Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 12, с. 865 – 870

Квантовая память с интерфейсом на основе частотного преобразования

А. Д. Бережной[1)], *А. А. Калачев*[1)]

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки "Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр Российской академии наук", 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 7 ноября 2025 г.
После переработки 12 ноября 2025 г.
Принята к публикации 12 ноября 2025 г.

Предложена схема квантовой памяти с интерфейсом на основе частотного преобразования, которая объединяет в одном резонаторе процессы записи/воспроизведения фотонов в резонансном многоатомном ансамбле и однофотонного частотного преобразования в нелинейной среде. По сравнению с независимыми квантовой памятью и частотным преобразователем, предлагаемый подход позволяет избежать лишних потерь при вводе/выводе излучения и полностью обойти необходимость согласования рабочих длин волн и полос двух устройств. Получено решение уравнений Гейзенберга–Ланжевена, описывающее цикл записи-воспроизведения однофотонного волнового пакета, на основе которого сформулированы условия достижения высокой эффективности квантовой памяти, в частности – модифицированные условия согласованной нагрузки.

DOI: 10.7868/S3034576625120251

1. Введение. Создание эффективной оптической квантовой памяти является одной из актуальных задач современной квантовой оптики и квантовых оптических технологий [1–3]. Квантовая память является необходимым элементом для реализации полномасштабных квантовых вычислений [4] и большинства протоколов квантовых повторителей [5, 6], что делает ее одним из базовых устройств дальнодействующей квантовой связи. Однако большинство материалов, которые считаются перспективными для использования в качестве носителей квантовой информации, имеют резонансные линии поглощения и излучения на длинах волн, отличающихся от телекоммуникационных. Поэтому актуальной задачей является разработка методов однофотонного частотного преобразования между различными оптическими диапазонами, позволяющего интегрировать устройства квантовой памяти в оптоволоконные сети.

На сегодняшний день использование двух отдельных устройств – квантового частотного преобразователя и квантовой памяти – является фактически стандартным решением при постановке экспериментов в области разработки квантовых сетей (см., например, [7–11]). При этом процесс частотного преобразования может сопровождаться спектральным сжатием [12], что весьма полезно для сопряжения устройств квантовой памяти, имеющих разную ширину полосы, а также сопряжения их с широкополосными источниками фотонов. Кроме того, однофотонный частотный сдвиг можно использовать для ввода/вывода излучения из волоконного резонатора [13], что позволяет существенно повысить эффективность полностью оптической квантовой памяти. Однако наиболее перспективным представляется создание единого устройства, т.е. квантовой памяти с интерфейсом на основе частотного преобразования, поскольку в этом случае можно избежать лишних потерь при вводе/выводе излучения и необходимости согласования рабочих длин волн и полос двух независимых устройств. Основой для такого объединения может служить общий резонатор, содержащий носитель квантовой информации и нелинейную среду, в которой реализуется частотное преобразование. Действительно, с одной стороны, схемы квантовой памяти в резонаторе позволяют с высокой эффективностью записывать и воспроизводить квантовые состояния света с использованием эффектов электромагнитно-индуцированной прозрачности [14], фотонного эха [15–17] и нерезонансного рамановского поглощения/испускания фотонов [18]. С другой стороны,квантовое преобразование на основе трехволнового или четырехволнового взаимодействия в нелинейном резонаторе, также может об-

[1)]e-mail: alex.berezhnoi@mail.ru; a.a.kalachev@mail.ru

ладать высокой эффективностью и низким уровнем шума [19–22].

В настоящей работе исследуется возможность объединения в одном резонаторе двух процессов: однофотонного частотного преобразования в нелинейной среде и записи/воспроизведения фотонов в резонансном многоатомном ансамбле. Похожая идея была высказана в работе [23], где предлагалось объединить в одном резонаторе условную генерацию однофотонных состояний на основе спонтанного параметрического рассеяния и квантовую память, однако в этой работе процессы параметрического рассеяния и записи рассматривались последовательно (запись начиналась после детектирования одного из рожденных фотонов). В настоящей работе квантовая память объединяется с другим нелинейным процессом и, кроме того, развивается теория, которая описывает одновременное выполнение частотного преобразования и операций записи или считывания квантового состояния.

2. Основные уравнения. Рассмотрим резонатор,содержащий ансамбль $N \gg 1$ трехуровневых атомов, с помощью которого осуществляется запись и воспроизведение однофотонных состояний, а также среду с квадратичной нелинейностью, обеспечивающей однофотонное частотное преобразование (рис. 1).

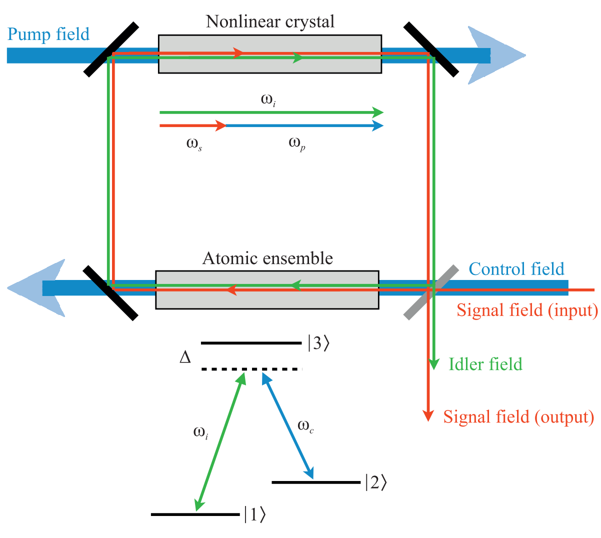

Рис. 1. (Цветной онлайн) Принципиальная схема квантовой памяти с интерфейсом на основе частотного преобразования (пояснения в тексте)

В рассматриваемой схеме используются две моды резонатора: мода сигнального поля на частоте ω_s и мода холостого поля на частоте ω_i, скорости затухания которых соответственно равны $2\kappa_s$ и $2\kappa_i$. Частотное преобразование однофотонных состояний из одной моды в другую осуществляется в квадратично-нелинейной среде в процессе генерации разностной или суммарной частоты при наличии поля накачки на частоте $\omega_p = \omega_i - \omega_s$. В данном случае предполагается, что сигнальная мода соответствует разностной частоте, а холостая – суммарной (первая может соответствовать коммуникационной длине волны, а вторая – линии поглощения квантовой памяти в видимом диапазоне). Нелинейный кристалл имеет периодическую доменную структуру, обеспечивающую выполнение квазисинхронизма для обоих процессов. В случае точного резонанса $\omega_p = \omega_i - \omega_s$ гамильтониан взаимодействия двух мод можно записать в виде:

$$H_{FC} = \chi a_s a_i^\dagger + \text{э.с.}, \tag{1}$$

где $a_s = A_s e^{-i\omega_s t}$ и $a_i = A_i e^{-i\omega_i t}$ – операторы уничтожения фотонов сигнального и холостого полей, соответственно (A_s, A_i – медленно меняющиеся амплитуды), χ – скорость частотной конверсии, пропорциональная корню квадратному из мощности поля накачки. Соответствующие уравнения Гейзенберга для медленно меняющихся амплитуд, описывающие частотную конверсию, получаются равными

$$\begin{aligned} \dot{A}_s &= i\chi A_i, \\ \dot{A}_i &= i\chi A_s. \end{aligned} \tag{2}$$

Запись и воспроизведение холостого поля в квантовой памяти осуществляется посредством нерезонансного комбинационного (рамановского) взаимодействия его с ансамблем трехуровневых атомов, имеющих Λ-схему резонансных переходов, при наличии управляющего поля. Частота последнего ω_c отличается от частоты холостого поля ω_i на величину, равную частоте низкочастотного атомного перехода $|1\rangle - |2\rangle$ с большим временем когерентности. Предполагается, что изначально атомы находятся в основном состоянии $|1\rangle$, а однофотонная отстройка Δ существенно превышает спектральную ширину оптических переходов, так что в процессе взаимодействия уровень $|3\rangle$ не заселяется. Кроме того, в случае взаимодействия слабого (однофотонного) поля и большого числа атомов можно пренебречь и заселенностью уровня $|2\rangle$, так что основной характеристикой состояния атомной системы становится когерентность на переходе $|1\rangle - |2\rangle$. При этом можно использовать различные схемы квантовой памяти в резонаторе, рассмотренные, в частности, в работах [24–28]. В качестве примера, воспользуемся схемой записи и считывания холостого поля через угловую модуляцию управляющего поля [28], которая описывается следующей системой уравнений Гейзенберга:

$$\begin{aligned} \dot{S}_n &= ig_R\sqrt{N}\Phi_n A_i, \\ \dot{A}_i &= ig_R^*\sqrt{N}\Sigma_n\Phi_n S_n, \end{aligned} \tag{3}$$

где S_n – коллективные атомные операторы, соответствующие ортогональным модам когерентности на переходе $|1\rangle-|3\rangle$, которые нумеруются индексом $n \in \mathbb{Z}$, $g_R = g\Omega(t)/\Delta$, g – константа связи между холостым полем и атомной системой на переходе $|1\rangle-|3\rangle$, $\Omega(t)$ – частота Раби управляющего поля, действующего на переходе $|2\rangle-|3\rangle$, Δ – однофотонная отстройка, $\Phi_n(t) = \mathrm{sinc}[(t+n\delta\alpha)\pi/\delta]$ – дельта-образные функции, определяющие амплитуду взаимодействия поля с модами атомной когерентности. Здесь δ – эффективное время взаимодействия, эквивалентное неоднородному времени жизни резонансного перехода T_2^*, α – отношение длины атомного ансамбля к длине резонатора. Как показано в работе [29], данная схема квантовой памяти математически эквивалентна схеме с градиентным эхом.

Наконец, дополняя уравнения (2) и (3) релаксационными и шумовыми членами (см., например, [25]) получаем следующую систему уравнений Гейзенберга–Ланжевена:

$$\dot{A}_s = -\kappa_s A_s + i\chi A_i + \sqrt{2\kappa_s}A_{s,\mathrm{in}}, \tag{4а}$$

$$\dot{A}_i = -\kappa_i A_i + i\chi A_s + ig_R^*\sqrt{N}\Sigma_n\Phi_n S_n, \tag{4б}$$

$$\dot{S}_n = -\gamma S_n + ig_R^*\sqrt{N}\Phi_n A_i. \tag{4в}$$

При численном решении системы уравнений (4) операторы заменяются комплексными числами, соответствующими амплитудам вероятности перехода между вакуумным и однофотонным состояниями для поля и между основным и возбужденным состояниями для атомов. Поскольку сигнальное поле считается слабым, вкладом атомных операторов шума в уравнениях Гейзенберга–Ланжевена можно пренебречь, и они не включены в данную систему уравнений. Кроме того, поскольку входное поле отличается от вакуумного только для сигнальной моды, в уравнении (4б) также отсутствует соответствующий вклад. Амплитуда сигнального поля на выходе из резонатора $A_{\mathrm{out}}(t)$ находится из граничного условия [30, 31]

$$A_{s,\mathrm{out}}(t) = \sqrt{2\kappa_s}A_s(t) - A_{s,\mathrm{in}}(t), \tag{5}$$

а полная эффективность квантовой памяти определяется как вероятность воспроизведения записанного состояния, которую удобно представить в виде

$$\eta = \frac{\int_0^{+\infty} dt\langle A^\dagger_{s,\mathrm{out}}(t)A_{s,\mathrm{out}}(t)\rangle}{\int_{-\infty}^{0} dt\langle A^\dagger_{s,\mathrm{in}}(t)A_{s,\mathrm{in}}(t)\rangle}, \tag{6}$$

если предположить, что процесс записи заканчивается, а процесс считывания начинается в момент времени $t = 0$.

3. Основные результаты. Рассмотрим процесс записи и последующего воспроизведения однофотонного импульса, несущая частота которого соответствует моде сигнального поля. Пусть импульс, описываемый амплитудой $A_{s,\mathrm{in}}(t)$, подается на вход резонатора в течение временного интервала $[-T, 0]$ при начальных условиях $S_n(-T) = 0, \forall n$. Внутри резонатора при наличии поля накачки происходит частотное преобразование сигнального поля в холостое, и одновременно, при наличии управляющего поля, взаимодействие холостого поля с системой атомов. В процессе записи в течение интервала времени $[-T, 0]$ волновой вектор управляющего поля поворачивается с некоторой угловой скоростью, достаточной, чтобы неоднородное время жизни δ было короче длительности входного импульса [28]. В результате к моменту времени $t = 0$ в системе атомов создается низкочастотная когерентность, которая описывается амплитудами $S_n(0)$, несущими информацию о форме однофотонного импульса. Далее начинается процесс считывания, в ходе которого волновой вектор управляющего поля должен поворачиваться в обратном направлении. Если угловая скорость при считывании по величине совпадает со скоростью при записи, то в интервале $[0, T]$ произойдет обращенное во времени воспроизведение однофотонного импульса. При этом аналогичным образом холостое поле будет преобразовываться в сигнальное при наличии поля накачки и выходить из резонатора в виде $A_{s,\mathrm{out}}(t)$.

Поскольку спектральная ширина однофотонного импульса предполагается меньше скорости затухания сигнального поля в резонаторе (в противном случае поле не сможет загрузиться в резонатор с высокой вероятностью), из системы уравнений (4) можно адиабатически исключить сигнальное поле, положив $\dot{A}_s = 0$ в уравнении (4а), что дает

$$A_s = \frac{\sqrt{2\kappa_s}A_{s,\mathrm{in}} + i\chi A_i}{\kappa_s}. \tag{7}$$

В результате получаем следующую систему уравнений

$$\dot{A}_i = (-\kappa_i - \chi^2/\kappa_s)A_i + \\ + \sqrt{2\kappa_s}(i\chi/\kappa_s)A_{s,\mathrm{in}} + ig_R^*\sqrt{N}\Sigma_n\Phi_n S_n, \qquad (8а)$$

$$\dot{S}_n = -\gamma S_n + ig_R\sqrt{N}\Phi_n A_i, \qquad (8б)$$

которые по структуре совпадают с уравнениями, рассмотренными в работах [25, 27, 28], так что решение находится аналогичным образом и получается в виде:

$$A_{s,\mathrm{out}}(t) = \frac{C_{is}}{1+C_{is}}\frac{2C}{1+C_{is}+C}A_{s,\mathrm{in}}(-t)e^{-2\gamma t}, \qquad (9)$$

где $C_{is} = \chi^2/(\kappa_i\kappa_s)$ – двухмодовый кооперативный параметр, $C = \Gamma/\kappa_i$ – атомно-полевой кооперативный параметр, $\Gamma = |g_R|^2 N\delta/2$ – скорость поглощения холостого поля атомным ансамблем. Решение (9) справедливо при условии, что амплитуда импульса $A_s(t)$ меняется медленно на масштабах неоднородного времени жизни δ и обратной скорости потерь для холостого поля $(\kappa_i+\chi^2/\kappa_s)^{-1}$. Следует подчеркнуть,что решение (9) справедливо и тогда, когда запись и воспроизведение однофотонных импульсов осуществляется путем взаимодействия с двухуровневой системой атомов. В этом случае δ заменяется неоднородным временем жизни резонансного перехода T_2^*, а вместо константы связи g_R используется g.

Наличие интерфейса на основе частотного преобразования приводит к следующим особенностям функционирования квантовой памяти: 1) высокая эффективность квантовой памяти достигается только при высокой скорости частотного преобразования по сравнению со скоростью радиационных потерь, т.е. когда $C_{is} \gg 1$; 2) условие согласованной нагрузки, при котором достигается максимальная эффективность квантовой памяти в резонаторе, приобретает вид $C = 1 + C_{is}$ и учитывает не только вклад радиационных потерь для холостой моды, но и потери, связанные с частотным преобразованием ее в сигнальную моду. При большой скорости, когда $C_{is} \gg 1$, определяющими становятся потери для сигнальной моды и условие согласованной нагрузки принимает вид: $\Gamma = \chi^2/\kappa_s$; 3) высокую эффективность квантовой памяти при фиксированной спектральной ширине ввода/вывода, которая равна $2\kappa_s$, можно получить за счет уменьшения ширины холостой моды $2\kappa_i$. Таким образом, интерфейс на основе частотного преобразования позволяет согласовать широкополосное однофотонное поле на входе с атомным ансамблем, находящимся в узкополосном резонаторе. Поскольку в данной системе не требуется вводить/выводить холостое поле из резонатора, оптимальным является использование “глухого” резонатора на частоте холостой моды, когда $\kappa_i = 0$.

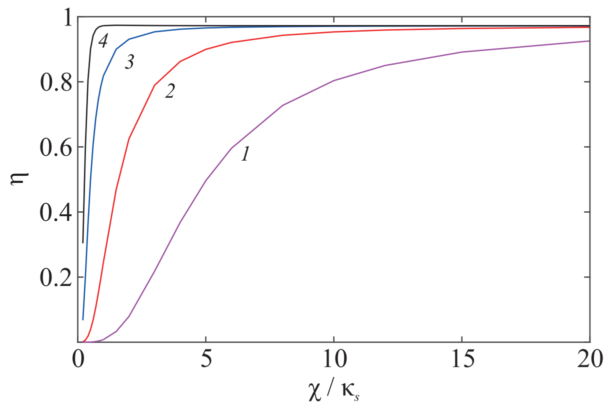

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость эффективности квантовой памяти η от скорости частотного преобразования χ при различных соотношениях скоростей затухания мод резонатора κ_i, κ_s и фиксированном значении длительности входного импульса τ_p, имеющего гауссову форму: $\kappa_i = 10\kappa_s$ (*1*), $\kappa_i = \kappa_s$ (*2*), $\kappa_i = \kappa_s/10$ (*3*) и $\kappa_i = \kappa_s/100$ (*4*). Результат численного решения системы уравнений (4) при выполнении условия согласованной нагрузки $\Gamma = \kappa_i + \chi^2/\kappa_s$, слабой релаксации атомной когерентности $\gamma\tau_p \ll 1$, неоднородном времени жизни $\delta = \tau_p/2$ и $\kappa_s = 10/\tau_p$

На рисунке 2 приведены результаты численного решения системы уравнений (4), иллюстрирующие зависимость эффективности квантовой памяти η от скорости частотного преобразования χ при различном значении скорости затухания холостой моды резонатора κ_i (относительно κ_s) и фиксированной длительности входного импульса τ_p, имеющего гауссову форму. По мере уменьшения спектральной ширины холостой моды от значений, превышающих ширину сигнальной (кривая *1*, рис. 2), до значений, намного меньших ширины сигнальной (кривая *4*, рис. 2), эффективность квантовой памяти существенно возрастает при фиксированной скорости частотного преобразования. Видно,что в случае $\kappa_i \ll \kappa_s$ эффективность памяти достигает максимальных значений уже при $\chi/\kappa_s \cong 1$, когда условие согласованной нагрузки принимает вид $\Gamma \cong \kappa_s$, который соответствует записи/воспроизведению сигнального поля без частотного преобразования [25, 26]. Экспериментальная реализация данного режима представляется вполне достижимой. В качестве простейшего примера можно рассмотреть полностью твердотельную схему, когда резонатор Фабри–Перо содержит нелинейный кристалл и кристалл, содержащий ансамбль оптических центров (примесных ионов, центров окраски), так что общая длина резонатора близка к суммарной длине кристаллов и составляет порядка 1 см. В работе [32] сделаны оценки, согласно которым при низких потерях в нелинейных материалах типа PPLN и оптимальной настройке подобного резонатора полная эффективность частотного преобразования может быть выше 90 % при мощности поля накачки порядка 50–100 мВ. При этом и спектральная ширина моды сигнального поля, и скорость частотного преобразования могут составлять единицы МГц. С другой стороны, такая спектральная ширина при длинах резонатора порядка 1 см соответствует потерям за один обход порядка 10^{-2}–10^{-3}, так что, согласно условию согласованной нагрузки, требуется совсем небольшая оптическая толщина резонансной системы атомов при использовании двухуровневой схемы квантовой памяти. Что касается трехуровневой схемы,то для реализации нерезонансного рамановского поглощения/испускания в примесных кристаллах требуются узкие линии оптических переходов и микрорезонаторы [33], поэтому для реализации долгоживущей памяти предпочтительнее использовать стандартный перенос оптической когерентности между переходами $|1\rangle - |3\rangle$ и $|1\rangle - |2\rangle$ посредством оптических импульсов.

4. Заключение. Развита теория квантовой памяти с интерфейсом на основе однофотонного частотного преобразования в общем резонаторе. Путем решения уравнений Гейзенберга–Ланжевена, описывающих процесс записизаписи/воспроизведения однофотонного поля в квантовой памяти и его частотное преобразование в нелинейной среде, определены условия достижения максимальной эффективности, в частности – модифицированное условие согласованной нагрузки. Показано, что интерфейс на основе частотного преобразования позволяет согласовать широкополосное однофотонное поле на входе с атомным ансамблем, находящимся в узкополосном или даже "глухом" резонаторе. Последний вариант представляется наиболее перспективным, поскольку в этом случае условие согласованной нагрузки приобретает тот же вид, что и в отсутствии частотного преобразования, а необходимая скорость последнего становится минимальной. Предложенный подход совмещения в одном устройстве двух процессов позволяет избежать лишних потерь при выводе и вводе поля из одного устройства в другое, а также полностью обойти необходимость согласования рабочих длин волн и полос двух устройств.

Финансирование работы. Работа выполнена в рамках государственного задания Федерального исследовательского центра "Казанский научный центр Российской академии наук".

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

1. M. Guo, S. Liu, W. Sun, M. Ren, F. Wang, and M. Zhong, "Rare-earth quantum memories: The experimental status quo", Front. Phys. **18**, 21303 (2023).
2. Y. Lei, F. K. Asadi, T. Zhong, A. Kuzmich, C. Simon, and M. Hosseini, "Quantum optical memory for entanglement distribution", Optica **10**, 1511 (2023).
3. С. А. Моисеев, М. М. Миннегалиев, К. И. Герасимов, Е. С. Моисеев, А. Д. Деев, Ю. Ю. Балега, "Оптическая квантовая память на атомных ансамблях: физические принципы, эксперименты и возможности применения в квантовом повторителе", УФН **195**, 455 (2025) [S. A. Moiseev, M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, E. S. Moiseev, A. D. Deev, and Yu. Yu. Balega, "Optical quantum memory in atomic ensembles: physical principles, experiments, and potential of application in a quantum repeater", Phys.-Uspekhi **68**, 431 (2025)].
4. C. Liu, M. Wang, S. A. Stein, Y. Ding, and A. Li, "Quantum memory: A missing piece in quantum computing units", doi:10.48550/arxiv.2309.14432 (2023).
5. K. Azuma, S. E. Economou, D. Elkouss, P. Hilaire, L. Jiang, H.-K. Lo, and I. Tzitrin, "Quantum repeaters: From quantum networks to the quantum internet", Rev. Mod. Phys. **95**, 045006 (2023).
6. Р. А. Ахмеджанов, Ю. Ю. Балега, А. Д. Деев, А. А. Калачев, "Квантовые повторители: актуальные направления исследований и последние достижения", УФН **195**, 909 (2025) [R. A. Akhmedzhanov, Yu. Yu. Balega, A. D. Deev, A. A. Kalachev, "Quantum repeaters: current research trends and latest achievements", Phys.-Uspekhi **68**, 857 (2025)].
7. X. Fernandez-Gonzalvo, G. Corrielli, B. Albrecht, M. L. Grimau, M. Cristiani, and H. de Riedmatten, "Quantum frequency conversion of quantum memory compatible photons to telecommunication wavelengths", Opt. Express **21**, 19473 (2013).
8. B. Albrecht, P. Farrera, X. Fernandez-Gonzalvo, M. Cristiani, and H. de. Reidmatten, "A waveguide frequency converter connecting rubidium-based quantum memories to the telecom C-band", Nat. Commun. **5**, 3376 (2014).
9. N. Maring, D. Lago-Rivera, A. Lenhard, G. Heinze, and H. de Riedmatten, "Quantum frequency conversion of memory-compatible single photons from 606 nm to the telecom C-band", Optica **5**, 507 (2018).

10. X. Wang, X. Jiao, B. Wang, Y. Lio, H.-P. Xie, M.-Y. Zheng, O. Zhang, and J.-W. Pan, "Quantum frequency conversion and single-photon detection with lithium niobate nanophotonic chips", npj Quantum Inf. **9**, 38 (2023).
11. B. Eric, M. Satula, Y. Q. Huan et al. (Collaboration), "Telecom Networking with a Diamond Quantum Memory", PRX Quantum **5**, 010303 (2024).
12. M. Allgaier, V. Ansari, L. Sansoni, C. Eigner, V. Oiring, R. Riken, G. Harder, B. Brecht, and C. Silberhorn, "Highly efficient frequency conversion with bandwidth compression of quantum light", Nat. Commun. **8**, 14288 (2017).
13. P. J. Bustard, K. Bonsma-Fisher, C. Hnatovsky, D. Grobnic, S. J. Mihailov, D. England, and B. J. Sussman, "Toward a Quantum Memory in a Fiber Cavity Controlled by Intracavity Frequency Translation", Phys. Rev. Lett. **128**, 120501 (2022).
14. L. Ma, X. Lei, J. Yan, R. Li, T. Chai, Z. Yan, X. Jia, C. Xie, and K. Peng, "High-performance cavity-enhanced quantum memory with warm atomic cell", Nat. Commun. **13**, 2368 (2022).
15. M. Sabooni, Q. Li, S. Kroll, and L. Rippe, "Efficient Quantum Memory Using a Weakly Absorbing Sample", Phys. Rev. Lett. **110**, 133604 (2013).
16. P. Jobez, I. Usmani, N. Timoney, C. Laplane, N. Gisin, and M. Afzelius, "Cavity-enhanced storage in an optical spin-wave memory", New J. Phys. **16**, 083005 (2014).
17. S. Duranti, S. Wengerowsky, L. Feldmann, A. Seri, B. Casabone, and H. de Riedmatten, "Efficient cavity-assisted storage of photonic qubits in a solid-state quantum memory", Opt. Express **32**, 26884 (2024).
18. S. Ming, J. Guo, Y. Wu, G. Bao, S. Wu, M. Shi, L. Chen, and W. Zhang, "Cavity-enhanced storage in an optical spin-wave memory", Sci. China Inf. Sci. **66**, 180505 (2023).
19. N. Maring, D. L.-Rivera, A. Lenhard, G. Heinze, and H. de Riedmatten, "Quantum frequency conversion of memory-compatible single photons from 606 nm to the telecom C-band", Optica **5**, 507 (2018).
20. Q. Li, M. Davanco, and K. Srinivasan, "Efficient and low-noise single-photon-level frequency conversion interfaces using silicon nanophotonics", Nat. Photonics **10**, 406 (2016).
21. A. Singh, Q. Li, S. Liu, Y. Yu, X. Lu, C. Schneider, S. Höfling, J. Lawall, V. Verma, R. Mirin, S. W. Nam, J. Liu, and K. Srinivasan, "Quantum frequency conversion of a quantum dot single-photon source on a nanophotonic chip", Optica **6**, 563 (2019).
22. F. Mann, H. M. Chrzanowski, F. Gewers, M. Placke, and S. Ramelow, "Low-noise quantum frequency conversion in a monolithic cavity with bulk periodically poled potassium titanyl phosphate", Phys. Rev. Appl. **20**, 054010 (2023).
23. D. O. Akat'ev, and A. A. Kalachev, "Optical parametric oscillator with quantum memory for quantum repeaters", Laser Phys. **33**, 015202 (2022).
24. A. V. Gorshkov, A. Andre, M. D. Lukin, and A. S. Sørensen, "Photon storage in Λ-type optically dense atomic media. I. Cavity model", Phys. Rev. A **76**, 033804 (2007).
25. M. Afzelius and C. Simon, "Impedance-matched cavity quantum memory", Phys. Rev. A **82**, 022310 (2010).
26. S. A. Moiseev, S. N. Andrianov, and F. F. Gubaidullin, "Efficient multimode quantum memory based on photon echo in an optimal QED cavity", Phys. Rev. A **82**, 022311 (2010).
27. A. Kalachev and O. Kocharovskaya, "Quantum storage via refractive index control", Phys. Rev. A **83**, 053849 (2011).
28. A. Kalachev and O. Kocharovskaya, "Multimode cavity-assisted quantum storage via continuous phase-matching control", Phys. Rev. A **88**, 033846 (2013).
29. X. Zhang, A. Kalachev, and O. Kocharovskaya, "Quantum storage based on control-field angular scaling", Phys. Rev. A **87**, 013811 (2013).
30. M. J. Collett and C. W. Gardiner, "Squeezing of intracavity and traveling-wave light fields produced in parametric amplification", Phys. Rev. A **30**, 1386 (1984).
31. C. W. Gardiner and M. J. Collett, "Input and output in damped quantum systems", Phys. Rev. A **31**, 3761 (1985).
32. L. Taneja, D. I. Schuster, and J. Simon, "Light-controlled strong coupling of optical cavity modes spaced by 200 THz", arXiv:2503.00833 (2025).
33. А. Д. Бережной, А. А. Калачев, "Квантовая память на основе нерезонансного рамановского взаимодействия в примесных кристаллах: анализ отношения сигнал/шум", Квант.электроника **47**, 790 (2017) [A. D. Berezhnoi and A. A. Kalachev, "Off-resonant Raman quantum memory in impurity crystals: signal-to-noise ratio analysis", Quantum Electron. **47**, 790].