

简并四波混频中混沌光场的压缩

黎永清 王育竹

(中国科学院上海光机所)

Squeezed chaotic-states generated via degenerated four-wave mixing

Li Yongqing, Wang Yuzhu

(Shanghai Institute of Optics and Fin Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

提要: 讨论利用简并四波混频(DFWM)产生压缩的混沌态光场, 在近共振 DFWM 系统中输出场的相对压缩量可达 90% 以上。

关键词: 压缩的混沌态, 相对压缩量

压缩的混沌态^[1]具有宏观的超聚束光子统计性质, 即当压缩量很大时, 其二阶相关函数 $g^{(2)}(0) \rightarrow 3$ 。这种超聚束光场有利于提高原子的双光子吸收或多光子电离的效率^[2]。本文讨论利用 DFWM 系统产生压缩的混沌态, 并在近共振 DFWM 的情况下数值计算了输出场的相对压缩量。

一、DFWM 系统产生压缩的混沌态

假设非线性介质有理想的非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 。两个频率为 ω 的弱信号波 $\hat{a}_3(L)$ 和 $\hat{a}_4(0)$ 进入非线性介质与泵浦波 A_1 、 A_2 相互作用后输出的算子形式为^[3]

$$\begin{aligned}\hat{a}_3(0) &= \mu \hat{a}_3(L) - i\nu \hat{a}_4^+(0) \\ \hat{a}_4(L) &= \mu \hat{a}_4(0) - i\nu \hat{a}_3^+(0)\end{aligned}\quad (1)$$

式中 $\mu = \sec(|K|L)$, $\nu = e^{i\theta} \tan(|K|L)$ 是压缩参数, $K^* = |K| e^{-i\theta} = 2\pi\omega \chi^{(3)} A_1 A_2 / cn_0$ 是复振幅耦合系数, n_0 是介质的折射率, c 是光速, L 是介质长度, θ 是位相角。

由 $\hat{a}_3(0)$, $\hat{a}_4(L)$ 模经 50% 的分束器后混合得到的两个输出模 \hat{b}_3 和 \hat{b}_4 为^[3]:

$$\hat{b}_j = \mu \hat{c}_j + \nu \hat{c}_j^+ \quad (j=3, 4) \quad (2)$$

式中 $\hat{c}_j = \frac{1}{\sqrt{2}}[\hat{a}_3(L) \mp i\hat{a}_4(0)]$ 称为 DFWM 系统的输入模。

假设信号波 $\hat{a}_3(L)$ 和 $\hat{a}_4(0)$ 分别是平均光子数为 \bar{n}_3 和 \bar{n}_4 的混沌态光场, 则容易证明 \hat{c}_3 和 \hat{c}_4 模均处于平均光子数为 $\bar{n}_0 = \frac{1}{2}(\bar{n}_3 + \bar{n}_4)$ 的混沌态, 它们

各自对应的特征函数和相振幅的量子涨落为(参见 [1]):

$$e_{c_j^{(\omega)}}(\xi) = \exp\left[-\frac{1}{2} \eta^2 |\xi|^2 (1 + 2\bar{n}_0)\right]$$

$$\langle (\Delta \hat{c}_{j1})^2 \rangle = \langle (\Delta \hat{c}_{j2})^2 \rangle = \frac{1}{4} (1 + 2\bar{n}_0) \quad (j=3, 4) \quad (3)$$

$$\text{式中 } \hat{c}_{j1} = \frac{1}{2}(\hat{c}_j + \hat{c}_j^+), \hat{c}_{j2} = \frac{1}{2i}(\hat{c}_j - \hat{c}_j^+).$$

由于 $|\mu|^2 - |\nu|^2 = 1$, 故由(2)式可知^[4], 输出场 \hat{b}_3 、 \hat{b}_4 均是压缩的混沌态, 并且当压缩量 $|\nu|^2 \geq 1$ 时, 二阶相关函数 $g^{(2)}(0) \rightarrow 3$, 显示出超聚束效应^[1]。由(2)式可计算输出场相振幅的量子涨落

$$\langle (\Delta \hat{b}_{j1})^2 \rangle = \frac{1}{4} (1 + 2\bar{n}_0) |\mu \mp \nu^*|^2$$

$$\langle (\Delta \hat{b}_{j2})^2 \rangle = \frac{1}{4} (1 + 2\bar{n}_0) |\mu \pm \nu^*|^2, \quad (j=3, 4) \quad (4)$$

其中 $\hat{b}_{j1} = \frac{1}{2}(\hat{b}_j + \hat{b}_j^+)$, $\hat{b}_{j2} = \frac{1}{2i}(\hat{b}_j - \hat{b}_j^+)$, ν^* 是压缩参数 ν 的复共轭。

由此可见, 当 \hat{b}_{j1} 分量的量子涨落被压缩时, \hat{b}_{j2} 分量的涨落被增大, 并且当 $|K|L \rightarrow \pi/2$ 时,

$$|\nu| = \tan(|K|L) \rightarrow \infty, \quad \langle (\Delta \hat{b}_{j1})^2 \rangle \rightarrow 0,$$

获得理想的压缩。

二、近共振 DFWM 系统

近共振 DFWM 具有较强的非线性作用, 是实验上感兴趣的系统。为了理论处理的方便, 认为输入的信号波 $\hat{a}_3(L)$ 、 $\hat{a}_4(0)$ 是单色混沌场, 实际的混沌光总有一定频谱分布, 故这相当于要求准单色混沌光的线宽小于二能级原子的自然线宽, 并且其中心

频率与强泵浦波的频率保持一致(简并的情况)。近共振 DFWM 的量子理论^[4]给出信号波和共轭波的算子形式为

$$\begin{aligned}\hat{a}_3(0) &= T e^{i r_1 L/c} \hat{a}_3(L) + r \bar{\chi} \hat{a}_4^+(0) + \hat{F}_3 \\ \hat{a}_4(L) &= T e^{i r_1 L/c} \hat{a}_4(0) + r \bar{\chi} \hat{a}_3^+(0) + \hat{F}_4\end{aligned}\quad (5)$$

其中 T 是透射率, $R = r |\bar{\chi}|$ 是共轭反射率, \hat{F}_3 、 \hat{F}_4 是热库噪声算符, 其余各参数的定义及表示式均与[4]相同。

考虑由 $\hat{a}_3(0)$ 、 $\hat{a}_4(L)$ 经分束器混合的输出模 \hat{b} ,

$$\hat{b} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\hat{a}_3(0) + e^{i\varphi} \hat{a}_4(L)] = \hat{b}_1 + i \hat{b}_2 \quad (6)$$

其中 φ 是分束器引起的位相改变。由(5)式经简单的数学运算得

$$\begin{aligned}\langle (\Delta \hat{b}_{1,2})^2 \rangle - \frac{1}{4} &= \langle (\Delta \hat{b}_1)^2 \rangle \\ &= \langle (\Delta \hat{c}_1)^2 \rangle |T \pm R e^{i\varphi}|^2 + Q_{1,II}\end{aligned}\quad (7)$$

式中

$$Q_{1,II} = \frac{1}{2} [2 \langle \hat{F}_3 \hat{F}_3^+ \rangle \pm (e^{i\varphi} \langle F_3 F_4 \rangle + e^{-i\varphi} \langle F_3 F_4 \rangle^*)]$$

而 $\phi = \varphi + r_1 L/c + \theta_x$, $\theta_x = a_{np}(\bar{\chi})$ 。

$$\langle (\Delta \hat{c}_1)^2 \rangle = \langle (\Delta \hat{c}_2)^2 \rangle = \frac{1}{4} (\bar{n}_3 + \bar{n}_4)$$

是系统输入模 $\hat{c}_j (j=3, 4)$ 的正规排列相振幅的量子涨落。

在(7)式中, 对于输入模 $\hat{a}_3(L)$ 和 $\hat{a}_4(0)$ 是相干态的情形, 对应 $\langle (\Delta \hat{c}_{1,2})^2 \rangle = 0$, 可以得到压缩态(\hat{b} 模)的结果。数值计算表明^[4], 热库涨落项 Q_1 、 $Q_{II} \leq 0$ 。

由 T 和 R 的表示式可知(参见文献[4]), 当 $1 + \delta^2 \approx 2S \gg 1$ 时, 有

$$R \rightarrow \tan(|\bar{\chi}|L), \quad T \rightarrow \sec(|\bar{\chi}|L) \quad (8)$$

其中 S 是泵浦参量, δ 是归一化激光偏频。当 $|\bar{\chi}|L \rightarrow \pi/2$ 时, 由(7)式知, $\langle (\Delta \hat{b}_1)^2 \rangle \rightarrow Q_I (\leq 0)$, 这表明在一定的参数条件下, 输入混沌态很高的噪声水平可以在 \hat{b}_1 分量上压缩到低于真空起伏附近, 并且当 $(\bar{n}_3 + \bar{n}_4) \gg 1$ 时, 输入场(有大量的光子数)的噪声远大于热库噪声, 这种压缩的现象便非常明显。

相对压缩量 $P = 1 - \langle (\Delta \hat{b}_1)^2 \rangle / \langle (\Delta \hat{c}_1)^2 \rangle$ 反映了压缩参量 $|\nu|^2$ 的大小。

由图 1 可见, 在相干态输入的情况(对应曲线 a)^[4], 原子参数和泵浦参数须经严格选择方可得最佳的压缩态光场输出, 对应的 $P_{\max} \sim 48\%$ 。而在有

大量平均光子数的混沌光输入的情况, 例如曲线 d , 很容易选择实验参数使输出的压缩的混沌态的相对压缩量 P 达到 90% 以上, 最佳的情况有

$$P_{\max} \geq 99\%$$

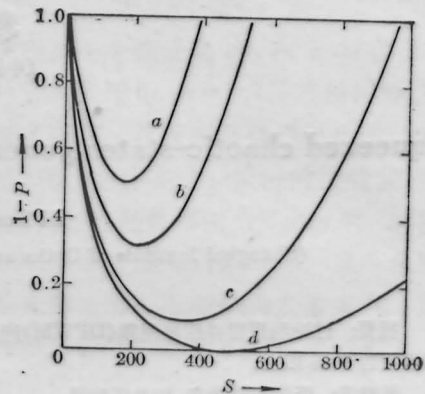


图 1 相对压缩量 P 与泵浦参数 S 的关系曲线
 a —相干态输入; b —混沌光输入($\bar{n}_3 + \bar{n}_4 = 1$);
 c — $\bar{n}_3 + \bar{n}_4 = 10$; d — $\bar{n}_3 + \bar{n}_4 \geq 1000$

三、结 束 语

实际的光通信系统中, 接收机端信号光场的噪声水平主要受到噪声光场(包括杂散光、光纤的模耦合、光源的不稳定性等的限制, 因此最先碰到的问题不是压缩纯相干态光场的真空起伏, 而是如何降低混沌场的量子起伏。本文讨论的 DFWM 系统为降低混沌场的量子起伏提供了一种新的可能性。

参 考 文 献

- 1 Y. Q. Li and Y. Z. Wang, in "Laser Spectroscopy VIII", ed. by W. Persson and S. Svanberg, Springer-Verlag Paess, New York, 1987, pp. 152~153
- 2 B. R. Mollow, *Phys. Rev.*, **175**(5), 1555~1563 (1968)
- 3 H. P. Yuen and J. H. Shapiro, *Opt. Lett.*, **4**(10), 334 (1979)
- 4 M. D. Reid and D. F. Walls, *Phys. Rev.*, **A31**(3), 1622 (1985)

(收稿日期: 1987年9月14日)

修改稿收到日期: 1988年10月11日)