

УДК 535.14

ГЕНЕРАЦИЯ ПЕРЕПУТАННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

А.О. АДАМЯН^{1,2}, Г.Ю. КРЮЧКЯН^{1,2}

¹Ереванский государственный университет

²Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 27 октября 2004 г.)

Показано, что невырожденный оптический параметрический генератор под действием периодической последовательности лазерных импульсов генерирует световые пучки, удовлетворяющие условию сильной перепутанности. Исследованы импульсные режимы, при которых степень квантовой перепутанности наибольшая.

1. Перепутанные состояния световых пучков играют важную роль в развитии физических областей квантовой обработки и передачи информации, в которых информация записывается на коррелированных амплитудах оптических полей [1-3]. Большинство попыток создания практических схем в этих областях упирается в проблему генерации и измерения световых полей с высокой степенью квантовой перепутанности. Одним из наиболее известных источников получения перепутанных световых пучков является невырожденный оптический параметрический генератор (НОПГ) [4-9]. Другим является источник, основанный на интерференции двух пучков света, полученных в оптическом вырожденном параметрическом генераторе [1,10].

В предыдущей работе авторов [11] показано, что использование модулированного по времени лазерного поля накачки вместо непрерывного, стационарного лазерного поля существенно улучшает степень перепутанности излучения НОПГ. Настоящая работа является продолжением этой работы. В ней показано, что качественное улучшение степени перепутанности имеет место также для НОПГ под действием периодической последовательности лазерных импульсов. Как известно [12], интегральное двухмодовое сжатие, которое характеризует степень перепутанности для систем с непрерывными переменными, для обычного НОПГ под действием стационарного лазерного поля достигает только 50% относительно уровня вакуумных флуктуаций электромагнитного поля. Как будет показано ниже, в НОПГ под действием периодической последовательности лазерных импульсов степень сжатия может

быть намного ниже уровня 50%.

2. Рассмотрим схему НОПГ (см. рис.1) с фазовым синхронизмом второго рода ($k_3 = k_2 + k_1$) в круговом оптическом резонаторе, содержащем три резонансные моды: моду накачки на частоте ω_3 и две ортогонально-поляризованные моды субгармоник на частоте $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3/2$. Мода ω_3 возбуждается периодической последовательностью лазерных импульсов частоты $\omega_L = \omega_3$, длительности T_1 и с интервалами между импульсами, равными T_2 .

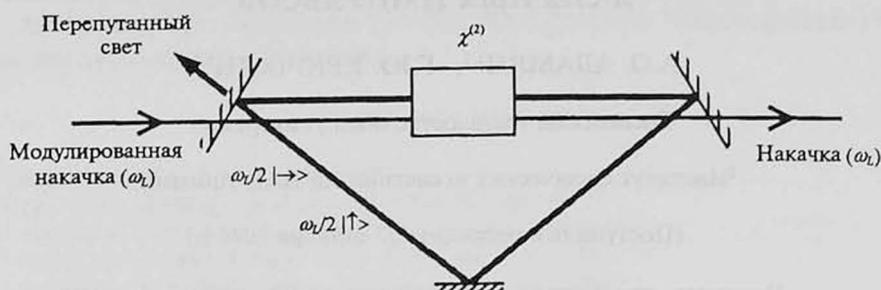


Рис.1. Принципиальная схема НОПГ в режиме быстрого затухания моды накачки, при $\gamma_3 \gg \gamma$.

Приведем некоторые результаты для НОПГ под действием поля накачки с амплитудой, модулированной по времени периодическим образом: $f(t) = f(t+T)$. Как показано в [13], система имеет пороговое поведение, которое характеризуется усредненной по периоду модуляции амплитудой $\bar{f}(t) = (1/T) \int f(t) dt$. Пороговое значение средней амплитуды равно $f_{th} = \gamma\gamma_3/k$, где $\gamma = \gamma_1 = \gamma_2$ и γ_3 – постоянные затухания мод субгармоник и моды накачки, соответственно, а постоянная k определяет эффективность процесса деления частоты в $\chi^{(3)}$ среде, помещенной в резонатор. В режиме генерации выше порога $\bar{f} > f_{th}$ среднее число фотонов субгармоник $n(t) = n_1(t) = n_2(t)$ для времен, превышающих переходной режим $t \gg \gamma^{-1}$, равно

$$n^{-1}(t) = 2\lambda \int_{-\infty}^0 \exp\left(2 \int_0^{\tau} (\varepsilon(t'+t) - \gamma) dt'\right) d\tau, \quad (1)$$

где $\varepsilon(t) = f(t)k/\gamma_3$, $\lambda = k^2/\gamma_3$.

Дисперсии суммы и разности квадратурных амплитуд $X_k = X_k(\Theta_k) = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_k^+ e^{-i\Theta_k} + a_k e^{i\Theta_k})$, $Y_k = Y_k(\Theta) = X_k\left(\Theta_k - \frac{\pi}{2}\right)$, ($k=1,2$), выражаемых через

бозонные операторы рождения и уничтожения ($a_{1,2}^+, a_{1,2}$) мод субгармоник, для случая симметричного НОПГ ($\gamma = \gamma_1 = \gamma_2$) равны друг другу: $V = V(X_1 - X_2) = V(Y_1 + Y_2)$, где $V(X) = \langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2$, и при $t \gg \gamma^{-1}$ имеют следующий вид:

$$V(t) = 2 \int_{-\infty}^t \exp \left(-2 \int_{\tau}^t (\gamma + \varepsilon(t') + \lambda n(t')) dt' \right) \left[\gamma + \lambda n(\tau) + 2\gamma\lambda \int_{-\infty}^{\tau} e^{4\gamma(t'-\tau)} n(\tau') d\tau' \right] d\tau. \quad (2)$$

Здесь квантовое усреднение дисперсий ведется по матрице плотности послерелаксационного состояния системы. Этот результат справедлив для обоих режимов генерации. Для режима ниже порога, $\bar{f} < f_{th}$, в (2) следует подставить $n=0$. Результаты (1) и (2) получены для произвольной формы амплитуды поля с периодической модуляцией, при условии, что $f(t)$ – действительная функция.

3. Рассмотрим конкретные данные для периодической последовательности прямоугольных импульсов с длительностью T_1 и высотой f_L . В этом случае средняя по периоду модуляции амплитуда равна $\bar{f} = f_L T_1 / (T_1 + T_2)$ и пороговое условие приобретает вид $f_L T_1 > (\gamma\gamma_3/k)(T_1 + T_2)$. Типичные результаты вычислений по формулам (1) и (2) приведены на рис.2 для важного случая, когда длительность импульсов намного меньше временного интервала между ними, $T_1 \ll T_2$. Для экспериментального значения $\gamma = 10^6 \text{ с}^{-1}$ временные характеристики импульсов выбраны следующими: $T_1 = 10^{-8} \text{ с}$, $T_2 = 10^{-6} \text{ с}$.

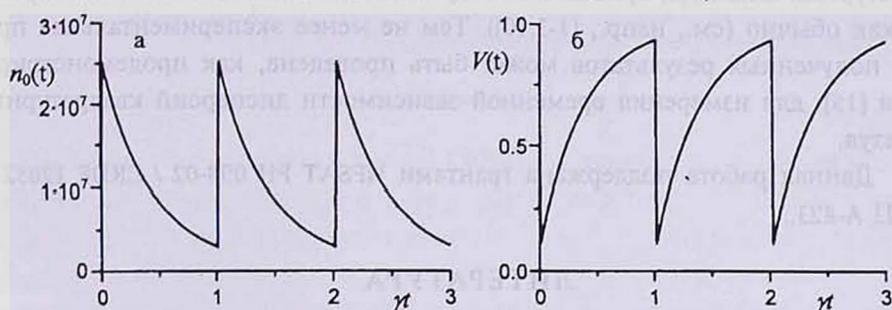


Рис.2. Зависимость среднего числа фотонов (а) и дисперсии квадратурных амплитуд (б) от безразмерного времени для следующих параметров: $k/\gamma = 5 \cdot 10^{-4}$, $\gamma_3/\gamma = 25$, $T_1 = 0,01\gamma^{-1}$, $T_2 = \gamma^{-1}$, $\bar{f} = 1,1f_{th}$.

Приведем физическую интерпретацию полученных результатов. Легко видеть из рис.2а, что среднее число фотонов в моде очень резко возрастает в течение импульсов и далее уменьшается в интервалах между импульсами вследствие затухания мод в резонаторе. В рассмотренном режиме, когда поле накачки лишь немного превышает порог ($\bar{f} = 1,1f_{th}$), временная зависимость затухания мод близка к экспоненциальной. Как видно из (2), эта зависимость – чисто экспоненциальная в режиме ниже порога, $n=0$. Из рис.2б следует, что для рассматриваемых параметров условие слабого перепутывания, которое формулируется обычно [14] как подавление квантовых флуктуаций квадратурных амплитуд ($V < 1$), имеет место для произвольных временных интервалов. Однако здесь получен также примечательный результат, что дисперсия становится намного меньше уровня 0,5 для областей максимального числа

фотонов. В этих областях выполняется условие сильной перепутанности $V < 1/4$ [4].

Сильная перепутанность имеет место для нестационарного режима, когда $T_1 \ll \gamma^{-1}$ и, следовательно, диссипативные эффекты в динамике мод субгармоник НОПГ пока еще несущественны. Чтобы проиллюстрировать эти результаты аналитически, рассмотрим минимальные значения дисперсии V_{\min} для частного простого случая генерации вблизи порога при $T_1 \ll T_2$. Из формулы (2) можно получить следующий результат:

$$V_{\min} = e^{-2\varepsilon_L T_1} \frac{1 - e^{-2\gamma T_2}}{1 - e^{-2\gamma T_2 - 2\varepsilon_L T_1}}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_L = f_L k / \gamma_3$. Легко видеть, что V_{\min} уменьшается, т.е. степень перепутанности увеличивается с ростом параметра $\varepsilon_L T_1$.

В заключение отметим, что приведенная схема приводит к генерации пульсирующего света с высокой степенью перепутанности в присутствии диссипации и вынужденных эффектов. Другое существенное отличие полученных результатов состоит в том, что результаты для сжатия флуктуации квадратурных амплитуд приведены во временной области, но не в спектральной, как обычно (см., напр., [1-3,10]). Тем не менее экспериментальная проверка полученных результатов может быть проведена, как продемонстрировано в [15], для измерения временной зависимости дисперсий квадратурных амплитуд.

Данная работа поддержана грантами NFSAT PH 098-02 / CRDF 12052 и МНТЦ А-823..

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Furusawa, J.L.Sorensen, S.L.Braunstein, C.A.Fuchs, H.J.Kimble, E.S.Polzik. *Science*, **282**, 706 (1998).
2. F.Grosshans, P.Grangier. *Phys. Rev.*, **A 64**, 010301 (2001).
3. Ch.Silberhorn, P.K.Lam, O.Weijer, F.Kunig, N.Korolkova, G.Leuchs. *Phys. Rev. Lett.*, **86** 4267 (2001).
4. M.D.Reid, P.D.Drummond. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2731 (1988); M.D.Reid. *Phys. Rev.*, **A 40**, 913 (1989); P.D.Drummond, M.D.Reid. *Phys. Rev.*, **A 41**, 3930 (1990).
5. Z.Y.Ou, S.F.Pereira, H.J.Kimble, K.C.Peng. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3663 (1992); S.F.Pereira, Z.Y.Ou, H.J.Kimble. *Phys. Rev.*, **A 62**, 042311 (2002).
6. Y.Zhang et al. *Phys. Rev.*, **A 62**, 023813 (2000); X.Li et al. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 047904 (2002).
7. S.Feng, D.Pfister. *J. Opt. B, Quantum Semiclass. Opt.*, **5**, 262 (2003); *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 203601 (2004).
8. H.H.Adamyan, G.Yu.Kryuchkyan. *Phys. Rev.*, **A 69**, 053814 (2004).
9. L.Longchambon, J.Laurat, T.Condrean, C.Fabre. *quant-ph / 0310036*, *quant-ph / 0311123*.
10. W.P.Bowen, N.Treps, B.C.Buchler, R.Schnabel, T.C.Ralph, H.Bachor, T.Symul, P.K.Lam. *Phys. Rev.*, **A 67**, 032302 (2003).
11. А.О.Адамян, Г.Ю.Крючкян. *Изв. НАН Армении, Физика*, **39**, 234 (2004).
12. G.Yu. Kryuchkyan, L.A.Manukyan. *Phys. Rev.*, **A 69**, 013813 (2004); K.Dechoum et al. *quant-ph / 0310129*.

13. A.O.Адамян. Изв. НАН Армении, Физика, 39, 234 (2004).
14. L.M.Duan et al. Phys. Rev. Lett., 84, 2722 (2000); R.Simon. Phys. Rev. Lett., 84, 2726 (2000).
15. F.Grosshans et al. Nature, 421, 238 (2003); I.Wenger et al., Opt. Lett., 29, 1267 (2004).

ԽՆՃՎԱԾ ԼՈՒՅՍԱՅԻՆ ՓՆՁԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ԼԱՁԵՐԱՅԻՆ
ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՀԱՋՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՄԲ

Հ.Հ. ԱԴԱՄՅԱՆ, Գ.ՅՈՒ. ԿՐՅՈՒՇԿՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ օպտիկական պարամետրական օսցիլյատորը պարբերական հաջորդա-
կանությամբ լազերային իմպուլսների ներքո ճառագայթում է խճճվածության բարձր աստիճանով
օժտված լուսային փնջեր: Հետազոտված են իմպուլսային ռեժիմներ, որոնց ժամանակ խճճվածու-
թյան աստիճանը առավելագույնն է:

GENERATION OF ENTANGLED LIGHT BEAMS
BY PERIODIC SEQUENCE OF LASER PULSES

H.H. ADAMYAN, G.Yu. KRYUCHKYAN

A nondegenerate optical parametric oscillator under action of a periodic sequence of laser
pulses is considered. It is shown that the system generates strongly entangled light beams. The
regimes of the maximal degree of entanglement are analyzed.