

Многорезонаторная квантовая память с переключателем

С. А. Моисеев¹⁾, Н. С. Перминов¹⁾

Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева – КАИ, 420111 Казань, Россия

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, ФИЦ, Казанский научный центр РАН, 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 5 апреля 2020 г.

После переработки 5 апреля 2020 г.

Принята к публикации 6 апреля 2020 г.

В работе исследована схема многорезонаторной квантовой памяти, основанная на системе из четырех взаимодействующих резонаторов, связанных через общий резонатор с внешним носителем при помощи переключаемой связи. Используя алгебраические методы, оптимизированы параметры резонаторов и частотный спектр изучаемой системы, при которых показана возможность высокоэффективного управляемого обратимого переноса информации в квантовую память с произвольным долгим хранением. Обсуждаются возможные применения разрабатываемой схемы для квантового процессинга.

DOI: 10.31857/S1234567820090050

Введение. Работы по созданию высокоэффективной квантовой памяти (КП), работающей в оптическом и микроволновом диапазоне частот, вызывают растущий интерес в связи с необходимостью решения широкого круга задач в сфере квантовых информационных технологий [1]. Особое внимание привлекает проблема создания полномасштабного многокубитового квантового компьютера, использующего сверхпроводящие кубиты, создание которого затрудняется относительно малым временем жизни сверхпроводящих кубитов, которое ограничено сверху временем ~ 100 мкс [2–4]. Вместе с тем, появление такого компьютера представляется возможным при использовании многокубитовой КП, обладающей значительно большим временем жизни. В настоящее время отсутствует КП, параметры которой удовлетворяли бы требованиям, необходимым для использования в квантовом компьютере, хотя есть основания полагать, что такая КП может быть создана, если в качестве носителей квантовой информации использовать микроволновые резонаторы, обладающие большой добротностью и способные увеличить время жизни кубитов до десятков миллисекунд. Другим многообещающим, но более сложным подходом к созданию КП представляется использование электрон-ядерных спиновых ансамблей, которые могут сохранять квантовую информацию в течение единиц и сотен секунд [5, 6].

В создании КП ключевой проблемой остается реализация управляемого высокоэффективного интерфейса (ВИ) [7, 8], призванного обеспечивать обратимый

перенос кубитов (ниже микроволновых фотонов) из волноводного тракта, или квантовых процессоров в КП с последующим восстановлением фотонов в произвольный момент времени. Ниже мы изучаем возможность реализации высокоэффективной широкополосной резонаторной КП, способной также выступать в роли ВИ для различных схем квантовой памяти.

Создание ВИ налагает ряд требований на параметры микроволновых фотонов и стационарных кубитов, на способы реализации их взаимодействия и приводит к необходимости решения соответствующих задач квантовой динамики. Так, использование высокочастотного микроволнового резонатора в качестве КП [9, 10] допускает эффективные операции только с однофотонными волновыми пакетами специальной (экспоненциально нарастающей) временной формы [11], что экспериментально продемонстрировано для микроволновых фотонов с эффективностью 99.41 % и квантовой точностью сохранения исходного состояния 97.4 % [9]. Однако сложность в приготовлении специальной временной формы волновых пакетов и конечное время срабатывания переключателя [10] накладывает серьезные практические ограничения в работе такой памяти. Также большие трудности возникают в достижении эффективности переноса > 99.9 % при использовании такой КП. Эти проблемы определяют важность поиска более совершенных подходов к созданию КП на высокочастотных резонаторах.

В настоящей работе мы следуем подходу, предложенному недавно в наших работах [12–14], где показано, что система связанных резонаторов, облада-

¹⁾e-mail: s.a.moiseev@kazanqc.org; nperminov@kazanqc.org

ющая заданной спектральной структурой резонансных линий способна выполнять роль ВИ при работе с широкополосными световыми и микроволновыми импульсами произвольной временной формы. Эти преимущества возникают благодаря возможности согласования импедансов КП и внешнего волновода в широком спектральном диапазоне частот работы КП. Вместе с тем, время восстановления сигнального микроволнового импульса в работах [12–14] было зафиксировано временной задержкой $T = 2\pi/\Delta$, аналогично AFC протоколу [15] (см. также работу [16], где впервые было предложено формирование сигналов эха в системе осцилляторов, обладающих периодическим набором частот). Ниже мы рассматриваем схему КП на системе из четырех взаимодействующих резонаторов, связанную с внешним носителем (квантовым процессором) через управляемый во времени переключатель и исследуем возможность увеличения времени жизни такой КП от характерных значений $T_1 = 2\pi/\Delta$ до времен в несколько единиц T_1 . Мы оптимизируем параметры и частотные характеристики такой КП для получения обратимой динамики и сверхвысокой эффективности работы КП в режиме увеличенного времени хранения, что требуется для использования в квантовом компьютере.

Теоретическая модель. Изображенная на рис. 1 предлагаемая схема КП включает 4 резонатора, 3 из которых $(x_{1,2,3}(t))$ связаны с общим резонатором $y_1(t)$, соединенным через контролируемую связь $k(t)$ с внешним резонатором (сверхпроводящим сигнальным кубитом) $y_2(t)$.

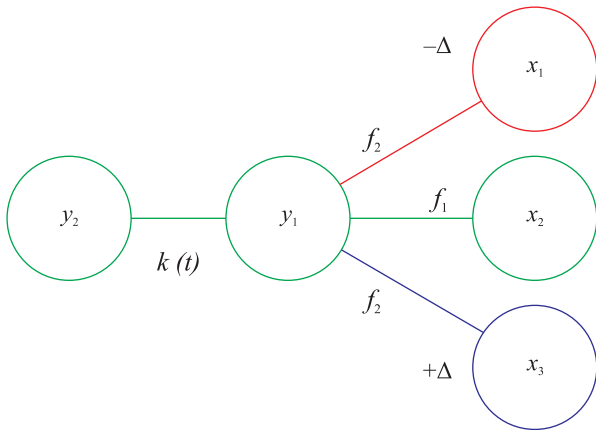


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема четырехрезонаторной КП, соединенной через переключатель с внешним резонатором

Учитывая высокую добротность резонаторов, мы пренебрегаем затуханием в уравнениях движения изучаемой системы на временах $t \ll 2Q/(\Delta_n + \Delta_0)$

(Q – добротность, $(\Delta_n + \Delta_0)$ – частоты резонаторов ($n = 1, 2, 3$)), и, используя Гамильтониан

$$H = \Delta_0 \sum_{m=1,2} a_m^\dagger a_m + \sum_{n=1,3} (\Delta_n + \Delta_0) b_n^\dagger b_n + [k(t)a_1^\dagger a_2 + f_1 a_1^\dagger b_2 + f_2 a_1^\dagger (b_1 + b_3) + \text{h.c.}], \quad (1)$$

записанный в частотных единицах (где $\Delta_1 = -\Delta$, $\Delta_2 = 0$, $\Delta_3 = \Delta$, а f_1 и f_2 – постоянные связи трех резонаторов с общим резонатором, Δ_0 – частоты общего и внешнего резонатора), получим для амплитуд волновой функции $|\Psi(t)\rangle = [\sum_m y_m(t)a_m^\dagger + \sum_n x_n(t)b_n^\dagger]|0\rangle$, соответствующей однофотонному возбуждению в изучаемой системе, следующую систему линейных уравнений:

$$\begin{aligned} [\partial_t + i\Delta]x_1(t) + if_2y_1(t) &= 0, \quad \partial_t x_2(t) + if_1y_1(t) = 0, \\ [\partial_t - i\Delta]x_3(t) + if_2y_1(t) &= 0, \\ \partial_t y_1(t) + ik(t)y_2(t) + if_1x_2(t) + if_2[x_1(t) + x_3(t)] &= 0, \\ \partial_t y_2(t) + ik(t)y_1(t) &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $|0\rangle$ – основное состояние мод резонаторов. В работе [10] в качестве переключателей использовались джозефсоновские контакты, где анализировалась применимость управляемой во времени связи $k(t)$ между резонаторами.

Обратимая динамика и оптимизация свойств КП. В рассматриваемой задаче мы изучаем условия реализации высокоэффективного обратимого переноса возбуждения из сигнального кубита в резонаторы КП, полагая начальное состояние $y_2(0) = 1$, $y_1(0) = x_{1,2,3}(0) = 0$. Для строго обратимой динамики требуется соблюдение условия кратности [17] или эквидистантности [13–16] собственных частот системы взаимодействующих резонаторов. Мы интересуемся двумя режимами работы КП. Режим сохранения квантовой информации имеет место при отключении КП от сигнального кубита, когда $k(t > t_{\text{rec}}) = 0$ (t_{rec} – время загрузки сигнального кубита в КП), а режим загрузки характеризуется ненулевой постоянной k , подлежащей определению.

Работа рассматриваемой КП требует одновременной оптимизации параметров всей системы в каждом из двух режимов. Свободных параметров в рассматриваемой общей задаче оптимизации недостаточно, чтобы строго удовлетворить обратимости одновременно сразу для нескольких режимов использования КП. В зависимости от последовательности оптимизации разных режимов можно получать различные параметры и результаты качества оптимизации для

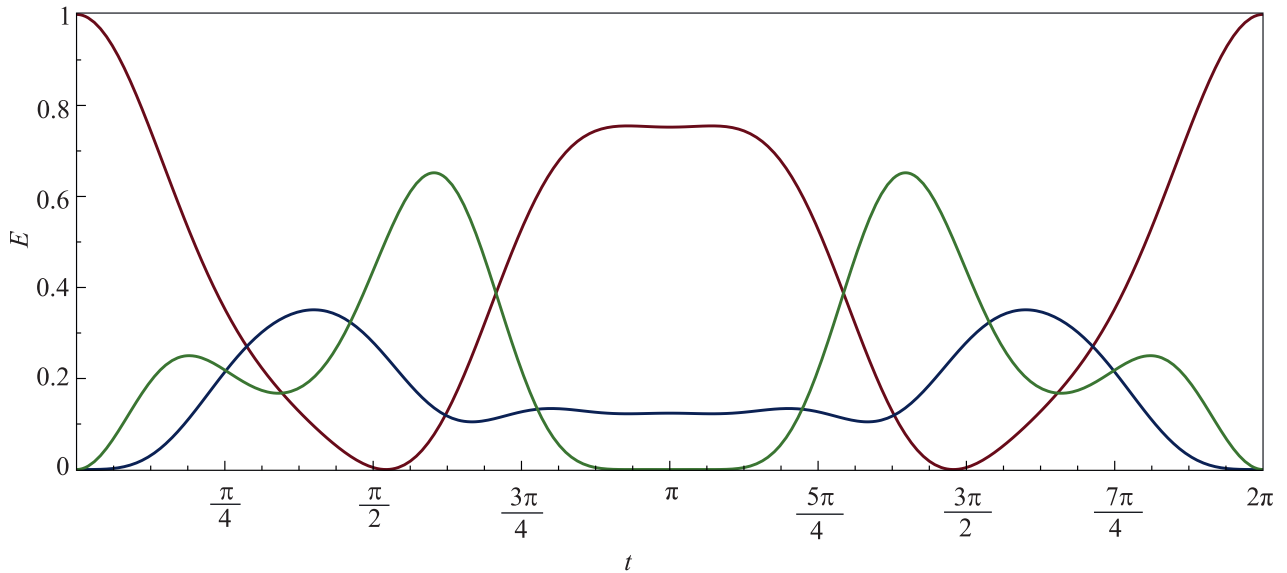


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость вероятности возбуждения $E(t)$ в различных резонаторах для одного цикла хранения: $E[x_2](t)$ – красная линия, $E[x_1](t)$ – синяя линия (совпадает с $E[x_3](t)$), $E[y_1](t)$ – зеленая линия

каждого из режимов и для работы всей системы в целом, так что возможность полной оптимизации не очевидна. Так как режим хранения информации (в отличие от режима загрузки) может представлять собой множество циклов, то неточности оптимизации стадии хранения могут накапливаться на каждом цикле и способны сильнее сказываться на эффективности работы системы. Поэтому мы начнем оптимизацию со стадии хранения в КП при отключенной связи ($k = 0$). Это стадия должна обеспечивать высокую обратимость КП для различных времен хранения информации $T = T_1, 2T_1, 3T_1, \dots, qT_1$ (T_1 – один цикл стадии хранения), пока связь общего резонатора с внешним резонатором не будет восстановлена.

Стадия хранения ($k = 0$). Для получения обратной динамики в течение многих циклов $q = 2, 3, \dots$ мы накладываем условие кратности частот в системе взаимодействующих резонаторов. Ниже мы требуем, чтобы собственные частоты 4-х взаимодействующих резонаторов были кратны (не эквидистантны) и имели вид $\omega_n = [-4, -1, 1, 4]$, что отлично от оригинального AFC-протокола [15], где частоты строго эквидистантны. В этом случае из анализа уравнений (2) при $k = 0$ получим следующие условия на исходные свободные параметры системы:

$$\begin{aligned} \Delta &= [[25 - 2f_2^2]^{1/2} + [9 - 2f_2^2]^{1/2}]/2, \\ f_1 &= [[25 - 2f_2^2]^{1/2} - [9 - 2f_2^2]^{1/2}]/2. \end{aligned} \tag{3}$$

Наличие 4-х частот означает, что взаимодействие между резонаторами снимает исходное вырождение частот двух резонаторов y_1, y_2 , формируя кратное распределение частот с масштабным фактором 1.5 в разнице соседних собственных частот. Задавшись при этом начальным состоянием амплитуд в блоке КП вида: $x_1(0) = x_3(0) = y_1(0) = 0, x_2(0) = 1$, для вероятности возбуждения микроволнового фотона в резонаторах КП $E[x_{1,2,3}] = |x_{1,2,3}(t)|^2$ в течение одного цикла хранения получим динамику, изображенную на рис. 2.

Как видно на рис. 2, состояние системы с высокой точностью возвращается в первоначальное при $t = 2\pi$. Примечательно, что вблизи момента времени $t = \pi$ получившееся возбуждение распределено только между модами трех резонаторов x_1, x_2, x_3 (для любого выбора f_2 при выполнении условия (3)). В этом случае моды 4-х резонаторов КП переходят в состояние, близкое к так называемому “темному” состоянию, когда амплитуды возбуждения трех резонаторов удовлетворяют условию $x_2(t) \approx -2x_1(t)f_2/f_1$ (где учтено $x_1(t) = x_3(t)$) в течение всего временного плато вблизи $t = \pi$, при котором мода общего резонатора практически не возбуждается ($y_1(t) \approx 0$ и $\partial_t y_1(t) \approx 0$), несмотря на ее взаимодействие с модами x_1, x_2, x_3 . Это так называемое состояние кутрита $|\Psi(\pi)\rangle = \sum_n x_n(\pi)b_n^\dagger|0\rangle$ относительно медленно меняется во времени вблизи $t = \pi$, пока с высокой точностью соблюдаются фазовые соотношения между резонансными модами x_1, x_3 и x_2 , но последние постепенно изменяются во времени в силу частотной

расфазировки. Однако если в момент времени $t = \pi$ все исходные частоты резонаторов сделать одинаковыми $\Delta(t) \rightarrow 0$, то сформировавшееся “темное” состояние будет сохраняться на большее время, определяемое в пределе лишь добротностью резонаторов.

Отметим, что рассмотренный сценарий работы резонаторов допускает реконфигурацию за счет изменения свободного параметра f_2 (при сохранении условий (3)). При этом вблизи $t = \pi$ также будет возникать соответствующее квазиравновесное “темное” состояние, но с новым измененным распределением энергии между модами резонатора x_1, x_2, x_3 , удовлетворяющими условию $x_2 \approx -2x_1f_2/f_1$. В этой работе мы не приводим явные формулы для длительности временного плато и возможные значения f_1, f_2 , которые достаточно сложны и позволяют контролировать значение $E[x_2](t = \pi)$ приблизительно в пределах от 0.3 до 1. Например, при $f_2 = 1.8687$: $\Delta = 2.8322, f_1 = 1.4124$ создается состояние кутрита с амплитудами $x_1 \cong x_3 \cong -2^{1/2}/4, x_2 \cong 3^{1/2}/2$ при $t = \pi$, которое определяет кратное деление вероятности распределения исходного состояния между тремя резонаторными модами x_1, x_2, x_3 в отношении 1 : 6 : 1.

Наличие плато дает важную для практической реализации возможность использовать центральный резонатор y_1 с относительно меньшей добротностью и позволяет относительно медленно включать/выключать связь $k(t)$ этого резонатора с внешним резонатором (кубитом). Более того, в этот период времени открывается возможность запускать в резонаторы КП дополнительное излучение, не выпуская наружу уже запасенную в КП энергию. В этих условиях многорезонаторный блок КП (являющийся многоуровневой системой, как и ее отдельный резонатор) допускает специфическое когерентное сложение и интерференцию квантовых состояний разных логических кубитов, что представляет интерес использовать его в квантовых вычислениях и метрологии.

Стадия загрузки ($k \neq 0$). Далее, мы оптимизируем систему резонаторов при связи с внешним резонатором ($k = \text{const} \neq 0$). Для обеспечения временной обратимости в загрузке и восстановления сигнального поля, мы вновь накладываем условие кратности собственных частот в виде $\omega_n/s = [-n_1, -1, 0, 1, n_1]$ теперь уже для 5-ти частичной квантовой системы (где s – некоторый масштабный фактор (не обязательно рациональный), а n_1 – некоторое рациональное число). Это условие можно учесть через результаты алгебраических систем [17], контролирующих условия разрешимости системы уравнений (2), и по-

лучим условие на f_2 , как функцию от параметра связи k :

$$f_2^2 = \left((16 - n_1^2 - k^2 n_1^2)(k^2 n_1^2 + 16n_1^2 - 1) \times \right. \\ \left. \times (k^2 - 16n_1^2 + 1)(k^2 - n_1^2 + 16) \right) / \left((2k^2(n_1^2 + 1)^2 \times \right. \\ \left. \times (n_1^2(k^2 + 17)^2 - 16(n_1^2 + 1)^2)) \right). \quad (4)$$

Оптимальные параметры для переноса состояния из блока памяти в y_2 имеют вид: $[k, \Delta, f_1, f_2, s, n_1] = [1.4247, 2.8322, 1.4124, 1.8687, 1.0352, 4]$. Таким образом, пятирезонаторная система вновь покрывает широкий спектральный интервал и характеризуется кратными частотами, при этом новая линия встраивается в центр спектра, “вызывая” расталкивание боковых линий с масштабным фактором 1.0352. При этих параметрах, определяемых соотношениями (2) и (4), через время $3\pi/s$ происходит почти полная загрузка энергии из внешнего резонатора y_2 в один резонатор КП с модой x_2 , при которой эффективность переноса $E[x_2] = |x_2(t = 3\pi/s)|^2 = 0.99977$ при $y_2(0) = 1$. Без переключения через $t = 6\pi/s$ получим почти полное обращение энергии с эффективностью $\eta = (0.99977)^2 \sim 0.9995$ (см. рис. 3), что вполне отвечает требованиям квантового компьютера.

Особенностью динамики, изображенной на рис. 3, является то, что в момент полной загрузки $t = 3\pi/s$ энергия из внешнего резонатора y_2 полностью переходит в резонатор с модой x_2 , тогда как моды других резонаторов x_1, x_3 становятся пустыми в этот момент времени. Вместе с тем, наличие резонаторов x_1, x_3 делает возможным формирование широкого плато вблизи момента времени $t = 3\pi/s$. Опустошение резонаторов (x_1, x_3) и (y_1, y_2) вблизи $t = 3\pi/s$ открывает возможность динамического подключения через них внешних устройств, что расширяет функциональные возможности предложенной схемы КП.

Таким образом, используя (2) и (4), для стадии загрузки найдено значение постоянной связи $k = 1.4247$, при котором исходные четыре линии с соотношением частотных интервалов между ними [3 : 2 : 3] дополняются (благодаря связи $k(t)$) 5-й линией в центре спектра, что дает соотношение частотных интервалов [3 : 1 : 1 : 3]. Данная структура линий позволяет реализовать эффективную загрузку сигнального поля в КП, которая характеризуется широким рабочим спектральным интервалом частот. Как это видно на рис. 3, после завершения загрузки входные моды y_1 и y_2 становятся опустошенными на некоторое время, в течение которого возникает возможность отключить связь между модами y_1 и y_2

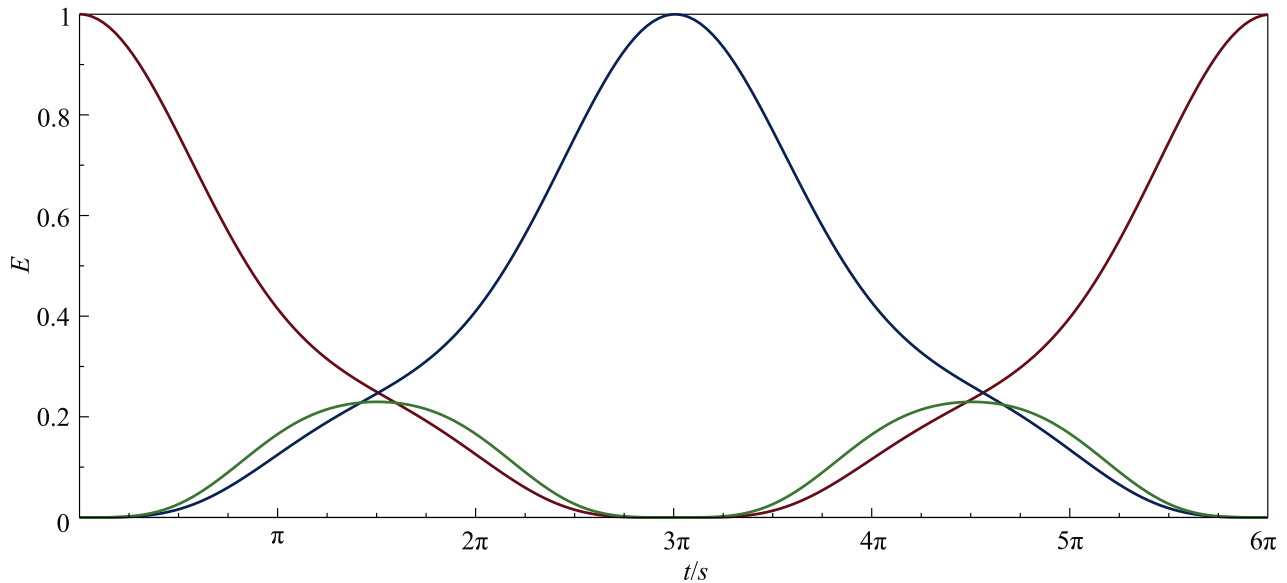


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость вероятности возбуждения $E(t)$ в резонаторах для одного полного цикла обращения без переключения: $E[y_2](t)$ – красная линия, $E[x_2](t)$ – синяя линия, $E[x_1](t)$ – зеленая линия

и не вносить существенных возмущений в КП, когда в ней возбуждается лишь x_2 , что заметно лучше использования переноса экспоненциально нарастающей моды в однорезонаторной КП, требующей использования теоретически мгновенного переключателя [9, 10].

Обсуждение и перспективы. В работе была исследована схема многорезонаторной КП с переключателем, которая демонстрирует богатые функциональные возможности для сохранения сигнальных фотонов и позволяет удобно (не слишком быстро) подключать КП к внешним устройствам. Оптимизация собственных частот показала возможность получения высокоточной обратимой динамики и эффективности переноса возбуждений одновременно в двух режимах работы КП. Режим с постоянной связью позволяет обеспечить полную загрузку и сохранение сигнала за конечное фиксированное время, а использование режима с переключением связи позволяет сохранять входное поле в течение большого числа циклов хранения.

Кроме того, предложенная схема КП позволяет разным частям схемы взаимодействовать с различными элементами квантового компьютера (долгоживущие спиновые системы, волноводные шины, процессоры, генераторы состояний), что является предметом последующих исследований. При этом сама схема обладает гибкостью в настройке собственных частот для хорошего спектрального совмещения с другими устройствами, что важно для практического использования.

Отметим также, что резонаторные системы показали эффективные возможности использования в режиме генераторов запутанных состояний [18], в качестве многокубитовых гейтов [19] и многочастичных квантовых симуляторов [20] благодаря наличию богатой динамики в системе многих тел. Предложенная схема КП допускает различные режимы соединения с внешними устройствами, которые возникают благодаря практически полной локализации возбуждения на конечное время на выбранном резонаторе. Также многорезонаторная схема КП допускает различную реконфигурацию (перестройку) своих параметров, в том числе и на стадии хранения, если имеется дополнительная возможность контроля внутренних параметров связи между резонаторами и частотами резонаторов в блоке КП. На наш взгляд, несомненный интерес представляет реализация предложенной КП на системе оптических резонаторов, в частности, на компактных Фабри–Перо резонаторах, позволяющих универсальную перестройку параметров микрорезонаторной ячейки со значительным усилением взаимодействия моды поля с атомами [21].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке в рамках темы лаборатории “Интегральная квантовая оптика” Казанского квантового центра КНИТУ – КАИ (построение модели и анализ результатов), частично поддержана в рамках бюджетной темы лаборатории Квантовой оптики и информатики КФТИ – ФИЦ КазНЦ РАН (алгебраические методы оптимизации квантовых систем), а также частично при финансовой поддержке гран-

та Российского фонда фундаментальных исследований #18-42-160007 (численное моделирование динамических свойств многофункциональной квантовой памяти).

1. G. Kurizki, P. Bertet, Y. Kubo, K. Mølmer, D. Petrosyan, P. Rabl, and J. Schmiedmayer, Proc. Natl. Acad. Sci. **112**, 3866 (2015).
2. F. Arute, K. Arya, R. Babbush et al. (Collaboration), Nature **574**, 505 (2019).
3. O. B. Kobe, J. Chuma, R. Jamisola, Jr, and M. Chose, Engineering Science and Technology, an International Journal **20**, 460 (2017).
4. И. Н. Москаленко, И. С. Беседин, И. А. Цицилин, Г. С. Мажорин, Н. Н. Абрамов, А. Григорьев, И. А. Родионов, А. А. Доброносова, Д. О. Москалев, А. А. Пищимова, А. В. Устинов, Письма в ЖЭТФ **110**, 569 (2019).
5. L. Jiang, J. S. Hodges, J. R. Maze, P. Maurer, J. M. Taylor, D. G. Cory, P. R. Hemmer, R. L. Walsworth, A. Yacoby, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin, Science **326**, 267 (2009).
6. M. Zhong, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, J. G. Bartholomew, S. E. Beavan, S. M. Wittig, J. J. Longdell, and M. J. Sellars, Nature **517**, 177 (2015).
7. X.-H. Bao, A. Reingruber, P. Dietrich, J. Rui, A. Dück, T. Strassel, L. Li, N.-L. Liu, B. Zhao, and J.-W. Pan, Nature Phys. **8**, 517 (2012).
8. В. М. Порозова, В. А. Пивоваров, Л. В. Герасимов, Д. В. Куприянов, Письма в ЖЭТФ **108**, 726 (2018).
9. J. Wenner, Yi Yin, Yu Chen et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **112**, 210501 (2014).
10. E. Flurin, N. Roch, J. D. Pillet, F. Mallet, and B. Huard, Phys. Rev. Lett. **114**, 090503 (2015).
11. J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, and H. Mabuchi, Phys. Rev. Lett. **78**, 3221 (1997).
12. E. S. Moiseev and S. A. Moiseev, Laser Phys. Lett. **14**, 015202 (2017).
13. S. A. Moiseev, K. I. Gerasimov, R. R. Latypov, N. S. Perminov, K. V. Petrovnin, and O. N. Sherstyukov, Sci. Rep. **8**, 1 (2018).
14. N. S. Perminov and S. A. Moiseev, Sci. Rep. **9**, 1 (2019).
15. H. De Riedmatten, M. Afzelius, M. U. Staudt, C. Simon, and N. Gisin, Nature **456**, 773 (2008).
16. Б. Я. Дубетский, В. П. Чеботаев, Письма в ЖЭТФ **41**, 267 (1985) [B. Y. Dubetskii and V. P. Chebotaev, JETP Lett. **41**, 328 (1985)].
17. N. S. Perminov, D. Y. Tarankova, and S. A. Moiseev, Laser Phys. **29**, 124016 (2019).
18. W. Pfaff, C. J. Axline, L. D. Burkhardt, U. Vool, P. Reinhold, L. Frunzio, L. Jiang, M. H. Devoret, and R. J. Schoelkopf, Nature Phys. **13**, 882 (2017).
19. J.-X. Han, J. L. Wu, Y. Wang, Y. Y. Jiang, Y. Xia, and J. Song, Opt. Express **28**, 1954 (2020).
20. M. J. Hartmann, F. G. Brandao, and M. B. Plenio, Laser Photonics Rev. **2**, 527 (2008).
21. Д. С. Довженко, И. С. Васкан, К. Е. Мочалов, Ю. П. Ракович, И. Р. Набиев, Письма в ЖЭТФ **109**, 12 (2019).