **367**(1), 47 (2007).
33. A. E. Schegolev, M. V. Bastrakova, M. A. Sergeev, A. A. Maksimovskaya, N. V. Klenov, and I. I. Soloviev, "Contemporary implementations of spiking bio-inspired neural networks", Mesoscience Nanotechnology **1**(1), 01005 (2024).
34. Z. Liu, S. Chen, P. Qu, G. Tang, and H. You, "Toward superconducting neuromorphic computing using single-flux-quantum circuits", IEEE Trans. Appl. Supercond. **35**(3), 1301414 (2025).
35. M. L. Schneider, E. M. Ju'e, M. R. Pufall, K. Segall, and C. W. Anderson, "A self-training spiking superconducting neuromorphic architecture", npj Unconventional Computing **2**, 5 (2025).
36. M. Wang, S. Yang, Y. Lin, Y. Gao, X. Zhang, X. Gao, M. Niu, H. Liu, Y. Wan, W. Peng, and J. Ren, "Programmable superconducting neuron with intrinsic in-memory computation and dual-timescale plasticity for ultra-efficient neuromorphic computing", arXiv preprint arXiv:2603.04966, 2026.