

УДК 535.14

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОННЫХ ПАР В ЧИРПИРОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

А.Р. ТАМАЗЯН*, Г.Ю. КРЮЧКЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения
Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: a.tamazyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 10 августа 2015 г.)

Исследованы спектры двухфотонного излучения в процессе параметрической спонтанной «вниз-конверсии» в волноводе, содержащем нелинейные сегменты с пространственным чирпом. Рассмотрен трехволновой параметрический процесс для одномодового волновода, содержащего только пространственную фундаментальную моду. Исследованы особенности уширения спектра пары фотонов в чирпированном волноводе.

1. Введение

В последнее время для получения квантовых состояний света часто рассматриваются оптические волноводы, содержащие нелинейную среду. В нелинейных волноводах реализуется сильное взаимодействие между пространственными модами на больших расстояниях в отличие от нелинейных кристаллов, что может привести к получению квантовых состояний мод волновода, включая перепутанные состояния мод с контролируемыми спектральными свойствами. В этом направлении определенный интерес представляет исследование генерации пары фотонов в нелинейном световоде [1–4]. Как известно, стандартным методом генерации фотонных пар является процесс параметрической «вниз-конверсии» [5–11], в котором три спектральные моды, мода поля возмущения и моды параметрического преобразования взаимодействуют в $\chi^{(2)}$ среде согласно условию квазифазового синхронизма (КФС) мод.

Для получения трехфотонных состояний часто используются каскадные параметрические процессы второго порядка [12–14]. Получение триплета фотонов через каскадные двухфотонные процессы реализовано на эксперименте [15]. Обычно для получения КФС используются периодически переориентированные многослойные структуры, в частности, периодически переориентированные кристаллы с положительными и отрицательными восприимчивостями второго порядка. Как показано в [16,17], пары фотонов с широким спектром и с очень коротким временем корреляции между фотонами могут быть получены в случае

КФС в нелинейном кристалле с чирпом по пространственной координате распространения моды поля возмущения. В случае волновода длины волн поля возмущения и пары фотонов определяются только КФС продольных компонент волновых векторов для процессов «вниз-конверсии» пространственных мод волновода.

Теоретические и экспериментальные результаты по исследованию «вниз-конверсии» с учетом пространственных мод в волноводе приведены в работах [18–20]. Теория линейно-чирпированных двухфотонных волновых пакетов обычно основана на простой модели, в которой изменение пространственной частоты дается выражением $k(z) = k_0 - az$, где k_0 – значение волнового вектора на входе [17,18,21]. В таком случае спектральную амплитуду пары фотонов можно представить в виде функции ошибок $\text{erf}(x)$. При другом подходе для описания процесса параметрической «вниз-конверсии» с чирпом используется конечный ансамбль нелинейных сегментов [14,22–24]. В этом подходе амплитуда пары фотонов выражается через гауссовские суммы вместо непрерывной функции ошибок, которая появляется в феноменологическом подходе [22].

Целью данной работы является исследование процесса спонтанной параметрической «вниз-конверсии» в слоистом чирпированном волноводе, в том числе получение и исследование спектров фотонных пар в таких структурах. Расчеты спектров выполнены на основе метода гауссовских сумм.

2. Трехволновое взаимодействие в планарном волноводе

Вначале рассмотрим трехволновое взаимодействие в планарном волноводе, содержащем нелинейную среду с восприимчивостью второго порядка. Полагаем, что волновод является симметричным, содержит центральную среду со слоистой пространственной структурой, в которой восприимчивость и коэффициент преломления меняются по слоям. В таком волноводе свет распространяется вдоль x -оси волновода, если показатель оболочки волновода меньше показателя центральной компоненты, т.е. $n_2 < n_1$. В такой структуре поперечные электрические ТЕ-моды и поперечные магнитные ТМ-моды определяют пространственные моды волновода в z -направлении. Таким образом, волны в волноводе определяются поперечной k_z и продольной β компонентами волнового вектора, причем $k_z^2 + \beta^2 = n_1^2 \omega^2 / c^2$.

Параметрический процесс «вниз-конверсии» в волноводе, содержащем нелинейный элемент, определяется квазифазовым согласованием мод в направлении x для определенных пространственных мод поля накачки и двух полей субгармоник. Во втором порядке теории возмущения состояние пары фотонов субгармоник можно представить следующим образом:

$$|\hat{\Psi}\rangle \sim \int_0^{t'} dt \int_V dV \chi^{(2)}(\mathbf{r}) E_p^*(\mathbf{r}, t) \hat{E}_s^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}_i^{(-)}(\mathbf{r}, t) |0, 0\rangle, \quad (1)$$

где $E_p(\mathbf{r}, t)$ – амплитуда поля накачки, $\hat{E}_i(\mathbf{r}, t)$ и $\hat{E}_s(\mathbf{r}, t)$ – операторы полей субгармоник, $\chi^{(2)}(\mathbf{r})$ – нелинейная восприимчивость среды второго порядка и $|0, 0\rangle$ – двухмодовое вакуумное состояние. Компоненты отрицательной части операторов полей субгармоник в слое m представляются в следующем виде:

$$E_{q,m}^{(-)}(\mathbf{r}, t) = \int d\omega_q \sum_{\mu_q, \sigma_q} \hat{a}_{\mu_q, \sigma_q}^+(\omega_q) u_{m, \mu_q, \sigma_q}(\omega_q, y, z) \exp(i\omega_q t - i\beta_{\mu_q, \sigma_q}(\omega_q, x)x). \quad (2)$$

Компонента поля накачки рассматривается классическим образом как

$$E_{p,m}^*(\mathbf{r}, t) = \int d\omega_p u_{m, \mu_p, \sigma_p}(\omega_p, y, z) e^{(-i\omega_p t + i\beta_{\mu_p, \sigma_p}(\omega_p, x)x)}, \quad (3)$$

где индексы $q = s, i$ обозначают субгармоники, p – поле накачки, μ_q, μ_p – пространственные моды, σ_q, σ_p – поляризации, $\hat{a}_{\mu_q, \sigma_q}^+(\omega_q)$ – операторы генерации фотонов, u_{m, μ_q, σ_q} – амплитуда μ_q моды и $\beta_{\mu_q, \sigma_q}(\omega_q, x)$ – проекция волнового вектора на направление распространения x .

Двухфотонное состояние записывается в виде

$$|\hat{\Psi}\rangle \sim \int d\omega_s \sum_{\mu, \sigma} \Phi_{\mu, \sigma}(\omega_s) |\omega_s, \sigma_s, \mu_s\rangle |\omega_i, \sigma_i, \mu_i\rangle, \quad (4)$$

где $|\omega_q, \sigma_q, \mu_q\rangle$ представляет состояние фотона в заданной пространственной моде с частотами ω_s, ω_i и с заданными поляризациями, а $\Phi_{\mu, \sigma}$ – спектральная амплитуда рождения пары фотонов. В рамках такого подхода спектральная амплитуда получения двух фотонов полем накачки имеет вид суперпозиции амплитуд в каждом слое:

$$\begin{aligned} \Phi_{\mu, \sigma}(\omega_s) &= \sum_m \Phi_{m, \mu, \sigma}(\omega_s), \\ \Phi_{m, \mu, \sigma}(\omega_s) &= A_{m, \mu, \sigma}(\omega_s) \int_{x_m}^{x_{m+1}} dx \chi_m^{(2)} e^{i\Delta\beta_m x}, \\ A_{m, \mu, \sigma}(\omega_s) &= A_0 \iint dy dz \prod_{q=p, s, i} u_{m, \mu_q, \sigma_q}(\omega_q, y, z). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь x_m и x_{m+1} – координаты границ m -ого слоя, $\chi_m^{(2)}$ – нелинейная восприимчивость среды второго порядка в слое m (в рассмотренной ниже структуре она меняет знак в соседних слоях), множитель $A_{m, \mu, \sigma}$ содержит поперечные профили взаимодействующих мод и A_0 – нормировочный множитель.

Учитывая фазовое соотношение между волнами $\omega_p = \omega_s + \omega_i$, после простых расчетов получаем

$$\begin{aligned} \Phi_{m, \mu, \sigma} &= l_m \chi_m^{(2)} A_{m, \mu, \sigma}(\omega_s) \exp\left(-i\left(\phi_m + \frac{\Delta\beta_m l_m}{2}\right)\right) \text{sinc}\left(\frac{\Delta\beta_m l_m}{2}\right), \\ \phi_m &= \sum_m \Delta\beta_m l_m, \end{aligned} \quad (6)$$

где l_m – длина слоя, $\Delta\beta_m = \beta_{s,m} + \beta_{i,m} - \beta_{p,m}$ – проекция вектора фазового несовпадения в направлении распространения волн в слое.

Далее рассматривается рождение фотонных пар с одинаковой частотой, поэтому можно разложить волновые векторы субгармоник в ряд Тейлора в области частоты $\omega_p/2$. В результате, с учетом второго порядка разложения, имеем

$$\Delta\beta_m = \Delta\beta_{m0} + D\Omega + B\Omega^2, \quad (7)$$

где $\Delta\beta_{m0} = \beta_{s,m}(\omega_p/2) + \beta_{i,m}(\omega_p/2) - \beta_{p,m}(\omega_p)$ – фазовое несовпадение на частоте фотонных пар, которое обычно сокращается с параметром квазифазового совпадения для случая переориентированных кристаллов (см. далее), $D = \tau_s - \tau_i$, $\tau_q = \beta'_{q,m}(\omega_p/2) - \beta'_{q,m}(\omega_p)$ – временная задержка между модами субгармоник и модой накачки, $B = \delta_s + \delta_i$, $\delta_q = \beta''_{q,m}(\omega_p/2)$ определяются производными второго порядка и $\Omega = \omega_s - \omega_p/2 = \omega_p/2 - \omega_i$ определяет спектр пары фотонов.

Описывая распространение света в планарном волноводе, отметим, что в волноводе амплитуды пространственных мод определяются граничными условиями для напряженностей полей и различаются для четных и нечетных мод. Их можно представить в виде тригонометрических функций

$$\begin{cases} u_{\mu,\sigma}(\omega, y, z) = \cos(k_{\mu,\sigma}^z(\omega)z), & \text{при четных } \mu, \\ u_{\mu,\sigma}(\omega, y, z) = \sin(k_{\mu,\sigma}^z(\omega)z), & \text{при нечетных } \mu. \end{cases} \quad (8)$$

Кроме этого, поперечная k_z и продольная β компоненты распространяющихся волн должны удовлетворять трансцендентным уравнениям, которые имеют различный вид для ТЕ- и ТМ-волн. Далее в нашей модели рассматриваются только ТЕ-волны, поэтому приведем трансцендентное уравнение только для этих волн:

$$\tan^2\left(\frac{k_{\mu,\sigma}^z H - \mu\pi}{2}\right) = -\frac{k_{\mu,\sigma}^z}{(n_1^2 - n_2^2)\omega^2/c^2 + k_{\mu,\sigma}^z{}^2}. \quad (9)$$

Учитывая эти уравнения, можно рассчитать спектральную амплитуду фотонных пар в волноводах разных конфигураций и структур.

3. Спектральное распределение пары фотонов в chirпированном волноводе

Рассмотрим общие выражения для вычисления вероятности излучения пары фотонов в переориентированной структуре, в которой нелинейная восприимчивость $\chi_m^{(2)}$ в слое m меняет знак в соседних слоях.

Для получения chirпа в волноводе рассматривается нелинейная пространственная слоистая структура, в которой длина слоев равномерно меняется с направлением x следующим образом:

$$\begin{aligned} l_m &= l_{m-1} + \zeta = l_0 + (m-1)\zeta, \\ \chi_m^{(2)} &= (-1)^m \chi_0^{(2)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь l_0 – длина первого слоя, $\chi_0^{(2)}$ – восприимчивость второго порядка в первом слое и ζ – параметр чирпа (рис.1). Для такой структуры показатель преломления, как и величина $\Delta\beta_m = \beta_{s,m} + \beta_{i,m} - \beta_{p,m}$, а также пространственный множитель $A_{m,\mu,\sigma}(\omega_s)$ не изменяются при переходе от слоя к слою.

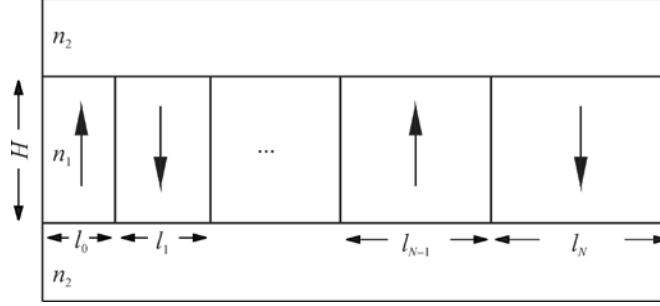


Рис.1. Структура волновода со слоями разной длины. Стрелки показывают направление восприимчивости второго порядка в каждом слое, H – высота волновода, l_m – длина соответствующего слоя, n_1 – показатель преломления внутри волновода и n_2 – в оболочке.

В этом случае спектральная амплитуда рождения пары фотонов с частотой одного из фотонов ω_s и другого $\omega_i = \omega_p - \omega_s$ оказывается равной следующему выражению:

$$\begin{aligned}
 |\Phi(\omega_s)|^2 = & \left(\frac{\chi^{(2)}}{\Delta\beta} \right)^2 A_{\mu,\sigma}^2(\omega_s) \left[\sum_{m=1}^N \sin^2 \left[\frac{\Delta\beta(l_0 + \zeta(m-1))}{2} \right] \right. \\
 & + 2 \sum_{m=1}^{N-1} \sum_{p=1}^{N-m} (-1)^p \sin \left[\frac{\Delta\beta(l_0 + \zeta(m-1)l)}{2} \right] \\
 & \left. \times \sin \left[\frac{\Delta\beta l(l_0 + \zeta(m+p-1))}{2} \right] \cos \left[\Delta\beta p(l_0 + \zeta(m+p/2-1)) \right] \right].
 \end{aligned} \tag{11}$$

Этот результат получен для общего случая коллинеарного распространения фотонов с одинаковыми частотами. Пространственная модовая структура проявляется в пространственном множителе $A_{\mu,\sigma}^2(\omega_s)$, а также в величине $\Delta\beta$. В частности, вследствие интегрирования пространственный множитель зависит от пространственной четности мод. Если рассматривать излучение двух фотонов в двухмодовом волноводе с четной $\mu = 0$ и нечетной $\mu = 1$ модами, то необходимо иметь моду накачки с $\mu = 1$.

Далее рассмотрим общий результат (11) для важного случая, когда все моды трехволнового процесса являются пространственными фундаментальными

ТЕ-модами с $\mu = 0$. Тогда для различимости фотонов удобно рассмотреть процесс синхронизма второго типа, в котором фотоны в паре можно различать по состояниям поляризации. Из трансцендентного уравнения можно рассчитать компоненты волновых векторов и, используя уравнения для амплитуд, можно получить все составляющие спектральной амплитуды, т.е. спектр пары фотонов.

Для решения трансцендентного уравнения (9) для фундаментальной моды приведем его к виду

$$\frac{\cos^2(k_0^z H/2)}{k_0^{z2}} = \frac{1}{(n_1^2 - n_2^2)\omega^2/c^2} \quad (12)$$

и далее разложим функцию $\cos$ в ряд Тейлора для малых аргументов. В итоге для z -компоненты волнового вектора и постоянной распространения мод нетрудно получить следующие выражения:

$$k_{0,q}^z = \frac{4}{H^2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \omega_q / c} \left(\sqrt{\frac{8}{H^2 (n_1^2 - n_2^2) \omega_q^2 / c^2} + 1} - 1 \right), \quad (13)$$

$$\beta_{0,q} = \sqrt{n_1^2 \omega_q^2 / c^2 - k_{0,q}^{z2}}.$$

Такое приближение может быть использовано не для всех параметров. Поскольку $|k_z| < |k|$, где $|k| = n_1 \omega / c$, для очень малых значений высоты H волновода это приближение неприменимо. Заметим также, что поскольку в данной структуре величина β_q зависит от высоты H волновода, то из выражения (7) следует, что параметр D также будет зависеть от H . Поэтому для волноводов с разными высотами ширина двухфотонного спектра будет разной.

Перейдем к расчету пространственного множителя A спектральной амплитуды, который в рассматриваемой структуре одинаков для всех слоев и с помощью уравнений (5) и (8) приводится к виду

$$A_{0,0,0}(\omega_s) \sim \text{sinc}\left(\frac{(k_p^z + k_i^z + k_s^z)H}{2}\right) + \text{sinc}\left(\frac{(k_p^z - k_i^z - k_s^z)H}{2}\right) + \text{sinc}\left(\frac{(k_p^z + k_i^z - k_s^z)H}{2}\right) + \text{sinc}\left(\frac{(k_p^z - k_i^z + k_s^z)H}{2}\right), \quad (14)$$

где $\text{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}$.

Теперь можно рассчитать спектр фотонных пар фундаментальной моды. Вначале рассмотрим спектральную амплитуду для случая без чирпа. Результат для волновода с периодически переориентированной многослойной структурой имеет вид

$$\Phi(\Omega) \sim \chi_0^{(2)} A_{0,0,0}(\omega_s) \frac{\sin\left(N\left(D\Omega + \Delta\beta_0 - \frac{\pi}{l_0}\right)\frac{l_0}{2}\right)}{\sin\left(\left(D\Omega + \Delta\beta_0 - \frac{\pi}{l_0}\right)\frac{l_0}{2}\right)} \text{sinc}\left(\left(D\Omega + \Delta\beta_0\right)\frac{l_0}{2}\right), \quad (15)$$

где l_0 – длина единичного слоя и N – число слоев. Отметим, что это выражение обобщает результат, полученный в работе [19], на случай наличия волновода. КФС в направлении x получается при значении длины слоя волновода $l_0 = \pi/\Delta\beta_0$.

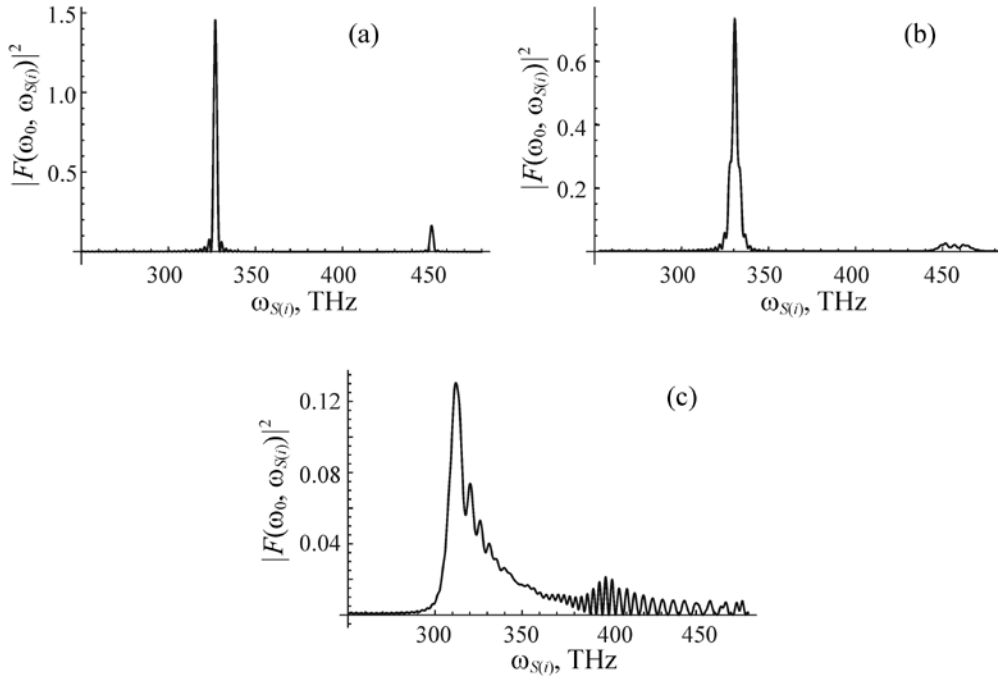


Рис.2. Спектральная амплитуда пары фотонов в планарном волноводе в зависимости от параметра чирпа: (a) $\zeta = 0$ (чирпа нет), (b) $\zeta = 0.05$ мкм, (c) $\zeta = 0.5$ мкм; $l_0 = \pi/\Delta\beta_0 - 30\zeta$, $N = 50$, $\omega_p = 654$ ТГц.

Результаты для нормированной вероятности излучения пары фотонов $F(\omega_0, \omega_{s(i)}) = \Phi(\omega_0, \omega_{s(i)}) / (A_0 \chi_0^{(2)} L)$, где L – длина всего волновода, для конечного числа слоев приведены на рис.2а. Заметим, что в этом случае спектральная амплитуда пары фотонов имеет вид δ -функции с центром на частоте фотонной пары $\omega_p/2$. Анализ зависимости спектра пары фотонов от параметра чирпа приведен на рис.2. При наличии пространственного чирпа спектр уширяется (рис.2б,с), причем ширина спектра зависит как от параметра чирпа, так и от высоты волновода и числа слоев.

На рис.3 представлены результаты для нормированной вероятности $F(\omega_0, \omega_{s(i)})$ в зависимости от высоты волновода, из которых видно, что с увеличением высоты волновода спектр уширяется.

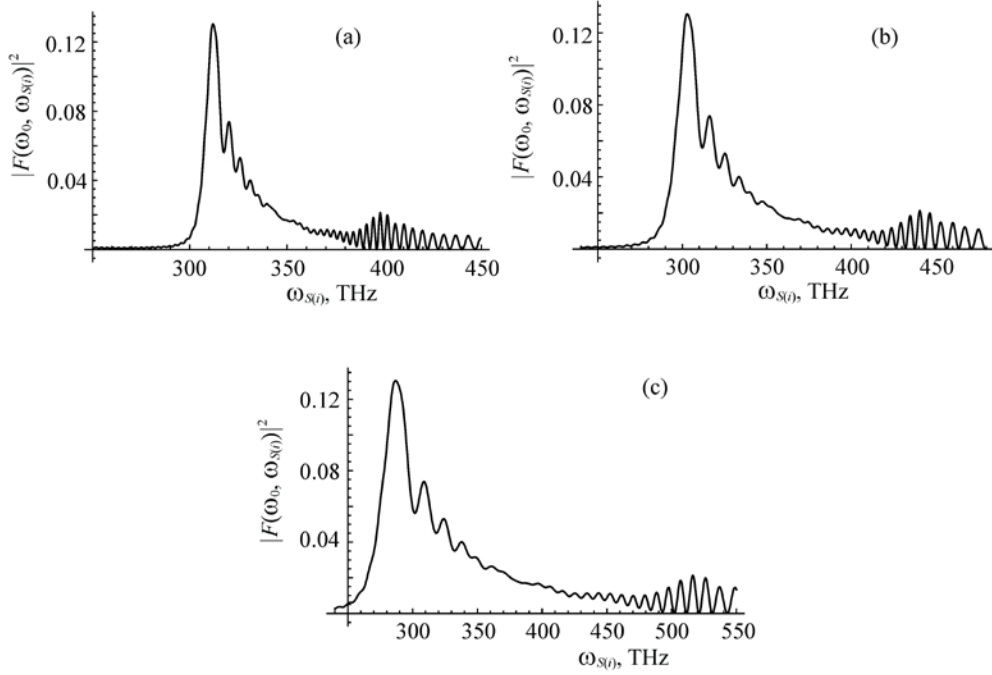


Рис.3. Спектральная амплитуда пары фотонов в планарном волноводе в зависимости от высоты волновода: (a) $H = 10$ мкм, (b) $H = 50$ мкм и (c) $H = 100$ мкм; $l_0 = \pi/\Delta\beta_0 - 30\zeta$, $N = 50$, $\omega_p = 654$ ТГц, $\zeta = 0.5$ мкм.

Отметим также, что для генерации пары фотонов в этой структуре достаточно, чтобы условие КФС удовлетворялось на любом из слоев, т.е. при $\Delta\beta_0 = \pi/l_m$. Для волноводов с разными высотами это условие выполняется при различных параметрах (длина слоев либо частота поля накачки должны быть разными), так как значение $\Delta\beta_0$ зависит как от высоты волновода, так и от частоты поля накачки. Для иллюстрации во всех изображениях КФС выбран на 30-ом слое структуры. Спектры построены для числа слоев $N = 50$ и частоты поля накачки $\omega_p = 654$ ТГц.

4. Заключение

В работе рассмотрен процесс генерации двух фотонов при параметрическом трехволновом взаимодействии в планарном волноводе, содержащем конечное число нелинейных сегментов. Конкретные результаты получены для

одномодового волновода, содержащего только пространственную фундаментальную моду. Исследован спектр пары фотонов, который уширяется при наличии пространственного чирпа в зависимости от параметров волновода.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКН МОН Армении в рамках научного проекта №13-1C031.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Chen, A.J. Pearlman, A. Ling, J. Fan, A.L. Migdall. Opt. Express, **17**, 6727 (2009).
2. M.E. Anderson, M. Beck, M.G. Raymer, J.D. Bierlein. Opt. Lett., **20**, 620 (1995).
3. A.B.U. Ren, C. Silberhorn, K. Banaszek, I.A. Walmsley. Phys. Rev. Lett., **93**, 093601 (2004).
4. S. Tanzilli, H.D. Riedmatten, H. Tittel, H. Zbinden, P. Baldi, M.D. Micheli, D. Ostrowsky, N. Gisin. Electron. Lett., **37**, 26 (2001).
5. S.E. Harris, M.K. Oshman, R.L. Byer. Phys. Rev. Lett., **18**, 732 (1967); R.L. Byer, S.E. Harris. Phys. Rev., **168**, 1064 (1968).
6. D. Magde, H. Mahr. Phys. Rev. Lett., **18**, 905 (1967).
7. Д.Н. Клышко, Д.П. Криндач. ЖЭТФ, **54**, 371 (1968).
8. Y. Shih. Rep. Prog. Phys., **66**, 1009 (2003).
9. Н.Н. Адамян, Г.Ю. Крючкян. Phys. Rev. A, **74**, 023810 (2006).
10. Н.Н. Адамян, Н.Н. Адамян, Г.Ю. Крючкян. Phys. Rev. A, **77**, 023820 (2008).
11. Н.О. Адамян, Г.Ю. Крючкян. Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 91; **43**, 163 (2008).
12. G.Yu. Kryuchkyan, N.T. Muradyan. Phys. Lett. A, **286**, 113 (2011); G.Yu. Kryuchkyan, L.A. Manukyan, N.T. Muradyan. Optics Commun., **190**, 245 (2001).
13. K.V. Kheruntsyan, G.Yu. Kryuchkyan, N.T. Muradyan, K.G. Petrosyan. Phys. Rev. A, **57**, 535 (1998).
14. D.A. Antonosyan, T.V. Gevorgyan, G.Yu. Kryuchkyan. Phys. Rev. A, **83**, 043807 (2011).
15. H. Hübel, D.R. Hamel, A. Fedrizzi, S. Ramelow, K.J. Resch, T. Jennewein. Nature Photonics Lett., **466**, 601 (2010).
16. G. Brida, M.V. Chekhova, I.P. Degiovanni, M. Genovese, G.Kh. Kitaeva, A. Meda, O.A. Shumilkina. Phys. Rev. Lett., **103**, 193602 (2009).
17. S. Sensarn, G.Y. Yin, S.E. Harris. Phys. Rev. Lett., **104**, 253602 (2010).
18. M.F. Saleh, B.E.A. Saleh, M.C. Teich. Phys. Rev. A, **79**, 053842 (2009).
19. K. Banaszek, A.B. U'Ren, I.A. Walmsley. Opt. Lett., **26**, 1367 (2001).
20. A. Christ, K. Laiho, A. Eckstein, T. Lauckner, P.J. Mosley, Ch. Silberhorn. Phys. Rev. A, **80**, 033829 (2009).
21. G. Imeshev, M.A. Arbore, M.M. Fejer, A. Galvanauskas, M. Fermann, D. Harter. J. Opt. Soc. Am. B, **17**, 304 (2000).
22. D.A. Antonosyan, A.R. Tamazyan, G.Yu. Kryuchkyan. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **45**, 215502 (2012).
23. M. Nemati, R. Kheradmand, M. Rezaei, G.Yu. Kryuchkyan, N. Sang Nour Pour, M. Goalipour. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **45**, 175401 (2012).
24. D.A. Antonosyan, G.Yu. Kryuchkyan. Optics Commun., **285**, 795 (2012).

ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԶՈՒՅԳԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԲԱՇԽՈՒՄԸ
ՉԻՐՊԱՎՈՐՎԱԾ ԱԼԻՔՍԱՐՈՒՄ

Ա.Ռ. ԹԱՄԱԶՅԱՆ, Գ.ՅՈՒ. ԿՐՅՈՒՉԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված է սպոնտան պարամետրիկ «ցած-կոնվերսիայի» միջոցով երկֆոտոնների գեներացումը տարածական չիրպով ոչ զծային սեզմենտներ պարունակող շերտավոր ալիքատարում: Դիտարկված է եռաֆոտոն պարամետրիկ փոխազդեցություն տարածական ֆունդամենտալ մոդ պարունակող ալիքատարի համար: Ուսումնասիրված են երկֆոտոնների սպեկտրի լայնացման առանձնահատկությունները չիրպավորված ալիքատարում:

SPECTRAL DISTRIBUTION OF PHOTON PAIRS IN A CHIRPED WAVEGUIDE

A.R. TAMAZYAN, G.YU. KRYUCHKYAN

Two photon generation in the process of spontaneous parametric down conversion is studied for a waveguide combined of nonlinear segments with spatial chirp. Three photon parametric interaction is investigated for a waveguide containing only fundamental spatial mode. The photon pair spectra broadening characteristics in a chirped waveguide are studied.