

Протокол оптической памяти ROSE в волноводе кристалла Tm:YAG

© М.М. Миннегалиев¹, А.В. Павлов¹, К.И. Герасимов¹, Е.С. Моисеев¹, Н.Н. Скрябин²,
А.А. Калинин², С.П. Кулик^{2,3}, С.А. Моисеев¹

¹ Казанский квантовый центр,

Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н. Туполева,
420111 Казань, Россия

² Центр квантовых технологий, физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия

³ Лаборатория „Квантовая инженерия света“, Южно-Уральский государственный университет,
454080 Челябинск, Россия

e-mail: mansur@kazanqc.org

Поступила в редакцию 09.11.2022 г.

В окончательной редакции 20.01.2023 г.

Принята к публикации 23.03.2023 г.

Проведено оптическое спектроскопическое исследование ионов тулия в одномодовом оптическом волноводе, изготовленном в кристалле $\text{Tm}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ методом фемтосекундной лазерной печати, и продемонстрирован протокол оптической квантовой памяти в схеме восстановления сигнала подавленного эха. Анализ экспериментальных данных указывает на наличие мгновенной спектральной диффузии при концентрации ионов тулия меньше 0.01%, слабое влияние неидеальностей сформированного волновода на время жизни оптической памяти и на возможность достижения высокой эффективности восстановления входного сигнала в реализованной волноводной схеме протокола.

Ключевые слова: редкоземельные ионы, фотонное эхо, фемтосекундная лазерная печать, протокол ROSE.

DOI: 10.21883/OS.2023.05.55716.74-22

1. Введение

Недавние успехи в интегральной квантовой фотонике [1] ускорили развитие оптической квантовой памяти (КП) в интегральном исполнении, которая используется при реализации различных квантовых технологий, таких как квантовые коммуникации на дальние расстояния [2], подготовка начального квантового состояния [3], синхронизация для оптической квантовой обработки [4] и многих других. Волноводы, изготовленные методом фемтосекундной лазерной печати в кристаллах, активированных редкоземельными ионами (РЗИ), могут служить удобной платформой для такой интегральной квантовой памяти. Кристаллы, активированные РЗИ, потенциально могут быть использованы для мультиплексирования и длительного хранения сигналов благодаря уникальной комбинации узкого однородного и большого неоднородного уширения оптических переходов. Более того, изготовление нескольких волноводов на одном кристалле может обеспечить дополнительное пространственное мультиплексирование. Недавно в работах [5,6] была реализована оптическая память в таких волноводах. Квантовая память в волноводах, активированных РЗИ, была продемонстрирована для одиночных фотонов [7], фотонных кубитов [8] и с использованием частотного мультиплексирования [9].

В большей части вышеупомянутых экспериментов используется протокол атомной частотной гребенки (АЧГ) [10], в котором фотонный кубит записывает-

ся в коллективную атомную когерентность атомного ансамбля с эквидистантным спектром. В результате интерференции эквидистантных отдельных частотных пиков система излучает поглощенный сигнал в виде оптического эха в момент времени $2\pi/\Delta$, где Δ — расстояние между отдельными пиками спектра. Время хранения этого протокола зачастую ограничено минимально достижимым параметром Δ , который обычно находится в диапазоне от 0.1 до 1 МГц. Это приводит к времени хранения порядка микросекунд, что может быть недостаточно для практических приложений [4]. Более длительное время хранения требует переноса когерентности с оптического перехода на долгоживущий спиновый подуровень. Это может быть сделано с применением дополнительного π -импульса, как это было реализовано для ярких входных световых импульсов в волноводах, изготовленных методом фемтосекундной лазерной печати в кристалле $^{151}\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [6]. Кроме того, в таком волноводе в кристалле $^{151}\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ был реализован протокол оптической КП в схеме восстановления сигнала подавленного эха (ROSE) [6,11–13]. Данная схема имеет несколько преимуществ. Во-первых, этот протокол позволяет использовать естественное неоднородное уширение атомного перехода и не требует дополнительной фазы приготовления спектра в виде АЧГ. Во-вторых, время хранения КП в схеме ROSE в основном зависит от времени когерентности атомного перехода. В-третьих, извлечение сохраненного света может быть реализовано с помощью всего двух рефразирующих

π -импульсов. Как следствие, более длительное время хранения и извлечение по требованию легче достичь с помощью протокола ROSE. Однако экспериментальная реализация высококачественных π -импульсов все еще остается чрезвычайно сложной задачей.

В настоящей работе был изготовлен волновод третьего типа методом фемтосекундной лазерной печати. Преимуществом таких волноводных структур является то, что в них может распространяться излучение с произвольной поляризацией света [14,15]. Далее была проведена стационарная и когерентная оптическая спектроскопия сформированной волноводной структуры и объемной части кристалла. В изготовленном волноводе был экспериментально реализован протокол ROSE. В заключении обсуждаются способы увеличения эффективности восстановления входного сигнала и увеличения времени хранения.

2. Экспериментальная установка

В качестве источника излучения использовался непрерывный узкополосный титан-сапфировый лазер Tekhnoscan TIS-SF-777. Лазер был настроен на переход ${}^3\text{H}_6(0) \rightarrow {}^3\text{H}_4(0)$ ионов Tm^{3+} ($\lambda \approx 793.365 \text{ nm}$) в кристалле $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG). Два акустооптических модулятора (АОМ) используются для формирования импульсов для генерации двухимпульсного эха и реализации протокола ROSE. После прохождения АОМ излучение проходит через одномодовое волокно для пространственной фильтрации моды излучения. Сформированный сигнальный световой импульс распространяется вдоль оси Z параллельно длинному краю кристалла (19.5 mm), а рефразирующие импульсы — в обратном к нему направлении под небольшим углом $\beta_E = 4.3^\circ$ по отношению кристаллографической оси [100] (вставка на рис. 1). Кристаллографические оси кристалла ориентированы относительно граней кристалла, как показано на вставке рис. 1, где $\alpha_E = 11.3^\circ$, $\beta_E = 4.3^\circ$, $\gamma_E = 0^\circ$ — углы Эйлера. Сигнальный и рефразирующий лучи имели круговую поляризацию перед кристаллом.

Упрощенная экспериментальная установка после выхода из волокон показана на рис. 1. Рефразирующий луч вводится в волновод объективом (Edmund Optics ELWD 10x 59877) с одной стороны кристалла, а сигнальный луч — с помощью асферической линзы (Thorlabs A280TM-B), установленной в криостат с другой стороны кристалла. Кристалл Tm:YAG с концентрацией $c = 0.01\%$ и размерами $2 \times 9 \times 19.5 \text{ mm}$ помещен в криостат замкнутого цикла (Montana Instruments Corp.). Кристалл был приклеен к холодному пальцу криостата, который охлаждался до температуры $T = 3.2 \pm 0.1 \text{ K}$. В кристалле параллельно оси Z был изготовлен 21 волновод III типа с разными диаметрами. Каждый волновод изготавливался выжиганием с помощью фемтосекундного лазера 18 эллиптических вдавленных областей оболочки с осями 2 и 8 μm по окружности диаметром

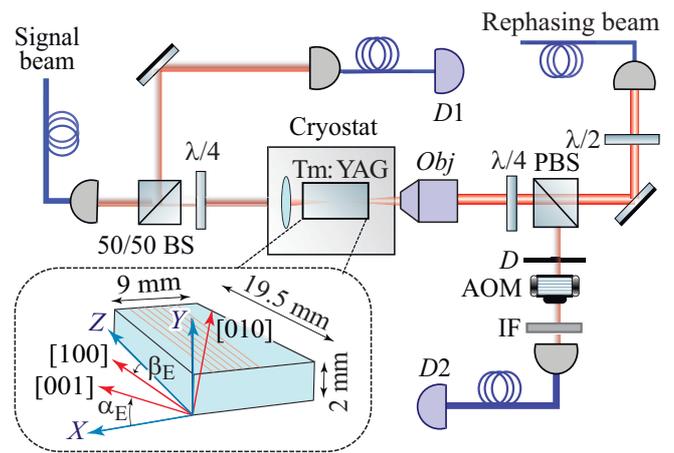


Рис. 1. Упрощенная схема экспериментальной установки, где BS — светоделитель, PBS — поляризационный светоделитель, D — ирисовая диафрагма, IF — интерференционный фильтр, D1/D2 — детекторы. Вставка: ориентация кристаллографических осей кристалла Tm:YAG относительно его граней.

18 μm . Изготовленный волновод имеет гауссову моду с шириной на половине максимума $\sim 5.5 \mu\text{m}$ по обеим осям.

3. Спектроскопия волноводов

В начале нами была проведена стационарная и когерентная оптическая спектроскопия объемной части кристалла и волновода. В данном случае был выбран одномодовый волновод со следующими параметрами: диаметр 18 μm , потери на распространение для вертикальной поляризации излучения (параллельно стороне 2 mm кристалла) 0.66 dB/cm, для горизонтальной поляризации излучения (параллельно стороне 9 mm) 1.13 dB/cm. Для определения поперечной пространственной структуры световой моды был произведен расчет фундаментальной моды в данном волноводе методом конечных элементов. Разность показателей преломления Δn между участками кристалла, обработанными фемтосекундным лазером и необработанными, оценивалась в диапазоне $1 \cdot 10^{-4} - 8 \cdot 10^{-3}$. При данных параметрах фундаментальная мода имеет гауссову форму с поперечными полуширинами $\sigma \sim 5.1 \mu\text{m}$. Спектроскопические исследования волновода в кристалле Tm:YAG были получены с использованием сигнального пучка лазера, показанного на рис. 1. Поглощение на оптическом переходе для объемного кристалла и волновода составило $\alpha L = 0.26$ и $\alpha L = 0.12 \pm 0.04$ соответственно, где $L = 19.5 \text{ mm}$. Таким образом, величина коэффициента поглощения составила $\alpha_0 = 0.06 \text{ cm}^{-1}$ для волноводной части и $\alpha_0 = 0.14 \text{ cm}^{-1}$ в максимуме линии для объемного кристалла. Последнее коррелирует со значениями коэффициента поглощения $\alpha_0 = 1 \text{ cm}^{-1}$ (концентрация 0.05%) и $\alpha_0 = 2.3 \text{ cm}^{-1}$ (концентрация 0.1%),

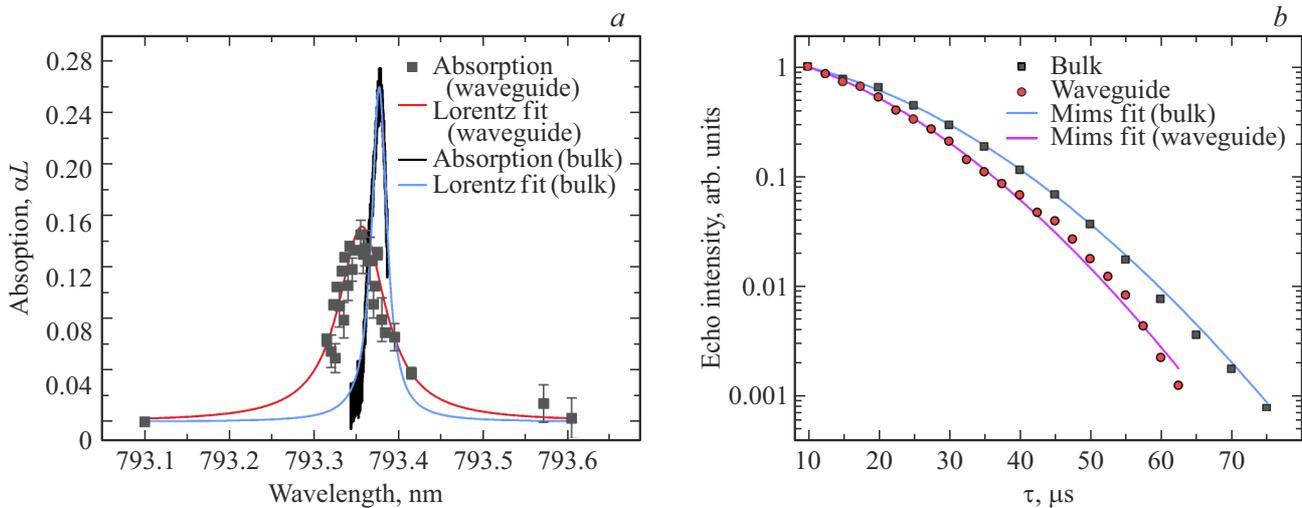


Рис. 2. Экспериментальные результаты по оптической спектроскопии перехода ${}^3H_6(0) \rightarrow {}^3H_4(0)$ ионов тулия в кристалле $Tm^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$ ($c = 0.01\%$) при температуре $T = 3.2 \pm 0.1$ К. (a) Спектр поглощения для объемной части (черная сплошная линия) и в волноводе (черные квадраты); аппроксимация функцией Лоренца показаны синей и красной сплошной кривой. (b) Зависимость интенсивности сигнала двухимпульсного эха в логарифмическом масштабе от времени задержки между импульсами τ для объемной части кристалла (черные квадраты) и волновода (красные круги); сплошные линии соответствуют аппроксимации экспериментальных результатов формулой Мимса.

измеренными соответственно в работах [16] и [17]. Стоит отметить, что величина неоднородного уширения линии оптического перехода увеличилась для волноводной части, которая составила $\Gamma_{inh} = 30 \pm 3$ GHz, по сравнению с $\Gamma_{inh} = 10.5$ GHz для объемной части кристалла. Центральная частота пика поглощения оптического перехода сместилась примерно на 10 GHz ($\nu = 378.130$ THz для объемного кристалла и $\nu = 378.140$ THz для волновода). Спектры поглощения приведены на рис. 2, a.

Аппроксимация спада интенсивности двухимпульсного фотонного эха в зависимости от временной задержки между возбуждающими импульсами τ согласно формуле Мимса $I = I_0 e^{-2\left(\frac{\tau}{T_M}\right)^x}$ позволила определить время когерентности $T_M = 72.2 \mu s$ ($x = 1.55$) для объемной части кристалла и $T_M = 63 \mu s$ ($x = 1.82$) для волновода (рис. 2, b). Все измеренные в этом разделе параметры приведены в таблице.

4. Реализация протокола ROSE в волноводе

В данном волноводе был реализован протокол квантовой памяти ROSE. На рис. 1 показан путь сигнального луча, по которому распространялся входной импульс. Сигнальный и рефразирующий лучи имели круговую поляризацию перед кристаллом. На рис. 3 показаны экспериментальные данные по оптическому хранению слабого входного светового импульса, полученного с помощью протокола ROSE в волноводе. Сигнальный

Спектроскопические параметры ионов тулия в кристалле $Tm^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$ ($c = 0.01\%$) на оптическом переходе ${}^3H_6(0) \rightarrow {}^3H_4(0)$, измеренные в объемной части кристалла и в волноводе при $T = 3.2 \pm 0.1$ К

	Немодифицированный кристалл	Волновод
Поглощение, αL	0.266	0.12 ± 0.04
Величина неоднородного уширения	10.5 GHz	30 ± 3 GHz
Центральная частота перехода	378.130 THz	378.140 THz
Время когерентности	$T_M = 72.2 \mu s$ ($x = 1.55$)	$T_M = 63 \mu s$ ($x = 1.82$)

импульс (черная кривая) имел гауссову временную форму с длительностью $2 \mu s$. Красная кривая показывает пройденную непоглощенную часть входного импульса. Рефразирующие импульсы в моменты времени $t = 7.5 \mu s$ и $t = 22.5 \mu s$ показаны синим цветом. В качестве рефразирующих π -импульсов мы использовали лазерные импульсы с амплитудной и частотной модуляцией. Амплитуда электрического поля $\varepsilon(t)$ и несущая частота $\omega(t)$ π -импульсов задавались в следующем виде:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \operatorname{sech}(\beta(t - t_0)),$$

$$\omega(t) = \omega_0 + \mu\beta \tanh(\beta(t - t_0)),$$

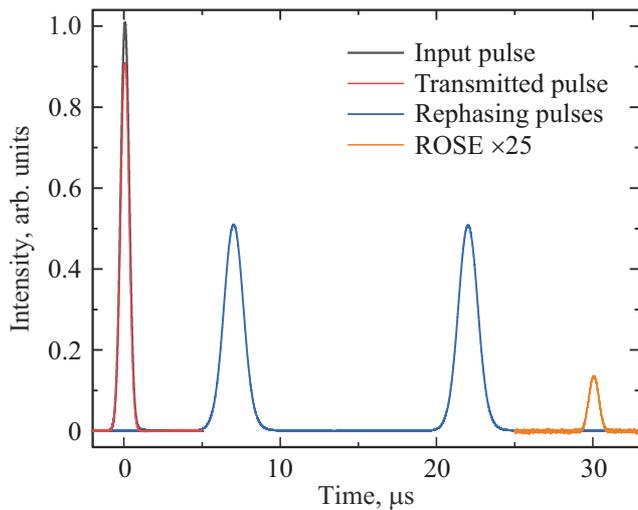


Рис. 3. Восстановленный сигнал подавленного эха в волноводе в кристалле $\text{Tm}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ при $t = 30 \mu\text{s}$ (ROSE, оранжевая кривая) с увеличением в 25 раз. Рефразирующие импульсы показаны синим цветом. Входной импульс ($t = 0 \mu\text{s}$) и его непоглощенная часть показаны соответственно черным и красным цветами.

где параметры β и μ , определяющие длительность импульса (β^{-1}) и его спектральную ширину ($2\mu\beta$), задавались и контролировались экспериментально. Такие импульсы позволяют эффективно инвертировать вектор Блоха атомов, резонансные частоты которых лежат в пределе спектрального интервала $2\mu\beta$ при выполнении условия адиабатичности эволюции вектора Блоха $\mu\beta^2 \ll \Omega_{1,2}^2$ и при наличии достаточно слабого затухания атомной когерентности, $T_M\beta \gg 1$. В наших экспериментах параметры лазерных импульсов варьировали в диапазоне $\beta = 2\pi \times (140\text{--}400 \text{ kHz})$ и $\mu = 1\text{--}4$ так, чтобы спектральный интервал протяжки частоты контролирующих импульсов перекрывал спектр сигнальных световых полей. Входной импульс измерялся на детекторе D1, непоглощенная часть входного импульса и сигнал ROSE — на аналогичном детекторе D2 (рис. 1). Эффективность восстановления сигнала подавленного эха η определяется как отношение интенсивности сигнала эха к интенсивности входного импульса и составила 0.5% для времени хранения $30 \mu\text{s}$. Стоит отметить, что для используемой геометрии распространения сигнального и рефразирующих импульсов, а также величины поглощения $\alpha L = 0.12$ и времени когерентности оптического перехода $T_M = 63 \mu\text{s}$ ($x = 1.82$) максимальная достижимая эффективность составляет $\eta_{\text{max}} = 0.76\%$. Данная оценка была получена согласно формуле $\eta_{\text{max}} = \alpha L^2 e^{-\alpha L} e^{-2\left(\frac{2\tau}{T_M}\right)^x}$, где 2τ — время хранения. Эффективность восстановления сигнала может быть заметно увеличена при использовании кристалла с большей оптической плотностью и временем когерентности оптического перехода, например, в кристалле $^{167}\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [13,18]. Оптический переход

ионов эрбия $^4I_{15/2} - ^4I_{13/2}$ интересен тем, что длина волны этого перехода $\lambda = 1536 \text{ nm}$ лежит в окне прозрачности стандартного телекоммуникационного оптоволокна. Время когерентности этого оптического перехода достигает 1.4 ms во внешнем магнитном поле при времени жизни возбужденного оптического состояния $T_1 \sim 14 \text{ ms}$ и величине неоднородного уширения перехода 500 MHz [19,20]. Наличие сверхтонких подуровней $^{167}\text{Er}^{3+}$ также дает возможность реализации долгоживущей КП на спиновых состояниях ионов, где время когерентности между спиновыми состояниями может достигать 1 s , как было показано в работе [21]. Дополнительно были поставлены эксперименты по сохранению световых полей с малым числом фотонов. В этом случае входной импульс содержал в себе в среднем 68 фотонов, а восстановленный сигнал подавленного эха — порядка одного фотона. Квантовый шум, вызванный остаточным возбуждением атомов в возбужденном состоянии во временной моде эха ($2.2 \mu\text{s}$) составил 0.24 фотона.

Далее была исследована зависимость эффективности восстановления подавленного эхо-сигнала от интенсивности рефразирующих импульсов. Результаты измерения эффективности восстановления входного импульса представлены на рис. 4, а. Несмотря на использование рефразирующих импульсов с амплитудной и частотной модуляцией, с увеличением интенсивности таких импульсов эффективность восстановления входного сигнала снижалась (черные квадраты на рис. 4, b). Это можно объяснить эффектом мгновенной спектральной диффузии [22,23]. Этот вывод подтверждает тот факт, что время когерентности оптического перехода падает с увеличением интенсивности рефразирующих импульсов (красные круги на рис. 4, b), что объясняет снижение эффективности восстановления входного импульса в реализованном протоколе ROSE.

В настоящей работе мы изготовили волноводные структуры третьего типа в кристалле Tm:YAG, используя метод фемтосекундной лазерной печати. Преимуществом таких структур является то, что в них может распространяться излучение с произвольной поляризацией света. Более того, в работе [24] было показано, что в этом кристалле возможно также создание волноводных светоделителей 2×2 и 3×3 с разными коэффициентами деления мощности, что позволяет изготовить на одном кристалле оптический чип с заданной логикой. В изготовленной одномодовой волноводной структуре в кристалле Tm:YAG впервые был реализован протокол оптической КП в схеме восстановления сигнала подавленного эха. Эффективность восстановления сигнала подавленного эха составила 0.5% для времени хранения $30 \mu\text{s}$. Было достигнуто хранение когерентных оптических импульсов, ослабленных до уровня в среднем одного фотона, для отношения сигнал/шум ~ 4 в восстановленном сигнале подавленного эха. Эффекты мгновенной спектральной диффузии приводили к тому, что несмотря

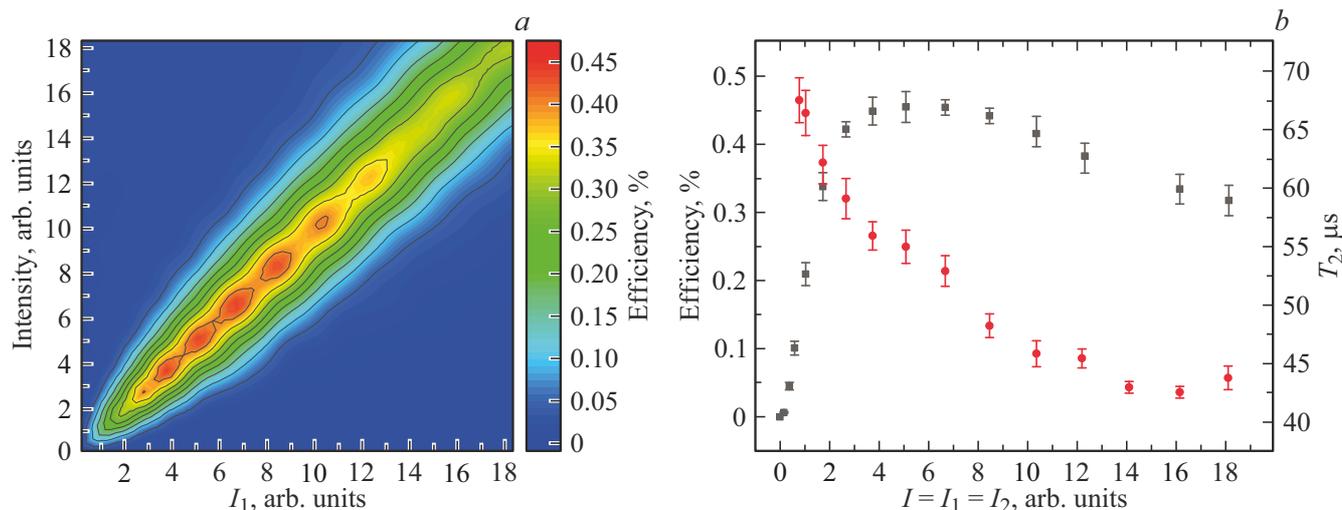


Рис. 4. (а) Результаты измерения эффективности восстановления входного импульса в волноводной оптической памяти в зависимости от интенсивности первого I_1 и второго I_2 рефразирующих импульсов. (б) Эффективность восстановления входного импульса (черные квадраты) и время когерентности оптического перехода T_2 , измеренные с помощью последовательности ROSE (красные круги) в волноводной оптической памяти, в зависимости от площади рефразирующих импульсов при $I = I_1 = I_2$

на использование рефразирующих импульсов с амплитудной и частотной модуляцией, эффективность восстановления падала с увеличением интенсивности импульсов. Стоит отметить, что эффект мгновенной спектральной диффузии более чем на порядок слабее в кристалле $\text{Tm}^{3+}:\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (YGG) [22]. Оптический переход ионов тулия в этом кристалле обладает большим временем когерентности [25,26], что также позволит увеличить эффективность восстановления сигнала подавленного эха, следовательно, увеличить отношение сигнал-шум в восстановленном сигнале подавленного эха при работе с однофотонными световыми полями.

Финансирование работы

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (Регистр. № НИ-ОКТР 121020400113-1). С.П. Кулик благодарит Министерство науки и высшего образования Российской Федерации на базе ФГАОУ ВО „ЮУрГУ (НИУ)“ (соглашение № 075-15-2022-1116 от 01.07.2022 г.)

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.-H. Kim, S. Aghaeimebodi, J. Carolan, D. Englund, E. Waks. *Optica*, **7**, 291 (2020).
- [2] N. Sangouard, C. Simon, H. de Riedmatten, N. Gisin. *Rev. Mod. Phys.*, **83**, 33 (2011).
- [3] F. Kaneda, F. Xu, J. Chapman, P.G. Kwiat. *Optica* **4**, 1034 (2017).
- [4] F. Bussi eres, N. Sangouard, M. Afzelius, H. De Riedmatten, W. Tittel. *J. Mod. Opt.*, **60**, 1519 (2013).
- [5] G. Corrielli, A. Seri, M. Mazzera, R. Osellame, H. de Riedmatten. *Phys. Rev. Appl.*, **5**, 054013 (2016).
- [6] C. Liu et al. *Optica* **7**, 192 (2020).
- [7] A. Seri, G. Corrielli, D. Lago-Rivera, A. Lenhard, H. de Riedmatten, R. Osellame, M. Mazzera. *Optica*, **5**, 934 (2018).
- [8] C. Liu, T.X. Zhu, M.X. Su, Y.Z. Ma, Z.Q. Zhou, C.F. Li, G.C. Guo. *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 260504 (2020).
- [9] A. Seri, D. Lago-Rivera, A. Lenhard, G. Corrielli, R. Osellame, M. Mazzera, H. De Riedmatten. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 80502 (2019).
- [10] M. Afzelius, C. Simon, H. De Riedmatten, N. Gisin. *Phys. Rev. A*, **79**, 052329 (2009).
- [11] V. Damon, M. Bonarota, A. Louchet-Chauvet, T. Chaneli ere, J.-L. Le Gou et. *New J. Phys.*, **13**, 093031 (2011).
- [12] M.M. Minnegaliev, K.I. Gerasimov, R.V. Urmancheev, A.M. Zheltikov, S.A. Moiseev. *Phys. Rev. B*, **103**, 174110 (2021).
- [13] M.M. Minnegaliev, K.I. Gerasimov, T.N. Sabirov, R.V. Urmancheev, S.A. Moiseev. *JETP Lett.*, **115**, 720 (2022).
- [14] F. Chen, J.R.V. de Aldana. *Laser Photon. Rev.*, **8**, 251 (2014).
- [15] M.M. Minnegaliev, I.V. Dyakonov, K.I. Gerasimov, A.A. Kalinkin, S.P. Kulik, S.A. Moiseev, M. Yu Saygin, R.V. Urmancheev. *Laser Phys. Lett.*, **15**, 045207 (2018).
- [16] M.N. Popova, E.P. Chukalina, S.A. Klimin, M.-C. Chou. *Quantum Electron.*, **50**, 256 (2020).
- [17] L. Veissier, C.W. Thiel, T. Lutz, P.E. Barclay, W. Tittel, R.L. Cone. *Phys. Rev. B*, **94**, 1 (2016).
- [18] C.W. Thiel, T. B ottger, R.L. Cone. *J. Lumin.*, **131**, 353 (2011).
- [19] R.M. Macfarlane. *J. Lumin.* **100**, 1 (2002).
- [20] T. B ottger. *Laser Frequency Stabilization to Spectral Hole Burning Frequency References in Erbium-Doped Crystals: Material and Device Optimization* (Montana State University, 2002).

- [21] M. Rančić, M.P. Hedges, R.L. Ahlefeldt, M.J. Sellars. *Nat. Phys.*, **14**, 50 (2017).
- [22] C.W. Thiel, R.M. Macfarlane, Y. Sun, T. Böttger, N. Sinclair, W. Tittel, R.L. Cone. *Laser Phys.*, **24**, 106002 (2014).
- [23] J. Dajczgewand, R. Ahlefeldt, T. Böttger, A. Louchet-Chauvet, J.L. Le Gouët, T. Chanelière. *New J. Phys.*, **17**, 23031 (2015).
- [24] N. Skryabin, A. Kalinkin, I. Dyakonov, S. Kulik. *Micro-machines*, **11**, 1 (2020).
- [25] C.W. Thiel, N. Sinclair, W. Tittel, R.L. Cone. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 160501 (2014).
- [26] M.F. Askarani et al. *Phys. Rev. Lett.*, **127**, 220502 (2021).