

УДК 531:530.145+535.14

ПОЛУЧЕНИЕ УЗКОПОЛОСНЫХ БИФОТОНОВ В ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ СВЕТА

*А.А. Калачёв, Д.А. Калашников, А.А. Калинин,
В.В. Самарцев, Ю.З. Фаттахова, А.В. Шкаликов*

Аннотация

Обсуждается проблема получения узкополосного бифотонного поля в процессе спонтанного параметрического рассеяния света в квадратичной нелинейной среде, находящейся в резонаторе. Измерена корреляционная функция второго порядка бифотонного поля, создаваемого параметрическим генератором света, работающим ниже порога генерации.

Ключевые слова: бифотон, спонтанное параметрическое рассеяние, резонатор.

Введение

Коррелированные пары фотонов, или бифотоны [1], рождающиеся в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света в нелинейном кристалле, широко используются в современной квантовой оптике при проведении экспериментов по различным направлениям квантовой информатики, а также по квантовой литографии и квантовой метрологии (см. обзоры [2, 3]). Двухфотонный характер излучения СПР является главной особенностью данного явления и лежит в основе всех его приложений. В частности, СПР используется для получения однофотонных волновых пакетов – основных носителей (переносчиков) квантовой информации в современных системах квантовой связи [4–8]. Второй отличительной особенностью СПР является широкий непрерывный спектр, не связанный непосредственно с собственными частотами вещества. Если первая особенность является принципиальным моментом, обуславливающим интерес к СПР вообще, то типичное значение ширины спектра бифотонного поля порядка сотен ГГц может быть как преимуществом, так и недостатком. С одной стороны, чем шире спектр бифотонного поля, тем больше, например, диапазон длин волн, в пределах которого можно проводить измерения спектров поглощения методом бифотонной спектроскопии¹ [9–11]. С другой стороны, эффективность взаимодействия широкополосных однофотонных волновых пакетов с резонансными средами, линии поглощения которых имеют ширину от нескольких ГГц до десятков кГц, является крайне низкой. Однако именно такое взаимодействие лежит в основе функционирования целого ряда схем квантовой оптической памяти, ориентированных на запись и воспроизведение однофотонных состояний света. Устройства квантовой памяти являются необходимым элементом квантовых повторителей и оптических квантовых компьютеров. С этой точки зрения актуальной и практически значимой является задача повышения яркости СПР, то есть числа фотонов, генерируемых в единицу времени и в единицу спектрального интервала.

Для того чтобы сузить спектр СПР и одновременно сохранить или даже увеличить полную скорость генерации бифотонов, можно поместить нелинейный кристалл в резонатор [12]. Внутри резонатора скорость генерации бифотонов возрастает пропорционально квадрату резкости резонатора, а спектральная ширина бифотонного поля может быть снижена до величины полосы пропускания резонатора.

¹При неизменной ориентации нелинейного кристалла.

Эти особенности позволяют создавать эффективные источники как двухфотонных [13, 14], так и однофотонных состояний света [15, 16], спектральная ширина которых составляет порядка МГц. Указанный способ повышения яркости СПР хорош еще и тем, что резонатор осуществляет не только спектральную, но и пространственную селекцию мод, так что дополнительной фильтрации по направлению не требуется.

1. Теория

Рассмотрим параметрический генератор света (ПГС) с отрицательным одноосным кристаллом, который характеризуется квадратичной нелинейностью $\chi^{(2)}$ и вырезан под углом синхронизма типа I. Синхронизм типа I (*eoo*-синхронизм) означает, что поляризация поля накачки должна соответствовать необыкновенной волне, а поляризация рождающихся фотонов – обыкновенной. В качестве резонатора возьмем конфокальный резонатор, оба зеркала которого являются прозрачными на частоте волны накачки и высоко-отражающими на частотах рассеянного света. Таким образом, рассматриваемый ПГС является двухрезонаторным. Для простоты будем считать, что угловая расходимость основной поперечной моды резонатора, определяемая размером перетяжки, совпадает с расходимостью СПР в кристалле в отсутствие резонатора. Другими словами, резонатор не осуществляет угловую селекцию мод. Кроме того, предположим, что нелинейная среда занимает весь объем резонатора, а область взаимодействия мод поля характеризуется числом Френеля, намного большим единицы. Тогда при расчете можно использовать стандартное приближение бесконечно широкой среды, приводящее к угловой корреляции фотонов, рождающихся в пределах одной поперечной моды резонатора.

Рассматривая спонтанное параметрическое рассеяние, разумно сразу предположить, что вероятность двухфотонного распада за время жизни фотона в резонаторе мала, что соответствует накачке ПГС существенно ниже порога генерации. Тогда гамильтониан взаимодействия можно записать в следующем виде:

$$H = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \int d^3 \mathbf{r} E_p^{(+)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) + \text{э.с.}, \quad (1)$$

где $E_p^{(+)}(\mathbf{r}, t) = E_0 \exp(i(\mathbf{k}_p \mathbf{r} - \omega_p t))$ – поле классической волны накачки и

$$\hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) = -i \int d^3 \mathbf{k} E(\mathbf{k}) a^\dagger(\mathbf{k}) e^{-i(\mathbf{k} \mathbf{r} - \omega(\mathbf{k})t)}$$

есть операторы поля, соответствующие модам рассеянного света:

$$E(\mathbf{k}) = \frac{M(\mathbf{k})}{(2\pi)^{3/2} n(\mathbf{k})} \sqrt{\frac{\hbar \omega(\mathbf{k})}{2\varepsilon_0}}, \quad |\mathbf{k}| = \frac{\omega(\mathbf{k}) n(\mathbf{k})}{c}, \quad (2)$$

$n(\mathbf{k})$ – показатель преломления среды для обыкновенной волны, c – скорость света в вакууме, а множители

$$M(\mathbf{k}) = \sqrt{\frac{c\gamma/Ln(\mathbf{k})}{(\omega(\mathbf{k}) - \bar{\omega}(\mathbf{k}))^2 + \gamma^2}} \quad (3)$$

учитывают связь операторов поля внутри резонатора с операторами поля снаружи резонатора [17]. Здесь γ – скорость затухания амплитуды поля в резонаторе, которая полагается одинаковой для всех мод, L – расстояние между зеркалами и $\bar{\omega}(\mathbf{k})$ – частота продольной моды резонатора, которая является ближайшей к моде

$\omega(\mathbf{k})$. Формула (2) записана в приближении равенства фазовой и групповой скорости света в среде, а формула (3) справедлива для резонатора с резкостью, много большей единицы, что и будет подразумеваться в дальнейшем.

Предположим, что волновой вектор накачки \mathbf{k}_p направлен вдоль оси z системы координат, совпадающей с осью резонатора, и обозначим через \mathbf{k}'_z , \mathbf{k}''_z и \mathbf{k}'_\perp , \mathbf{k}''_\perp продольные и поперечные составляющие волновых векторов мод рассеянного света соответственно. В первом порядке теории возмущений, используя (1), стандартное приближение бесконечно широкой нелинейной среды (число Френеля области взаимодействия мод намного больше единицы) и приближение почти вырожденного СПР, получаем следующий вектор состояния поля:

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= |\text{vac}\rangle - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt H |\text{vac}\rangle = \\ &= |\text{vac}\rangle + \frac{i\varepsilon_0\chi^{(2)}(2\pi)^3 L E_0 n(\omega_0)}{c\hbar} \int d^3\mathbf{k}'_\perp \int d\Omega' E(\omega_0 + \Omega') E(\omega_0 - \Omega') \times \\ &\quad \times \text{sinc} \left[\left\{ \frac{k'^2_\perp}{k_0} - D''\Omega'^2 \right\} \frac{L}{2} \right] a^\dagger(\omega_0 + \Omega', \mathbf{k}'_\perp) a^\dagger(\omega_0 - \Omega', -\mathbf{k}'_\perp) |\text{vac}\rangle, \end{aligned}$$

где $\omega' = \omega_0 + \Omega'$, $D'' = \frac{d^2 k'}{d\omega^2}|_{\omega_0}$, $k_0 = k(\omega_0)$, $\omega_0 = \omega_p/2$.

Используя полученное выражение, находим среднее число фотонов $N(\omega_0 + \Omega, \mathbf{k}_\perp) = \langle \psi | a^\dagger(\omega_0 + \Omega, \mathbf{k}_\perp) a(\omega_0 + \Omega, \mathbf{k}_\perp) | \psi \rangle$, генерируемых в одну моду поля, которая характеризуется поперечным волновым вектором \mathbf{k}_\perp и частотной отстройкой $\Omega \equiv \omega - \omega_0$:

$$\begin{aligned} N(\omega_0 + \Omega, \mathbf{k}_\perp) &= \left(\frac{\chi^{(2)} L E_0 \omega_0}{2c} \right)^2 \left(\frac{c\gamma/L}{f(\omega_0 + \Omega)^2 + \gamma^2} \right) \left(\frac{c\gamma/L}{f(\omega_0 - \Omega)^2 + \gamma^2} \right) \times \\ &\quad \times \text{sinc}^2 \left[\left\{ \frac{k^2_\perp}{k_0} - D''\Omega^2 \right\} \frac{L}{2} \right], \quad (4) \end{aligned}$$

где $f(\omega) = \omega - \bar{\omega}(\omega)$, $\bar{\omega}(\omega)$ – частота продольной моды резонатора, которая является ближайшей к ω . Ясно, что генерация возможна лишь в те моды поля, для которых выполняется соотношение $|f(\omega_0 + \Omega)|$, $|f(\omega_0 - \Omega)| < \gamma$. Поскольку спектр частот ПГС является неэквидистантным из-за дисперсии показателя преломления, указанное соотношение выполняется лишь для некоторых продольных мод, образующих группы (кластеры), близкие по частоте. В результате спектр СПР также обладает кластерной структурой [12], что характерно для многорезонаторных ПГС. В случае высокой добротности, который нами и рассматривается, двойной резонанс возможен лишь в пределах одного кластера с центральной частотой ω_0 , содержащего, в случае синхронизма типа I, порядка 10 мод.

Максимальное значение $N(\omega_0 + \Omega, \mathbf{k}_\perp)$ достигается в вырожденном коллинеарном режиме, когда $\Omega = 0$ и $\mathbf{k}_\perp = 0$. В этом случае формулу (4) можно записать в виде:

$$N(\omega_0, 0) \approx \left(\frac{\chi^{(2)} L E_0 \omega_0}{2c} \right)^2 \left(\frac{2F}{\pi} \right)^2, \quad (5)$$

где $F = \pi c/(\Delta\Omega L)$ – резкость резонатора, $\Delta\Omega = 2\gamma$ – полуширина линии резонатора. Таким образом, число фотонов на моду оказывается пропорциональным резкости резонатора в квадрате. Используя типичные значения величин, входящих в формулу (5), а именно: $F = 100$, $L = 1$ см, $\chi^{(2)} = 10^{-12}$ м/В, $\lambda = 650$ нм,

интенсивность излучения накачки, равную 1 мВт/мм^2 , получаем $N \approx 1.8 \cdot 10^{-6}$, что на три порядка больше, чем при тех же условиях, но без резонатора.

2. Эксперимент

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. СПР в вырожденном коллинеарном режиме с синхронизмом типа I возбуждалось непрерывным излучением гелий-кадмиевого лазера в кристалле LiIO_3 , который был помещен в резонатор ПГС СОРО 2200А длиной $L = 55 \text{ мм}$. Излучение накачки проходило через фильтр УФС1 и диафрагму Д, чтобы избавиться от спонтанного излучения и паразитных засветок. Поляризация накачки поворачивалась на 90° с помощью фазовой пластинки $\lambda/2$. После резонатора излучение накачки отводилось селективным зеркалом 35 в поглотитель. Фильтр ЖС11 отсекал остатки накачки, а интерференционный фильтр ИФ с центральной длиной волны 650 нм выделял полосу из спектра СПР шириной 10 нм . На неполяризованном 50%-ном светоделителе сигнальный и холостой фотоны расходились в разные каналы интерферометра Брауна–Твисса. Диафрагмы Д выделяли пространственные моды, а объективы О фокусировали излучение на лавинные фотодетекторы ФД (SPCM Perkin Elmer AQR-14FC) с низким темновым шумом, около 100 Гц . С фотодетекторов электрический сигнал поступал на схему совпадений СС, имеющую время разрешения 3 нс .

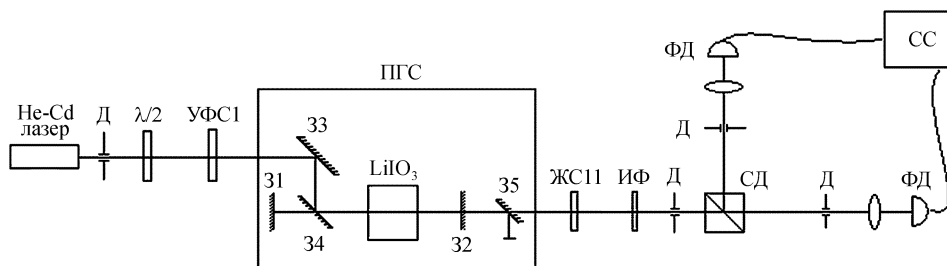


Рис. 1. Экспериментальная установка для наблюдения спонтанного параметрического рассеяния в резонаторе: УФС1, ЖС11, ИФ – фильтры, Д – диафрагмы, 31, 32 – «глухое» и выходное зеркала резонатора, 33–35 – селективные зеркала для ввода и вывода излучения накачки, ФД – лавинные фотодиоды, СС – схема совпадений

На рис. 2 представлена измеренная нами корреляционная функция второго порядка, где виден спад после основного максимума, соответствующий времени жизни фотона в данном резонаторе. Здесь следует отметить, что в случае низкой добротности резонатора СПР может быть настолько широкополосным, что длина когерентности рождающихся фотонов будет меньше длины резонатора. В этом случае бифотоны будут многократно отражаться от зеркал резонатора, а кривая спада корреляционной функции будет иметь вид последовательности пиков. Однако в нашем случае, даже при наличии пиков, различить их невозможно в силу того, что разрешающее время схемы совпадений (3 нс) значительно больше времени обхода резонатора ($\approx 0.4 \text{ нс}$).

Заключение

Использование СПР в резонаторе перспективно для получения как одиночных, так и коррелированных фотонов, имеющих спектральную ширину порядка ширины резонаторной линии. Число фотонов на моду рассеянного поля возрастает

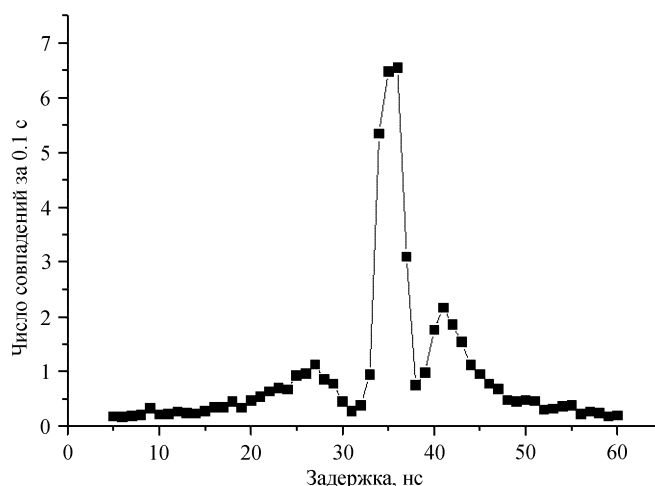


Рис. 2. Корреляционная функция второго порядка поля излучения ОПГ ниже порога генерации

при этом пропорционально квадрату резкости резонатора. Увеличение времени жизни фотонов в резонаторе до величин порядка $10^{-7} \div 10^{-6}$ с позволяет генерировать фотоны, пригодные для записи и считывания в системах квантовой памяти, использовать наносекундные импульсы накачки при получении перепутанных двухфотонных состояний, а также проводить непосредственные измерения корреляционной функции поля второго порядка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 06-02-16169, 07-02-00883, 08-02-00032, 08-02-90001-Бел), Фондом содействия отечественной науке, программ Президиума РАН «Квантовая макрофизика» и ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и «Когерентные акустические поля и сигналы», а также гранта Президента РФ для поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-2965.2008.2).

Summary

A.A. Kalachev, D.A. Kalashnikov, A.A. Kalinkin, V.V. Samartsev, Yu.Z. Fattakhova, A.V. Shkalikov. Generating Narrow-Band Biphotons in an Optical Parametric Oscillator.

The problem of generating a narrow-band biphoton field during spontaneous parametric down-conversion of light in a quadratic nonlinear medium in a cavity is discussed. The second-order correlation function of the field produced by the optical parametric oscillator below threshold is measured.

Key words: biphoton, spontaneous parametric down-conversion, cavity.

Литература

1. *Клышко Д.Н.* Фотоны и нелинейная оптика. – М.: Наука, 1980. – 256 с.
2. *Tittel W., Weihs G.* Photonic entanglement for fundamental tests and quantum communication // Quantum information and computation. – 2003. – V. 1, No 2. – P. 3–56.
3. *Shih Y.* Entangled biphoton source – property and preparation // Reports on Progress in Physics. – 2003. – V. 66. – P. 1009–1044.

4. *Hong C.K., Mandel L.* Experimental realization of a localized one-photon state // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – V. 56. – P. 58–60.
5. *Lvovsky A.I., Hansen H., Aichele T., Benson O., Mlynek J., Schiller S.* Quantum state reconstruction of the single-photon Fock state // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 87. – P. 050402.
6. *Pittman T., Jacobs B., Franson J.* Heralding single photons from pulsed parametric down-conversion // *Opt. Commun.* – 2005. – V. 246. – P. 545–550.
7. *U'Ren A.B., Silberhorn C., Banaszek K., Walmsley A.* Efficient conditional preparation of high-fidelity single photon states for fiber-optic quantum networks // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V. 93. – P. 093601.
8. *Fulconis J., Alibart O., Wadsworth W., Russel P., Rarity J.* High brightness single mode source of correlated photon pairs using a photonic crystal fiber // *Opt. Express.* – 2005. – V. 13. – P. 7572–7582.
9. *Yabushita A., Kobayashi T.* Spectroscopy by frequency-entangled photon pairs // *Phys. Rev. A.* – 2004. – V. 69. – P. 013806.
10. *Scarcelli G., Valencia A., Gompers S., Shih Y.* // *Applied Physics Letters.* – 2003. – V. 83, No 26. – P. 5560–5562.
11. *Kalachev A.A., Kalashnikov D.A., Kalinkin A.A., Mitrofanova T.G., Shkalikov A.V., Samartsev V.V.* Biphoton spectroscopy of YAG:Er³⁺ crystal // *Laser Physics Letters.* – 2007. – V. 4. – P. 722–725.
12. *Lu Y.J., Ou Z.Y.* Optical parametric oscillator far below threshold: Experiment versus theory // *Phys. Rev. A.* – 2000. – V. 62. – P. 033804.
13. *Wang H., Horikiri T., Kobayashi T.* Polarization-entangled mode-locked photons from cavity-enhanced spontaneous parametric down-conversion // *Phys. Rev. A.* – 2004. – V. 70. – P. 043804.
14. *Kuklewicz C.E., Wong F.N.C., Shapiro J.H.* Time-Bin-Modulated Biphotons from Cavity-Enhanced Down-Conversion // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – V. 97. – P. 223601.
15. *Neergaard-Nielsen J.S., Melholt Nielsen B., Takahashi H., Vistnes A.I., Polzik E.S.* High purity bright single photon source // *Opt. Express.* – 2007. – V. 15. – P. 7940–7949.
16. *Scholz M., Wolfgramm F., Herzog U., Benson O.* Narrow-band single photons from a single-resonant optical parametric oscillator far below threshold // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V. 91. – P. 191104.
17. *Geo-Banacloche J., Lu N., Pedrotti L.M., Prasad S., Scully M.O., Wódkiewicz K.* Treatment of the spectrum of squeezing based on the modes of the universe. I. Theory and a physical picture. // *Phys. Rev. A.* – 1990. – V. 41. – P. 369–380.

Поступила в редакцию
19.02.08

Калачёв Алексей Алексеевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: kalachev@samartsev.com

Калашников Дмитрий Андреевич – аспирант Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: dimonk@hitv.ru

Калинкин Александр Александрович – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *kalinkin@samartsev.com*

Самарцев Виталий Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *samartsev@kfti.knc.ru*

Фаттахова Юлия Зиннуровна – студент кафедры оптики и нанофотоники Казанского государственного университета.

E-mail: *ulia_ff@mail.ru*

Шкаликов Андрей Викторович – младший научный сотрудник Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *shkalikov@mail.knc.ru*