

Квантовая память на основе нерезонансного рамановского взаимодействия в примесных кристаллах: анализ отношения сигнал/шум

А.Д.Бережной, А.А.Калачев

Исследована возможность реализации нерезонансной рамановской схемы оптической квантовой памяти на основе ансамбля трехуровневых атомов при условии, что резонансные переходы, образующие Λ -схему, имеют одинаковую поляризацию. С использованием развитой модели проведен анализ отношения сигнал/шум на выходе устройства оптической квантовой памяти в кристалле $^{143}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}^7\text{LiF}_4$ и показано, что это отношение может существенно превышать единицу для однофотонных входных импульсов. Требуемые значения параметров можно получить, используя примесный кристалл в виде кольцевого резонатора с модами шепчущей галереи.

Ключевые слова: квантовая память, примесный кристалл, резонатор, отношение сигнал/шум.

1. Введение

Создание оптической квантовой памяти является одной из актуальных задач современной квантовой оптики и информатики [1–6]. Устройства, способные запоминать и воспроизводить квантовые состояния света, необходимы для работы оптических квантовых компьютеров и реализации дальнедействующей оптической квантовой связи. Кроме того, квантовую память можно применять для создания детерминированных источников фоковских состояний электромагнитного поля, т.е. состояний с определенным числом фотонов, а также для реализации различных протоколов квантовых измерений, использующих перенос неклассических состояний света на атомы.

В настоящее время основное внимание уделяется схемам квантовой памяти, основанным на взаимодействии слабых световых импульсов с ансамблями атомов в режимах фотонного эха [7–9], электромагнитно-индуцированной прозрачности [10, 11] и нерезонансного рамановского поглощения и рассеяния [12]. Именно такие схемы позволяют реализовать многомодовую квантовую память, необходимую для практического использования. Что касается носителей квантовой информации, то к числу наиболее перспективных из них относятся диэлектрические кристаллы, активированные редкоземельными ионами [13]. Время жизни когерентности на переходах между подуровнями сверхтонкой структуры основного электронного состояния примесных ионов, которое определяет время хранения записанной информации, достигает в таких кристаллах нескольких часов [14]. Среди них особый интерес вызывают изотопически чистые примесные кристаллы, демонстрирующие очень узкие, вплоть до

10 МГц, оптические линии [15–19]. Такое малое неоднородное уширение оптических переходов открывает возможность реализации различных схем нерезонансной рамановской квантовой памяти [20–24], которая реализована пока лишь в газовых средах [25–27] и в кристалле алмаза [28].

Подавляющее большинство теоретических работ, посвященных разработке новых схем оптической квантовой памяти, основывается на использовании идеальной трехуровневой модели атомов с Λ -схемой переходов, имеющих ортогональные поляризации. Действительно, в эксперименте иногда удается найти условия, близкие к идеальным. Однако в некоторых случаях, в частности при анализе отношения сигнал/шум на выходе устройства памяти, такой модели недостаточно. Прежде всего, возникает необходимость в учете реальной структуры атомных уровней, выходящей за пределы трехуровневой модели. Для газов соответствующая теория была разработана в работе [29]. В контексте твердотельной нерезонансной рамановской памяти можно отметить работу [30], в которой, помимо анализа шума, показана возможность создания Λ -схемы переходов с ортогональными линейными поляризациями в NV-центрах алмаза за счет воздействия внешних электрических и магнитных полей. Другим фактором, который существенно влияет на уровень шума, является неортогональная поляризация переходов, образующих Λ -схему, что характерно, например, для оптических переходов между подуровнями сверхтонкой структуры основного и возбужденного электронных состояний примесных редкоземельных ионов в диэлектрических кристаллах. В качестве примера можно привести работу [31], где экспериментально идентифицированы десять таких Λ -схем в кристалле $^{167}\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$. Поэтому теоретический анализ записи и воспроизведения одиночных фотонов в режиме нерезонансного рамановского взаимодействия полей с примесными кристаллами, активированными редкоземельными ионами, с учетом реальной сверхтонкой структуры рабочих уровней и одинаковой поляризации переходов, образующих Λ -схему, является актуальной задачей. Именно этому вопросу и посвящена настоящая работа.

А.Д. Бережной. Казанский (Приволжский) федеральный университет, Россия, 420008 Казань, ул. Кремлевская, 18;

e-mail: alex.berezhnoi@mail.ru

А.А. Калачев. Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра РАН, Россия, 420029 Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7;

e-mail: a.a.kalachev@mail.ru

Поступила в редакцию 7 июля 2017 г.

2. Основные уравнения

Общая схема квантовой памяти на основе рамановского взаимодействия двух полей с ансамблем из $N \gg 1$ атомов, помещенных в резонатор, показана на рис.1. Такая схема подробно анализировалась в работе [32] в предположении, что поляризации переходов $|3\rangle - |1\rangle$ и $|3\rangle - |2\rangle$ являются ортогональными. Данная ситуация реализуется достаточно легко в газах, находящихся в магнитном поле. В настоящей работе рассматривается случай произвольной Λ -схемы, которая получается, например, при использовании подуровней сверхтонкой структуры основного и возбужденного состояний примесных ионов в диэлектрических кристаллах. В случае неортогональной поляризации переходов, составляющих Λ -схему, управляющее поле с частотой ω действует на обоих переходах, образуя рамановскую комбинацию с сигнальным (частота ω') и холостым (частота ω'') полями. Тогда гамильтониан системы в приближении вращающейся волны принимает следующий вид:

$$H = -\hbar[\Omega_{32}\sigma_{32}\exp(-i\omega t) + \Omega_{31}\sigma_{31}\exp(-i\omega t) + g_{31}\sigma_{31}a + g_{32}\sigma_{32}a + g_{31}\sigma_{31}b + g_{32}\sigma_{32}b] + \text{эрмит. сопр.}, \quad (1)$$

где $a = A \exp(-i\omega' t)$ и $b = B \exp(-i\omega'' t)$ – операторы уничтожения фотонов сигнального и холостого полей соответственно в модах резонатора; $\sigma_{31} = P^* \exp(i\omega' t)$, $\sigma_{21} = S^* \exp[i(\omega' - \omega)t]$, $\sigma_{32} = Q^* \exp(i\omega t)$ – операторы атомных переходов ($\sigma_{mm} = |m\rangle\langle m|$); A, B и P, S, Q – медленно меняющиеся амплитуды поля и когерентности соответственно. Для ансамбля атомов, учитывая, что в процессе взаимодействия со слабым сигнальным полем почти все атомы находятся в основном состоянии ($\langle\sigma_{11}\rangle \approx N$, $\langle\sigma_{33}\rangle \approx \langle\sigma_{22}\rangle \approx 0$), из уравнений Гайзенберга–Ланжевена получим уравнения

$$\begin{aligned} \dot{P} = & -i\Delta_P P - \gamma_P P + i\Omega_{32} S + i\Omega_{31} \sqrt{N} \exp(-i\delta t) \\ & + ig_{31} \sqrt{N} A + ig_{32} A S \exp(i\delta t) \\ & + ig_{31} \sqrt{N} B \exp[i(\delta' - \delta)t] + ig_{32} B S \exp(i\delta' t), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \dot{S} = & -i\Delta_S S - \gamma_S S + i\Omega_{32}^* P - ig_{31} Q^* A \\ & - i\Omega_{31} Q^* \exp(-i\delta t) + ig_{32}^* P A^* \exp(-i\delta t) \\ & - ig_{31} Q^* B \exp[i(\delta' - \delta)t] + ig_{32}^* P B^* \exp(-i\delta' t), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \dot{Q} = & -i(\Delta_P - \Delta_S) Q - \gamma_Q Q - ig_{31} S^* A \\ & - i\Omega_{31} S^* \exp(-i\delta t) - ig_{31} S^* B \exp[i(\delta' - \delta)t], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\dot{A} = ig_{31}^* \sqrt{N} P + ig_{32}^* Q \sqrt{N} \exp(-i\delta t) - kA + \sqrt{2k} A_{in}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \dot{B} = & ig_{31}^* \sqrt{N} P \exp[-i(\delta' - \delta)t] \\ & + ig_{32}^* Q \sqrt{N} \exp(-i\delta' t) - kB + \sqrt{2k} B_{in}, \end{aligned} \quad (6)$$

где для всех атомных когерентностей использовалась нормировка вида $P = \sum_{j=1}^N P_j / \sqrt{N}$ и введены обозначения $\delta = \omega - \omega'$; $\delta' = \omega - \omega''$; $g_{mm} = d_{mm} \sqrt{\omega l (2\hbar \epsilon_0 V)}$ – константа связи поля с атомами на переходе $|m\rangle - |n\rangle$, который характеризуется дипольным моментом d_{mm} (в данном случае можно положить $\omega' = \omega'' = \omega$); $\gamma_P, \gamma_S, \gamma_Q$ – скорости затухания когерентностей; $2k$ – скорость затухания поля в резонаторе; V – объем моды поля резонатора. Двухфотонная отстройка Δ_S учитывает частотный сдвиг, равный $-|\Omega_{32}|^2 / \Delta_P$ (Δ_P – однофотонная отстройка), который возникает при действии управляющего поля. В случае точного двухфотонного резонанса, когда $\Delta_S = 0$, имеем $\delta = -\delta'$. Наконец, амплитуда сигнального поля на выходе из резонатора $A_{out}(t)$ находится из граничного условия $A_{out}(t) = \sqrt{2k} A(t) - A_{in}(t)$. При численном решении системы уравнений (2)–(6) операторы заменяются комплексными числами, соответствующими амплитудам вероятности перехода между вакуумным и однофотонным состояниями для поля и между основным и возбужденным состояниями для атомов. При этом холостое поле B_{in} на входе полагается равным нулю. Поскольку сигнальное поле считается слабым, вкладом атомных операторов шума в уравнениях Гайзенберга–Ланжевена можно пренебречь (см., напр., [32]), и они не включены в данную систему уравнений. В случае ортогональной поляризации переходов, образующих Λ -схему, нужно положить $\Omega_{31} = 0$ и $g_{32} = 0$, если рассматривать сигнальное поле, действующее на переходе $|1\rangle - |3\rangle$, и управляющее поле, действующее на переходе $|2\rangle - |3\rangle$.

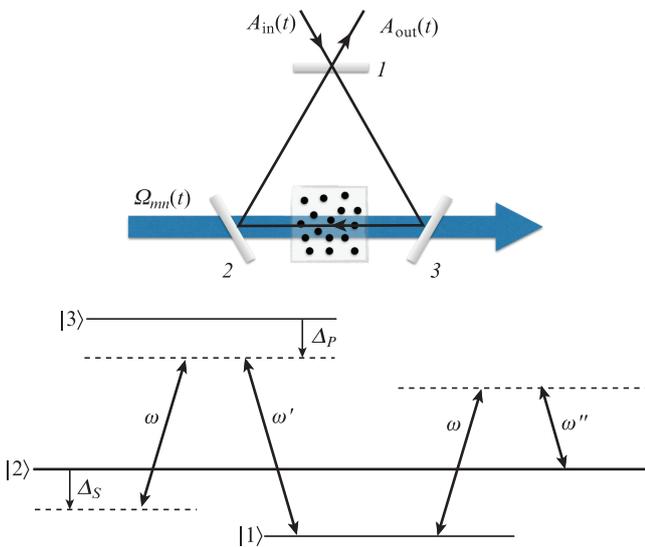


Рис.1. Принципиальная схема квантовой памяти на основе нерезонансного рамановского взаимодействия (вверху) и схема рабочих переходов (внизу):

1–3 – зеркала, которые являются прозрачными для управляющего поля (частота ω) и формируют кольцевой резонатор с одним входом/выходом для сигнального поля (частота ω') и холостого поля (частота ω''); $\Omega_{mm}(t)$ – амплитуда (частота Раби) управляющего поля, соответствующая переходу $|m\rangle - |n\rangle$; $A_{in}(t)$ и $A_{out}(t)$ – амплитуды однофотонных импульсов сигнального поля на входе в резонатор и выходе из него соответственно.

3. Квантовая память в кристалле

$^{143}\text{Nd}^{3+} : \text{Y}^7\text{LiF}_4$

В качестве примера рассмотрим возможность реализации записи и воспроизведения однофотонных состояний в изотопически чистом кристалле $^{143}\text{Nd}^{3+} : \text{Y}^7\text{LiF}_4$, который использовался недавно в экспериментах, демонстрирующих протоколы квантовой памяти на основе

атомных частотных гребенок [33, 34]. Наличие сверхтонкой структуры уровней у нечетных изотопов примесных ионов неодима позволяет хранить информацию о сигнальном фотоне в виде когерентности, создаваемой на переходах между подуровнями сверхтонкой структуры, а изотопическая чистота кристалла обеспечивает неоднородную ширину оптических переходов 10–50 МГц [18, 33], что существенно меньше сверхтонких расщеплений. Сверхтонкую структуру и относительные вероятности оптических переходов между подуровнями основного ($^4I_{9/2}(0)$) и возбужденного ($^4F_{3/2}(0)$) состояний (нуль в скобках – нижайший подуровень штарковской структуры) можно рассчитать, используя эффективные спиновые гамилтонианы, приведенные в работе [18].

При некоторых значениях продольного магнитного поля возникают часовые переходы между сверхтонкими подуровнями основного состояния, что способствует увеличению времени фазовой релаксации. При этом существует одно значение магнитного поля (~ 636 Гс), при котором получается симметричная и изолированная Λ -схема переходов, когда только один из подуровней возбужденного состояния связан только с двумя подуровнями основного состояния и вероятности обоих переходов одинаковы. Более того, в этом случае линейный эффект Зеемана отсутствует для всех направлений магнитного поля, что соответствует полному часовому переходу, или ZEFOZ-переходу (zero first order Zeeman transition) [35, 36]. Согласно расчетам, полный часовой переход, возникающий в продольном магнитном поле, равном 636 Гс, имеет частоту 2087 МГц, а поляризация обоих переходов, образующих Λ -схему, отвечает линейной поляризации, перпендикулярной оптической оси кристалла.

Основной задачей при численном решении системы уравнений (2)–(6) было определение условий, при которых можно записать и воспроизвести однофотонный волновой пакет в режиме нерезонансного рамановского поглощения и испускания с большим отношением сигнал/шум. При этом рассматривались гауссовы однофотонные импульсы с амплитудой $A_{in}(t) = A_{in}^0 \exp[-R(t-T)^2]$, где параметр R связан с шириной импульса на полувысоте τ соотношением $R = \tau^{-2} 2 \ln 2$, а нормировка, соответствующая однофотонному состоянию сигнального поля, имеет вид $\int |A_{in}(t)|^2 dt = 1$. Выбор гауссовых импульсов для анализа обусловлен, в частности, тем, что они являются оптимальными для использования в оптических квантовых схемах с точки зрения синхронизации во времени [37]. Изменение частоты Раби управляющего поля $\Omega_{32}(t)$, которое приводит к испусканию гауссова импульса в режиме нерезонансного рамановского рассеяния, можно описать аналитически (см. решение, полученное в [38]):

$$\begin{aligned} \Omega_{32}^2(t) = & \frac{\Omega_0^2}{C} \exp\{2[\gamma_P(t-T) - R(t-T)^2]\} \\ & \times \left\{ \frac{1}{C} \exp\left[\frac{\gamma_P^2}{2R}(1-C^2)\right] + \sqrt{\frac{\pi\gamma_P^2}{2R}} \exp\left(\frac{\gamma_P^2}{2R}\right) \right. \\ & \left. \times \left[\operatorname{erf}\left(\frac{C\gamma_P}{\sqrt{2R}}\right) - \operatorname{erf}\left[(t-T)\sqrt{2R} - \frac{\gamma_P}{\sqrt{2R}}\right] \right] \right\}^{-1}, \quad (7) \end{aligned}$$

где $C = |g_{31}|^2 N(\gamma_P k)^{-1} (\Omega_0/\Delta_P)^2$ – кооперативный параметр, а Ω_0 – максимальное значение частоты Раби в процессе модуляции. Для записи аналогичного гауссова импульса в режиме нерезонансного рамановского поглощения не-

обходимо использовать обращенную во времени зависимость (7). При этом удобно положить, что входной импульс имеет максимальную амплитуду в момент времени $-T$ ($T > 0$), так что время хранения информации получается равным $2T$. Шум, который появляется в процессе записи и воспроизведения световых импульсов, определяется как излучение на частоте сигнального поля, возникающее при воздействии на атомный ансамбль управляющего поля в отсутствие входного импульса. В общем случае на выходе устройства наблюдается сумма полезного сигнала и шума. Для Λ -схемы с одинаковой поляризацией переходов имеем $\Omega_{31} = \Omega_{32}$, и уровень шума определяется, прежде всего, членом $\Omega_{31} \sqrt{N} \exp(-i\delta t)$ в уравнении (2). Таким образом, большое отношение сигнал/шум можно получить за счет уменьшения частоты Раби управляющего поля и уменьшения общего числа частиц. При этом однофотонная расстройка Δ_P оказывается намного меньше интервала между нижними подуровнями, который при точном двухфотонном резонансе равен $|\delta| = |\delta'|$, что накладывает ограничение на минимальную длительность сигнального поля.

Один из результатов расчета показан на рис.2. При расчете длительность однофотонных импульсов τ задавалась равной 425 нс, а время хранения информации $2T$ составляло 2 мкс. Однородная ширина всех резонансных переходов считалась равной 100 кГц, что соответствует времени фазовой релаксации 100 мкс. Именно такое по порядку величины время релаксации мы ожидаем получить в рассматриваемом кристалле в случае полного часового перехода между подуровнями сверхтонкой структуры. Значения остальных параметров указаны в подписи к рис.2. В данном случае полная эффективность квантовой памяти η , определяемая как

$$\eta = \frac{\int |A_{out}(t)|^2 dt}{\int |A_{in}(t)|^2 dt},$$

равна 76%, а вклад шума в сигнальное поле на выходе составляет 1.4%. Для рассматриваемого кристалла подходящие значения константы связи g_{nm} находятся при ис-

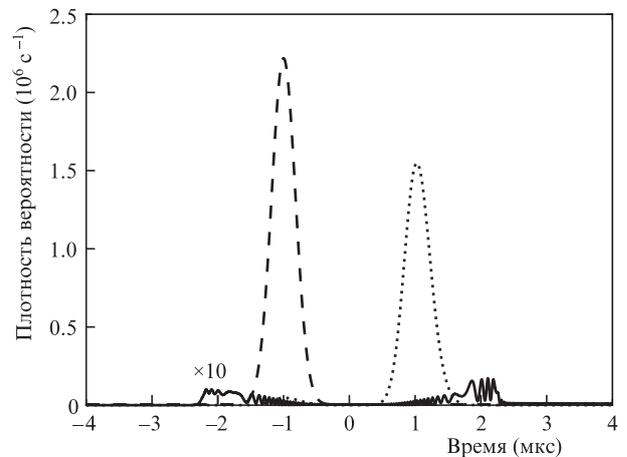


Рис.2. Входной (штриховая кривая) и выходной (пунтирная кривая) импульсы сигнального поля, а также шум (сплошная кривая), иллюстрирующие работу квантовой памяти в кристалле $^{143}\text{Nd}^{3+} : \text{Y}^7\text{LiF}_4$. Результат численного решения уравнений (2)–(6) получен при $\Delta_P/2\pi = -25$ МГц, $\Omega_0/2\pi = 30.4$ МГц, $|\delta|/2\pi = |\delta'|/2\pi = 2087$ МГц, $g_{31}/2\pi = g_{32}/2\pi = 7.9$ кГц, $N = 1.9 \times 10^5$, $k/2\pi = 6.2$ МГц, $\gamma_P = \gamma_S = \gamma_Q = 2\pi \cdot 10$ кГц, $\tau = 425$ нс, $T = 1$ мкс.

пользовании кольцевого резонатора с модами шепчущей галереи диаметром около 1 мм, который имеет добротность 10^8 , что при таких диаметрах не является очень большой величиной и соответствует резкости резонатора $\sim 10^4$. Кроме того, чтобы получить число частиц $N \approx 10^5$ требуется очень низкая концентрация примесных ионов. Фактически речь может идти о небольшом сегменте кольцевого резонатора, содержащем примеси.

4. Заключение

Развита теоретическая модель, описывающая запись и воспроизведение слабых световых импульсов в режиме нерезонансного рамановского поглощения и испускания фотонов в ансамбле трехуровневых атомов, имеющих Λ -схему переходов, которые не являются ортогонально поляризованными. С использованием этой модели проведен анализ отношения сигнал/шум на выходе устройства оптической квантовой памяти на основе изотопически чистого кристалла $^{143}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}^7\text{LiF}_4$. Для данного кристалла определены условия, при которых реализуется идеальная Λ -схема переходов, когда только один из подуровней сверхтонкой структуры возбужденного электронного состояния связывается только с двумя подуровнями сверхтонкой структуры основного электронного состояния примесных ионов и вероятности обоих переходов равны. При этом достигается наименьшая чувствительность частоты рамановского перехода к флуктуациям магнитного поля, что соответствует полному часовому переходу. Результаты моделирования показали, что при этих условиях отношение сигнал/шум может существенно превышать единицу для однофотонных входных импульсов. Требуемые значения параметров можно получить, используя примесный кристалл в виде кольцевого резонатора с модами шепчущей галереи.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-00806).

- Lvovsky A.I., Sanders B.C., Tittel W. *Nat. Photonics*, **3**, 706 (2009).
- Hammerer K., Sørensen A.S., Polzik E.S. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 1041 (2010).
- Simon C., Afzelius M., Appel J., de la Giroday A.B., Dewhurst S.J., Gisin N., Hu C.Y., Jelezko F., Kröll S., Müller J.H., Nunn J., Polzik E.S., Rarity J.G., de Riedmatten H., Rosenfeld W., Shields A.J., Sköld N., Stevenson R.M., Thew R., Walmsley I.A., Weber M.C., Weinfurter H., Wrachtrup J., Young R.J. *Eur. Phys. J. D*, **58**, 1 (2010).
- Tittel W., Afzelius M., Chaneliere T., Cone R.L., Kröll S., Moiseev S.A., Sellars M. *Laser Photon. Rev.*, **4**, 244 (2010).
- Bussièeres F., Sangouard N., Afzelius M., de Riedmatten H., Simon C., Tittel W. *J. Mod. Opt.*, **60**, 1519 (2013).
- Heshami K., England D.G., Humphreys P.C., Bustard P.J., Acosta V.M., Nunn J., Sussman B.J. *J. Mod. Opt.*, **63**, 2005 (2016).
- Moiseev S.A., Kröll S. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 173601 (2001).
- De Riedmatten H., Afzelius M., Staudt M.U., Simon C., Gisin N. *Nature*, **456**, 773 (2008).
- Hétet G., Longdell J.J., Alexander A.L., Lam P.K., Sellars M.J. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 023601 (2008).
- Fleischhauer M., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5094 (2000).
- Lukin M.D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 457 (2003).
- Nunn J., Walmsley I.A., Raymer M.G., Surmacz K., Waldermann F.C., Wang Z., Jaksch D. *Phys. Rev. A*, **75**, 011401(R) (2007).
- Thiel C.W., Böttger T., Cone R.L. *J. Lumin.*, **131**, 353 (2011).
- Zhong M., Hedges M.P., Ahlefeldt R.L., Bartholomew J.G., Beavan S.E., Wittig S.M., Longdell J.J., Sellars M.J. *Nature*, **517**, 177 (2015).
- Macfarlane R.M., Cassanho A., Meltzer R.S. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 542 (1992).
- Marino R., Lorgeté I., Guillot-Noël O., Vezin H., Toncelli A., Tonelli M., Le Gouët J.-L., Goldner P. *J. Lumin.*, **169**, 478 (2016).
- Gerasimov K.I., Minnegaliev M.M., Malkin B.Z., Baibekov E.I., Moiseev S.A. *Phys. Rev. B*, **94**, 054429 (2016).
- Macfarlane R.M., Meltzer R.S., Malkin B.Z. *Phys. Rev. B*, **58**, 5692 (1998).
- Kukharchyk N., Sholokhov D., Korableva S., Kalachev A., Bushev P. arXiv:1703.07621 (2016).
- Moiseev S.A., Tittel W. *New J. Phys.*, **13**, 063035 (2011).
- Moiseev S.A. *Phys. Rev. A*, **88**, 012304 (2013).
- Zhang X., Kalachev A., Kocharovskaya O. *Phys. Rev. A*, **87**, 013811 (2013).
- Kalachev A., Kocharovskaya O. *Phys. Rev. A*, **88**, 033846 (2013).
- Zhang X., Kalachev A., Kocharovskaya O. *Phys. Rev. A*, **90**, 052322 (2014).
- Reim K.F., Nunn J., Lorenz V.O., Sussman B.J., Lee K.C., Langford N.K., Jaksch D., Walmsley I.A. *Nat. Photonics*, **4**, 218 (2010).
- Sprague M.R., Michelberger P.S., Champion T.F.M., England D.G., Nunn J., Jin X.M., Kolthammer W.S., Abdolvand A., Russell P.S.J., Walmsley I.A. *Nat. Photonics*, **8**, 287 (2014).
- Ding D.-S., Zhang W., Zhou Z.-Y., Shi S., Shi B.-S., Guo G.-C. *Nat. Photonics*, **9**, 332 (2015).
- England D.G., Fisher K.A.G., MacLean J.-P.W., Bustard P.J., Lausten R., Resch K.J., Sussman B.J. *Phys. Rev. Lett.*, **114**, 053602 (2015).
- Sheremet A.S., Gerasimov L.V., Sokolov I.M., Kupriyanov D.V., Mishina O.S., Giacobino E., Laurat J. *Phys. Rev. A*, **82**, 033838 (2010).
- Heshami K., Santori C., Khanaliloo B., Healey C., Acosta V.M., Barclay P.E., Simon C. *Phys. Rev. A*, **89**, 040301(R) (2014).
- Baldit E., Bencheikh K., Monnier P., Briaudeau S., Levenson J.A., Crozatier V., Lorgeté I., Bretenaker F., Le Gouët J.-L., Guillot-Noël O., Goldner P. *Phys. Rev. B*, **81**, 144303 (2010).
- Gorshkov A.V., Andre A., Lukin M.D., Sorensen A.S. *Phys. Rev. A*, **76**, 033804 (2007).
- Akhmedzhanov R.A., Gushchin L.A., Kalachev A.A., Korableva S.L., Sobgayda D.A., Zelensky I.V. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 015202 (2016).
- Akhmedzhanov R.A., Gushchin L.A., Kalachev A.A., Nizov N.A., Nizov V.A., Sobgayda D.A., Zelensky I.V. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 115203 (2016).
- Fraval E., Sellars M.J., Longdell J.J. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 077601 (2004).
- McAuslan D.L., Bartholomew J.G., Sellars M.J., Longdell J.J. *Phys. Rev. A*, **85**, 032339 (2012).
- Rohde P.P., Ralph T.C., Nielsen M.A. *Phys. Rev. A*, **72**, 052332 (2005).
- Калачев А.А. *Оптика и спектроскопия*, **109**, 34 (2010).