

Твердотельная квантовая память для оптических сигналов на однофотонном уровне

© Р.А. Ахмеджанов, Л.А. Гущин, И.В. Зеленский, В.А. Низов, Н.А. Низов, Д.А. Собгайда

Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: zelensky@ipfran.ru

Поступило в Редакцию 21 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2025 г.

Принято к публикации 21 апреля 2025 г.

Реализована твердотельная квантовая память для оптических сигналов на однофотонном уровне на основе атомной частотной гребенки в изотопически чистом кристалле $^{143}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}^7\text{LiF}_4$. Для ослабленных лазерных импульсов со средним числом фотонов порядка единицы продемонстрировано хранение на временах 60 ns с эффективностью 6.4% при отношении сигнал/шум ~ 3 . Создан источник одиночных фотонов на основе спонтанного параметрического рассеяния, согласованный по спектру с рабочим диапазоном квантовой памяти. Продemonстрировано хранение сигнала однофотонного источника.

Ключевые слова: атомная частотная гребенка, спонтанное параметрическое рассеяние, однофотонный источник с оповещением.

DOI: 10.61011/JTF.2025.10.61337.65-25

Введение

Развитие квантовых технологий стимулировало активные исследования, направленные на создание квантовой памяти, способной работать с оптическими сигналами на однофотонном уровне [1]. Особый интерес представляет реализация компактных и неприхотливых твердотельных устройств. В качестве наиболее перспективной элементной базы для них в настоящее время рассматриваются кристаллы, допированные редкоземельными ионами [2–5]. В таких системах электроны 4f оболочки частично экранированы от кристаллического окружения внешними заполненными оболочками [6]. Это обеспечивает большие времена жизни населенности и когерентности, необходимые для реализации эффективной долговременной памяти.

К настоящему времени продемонстрировано несколько различных подходов к реализации квантовой памяти с редкоземельными ионами [7–12]. В настоящей работе авторы использовали протокол на основе атомной частотной гребенки (atomic frequency comb, AFC) [13], обладающий рядом преимуществ: большой модовой емкостью [14,15], простотой экспериментальной реализации, относительно высокой эффективностью. Суть протокола состоит в следующем. В неоднородно уширенном переходе с помощью лазерного излучения выжигается периодический профиль поглощения. Оптический импульс со спектром, соответствующим ширине структуры, попадая в такую среду, поглощается (записывается), а затем переизлучается (считывается) через время, обратное периоду гребенки.

В настоящей работе для создания ячейки памяти использовался изотопически чистый кристалл $^{143}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}^7\text{LiF}_4$, охлажденный до криогенных темпера-

тур. Ионы неодима в этом кристалле имеют достаточно сильный оптический переход с длиной волны около 867 nm, лежащей в окне пропускания оптических волокон. Переходы в изотопически чистых кристаллах обладают небольшим неоднородным уширением (в нашем случае ~ 100 MHz), что позволяет выделить требуемую рабочую линию в сложной структуре перехода. Кроме того, такие кристаллы, как правило, демонстрируют меньшую скорость распада когерентности. Ранее мы исследовали оптическую память на основе AFC в данном кристалле с использованием „ярких“ многофотонных импульсов [16–18]. Настоящая работа посвящена реализации памяти на однофотонном уровне.

В первой части мы использовали ослабленные до однофотонного уровня лазерные импульсы. Нами были подобраны необходимые параметры и создана ячейка памяти, способная работать с таким слабым сигналом. Отметим, что для многих технологий, в частности, для создания протяженных квантовых коммуникаций с использованием квантовых повторителей критически важным является возможность хранения неклассических состояний света однофотонных источников [19]. Вторая часть работы посвящена применению созданной памяти для решения этой задачи. Для этого нам потребовалось создать соответствующий источник.

Для генерации одиночных фотонов мы использовали спонтанное параметрическое рассеяние (spontaneous parametric down conversion, SPDC) [20] в периодически поляризованном кристалле ниобата лития, допированном оксидом магния $\text{MgO}:\text{PPLN}$. Преимущество SPDC состоит в том, что фотоны в процессе распада рождаются парами. Регистрация одного из них служит оповещением о срабатывании источника. Использование периодически поляризованных кристаллов обеспечивает

коллинеарный режим генерации с возможностью температурной перестройки длины волны [21]. Это обеспечивает удобный механизм настройки на частоту памяти. Однако характерная ширина такого источника (при длине кристалла 20–30 mm) составляет ~ 100 GHz [22], что примерно в 1000 раз больше спектрального диапазона нашей памяти. Для решения этой проблемы мы реализовали согласованную систему фильтрации обоих каналов источника с использованием интерферометров Фабри–Перо.

1. Квантовая память с ослабленными лазерными импульсами

Схема установки для реализации ячейки квантовой памяти представлена на рис. 1. В качестве активной среды использовался изотопически чистый кристалл $^{143}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}^7\text{LiF}_4$ (содержание изотопа $^7\text{Li} \sim 99.7\%$), с концентрацией ионов неодима 0.005 at.% (содержание $^{143}\text{Nd}^{3+} \sim 96.5\%$) длиной 5 mm, вырезанный вдоль оси c . Кристалл был помещен в оптический криостат и охлажден до температуры ~ 4 К.

AFC создавалась на переходе $^4I_{9/2}(1) \rightarrow ^4F_{3/2}(1)$ (длина волны ~ 867 nm) с помощью излучения одночастотного титан-сапфирового лазера. Частота лазера была стабилизирована по измерителю длин волн, обеспечивающему долговременный дрейф не более 5 MHz. Излучение лазера могло модулироваться по частоте и интенсивности с помощью акустооптического модулятора (АОМ). Для создания AFC могут быть использованы различные подходы [18]. В одном из таких подходов гребенка выжигается в неоднородно уширенном профиле линии при помощи относительно длинных по времени импульсов, частота которых меняется шагами

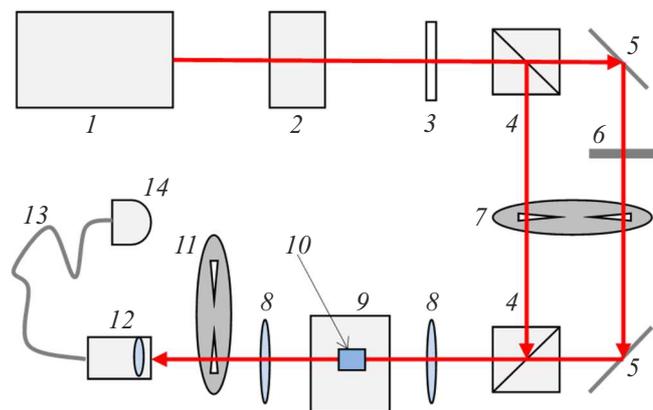


Рис. 1. Схема установки по реализации квантовой памяти с ослабленными лазерными импульсами: 1 — лазер, 2 — АОМ, 3 — полуволновая пластинка, 4 — поляризационный делитель, 5 — зеркала, 6 — светофильтры, 7, 11 — оптические прерыватели пучка (чопперы), 8 — линзы, 9 — криостат, 10 — кристалл $^{143}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}^7\text{LiF}_4$, 12 — коллиматор, 13 — оптическое волокно, 14 — детектор одиночных фотонов.

(эти частоты отвечают минимумам поглощения AFC). Это позволяет перевести часть поглощающих ионов на другие уровни, оставив лишь профиль, отвечающий гребенке. В другом подходе используются короткие монохроматические импульсы, повторяемые через одинаковый временной интервал. Спектром такой последовательности является набор эквидистантных пиков, а период AFC определяется временем между импульсами. Оба подхода имеют свои преимущества и недостатки, в частности, в первом подходе есть возможность изменять форму гребенки, для оптимизации эффективности. Во втором — форма AFC фиксирована. Однако такой подход свободен от смещения луча при перестройке частоты (осуществляемой с помощью акустооптического модулятора). Это упрощает пространственное совмещение выжигающего AFC и записываемого излучения. Мы использовали оба способа. В экспериментах с ослабленными лазерными импульсами наилучшие результаты дал первый, при работе с излучением однофотонного источника более удобным оказался второй.

Для работы квантовой памяти необходимо обеспечить эффективное согласование ячейки памяти с записываемым сигналом. Поскольку в нашем случае предполагалась работа с излучением фиксированной поляризации, то для этой цели было предложено использовать поляризационный делитель. Такой подход позволяет практически без потерь совместить излучение от двух различных источников. Особенностью схемы является то, что для создания AFC используется оптическое излучение одной поляризации, а для записываемого импульса ортогональной.

Для проверки предложенного подхода были проведены эксперименты с „яркими“ импульсами. Излучение лазера разделялось на поляризационном делителе на два луча ортогональной поляризации. Лучи коммутировались вращающимся оптическим прерывателем пучка (чоппером), таким образом, чтобы в первую половину периода был открыт один луч, а во вторую другой. Далее лучи совмещались на втором поляризационном делителе. Проведенные эксперименты показали работоспособность предложенной схемы. Эффективность квантовой памяти для случая разной поляризации выжигающего и записываемого излучения оказалась незначительно ниже, чем в случае с одинаковой и в большей степени зависела от степени совмещения лучей.

Аналогичная схема использовалась для экспериментов с ослабленным излучением. В этом случае в сигнальный канал устанавливались светофильтры. Для регистрации слабых импульсов использовался сверхпроводящий однофотонный детектор (superconducting nanowire single-photon detector, SNSPD). Использование SNSPD обеспечивало эффективность $\sim 85\%–90\%$ при собственном шуме около 25 cps. На время, когда память не использовалась, детектор перекрывался с помощью второго чоппера, вращающегося синхронно с первым.

Оптическая память на основе AFC теоретически может работать с сигналом сколь угодно малой интенсивности. При практической реализации единственным ограничением для работы со слабым сигналом является шум. В нашем случае основным источником шума является сигнал флуоресценции ионов неодима, возбужденных на верхний уровень при выжигании гребенки. Естественным способом борьбы с остаточной флуоресценцией является введение задержки между подготовкой памяти и ее использованием [23]. Отметим, что AFC деградирует со временем, что приводит к снижению эффективности. Таким образом, оптимальная задержка будет определяться как компромисс между этими процессами.

Были проведены измерения зависимости сигнала флуоресценции от времени после создания AFC. Поскольку интенсивность флуоресценции слабо зависит от направления, наблюдения проводилось под углом к оси системы. Это позволило избавиться от прямого и рассеянного лазерного излучения, что проверялось по отсутствию сигнала при отстройке длины волны лазера от перехода.

Результаты измерений приведены на рис. 2. Интенсивность флуоресценции экспоненциально спадает. Закон спада хорошо аппроксимируется зависимостью $F = Ae^{-t/\tau} + N$, с $\tau \approx 613 \mu\text{s}$ и $N \approx 25 \text{ cps}$. Время τ соответствует характерным временам жизни населенности на верхнем уровне [24]. Темновой сигнал N определяется собственным шумом SNSPD. За время порядка 5 ms интенсивность флуоресценции спадает до $\sim 65 \text{ cps}$.

Зависимость эффективности квантовой памяти от времени после приготовления AFC, измеренная с помощью „ярких“ импульсов, приведена на рис. 3. В силу линейности памяти на основе AFC эффективность не зависит от интенсивности, поэтому измеренную зависимость можно считать хорошей оценкой для слабых сигналов. На рисунке видно, что эффективность за 5 ms падает

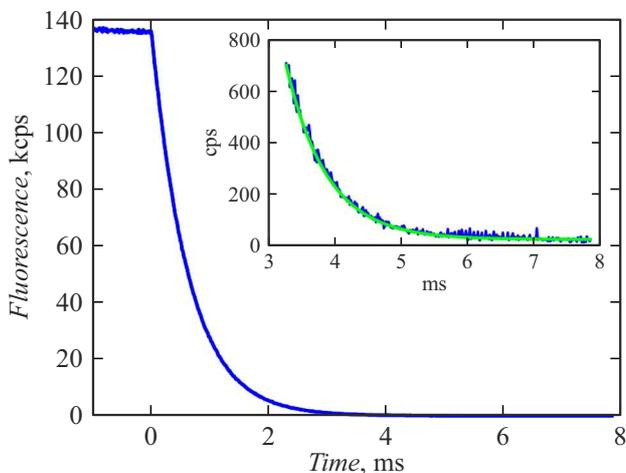


Рис. 2. Спад флуоресценции после создания AFC, на вставке в большем масштабе показан „хвост“ зависимости и экспоненциальная аппроксимация.

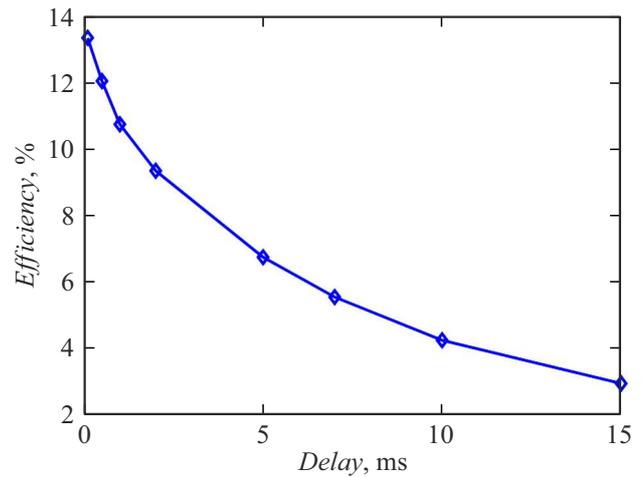


Рис. 3. Эффективность квантовой памяти в зависимости от времени после приготовления AFC.

примерно вдвое и большие задержки не целесообразны. Таким образом, 5 ms можно принять за оптимальное время задержки между созданием и использованием AFC.

Эксперимент по реализации памяти на однофотонном уровне проводился следующим образом. Чоппер 7 (рис. 1) работал на частоте 33 Hz. В первой половине периода выжигалась AFC. Для этого использовалась последовательность из 6 импульсов мощностью около 30 mW и длительностью 50 μs на разных частотах с шагом 16 MHz. Процедура повторялась 40 раз, общая длительность выжигающей последовательности составила 12 ms. Через некоторое время после этого выжигающий луч перекрывался и открывался записываемый. При этом также открывался детектор, блокируемый чоппером 11, на время подготовки памяти. Через 5 ms после создания AFC в память записывались импульсы длительностью 20 ns, ослабленные светофильтрами до энергии, соответствующей среднему числу фотонов в импульсе ~ 1 . Поскольку интенсивность таких импульсов слишком мала, чтобы испортить гребенку, использовалась серия из 100 импульсов, разделенных интервалом 10 μs . Это позволило уменьшить время накопления, необходимое для получения статически значимых результатов. Для определения эффективности памяти мы измерили отклик от входящего импульса при тех же параметрах, но на длине волны, лежащей вне рабочего перехода.

Результаты представлены на рис. 4. После записываемого импульса, через время 60 ns, соответствующее обратному периоду AFC, виден сигнал эха. Эффективность памяти, определенная как отношение интенсивностей эха и входящего импульса, составила 6.4%. Это соответствует эффективности памяти с классическим „ярким“ сигналом. Отношение сигнал/шум в условиях измерений составляет ~ 3 .

Наиболее сложным в настройке элементом системы фильтрации являлся конфокальный интерферометр. Он может работать в двух режимах. В обычном он имеет FSR 3 GHz и коэффициент пропускания 40%–45%. При точном пространственном согласовании входного излучения с основной модой резонатора реализуется режим подавления нечетных мод. В этом случае интерферометр имеет удвоенные FSR 6 GHz и коэффициент пропускания 80%–90%. Второй режим предпочтительнее как с точки зрения пропускания полезного сигнала, так и подавления паразитного. К сожалению, для реализации такого режима требуется тонкая настройка, которую не удастся провести с помощью вспомогательного лазерного излучения. Для настройки интерферометра была предложена следующая методика. В отсутствие фильтров в канале оповещения корреляционная функция между каналами имеет пиковый вид. В общем случае четные и нечетные пики могут иметь разную высоту. Режиму с FSR 6 GHz соответствует корреляционная функция, в которой наблюдается равномерное спадание амплитуды пиков (рис. 6).

Фильтрация сигнального канала приводит к снижению эффективности оповещения (отношение количества пар к числу фотонов оповещения). Этого можно избежать, если регистрировать только спектрально сопряженные фотоны оповещения, т.е. те, которые удовлетворяют условию (1). При реализации системы фильтрации мы исходили из следующих предпосылок: характерное время стабильности ~ 1 h, за указанное время дрейф всех параметров не должен приводить к рассогласованию между каналами. Используемый в источнике лазер накачки обладал дрейфом частоты около 300 MHz в час. В связи с этим ширина канала оповещения должна составлять около 600 MHz.

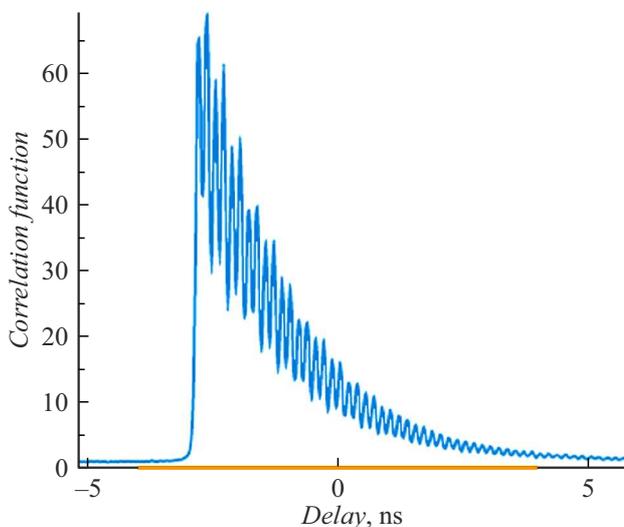


Рис. 6. Характерный вид нормированной корреляционной функции при настройке конфокального интерферометра Фабри–Перо.

Для фильтрации канала оповещения использовались: термостабилизированный эталон Фабри–Перо с FSR 20 GHz, аппаратной шириной 660 MHz и коэффициентом пропускания 60% и термостабилизированный интерферометр Фабри–Перо с FSR 70 GHz, аппаратной шириной 7 GHz и коэффициентом пропускания 85%. Стабильность частоты фильтров в пределах полуширины линии составляла ~ 1 h.

Для настройки в однофотонный источник заводилось вспомогательное лазерное излучение на частоте сигнального канала, которое пространственно совмещалось с накачкой. В кристалле MgO:PPLN происходила генерация излучения на разностной частоте, заведомо удовлетворяющей соотношению (1). Фильтры настраивались на максимум пропускания.

Созданный источник обладал эффективностью оповещения около 0.6%. Скорость генерации пар составила 100 cps при мощности накачки 3.2 mW и 30 cps при мощности накачки 1 mW.

Отметим, что излучение разностной частоты может быть использовано как для первоначальной настройки, так и периодической подстройки в процессе измерений. Потенциально возможно реализовать процедуру автоматической подстройки. Это позволит использовать систему фильтрации с меньшей шириной и улучшить эффективность оповещения.

Для проверки спектрального согласования с рабочим переходом квантовой памяти было измерено поглощение излучения однофотонного источника. В идеальном случае можно было ожидать почти полного поглощения. К сожалению, в нашем случае поглощалась только треть подтвержденных фотонов. Это говорит о несовершенстве системы фильтрации. Однако с учетом того, что ширина спектра уменьшилась примерно в 1000 раз, такой результат можно рассматривать как удовлетворительный.

При работе с квантовой памятью сигнал однофотонного источника подавался непосредственно на поляризационный делитель (рис. 1), где совмещался с излучением лазера. Для проверки качества совмещения оба сигнала коллимировались в одно и тоже одномодовое волокно. Для уменьшения времени накопления сигнала целесообразно было увеличить соотношение между временами использования памяти и ее подготовки, даже за счет снижения средней эффективности. Для этого был изменен режим работы чопперов. Чоппер 11, блокирующий однофотонный детектор, открывался на половину периода. В первую половину (при закрытом детекторе) происходила подготовка AFC, во второй — ее использование. Для улучшения соотношения сигнал/шум был реализован режим стробирования сигнала детектора, регистрировались только события, происходящие в рабочее время памяти. AFC создавалась с помощью периодической последовательности лазерных импульсов длительностью 12 ns и периодом 60 ns. Чоппер 7 открывался на время выжигания гребенки, вырезая из последовательности импульс необходимой длительности.

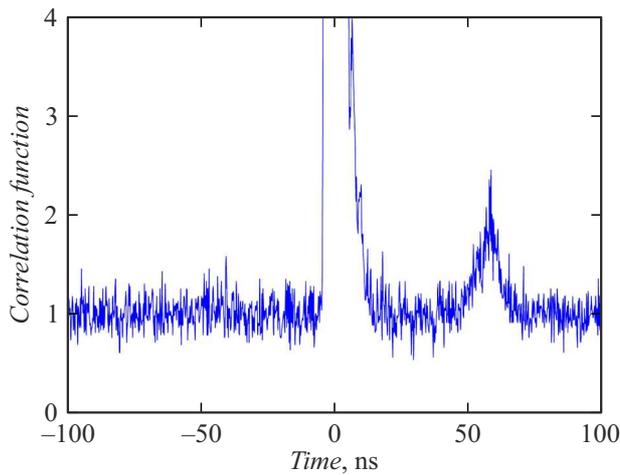


Рис. 7. Сигнал эха от излучения однофотонного источника.

Измерения показали, что при интенсивности ~ 10 мВт для этого достаточно 3 мс. Это позволило сократить время подготовки и поднять частоту работы чопперов, что также сократило среднее время между созданием AFC и ее использованием.

Эксперимент по сохранению сигнала однофотонного источника проводился следующим образом. Выжигающая последовательность лазерных импульсов создавалась с помощью АОМ. Чоппер 7 работал на частоте 46 Гц и вырезал из последовательности импульсы длительностью 3 мс. Через 5 мс ожидания, необходимые для спада остаточной флуоресценции, открывался однофотонный детектор, и в течение половины периода проводилась запись и регистрация сигнала. Ожидаемую эффективность памяти можно оценить, усреднив зависимость эффективности по времени наблюдения. С учетом того, что с AFC взаимодействует только треть подтвержденных фотонов, оценка дает значение около 1.5%.

Время эксперимента составляло 3 ч. Измерялась корреляционная функция между сигнальным каналом и каналом оповещения. Результаты измерений представлены на рис. 7. Через 60 нс после записываемого импульса виден сигнал эха. Отношение сигнал/шум составляет около единицы. Эффективность, оцененная как отношение количества отсчетов в сигнале эха к общему количеству подтвержденных фотонов, составила примерно 1%, что несколько меньше расчетной. Причиной может быть недостаточное пространственное согласование источника с ячейкой памяти.

Заключение

В работе представлены результаты исследований по реализации твердотельной квантовой памяти для оптических сигналов на однофотонном уровне. В качестве среды использовался изотопически чистый кристалл $^{143}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}^7\text{LiF}_4$, охлажденный до криогенных темпера-

тур, имеющий достаточно сильный оптический переход $^4I_{9/2}(1) \rightarrow ^4F_{3/2}(1)$ с длиной волны ~ 867 нм, лежащей в окне пропускания оптических волокон. Использование изотопически чистого кристалла обеспечивало небольшое неоднородное уширение ~ 100 МГц, что позволяло выделить требуемую рабочую линию в сложной структуре перехода. Для реализации памяти применялся протокол на основе атомной частотной гребенки, обладающий рядом потенциальных преимуществ: большой модовой емкостью, относительной простотой экспериментальной реализации. В экспериментах с ослабленными лазерными импульсами со средним числом фотонов в импульсе порядка единицы продемонстрировано хранение оптического сигнала на временах 60 нс с эффективностью 6.4% при отношении сигнал/шум ~ 3 . Создан источник одиночных фотонов на основе спонтанного параметрического рассеяния в периодически поляризованном кристалле MgO:PPLN , согласованный по спектру с рабочим диапазоном квантовой памяти. Демонстрировано хранение сигнала однофотонного источника.

Финансирование работы

Исследование проведено в рамках Программы НЦМУ „Центр фотоники“ при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K. Heshami, D.G. England, P.C. Humphreys, P.J. Bustard, V.M. Acosta, J. Nunn, B.J. Sussman. *J. Modern Optics*, **63**, 2005 (2016). DOI: 10.1080/09500340.2016.1148212
- [2] M. Zhong, M.P. Hedges, R.L. Ahlefeldt, J.G. Bartholomew, S.E. Beavan, S.M. Wittig, J.J. Longdell, M.J. Sellars. *Nature*, **517**, 177 (2015). DOI: 10.1038/nature14025
- [3] Yi-Lin Hua, Zong-Quan Zhou, Chuan-Feng Li, Guang-Can Guo. *Chin. Phys. B*, **27**, 020303 (2018). DOI: 10.1088/1674-1056/27/2/020303
- [4] M. Guo, S. Liu, W. Sun, M. Ren, F. Wang, M. Zhong. *Front. Phys.*, **18**, 21303 (2023). DOI: 10.1007/s11467-022-1240-8
- [5] Zhu Tian-Xiang, Liu Xiao, Zhou Zong-Quan, Li Chuan-Feng. *Nanophotonics*, (2025). DOI: 10.1515/nanoph-2024-0487
- [6] R.M. Macfarlane. *J. Lumin.*, **100**, 1 (2002). DOI: 10.1016/S0022-2313(02)00450-7
- [7] G. Heinze, C. Hubrich, T. Halfmann. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 033601 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.033601
- [8] J.J. Longdell, E. Fraval, M.J. Sellars, N.B. Manson. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 063601 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.063601
- [9] A.L. Alexander, J.J. Longdell, M.J. Sellars, N.B. Manson. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 043602 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.043602
- [10] M. Hedges, J.J. Longdell, Y. Li, M.J. Sellars. *Nature*, **465**, 1052 (2010). DOI: 10.1038/nature09081

- [11] V. Damon, M. Bonarota, A. Louchet-Chauvet, T. Chanelière, J.-L. Le Gouët. *New J. Phys.*, **13**, 093031 (2011). DOI: 10.1088/1367-2630/13/9/093031
- [12] К.И. Герасимов, М.М. Миннегалиев, С.А. Моисеев, Р.В. Урманчиев, Т. Chaneliere, A. Louchet-Chauvet. *Опт. и спектр.*, **123**, 200 (2017). <https://doi.org/10.7868/S0030403417080074> [K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev, S.A. Moiseev, R.V. Urmancheev, T. Chanelife, A. Louchet-Chauvet. *Opt. Spectr.*, **123**, 211 (2017). DOI: 10.1134/S0030400X17080069]
- [13] M. Afzelius, C. Simon, H. De Riedmatten, N. Gisin. *Phys. Rev. A*, **79**, 052329 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevA.79.052329
- [14] M. Bonarota, J.-L. Le Gouët, T. Chanelière. *New J. Phys.*, **13**, 013013 (2011). DOI: 10.1088/1367-2630/13/1/013013
- [15] N. Sinclair, E. Saglamyurek, H. Mallahzadeh, J.A. Slater, M. George, R. Ricken, M.P. Hedges, D. Oblak, C. Simon, W. Sohler, W. Tittel. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 053603 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.053603
- [16] R.A. Akhmedzhanov, L.A. Gushchin, A.A. Kalachev, S.L. Korableva, D.A. Sobgayda, I.V. Zelensky. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 015202 (2016). DOI: 10.1088/1612-2011/13/1/015202
- [17] R.A. Akhmedzhanov, L.A. Gushchin, A.A. Kalachev, N.A. Nizov, V.A. Nizov, D.A. Sobgayda, I.V. Zelensky. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 115203 (2016). DOI: 10.1088/1612-2011/13/11/115203
- [18] Р.А. Ахмеджанов, Л.А. Гушин, И.В. Зеленский, В.А. Низов, Н.А. Низов, Д.А. Собгайда. *Известия вузов. Радиофизика*, **67**, 137 (2024). DOI: 10.52452/00213462_2024_67_02_137 [R.A. Akhmedzhanov, L.A. Gushchin, I.V. Zelensky, V.A. Nizov, N.A. Nizov, D.A. Sobgaida. *Radiophys. Quantum El.*, **67**, 121 (2024). DOI: 10.1007/s11141-025-10359-6]
- [19] N. Sangouard, C. Simon, H. De Riedmatten, N. Gisin. *Rev. Mod. Phys.*, **83**, 33 (2011). DOI: 10.1103/RevModPhys.83.33
- [20] M.D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, S.V. Polyakov. *Rev. Sci. Instrum.*, **82**, 071101 (2011). DOI: 10.1063/1.3610677
- [21] S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M.P. De Micheli, O. Alibart, D.B. Ostrowsky. *Laser Photon. Rev.*, **6**, 115 (2012). DOI: 10.1002/lpor.201100010
- [22] I.Z. Latypov, A.V. Shkalikov, D.O. Akat'ev, A.A. Kalachev. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **859**, 012011 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/859/1/012011
- [23] I. Usmani, C. Clausen, F. Bussi eres, N. Sangouard, M. Afzelius, N. Gisin. *Nature Photon.*, **6**, 234 (2012). DOI: 10.1038/NPHOTON.2012.34
- [24] A.L. Harmer, A. Linz, D.R. Gabbe. *J. Phys. Chem. Solids*, **30**, 1483 (1969). DOI: 10.1016/0022-3697(69)90210-8