Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 12, с. 769 – 777

Реализация протокола оптической квантовой памяти в кристалле $^{167}Er^{3+}:Y_2SiO_5$

М. М. Миннегалиев[1)]*, К. И. Герасимов, Т. Н. Сабиров, Р. В. Урманчеев, С. А. Моисеев*

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

Поступила в редакцию 29 апреля 2022 г.
После переработки 11 мая 2022 г.
Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Экспериментально реализован протокол квантовой памяти на основе восстановления сигнала подавленного эха (ROSE) в кристалле $^{167}Er^{3+}:Y_2SiO_5$ на телекоммуникационной длине волны для входных световых полей с малым числом фотонов. Достигнута эффективность хранения 44 % при времени хранения 40 мкс. Входной импульс содержал в среднем ~ 340 фотонов, а восстановленный эхо-сигнал ~ 150 фотонов, при отношении сигнал/шум $= 4$. Показано, что основной источник шума – спонтанное излучение атомов, оставшихся в возбужденном состоянии из-за неидеальности параметров двух рефазирующих импульсов. Обсуждаются способы увеличения отношения сигнал/шум для реализации эффективной квантовой памяти для однофотонных световых полей.

DOI: 10.31857/S1234567822120047, EDN: imkkqt

Разработка эффективной многокубитовой квантовой памяти (КП) является одной из ключевых задач в оптических квантовых технологиях [1]. КП вызывает особый интерес для создания на ее основе квантового повторителя, необходимого для увеличения дальности работы квантовых коммуникаций [2]. КП также полезна для использования в качестве источников или детекторов однофотонных состояний, в создании универсального квантового компьютера и в квантовой метрологии [3]. За последние два десятилетия были предложены разные протоколы для эффективной записи и считывания фотонных кубитов из ячейки КП [4, 5]. Схема КП, основанная на использовании высокоэффективного обращенного фотонного эха в оптически плотной среде [6], нашла активное применение в разработке ряда протоколов ее реализации в твердотельных системах [7], где были продемонстрированы перспективные возможности для сохранения многоимпульсных световых полей. Один из таких протоколов КП основан на восстановлении сигнала подавленного эха (*revival of silenced echo* – ROSE протокол) [8].

Протокол ROSE наиболее близок к классической схеме двухимпульсного фотонного эха, где к сигнальному и рефазирующему импульсу добавляется второй рефазирующий импульс, благодаря чему сигнал фотонного эха излучается в неинвертированной системе [9]. При этом излучение первичного фотонного эха подавляется, например, путем подбора специальных условий фазового синхронизма, геометрии распространения волновых векторов сигнального и контролирующего полей, как было показано в работах [8, 10], а высокоэффективное восстановление сигнального импульса происходит в сигнале эха, излучаемом в обратном к сигнальному импульсу направлении в соответствии со схемой оригинального протокола [6]. Такая схема КП позволяет работать с малофотонными сигнальными полями [11, 12], реализовывать адресную запись и считывание входных импульсов [12], позволила достичь на практике высокой эффективности восстановления сигнала в свободном пространстве [13], а также в резонаторе [12, 14] и в интегральных структурах [15]. Схема ROSE относительно проста в реализации, поскольку не требует сложной процедуры подготовки начального квантового состояния атомов, но достижение высокой эффективности восстановления входного сигнала требует достаточно большого поглощения и времени когерентности на оптическом переходе атомов.

Перспективными материалами для создания оптической КП являются кристаллы, активированные редкоземельными ионами, оптические переходы которых могут обладать большими временами когерентности (до единиц миллисекунд) при криогенных температурах [16, 17]. Оптический переход ионов эрбия $^4I_{15/2}$–$^4I_{13/2}$ интересен тем, что его длина волны перехода ($\lambda = 1536$ нм в кристалле $^{167}Er^{3+}:Y_2SiO_5$) лежит в окне прозрачности стандартного телеком-

1)e-mail: mansur@kazanqc.org

муникационного оптоволокна. Время когерентности этого оптического перехода достигает 1.4 мс во внешнем магнитном поле при времени жизни возбужденного оптического состояния $T_1 \sim 14$ мс и величине неоднородного уширения перехода 500 МГц [18]. Наличие сверхтонких подуровней $^{167}\mathrm{Er}^{3+}$ также дает возможность реализации долгоживущей КП на спиновых состояниях ионов, где время когерентности между спиновыми состояниями может достигать 1 с, как было показано в работе [19].

Фотонно-кристаллические резонаторы в кристалле $\mathrm{Er}^{3+}:\mathrm{Y_2SiO_5}$ [20–22] открывают возможности не только для усиления взаимодействия фотонов с ионами эрбия, но и для изготовления интегральных оптических структур, что важно для практических приложений КП и других квантовых устройств, создаваемых в таких кристаллах. В частности, при помощи такого резонатора в кристалле $\mathrm{Er}^{3+}:\mathrm{Y_2SiO_5}$, был реализован источник одиночных фотонов [22]. Кроме того, применяя резонансное микроволновое излучение, удалось инициализировать различные начальные спиновые состояние четырех ионов эрбия [23], что расширяет возможности создания оптического чипа КП [24] и реализации многорезонаторной схемы КП [25] на таком кристалле, открывает пути проведения квантового процессинга на долгоживущих спиновых кубитах. Недавно в этом кристалле была реализована оптическая КП на фотонном эхе с неоднородным уширением в виде периодической частотной гребенки (AFC-протокол) [26], где была продемонстрирована эффективность $\sim 22\,\%$ восстановления однофотонных световых сигнальных импульсов для времени хранения 0.8 мкс. В работе [13] экспериментально был реализован ROSE-протокол в подобном кристалле с бóльшим временем хранения 16 мкс и бóльшей эффективностью восстановления входного сигнала 40 %, но лишь для ярких световых импульсов. Поскольку устройства КП предполагают эффективную работу с однофотонными световыми полями, то представляет большой интерес реализация ROSE-протокола для световых импульсов с малым числом фотонов, а также дальнейшее улучшение его базовых параметров – эффективности и времени хранения, что и является предметом исследования настоящей работы.

В данной работе мы экспериментально реализовали ROSE протокол КП в кристалле $^{167}\mathrm{Er}^{3+}:\mathrm{Y_2SiO_5}$ с эффективностью восстановления сигнального импульса $\sim 44\,\%$ при времени хранения 40 мкс, который содержал в себе ~ 340 фотонов, при этом сигнал светового эха содержал около 150 фотонов при отношении сигнала эха к шуму ~ 4. В начале были проведены эксперименты с яркими световыми импульсами, содержащими $\sim 10^8$ фотонов, при этом эффективность восстановления сигнального импульса составила $\sim 54\,\%$ для того же времени хранения 40 мкс. Далее мы исследовали эффективность восстановления входного сигнала в зависимости от интенсивности двух контролирующих лазерных импульсов, осуществляющих рефазировку оптической когерентности ионов эрбия, возбуждаемой сигнальным световым импульсом и поведение оптических квантовых шумов при переходе к сигнальным импульсам с малым числом фотонов. На основе анализа полученных данных, мы предлагаем практически реализуемые способы уменьшения квантовых шумов, возникающих во время излучения эхо-сигнала, которые позволят перейти к работе с однофотонными сигнальными световыми полями.

Источником лазерного излучения в экспериментальной установке служил перестраиваемый одночастотный диодный лазер (Toptica CTL-1500), настроенный на длину волны $\lambda = 1536.46$ нм, соответствующую квантовому переходу $^4I_{15/2}(0)$–$^4I_{13/2}(0)$ ионов эрбия. Импульсы лазерного излучения взаимодействовали с образцом кристалла $^{167}\mathrm{Er}^{3+}:\mathrm{Y_2SiO_5}$ ($c = 0.005\,\%$), находящегося при температуре 1.3 K в камере криостата замкнутого цикла со встроенным сверхпроводящим магнитом. Сигнальный и контролирующие (рефазирующие) лазерные импульсы распространялись в противоположных направлениях вдоль оси b кристалла длиной 5 мм. При этом входной сигнал (показан красным на рис. 1) был поляризован вдоль оси D2 кристалла. Учитывая анизотропию кристалла, была выбрана поляризация сигнального импульса вдоль оси D2 кристалла, что увеличило поглощение сигнального излучения примерно в два раза и позволило добиться большей эффективности восстановления входного сигнала. Контролирующее лазерное излучение (показано зеленым на рис. 1) было поляризовано вдоль оси D1 кристалла, ортогонально сигнальному излучению. В этом случае контролирующий импульс испытывает меньшее поглощение при распространении в среде, взаимодействуя с теми же атомами, что и сигнальный импульс. В пучке контролирующего импульса была дополнительно применена линза (Eksma Optics GTH-3.6-1.75FA-IR), которая трансформировала профиль пучка из гауссовой формы в супергауссовую (так называемую “top-hat”) форму, где вариация интенсивности в поперечном сечении профиля пучка была минимальна, что позволило достигнуть более равномерного распределения интенсивности, а значит и частоты Раби контролирующего импуль-

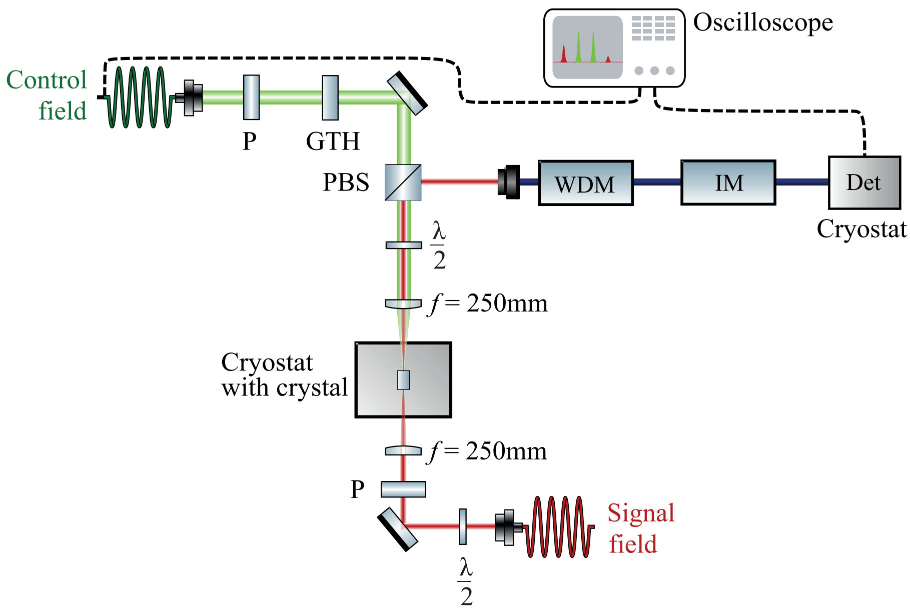

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. P – поляризатор; GTH – преобразователь профиля пучка; PBS – поляризационный светоделитель; WDM – волоконный спектральный фильтр; IM – амплитудный модулятор; Det – лавинный фотодиод или сверхпроводниковый детектор одиночных фотонов в криостате; $\lambda/2$ – полуволновая пластинка, f – фокусное расстояние линзы

са во всем поперечном профиле контролирующего пучка.

Эксперимент проводился во внешнем магнитном поле ($H = 2$ кГс), направленном под углом 140° к оси D1 кристалла, благодаря чему удалось увеличить время когерентности оптического перехода. Для увеличения интенсивности, задаваемое диодным лазером, контролирующее излучение дополнительно пропускалось через эрбиевый волоконный усилитель (Keopsys CEFA-C-PB-LP-SM), что позволило увеличить максимальную мощность контролирующего излучения в непрерывном режиме до 90 мВт непосредственно перед самим криостатом. Импульсы сигнального и контролирующего излучения формировались при прохождении непрерывного излучения диодного лазера через акустооптические модуляторы (AOM). Для измерения входного сигнального импульса и излучаемого сигнала эха был использован фотодетектор на основе лавинного фотодиода (Thorlabs APD110C/M), сигнал с которого поступал на осциллограф (Tektronix DPO 7104C). В экспериментах по сохранению малофотонных сигнальных импульсов, лавинный фотодиод был заменен на сверхпроводниковый детектор одиночных фотонов (Scontel SSPD). В последнем случае в детектирующий канал был также добавлен волоконный фильтр. Этот фильтр не пропускал излучение с длинами волн, которые соответствовали люминесценции с оптического возбужденного уровня $^4I_{13/2}(0)$ на возбужденные уровни основного мультиплета $^4I_{15/2}(n > 0)$. Таким образом, на детектор попадало только излучение с частотой, соответствующей бесфононной линии люминесценции, совпадающей с рабочим оптическим переходом. Схема экспериментальной установки после прохождения акустооптических модуляторов приведена на рис. 1.

На рисунке 2 представлены экспериментальные данные по сохранению в ROSE протоколе сигнального импульса, содержащего $\sim 10^8$ фотонов. Временная форма сигнального импульса задавалась в виде Гаусса с длительностью 2 мкс и представлена в виде черной кривой при $t = 0$ на рис. 2. Отклонение от симметричного гауссового профиля обусловлено свойствами используемого детектора (см. также рис. 5). Непоглощенная часть входного импульса показана синей кривой. Контролирующие импульсы подаются в моменты времени $t = 10$ мкс и $t = 30$ мкс. В качестве таких рефазирующих импульсов мы использовали лазерные импульсы с амплитудной и частотной модуляцией [12, 27], электрическое поле $\varepsilon(t)$ и несущая частота $\omega(t)$ которых имели следующий вид:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \mathrm{sech}(\beta(t - t_0)), \tag{1}$$

$$\omega(t) = \omega_0 + \mu\beta \tanh(\beta(t - t_0)), \tag{2}$$

где параметры β и μ определяют длительность импульса (β^{-1}) и его спектральную ширину ($2\mu\beta$). Такие импульсы позволяют эффективно инвертировать

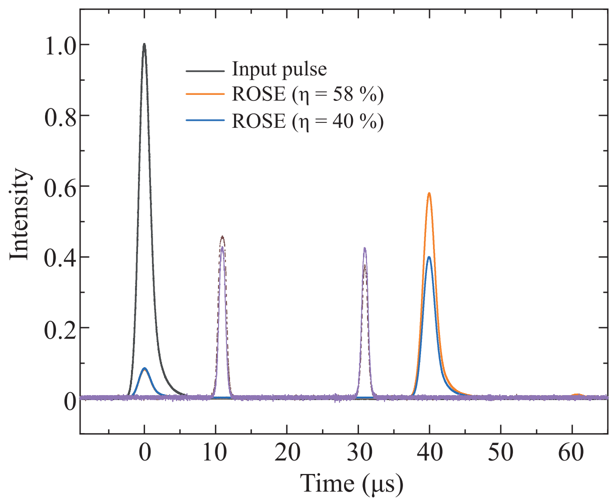

Рис. 2. (Цветной онлайн) Сигнал восстановления подавленного эха (оранжевая и синяя кривые при $t = 40$ мкс), полученный в кристалле $^{167}Er^{3+}:Y_2SiO_5$ ($c = 0.005\,\%$). Синяя кривая соответствует случаю идентичных рефазирующих импульсов (показаны фиолетовой кривой), оранжевая – случаю разных по интенсивности рефазирующих импульсов (показаны коричневой штриховой кривой). Эффективность восстановления эха составила 40 % в случае симметричных рефазирующих импульсов и 58 % в случае разных интенсивностей. Время хранения составило 40 мкс, а поглощение $\alpha L = 2.4$. При $t = 0$ показан входной импульс (черная сплошная кривая) и его непоглощенная часть (синяя сплошная кривая)

ансамбль атомов, резонансные частоты которых лежат в спектральном интервале $2\mu\beta$. Такое возбуждение происходит при выполнении условия адиабатичности эволюции вектора Блоха $\mu\beta^2 \ll \Omega_0^2$, и достаточно слабого затухания атомной когерентности: $T_2\beta \gg 1$, где Ω_0 – частота Раби, T_2 – время когерентности оптического перехода. В наших экспериментах параметры лазерных импульсов варьировались в диапазоне $\beta = 2\pi \times (100 \div 400$ кГц) и $\mu = 0.5 \div 1.5$ так, чтобы спектральный интервал протяжки частоты контролирующих импульсов перекрывал спектр сигнального импульса.

Эффективность восстановления сигнала подавленного эха η определяется как отношение энергии в сигнале эха к энергии входного импульса. В наших экспериментах она составила 40 % для времени хранения 40 мкс в случае идентичных контролирующих импульсов (синяя кривая на рис. 2), при величине оптической плотности образца $\alpha L = 2.4$ и времени когерентности оптического перехода $T_M = 280$ мкс ($x = 1.35$), где T_M – время фазовой памяти Мимса [28]. Максимальную теоретически достижимую эффективность в используемой геометрии распространения лазерных пучков, при идеальных рефазирующих импульсах, можно оценить по формуле $\eta_{\max}(\alpha L) = (\alpha L)^2 e^{-\alpha L} e^{-2\left(\frac{2\tau}{T_M}\right)^x}$, которая не превышает 54 % из-за перепоглощения сигнала эха в оптически плотной среде, где 2τ – время хранения и $T_M \gg 2\tau$. Отметим, что при использовании различных по интенсивности контролирующих импульсов, когда интенсивность первого рефазирующего импульса больше, чем второго, эффективность восстановления входного сигнала увеличилась до 58 % (оранжевая кривая на рис. 2). Такое поведение объясняется в соответствии с уравнением (12) (см. ниже), а именно, уменьшение поглощения сигнала эха в просветленной среде превалирует над уменьшением амплитуды фазирующейся поляризации при отклонении импульсной площади контролирующих импульсов.

Далее было исследовано поведение эффективности восстановления входного сигнала в зависимости от интенсивности контролирующих импульсов. Результаты измерения эффективности восстановления входного импульса представлены на рис. 3a в виде карты. Как видно на рис. 3a, существует область параметров, где эффективность восстановления больше 45 %, причем это происходит, когда интенсивность первого рефазирующего импульса больше, чем второго. На рисунке 3b черными квадратами показаны результаты измерения эффективности восстановления входного сигнала в схеме ROSE для случая равных интенсивностей рефазирующих импульсов $I = I_2 = I_3$, т.е. диагональных элементов результатов, приведенных на рис. 3a. В этом случае, с увеличением интенсивности импульсная площадь рефазирующих импульсов приближается к π в более широком спектральном диапазоне, приводя к увеличению эффективности восстановления входного сигнального импульса и к его насыщению [29].

Анализ полученной экспериментальной зависимости эффективности восстановления сигнала фотонного эха от интенсивности рефазирующих импульсов проводилось нами на основе подхода теоремы площадей для фотонного эха [30, 31]. Ранее этот подход уже был успешно применен нами для анализа протокола восстановления сигнала подавленного эха в резонаторе [12]. Этот подход привлекателен тем, что позволяет получить аналитические зависимости для площадей импульса фотонного эха и импульсов, участвующих в генерации фотонного эха. Стоит отметить, что этот подход применим для малых площадей входного импульса $\theta_1(z)$ и импульса восста-

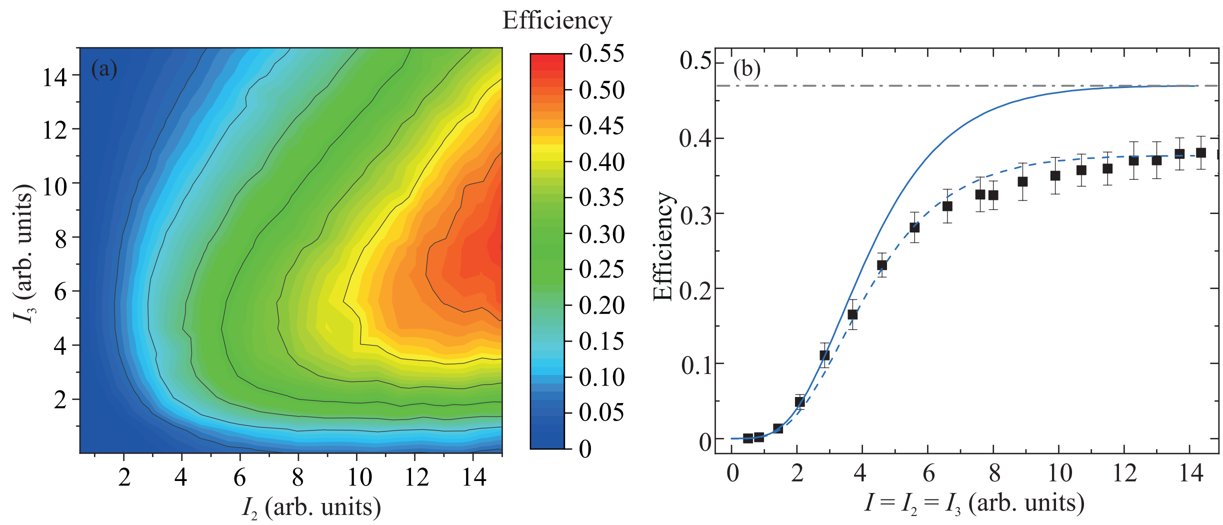

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Результаты измерения эффективности восстановления входного импульса в оптической памяти в зависимости от интенсивности первого (I_2) и второго (I_3) рефазирующих импульсов; (b) – Экспериментальная (черные квадраты) зависимость эффективности ROSE-эха от интенсивности двух идентичных рефазирующих лазерных импульсов и ее теоретическая оценка (синяя сплошная кривая). Синяя штриховая кривая соответствует теоретической кривой, умноженной на фактор 0.8, а серая штрих-пунктирная линия максимальной эффективности для оптической плотности образца $\alpha L = 2.4$, времени когерентности оптического перехода $T_M = 280$ мкс ($x = 1.35$) и используемой геометрии. Значения на оси x соответствуют интенсивности идентичных рефазирующих импульсов

новленного эха $\theta_{\rm re}(z)$, когда спектр импульса много меньше неоднородного уширения, а форма эхосигнала повторяет форму входного импульса и величина $\theta_{\rm re}(z)$ описывает также интенсивность импульса эха, пропорциональную $\theta^2_{\rm re}(z)$. Для первых трех световых импульсов имеют место известные уравнения для импульсных площадей входного (θ_1) и рефазирующих (θ_2, θ_3) импульсов [32]

$$\partial_z \theta_1(z) = -\frac{\alpha}{2} \sin\theta_1(z), \tag{3}$$

$$\partial_z \theta_2(z) = \frac{\tilde{\alpha}}{2} \cos\theta_1(z) \sin\theta_2(z), \tag{4}$$

$$\partial_z \theta_3(z) = \frac{\tilde{\alpha}}{2} \cos\theta_1(z) \cos\theta_2(z) \sin\theta_3(z), \tag{5}$$

где α и $\tilde{\alpha}$ – коэффициенты резонансного поглощения для сигнального и контролирующего световых импульсов, $\theta_n(z) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \Omega_n(t,z)dt$ – площадь рассматриваемого импульса $n = 1, 2, 3$.

Уравнение (4) получается аналогично (3), учитывая изменение разности населенностей атомного перехода уже после воздействия двух импульсов и направления распространения второго и третьего импульсов света. В случае сигнальных импульсов с малым числом фотонов ($\theta_1(0) \ll 1$), полученная система уравнений позволяет нам записать решение для площади входного и рефазирующих импульсов как:

$$\theta_1(z) = \theta_1(0) e^{-\frac{\alpha}{2}z}, \tag{6}$$

$$\theta_2(z) = 2\mathrm{arctg}\left[\mathrm{tg}\frac{\theta_2(L)}{2} e^{-\frac{\tilde{\alpha}}{2}(L-z)}\right], \tag{7}$$

$$\theta_3(z) = 2\mathrm{arctg}\left[\mathrm{tg}\frac{\theta_3(L)}{2} \exp\left(-\frac{\tilde{\alpha}}{2}\int\limits_z^L \cos\theta_2(z)dz\right)\right]. \tag{8}$$

Импульсную площадь сигнала эха находим, решая уравнение для импульсной площади эха [31, 33]:

$$\partial_z \theta(z) = \frac{\alpha}{2}\left(2v_0(z)\cos^2\frac{\theta(z)}{2} + w_0(z)\sin\theta(z)\right), \tag{9}$$

где $v_0(z)$, $w_0(z)$ – фазирующиеся компоненты резонансной поляризации и инверсии [31, 33]. В момент восстановления сигнала подавленного эха $v_0(z) = -\Gamma_\tau \sin\theta_1(z)\sin^2\frac{\theta_2(z)}{2}\sin^2\frac{\theta_3(z)}{2}$, $w_0(z) = -\cos\theta_1(z)\cos\theta_2(z)\cos\theta_3(z)$, где $\Gamma_\tau = e^{-\left(\frac{2\tau}{T_M}\right)^x}$. Подставляя эти значения в уравнение для площади сигнала фотонного эха, получаем уравнение для импульсной площади сигнала восстановленного эха ($\theta_{\rm re}$):

$$\partial_z \theta_{\rm re}(z) = \\ = \frac{\alpha}{2}\Big(-2\Gamma_\tau \sin\theta_1(z)\sin^2\frac{\theta_2(z)}{2}\sin^2\frac{\theta_3(z)}{2}\cos^2\frac{\theta_{\rm re}(z)}{2} - \\ - \cos\theta_1(z)\cos\theta_2(z)\cos\theta_3(z)\sin\theta_{\rm re}(z)\Big). \tag{10}$$

Используя решения (6)–(8) в (10), получим уравнение для площади восстановленного сигнала подавленного фотонного эха в следующем виде:

$$\partial_z \theta_{\rm re}(z) = -\alpha\{A(z)\theta_{\rm re}(z) + B(z)\theta_1(0)\}, \qquad (11)$$

где

$$A(z) = \frac{1}{2}\cos\theta_2(z)\cos\theta_3(z),$$

$$B(z) = \Gamma_\tau e^{-\frac{\alpha}{2}z}\sin^2\frac{\theta_2(z)}{2}\sin^2\frac{\theta_3(z)}{2}.$$

Решение уравнения (11) имеет вид $\theta_{\rm re}(z) = \theta_1(0)T(z)$, где

$$T(z) = -\alpha\int_0^z dz' B(z')\exp\left[-\alpha\int_{z'}^{z} A(z'')dz''\right]. \qquad (12)$$

Уравнение для рефазирующих импульсов и их решения (7), (8) справедливы для световых импульсов с единственной несущей частотой. Тем не менее, мы использовали решения (7), (8) для приближенного описания поведения импульсной площади контролирующих импульсов с фазовой модуляцией, принимая во внимание не очень большую величину оптической плотности среды ($\tilde{\alpha}L = 1$). Ранее в работе [34] было получено аналитическое решение уравнений Блоха при взаимодействии одиночного двухуровневого атома с используемым нами контролирующим импульсом с протяжкой частоты. Используя это решение, можно найти инверсию атома после взаимодействия с таким импульсом и оценить импульсную площадь $\theta_0 = \arccos[-w(t=-\infty)]$, соответствующую импульсу с этим значением амплитуды ε_0 и диапазоном протяжки $2\mu\beta$. Величину θ_0 мы принимаем за начальную площадь рефазирующих импульсов $\theta_2(0)$, $\theta_3(0)$ в полученных решениях (7), (8), (12). При использовании контролирующих импульсов с протяжкой частоты возникла необходимость учесть особенности и неидеальность в их создании. При проведении экспериментов мы подавали на АОМ желаемую форму импульса, чтобы его интенсивность зависела от времени как $I(t) \sim \varepsilon^2(t) = \varepsilon_0^2\,\mathrm{sech}^2(\beta(t-t_0))$. Однако из-за нелинейности передаточной функции модулятора реальная форма импульса отличалась от секанса. При малых интенсивностях огибающая импульса имела форму $\mathrm{sech}^3(\beta(t-t_0))$, в то время как при больших интенсивностях эта форма сохранялась только для переднего и заднего фронта импульса, а его середина становилась менее острой и была ближе к $\mathrm{sech}^{1.7}(\beta(t-t_0))$. Для того, чтобы учесть это обстоятельство при расчете теоретической кривой на рис. 3b зависимости интенсивности сигнала эха от интенсивности контролирующих импульсов, по оси абсцисс мы откладывали величину $\sim\varepsilon^{2.5}$.

При помощи описанной процедуры расчета и используя (12), нам удалось получить теоретическую оценку эффективности $T^2(L)$ (синяя сплошная кривая на рис. 3b) в зависимости от интенсивности симметричных рефазирующих импульсов. С ростом интенсивности рефазирующих импульсов эта кривая насыщается и совпадает с уровнем максимальной эффективности $\eta_{\max} = 47\,\%$ (серая штрих-пунктирная кривая), которая достигается для оптической плотности образца $\alpha L = 2.4$, времени когерентности оптического перехода $T_M = 280$ мкс ($x = 1.35$) и используемой геометрии. Стоит отметить, что экспериментальные результаты (черные квадраты на рис. 3b) качественно описываются кривой $0.8 \cdot T^2(L)$ (синяя штриховая кривая). Фактор 0.8 может быть вызван неидеальной экспериментальной реализацией рефазирующих импульсов, который был описан выше. Для дальнейшего исследования потребуется более детальное изучение возможностей применения метода теоремы площадей для анализа распространения контролирующих импульсов с амплитудной и частотной модуляцией. Также представляет интерес изучить влияние коллективных эффектов во время возбуждения системы атомов рефазирующими импульсами, которые в оптически плотной среде могут существенно повлиять на эффективность реализации протокола [35].

Для реализованной схемы было измерено восстановление спектра поглощения после воздействия первого и второго рефазирующих лазерных импульсов, используя зондирование поглощения атомов в спектральном диапазоне формирования сигнала эха. Зондирование осуществлялось подачей дополнительного импульса излучения в сигнальном пучке, имеющего длительность 100 мкс, частота которого сканировалась в диапазоне 3 МГц в окрестности рабочей спектральной области рефазирующих импульсов. Результаты измерений представлены на рис. 4. Черная линия соответствует поглощению $\alpha L \approx 2.4$ до действия контролирующих импульсов. После применения первого рефазирующего импульса в спектре поглощения (синяя сплошная кривая на рис. 4) наблюдается инверсия состояния атомов в интервале частотных отстроек от -0.4 МГц до 0.5 МГц. Как видно на рис. 4 (желтая сплошная линия), после применения обоих рефазирующих импульсов наблюдается значительное восстановление поглощения, примерно равному $\alpha L \approx 1.5$ внутри рабочей спектральной области рефазирующих импульсов (~ 600 кГц), что позволило оценить их эффективность $\sim 80\,\%$.

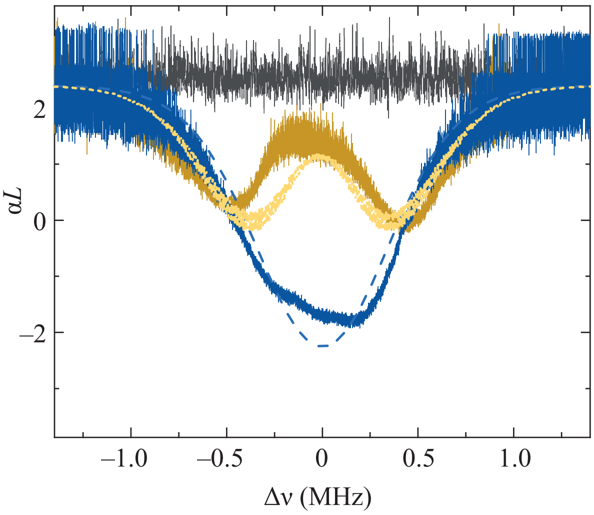

Рис. 4. (Цветной онлайн) Экспериментальные спектры областей остаточного возбуждения (просветления) в кристалле $^{167}Er^{3+}:Y_2SiO_5$ ($c = 0.005\,\%$, $T = 1.3\,K$) после применения одного (синяя сплошная кривая, $I_2 = 14$) и двух (желтая сплошная кривые, $I_2 = I_3 = 14$) рефазирующих импульсов с амплитудной и частотной модуляцией. Пунктирными и точечными линиями (синий и желтый цвет соответственно) приведены результаты численных расчетов уравнения Блоха для рефазирующих импульсов, интенсивность которых совпадает со значениями приведенных на рис. 3b. Черная кривая соответствует поглощению в этой спектральной области на оптическом переходе $^4I_{15/2}(0)-^4I_{13/2}(0)$ ($\lambda = 1536.46$ нм) ионов эрбия

Этот уровень поглощения соответствует лишь просветлению оптического перехода, при котором возможно использование данного протокола КП для сохранения световых импульсов, так как не происходит усиления сигнала фотонного эха при распространении в такой среде. Пунктирными и точечными линиями (синий и желтый цвет соответственно) приведены результаты численных расчетов уравнения Блоха для рефазирующих импульсов, интенсивность которых совпадает со значениями, приведенных на рис. 3b. Стоит также отметить, что внутри спектральной области сигнальных импульсов, величина поглощения остается почти постоянной при использовании лазерных импульсов с амплитудной и частотной модуляцией, что обеспечивает сохранение временной формы эхо-сигнала. На приграничных областях спектра присутствуют довольно широкие области остаточного просветления, которые вносят наиболее существенный вклад в квантовый шум, вызываемый спонтанным излучением возбужденных атомов, находящихся в этом диапазоне спектра. Такой квантовый шум можно значительно подавить, используя дополнительный оптический фильтр, который будет пропускать сигнал эха внутри рабочей спектральной области рефазирующих импульсов. В качестве такого фильтра может выступить дополнительный внешний резонатор или такой же кристалл, с инициализированным спектральным провалом.

Далее мы реализовали протокол оптической квантовой памяти в схеме ROSE для входного сигнального импульса, который в среднем содержал ~ 340 фотонов. Результаты представлены на рис. 5.

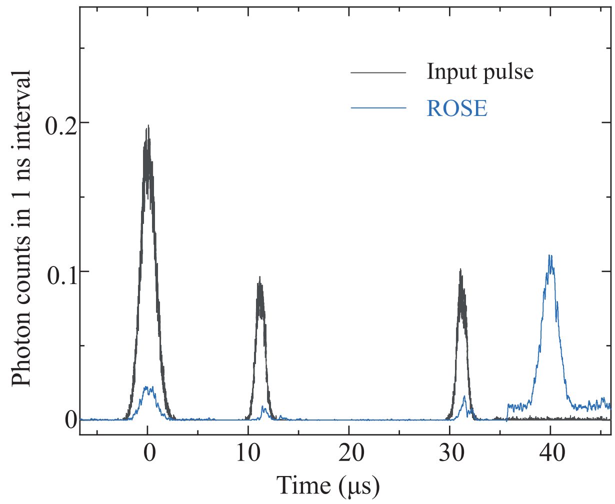

Рис. 5. (Цветной онлайн) Сигнал восстановленного эха (синяя кривая при $t = 40$ мкс) содержал в среднем 150 фотонов при подаче входного импульса (черная сплошная кривая при $t = 0$), содержащего в среднем 340 фотонов. Непоглощенная часть входного сигнала (синяя сплошная кривая) содержала около 40 фотонов. Эффективность восстановления сигнала эха составила 40 %. Шум от спонтанного излучения за время излучения эхо сигнала эха (4 мкс) содержал в среднем 40 фотонов. При использовании одного рефазирующего импульса в шуме содержалось ~ 100 фотонов за 4 мкс

Черная кривая при $t = 0$ мкс на рис. 5 соответствует входному импульсу. После применения двух рефазирующих импульсов в моменты времени $t = 10$ мкс и $t = 30$ мкс, мы наблюдали сигнал фотонного эха (синяя кривая в момент времени $t = 40$ мкс), который содержал около 150 фотонов. Эффективность восстановления сигнала эха составила 44 %. Квантовый шум за время длительности сигнала эха (за 4 мкс) содержал в среднем 40 фотонов. Шум в основном был вызван спонтанным излучением атомов, находящихся в возбужденном состоянии из-за неидеальности рефазировки контролирующими импульсами.

Отметим несколько возможных способов улучшить полученные результаты. Во-первых, можно использовать оптической резонатор в режиме высокоточного согласования связи [12, 36]. Благодаря этому возможно увеличение эффективности восстановления входного сигнала до 70 % при таких же параметрах времени когерентности оптического перехода и рефазирующих импульсов, что и в настоящей работе. В таком резонаторе можно также уменьшить величину поглощения оптического перехода более чем в 10 раз, что дает возможность уменьшить уровень квантовых шумов, вызванных спонтанным излучением, так как будет задействовано меньшее число рабочих атомов. Увеличение добротности резонатора, согласование его спектральной ширины со спектральной шириной сигнального излучения [36, 37] и быстрый контроль его резонансной частоты позволит существенно подавить шумы спонтанного излучения от атомов, находящихся в приграничной области частот. Фильтрация остаточного просветления на краях спектра поглощения, вызванного воздействием рефазирующих импульсов, может быть также усилена, использованием внешнего оптического резонатора, или выжиганием спектрального провала в дополнительном фильтрующем кристалле $Er^{3+}:Y_2SiO_5$. Еще один способ заключается в том, чтобы из области остаточного просветления заранее удалить атомы дополнительным лазерным излучением, инициализирующим начальный спектр поглощения атомов. Это позволит снизить квантовые шумы, вызванные спонтанным излучением, более чем в 4 раза [38]. Стоит отметить, что в этом кристалле подобная инициализация спектра поглощения была продемонстрирована в работе [26] для AFC протокола КП. В-третьих, увеличение магнитного поля и интенсивности рефазирующих импульсов должно позволить достичь лучшего качества рефазирующих импульсов, следовательно, и меньшего уровня квантовых шумов в рабочей спектральной ширине КП. Перечисленные способы модификации изучаемой схемы КП могут быть практически реализованы и позволят существенно подавить квантовые шумы и добиться высокой эффективности оптической квантовой памяти. Предложенные модификации экспериментальной реализации позволяют в будущем ожидать реализацию КП в схеме восстановления сигнала подавленного эха для однофотонных световых импульсов высокой эффективности и отношения сигнал/шум.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 21-72-00115.

1. K. Heshami, D. G. England, P. C. Humphreys, P. J. Bustard, V. M. Acosta, J. Nunn, and B. J. Sussman, J. Mod. Opt. **63**, 2005 (2016).
2. N. Sangouard, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin, Rev. Mod. Phys. **83**, 33 (2011).
3. F. Bussiéres, N. Sangouard, M. Afzelius, H. De Riedmatten, and W. Tittel, J. Mod. Opt. **60**, 1519 (2013).
4. T. Chaneliére, G. Hetet, and N. Sangouard, *Quantum Optical Memory Protocols in Atomic Ensembles*, in *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, Academic Press (2018), v. 67, p. 77.
5. A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, Nat. Photonics **3**, 706 (2009).
6. S. A. Moiseev and S. Kröll, Phys. Rev. Lett. **87**, 173601 (2001).
7. W. Tittel, M. Afzelius, T. Chaneliére, R. L. Cone, S. Kröll, S. A. Moiseev, and M. Sellars, Laser Photon. Rev. **4**, 244 (2009).
8. V. Damon, M. Bonarota, A. Louchet-Chauvet, T. Chaneliére, and J.-L. Le Gouët, New J. Phys. **13**, 093031 (2011).
9. J. Ruggiero, J.-L. Le Gouët, C. Simon, and T. Chanelière, Phys. Rev. A **79**, 053851 (2009).
10. K. I. Gerasimov, M. M. Minnegaliev, S. A. Moiseev, R. V. Urmancheev, T. Chaneliere, and A. Louchet-Chauvet, Opt. Spectrosc. **123**, 211 (2017).
11. M. Bonarota, J. Dajczgewand, A. Louchet-Chauvet, J.-L. Le Goüet, and T. Chanelière, Laser Phys. **24**, 094003 (2014).
12. M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, R. V. Urmancheev, A. M. Zheltikov, and S. A. Moiseev, Phys. Rev. B **103**, 174110 (2021).
13. J. Dajczgewand, J.-L. Le Gouet, A. Louchet-Chauvet, and T. Chaneliere, Opt. Lett. **39**, 2711 (2014).
14. M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, R. V. Urmancheev, and S. A. Moiseev, Quantum Electron. **48**, 894 (2018).
15. C. Liu, Z.-Q. Zhou, T. Zhu, L. Zheng, M. Jin, X. Liu, P.-Y. Li, J. Huang, Y. Ma, T. Tu, T.-S. Yang, C.-F. Li, and G. Guo, Optica **7**, 192 (2020).
16. C. W. Thiel, T. Böttger, and R. L. Cone, J. Lumin. **131**, 353 (2011).
17. R. M. Macfarlane, J. Lumin. **100**, 1 (2002).
18. T. Bottger, *Laser Frequency Stabilization to Spectral Hole Burning Frequency References in Erbium-Doped Crystals: Material and Device Optimization*, Montana State University (2002).
19. M. Rančić, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, and M. J. Sellars, Nat. Phys. **14**, 50 (2017).
20. E. Miyazono, I. Craiciu, A. Arbabi, T. Zhong, and A. Faraon, Opt. Express **25**, 2863 (2017).
21. T. Zhong, J. Rochman, J. M. Kindem, E. Miyazono, and A. Faraon, Opt. Express **24**, 536 (2016).

22. A. M. Dibos, M. Raha, C. M. Phenicie, and J. D. Thompson, Phys. Rev. Lett. **120**, 243601 (2018).
23. S. Chen, M. Raha, C. M. Phenicie, S. Ourari, and J. D. Thompson, Science **370**, 592 (2020).
24. I. Craiciu, M. Lei, J. Rochman, J. G. Bartholomew, and A. Faraon, Optica **8**, 114 (2021).
25. S. A. Moiseev, N. S. Perminov, and A. M. Zheltikov, JETP Lett. **115**, 353 (2022).
26. J. S. Stuart, M. Hedges, R. Ahlefeldt, and M. Sellars, Phys. Rev. Res. **3**, L032054 (2021).
27. F. De Seze, F. Dahes, V. Crozatier, I. Lorgeré, F. Bretenaker, and J. L. Le Gouët, Eur. Phys. J. D **33**, 343 (2005).
28. W. B. Mims, Phys. Rev. **168**, 370 (1968).
29. A. L. Guo, T. Tu, G. C. Guo, and C. F. Li, Phys. Rev. A **104**, 1 (2021).
30. S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. **183**, 457 (1969).
31. S. A. Moiseev, M. Sabooni, and R. V. Urmancheev, Phys. Rev. Res. **2**, 012026 (2020).
32. L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, Wiley, N.Y. (1976).
33. S. A. Moiseev, Opt. Spectrosc. **62**, 180 (1987).
34. F. T. Hioe, Phys. Rev. A **30**, 2100 (1984).
35. A. I. Trubilko and A. M. Basharov, JETP Lett. **111**, 672 (2020).
36. S. A. Moiseev, S. N. Andrianov, and F. F. Gubaidullin, Phys. Rev. A **82**, 022311 (2010).
37. E. S. Moiseev, A. Tashchilina, S. A. Moiseev, and B. C. Sanders, New J. Phys. **23**, 063071 (2021).
38. Y. Z. Ma, M. Jin, D. L. Chen, Z. Q. Zhou, C. F. Li, and G. C. Guo, Nat. Commun. **12**, 1 (2021).