

Возможность увеличения сжатия света путем каскадной параметрической генерации

Е.Г.Ларионцев

Теоретически исследованы квантовые флуктуации амплитуды выходного излучения в каскаде однонаправленных кольцевых параметрических генераторов света (ПГС), работающих при мощности накачки не выше пороговой. Показано, что при использовании каскада ПГС можно уменьшить спектральную плотность флуктуаций за счет более эффективного сжатия света.

Ключевые слова: параметрический генератор света, сжатие света, спектр флуктуаций амплитуды.

Параметрический генератор света (ПГС) является одним из основных источников сжатого света [1–5]. На пороге параметрической генерации при устранении диссипации энергии внутри резонатора можно, в принципе, полностью подавить квантовые флуктуации амплитуды выходного излучения. Спектральная плотность флуктуаций амплитуды, равная отношению спектральных плотностей квантового и дробового шумов на пороге генерации определяется в области малых спектральных частот формулой (см. [5])

$$V = \frac{L}{L + T}, \quad (1)$$

где T – коэффициент пропускания выходного зеркала; L – все остальные потери за проход резонатора. Для ослабления квантового шума надо увеличивать T и уменьшать L , предельные возможности здесь определяются диссипативными потерями, связанными с поглощением в нелинейном кристалле.

Однако в реальных ПГС достигнуть предела, связанного с диссипацией энергии внутри резонатора, не удастся. В настоящее время лучшая степень сжатия, полученная при $T = 7.2\%$ и $L = 0.41\%$, равна 7.2 дБ [5], что заметно хуже теоретического предела 12 дБ, определяемого формулой (1) при этих параметрах. Наибольшее подавление квантового шума, равное 7.2 дБ, было получено при мощности накачки ниже пороговой. При приближении к порогу генерации в допороговой области в [5] наблюдалось увеличение шума и стационарный режим становился неустойчивым.

Задача о преобразовании квантового шума в многокаскадном ПГС в методологическом и идейном плане относится к широкому кругу задач, обсуждавшихся в последнее время (см. [3] и цитируемую там литературу). Рассматривается квантовая система, состоящая из двух подсистем. В первой подсистеме генерируется некласси-

ческий свет (сжатый свет, свет с разгруппировкой фотонов и т. д.). Выходное излучение первой подсистемы подается на вход второй подсистемы и «управляет» ею. В [3] разработан общий подход к описанию таких систем, он и используется в настоящей работе.

Рассмотрим каскад из двух однонаправленных кольцевых ПГС, работающих при мощности накачки не выше пороговой. Вакуумное поле падает на выходное зеркало первого ПГС, а выходное излучение первого ПГС поступает на вход второго ПГС. Операторы рождения (a_j^+) и уничтожения (a_j) фотонов внутрирезонаторных полей каждого ПГС ($j = 1, 2$) описываются следующей системой ланжевеновских уравнений [1–3]:

$$\tau_c \dot{a}_j = -\frac{k_j}{2} a_j + \frac{\varepsilon_j}{2} a_j^+ + F_j, \quad (2)$$

$$\tau_c \dot{a}_j^+ = -\frac{k_j}{2} a_j^+ + \frac{\varepsilon_j^*}{2} a_j + F_j^+. \quad (3)$$

Здесь k_j – полные потери за обход j -го резонатора; τ_c – время обхода светом резонатора; ε_j – эффективная комплексная амплитуда накачки; F_j и F_j^+ – ланжевеновские силы. При записи уравнений (2), (3) мы положили, что оба резонатора имеют равные собственные частоты ω_{1c} , а частота накачки ω_p удовлетворяет условию $\omega_p = 2\omega_{1c}$.

Операторы рождения (a_{out1}^+) и уничтожения (a_{out1}) фотонов поля, выходящего из первого ПГС ($j = 1$) через полупрозрачное зеркало с коэффициентом пропускания T , определяются из граничных условий на этом зеркале [1, 2]:

$$a_{out1} = \sqrt{T} a_1 - a_{in}, \quad a_{out1}^+ = \sqrt{T} a_1^+ - a_{in}^+, \quad (4)$$

где a_{in} (a_{in}^+) – оператор уничтожения (рождения) фотонов вакуумного поля, падающего на выходное зеркало первого ПГС. Так как входящим полем для второго каскада ($j = 2$) является поле, выходящее из первого ПГС, граничные условия на выходном зеркале второго каскада (имеющем тот же коэффициент пропускания T) принимают, в отличие от (4), следующий вид:

$$a_{out2} = \sqrt{T} a_2 - a_{out1}, \quad a_{out2}^+ = \sqrt{T} a_2^+ - a_{out1}^+. \quad (5)$$

Будем считать, что оба каскада идентичны: $k_1 = k_2 = T + L$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$. Эффективную комплексную амплитуду накачки ε представим в виде

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(T + L)\eta e^{-i\vartheta}, \quad (6)$$

где ϑ – фаза накачки; η – отношение амплитуды накачки к пороговой. Порогу генерации соответствует $\eta = 1$, и в рассматриваемой нами области мощностей накачки, не превышающих пороговой, $\eta < 1$.

Как известно, в ПГС наблюдается сжатие квадратурной компоненты $a + a^+$ при фазе накачки $\vartheta = \pi$. Далее мы будем интересоваться лишь сжатием и поэтому положим $\vartheta = \pi$. В этом случае выражение для ε принимает вид $\varepsilon = -(T + L)\eta/2$.

Решая систему уравнений (2), (3) методом преобразования Фурье и используя (4), получаем следующие формулы для квадратурных компонент внутррезонаторного и выходного полей первого каскада:

$$a_1(\omega) + a_1^+(\omega) = \frac{F_1(\omega) + F_1^+(\omega)}{p(\omega)}, \quad (7)$$

$$a_{\text{out}1}(\omega) + a_{\text{out}1}^+(\omega) = \sqrt{T}[a_1(\omega) + a_1^+(\omega)] - a_{\text{in}}(\omega) - a_{\text{in}}^+(\omega), \quad (8)$$

где $p(\omega) = (T + L)(1 + \eta)/2 - i\omega\tau_c$.

Для первого каскада ланжевеновскую силу $F_1(t)$ представим в виде [1, 2]

$$F_1(t) = \sqrt{T}a_{\text{in}}(t) + \sqrt{L}b_1(t). \quad (9)$$

Первый член в правой части (9) соответствует внешнему (вакуумному) полю, проникающему в ПГС через полупрозрачное зеркало, а второй – квантовому шуму, связанному с диссипативными потерями в первом каскаде. Источники шума являются дельта-коррелированными:

$$\langle a_{\text{in}}(t)a_{\text{in}}^+(u) \rangle = \delta(t - u), \quad \langle a_{\text{in}}^+(t)a_{\text{in}}(u) \rangle = 0, \quad (10)$$

$$\langle b_1(t)b_1^+(u) \rangle = \delta(t - u), \quad \langle b_1^+(t)b_1(u) \rangle = 0.$$

Операторы шума a_{in} и b_1 не коррелируют друг с другом.

Аналогично (7), (8) получим следующие формулы для фурье-компонент поля во втором каскаде [3]:

$$a_2(\omega) + a_2^+(\omega) = \frac{F_2(\omega) + F_2^+(\omega)}{p(\omega)}, \quad (11)$$

$$a_{\text{out}2}(\omega) + a_{\text{out}2}^+(\omega) = \sqrt{T}[a_2(\omega) + a_2^+(\omega)] - \sqrt{T}[a_1(\omega) + a_1^+(\omega)] + a_{\text{in}}(\omega) + a_{\text{in}}^+(\omega). \quad (12)$$

Для второго каскада ланжевеновскую силу $F_2(t)$ представим в виде [3]

$$F_2(t) = \sqrt{T}[\sqrt{T}a_1(t) - a_{\text{in}}(t)] + \sqrt{L}b_2(t). \quad (13)$$

Член в квадратных скобках в правой части этого выражения соответствует выходному полю первого каскада, а последний член – квантовому шуму, связанному с диссипативными потерями во втором каскаде. Оператор b_2

имеет такие же корреляционные свойства, как и b_1 , он не коррелирует с a_{in} и b_1 .

Используя соотношения (5)–(13), можно выразить фурье-компоненту выходного поля $a_{\text{out}2}(\omega) + a_{\text{out}2}^+(\omega)$ через спектральные компоненты операторов a_{in} , b_1 и b_2 . Учитывая корреляционные свойства этих операторов, получаем следующую формулу для спектральной плотности флуктуаций амплитуды $V(\omega) = \langle |a_{\text{out}2}(\omega) + a_{\text{out}2}^+(\omega)|^2 \rangle$ в каскаде из двух идентичных ПГС:

$$V(\omega) = \frac{A^2}{B^2} + \frac{TL}{B} + \frac{T LA}{B^2}, \quad (14)$$

где $A = [(T + L)(1 + \eta)/2 - T]^2 + \omega^2\tau_c^2$; $B = [(T + L)(1 + \eta)/2]^2$.

Формула (14) справедлива в области частот $|\omega| \ll (T + L)/\tau_c$. Из нее следует, что в каскаде из двух идентичных ПГС при мощности накачки ниже пороговой можно достигнуть большего сжатия света, чем в одном ПГС. Типичная зависимость $V(\omega = 0)$ от относительной амплитуды накачки η показана на рис.1,а для каскада из двух ПГС (сплошные кривые) и для одного ПГС (штриховые кривые). Кривые 1 соответствуют экспериментальным данным работы [5]: $L = 0.41\%$, $T = 7.2\%$, $\tau_c = 4.8 \cdot 10^{-10}$ с ($((L + T)/(2\pi\tau_c)) = 25$ МГц). Для кривых 2 коэффициент пропускания $T = 20\%$, а L и τ_c те же, что и для кривых 1. Аналогичные зависимости $V(\omega)$ от η показаны на рис.1,б для спектральной компоненты с $\omega/2\pi = 6.5$ МГц. На частоте $\omega/2\pi = 6.5$ МГц проводилось измерение сжатия света в работе [5].

Из (14) следует (это видно также из рис.1,а), что на пороге параметрической генерации ($\eta = 1$) для спектральных компонент с $\omega = 0$ спектральная плотность $V(0)$ одинакова для каскада и одиночного ПГС. Тот же результат

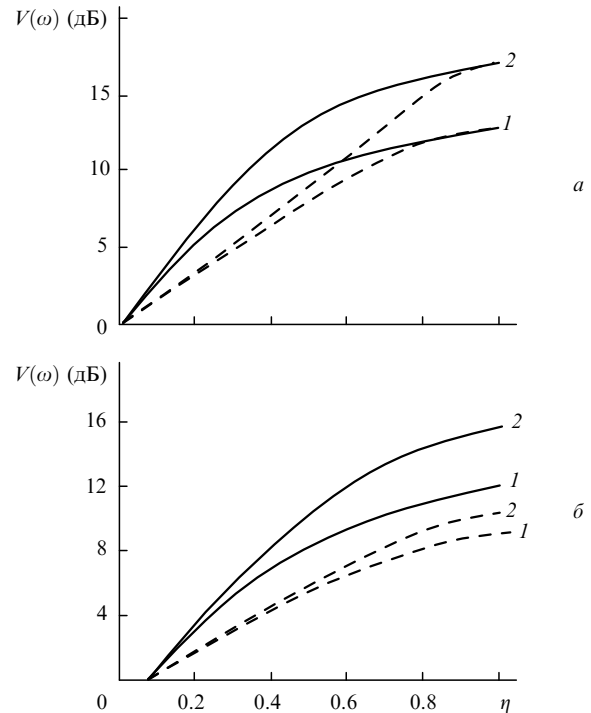


Рис.1. Зависимости спектральной плотности флуктуаций амплитуды $V(\omega)$ от относительной амплитуды накачки η для спектральных компонент с $\omega/2\pi = 0$ (а) и 6.5 МГц (б) в случае каскада из двух ПГС (сплошные кривые) и для одного ПГС (штриховые кривые) при $L = 0.41\%$, $\tau_c = 4.8 \cdot 10^{-10}$ с, $T = 7.2$ [5] (1) и 20% (2).

получается и в системе из многих контуров: предельная спектральная плотность $V(0)$ на пороге ($\eta = 1$) оказывается такой же, как и в одиночном ПГС. Она определяется шумами последнего каскада, связанными с внутррезонаторными диссипативными потерями в этом каскаде.

При $\omega = 0$ использование каскада дает выигрыш лишь при амплитуде накачки ниже пороговой. В области же спектральных компонент с $\omega \neq 0$, как следует из (14), применение каскада позволяет получить более эффективное сжатие света во всем интервале амплитуд накачки, включая и пороговую (см. рис.1,б). Использование каскада ПГС существенно расширяет полосу частот, в которой происходит подавление квантового шума. В одиночном ПГС спектральная плотность $V(\omega)$ пропорциональна ω^2 в области малых частот $|\omega| \ll (T + L)/\tau_c$. В системе из N контуров $V(\omega)$ пропорционально ω^{2N} .

Таким образом, анализ спектра флуктуаций амплитуды выходного излучения в каскаде однонаправленных кольцевых ПГС показывает, что при использовании каскада идентичных ПГС, работающих при амплитуде накачки не выше пороговой, можно осуществить более эффективное сжатие света.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 00-02-16041) и БРФФИ–РФФИ (грант № 00-02-81040 Бел.2000-а).

1. Collet M.J., Gardiner C.W. *Phys.Rev.A*, **30**, 1386 (1984).
2. Collet M.J., Walls D.F. *Phys.Rev.A*, **32**, 2887 (1985).
3. Gardiner C.W., Parkins A.S. *Phys.Rev.A*, **50**, 1792 (1994).
4. Breitenbach G., Schiller S. *J.Mod.Opt.*, **44**, 59 (1998).
5. Schneider K., Lang M., Mlynek J., Schiller S. *Optics Express*, **2**, 59 (1998).