

# Генерация узкополосных однофотонных состояний при спонтанном параметрическом рассеянии для квантовой памяти в примесных кристаллах

Д.О.Акатьев, И.З.Латыпов, А.В.Шкаликов, А.А.Калачев

*Представлены результаты экспериментальных исследований генерации узкополосных однофотонных состояний при спонтанном параметрическом рассеянии в кристалле PPLN в резонаторе. Продемонстрирована возможность условного приготовления одиночных фотонов с длиной волны 867 нм и спектральной шириной 70 МГц, пригодных для записи в устройствах оптической квантовой памяти на основе изотопически чистых кристаллов  $Y^7LiF_4$ , легированных ионами  $Nd^{3+}$ .*

**Ключевые слова:** однофотонный источник, спонтанное параметрическое рассеяние, резонатор.

## 1. Введение

Однофотонные состояния электромагнитного поля важны для многих приложений квантовой оптики и квантовой информатики, таких как оптические квантовые вычисления, генерация случайных чисел, метрология и квантовая связь [1–4], поэтому актуальной задачей квантовых оптических технологий является разработка источников однофотонных состояний света [5–7]. В идеале такой источник должен быть детерминированным, т.е. создавать одиночные фотоны по требованию. Однако во многих практически важных случаях достаточными оказываются недетерминированные источники с оповещением, сигнализирующим о моменте генерации фотонов [8], что можно сделать, в частности, с помощью спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [9, 10]. Отличительными особенностями СПР являются широкий спектр излучения, который может достигать нескольких терагерц, и наличие двухфотонных корреляций в модах рассеянного поля. В результате источники на основе СПР позволяют генерировать чистые однофотонные состояния, а также различные перепутанные двухфотонные состояния в широком диапазоне длин волн и длительностей при комнатной температуре [5, 8]. Важно отметить, что для реализации протоколов квантовой связи и квантовых вычислений, требующих использования оптической квантовой памяти, необходимы источники узкополосных однофотонных состояний. Например, для эффективной записи однофотонных импульсов в ансамблях атомов/ионов спектральная ширина излучения должна составлять от единиц до ста мегагерц. В этом плане перспективным является использование СПР в резонаторе [11], что позволяет сузить спектр генерации до единиц мегагерц и менее, одновременно повышая спектральную яркость источника (см., напр., [12–20]).

Д.О.Акатьев, И.З.Латыпов, А.В.Шкаликов, А.А.Калачев. Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского Федерального исследовательского центра «Казанский научный центр РАН», Россия, 420029 Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7; e-mail: a.a.kalachev@mail.ru

Поступила в редакцию 31 июля 2018 г.

В настоящей работе представлены результаты разработки однофотонного источника на основе СПР в резонаторе, совместимого с устройствами оптической квантовой памяти на активированных редкоземельными ионами диэлектрических кристаллах. В частности, разработанный источник генерирует узкополосные однофотонные состояния, которые можно записывать и воспроизводить в изотопически чистом кристалле  $Y^7LiF_4$  с ионами  $Nd^{3+}$ . Отличительной особенностью данного кристалла является малая неоднородная ширина оптических переходов примесных ионов (70 МГц и менее), что делает его перспективным материалом для реализации твердотельной нерезонансной оптической квантовой памяти [21].

## 2. Условное приготовление однофотонных состояний в однорезонаторном параметрическом генераторе света

СПР можно определить как процесс взаимодействия трёх мод электромагнитного поля в квадратично нелинейной среде, при котором уничтожение фотона в одной моде (мода накачки) сопровождается рождением двух фотонов в оставшихся модах (называемых обычно сигнальной и холостой). Вектор состояния двухфотонного поля (бифотона) можно записать следующим образом [22]:

$$|\Psi\rangle = |0\rangle + \iint d\omega_s d\omega_i F(\omega_s, \omega_i) |\omega_s\rangle |\omega_i\rangle, \quad (1)$$

где  $F(\omega_s, \omega_i)$  – двухфотонная спектральная амплитуда, которая определяет спектральные и временные свойства коррелированных фотонов, а  $|\omega_s\rangle$  и  $|\omega_i\rangle$  – однофотонные состояния моды частоты  $\omega$  сигнальной (s) и холостой (i) полей. В случае коллинеарного режима генерации в среде с пространственно периодической модуляцией нелинейности амплитуда бифотона может быть представлена в виде

$$F(\omega_s, \omega_i) = |A|^2 \text{sinc}(\Delta k L / 2), \quad (2)$$

где  $|A|^2$  – эффективный коэффициент взаимодействия, учитывающий нелинейность среды, геометрию взаимо-

действия мод и другие факторы [22, 23];  $\Delta k = k_p - k_i - k_s - 2\pi/\Lambda$  – расстройка волновых векторов;  $\Lambda$  – период модуляции нелинейности;  $k_m = \omega_m n(\omega_m)/c$  – волновой вектор, соответствующий  $m$ -й моде ( $m = i, s, p$ ;  $p$  обозначает поле накачки);  $n(\omega_m)$  – показатель преломления.

В основе работы однофотонного источника на основе СПР лежит корреляция чисел фотонов в модах рассеянного поля, описываемая формулой (1). Детектирование одного из фотонов в паре (скажем, холостого) однозначно говорит о наличии второго фотона (сигнального), поэтому такие источники называются источниками с оповещением. Поскольку поле СПР содержит вклады не только двухфотонного (1), но и многофотонных состояний, степень однофотонности состояния поля на выходе характеризуется величиной нормированной автокорреляционной функции второго порядка  $g^{(2)}(\tau)$  при нулевой задержке  $\tau = 0$ :

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle a^{\dagger 2} a^2 \rangle}{\langle a^{\dagger} a \rangle^2}, \quad (3)$$

где  $a$  – оператор уничтожения фотонов в рассматриваемой пространственно-временной моде поля на выходе источника. В случае идеального однофотонного источника  $g^{(2)}(0) = 0$ , что означает отсутствие вклада многофотонных состояний.

Одним из эффективных способов реализации перестраиваемого по частоте узкополосного однофотонного источника света является внутрирезонаторный режим СПР, соответствующий однорезонаторному оптическому параметрическому генератору света (ПГС). В этом случае резонатором усиливается только одно из взаимодействующих полей (например, сигнальное), в то время как два других (холостое и поле накачки) распространяются через резонаторные зеркала без отражения. Такая схема хотя и не повышает яркость источника по сравнению с безрезонаторным СПР, существенно облегчает экспериментальную реализацию, поскольку не требует согласованной настройки ПГС на нескольких модах [12]. Спектр мощности резонансного (сигнального) фотона в данном случае принимает вид [24]:

$$S(\omega) \propto \sum_{j=-\infty}^{\infty} \frac{\text{sinc}^2(j\Delta\omega_{\text{FSR}}\tau_0/2)}{(\Delta\omega_{\text{mod}}/2)^2 + (\omega_s - j\Delta\omega_{\text{FSR}} - \omega)^2}, \quad (4)$$

где  $\tau_0$  – разница времен распространения через кристалл сигнального и холостого фотонов;  $\Delta\omega_{\text{FSR}}$  – область дисперсии ПГС;  $\Delta\omega_{\text{mod}}$  – ширина моды резонатора. В данной формуле числитель описывает огибающую спектральной плотности в отсутствие резонатора, а знаменатель – усиление генерации пар фотонов, один из которых соответствует собственным модам резонатора на частотах  $\omega_s - j\Delta\omega_{\text{FSR}}$ , где  $\omega_s$  – центральная частота сигнального поля, соответствующая некоторой моде ПГС, а  $j$  – целое число.

В случае генерации сигнальных фотонов во множество мод резонатора, в соответствии с формулой (4) корреляционная функция второго порядка между сигнальным и холостым полями  $g_{s,i}^{(2)}(\tau)$  будет состоять из последовательности разделенных временем обхода резонатора  $T_0$  пиков, амплитуда которых экспоненциально затухает за время, равное времени жизни фотона в резонаторе [24]. Возможность наблюдения пиков зависит от соотношения между суммарным временем разрешения регистрирующей аппаратуры (которое складывается из временной не-

стабильности (джиттера) электрического импульса с детектора, времени разрешения время-цифрового преобразователя и т. п.) и временем обхода резонатора. В пределе низкого разрешения и короткой длины резонатора измеренная корреляционная функция будет описываться экспоненциальным распадом

$$g_{s,i}^{(2)}(\tau) \propto \exp(-\Delta\omega_{\text{mod}}\tau), \quad (5)$$

где  $\tau$  – время задержки между сигнальным и холостым фотоном. Аналогичный результат получается, как и следовало ожидать, в случае генерации в одну моду резонатора.

### 3. Основные результаты

На рис.1 представлена принципиальная схема экспериментальной установки для генерации и исследования узкополосных однофотонных состояний на основе СПР. В качестве нелинейной среды использовался периодически модулированный кристалл ниобата лития с примесью оксида магния  $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$  (5%) (PPLN), период модуляции которого составлял  $\Lambda = 7.47$  мкм, а длина была равна 20 мм. Кристалл возбуждался непрерывным излучением неодимового лазера на длине волны 532 нм (вторая гармоника), что вызывало генерацию пар фотонов в процессе СПР 0-типа синхронизма (eee-тип) на длинах волн 867 и 1377 нм при температуре 85 °С.

Лазерный пучок накачки фокусировался в нелинейный кристалл линзой с фокусным расстоянием 200 мм, что давало диаметр перетяжки, равный 70 мкм. После прохождения кристалла излучение накачки подавлялось отсекающим фильтром  $\Phi$  (ослабление 70 дБ на 532 нм) и дихроичным зеркалом ДЗ, разделяющим сигнальные и холостые фотоны по длинам волн (867 и 1377 нм соответственно) на два канала. В каждом канале излучение дополнительно проходило через интерференционные фильтры ИФ2 и ИФ3 (867 и 1377 нм соответственно). Сигнальный пучок (867 нм) с помощью светоделителя СД делился на два канала для измерения автокорреляционной функции второго порядка  $g^{(2)}(0)$  в схеме интерферометра Брауна–Твисса. Следует отметить, что автокорреляционная функция, характеризующая поле однофотонного источника, измеряется и вычисляется с учетом оповещающего канала, так что ее можно назвать условной автокорреляционной функцией [25]. В нашем случае оповещающим служил канал на длине волны 1377 нм. Фотоны сигнального поля регистрировались однофотонными детекторами ОФД1 и ОФД2 (SPCM-AQRH, Perkin Elmer) в режиме «free-running» с эффективностью  $\eta_{867} = 40\%$ , скоростью темновых отсчетов порядка 2 кГц и мертвым временем 150 нс. Фотоны холостого поля регистрировались детектором ОФД3 (ID201, ID Quantique) в режиме «free-running» с эффективностью  $\eta_{1377} = 10\%$ , скоростью темновых отсчетов порядка 13 кГц и мертвым временем 14 мкс.

Автокорреляционная функция  $g^{(2)}(0)$  как функция мощности пучка накачки измерялась в отсутствие зеркал 31 и 32. Результаты измерений представлены на рис.2. Видно, что зависимость линейная и при увеличении мощности накачки растет вклад многофотонных состояний. При мощности накачки, много меньшей 1 мВт, становится существенным вклад темновых отсчетов с фотодетекторов и зависимость перестает быть линейной. Линейность также нарушается при скоростях отсчетов фотодетекторов, близких к уровню насыщения.

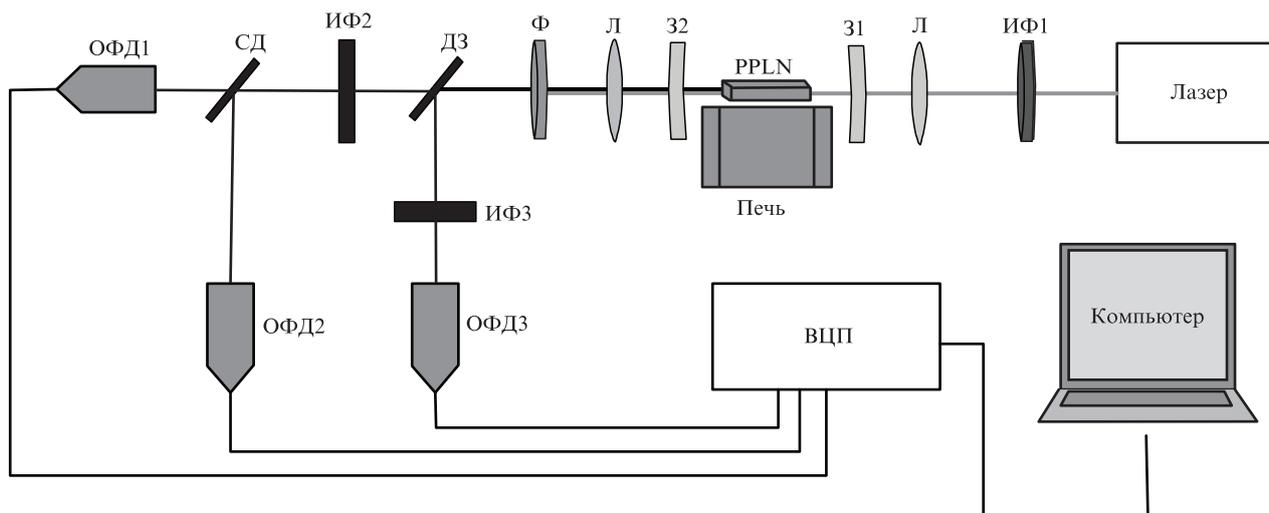


Рис.1. Схема установки для генерации однофотонных состояний на основе СПР: ИФ1 – интерференционный фильтр на 532 нм; Л – линзы с фокусным расстоянием 200 мм; 31 и 32 – резонаторные зеркала с коэффициентом отражения  $R_1 = 99.8\%$  и  $R_2 = 97\%$  на длине волны 867 нм; PPLN – периодически модулированный кристалл ниобата лития; Ф – отсекающий фильтр на 532 нм; ДЗ – дихроичное зеркало на 950 нм; ИФ2 – интерференционный фильтр на 867 нм; ИФ3 – интерференционный фильтр на 1377 нм; СД – светоделитель 50/50; ОФД1 и ОФД2 – однофотонные детекторы видимого диапазона; ОФД3 – однофотонный детектор инфракрасного диапазона; ВЦП – время-цифровой преобразователь.

Для сужения спектра параметрического рассеяния света использовался внутрирезонаторный режим СПР. Кристалл PPLN помещался между зеркалами 31 и 32, которые имели высокое пропускание на длинах волн накачки и холостого фотона (532 и 1377 нм соответственно), так что резонатор усиливал только сигнальное поле на длине волны 867 нм, на которой зеркала 31 и 32 имели коэффициенты отражения  $R_1 = 99.8\%$  и  $R_2 = 97\%$  соответственно, а кристалл PPLN обладал пропусканием  $T = 96.5\%$ . При данных параметрах максимально достижимая резкость  $\mathcal{F}$  получалась равной 26, ширина спектра моды резонатора составляла 50 МГц, а межмодовое расстояние было 1200 МГц.

Экспериментальные результаты измерения корреляционной функции  $g_{s,i}^{(2)}(\tau)$  представлены на рис.3. Из рис.3,а видно, что время одного обхода резонатора сравнимо с временным разрешением детектирующей аппаратуры, и при измерении корреляционной функции второго порядка мы можем детектировать лишь огибающую, соответствующую времени жизни фотона в резонаторе. При расстоянии между зеркалами 10 см (рис.3,б) начинают разрешаться отдельные пики, которые соответствуют синхронизации мод резонатора и интервалы между кото-

рыми определяются временем обхода резонатора. Был поставлен ряд экспериментов с различными длинами резонатора (от 8 до 15 см), в каждом из которых было получено полное соответствие временного расстояния между пиками в корреляционной функции и временем обхода резонатора. Кроме того, аппроксимация огибающей кор-

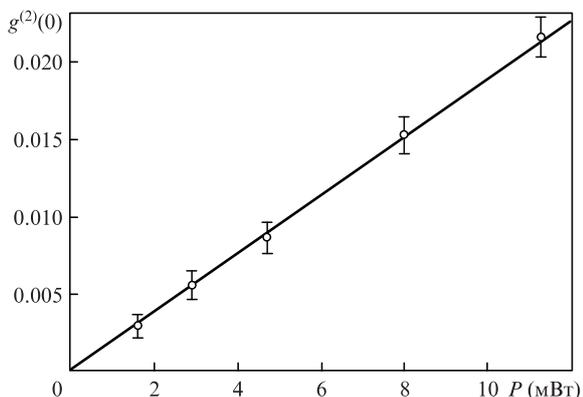


Рис.2. Зависимость автокорреляционной функции второго порядка при нулевой задержке  $g^{(2)}(0)$  от мощности накачки  $P$ .

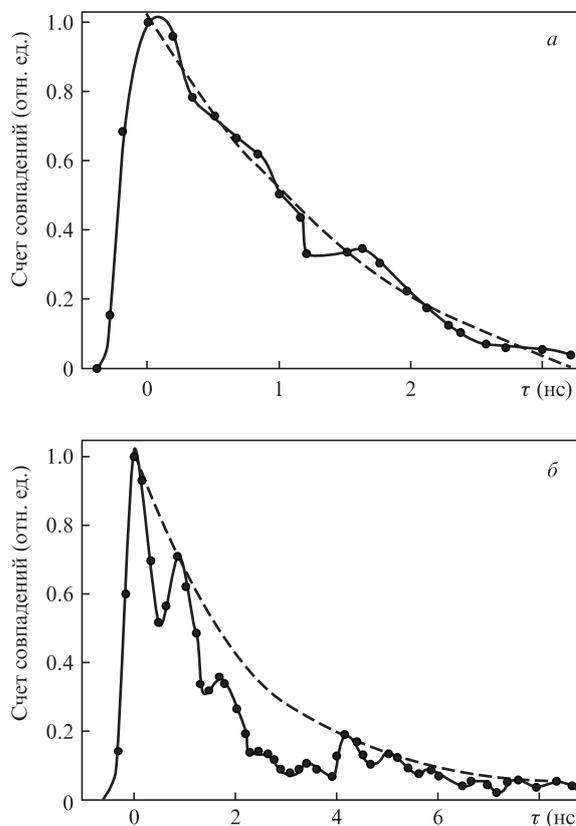


Рис.3. Зависимость счета совпадений между сигнальным и холостым фотонами от времени задержки между ними для резонатора длиной  $l = 8$  (а) и 10 см (б). Штриховая кривая – аппроксимация огибающей корреляционной функции с помощью затухающей экспоненты.

реляционной функции с помощью затухающей экспоненты (5) позволила определить спектральную ширину моды и резкость резонатора. В результате длине резонатора  $l = 8$  см соответствуют ширина моды  $\Delta\omega_{\text{mod}}/2\pi = 81.5$  МГц и резкость  $\mathcal{F} = 18.5$ , а при  $l = 10$  см получаем  $\Delta\omega_{\text{mod}}/2\pi = 73$  МГц и  $\mathcal{F} = 20$ . Скорость генерации пар фотонов в кристалле (после учета оптических потерь в каналах) составляла 400 кГц при 1 мВт накачки.

#### 4. Заключение

Экспериментально реализован узкополосный однофотонный источник света на основе спонтанного параметрического рассеяния в однорезонаторном параметрическом генераторе света. Спектральная ширина однофотонных импульсов, испускаемых на длине волны 867 нм, достигала 70 МГц, что делает данный источник совместимым с квантовой памятью на основе изотопически чистого кристалла  $\text{Y}^7\text{LiF}_4$ , легированного ионами  $\text{Nd}^{3+}$ . Настройка источника по длине волны на оптический переход примесных ионов возможна изменением температуры нелинейного кристалла и расстояния между зеркалами резонатора. При этом использование однорезонаторного параметрического генератора света делает источник нечувствительным к флуктуациям длины волны излучения накачки, что существенно упрощает его эксплуатацию.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-12-00806).

1. Kok P. *Contemp. Phys.*, **57** (4), 526 (2016).
2. Reiserer A., Rempel G. *Rev. Mod. Phys.*, **87** (4), 1379 (2015).
3. Walmsley I.A. *Science*, **348** (6234), 525 (2015).
4. Milburn G.J., Basiri-Esfahani S. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, **471** (2180), 20150208 (2015).
5. Eisaman M.D., Migdall J., Fan A., Polyakov S.V. *Rev. Sci. Instrum.*, **82**, 071101 (2011).
6. Chunnillal C.J. et al. *Opt. Eng.*, **53** (8), 081910 (2014).
7. Takeuchi S. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **53** (3), 030101 (2014).
8. Castelletto S.A., Scholten R.E. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **41** (3), 181 (2008).
9. Клышко Д.Н. *Квантовая электроника*, **4** (5), 1056 (1977) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **7** (5), 591 (1977)].
10. Hong C.K., Mandel L. *Phys. Rev. Lett.*, **56** (1), 58 (1986).
11. Ou Z.Y., Lu Y.J. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 2556 (1999).
12. Scholz M., Wolfgramm F., Herzog U., Benson O. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 191104 (2007).
13. Nielsen B.M., Neergaard-Nielsen J.S., Polzik E.S. *Opt. Lett.*, **34**, 3872 (2009).
14. Wolfgramm F., de Icaza Astiz Y.A., Beduini F.A., Cerè A., Mitchell M.W. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 053602 (2011).
15. Fekete J., Rieländer D., Cristiani M., de Riedmatten H. *Phys. Rev. Lett.*, **110** (22), 220502 (2013).
16. Förtsch M., Furst J., Wittmann C., et al. *Nature Commun.*, **4**, 1818 (2013).
17. Luo K.-H., Herrmann H., Krapick S., et al. *New J. Phys.*, **17** (7), 073039 (2015).
18. Ahlrichs A., Benson O. *Appl. Phys. Lett.*, **108** (2), 021111 (2016).
19. Rambach M., Nikolova A., Weinhold T., White A. *APL Photonics*, **1** (9), 096101 (2016).
20. Rieländer D., Lenhard A., Mazzera M., de Riedmatten H. *New J. Phys.*, **18** (12), 123013 (2016).
21. Akhmedzhanov R. et al. *Phys. Rev. B*, **97** (24), 245123 (2018).
22. Belinsky A.V., Klyshko D.N. *Laser Phys.*, **4**, 663 (1994).
23. Mandel L., Wolf E. *Optical Coherence and Quantum Optics* (New York: Cambridge University Press, 1995).
24. Herzog U., Scholz M., Benson O. *Phys. Rev. A*, **77**, 023826 (2008).
25. Beck M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24** (12), 2972 (2007).