

Оптимизация ячеек адиабатических сверхпроводниковых логических устройств за счет использования джозефсоновских π -контактов¹⁾

Г. С. Хисматуллин^{+,*}, Н. В. Кленов^{×,°2)}, И. И. Соловьев^{+,°}

⁺НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*}Российский квантовый центр, 143025 Москва, Россия

[×]Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[°]Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”, 119049 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 апреля 2023 г.

После переработки 27 июня 2023 г.

Принята к публикации 28 июня 2023 г.

Адиабатические сверхпроводниковые логические (АСЛ) схемы могут стать ключом к реализации на практике операций с диссипацией энергии менее предела Ландауэра. Однако практическая востребованность существующих решений ограничена из-за двух противоречащих друг другу требований: высокой энергоэффективности и достаточно высокого быстродействия устройств. Использование джозефсоновских контактов с отрицательным критическим током (π -контактов) позволяет получать определенный вид потенциальной энергии сверхпроводниковых цепей и, как следствие, требуемую на практике степень контроля над динамическими процессами в предложенных обратимых логических ячейках. Особенности токового транспорта и баланса джозефсоновских фаз в цепях с π -контактами позволяют улучшить более чем в два раза связь между частями обратимого вычислителя. Вместе с тем, непрерывная эволюция состояния обеспечивается при более высоких значениях критических токов и характерных напряжений основных джозефсоновских контактов ячеек АСЛ, что обуславливает возможность увеличения их быстродействия.

DOI: 10.31857/S1234567823150120, EDN: hygfzw

Введение. Обработка больших объемов данных требует поиска наиболее энергоэффективных способов выполнения вычислений. В этой связи применение сверхпроводящих материалов представляется перспективным [1–4]. На примере адиабатических сверхпроводниковых логических (АСЛ) устройств с физически обратимыми процессами переключения между устойчивыми состояниями (логическими “0” и “1”) продемонстрирована возможность выхода на уровень диссипации всего лишь зеттаджоулевой энергии на логическую операцию, длительность которой измеряется пикосекундами [5–10]. Устройства на базе АСЛ схем рассматриваются в качестве процессоров [11] для суперкомпьютеров следующего поколения, криогенной памяти [12], специализированных криптографических [13] и нейроморфных [14] процессоров. Особенно актуальны достоинства АСЛ-

систем в составе интерфейсных схем для квантовых вычислителей [15–20].

В основе АСЛ цепей лежит схема параметрического квантрона (ПК, см. рис. 1 слева) – одноконтурного сверхпроводящего интерферометра, в котором критический ток I_c джозефсоновского контакта может варьироваться под внешним воздействием.

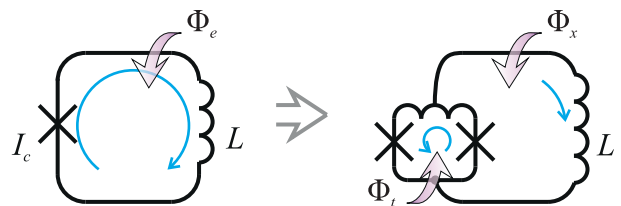


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема ПК показана слева. Состояние ячейки определяется потоком Φ_e , I_c – критический ток джозефсоновского перехода; L – индуктивность контура. Справа – схема ПК с заменой джозефсоновского перехода на интерферометр (СКВИД). Фазы переходов СКВИДа управляются независимым заданием потоков Φ_x , Φ_t

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾e-mail: nvklenov@mail.ru

Разберем “энергетическую картину” функционирования ПК. Потенциальная энергия (“потенциал”) складывается из энергии джозефсоновского тока и магнитной энергии, запасенной в индуктивности:

$$\frac{2\pi U}{E_J} = -\cos(\varphi) + \frac{(\varphi - \varphi_e)^2}{2l}, \quad (1)$$

где φ – джозефсоновская фаза контакта, $\varphi_e = \frac{2\pi\Phi_e}{\Phi_0}$, $l = 2\pi I_c L / \Phi_0$ – нормированные внешний магнитный поток и индуктивность, $E_J = I_c \Phi_0$ – джозефсоновская энергия контакта, Φ_0 – квант магнитного потока. Внешний магнитный поток Φ_e определяет ток, циркулирующий в сверхпроводящей петле, и, следовательно, фазу джозефсоновского контакта φ . При этом экранирование внешнего потока циркулирующим током зависит от параметров схемы: критического тока и индуктивности. Выражение (1) иллюстрирует связь между внешним магнитным потоком и джозефсоновской фазой: для заданного значения нормированного внешнего потока φ_e минимум энергии достигается при определенном значении джозефсоновской фазы φ . Причем увеличение критического тока I_c приводит к росту джозефсоновской энергии и нормированной индуктивности l , что дает уменьшение кривизны параболы индуктивного слагаемого потенциальной энергии. Тогда потенциальная энергия переходит от одноямы к двухъямному виду. Это изменение называется активацией ячейки, при которой определяется ее логическое состояние, “0” или “1”, соответствующее нахождению в одной из потенциальных ям. Двум состояниям соответствуют направления циркуляции тока в ПК (причем основному состоянию в одноямном потенциале соответствует отсутствие циркулирующего тока). Передача информации при последовательной активации ячеек реализуется за счет магнитной связи их контуров. В логических схемах ячейки активируются периодически, а внешнее воздействие, вызывающее активацию, называют тактирующим, поскольку оно определяет частоту операций по обработке информации. При проектировании ячеек АСЛ требуется обеспечивать адиабатическую эволюцию потенциала, для чего необходима однозначная и желательна линейная зависимость координаты ячейки в фазовом пространстве от величины активирующего сигнала. Линейность этой зависимости отражает контролируемость ячейки. Также нужно добиваться наибольшей разницы фаз, соответствующих логическим состояниям, для их надежной различимости и передачи информации между ячейками. Отклонение значения фазы логического состояния ячейки в активированном состоянии от изначальной фазы, наведенной от

соседней ячейки, определяет усиление сигнала, передающего информацию. Данная работа показывает, как использование джозефсоновских гетероструктур с отрицательным критическим током (π -контактов) открывает новые пути для “балансировки” джозефсоновской и индуктивной энергии в электрической цепи. А новые возможности в настройке вида потенциальной энергии системы позволяют добиться практической реализации ее контролируемой динамики и тем самым продвинуться в создании перспективных ячеек АСЛ.

Параметрический квантрон на базе СКВИДа. На практике быстро управлять критическим током одиночного джозефсоновского перехода трудно, поэтому вместо него используют двухконтактный СКВИД, эффективный критический ток которого зависит от магнитного потока внутри его контура, см. рис. 1 справа; более детальная схема такого ПК представлена на рис. 2. Джозефсоновской энергией в системе управляет магнитный поток, задаваемый в СКВИД, Φ_t (рис. 1), ему соответствует фаза $2\varphi_t$ (рис. 2). Магнитному потоку, задаваемому в основной контур Φ_x соответствует фаза φ_x . Таким образом, состояние ячейки теперь определяется потоками Φ_t и Φ_x . Им отвечают две безразмерные фазы $2\varphi_t$ и φ_x , которыми можно управлять независимо, изменяя эти магнитные потоки.

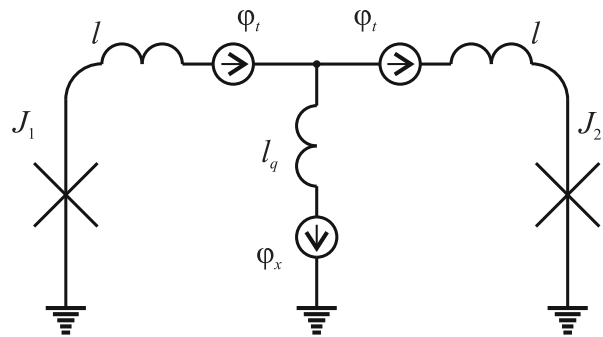


Рис. 2. Схема параметрического квантрона со СКВИДом вместо одного джозефсоновского перехода. Индуктивности l, l_q нормированы на один и тот же критический ток I_c , общая индуктивность СКВИДа $2l$

Заметим, что в силу симметрии схемы ПК ее можно активировать как изменяя фазу φ_t и передавая информацию в фазе φ_x , так и, наоборот, изменяя фазу φ_x и передавая информацию в фазе φ_t . Рассмотрим сперва последний из этих двух вариантов. Запишем уравнения для суммарной и разностной фазы джозефсоновских контактов 1 и 2 ПК в сверхпроводящем режиме:

$$\varphi_+ + (l + 2l_q) \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-) = \varphi_x, \quad (2a)$$

$$\varphi_- + l \sin(\varphi_-) \cos(\varphi_+) = \varphi_t, \quad (2б)$$

где $\varphi_+ = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}$, $\varphi_- = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}$.

К решению данной системы уравнений относительно φ_+ , φ_- можно прийти через поиск корня x_0 произвольной непрерывной функции $f(x)$, имеющей только один корень на заданном промежутке $[a, b]$. Таким образом можно найти зависимости $\varphi_-(\varphi_+)$, $\varphi_x(\varphi_+)$, и неявную зависимость $\varphi_-(\varphi_x)$, соответствующую изменению φ_- от 0 до 2π .

Степень контроля динамики ПК внешним тактирующим сигналом, φ_x , можно оценить по величине $\varphi_+ - \varphi_x$, где фаза (в данном случае φ_+), наиболее близко связанная с тактирующей, называется “ведущей” фазой ячейки. При малых значениях величины фазы логического состояния $\varphi_t \approx 0$, наведенного за счет связи с соседней ячейкой, и небольших индуктивностях, $l < 1$, имеем:

$$\varphi_+ - \varphi_x \approx (l + 2l_q) \sin(\varphi_+). \quad (3)$$

Таким образом, для точного определения динамики внешним сигналом необходимы минимально возможные значения индуктивности $l_q \rightarrow 0$. Поэтому в работах [21–25] эта индуктивность не учитывалась.

Еще один способ улучшить контроль динамики ПК тактирующим сигналом – введение отрицательной взаимной индуктивности между плечами СКВИДа, рис. 3. Тогда коэффициент взаимной индукции, m , будет меньше 0, а выражения (2) примут вид:

$$\varphi_+ + (l + 2l_q - m) \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-) = \varphi_x, \quad (4a)$$

$$\varphi_- + (l + m) \sin(\varphi_-) \cos(\varphi_+) = \varphi_t. \quad (4б)$$

Введенная индуктивная связь уменьшает разность $\varphi_+ - \varphi_x$ и увеличивает амплитуду нелинейного слагаемого в выражении (4б), обеспечивая возможность большего отклонения φ_- от φ_t , а значит большего усиления сигнала, несущего логическую информацию.

В случае, когда тактирование ПК осуществляется через фазу φ_t , а передача информации – через φ_x , по аналогии с решением системы уравнений (2a), (2б) можно получить зависимости $\varphi_+(\varphi_-)$, $\varphi_t(\varphi_-)$ и неявно $\varphi_+(\varphi_t)$. При таком способе тактирования необходимости в введении дополнительной взаимной индуктивности нет: контроль динамики ПК внешним сигналом (малость $\varphi_- - \varphi_t$) напрямую зависит от малости индуктивностей плеч СКВИДа l , а усиление

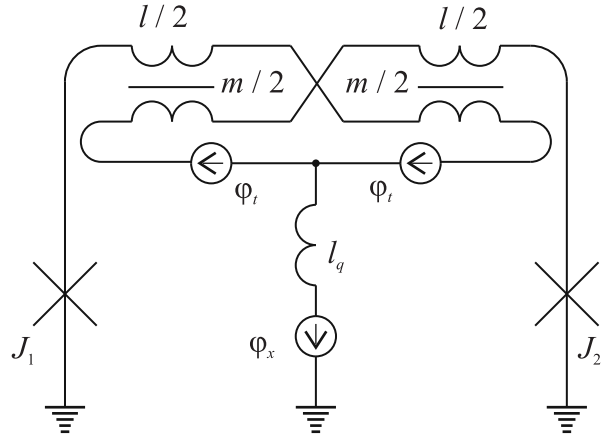


Рис. 3. Схема ПК со взаимной отрицательной магнитной связью индуктивных плеч СКВИД

сигнала, несущего информацию (разность φ_+ и φ_x), становится значительным при увеличении амплитуды нелинейного слагаемого в (2a).

Данному способу использования ПК в последнее время уделено большое внимание [5–13, 26–31]. Соответствующая адиабатическая ячейка называется адиабатическим квантовым потоковым параметроном (АКПП). Вариант схемы с отрицательной взаимной индуктивностью плеч, где φ_x используется для тактирования сигнала, а φ_t – для передачи информации, традиционно называют н-СКВИДом [21–25] (от английского “negative” – отрицательный).

Параметрический квантрон с π -контактами. Выражение для потенциальной энергии ПК имеет следующий вид:

$$\frac{2\pi U}{E_J} = -2 \cos(\varphi_+) \cos(\varphi_-) + \frac{(\varphi_+ - \varphi_x)^2}{l + 2l_q} + \frac{(\varphi_- - \varphi_t)^2}{l}. \quad (5)$$

На рисунке 4 показано джозефсоновское слагаемое из (5). В случае использования ПК как н-СКВИДа для реализации адиабатического процесса переключения мы предлагаем модифицировать этого слагаемое, как показано на рис. 5. Для этого нужна “отрицательная добавка” в джозефсоновскую энергию, что возможно в н-би-СКВИДе с π -контактом J_3 (рис. 6).

При этом в системе (4) в уравнении для разностной фазы появляется новое слагаемое, отвечающее добавленному контакту:

$$\varphi_+ + (l - m + 2l_q) \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-) = \varphi_x, \quad (6a)$$

$$\varphi_- + (l + m) \sin(\varphi_-) \cos(\varphi_+) - i_{c3} \sin(2\varphi_-) = \varphi_t. \quad (6б)$$

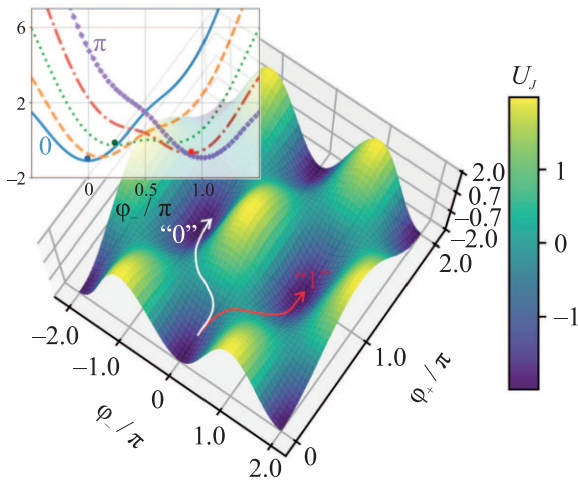


Рис. 4. (Цветной онлайн) Вид джозефсоновского слагаемого потенциальной энергии ПК U_J ; на вставке показаны профили потенциальной энергии U для ведущей фазы $\varphi_x = 0; 0.25\pi; 0.5\pi; 0.75\pi$ и π ; $\varphi_t = 1.5$, $l = 1.5$, $l_q = 0.08$. Точками соответствующего цвета показаны основные состояния для разных значений φ_x . Здесь и далее энергии нормированы на джозефсоновскую энергию E_J ; стрелками проиллюстрирована эволюция состояния при активации ячейки

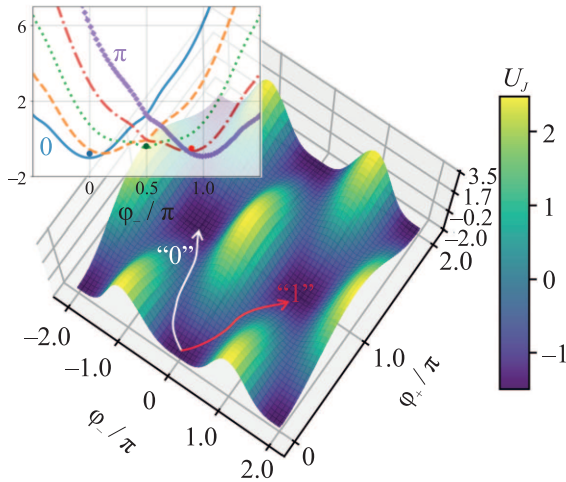


Рис. 5. (Цветной онлайн) Джозефсоновское слагаемое в выражении (7) потенциальной энергии н-би-СКВИДа с π -контактом, а также профили полной потенциальной энергии; $\varphi_t = 1.5$, $l = 3$, $l_q = 0.2$, $m = 2$, $i_{c3} = 0.5$. Обозначения и нормировки как на рис. 4

Выражение для потенциальной энергии н-би-СКВИДа имеет вид:

$$\frac{2\pi U}{E_J} = -2 \cos(\varphi_+) \cos(\varphi_-) + \frac{(\varphi_+ - \varphi_x)^2}{l - m + 2l_q} + \frac{(\varphi_- - \varphi_t)^2}{l} + i_{c3} \cos(2\varphi_-). \quad (7)$$

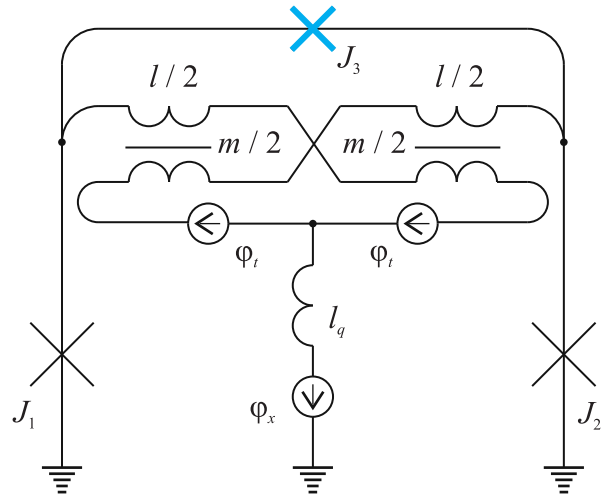


Рис. 6. (Цветной онлайн) Схема ПК со взаимной отрицательной магнитной связью индуктивных плеч би-СКВИДа с π -контактом J_3

Новое слагаемое с уменьшенным вдвое периодом по фазе φ_- уменьшает потенциальный барьер между ямами потенциала $\{\varphi_+, \varphi_-\} = \{0, 0\}$ и $\{\varphi_+, \varphi_-\} = \{\pi, \pi\}$. Эффект от модификации схемы наглядно виден при сравнении вставок с сечениями для полной энергии в процессе эволюции на рис. 4 и 5: при переходах между устойчивыми состояниями (при логических операциях) в н-би-СКВИДе с π -контактом приходится преодолевать почти вдвое меньший барьер.

Описанная модификация джозефсоновского слагаемого потенциальной энергии подходит в случае активации ПК посредством изменения фазы φ_x . Для противоположного случая, использующего тактирование посредством фазы φ_t , удобнее добавлять аналогичное слагаемое, но периодичное по суммарной фазе. Данный вариант можно реализовать добавлением к первоначальной схеме ПК (рис. 2) джозефсоновского π -контакта J_4 параллельно основной индуктивности контура l_q (рис. 7). Тогда уравнения системы (2) примут вид:

$$\varphi_+ + (l + 2l_q) \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-) - l_q i_{c4} \sin(\varphi_+ + l \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-)) = \varphi_x, \quad (8a)$$

$$\varphi_- + l \sin(\varphi_-) \cos(\varphi_+) = \varphi_t, \quad (8b)$$

где i_{c4} – нормированный критический ток добавленного в контур контакта. Вид потенциальной энергии (5) изменится соответственно:

$$\frac{2\pi U}{E_J} = -2 \cos(\varphi_+) \cos(\varphi_-) + \frac{(\varphi_+ - \varphi_x)^2}{l + 2l_q} +$$

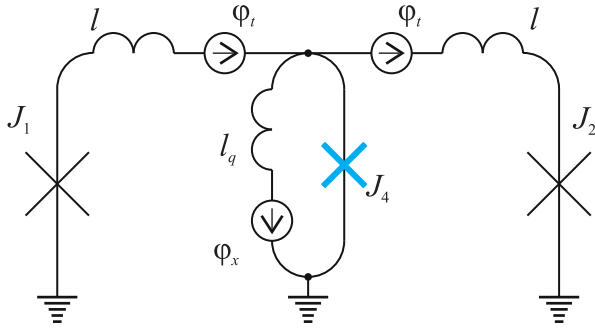


Рис. 7. (Цветной онлайн) Схема ПК с π -контактом J_4 , подключенным параллельно основной индуктивности контура, l_q

$$\begin{aligned}
 & + \frac{(\varphi_- - \varphi_t)^2}{l} + i_{c4} \cos(\varphi_+ + l \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-)) - \\
 & - \frac{l_q}{4} \left(1 - \frac{2l_q}{l + 2l_q} \right) i_{c4}^2 \cos(2[\varphi_+ + l \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-)]). \tag{9}
 \end{aligned}$$

В варианте с тактированием ПК фазой φ_t новые слагаемые в уравнениях (8а), (9) не имеют строгой удвоенной периодичности по фазе φ_+ . Но их наличие позволяет поднять уровень потенциальной ямы джозефсоновского рельефа при $\{\varphi_+, \varphi_-\} = \{0, 0\}$ до уровня при $\{\varphi_+, \varphi_-\} = \{\pm\pi/2, \pm\pi/2\}$ (см. рис. 8), что снова позволяет реализовать адиабатический процесс переключения ПК. При этом значение критического тока добавочного контакта должно быть $i_{c4} \approx 2$.

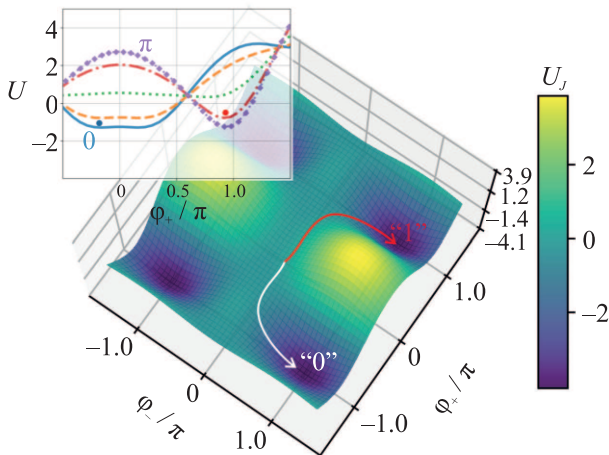


Рис. 8. (Цветной онлайн) Джозефсоновское слагаемое U_J в выражении (9) для потенциальной энергии ПК с π -контактом, подключенным параллельно основной индуктивности контура, l_q . На вставке показаны профили потенциальной энергии U для ведущей фазы $\varphi_t = 0; 0.25\pi; 0.5\pi; 0.75\pi$ и π . Параметры ПК с π -контактом: $l = 0.2, l_q = 3, i_{c4} = 2$

Универсальной схемой ПК, позволяющей наиболее свободно подбирать параметры для реализации адиабатического (и даже физически обратимого) процесса переключения при тактировании как с помощью φ_x , так и с помощью φ_t , будет являться ПК, содержащий в своем контуре два джозефсоновских контакта J_3, J_4 и обладающий отрицательной взаимной индуктивностью плеч СКВИДа (рис. 9).

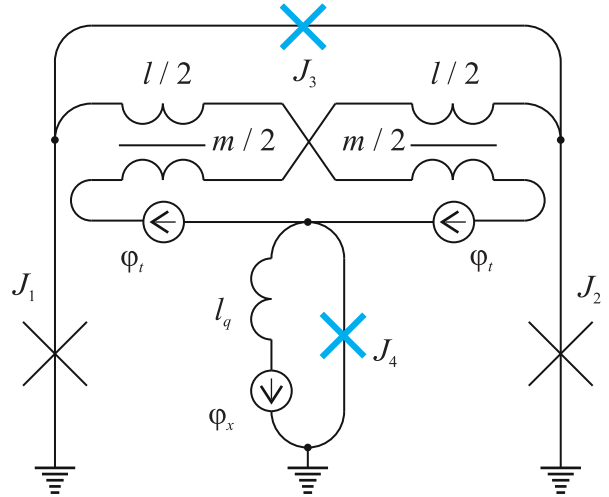


Рис. 9. (Цветной онлайн) Схема ПК с π -контактом J_4 , подключенным параллельно основной индуктивности контура l_q , на базе n-би-СКВИДа с π -контактом J_3

Уравнения для фаз такого ПК имеют вид:

$$\begin{aligned}
 & \varphi_+ + (l - m + 2l_q) \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-) - \\
 & - l_q i_{c4} \sin(\varphi_+ + (l - m) \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-)) = \varphi_x, \tag{10a}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \varphi_- + (l + m) \times \\
 & \times (\sin(\varphi_-) \cos(\varphi_+) - i_{c3} \sin(2\varphi_-)) = \varphi_t. \tag{10b}
 \end{aligned}$$

Потенциальная энергия будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{2\pi U}{E_J} = & -2 \cos(\varphi_+) \cos(\varphi_-) + \frac{(\varphi_+ - \varphi_x)^2}{l - m + 2l_q} + \\
 & + \frac{(\varphi_- - \varphi_t)^2}{l + m} + i_{c4} \cos(\varphi_+ + l \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-)) + \\
 & + i_{c3} \cos(2\varphi_-) - \frac{l_q}{4} \left(1 - \frac{2l_q}{l - m + 2l_q} \right) \times \\
 & \times i_{c4}^2 \cos(2[\varphi_+ + l \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-)]). \tag{11}
 \end{aligned}$$

Последнее слагаемое в (11) будем малым как при $l \rightarrow 0$, что является случаем наиболее распространенного использования ПК с φ_t в роли ведущей фазы, так и при $l_q \rightarrow 0$, что есть необходимое условие для использования ПК как n-СКВИДа. При выборе

тактирования ПК посредством фазы φ_t можно взять положительную обратную индуктивную связь между плечами СКВИДа для увеличения отклонения φ_+ от φ_x (тогда в уравнении (11) знак у m следует изменить).

Оценка эффекта использования π -контактов. Добавление π -контактов в ПК дает возможность смягчить требования к дизайну логической ячейки. В качестве примера ниже будут рассмотрены н-СКВИД и АКПП, параметры которых взяты из работ [6, 25].

Подробный анализ проблем реализованных на практике адиабатических ячеек приведен в дополнительных материалах к статье. Здесь важно подчеркнуть, что экспериментаторы использовали джозефсоновские контакты с малым значением критического тока (и малыми характерными частотами) для того, чтобы нормированные значения индуктивности обеспечивали возможность адиабатической и однозначной эволюции состояния ПК. Для этого необходимо, чтобы при переходе от одноямыного к двухъямыному виду потенциала не образовывалось промежуточных состояний с тремя ямами. Иначе возникает возможность ошибки при передаче информации: за счет тепловых флуктуаций возможна смена знака фазы, ассоциированной с логическим состоянием, по отношению к фазе, заданной на вход ячейки.

Решить эту проблему также можно коррекцией джозефсоновского слагаемого в потенциальной энергии. Используя ПК с двумя π -контактами (рис. 9) с относительно большими критическими токами, мы перейдем от изначального (не обеспечивающего однозначной эволюции состояния) джозефсоновского рельефа к “требуемому”, что позволит работать при стандартной температуре 4.2 К. Детали расчетов и необходимые иллюстрации приведены в дополнительных материалах к статье.

Добавление джозефсоновских π -контактов в схему н-СКВИДа изменяет и характеристики траектории эволюции ПК состояния н-СКВИДа (см. рис. 10а, б): усиление сигнала передачи логической информации – отклонение разностной фазы φ_- от φ_t , а также “контролируемость” состояния внешним сигналом – отклонение суммарной фазы φ_+ от ведущей φ_x . На рисунке 10а сплошной линией показана зависимость разностной фазы н-СКВИДа с параметрами из эксперимента [30] от ведущей фазы $\varphi_-(\varphi_x)$. Отвечающая ей зависимость отклонения суммарной фазы н-СКВИДа φ_+ от ведущей фазы φ_x представлена на рис. 10с.

Для расчета использована система уравнений (4). Те же зависимости для н-СКВИДа с параметрами,

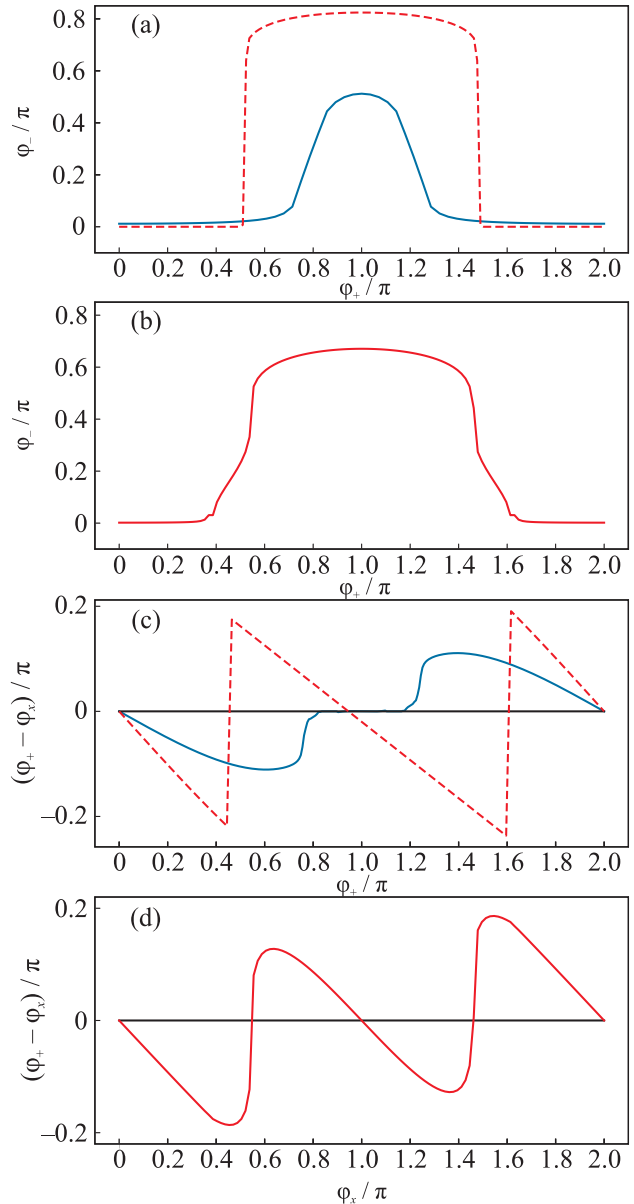


Рис. 10. (Цветной онлайн) Зависимость разностной фазы φ_- от ведущей фазы φ_x для н-СКВИДа (а) и ПК с π -контактами (б), а также разности фаз $(\varphi_+ - \varphi_x)$ от ведущей фазы φ_x для н-СКВИДа (с), и ПК с π -контактами (д). Значения параметров либо соответствуют экспериментальным реализациям [30] (сплошная линия, (а), (с)), либо трехкратному увеличению критических токов джозефсоновских контактов по сравнению с экспериментом (пунктирная линия, (а), (с)), а также параметрам, взятым для построения рис. S4 с добавлением в схему π -контактов (рис. 9б, д). Значение фазы, соответствующей входному логическому сигналу, $\varphi_t = 0.1$

соответствующими трехкратному увеличению критических токов джозефсоновских контактов, показаны пунктирными линиями на рис. 10а, с. Поскольку

ку участки зависимостей с отрицательным наклоном производных $\frac{d\varphi_-}{d\varphi_x}$ и $\frac{d(\varphi_+ - \varphi_x)}{d\varphi_x}$ в эксперименте не реализуются, динамика такой ячейки не может быть адиабатической и сопровождается скачками фазы.

Рассматриваемые зависимости для ПК, отвечающие привнесению в схему π -контактов (значения параметров аналогичны использованным для построения, рис. S4), полученные с помощью системы уравнений (10), показаны на рис. 10b, рис. 10d соответственно. Наличие π -контактов позволяет реализовать адиабатический процесс переключения ПК. Для ячейки с π -контактами возрастает и магнитный поток при передаче логического состояния, причем в широком диапазоне значений ведущей фазы. Это обстоятельство смягчает требования к трансформатору магнитного потока, связывающего ячейки в схеме.

Но точность контроля динамики ячейки внешним сигналом падает: площадь под графиком $|\varphi_+ - \varphi_x|/\pi$, увеличивается на 50 %, что уменьшает максимальную скорость ее работы.

Развитие концепции АКПП. Усовершенствование схемы АКПП в режиме представления тактирующего сигнала ПК фазой φ_t (рис. 2) также возможно за счет использования π -контактов (рис. 9). Для удобства в ряде работ [5, 7, 8, 10, 26–29] индуктивность основного контура АКПП делили на две части (рис. 11a), что позволило создать отдельные магнитные связи для задания/считывания сигнала.

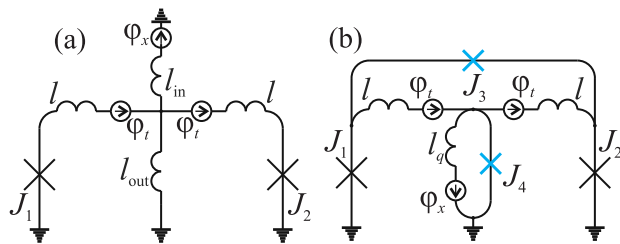


Рис. 11. (Цветной онлайн) Схема АКПП с разделением основной индуктивности контура l_q на две части (l_{in} , l_{out}) (а) и с добавлением двух π -контактов (б)

При этом эффективная индуктивность всего контура оставалась сравнительно небольшой. Уравнения, описывающие такой вариант АКПП, имеют вид:

$$\varphi_+ + \left(l + 2 \frac{l_{in} l_{out}}{l_{in} + l_{out}} \right) \times \sin(\varphi_+) \cos(\varphi_-) = \varphi_x \frac{l_{out}}{l_{in} + l_{out}}, \quad (12a)$$

$$\varphi_- + l \sin(\varphi_-) \cos(\varphi_+) = \varphi_t. \quad (12б)$$

Очевидно, что уравнения (12a), (12б) можно свести к уравнениям (2a), (2б), если ввести следующие обозначения: $l_q = \frac{l_{in} l_{out}}{l_{in} + l_{out}}$, $\varphi_x = \varphi_x \frac{l_{out}}{l_{in} + l_{out}}$.

Оптимальными параметрами АКПП, определенными в работе [6], являются: $l = 0.2$, $l_q = 1.6$. При этих параметрах динамика переключения будет однозначной. Однако при минимально допустимом значении критического тока джозефсоновских контактов, $I_c = 50$ мкА, индуктивность СКВИДа, соответствующую столь малому нормированному значению ($l = 0.2$), реализовать проблематично. В ряде экспериментов [5, 29] удалось добиться нормированного значения индуктивности, равного только лишь $l = 0.4$, что вдвое больше. При таком значении индуктивности динамика АКПП перестанет быть однозначной (рис. 12).

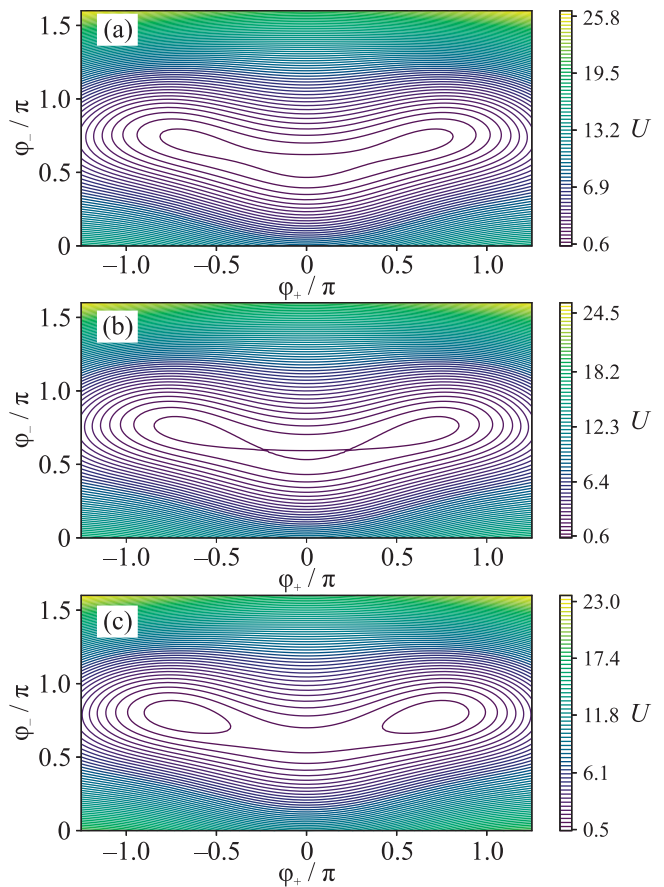


Рис. 12. (Цветной онлайн) Потенциальная энергия АКПП, рассчитанная с помощью выражения (5), с нормированными значениями индуктивностей $l = 0.4$, $l_q = 1.6$, для значений фаз, отвечающих внешним источникам магнитного потока (см. рис. 11a): $\varphi_x = 0$, и $\varphi_t = 2.1$ (а); $\varphi_t = 2.22$ (б), $\varphi_t = 2.3$ (с)

Посредством добавления в схему двух π -контактов (рис. 11b) можно добиться однознач-

ной и более контролируемой эволюции состояния данной ячейки. Уравнения, описывающие такую ячейку, будут аналогичны (10), (11) с учетом отсутствия магнитной связи между индуктивными плечами СКВИДа, $m = 0$. При значениях критических токов π -контактов $i_{c3} = 0.6$, $i_{c4} = 1.4$, джозефсоновское слагаемое потенциальной энергии изменяется, как показано на рис. 13. При этом даже при больших значениях индуктивностей, $l = 0.4$, $l_q = 2.4$, динамика АКПП оказывается однозначной (рис. 14). Сравнения усиления сигнала, несущего логическую информацию, и качества контроля состояния АКПП представлены на рис. 15. На "количественном уровне" можно утверждать, что передача магнитного потока увеличилась на 125%, а контролируемость – на 40%.

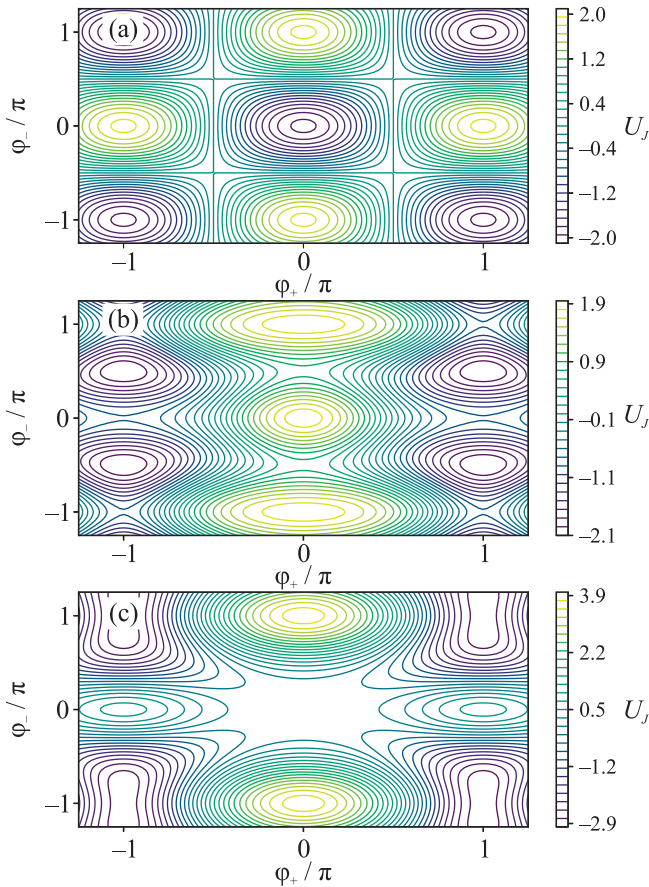


Рис. 13. (Цветной онлайн) Джозефсоновский рельеф потенциальной энергии АКПП (a); рельеф, отвечающий дополнительным слагаемым в (11) (b); джозефсоновский рельеф АКПП с π -контактами (рис. 11b) (c). Значений параметров: $l = 0.4$, $l_q = 2.4$, $i_{c3} = 0.6$, $i_{c4} = 1.4$

Закключение. На основе полученных результатов можно сделать вывод, что добавление в схему

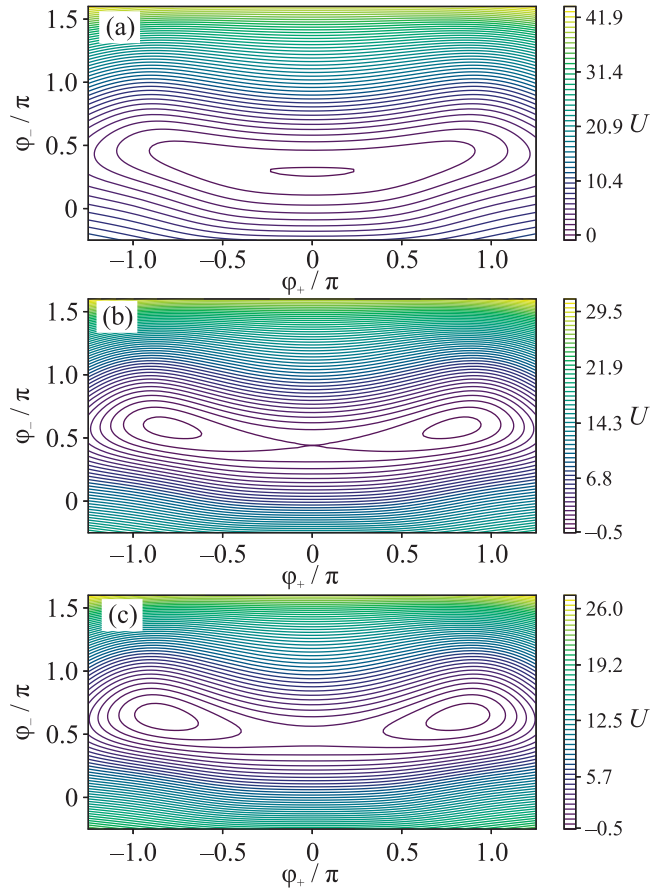


Рис. 14. (Цветной онлайн) Потенциальная энергия АКПП, рассчитанная с помощью выражения (11), с нормированными значениями индуктивностей $l = 0.4$, $l_q = 2.4$, и критических токов π -контактов, $i_{c3} = 0.6$, $i_{c4} = 1.4$, для значений фаз, отвечающих внешним источникам магнитного потока (см. рис. 11b): $\varphi_x = 0$, и $\varphi_t = 1$ (a); $\varphi_t = 1.68$ (b); $\varphi_t = 1.9$ (c)

ПК π -контактов позволило не только обеспечить однозначность динамики ячеек н-СКВИДа и АКПП в диапазоне практически реализуемых значений параметров, но и улучшить усиление передаваемого сигнала, а в случае АКПП и качество контроля состояния схемы.

В то же время расширился диапазон значений тактирующего сигнала, в котором происходит усиление по магнитному потоку. Этот результат позволяет уменьшить количество фаз тактирующего сигнала при многофазном тактировании переменным током.

Кроме того, увеличение критических токов (и характерных напряжений) основных джозефсоновских переходов схем дает возможность для увеличения их быстродействия. Таким образом, применение π -контактов представляется перспективным для улучшения параметров многокомпонентных схем, таких

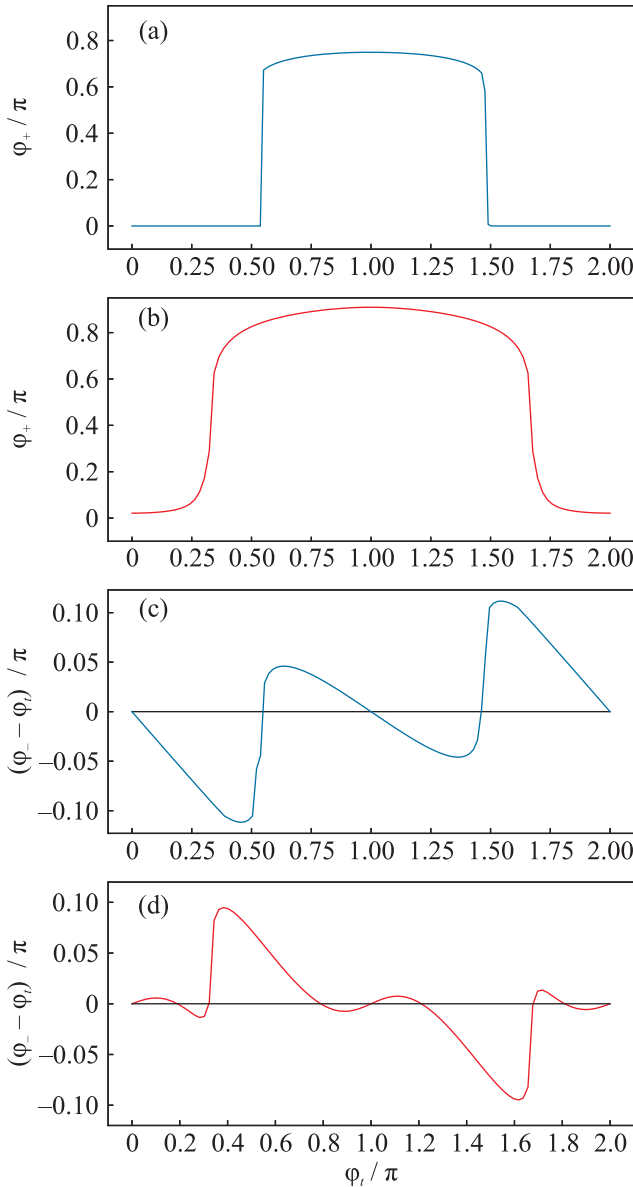


Рис. 15. (Цветной онлайн) Зависимости суммарной фазы φ_+ от ведущей фазы φ_t для обычной АКПП (а) и АКПП с добавлением в схему π -контактов (б). Также зависимости разности фаз $\varphi_+ - \varphi_t$ от ведущей фазы φ_t для обычной АКПП (с) и АКПП с добавлением в схему π -контактов (д). Расчеты для АКПП проводились для значений параметров из известных экспериментальных работ [23, 31]: $l = 0.4$, $l_q = 1.6$ (а), (с); для предлагаемой ячейки считали, что $l = 0.4$, $l_q = 2.4$, $i_{c3} = 0.6$, $i_{c4} = 1.4$ (б), (с). Значение фазы, соответствующей входному логическому сигналу, φ_x , выбрано равным 0.1

как адиабатические микропроцессоры [11, 13, 14] и интерфейсы для сверхпроводниковых квантовых процессоров [20, 32, 33], на базе адиабатической сверхпроводниковой логики.

Усовершенствование схемы параметрического квантрона за счет использования джозефсоновских π -контактов выполнено в рамках проекта Российского научного фонда # 20-69-47013. Обзор исследований схем адиабатической сверхпроводниковой логики выполнен при финансовой поддержке Программы стратегического академического лидерства “Приоритет-2030” (грант НИТУ “МИСиС” # К2-2022-029).

1. D. S. Holmes, A. L. Ripple, and M. A. Manheimer, IEEE Trans. Appl. Supercond. **23**, 1701610 (2013).
2. S. K. Tolpygo, Low Temp. Phys. **42**, 361 (2016).
3. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Y. Kupriyanov, A. L. Gudkov, and A. S. Sidorenko, Beilstein J. Nanotechnol. **8**, 2689 (2017).
4. M. Cuthbert, E. DeBenedictis, R. L. Fagaly et al. (Collaboration), International roadmap for devices and systems. Cryogenic electronics and quantum information processing. 2022 Edition (IEEE, 2022).
5. N. Takeuchi, D. Ozawa, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa, Supercond. Sci. Technol. **26**, 035010 (2013).
6. N. Takeuchi, K. Ehara, K. Inoue, and Y. Yamanashi, IEEE Trans. Appl. Supercond. **23**, 1700304 (2013).
7. N. Takeuchi, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa, Appl. Phys. Lett. **102**, 052602 (2013).
8. N. Takeuchi, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa, Appl. Phys. Lett. **103**, 062602 (2013).
9. N. Takeuchi, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa, Sci. Rep. **4**, 6354 (2014).
10. N. Takeuchi, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa, Supercond. Sci. Technol. **28**, 015003 (2015).
11. C. L. Ayala, T. Tanaka, R. Saito, M. Nozoe, N. Takeuchi, and N. Yoshikawa, IEEE J. Solid-State Circuits **56**(4), 1152 (2020).
12. H. Takayama, N. Takeuchi, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa, J. Phys. Conf. Ser. **1054**, 012063 (2018).
13. C. L. Ayala, T. Tanaka, R. Saito, and N. Yoshikawa, Superconducting News Forum, STP723, 1EOr2B-0, Institute of Electrical and Electronics Engineers, N.Y., NY, United States (2023).
14. R. Cai, A. Ren, O. Chen, N. Liu, C. Ding, X. Qian, J. Han, W. Luo, N. Yoshikawa, and Y. Wang, 2019 ACM/IEEE 46th Annual International Symposium on Computer Architecture (ISCA), 19339165, Association for Computing Machinery, N.Y., NY, United States (2019).
15. V. A. Vozhakov, M. V. Bastrakova, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, W. V. Pogosov, D. V. Babukhin, A. A. Zhukov, and A. M. Satanin, Phys.-Uspekhi **65**, 421 (2022).

16. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, A. L. Pankratov, L. S. Revin, E. Il'ichev, and L. S. Kuzmin, *Physical Review B* **92**, 014516 (2015).
17. R. Harris, A. J. Berkley, M. W. Johnson, P. Bunyk, S. Govorkov, M. C. Thom, S. Uchaikin, A. B. Wilson, J. Chung, E. Holtman, J. D. Biamonte, A. Yu. Smirnov, M. H. S. Amin, A. M. van den Brink, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 177001 (2007).
18. R. Harris, T. Lanting, A. J. Berkley, J. Johansson, M. W. Johnson, P. Bunyk, E. Ladizinsky, N. Ladizinsky, T. Oh, and S. Han, *Phys. Rev. B* **80**, 052506 (2009).
19. N. Takeuchi, T. Yamae, W. Luo, F. Hirayama, T. Yamamoto, and N. Yoshikawa, *Phys. Rev. Res.* **5**, 013145 (2023).
20. M. V. Bastrakova, N. V. Klenov, V. I. Ruzhickiy, I. I. Soloviev, and A. M. Satanin, *Supercond. Sci. Technol.* **35**(5), 055003 (2022).
21. Semenov, G. V. Danilov, and D. V. Averin, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 938 (2003).
22. V. K. Semenov, G. V. Danilov, and D. V. Averin, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 455 (2007).
23. J. Ren, V. K. Semenov, Y. A. Polyakov, D. V. Averin, and J. S. Tsai, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **19**, 961 (2009).
24. J. Ren and V. K. Semenov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 780 (2011).
25. H. Li, J. Liu, Y. Zhang, H. Cai, G. Li, Q. Liu, S. Han, and W. Chen, *Supercond. Sci. Technol.* **30**, 035012 (2017).
26. N. Takeuchi, T. Orllepp, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa, *J. Appl. Phys.* **115**, 103910 (2014).
27. N. Takeuchi, Y. Yamanashi, and N. J. Yoshikawa, *J. Appl. Phys.* **117**, 173912 (2015).
28. Q. Xu, C. L. Ayala, N. Takeuchi, Y. Murai, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27**, 1301905 (2017).
29. N. Takeuchi, *Ph. D. Thesis*, The Department of Physics, Electrical and Computer Engineering, Yokohama National University, Yokohama, Japan (2014).
30. N. Takeuchi, K. Arai, and N. Yoshikawa, *Supercond. Sci. Technol.* **33**, 065002 (2020).
31. T. Yamae, N. Takeuchi, and N. Yoshikawa, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **33**, 1300704 (2023).
32. M. V. Bastrakova, D. S. Pashin, D. A. Rybin, A. E. Schegolev, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, A. A. Gorchavkina, and A. M. Satanin, *Beilstein J. Nanotechnol.* **13**, 653 (2022).
33. V. Vozhakov, M. Bastrakova, N. Klenov, A. Satanin, and I. Soloviev, *Quantum Science and Technology* **8**(3), 035024 (2023).