

УДК 531.530.145+535.14

ГЕНЕРАЦИЯ ФОТОНОВ С КОНТРОЛИРУЕМОЙ ВРЕМЕННОЙ ФОРМОЙ В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ ОТ ИМПУЛЬСНОЙ НАКАЧКИ

Ю.З. Фаттахова, А.А. Калачёв

Аннотация

Разработана схема источника однофотонных состояний на основе эффектов спонтанного параметрического рассеяния и медленного света, позволяющая контролировать временную форму однофотонного импульса за счет формы импульса накачки. Показано, что предлагаемая схема позволяет избежать дополнительных потерь, вносимых амплитудными модуляторами, что приводит к максимальной эффективности условного приготовления однофотонных состояний.

Ключевые слова: спонтанное параметрическое рассеяние, однофотонный волновой пакет, медленный свет.

Введение

Использование фотонов в качестве носителей квантовой информации предполагает создание эффективных источников чистых однофотонных состояний электромагнитного поля. Одним из самых простых методов приготовления таких состояний является процесс спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) в нелинейном кристалле [1–3]. Корреляция между фотонами рассеянного поля позволяет с высокой вероятностью предсказывать существование одного из рассеянных фотонов путем детектирования другого фотона в рождающихся парах. Однако простейшая схема однофотонного источника на основе СПР обладает ограниченными возможностями. Во-первых, типичная спектральная ширина поля СПР, определяемая условием фазового синхронизма, получается порядка нескольких ТГц, что приводит к низкой спектральной яркости однофотонного источника и снижает вероятность взаимодействия генерируемых фотонов с атомными системами (квантовой памятью), где требуется спектральная ширина порядка 10–100 МГц. Во-вторых, для некоторых приложений квантовой информатики желательна генерация однофотонных волновых пакетов с контролируемой временной формой. Например, гауссовы импульсы обладают оптимальной формой с точки зрения устойчивости оптической квантовой схемы к рассогласованию во времени [4], возрастающие экспоненциальные импульсы и импульсы с более сложной формой являются оптимальными с точки зрения взаимодействия с атомными системами [5, 6] и т. д. Для сужения спектра СПР с одновременным увеличением скорости генерации фотонов в единицу спектрального интервала можно комбинировать СПР с эффектом электромагнитно-индуцированной прозрачности [7] или поместить нелинейную среду в резонатор, который действует как активный фильтр [8–10]. Что касается управления формой результирующих однофотонных импульсов, то одним из возможных способов является использование амплитудных и фазовых модуляторов

на выходе однофотонного источника [11]. Однако простая амплитудная модуляция приводит к дополнительным потерям на выходе, то есть к уменьшению эффективности условного приготовления однофотонных состояний или к увеличению эффективной скорости темновых фотоотчетов используемого в схеме детектора. Проблема, в принципе, может быть решена, если амплитудную модуляцию выполнять за счет однофотонной интерференции в схеме Маха–Цендера: амплитуда вероятности обнаружить фотон на одном из выходов интерферометра зависит от разности фаз между двумя путями, по которым фотон может пройти через интерферометр. Поэтому модуляция разности фаз во время прохождения фотона приводит к модуляции его временной формы на выходе. Предположим теперь, что на одном из выходов интерферометра установлен детектор. Если он не срабатывает в процессе модуляции, то можно утверждать, что фотон с требуемой временной формой появился на втором выходе (при условии, что сработал первый детектор, зарегистрировавший другой фотон). Однако теперь эффективность условного приготовления определяется эффективностью дополнительного детектора. Поскольку типичные значения эффективности порядка 75% для видимого диапазона и намного меньше для фотонов ИК-области спектра, мы опять получаем существенное снижение эффективности условного приготовления.

В настоящей работе предложена схема генерации однофотонных состояний в режиме СПР от импульсной накачки, позволяющая управлять временной формой результирующих фотонов без использования дополнительных модуляторов или детекторов. В основе разрабатываемого метода лежит сочетание эффектов СПР и замедления групповой скорости света. При этом, в отличие от схемы, использованной в работе [7], процессы параметрического рассеяния и замедления групповой скорости могут происходить не в одной пространственной области, а в разных, что существенно упрощает подбор сред и постановку эксперимента. В результате при выполнении определенных условий временная форма (как амплитуда, так и фаза) результирующего фотона однозначно задается формой импульса накачки.

1. Генерация фотонов с контролируемой временной формой

Процесс СПР наблюдается при прохождении излучения накачки через нелинейную среду, например через кристалл с квадратичной нелинейностью. Нелинейное взаимодействие различных мод электромагнитного поля внутри кристалла с вероятностью $10^{-11} \div 10^{-7}$ приводит к уничтожению высокочастотного фотона накачки и одновременному рождению двух фотонов с меньшей энергией (бифотона), которые, как правило, называются сигнальным и холостым фотонами. В протяженном нелинейном кристалле этот спонтанный распад происходит эффективно только тогда, когда энергии и импульсы взаимодействующих фотонов удовлетворяют законам сохранения, которые в случае нелинейных эффектов принимают вид условий частотного и волнового синхронизма.

Рассмотрим СПР, при котором сигнальный и холостой фотоны поляризованы ортогонально друг другу (II-тип синхронизма). Пусть когерентный лазерный импульс накачки $E_p(t)$ распространяется вдоль оси z и взаимодействует с нелинейным кристаллом, занимающим область $[-L, 0]$. Пары фотонов рождаются только тогда, когда импульс накачки находится внутри кристалла. Генерируемое двухфотонное состояние можно вычислить в рамках теории возмущения первого порядка [12, 13]. При определенной ориентации кристалла пары фотонов могут покидать кристалл коллинеарно в направлении распространения импульса накачки и иметь центральные частоты вдвое меньше частоты накачки. Тогда вектор состояния

бифотонного поля может быть записан следующим образом [14–17]:

$$|\Psi\rangle = |0\rangle + g \int \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu_s d\nu_i E_p(2\omega_0 + \nu_s + \nu_i) \Phi(\nu_s, \nu_i) a_s^\dagger(\omega_0 + \nu_s) a_i^\dagger(\omega_0 + \nu_i) |0\rangle, \quad (1)$$

где $|0\rangle$ – вакуумное состояние поля; $a_s^\dagger$ и $a_i^\dagger$ – операторы рождения сигнального и холостого фотонов соответственно; ω_0 – центральная частота рассеиваемого поля, которая вдвое меньше частоты поля накачки; $E_p(2\omega_0 + \nu_s + \nu_i)$ – спектральная амплитуда поля накачки; $\Phi(\nu_s, \nu_i) = \int_{-L}^0 dz \exp(i\Delta(\nu_s, \nu_i)z)$ – функция, описывающая фазовый синхронизм, где $\Delta(\nu_s, \nu_i) = k_p(2\omega_0 + \nu_s + \nu_i) - k_s(\omega_0 + \nu_s) - k_i(\omega_0 + \nu_i)$ – волновая расстройка; g – множитель, содержащий нелинейную восприимчивость среды и другие величины, слабо зависящие от частоты.

Зная выражение для вектора состояния (1), можно вычислить амплитуду бифотона на выходе из кристалла:

$$A(t_s, t_i) = \iint d\nu_s d\nu_i e^{-i\nu_s t_s - i\nu_i t_i} \langle 0 | a_s(\omega_0 + \nu_s) a_i(\omega_0 + \nu_i) | \Psi \rangle, \quad (2)$$

которая есть ни что иное как плотность вероятности зарегистрировать сигнальный и холостой фотоны в моменты времени t_s и t_i соответственно. Результат удобно записать в следующем виде [16]:

$$A(t_+, t_{12}) \sim E_p \left(t_+ - \frac{D_+}{D} t_{12} \right) \Pi(t_{12}), \quad (3)$$

где $t_+ = (t_s + t_i)/2$, $t_{12} = t_s - t_i$,

$$\Pi(t) = \begin{cases} \frac{1}{DL}, & 0 < t < DL, \\ 0, & \text{в противном случае,} \end{cases}$$

$E_p(t)$ – огибающая импульса накачки на выходе из кристалла в точке $z = 0$. Параметр $D = u_s^{-1} - u_i^{-1}$ есть разность обратных групповых скоростей сигнального и холостого фотонов в нелинейной среде, а параметр $D_+ = \frac{1}{2}(u_s^{-1} + u_i^{-1}) - u_p^{-1}$ определяет разность обратных групповых скоростей центра бифотона и импульса накачки.

Анализируя формулу (3), нетрудно выяснить, насколько выходящий однофотонный импульс может быть близок к импульсу накачки и какие условия необходимы для максимальной степени соответствия формы выходного импульса и импульса накачки. На рис. 1 показаны четыре варианта временного распределения двухфотонной амплитуды, представляющие наибольший практический интерес. Во всех четырех случаях амплитуда бифотона вытянута вдоль одной из временных осей, что соответствует отсутствию частотных корреляций между фотонами. Именно такая ситуация является оптимальной для условного приготовления чистых однофотонных состояний [3]. Кроме того, если бифотонная амплитуда достаточно сильно вытянута вдоль одной из осей (время задержки одного из импульсов относительно других за счет уменьшения его групповой скорости превышает длительность импульса), то форма результирующего фотона может воспроизводить форму импульса накачки. Рассмотрим, например, случай замедления холостого фотона (рис. 1, а). Левая и правая границы заштрихованной

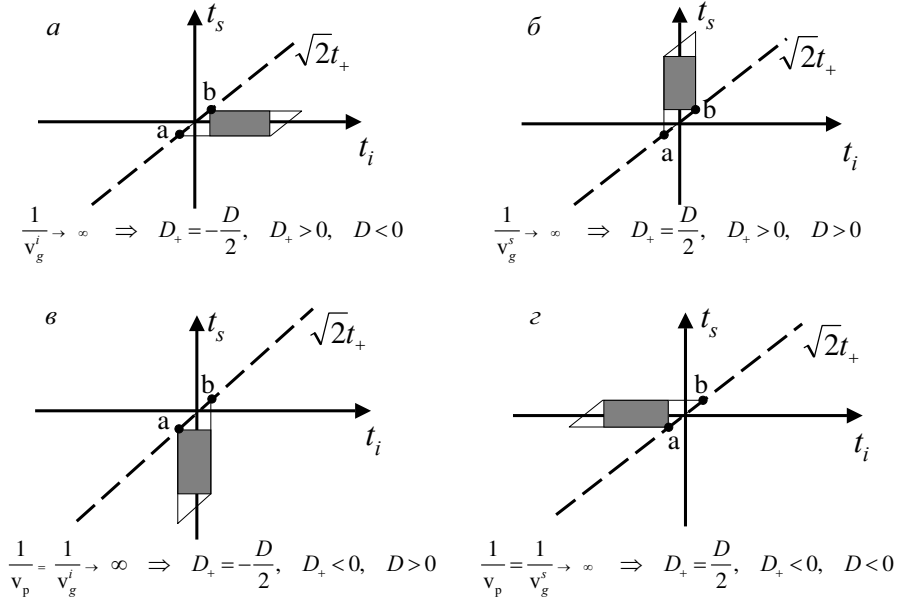


Рис. 1. Амплитуда бифотона $A(t_s, t_i)$ на выходе из кристалла, соответствующая различным вариантам замедления света. Точки a и b – моменты начала и окончания импульса накачки на выходе из кристалла. Заштрихованные области соответствуют неравной нулю амплитуде, при этом темные области соответствуют ситуации, когда при детектировании одного из фотонов форма второго воспроизводит форму импульса накачки

области (области, где амплитуда бифотона отлична от нуля) соответствуют холостому фотону, испытавшему наименьшую и наибольшую задержку во времени, в зависимости от того, где родился бифотон внутри кристалла. При детектировании холостого фотона в момент времени $t_i = T$ временная форма сигнального фотона будет задаваться сечением распределения $A(t_s, T)$ и определяться формой импульса накачки, то есть зависимостью $A(t_+, 0)$. При этом если холостой фотон детектируется в пределах темной заштрихованной области, то есть области, лежащей между окончанием самого быстрого и началом самого медленного холостого фотона, то форма сигнального фотона полностью повторяет форму импульса накачки. Приведенные рассуждения справедливы при условии, что разрешение детектора существенно меньше длительности холостого фотона. Если же детектирование с такой точностью невозможно, то результирующее состояние сигнального фотона будет определяться сечением $A(t_s, T)$, усредненным по всем возможным T , что приводит к искажению формы фотона по сравнению с формой импульса накачки за счет вклада светлых заштрихованных областей на рис. 1. В таком случае, чтобы уменьшить искажение, длительность импульса накачки должна быть существенно меньше длительности холостого фотона. Другими словами, максимальное время задержки холостого фотона должно быть существенно больше длительности импульса. Пусть теперь наоборот, детектируется сигнальный фотон. В этом случае форма холостого фотона получается прямоугольной и не зависит от формы импульса накачки. Теперь можно воспользоваться амплитудным модулятором для создания нужной формы, поскольку сигнальный фотон детектируется раньше холостого. Аналогичным образом можно рассмотреть оставшиеся три случая. Следует отметить, что между режимами, где замедляется лишь один из рассеиваемых фотонов (рис. 1, а, б), и режимами, при которых наряду с замедлением

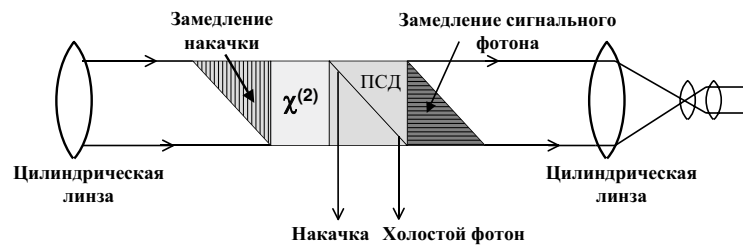


Рис. 2. Схема однофотонного источника на основе СПР и эффекта замедления света, позволяющая контролировать временную форму однофотонного импульса за счет формы импульса накачки

одного из фотонов замедляется также и импульс накачки (рис. 1, в, г), имеется существенное отличие. В первом случае результирующий фотон выходит из образца вместе с импульсом накачки и мы можем сделать вывод о его форме лишь спустя некоторое время после его выхода, когда зарегистрируем медленный фотон (постселекция). Во втором случае регистрируется быстрый фотон, так что к моменту появления второго медленного фотона на выходе из кристалла вместе с импульсом накачки уже известно, имеет ли он необходимую форму. С другой стороны, поскольку во втором случае замедляется именно результирующий фотон, неизбежны дополнительные потери, сопровождающие уменьшение групповой скорости, что равносильно уменьшению эффективности условного приготовления однофотонного состояния.

Чтобы контролировать групповую скорость импульса накачки и рождающихся фотонов, можно воспользоваться эффектом замедления света в резонансной среде, обладающей частотным провалом в спектре поглощения [18, 19]. Теоретически для этого требуется внедрить в нелинейный кристалл примесные частицы двух сортов, один из которых замедляет импульс накачки, а другой — сигнальные или холостые фотоны. Однако в этом случае система частиц, замедляющая импульс накачки, должна быть прозрачной для рождающихся фотонов, а система частиц, замедляющая рассеянные фотоны, — для импульсов накачки, что достаточно сложно реализовать на практике. Гораздо проще окружить нелинейную среду двумя резонансными средами, первая из которых замедляет импульсы накачки (если это необходимо), а вторая — сигнальные или холостые фотоны. В этом случае прозрачности каждой среды на обеих частотах не требуется. Необходимое растяжение во времени достигается переменной толщиной резонансных сред и расширением пучков в поперечном направлении с помощью цилиндрических линз (рис. 2). Импульс накачки при прохождении через резонансную среду испытывает разное замедление в зависимости от толщины среды, следовательно, от одного импульса накачки могут родиться пары фотонов в разных точках кристалла в различные моменты времени. Аналогичным образом, возможна и разная задержка одного из фотонов относительно другого при прохождении второй среды. Складывая все амплитуды вероятности рождения бифотонов, соответствующие определенному моменту детектирования холостого фотона, мы получаем временное распределение второго фотона, соответствующее распределению импульса накачки. Если время детектирования холостого фотона соответствует тому, что в момент СПР весь импульс накачки находился в среде, то получается полное совпадение временной формы однофотонного импульса и импульса накачки. Данный случай соответствует темной заштрихованной области распределения двухфотонной амплитуды на рис. 1, в или рис. 1, г.

Качественные рассуждения, приведенные выше, можно подтвердить расчетом степени совпадения генерируемого однофотонного состояния

$$|\Psi\rangle = \int d\nu' \int d\nu'' E_p(\nu' + \nu'') \Phi(\nu', \nu'') a_s^\dagger(\nu') a_i^\dagger(\nu'') |0\rangle,$$

где

$$\Phi(\nu' + \nu'') = L e^{i[(\nu' + \nu'')D_+ + \frac{1}{2}(\nu'' - \nu')D]} \frac{L}{2} \operatorname{sinc} \left[((\nu' + \nu'')D_+ + \frac{1}{2}(\nu'' - \nu')D) \frac{L}{2} \right],$$

с тем идеальным состоянием $|\Psi_s\rangle = \int d\nu E_s(\nu) a_s^\dagger(\nu) |0\rangle$, которое соответствует импульсу накачки. Для этого необходимо сначала рассчитать матрицу плотности, соответствующую однофотонному состоянию, генерируемому при детектировании медленного фотона, а затем степень совпадения F по стандартным формулам [20]. Результат имеет следующий вид:

$$F = \langle \Psi_s | \rho_s | \Psi_s \rangle = \frac{\int d\nu \left| \int d\nu' E_p^*(\nu + \nu') \Phi^*(\nu, \nu') E_s(\nu') \right|^2}{\int d\nu' \int d\nu'' |E_p(\nu' + \nu'') \Phi(\nu', \nu'')|^2}. \quad (4)$$

Если $D_+ = -\frac{D}{2} \Rightarrow \Phi(\nu', \nu'') = \operatorname{sinc} \left[\frac{D\nu''L}{2} \right]$, то уравнение (4) сводится к выражению:

$$F = \frac{\int d\nu |\Phi^*(\nu)|^2 \cdot \left| \int d\nu' E_p^*(\nu + \nu') E_s(\nu') \right|^2}{\int d\nu'' |\Phi^*(\nu'')|^2 \cdot \int d\nu' |E_p(\nu' + \nu'')|^2}.$$

В случае, когда $E_p(\nu) \propto E_s(\nu)$, получаем $F = 1$ при пределе $D \rightarrow \infty$, то есть форма результирующего импульса полностью повторяет форму импульса накачки.

Заключение

В настоящей работе показано, что при определенном соотношении групповых скоростей импульсов накачки и рождающихся фотонов временная форма однофотонных состояний, генерируемых в процессе СПР, может повторять временную форму импульсов накачки. Разработана схема источника однофотонных состояний на основе СПР, в котором управление групповой скоростью осуществляется за пределами нелинейной среды. Предложенная схема позволяет приготавливать однофотонные импульсы с контролируемой временной формой без использования дополнительных амплитудных модуляторов, вносящих существенные потери и снижающих эффективность условного приготовления требуемых однофотонных состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 09-02-00206-а, гранта президента РФ НШ-2965.2008.2 и федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, ГК № 02.740.11.0428.

Summary

Yu.Z. Fattakhova, A.A. Kalachev. Generation of Single Photons with a Controllable Waveform in the Process of Spontaneous Pulse-Pumped Parametric Downconversion.

The scheme for a single-photon source based on the effects of spontaneous parametric downconversion and slow light is developed, which makes it possible to control the waveform of a single-photon impulse by that of the pump pulse. It is shown that the suggested scheme can prevent additional losses introduced by amplitude modulators thereby achieving the highest possible efficiency of the conditional preparation of single photons.

Key words: spontaneous parametric downconversion, single-photon wave packet, slow light.

Литература

1. *Клышко Д.Н.* Об использовании вакуумных флуктуаций в качестве репера яркости света // Квантовая электроника. – 1977. – Т. 4, № 5. – С. 1056–1062.
2. *Hong C.K., Mandel L.* Experimental realization of a localized one-photon state // Phys. Rev. Lett. – 1986. – V. 56. – P. 58–60.
3. *U'Ren A.B., Silberhorn C., Banaszek K., Walmsley I.A., Erdmann R., Grice W.P., Raymer M.G.* Generation of Pure-State Single-Photon Wavepackets by Conditional Preparation Based on Spontaneous Parametric Downconversion // Laser Phys. – 2005. – V. 15. – P. 146–161.
4. *Rohde P.P., Ralph T.C., Nielsen M.A.* Optimal photons for quantum-information processing // Phys. Rev. A. – 2005. – V. 72, No 5. – P. 052332-1–052332-6.
5. *Gorshkov A.V., André A., Fleischhauer M., Sørensen A.S., Lukin M.D.* Universal Approach to Optimal Photon Storage in Atomic Media // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V. 98, No 12. – P. 123601-1–123601-4.
6. *Gorshkov A.V., André A., Lukin M.D., Sørensen A.S.* Photon storage in Λ -type optically dense atomic media // Phys. Rev. A. – 2007. – V. 76, No 3. – P. 033804-1–033804-13.
7. *Balić V., Braje D.A., Kolchin P., Yin G.Y., Harris S.E.* Generation of Paired Photons with Controllable Waveforms // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V. 94, No 18. – P. 183601-1–183601-4.
8. *Lu Y.J., Ou Z.Y.* Optical parametric oscillator far below threshold: Experiment versus theory // Phys. Rev. A. – 2000. – V. 62, No 3. – P. 033804-1–033804-11.
9. *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, No 13. – P. 7940–7949.
10. *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, No 19. – P. 191104-1–191104-3.
11. *Kolchin P., Belthangady C., Du S., Yin G.Y., Harris S.E.* Electro-Optic Modulation of Single Photons // Phys. Rev. Lett. – 2008. – V. 101, No 10. – P. 103601-1–103601-4.
12. *Клышко Д.Н.* Фотоны и нелинейная оптика. – М.: Наука, 1980. – 256 с.
13. *Мандель Л., Вольф Э.* Оптическая когерентность и квантовая оптика. – М.: Физматлит, 2000. – 896 с.
14. *Belinsky A.V., Klyshko D.N.* Two-Photon Wave Packets // Laser Phys. – 1994. – V. 4, No 4. – P. 663–689.
15. *Rubin M.H., Klyshko D.N., Shih Y.H., Sergienko A.V.* Theory of two-photon entanglement in type-II optical parametric down-conversion // Phys. Rev. A. – 1994. – V. 50, No 6. – P. 5122–5133.

16. *Keller T.E., Rubin M.H.* Theory of two-photon entanglement for spontaneous parametric down-conversion driven by a narrow pump pulse // *Phys. Rev. A.* – 1997. – V. 56. – P. 1534–1541.
17. *Grice W.P., Walmsley I.A.* Spectral information and distinguishability in type-II down-conversion with a broadband pump // *Phys. Rev. A.* – 1997. – V. 56, No 2. – P. 1627–1634.
18. *Shakhmurov R.N., Rebane A., Mégret P., Odeurs J.* Slow light with persistent hole burning // *Phys. Rev. A.* – 2005. – V. 71, No 5. – P. 053811-1–053811-8.
19. *Rebane A., Shakhmurov R.N., Mégret P., Odeurs J.* Slow light with persistent spectral hole burning in waveguides // *J. Lumin.* – 2007. – V. 127, No 1. – P. 22–27.
20. *Нильсен М., Чанг И.* Квантовые вычисления и квантовая информация. – М.: Мир, 2006. – 824 с.

Поступила в редакцию
01.02.10

Фаттахова Юлия Зиннуровна – аспирант Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *ulia_ff@mail.ru*

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

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