

Индуктивно шунтированные кубиты-трансоны с высоким ангармонизмом

А. С. Кирковский^{1,*}, Д. А. Калачева^{1,2,3}, Г. П. Федоров^{1,3,4,5},
Ш. В. Сандуляну^{1,3,4,5}, А. Ю. Дмитриев^{1,3,5}, О. В. Астафьев^{2,1,5}

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
Россия, 141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9

²Сколковский институт науки и технологий
Россия, 121205, Москва,
Территория Инновационного Центра «Сколково»,
Большой бульвар д. 30, стр. 1

³Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»
Россия, 119049, Москва, Ленинский пр-кт, д. 4, стр. 1

⁴Российский квантовый центр
Россия, 121205, Москва,

Территория Инновационного Центра «Сколково»,
Большой бульвар, д. 30, стр. 1

⁵Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7

(Поступила в редакцию 10.06.2024; подписана в печать 23.08.2024)

В настоящей работе рассмотрен сверхпроводниковый искусственный атом типа кинемон, являющийся гибридом кубита-трансона и кубита-флаксоинума. Проанализирован симметричный кинемон, в котором внешний магнитный поток разделяется индуктивным элементом на две равные части. Показано, что существуют различные режимы работы симметричного кинемона с одноямной и двухъямной потенциальной энергией, и детально рассмотрены режимы работы без особенностей в спектре. Максимизирован ангармонизм кинемона в этих режимах, а также рассмотрено влияние случайных флуктуаций энергетических параметров на результаты максимизации. Оптимальные значения ангармонизма и зарядовой энергии кинемона превосходят соответствующие параметры кубитов-трансонов, зарядовая дисперсия в кинемоне снижена за счет добавления индуктивного элемента, а частота кубитного перехода слабо зависит от энергетических параметров. Это делает кубит-кинемон перспективным для использования в многокубитных квантовых устройствах.

PACS: 85.25.Dq, 85.25.Cp, 74.78.-w, 03.67.Lx УДК: 530.145

Ключевые слова: квантовые устройства, сверхпроводниковые кубиты.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных задач современной экспериментальной физики является исследование квантовых устройств, таких как квантовые компьютеры и квантовые симуляторы [1–4]. Предполагается, что использование квантовых устройств приведет к существенному прогрессу в таких областях как криптография [5], химия [6] и финансы [7].

Сверхпроводниковые микросхемы являются одной из наиболее перспективных платформ для создания квантовых устройств [8]. В большинстве реализаций таких схем используются искусственные атомы типа трансон — зарядовые кубиты, шунтированные большой емкостью [9, 10]. Такие кубиты обладают большим временем когерентности, однако имеют малый ангармонизм [9]. Альтернативной схемой для реализации искусственного атома является кубит-флаксоинум [11]. В недавних работах было показано, что время когерентности для таких кубитов может достигать 1 мс и они имеют высокий ангармонизм [12]. Однако для данного

типа кубитов характерен значительный разброс частоты кубитного перехода при изготовлении [13].

В настоящей работе предлагается шунтировать кубит-трансон большой кинетической индуктивностью, реализованной с помощью сверхтонкой алюминиевой пленки, напыленной на охлажденную поверхность [14]. Данная схема, названная кубитом-кинемомом [15], сочетает в себе преимущества обоих указанных выше типов кубитов: кинемон обладает высоким ангармонизмом и в перспективе более низкой чувствительностью к зарядовому шуму.

В настоящей работе было обнаружено, что для кубита-кинемона существует несколько режимов работы в зависимости от соотношения индуктивной и джозефсоновской энергии, а значение зарядовой энергии не меняет качественную картину режимов. При различных значениях этого соотношения кубит может проявлять свойства трансона, флаксоинума и ангармонического осциллятора. Были проанализированы виды спектра в каждом из режимов и было определено, что для использования в многокубитных квантовых устройствах наиболее перспективными является режим ангармонического осциллятора и переходный режим между осциллятором и флаксоинумом.

* kirkovskii.as@phystech.edu

В настоящей работе был проведен подбор параметров кубита-кинемона, соответствующих наибольшему значению ангармонизма для каждого из этих режимов. В процессе оптимизации учитывались ограничения технологии изготовления и измерительного оборудования. С учетом отклонений энергетических параметров, возникающих при изготовлении, была произведена корректировка оптимальных значений.

1. ИСКУССТВЕННЫЙ АТОМ КИНЕМОНА

1.1. Гамильтониан кинемона

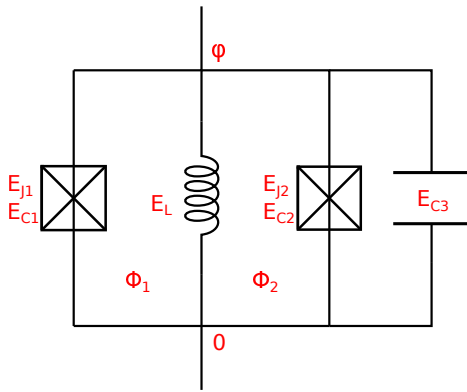


Рис. 1. Эквивалентная схема кубита-кинемона

Классический гамильтониан цепи был составлен по методу Дюворе [16], и после проведения вторичного квантования был получен квантовый гамильтониан:

$$\hat{H} = E_C \hat{n}^2 - E_{J1} \cos(\hat{\varphi} + \kappa \phi_e) - E_{J2} \cos(\hat{\varphi} - (1 - \kappa) \phi_e) + \frac{1}{2} E_L \hat{\varphi}^2, \quad (1)$$

где $E_C = \frac{2e^2}{C_1 + C_2 + C_3}$ — зарядовая энергия, $E_{J1,2}$ — джозефсоновские энергии, E_L — индуктивная энергия, $\phi_e = 2\pi \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{\Phi_0}$ — внешний поток магнитного поля в единицах фазы волновой функции сверхпроводящих электронов.

В данной формуле также введен геометрический параметр:

$$\kappa = \frac{\Phi_1}{\Phi_1 + \Phi_2}, \quad (2)$$

зависящий от соотношения внешних магнитных потоков Φ_1 и Φ_2 , проходящих через левое и правое сверхпроводящие кольца соответственно.

Потенциальная энергия кубита-кинемона является непериодической функцией фазы φ . Соответственно, собственные состояния кинемона аналогичны состояниям в потенциальной яме, и имеют граничные условия, отличные от граничных условий для кубита-трансмона [10], а именно:

$$\psi(-\infty) = \psi(\infty) = 0, \quad (3)$$

где $\psi(\varphi) = \langle \varphi | \psi \rangle$ — «фазовое» представление собственных функций кинемона.

Такое изменение формы потенциала и граничных условий приводит к тому, что явление зарядовой дисперсии отсутствует для кубита-кинемона [15], в отличие от кубита-трансмона. Это дает возможность повысить зарядовую энергию E_C кубита-кинемона, что порождает следующие преимущества кубита-кинемона: уменьшение линейных размеров шунтирующего конденсатора ($a \propto \frac{1}{E_C}$), увеличение ангармонизма α , уменьшение времени на квантовый вентиль ($t_{\min} \propto \frac{1}{\alpha}$), уменьшение утечек из кубитного подпространства.

1.2. Симметричный кинемон

В настоящей статье рассматривается симметричный кубит-кинемон, в котором внешние магнитные потоки равны ($\Phi_1 = \Phi_2$), то есть:

$$\kappa = \frac{1}{2} \quad (4)$$

Потенциальная энергия симметричного кубита-кинемона является 4π -периодической функцией внешнего потока. Соответственно, 4π -периодическим является и спектр, то есть зависимость энергии перехода между уровнями n и m от внешнего потока $E_{nm}(\phi_e)$. В данном режиме наблюдается большое разнообразие в поведении кубита при различном выборе энергетических параметров, что является мотивацией для рассмотрения симметричного случая.

В первую очередь в спектре нас интересуют так называемые оптимальные точки по внешнему потоку (sweetspots) — экстремумы графика $E_{01}(\phi_e)$. Их положение в случае симметричного кубита-кинемона определяется условием:

$$\frac{\partial U}{\partial \phi_e} \equiv 0, \quad (5)$$

что следует из теоремы Фейнмана–Гельмана.

Тогда получаем, что оптимальным точкам соответствует:

$$\phi_e = 2\pi n, \quad n \in \mathbb{Z} \quad (6)$$

где $\phi_e = 4\pi n$ соответствует верхним оптимальным точкам, а $\phi_e = 2\pi + 4\pi n$ — нижним оптимальным точкам.

2. РЕЖИМЫ РАБОТЫ КИНЕМОНА

Подробнее рассмотрим поведение потенциала U симметричного кубита-кинемона в нижней оптимальной точке $\phi_e = 2\pi$. В зависимости от соотношения $\frac{E_L}{E_{J1} + E_{J2}}$ можно наблюдать различные формы потенциальной энергии (рис. 2). Многоямный режим соответствует кубиту-трансмону, аномальный двухъямный режим —

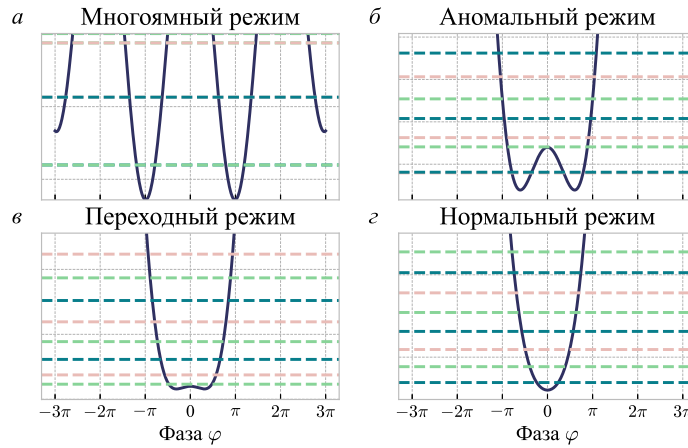


Рис. 2. Форма потенциала и уровни энергии кинемона в нижней оптимальной точке $\phi_e = 2\pi$ при различных режимах работы. (а) многоямный режим, (б) аномальный режим, (в) переходный режим, (г) нормальный режим. При построении графиков использованы следующие параметры кубита: $E_C = 1.0$ ГГц, $E_{J1} = 4.0$ ГГц, $E_{J2} = 8.0$ ГГц; (а) $E_L = 0.12$ ГГц, (б) $E_L = 6.0$ ГГц, (в) $E_L = 10.2$ ГГц, (г) $E_L = 18$ ГГц

кубиту-флакониуму, а нормальный одноямный — ангармоническому осциллятору. Переходный режим является промежуточным случаем, когда потенциальная энергия является двухъямной, но высота барьера между ямами еще слишком мала, чтобы кубит проявлял свойства флакониума.

При этом потенциальная энергия в верхней оптимальной точке всегда остается одноямной:

$$U(\varphi, \phi_e = 0) = -(E_{J1} + E_{J2}) \cos \varphi + \frac{1}{2} E_L \varphi^2. \quad (7)$$

Переход между одноямной потенциальной энергией в верхней оптимальной точке и более сложными формами в нижней оптимальной точке при изменении внешнего потока ϕ_e приводит к различным формам спектра в разных режимах работы (рис. 3).

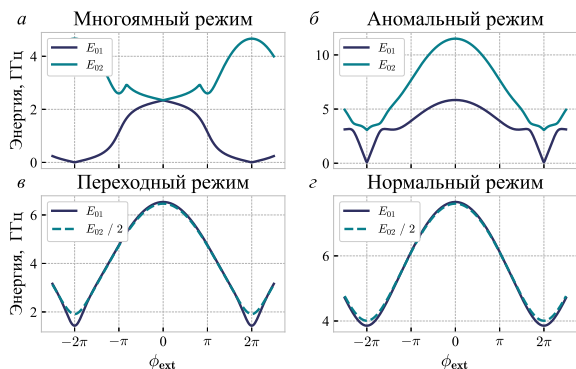


Рис. 3. Энергии различных переходов из спектра кубита-кинемона в зависимости от внешнего потока ϕ_e в разных режимах работы. Построение выполнено при тех же энергетических параметрах, как и для рис. 2

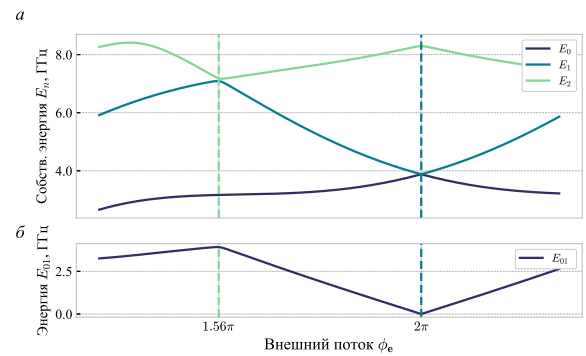


Рис. 4. (а) Зависимость собственных энергий кубита-кинемона E_0, E_1, E_2 от внешнего потока ϕ_e . Вертикальные штрихованные линии соответствуют антипересечениям. (б) Зависимость линии E_{01} спектра кинемона от внешнего потока ϕ_e . Вертикальные штрихованные линии соответствуют особенностям спектра. Рассматривается кинемон в аномальном режиме, построение графика выполнено при $E_C = 1.0$ ГГц, $E_{J1} = 4.0$ ГГц, $E_{J2} = 8.0$ ГГц, $E_L = 3.6$ ГГц

Рассмотрим особенности полученных спектров. В многоямном режиме наблюдаются множественные антипересечения (anticrossings) уровней в различных ямах. В аномальном режиме особенности расположены вблизи нижней оптимальной точки при $\phi_e = 2\pi$ (рис. 4):

- Непосредственно в нижней оптимальной точке $\phi_e = 2\pi$ наблюдается разрыв производной $E_{01}(\phi_e)$. Это связано с тем, что при $\phi_e < 2\pi$ нижней является левая яма, а при $\phi_e > 2\pi$ — правая, то есть наблюдается антипересечение уровней E_0 и E_1 .
- При $\phi_e \approx 1.7\pi$ наблюдается локальный максимум зависимости $E_{01}(\phi_e)$. Такая форма графика

ка также объясняется антипересечением уровней E_1 и E_2 , находящихся в двух различных ямах потенциальной энергии. Это происходит, когда основное состояние в мелкой яме приближается по энергии к первому возбужденному состоянию в глубокой яме.

В переходном режиме наблюдается сильное падение энергии перехода E_{01} вблизи нижней оптимальной точки $\phi_e = 2\pi$, а в нормальном режиме особенности отсутствуют.

В процессе работы с кубитом как элементом квантового устройства необходимо изменять значения внешнего потока ϕ_e , чтобы приводить различные кубиты в резонанс и включать взаимодействие между ними. Если в ходе этого процесса кубит проходит через точку антипересечения, то это приводит к сильным утечкам из кубитного подпространства из-за близости к вышележащим уровням. Таким образом, для использования в квантовых устройствах стоит в первую очередь рассматривать переходный и нормальный режимы работы кубита-кинемона, в которых антипересечения отсутствуют.

3. ОПТИМИЗАЦИЯ АНГАРМОНИЗМА

Как было замечено ранее в разделе 1, увеличение ангармонизма α кубита приводит к улучшению его рабочих характеристик. Проведем оптимизацию энергетических параметров кубита для переходного и нормального режимов с целью максимизации ангармонизма.

В ходе оптимизации необходимо учитывать конструктивные и практические ограничения:

1. Из-за ограничения на физические размеры индуктивного элемента получаем: $2.0 \text{ ГГц} \lesssim E_L \lesssim 40 \text{ ГГц}$.
2. В силу ограниченных возможностей электронного литографа и имеющейся технологии окисления: $E_{J1} \gtrsim 4.2 \text{ ГГц}$.
3. Вследствие ограничений измерительного оборудования: $E_{01}/h, E_{02}/2h \lesssim 8.0 \text{ ГГц}$.

В настоящей работе рассматриваются две различные постановки задачи о поиске оптимального ангармонизма с учетом конструктивных и практических ограничений. В первом варианте постановки (табл. 1) рассматривается значение ангармонизма в верхней оптимальной точке $\alpha(0)$. Ограничения на энергии переходов рассматриваются в той же точке: $E_{01}(0)/h < 8.0 \text{ ГГц}$ и $E_{02}(0)/2h < 8.0 \text{ ГГц}$. Так как энергия в верхней оптимальной точке больше, чем в нижней $E_{01}(0) > E_{01}(2\pi)$, то в таком варианте постановки задачи спектр кинемона полностью находится ниже уровня $E_{01} = 8.0 \text{ ГГц}$.

В другом варианте постановки (табл. 2) рассматривается ангармонизм в нижней оптимальной точке $\alpha(2\pi)$. Ограничения на энергии переходов рассматриваются в той же точке $\phi_e = 2\pi$. Стоит заметить, что при такой постановке задачи верхняя оптимальная точка может лежать выше уровня $E_{01}/h = 8.0 \text{ ГГц}$. В таком случае при работе с кубитом можно будет использовать только нижнюю оптимальную точку.

Для выполнения условия на частоты переходов (пункт 3 ограничений), с учетом вида спектра кинемона в нормальном и переходном режимах (рис. 3) в верхней оптимальной точке достаточно рассмотреть только одно условие $E_{01}(0)/h \lesssim 8.0 \text{ ГГц}$, а в нижней оптимальной точке — только условие $E_{02}(2\pi)/2h \lesssim 8.0 \text{ ГГц}$.

3.1. Нормальный режим

В нормальном режиме из разложения гамильтониана (формула (1)) в ряд в ведущем порядке можно получить:

$$E_{01} \approx \sqrt{2E_C(E_L \pm E_{J\Sigma})}, \quad (8)$$

$$\alpha \approx -\frac{1}{4} \frac{E_C E_{J\Sigma}}{E_L \pm E_{J\Sigma}}, \quad (9)$$

где $E_{J\Sigma} = E_{J1} + E_{J2}$, знак «+» соответствует верхней оптимальной точке, а знак «−» — нижней, разложение выполняется в пределе $\frac{E_L}{E_{J\Sigma}} \gg 1$. Нетрудно видеть, что при $E_L \rightarrow 0$ данные уравнения сводятся к аналогичным формулам для трансмона [10], а при $E_{J\Sigma} \rightarrow 0$ они сводятся к выражениям для гармонического осциллятора.

При фиксированном f_{01} зависимость принимает вид:

$$\alpha|_{f_{01}=\text{const}} \propto E_C^2 E_{J\Sigma} \quad (10)$$

Заметим, что в случае $\frac{E_L}{E_{J\Sigma}} \gtrsim 1$ данные формулы перестают выполняться из-за влияния следующих порядков теории возмущений, однако их все еще можно использовать, чтобы определить, будут α и f_{01} возрастать или убывать при изменении энергетических параметров. Данное наблюдение доказывается численно, и его можно использовать для обоснования процесса оптимизации.

Необходимо подобрать значения энергетических параметров E_C, E_{J1}, E_{J2} и E_L так, чтобы получить наибольший возможный ангармонизм α . Нетрудно видеть, что значения энергии E_{01} и $E_{02}/2$ в оптимальных точках зависят только от суммы джозефсоновских энергий $E_{J\Sigma} = E_{J1} + E_{J2}$, но не от их значений по отдельности. Тогда можно не умаляя общности установить $E_{J1} = E_{J2}$. В итоге в задаче остается три свободных параметра: $E_C, E_{J\Sigma}$ и E_L .

Теперь фиксируем некоторое значение E_C и будем изменять $E_{J\Sigma}$ и E_L для максимизации ангармонизма. Согласно формуле (10) следует повышать $E_{J\Sigma}$, при этом уменьшая согласно формуле (8) значение разности $E_L - E_{J\Sigma}$, чтобы оставаться в области $E_{01}/h <$

8.0 ГГц. При оптимизации по нижней оптимальной точке такой алгоритм гипотетически позволяет получить сколь угодно большой ангармонизм.

С учетом численных вычислений было получено, что даже при выборе наименьшего возможного для нормального режима значения индуктивной энергии $E_L = E_{J\Sigma}$ невозможно до бесконечности увеличивать $E_{J\Sigma}$, так как при этом E_{01} будет возрастать по формуле:

$$E_{01}|_{E_L=E_{J\Sigma}} \propto E_{J\Sigma}^\beta, \quad (11)$$

где $\beta \approx 0.50$ для верхней оптимальной точки и $\beta \approx 0.35$ для нижней оптимальной точки. Эти значения получены с помощью численных оценок.

Далее рассматриваем случай $E_L = E_{J\Sigma}$. Таким образом, для каждого E_C существует некоторое $E_{J\Sigma, \max}$, соответствующее наибольшему ангармонизму α_{\max} , доступному при выполнении условия $E_{01}/h < 8.0$ ГГц. Это значение может достигаться либо на одном из краев интервала $E_{J\Sigma} \in [8.4; 40]$ ГГц (из пункта 2 ограничений получаем нижний предел, а из пункта 1 — верхний), либо внутри данного интервала. Результаты оптимизации собраны в табл. 1, 2.

Таблица 1. Результаты оптимизации параметров кубитакинемона в верхней оптимальной точке. В данной постановке задачи обе оптимальные точки лежат ниже уровня $E_{01}/h = 8.0$ ГГц, $E_L = E_{J\Sigma}$

E_C , ГГц	$E_{J\Sigma}$, ГГц	$E_{01}/h(0)$, ГГц	$\alpha(0)$, ГГц
0.3	40.0	6.89	0.04
0.5	32.5	8.00	0.07
1.0	16.5	8.00	0.13
1.5	11.2	8.00	0.19
2.0	8.4	7.96	0.25
2.5	8.4	8.86	0.31

Таблица 2. Результаты оптимизации параметров кубитакинемона в нижней оптимальной точке. В данной постановке задачи нижняя оптимальная точка лежит ниже уровня ограничений по частоте $E_{02}(2\pi)/2h < 8.0$ ГГц, а верхняя оптимальная точка в общем случае может лежать и выше этого уровня, $E_L = E_{J\Sigma}$

E_C , ГГц	$E_{J\Sigma}$, ГГц	$E_{02}(2\pi)/2h$, ГГц	$\alpha(2\pi)$, ГГц
3.0	40.0	7.62	-2.09
4.0	26.7	8.00	-2.16
5.0	17.7	8.00	-2.13
6.0	12.7	8.00	-2.10
7.0	9.6	8.00	-2.06
8.0	8.4	8.29	-2.11

В результате оптимизации было получено, что при обоих постановках задачи существует некоторый диа-

пазон E_C , при котором алгоритм оптимизации позволяет установить наибольшую доступную (согласно пункту 3 ограничений) энергию перехода. В случае оптимизации по верхней оптимальной точке имеем $E_C \in [0.5; 2.0]$ ГГц (табл. 1), а в случае оптимизации по нижней оптимальной точке получаем $E_C \in [4.0; 7.0]$ ГГц (табл. 2).

3.2. Учет разброса параметров

Джозефсоновские переходы изготавливаются путем теневого напыления с частичным окислением первого слоя алюминия для формирования туннельного барьера [17]. Индуктивная пленка изготавливается в отдельном процессе путем напыления ультратонкого слоя алюминия (8 нм) на предварительно охлажденную с помощью жидкого азота поверхность. В результате прирост кинетической индуктивности реализуется за счет уменьшения толщины пленки (подробно процесс описан в [14, 15]).

В связи с погрешностями в процессе изготовления возникают значительные отклонения джозефсоновских энергий E_J с относительной амплитудой $\epsilon_J \sim 0.2$, что связано с колебаниями площади джозефсоновского перехода [18]. Для индуктивных меандров характерны отклонения индуктивной энергии E_L с такой же относительной амплитудой $\epsilon_L \sim 0.2$, которые связаны с колебаниями толщины металлического слоя, включающего в себя индуктивный меандр. Конденсаторы имеют намного большие характерные размеры и толщину металлического слоя, поэтому отклонениями емкостной энергии E_C можно пренебречь.

Таким образом, могут наблюдаться значительные отклонения полученных после изготовления параметров кубита от заданных на этапе создания чертежа, что не гарантирует попадание в нормальный режим при задании в чертеже $E_{J\Sigma} = E_L$. И для того, чтобы гарантировать попадание в этот режим, необходимо определить параметры кубита с некоторым запасом.

В таком случае определение оптимальных параметров кубита производится численно. Для этого рассматривается плоскость $(E_{J\Sigma}, E_L)$, удовлетворяющая ограничениям на джозефсоновскую и индуктивную энергии (рис. 5). На плоскость наносятся линии границ искомой области: линия границы раздела между нормальным и переходным режимами и линия уровня $E_k/h = 8.0$ ГГц, которая определяется ограничениями измерительного оборудования (пункт 3 ограничений). В случае рассмотрения верхней оптимальной точки $E_k \equiv E_{01}(0)$, а для нижней оптимальной точки $E_k \equiv E_{02}(2\pi)/2$. В данном разделе поиск оптимума осуществляется внутри суженной области, такой, что при случайных колебаниях джозефсоновской и индуктивной энергии их итоговое значение не выходит за линии границ, то есть отклонения не могут привести к изменению режима работы кубита или выходу его частоты за пределы возможностей измерительного оборуду-

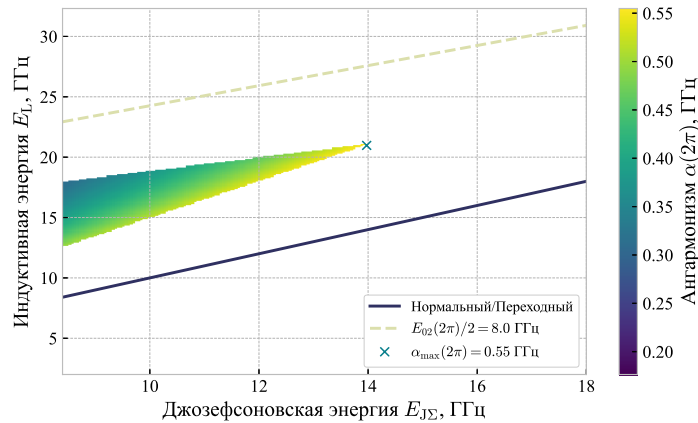


Рис. 5. На плоскости $(E_{J\Sigma}, E_L)$ обозначена граница раздела между нормальным и переходным режимами. Цветовой шкалой показано значение ангармонизма, а соответствующая область показывает значения джоуфсоновской и индуктивной энергии, устойчивые к случайным отклонениям параметров. Крестиком отмечена точка с наибольшим ангармонизмом: $\alpha(2\pi) = 0.55$ ГГц, рассчитанная при $E_{J\Sigma} = 14.0$ ГГц, $E_L = 21.0$ ГГц. Оптимизация проводится по нижней оптимальной точке при фиксированном значении зарядовой энергии $E_C = 2.0$ ГГц

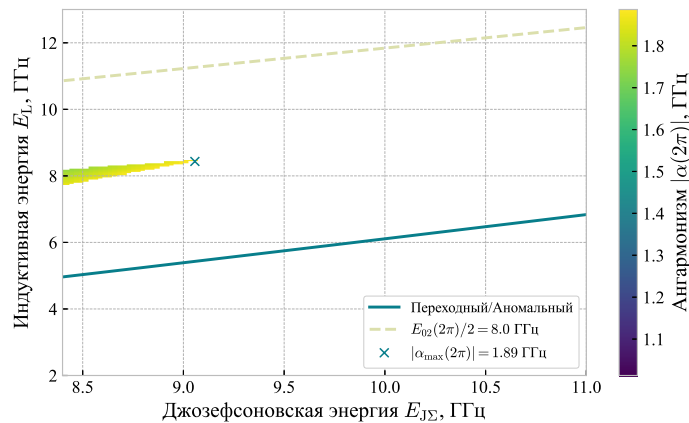


Рис. 6. На плоскости $(E_{J\Sigma}, E_L)$ обозначена граница раздела между переходным и аномальным режимами. Цветовой шкалой показано значение ангармонизма, а соответствующая область показывает значения джоуфсоновской и индуктивной энергии, устойчивые к случайным отклонениям параметров. Крестиком отмечена точка с наибольшим ангармонизмом: $\alpha(2\pi) = -1.89$ ГГц, рассчитанная при $E_{J\Sigma} = 9.1$ ГГц, $E_L = 8.4$ ГГц. Оптимизация проводится по нижней оптимальной точке при фиксированном значении зарядовой энергии $E_C = 5.5$ ГГц

дования. Поиск максимального значения ангармонизма в суженной области осуществляется перебором.

3.3. Переходный режим

Вблизи линии раздела переходного и аномального режимов на плоскости $(E_{J\Sigma}, E_L)$ наблюдается сильная зависимость энергии кубитного перехода и ангармонизма от энергетических параметров. Таким образом, оптимизацию в переходном режиме следует проводить с учетом случайных колебаний индуктивной и джоуфсоновской энергии. Процесс оптимизации аналогичен

описанному в предыдущем подразделе 3.2. Результаты оптимизации по нижней оптимальной точке указаны на рис. 6.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе был рассмотрен симметричный кубит-кинемон, для него определены четыре режима работы в зависимости от величины параметра $\frac{E_L}{E_{J\Sigma}}$. По форме потенциальной энергии в нижней оптимальной точке данные режимы эквивалентны кубиту-трансмону, кубиту-флакониуму и анграмоническому осциллятору.

ру, а также между последними двумя режимами существует промежуточный случай.

Было установлено, что с точки зрения использования в квантовых устройствах наиболее интересны режим ангармонического осциллятора и переходный режим. В этих режимах был проведен поиск энергетических параметров E_C , $E_{J1,2}$, E_L с целью максимизации ангармонизма α . С учетом конструктивных и практических ограничений были рассмотрены два случая. В случае оптимизации по верхней оптимальной точке в доступный измерительному оборудованию диапазон (пункт 3 ограничений) попадают обе оптимальные точки. Для этого случая получен максимальный ангармонизм $\alpha_{\max} = 0.25$ ГГц при $E_C = 2.0$ ГГц в режиме ангармонического осциллятора (табл. 1) и $\alpha_{\max} = 0.18$ ГГц при $E_C = 1.5$ ГГц в переходном режиме. В случае оптимизации по нижней оптимальной точке в общем случае верхняя оптимальная точка может выходить за границы доступного измерительному оборудованию диапазона. Для такой постановки задачи получен максимальный ангармонизм $\alpha_{\max} = -2.16$ ГГц при $E_C = 4.0$ ГГц в режиме ангармонического осциллятора (табл. 2) и $\alpha_{\max} = -1.89$ ГГц при $E_C = 5.5$ ГГц в переходном режиме.

Согласно полученным результатам, при оптималь-

ных параметрах кубит-кинемон имеет в несколько раз больший ангармонизм, чем кубиты-трансмоны, изготовленные по той же технологии. В рассмотренных режимах спектр кинемона имеет такой вид, что кубит возможно перестраивать по внешнему потоку ϕ_e . Благодаря наличию индуктивного члена в потенциальной энергии зарядовая дисперсия в кубите-кинемоне подавлена. Таким образом, симметричный кинемон превосходит кубит-трансмон по значениям зарядовой энергии и ангармонизма, оставаясь устойчивым к зарядовой дисперсии, а форма спектра, допускающая перестройку по потоку, и слабая зависимость энергии кубитного перехода от энергетических параметров (формула (8)) выгодно отличают его от кубита-флаксонаума.

В продолжение настоящей работы планируется исследовать свойства асимметричного кубита-кинемона, изготовить образцы кинемонов с оптимальными параметрами, провести для них измерение времен релаксации и дефазировки и сравнить результат со значениями для трансмонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-15-2024-538).

- [1] MacQuarrie E., Simon C., Simmons S., Maine E. // Nat. Rev. Phys. **2**(11). 596 (2020).
- [2] Bova F., Goldfarb A., Melko R.G. // EPJ Quantum Technol. **8**(1). 2 (2021).
- [3] Georgescu I.M., Ashhab S., Nori F. // Rev. Mod. Phys. **86**(1). 153 (2014).
- [4] Resch S., Karpuzcu U.R. // arXiv. 1905.07240. (2019).
- [5] Fernandez-Carames T.M., Fraga-Lamas P. // IEEE Access. **8**. 21091 (2020).
- [6] Lanyon B.P., Whitfield J.D., Gillett G.G. et al. // Nat. Chem. **2**(2). 106 (2010).
- [7] Orus R., Mugel S., Lizaso E. // Rev. Phys. **4**. 100028 (2019).
- [8] Preskill J. // Quantum. **2**. 79 (2018).
- [9] Dmitriev A. Y., Astafiev O. V. // Appl. Phys. Lett. **119**(8). 080501 (2021).
- [10] Koch J., Yu T.M., Gambetta J. et al. // Phys. Rev. A. **76**(4). 042319 (2007).
- [11] Moskalenko I.N. Simakov I.A. Abramov N.N. et al. // npj Quantum Inf. **8**(1). 130 (2022).
- [12] Somoroff A. Ficheux Q., Mencia R.A. et al. // Phys. Rev.Lett. **130**(26). 267001 (2023).
- [13] Nguyen L.B. Koolstra G. Kim Y. et al. // PRX Quantum. **3**(3). 037001 (2022).
- [14] Kalacheva D., Fedorov G., Khrapach I., Astafiev O. // Supercond. Sci. Technol. **36**(5). 055011 (2023).
- [15] Kalacheva D., Fedorov G., Zotova J., Kadyrmetov S. et al. // Phys. Rev. Appl. **21**(2). 024058 (2024).
- [16] Devoret M.H. // Fluctuations Quantiques/Quantum Fluctuations. 351 (1997).
- [17] Dolan G.J. // Appl. Phys. Lett. **31**(5). 337 (1977).
- [18] Pishchimova A.A., Smirnov N.S., Ezenkova D.A. et al. // Sci. Rep. **13**(1). 6772 (1977).

Inductively shunted transmon qubits with high anharmonicity

A. S. Kirkovskii^{1,a}, D. A. Kalacheva^{1,2,3}, G. P. Fedorov^{1,3,4,5}, S. V. Sanduleanu^{1,3,4,5}, A. Yu. Dmitriev^{1,3,5}, O. V. Astafiev^{2,1,5}

¹Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny 141700, Russia

²Skolkovo Institute of Science and Technology, Skolkovo Innovation Center, Moscow 121205, Russia

³National University of Science and Technology MISIS, Moscow 119049, Russia

⁴Russian Quantum Center, Skolkovo Innovation Center, Moscow 121205, Russia

⁵Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Moscow 125009, Russia

E-mail: ^akirkovskii.as@phystech.edu

In this paper, we investigate a kinemon superconducting artificial atom, which is a hybrid of transmon and fluxonium qubits. We focus on the symmetric case, where the external magnetic flux is divided into two equal parts by an

inductive element. We show that the kinemon has different operation modes with one-well and two-well potential energies, and we investigate modes without spectral discontinuities in detail. We maximize the anharmonicity of the kinemon in these modes, and we consider how random fluctuations of energy parameters affect the results of maximization. The optimal values of anharmonicity and charge energy of the kinemon exceed the corresponding parameters of transmon qubits, the charge dispersion in the kinemon is reduced by adding an inductive element, and the qubit transition frequency has weak dependence on the energy parameters. This makes the kinemon qubit a promising candidate for use in multi-qubit quantum devices.

PACS: 85.25.Dq, 85.25.Cp, 74.78.-w, 03.67.Lx.

Keywords: quantum devices, superconducting qubits.

Received 10 June 2024.

Сведения об авторах:

1. Кирковский Алексей Сергеевич — техник; тел.: (495) 408-45-54,
e-mail: kirkovskii.as@phystech.edu.
2. Калачева Дарья Алексеевна — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 408-45-54,
e-mail: kalacheva@phystech.edu.
3. Федоров Глеб Петрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 408-45-54,
e-mail: gleb.fedorov@phystech.edu.
4. Сандуляну Штефан Васильевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 408-45-54,
e-mail: shtefan.sanduleanu@phystech.edu.
5. Дмитриев Алексей Юрьевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 408-45-54,
e-mail: aleksei.j.dmitriev@phystech.edu.
6. Астафьев Олег Владимирович — канд. физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 408-45-54,
e-mail: o.astafiev@skoltech.ru.