

# Генерация трифотонов в процессе спонтанного параметрического рассеяния в резонаторе

А.А.Калачёв, Ю.З.Фаттахова

*Проанализирована возможность получения коррелированных трехфотонных состояний света (трифотонов) в процессе спонтанного параметрического рассеяния света в кубической нелинейной среде, находящейся в резонаторе. Показано, что число фотонов на моду трифотонного поля пропорционально квадрату резкости резонатора и числу его продольных мод, удовлетворяющих условию тройного резонанса.*

**Ключевые слова:** спонтанное параметрическое рассеяние, неклассический свет, бифотон, трифотон, резонатор.

## 1. Введение

Разработка источников неклассического света [1] является одним из основных направлений развития современной квантовой оптики. В частности, большой интерес представляет собой генерация трехфотонных перепутанных состояний (трифотонов), которые можно использовать как для проведения фундаментальных исследований, связанных с проверкой основ квантовой механики, так и в качестве основного ресурса в многосторонних системах квантовой связи [2]. Однако наиболее очевидный способ генерации трехфотонных состояний – прямой или каскадный параметрический процесс – требует слишком высокой средней мощности накачки или высоких коэффициентов нелинейности. В работе [3] был предложен метод получения трех- и четырехфотонных состояний за счет случайного наложения двух пар фотонов при двухфотонном параметрическом рассеянии в случае импульсной накачки. Длительность импульса накачки при этом должна быть значительно меньше обратной ширины спектра, выделяемого на входе в измерительную систему. Однако скорость четырехфотонных совпадений при таком способе генерации получается порядка  $10^{-2}$ – $10^{-1}$  с<sup>-1</sup> (см. экспериментальные работы [4–8]), поэтому актуальным остается поиск и анализ других схем получения трех-, четырех- и т. д. фотонных состояний. Одним из возможных решений может быть генерация трифотонов в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) в резонаторе. Данный процесс хорошо изучен для случая двухфотонного СПР, поскольку фактически речь идет об оптическом параметрическом генераторе (ОПГ), работающем существенно ниже порога. Известно, что внутри резонатора скорость генерации бифотонов возрастает пропорционально квадрату резкости резонатора, а ширина спектра двухфотонного поля может быть снижена до ширины полосы пропускания резонатора [9]. Эти

особенности позволяют создавать эффективные источники как двухфотонных [10, 11], так и однофотонных состояний света [12], ширина спектра которых сравнима с шириной полос поглощения в резонансных средах. Последнее обстоятельство делает такие источники особенно привлекательными с точки зрения записи и воспроизведения квантовых состояний света в устройствах квантовой памяти. Однако в случае трехфотонного СПР скорость генерации фотонов в определенной моде пропорциональна интегральной яркости вакуумных флуктуаций, соответствующих всевозможным двухфотонным процессам, приводящим к рождению третьего фотона в этой моде [13]. Поэтому наличие резонатора должно не только увеличивать скорость трехфотонного СПР, но и уменьшать ее за счет сужения спектра вакуумных флуктуаций, обуславливающих распад фотона накачки. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы выяснить, в какой степени можно повысить скорость рождения трифотонов в процессе СПР в резонаторе и оценить перспективы практического использования данного явления для построения источников неклассического света.

## 2. Вектор состояния поля и интенсивность

Для получения перепутанных (по поляризации) трехфотонных состояний можно воспользоваться ОПГ с двумя одинаковыми отрицательными одноосными кристаллами, которые характеризуются кубической нелинейностью  $\chi^{(3)}$ , вырезаны под углом синхронизма I типа и ориентированы так, что их оптические оси повернуты на  $90^\circ$  относительно друг друга вокруг оси синхронизма (рис.1). Синхронизм первого типа (е<sub>00</sub>-синхронизм) означает, что в каждом кристалле поляризация поля накачки должна соответствовать поляризации необыкновенной волны, а поляризация рождающихся фотонов – поляризации обыкновенной волны. Если волна накачки поляризована под углом  $45^\circ$  к оптическим осям, то рождение тройки фотонов в одном кристалле, обыкновенная волна в котором, например, горизонтально поляризована (H), и в другом, где обыкновенная волна вертикально поляризована (V), происходит с одинаковой амплитудой вероятности. В результате возникает перепутанное состояние поля типа  $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(VVV + HHH)$ . Подобная схе-

А.А.Калачёв. Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Россия, 420029 Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7; e-mail: kalachev@kfti.knc.ru

Ю.З.Фаттахова. Казанский государственный университет, Россия, 420008 Казань, ул. Кремлёвская, 18; e-mail: ulia\_ff@mail.ru

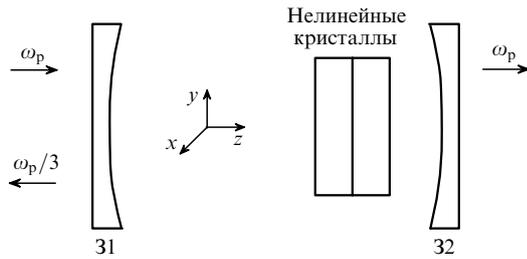


Рис.1. Схема ОПГ: 31, 32 – зеркала резонатора;  $\omega_p$  – частота излучения накачки; трифотон генерируется на частотах, близких к  $\omega_p/3$ , и выходит через полупрозрачное зеркало 31.

ма с квадратично нелинейными кристаллами как без резонатора [14–16], так и с резонатором [10, 11] успешно использовалась для генерации перепутанных двухфотонных состояний. Предположим, что резонатор является конфокальным, оба его зеркала прозрачны на частоте накачки и имеют высокий коэффициент отражения на частотах рассеянных волн. Таким образом, рассматриваемый ОПГ является трехрезонаторным. Для простоты будем считать, что угловая расходимость основной поперечной моды резонатора, определяемая размером перетяжки, совпадает с расходимостью излучения СПР в каждом 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 будет 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 трехфотонного распада за время жизни фотона в резонаторе мала (уровень накачки существенно ниже порога генерации). Тогда гамильтониан взаимодействия можно записать в следующем виде:

$$\hat{H} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \sum_{s=H,V} \int d^3r E_p^{(+)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}_s^{(-)}(\mathbf{r}, t) \times \hat{E}_s^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}_s^{(-)}(\mathbf{r}, t) + \text{эрмит. сопр.}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $E_p^{(+)}(\mathbf{r}, t) = E_0 \exp[i(\mathbf{k}_p \mathbf{r} - \omega_p t)]$  – поле классической волны накачки с амплитудой  $E_0$ ;  $\omega_p$  и  $\mathbf{k}_p$  – частота и волновой вектор накачки;

$$\hat{E}_s^{(-)}(\mathbf{r}, t) = -i \int d^3k E(\mathbf{k}) a_s^+(\mathbf{k}) \exp\{-i[\mathbf{k} \mathbf{r} - \omega(\mathbf{k})t]\} \quad (2)$$

– операторы поля, соответствующие модам рассеянного света с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ ;  $a_s^+(\mathbf{k})$  – оператор рождения фотона в моде с частотой  $\omega(\mathbf{k})$ ;

$$E(\mathbf{k}) = \frac{M(\mathbf{k})}{(2\pi)^{3/2} n(\mathbf{k})} \left[ \frac{\hbar \omega(\mathbf{k})}{2\varepsilon_0} \right]^{1/2}; \quad |\mathbf{k}| = \frac{\omega(\mathbf{k}) n(\mathbf{k})}{c}; \quad (3)$$

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

$$M(\mathbf{k}) = \left\{ \frac{c\gamma/[Ln_{av}(\mathbf{k})]}{[\omega(\mathbf{k}) - \bar{\omega}(\mathbf{k})]^2 + \gamma^2} \right\}^{1/2} \quad (4)$$

учитывают связь операторов поля внутри резонатора с операторами поля снаружи резонатора [17];  $\gamma$  – скорость затухания амплитуды поля в резонаторе, которая полагается одинаковой для всех мод;  $L$  – расстояние между зеркалами;  $n_{av}(\mathbf{k})$  – среднее значение показателя преломления для волн с H- и V-поляризациями при наличии двух скрещенных кристаллов одинаковой толщины;  $\bar{\omega}(\mathbf{k})$  – частота продольной моды резонатора, ближайшей к частоте моды  $\omega(\mathbf{k})$ . Формула (3) записана в приближении равенства фазовой и групповой скоростей света в среде [18], а формула (4) справедлива для резонатора с резкостью много больше единицы, что и будет подразумеваться в дальнейшем.

С учетом (2) гамильтониан (1) принимает вид

$$\hat{H} = i\varepsilon_0 \chi^{(3)} \sum_{s=H,V} \int \int \int d^3k' d^3k'' d^3k''' E_0 E(\mathbf{k}') \times E(\mathbf{k}'') E(\mathbf{k}''') a_s^+(\mathbf{k}') a_s^+(\mathbf{k}'') a_s^+(\mathbf{k}''') \times \int d^3r \exp[i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}' - \mathbf{k}'' - \mathbf{k}''') \mathbf{r}] \times \exp\{i[-\omega_p + \omega(\mathbf{k}') + \omega(\mathbf{k}'') + \omega(\mathbf{k}''')]t\} + \text{эрмит. сопр.}, \quad (5)$$

и в первом порядке теории возмущений получаем следующий вектор состояния поля:

$$|\psi\rangle = |\text{vac}\rangle - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt \hat{H} |\text{vac}\rangle = |\text{vac}\rangle + \sum_{s=H,V} \int \int \int d^3k' d^3k'' d^3k''' \mathcal{F}(\mathbf{k}', \mathbf{k}'', \mathbf{k}''') \times a_s^+(\mathbf{k}') a_s^+(\mathbf{k}'') a_s^+(\mathbf{k}''') |\text{vac}\rangle, \quad (6)$$

где  $|\text{vac}\rangle$  – вакуумное состояние;

$$\mathcal{F}(\mathbf{k}', \mathbf{k}'', \mathbf{k}''') = \frac{\varepsilon_0 \chi^{(3)}}{\hbar} E_0 E(\mathbf{k}') E(\mathbf{k}'') E(\mathbf{k}''') \times V \Delta(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}' - \mathbf{k}'' - \mathbf{k}''') \times 2\pi \delta[\omega(\mathbf{k}') + \omega(\mathbf{k}'') + \omega(\mathbf{k}''') - \omega_p]; \quad (7)$$

$$\Delta(\mathbf{k}) = \frac{1}{V} \int_V d^3r \exp(i\mathbf{k} \mathbf{r});$$

$V$  – объем среды.

Предположим, что волновой вектор накачки  $\mathbf{k}_p$  направлен вдоль оси  $z$ , совпадающей с осью резонатора, и обозначим через  $k'_z, k''_z, k'''_z$  и  $k'_\perp, k''_\perp, k'''_\perp$  продольные и поперечные составляющие волновых векторов  $\mathbf{k}', \mathbf{k}''$  и  $\mathbf{k}'''$  мод рассеянного света соответственно. В пределе бесконечно широкой нелинейной среды (число Френеля для области взаимодействия мод намного больше единицы) имеем

$$V \Delta(\mathbf{k}) = \int_V d^3r \exp(i\mathbf{k} \mathbf{r}) = L \text{sinc}\left(\frac{k_z L}{2}\right) (2\pi)^2 \delta(\mathbf{k}_\perp), \quad (8)$$

где  $\text{sinc } x = (\sin x)/x$ . Таким образом, с учетом (8) формула (7) содержит две дельта-функции, одна из кото-

рых накладывает ограничение на частоты:  $\omega_p = \omega(\mathbf{k}') + \omega(\mathbf{k}'') + \omega(\mathbf{k}''')$  (частотный синхронизм), а другая – на поперечные компоненты волновых векторов:  $\mathbf{k}'_{\perp} + \mathbf{k}''_{\perp} + \mathbf{k}'''_{\perp} = 0$  (фазовый синхронизм). С учетом сделанных предположений выражение для вектора состояния принимает вид

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle &= |\text{vac}\rangle + \frac{\varepsilon_0 \chi^{(3)} (2\pi)^3 L E_0 n^{3/2}}{c^{3/2} \hbar} \\
 &\times \iint d^3 \mathbf{k}'_{\perp} d^3 \mathbf{k}''_{\perp} \iint d\omega' d\omega'' E(\omega') E(\omega'') E(\omega_p - \omega' - \omega'') \\
 &\times \text{sinc} \left\{ \left[ k_p - k'_z(\omega') - k''_z(\omega'') - k'''_z(\omega_p - \omega' - \omega'') \right] \frac{L}{2} \right\} \\
 &\times \sum_{s=H,V} a_s^+(\omega', \mathbf{k}'_{\perp}) a_s^+(\omega'', \mathbf{k}''_{\perp}) \\
 &\times a_s^+(\omega_p - \omega' - \omega'', -\mathbf{k}'_{\perp} - \mathbf{k}''_{\perp}) |\text{vac}\rangle, \quad (9)
 \end{aligned}$$

где  $n = n(\omega_p/3)$ .

В приближении почти вырожденного СПР на частотах, близких к  $\omega_0 = \omega_p/3$ , удобно сделать замену переменных  $\omega' = \omega_0 + \Omega'$  и  $\omega'' = \omega_0 + \Omega''$ , при которой  $\omega''' = \omega_0 - \Omega' - \Omega''$  в силу частотного синхронизма. Поскольку для малых углов рассеяния  $k_z \approx k - \frac{1}{2} k_{\perp}^2/k$ , то, разлагая модуль волновых векторов в ряд по степеням  $\Omega$ , получаем с точностью до второго порядка

$$\begin{aligned}
 k_p - k'_z - k''_z - k'''_z &= \frac{1}{2} \frac{k_{\perp}'^2 + k_{\perp}''^2 + (\mathbf{k}'_{\perp} + \mathbf{k}''_{\perp})^2}{k_0} \\
 - \frac{D''}{2} [\Omega'^2 + \Omega''^2 + (\Omega' + \Omega'')^2], \quad (10)
 \end{aligned}$$

где  $k_0 = k(\omega_0)$ ,

$$D'' = \left. \frac{d^2 k'}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = \left. \frac{d^2 k''}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}$$

и учтено, что  $k_p = 3k_0$ , если волна накачки распространяется под углом синхронизма к оптической оси кристалла. В результате выражение для вектора состояния принимает вид

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle &= |\text{vac}\rangle + \frac{\varepsilon_0 \chi^{(3)} (2\pi)^3 L E_0 n^{3/2}}{c^{3/2} \hbar} \iint d^3 \mathbf{k}'_{\perp} d^3 \mathbf{k}''_{\perp} \\
 &\times \iint d\Omega' d\Omega'' E(\omega_0 + \Omega') E(\omega_0 + \Omega'') E(\omega_0 - \Omega' - \Omega'') \\
 &\times \text{sinc} \left[ \left\{ \frac{1}{2} \frac{k_{\perp}'^2 + k_{\perp}''^2 + (\mathbf{k}'_{\perp} + \mathbf{k}''_{\perp})^2}{k_0} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{D''}{2} [\Omega'^2 + \Omega''^2 + (\Omega' + \Omega'')^2] \right\} \frac{L}{2} \right] \\
 &\times \sum_{s=H,V} a_s^+(\omega_0 + \Omega', \mathbf{k}'_{\perp}) a_s^+(\omega_0 + \Omega'', \mathbf{k}''_{\perp}) \\
 &\times a_s^+(\omega_0 - \Omega' - \Omega'', -\mathbf{k}'_{\perp} - \mathbf{k}''_{\perp}) |\text{vac}\rangle. \quad (11)
 \end{aligned}$$

Используя полученное выражение, находим среднее число фотонов

$$N(\omega_0 + \Omega, \mathbf{k}_{\perp}) = \langle \psi | a_s^+(\omega_0 + \Omega, \mathbf{k}_{\perp}) a_s(\omega_0 + \Omega, \mathbf{k}_{\perp}) | \psi \rangle$$

(где  $a_s$  – оператор уничтожения фотона в моде), генерируемых в одной моде поля, которая характеризуется поперечным волновым вектором  $\mathbf{k}_{\perp}$  и частотной отстройкой  $\Omega \equiv \omega - \omega_0$ :

$$\begin{aligned}
 N(\omega_0 + \Omega, \mathbf{k}_{\perp}) &= \left[ \frac{\varepsilon_0 \chi^{(3)} (2\pi)^3 L E_0}{c^{3/2} \hbar} \right]^2 \frac{n^{-3}}{(2\pi)^9} \int d^3 \mathbf{k}'_{\perp} \\
 &\times \int d\Omega' \frac{\hbar(\omega_0 + \Omega')}{2\varepsilon_0} \frac{\hbar(\omega_0 + \Omega)}{2\varepsilon_0} \frac{\hbar(\omega_0 - \Omega' - \Omega)}{2\varepsilon_0} \\
 &\times \left\{ \frac{c\gamma/[Ln_{\text{av}}(\omega_0)]}{f^2(\omega_0 + \Omega') + \gamma^2} \right\} \left\{ \frac{c\gamma/[Ln_{\text{av}}(\omega_0)]}{f^2(\omega_0 + \Omega) + \gamma^2} \right\} \\
 &\times \left\{ \frac{c\gamma/[Ln_{\text{av}}(\omega_0)]}{f^2(\omega_0 - \Omega' - \Omega) + \gamma^2} \right\} \\
 &\times \text{sinc}^2 \left[ \left\{ \frac{1}{2} \left[ \frac{k_{\perp}'^2 + k_{\perp}^2 + (\mathbf{k}'_{\perp} + \mathbf{k}_{\perp})^2}{k_0} \right. \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \left. - \frac{D''}{2} [\Omega'^2 + \Omega^2 + (\Omega' + \Omega)^2] \right\} \frac{L}{2} \right], \quad (12)
 \end{aligned}$$

где  $f(\omega) = \omega - \bar{\omega}(\omega)$ ;  $\bar{\omega}(\omega)$  – частота продольной моды резонатора, которая является ближайшей к  $\omega$ . Ясно, что вклад в интеграл по частоте будут давать лишь те моды поля, для которых выполняется соотношение  $|f(\omega_0 + \Omega')|, |f(\omega_0 + \Omega)|, |f(\omega_0 - \Omega' - \Omega)| < \gamma$ . Поскольку из-за дисперсии показателя преломления спектр частот ОПГ является неэквидистантным, указанное соотношение выполняется лишь для некоторых продольных мод, образующих группы (кластеры), близкие по частоте. В результате спектр СПР также обладает кластерной структурой, что характерно для многорезонаторных ОПГ (см., напр., [19]). В случае высокой добротности, который здесь и рассматривается, тройной резонанс возможен лишь в пределах одного кластера с центральной частотой  $\omega_0$  (рис.2).

Максимальное значение  $N(\omega_0 + \Omega, \mathbf{k}_{\perp})$  достигается в

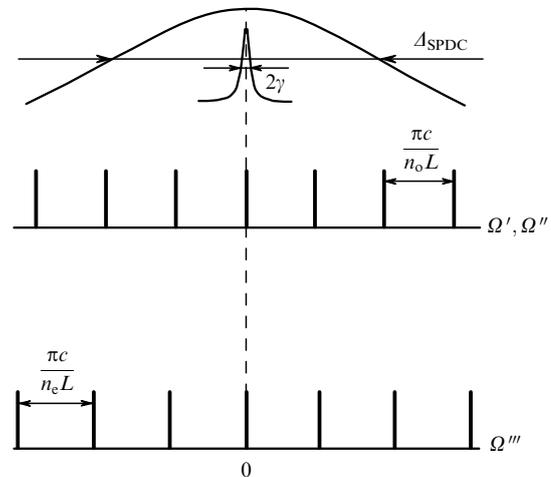


Рис.2. Характерные соотношения между шириной спектра СПР в схеме без резонатора  $\Delta_{\text{SPDC}}$ , шириной моды резонатора  $2\gamma$  и частотами продольных мод конфокального резонатора при частотно-вырожденном синхронизме  $\Omega' = \Omega'' = \Omega''' = 0$ ;  $\pi c/(n_{e,o}L)$  – межмодовые интервалы.

вырожденном коллинеарном режиме, когда  $\Omega = 0$  и  $k_{\perp} = 0$ . В этом случае формулу (12) можно записать в виде

$$N(\omega_0, 0) \approx \left[ \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)} L E_0}{\hbar} \right]^2 \left( \frac{\hbar \omega_0}{4\pi \epsilon_0 c} \right)^3 \left( \frac{2F}{\pi n} \right)^3 \Delta \Omega S_{k_{\perp}} m, \quad (13)$$

где  $F = \pi c / [\Delta \Omega L n_{av}(\omega_0)]$  – резкость резонатора;  $\Delta \Omega = 2\gamma$  – полуширина линии спектра резонатора;  $S_{k_{\perp}} = 0.866\pi^2 \times k_0/L$  – площадь области в плоскости волновых векторов, перпендикулярных  $k_p$ , в пределах которой функция  $\text{sinc } x$  существенно отлична от нуля;  $m$  – число продольных мод резонатора, дающих вклад в СПР. Поскольку  $\Delta \Omega \sim F^{-1}$ , получаем, что  $N(\omega_0, 0) \sim F^2 m$ .

Проведем оценку скорости генерации трифотонов при СПР в резонаторе. Если считать показатель поглощения в кристалле  $\alpha$  равным  $0.01 \text{ см}^{-1}$ , то при длине кристалла  $L = 5 \text{ мм}$  и коэффициенте отражения зеркал  $99.9\%$  резкость резонатора  $F = 300$ . Исходя из оценок, сделанных в работе [9], при таких значениях  $F$  и  $L$  число продольных мод  $m$  следует положить равным 30. Тогда, используя типичные значения величин, входящих в формулу (13), а именно:  $\chi^{(3)} = 10^{-21} \text{ м}^2/\text{В}^2$ ,  $\lambda = 900 \text{ нм}$ ,  $n_{av} = n = 1.5$ , а также интенсивность излучения накачки  $0.1 \text{ МВт}/\text{см}^2$ , получаем  $N \sim 10^{-15}$ . Чтобы найти скорость счета фотонов  $w$ , воспользуемся соотношением

$$w = N \frac{\eta c}{\lambda^4} \Delta \Theta \Delta \lambda A, \quad (14)$$

где  $\eta$  – квантовая эффективность детектора;  $\Delta \lambda$ ,  $\Delta \Theta$  и  $A$  – ширина полосы пропускания, угловая апертура и площадь детектора соответственно. Полагая  $\eta = 0.5$ ,  $\Delta \lambda = 0.005 \text{ нм}$ ,  $\Delta \Theta \approx 10^{-4} \text{ ср}$  (угол расходимости пучка в рассматриваемом случае составляет  $1^\circ$ , что соответствует диаметру перетяжки  $60 \text{ мкм}$ ) и  $A = 10^{-2} \text{ см}^2$ , получаем  $w \approx 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, скорость рождения трифотонов в резонаторе на порядок меньше, чем в экспериментах, упомянутых в разд.1. Однако следует отметить, что в данном случае речь идет о фотонах в спектральной полосе шириной  $\sim 2 \text{ ГГц}$ , что на три-четыре порядка уже спектральной полосы, получаемой в процессе обычного пикосекундного СПР в схеме без резонатора.

### 3. Заключение

Использование СПР в резонаторе перспективно для получения как одиночных, так и коррелированных фотонов в спектральной полосе, ширина которой порядка ширины линии спектра резонатора. Большое время жизни фотонов в резонаторе (вплоть до десятков наносекунд) позволяет в импульсном режиме использовать не фемтосекундные, а наносекундные импульсы накачки, что мо-

жет существенно упростить постановку экспериментов, требующих синхронизации множества фотонов во времени. Однако, в отличие от двухфотонного СПР, в случае трехфотонного СПР число фотонов на моду оказывается пропорциональным числу продольных мод резонатора, удовлетворяющих условию тройного (или двойного) резонанса. Это приводит к тому, что значимые с точки зрения реализации соответствующего эксперимента скорости рождения трифотонов можно получить лишь при условии, что резкость резонатора повышается одновременно с увеличением частотного интервала между продольными модами, т.е. с уменьшением длины резонатора. Одним из возможных путей дальнейшего повышения эффективности трехфотонного СПР в резонаторе может стать использование системы одинаковых согласованных резонаторов, когда общая длина среды существенно больше длины каждого резонатора в отдельности.

Авторы благодарны М.В.Чеховой за проявленный интерес к работе и ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16169а) и Государственного контракта № 02.514.11.4067.

1. Клышко Д.Н. *УФН*, **166**, 613 (1996).
2. Бауместер Д., Эжерт А., Цайлингер А. *Физика квантовой информации* (М.: Постмаркет, 2002).
3. Zeilinger A., Horne M.A., Weinfurter H., Zukowski M. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3031 (1997).
4. Bouwmeester D., Pan J.-W., Daniell M., Weinfurter H., Zeilinger A. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1345 (1999).
5. Pan J.-W., Daniell M., Gasparoni S., Weihs G., Zeilinger A. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 4435 (2001).
6. Lamas-Linares A., Howell J.C., Bouwmeester D. *Nature*, **412**, 887 (2001).
7. Eibl M., Gaertner S., Bourennane M., Kurtsiefer C., Żukowski M., Weinfurter H. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 200403 (2003).
8. Zhao Z., Yang T., Chen Y.-A., Zhang A.-N., Żukowski M., Pan J.-W. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 180401 (2003).
9. Lu Y.J., Ou Z.Y. *Phys. Rev. A*, **62**, 033804 (2000).
10. Wang H., Horikiri T., Kobayashi T. *Phys. Rev. A*, **70**, 043804 (2004).
11. Kuklewicz C.E., Wong F.N.C., Shapiro J.H. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 223601 (2006).
12. Neergaard-Nielsen J.S., Melholt Nielsen B., Takahashi H., Vistnes A.I., Polzik E.S. arXiv: quant-ph 0704.1864v1 (2007).
13. Chekhova M.V., Ivanova O.A., Berardi V., Garuccio A. *Phys. Rev. A*, **72**, 023818 (2005).
14. Kwiat P.G., Waks E., White A.G., Appelbaum I., Eberhard P.H. *Phys. Rev. A*, **60**, R773 (1999).
15. Kim Y.-H., Kulik S.P., Shih Y. *Phys. Rev. A*, **62**, 011802(R) (2000).
16. Nambu Y., Usami K., Tsuda Y., Matsumoto K., Nakamura K. *Phys. Rev. A*, **66**, 033816 (2002).
17. Gea-Banacloche J., Lu N., Pedrotti L.M., Prasad S., Scully M.O., Wódkiewicz K. *Phys. Rev. A*, **41**, 369 (1990).
18. Rubin M.H., Klyshko D.N., Shih Y.H., Sergienko A.V. *Phys. Rev. A*, **50**, 5122 (1994).
19. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика* (М.: Физматлит, 2004).
20. Клышко Д.Н. *Фотоны и нелинейная оптика* (М.: Наука, 1980).