第 6 卷第 1 期　　空 军 工 程 大 学 学 报(自然科学版)　　Vol. 6　No. 1
2005 年 2 月　　JOURNAL OF AIR FORCE ENGINEERING UNIVERSITY(NATURAL SCIENCE EDITION)　　Feb. 2005

三态叠加多模纠缠态光场退相干下的混态差压缩

孙中禹[1,3]，　赵恩宝[2]，　刘宝盈[4]，　杨瑞科[5]，　陈光德[3]
(1. 空军工程大学 电讯工程学院，陕西 西安 710077;2. 陕西省广播电视信息网络股份有限公司，陕西 西安 710002;3. 西安交通大学 理学院，陕西 西安 710049;4. 西北大学光子学与光子技术研究所，陕西 西安 710069;5. 西安电子科技大学 理学院，陕西 西安 710071)

摘　要:利用多模压缩态理论,对由多模真空态、多模复共轭相干态及多模复共轭虚相干态三态线性叠加构成的多模纠缠态光场在退相干下的均匀混态时其等幂次差压缩特性进行了研究。结果表明,当满足不同的条件时,混态光场中不仅呈现该纠缠态的某一正交相位分量存在着广义非线性等幂次高次差压缩特性的普通差压缩现象,而且还呈现其两个正交相位分量同时存在广义非线性高次差压缩特性的“双边差压缩”现象。后者是一种与测不准关系相悖的全新的物理效应。

关键词:多模纠缠态;多模叠加态;等幂次差压缩;退相干;混态光场;测不准原理
中图分类号:O431.2　　**文献标识码**:A　　**文章编号**:1009-3516(2005)01-0078-05

近年来,有关压缩态光场的研究已取得了很大进展[1-3]。尤其在理论研究方面,文献[4~6]建立了多模辐射场的广义非线性等阶与不等阶高次压缩理论,将现有的单、双模辐射场的压缩及高阶压缩理论[7-9]统一到了更为普遍的多模辐射场的压缩理论体系之中,并揭示了广阔的应用前景和重大的理论价值。由此,人们已经构造并研究了各种光场态的压缩特性[4,10,11]。文献[4]和[10]中的薛定谔猫态光场,就是有连续变量的非正交态矢的纠缠态光场[12-13]。由于量子纠缠现象在量子信息处理中具有重要应用,特别是在量子通信中,量子纠缠态被用作量子通道[14-15],文献[16]就提出了利用相干态叠加多模纠缠态作为量子信道进行量子隐形传态的方案,所以,研究多模叠加纠缠态光场的非经典特性对光量子信息处理具有重要的意义。

本文根据量子力学原理,构造了包含多模真空态的三态叠加多模纠缠光场态,利用多模压缩态理论[4-6]对其广义非线性等幂次高次差压缩(X—压缩)的一般理论结果作了计算,进而对其在退相干条件下的均匀混合态光场的幂次高次差压缩特性作了探讨,揭示出一些新的有意义的物理现象。

1　三态叠加多模纠缠态的构造

本文所构造的多模纠缠态$|\psi^{(3)}\rangle_{2q}$由多模复共轭相干态$|\{Z_j{}^*\}\rangle_{2q}$、多模复共轭虚相态$|\{iZ_j{}^*\}\rangle_{2q}$及多模真空态$|\{O_j\}\rangle_{2q}$三态线性叠加而成。它是一种振幅-相位混合多模纠缠态光场。其数学表达式为

$$|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}=C_1|\{Z_j{}^*\}\rangle_{2q}+C_2|\{iZ_j{}^*\}\rangle_{2q}+C_3|\{O_j\}\rangle_{2q} \tag{1}$$

式中 $C_1=r_1\exp(i\theta_1)$,$C_2=r_2\exp(i\theta_2)$,$C_3=r_3\exp(i\theta_3)$;r_1、r_2 及 r_3 分别为态$|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$中各相干态叠加几率幅,θ_1、θ_2 及 θ_3 为态$|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$中各相干态叠加初相位。

$$|\{Z_j^*\}\rangle_{2q}=|Z_1{}^*,Z_2{}^*,\cdots,Z_j{}^*,\cdots,Z_{2q}{}^*\rangle=\exp\{-\frac{1}{2}[\sum_{j=1}^{2q}|Z_j|^2]\}\sum_{\{n_j\}=1}^{\infty}\{\prod_{j=1}^{2q}[\frac{Z_j{}^{*n_j}}{\sqrt{n_j!}}]\}|\{n_j\}\rangle_{2q} \tag{2}$$

$$|\{iZ_j{}^*\}\rangle_{2q}=|iZ_1^*,iZ_2^*,\cdots,iZ_{2q}^*\rangle=\exp\{-\frac{1}{2}[\sum_{j=1}^{2q}|Z_j|^2]\}\sum_{\{n_j\}=1}^{\infty}\{\prod_{j=1}^{2q}[\frac{(iZ_j{}^*)^{n_j}}{\sqrt{n_j!}}]\}|\{n_j\}\rangle_{2q} \tag{3}$$

收稿日期:2004-07-13
基金项目:陕西省自然科学基金资助项目(Z00ISL04)
作者简介:孙中禹(1961-),男,陕西周至人,副教授,博士,主要从事光电子学,量子光学及最子信息学等研究.

式中 $Z_j = R_j\exp(i\varphi_j)$,$Z_j^* = R_j\exp(-i\varphi_j)$,$|\{n_j\}\rangle_{2q} = |n_1,n_2,\cdots,n_j,\cdots,n_{2q}\rangle$ 为多模光子数态,且$\{n_j\} = n_1,n_2,\cdots,n_{2q}$。$2q$ 为腔模总数,其中前 q 个腔模表示为$j_c(j_c = 1,2,\cdots,q)$,后 q 个腔模表示为$j_L(j_L = q+1,q+2,\cdots,2q)$。

态$|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$的归一化条件要求

$$
{}_{2q}\langle\Psi^{(3)}|\Psi^{(3)}\rangle_{2q} = r_1^{\,2} + r_2^{\,2} + r_3^{\,2} + 2r_1r_2\cos[(\theta_1-\theta_2) - \sum_{j=1}^{2q}R_j^2]\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2) + 2[r_1r_3\cos(\theta_1-\theta_3) + r_2r_3\cos(\theta_2-\theta_3)]\exp(-\frac{1}{2}\sum_{j=1}^{2q}R_j^2) = 1 \tag{4}
$$

2　一般理论结果

对频率为 $\omega_j(j = 1,2,\cdots,2q)$ 的多模辐射场,定义两对轭米算符[5]

$$
C(N)_q = \prod_{j_c=1}^{q}a_{j_c}^N \quad,\quad C^+(N)_q = \prod_{j_c=1}^{q}a_{j_c}^{+N} \tag{5}
$$

$$
L(N)_q = \prod_{j_L=q+1}^{2q}a_{j_L}^N \quad,\quad L^+(N)_q = \prod_{j_L=q+1}^{2q}a_{j_L}^{+N} \tag{6}
$$

令 $$D(N)_{2q} = C^+(N)_qL(N)_q \quad,\quad D^+(N)_{2q} = C(N)_qL^+(N)_q \tag{7}$$

引入两个正交轭米算符

$$
\begin{aligned}
X_1(N)_{2q} &= 1/2[D^+(N)_{2q} + D(N)_{2q}]\\
X_2(N)_{2q} &= i/2[D^+(N)_{2q} - D(N)_{2q}]
\end{aligned} \tag{8}
$$

利用 Cauchy - Schwartz 不等式得测不准关系式

$$
\langle\Delta X_1^2(N)_{2q}\rangle\langle\Delta X_2^2(N)_{2q}\rangle \geqslant 16^{-1}|\langle[D(N)_{2q},D^+(N)_{2q}]\rangle|^2 \tag{9}
$$

其中$\langle\Delta X_m^2(N)_{2q}\rangle = \langle[X_m(N)_{2q}]^2\rangle\langle X_m(N)_{2q}\rangle^2(m = 1,2)$。上式中,如果

$$
S_m(N) = 4\langle\Delta X_m^2(N)_{2q}\rangle - |\langle[D(N)_{2q},D^+(N)_{2q}]\rangle| < 0 \tag{10}
$$

则称多模场的 $X_m(N)_{2q}(m = 1,2)$ 分量存在广义非线性等幂次 N 次方差压缩效应。

根据以上定义,将式(1) ~ (4) 代入式(10) 经大量计算可得到多模纠缠态$|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$中两正交相位分量的广义非线性等幂次 N 次差压缩的一般理论结果。

对 $X_1(N)_{2q}$有

$$
\begin{aligned}
S_1(N) = {} & 4\langle\Delta X_1^2(N)_{2q}\rangle - |\langle[D(N)_{2q},D^+(N)_{2q}]\rangle| = \exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)\sum_{\{n_j\}=0}^{\infty}\{\{[r_1^2 + r_2^2 + \\
& 2r_1r_2\cos(\theta_1 - \theta_2 - \frac{\pi}{2}\sum_{j=1}^{2q}n_j)]\prod_{j=1}^{2q}[\frac{R_j^{2n_j}}{n_j!}]\}\{\prod_{j_c=1}^{q}\prod_{m=1}^{N}(n_{j_c}+m)\prod_{j_L=q+1}^{2q}\prod_{m=0}^{N-1}(n_{j_L}-m) + \\
& \prod_{j_c=1}^{q}\prod_{m=0}^{N-1}(n_{j_c}-m)\prod_{j_L=q+1}^{2q}\prod_{m=1}^{N}(n_{j_L}+m) - |\prod_{j_c=1}^{q}\prod_{m=0}^{N-1}(n_{j_c}-m)\prod_{j_L=q+1}^{2q}\prod_{m=1}^{N}(n_{j_L}+m) - \\
& \prod_{j_c=1}^{q}\prod_{m=1}^{N}(n_{j_c}+m)\prod_{j_L=q+1}^{2q}\prod_{m=0}^{N-1}(n_{j_L}-m)|\}\} + 2\prod_{j=1}^{2q}(R_j^{2N})\{\cos[2N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c} - \sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})] \\
& \{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2\cos[q\pi N + \sum_{j=1}^{2q}R_j^2 - (\theta_1-\theta_2)]\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)\} - 2\cos^2[N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c} - \\
& \sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})]\{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2\cos[\frac{\pi}{2}qN + \sum_{j=1}^{2q}R_j^2 - (\theta_1-\theta_2)]\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)\}^2\}
\end{aligned} \tag{11}
$$

对 $X_2(N)_{2q}$有

$$
\begin{aligned}
S_2(N) = {} & 4\langle\Delta X_2^2(N)_{2q}\rangle - |\langle[D(N)_{2q},D^+(N)_{2q}]\rangle| = \exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)\sum_{\{n_j\}=0}^{\infty}\{\{[r_1^2 + r_2^2 + \\
& 2r_1r_2\cos(\theta_1 - \theta_2 - \frac{\pi}{2}\sum_{j=1}^{2q}n_j)]\prod_{j=1}^{2q}[\frac{R_j^{2n_j}}{n_j!}]\}\{\prod_{j_c=1}^{q}\prod_{m=1}^{N}(n_{j_c}+m)\prod_{j_L=q+1}^{2q}\prod_{m=0}^{N-1}(n_{j_L}-m) +
\end{aligned}
$$

$$\prod_{j_c=1}^{q}\prod_{m=0}^{N-1}(n_{j_c}-m)\prod_{j_L=q+1}^{2q}\prod_{m=1}^{N}(n_{j_L}+m)-|\prod_{j_c=1}^{q}\prod_{m=0}^{N-1}(n_{j_c}-m)\prod_{j_L=q+1}^{2q}\prod_{m=1}^{N}(n_{j_L}+m)-$$
$$\prod_{j_c=1}^{q}\prod_{m=1}^{N}(n_{j_c}+m)\prod_{j_L=q+1}^{2q}\prod_{m=0}^{N-1}(n_{j_L}-m)|\}\}+2\prod_{j=1}^{2q}(R_j^{2N})\{\cos[2N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c}-\sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})]$$
$$\{r_1^2+r_2^2+2r_1r_2\cos[q\pi N+\sum_{j=1}^{2q}R_j^2-(\theta_1-\theta_2)]\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)\}+2\sin^2[N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c}-$$
$$\sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})]\{r_1^2+r_2^2+2r_1r_2\cos[\frac{\pi}{2}qN+\sum_{j=1}^{2q}R_j^2-(\theta_1-\theta_2)]\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)\}^2\} \quad (12)$$

式中 R_j^2 为态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 中第 j 个相干单模光平均光子数，φ_j 为其相应的初位相，N 是差压缩幂次数，$n_j(j=1,2,\cdots,2q)$ 为第 j 个相干单模光 Fock 态下的光子数($0\leqslant n_j<\infty$，即 n_j 取值为一切非负整数)。

3 态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 在退相干下的混态高次差压缩

如果 $r_1=r_2=r$、且 $(\theta_1-\theta_2)-\frac{\pi}{2}\sum_{j=1}^{2q}n_j=\pm(2L+1)\pi \quad (L=0,1,\cdots)$ (13)

则式(11)、(12) 可化为

$$S_1(N)=2\prod_{j=1}^{2q}(R_j^{2N})\{\cos[2N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c}-\sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})]\{2r^2[1-\cos(q\pi N+\sum_{j=1}^{2q}R_j^2-\frac{\pi}{2}\sum_{j=1}^{2q}n_j)\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\}-2\cos^2[N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c}-\sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})]\{2r^2[1-\cos(\frac{\pi}{2}qN+\sum_{j=1}^{2q}R_j^2-\frac{\pi}{2}\sum_{j=1}^{2q}n_j)\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\}^2\} \quad (14)$$

$$S_2(N)=-2\prod_{j=1}^{2q}(R_j^{2N})\{\cos[2N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c}-\sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})]\{2r^2[1-\cos(q\pi N+\sum_{j=1}^{2q}R_j^2-\frac{\pi}{2}\sum_{j=1}^{2q}n_j)\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\}+2\sin^2[N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c}-\sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})]\{2r^2[1-\cos(\frac{\pi}{2}qN+\sum_{j=1}^{2q}R_j^2-\frac{\pi}{2}\sum_{j=1}^{2q}n_j)\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\}^2\} \quad (15)$$

3.1 态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 的退相干及其混态演化结果

由于 $\{n_j\}=n_1,n_2,\cdots,n_j,\cdots,n_{2q}$ 中 $n_j(j=1,2,\cdots,2q)$ 取的是任意非负整数，即 $0\leqslant n_j<\infty$，所以在无限维 Hilbert 空间，$\{n_j\}$ 的分布有无穷个组合形态。这样，$\sum_{j=1}^{2q}n_j$ 将随 $\{n_j\}$ 的可能分布取遍所有可能的非负整数值。由式(13)知，态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 中多模相干态 $|\{Z_j^*\}\rangle_{2q}$ 和 $|\{iZ_j^*\}\rangle_{2q}$ 之间的初相差 $(\theta_1-\theta_2)$ 也将取所有可能的值，这意味着这两个态的初相位完全随机。也就是说，态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 中两相干态光场完全相互独立。又由 $r_1=r_2=r$ 知，态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 中两相干态 $|\{Z_j^*\}\rangle_{2q}$ 和 $|\{iZ_j^*\}\rangle_{2q}$ 出现的几率完全均同，具有"各向同性"性。综上所述，态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 退化为几率均同的完全相互独立的数态纠缠态的混合，即消失了相干性的态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 退化成为了数态纠缠态的混态。

3.2 态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 在退相干下的混态差压缩

为计算方便，对于 $\{n_j\}$ 的所有分布，平均意义上可作如下近似：

$$\sum_{j=1}^{2q}R_j^2\approx\frac{\pi}{2}\sum_{j=1}^{2q}n_j \quad (16)$$

很显然，当腔模数 $2q$ 愈多时，式(16)表示的近似愈成立。在此近似下，式(14)、(15)进一步化为

$$S_1(N)=2\prod_{j=1}^{2q}(R_j^{2N})\{\cos[2N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c}-\sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})]\{2r^2[1-\cos(q\pi N)\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\}-2\cos^2[N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c}-\sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})]\{2r^2[1-\cos(\frac{\pi}{2}qN)+\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\}^2\} \quad (17)$$

$$S_2(N) = -2\prod_{j=1}^{2q}(R_j^{2N})\{\cos[2N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c} - \sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})]\{2r^2[1-\cos(q\pi N)\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\} + 2\sin^2[N(\sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c} - \sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L})]\{2r^2[1-\cos(\frac{\pi}{2}qN) + \exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\}^2\} \tag{18}$$

令　$\Delta\varphi = \sum_{j_c=1}^{q}\phi_{j_c} - \sum_{j_L=q+1}^{2q}\phi_{j_L}$,则当 $\Delta\varphi = \pm(k+\frac{1}{2})\frac{\pi}{2N}$　$(k=0,1,\cdots)$ 时,式(17)、(18)化为

$$S_1(N) = S_2(N) = -2\prod_{j=1}^{2q}(R_j^{2N})\{2r^2[1-\cos(\frac{\pi}{2}qN)\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]\}^2\} < 0 \tag{19}$$

上式表明,态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 的两个正交分量同时呈现任意次广义非线性等幂次 N 次方差压缩效应。这是一种不仅与海森堡测不准关系相矛盾,而且与熵测不准关系[17]相矛盾的新的物理现象。考虑到光场在光通信中的载波作用,模仿通信术语"双边带通信",我们称这种现象为"双边差压缩"。

当 $\Delta\varphi = \pm k\frac{\pi}{N}$　$(k=0,1,\cdots)$、且 $qN=4m$　$(m=1,2,\cdots)$ 时,式(17)、(18)又化为

$$S_1(\frac{4m}{q}) = ca(1-2a)\quad,\quad S_2(\frac{4m}{q}) = -ca \tag{20}$$

其中:$c = 2\prod_{j=1}^{2q}(R_j^{2N})$,$a = 2r^2[1-\exp(-\sum_{j=1}^{2q}R_j^2)]$。由式(4)知:$0<a<1$、$c>0$。进一步分析表明,式(20)可取下列3种形式

$$1)\quad S_1(\frac{4m}{q}) > 0\ 、\ S_2(\frac{4m}{q}) < 0\quad (0<a<1/2) \tag{21}$$

$$2)\quad S_1(\frac{4m}{q}) = 0\ 、\ S_2(\frac{4m}{q}) < 0\quad (a=1/2) \tag{22}$$

$$3)\quad S_1(\frac{4m}{q}) < 0\ 、\ S_2(\frac{4m}{q}) < 0\quad (1/2<a<1) \tag{23}$$

此情形,态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 的第二正交相位分量总是呈现出等幂次 $4m/q$ 此方差压缩效应第1、2两种形式,不仅如此,其正交相位分量还同时呈现出等幂次 $4m/q$ 此方差压缩效应第3种形式,即态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 具有"双边差压缩"现象。

与前述相反的是,如果当 $\Delta\varphi = \pm(k+\frac{1}{2})\frac{\pi}{N}$　$(k=0,1,\cdots)$ 且 $qN=4m$　$(m=1,2,\cdots)$ 时,态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 的第一正交相位分量总是呈现出等幂次 $4m/q$ 此方差压缩效应。同样,态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 也具有"双边差压缩"现象。

4　结论

综上所述,我们得知态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 是一种典型的多模非经典光场。当态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 在退相干的数态纠缠混态时,如满足一定条件,它不仅具有单一正交相位分量被压缩的差压缩效应,而且具有两个正交相位分量同时被压缩的"双边差压缩"效应。由于态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 中各相干态完全独立,态间无相干作用,所以这些效应根本上决定于各态中相应单模光间的相干作用。

态 $|\Psi^{(3)}\rangle_{2q}$ 在退相干下的均匀混态"双边差压缩"效应与测不准关系不相符,是一种全新的物理现象,它必将引起人们对测不准关系的深入思考。同时,这种混态下的差压缩效应对通过参量下转换过程制备压缩光场具有重要的意义。

参考文献:

[1] Zhang Y, Wang H, Li X Y, etal. Experimental Generation of Bright Two - Mode Quadrture Squeezed Light From A Narrow - band Nondegenerate Optical Parametric Amplifier[J]. Phys, Rev. A, 2000, 62: 3813 - 3816.

[2] 贾晓军,苏晓龙,郭蕊香,等.光压缩器的研制[J].量子光学学报,2002,8(增刊):10.

[3] 张宽收,张 靖,谢常德,等.利用二次谐波过程产生 532 nm 强度压缩的试验研究[J].物理学报,2000,49:226 -231.

[4] 杨志勇,侯 洵.一种双模叠加光场的两种非线性高阶压缩效应[J]. 光子学报,1998,27(4): 289 -299.

[5] 杨志勇,侯 洵. 多模辐射光场的非线性高阶差压缩 - N 次方 X 压缩的一般理论[J].光子学报,1998,27(12):1065 - 1069.

[6] 杨志勇,侯 洵.多模辐射光场的非线性不等阶高阶压缩的一般理论[J].光子学报,1999,28(5): 385 -392.

[7] Hillery M. Sum and Difference Squeezing of The Electromagnetic Field[J]. Phys Rev A,1989,40(6):3147 -3155.

[8] Du S D,Gong C D. Higher - Order Squeezing for The Quantized Light field: Kth - power Amplitude Squeezing[J]. Phys Rev A,1993,48(3):2198 -2212.

[9] 董传华.高阶压缩的另一种定义[J].光学学报,1996,16(11):1543 -1548.

[10] 孙中禹,陈光德.三态叠加多模 Schrö dinger - Cat 态纠缠光场的不等幂次高次差压缩[J].空军工程大学学报(自然科学版),2004,5(2):63 -68.

[11] Lai Z J, Hou X, Yang Z Y,et al. Efeects of Generalized Nonlinear Equal - Power Sum Squeezing of The Fields in The System of Two - level Atom in The Hi - Q Kerr Medium Cavity[J]. Acta Photonic Sinica,2002,31(9):1063 - 1068.

[12] Sanders B C. Entangled Coherent States[J]. Phys Rev A,1992,45:6811 -6815.

[13] Chai C L. Two - Mode Nonclassical State Via Superposition of Two - Mode Coherent State[J]. Phys Rev A,1992,46:7187 - 7191.

[14] Van Enk S J, Cirac J I, Zoller P. Ideal Quantum Communication Over Noisy Channels:A Quantum Optical Implementation [J]. Phys Rev Lett. ,1997,78:4293 -4296.

[15] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I,et al. Long - Distance Quantum Communication With Atomic Ensembles and Linear Optics [J]. Nature,2001,41(22):413.

[16] Van Enk S J,Hirota O. Entangled Coherence States:leleportation and Decoherence[J]. Phys. Rev. A,2001,64:2313 -2318.

[17] 方卯发,陈菊梅. 熵测不准关系与光场的熵压缩[J].光学学报,2001,21(8):276 -279.

(编辑:门向生)

The Difference Squeezing of Mixed State for Multimode Entangled State Light Fields in Decoherence

SUN Zhong - yu[1,3], ZHAO En - bao[2], LIU Bao - ying[4], YANG Rui - ke[5], CHEN Guang - de[3]

(1. The Telecommunication Engineering Institute, Air Force Engineering University, Xi'an, Shaanxi 710077, China; 2. Shaanxi Province Broadcast Television Information Network Ltd, Xi'an, Shaanxi 710002, China; 3. School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, Shaanxi 710049, China; 4. Institute of Photonics - and Photon - Technology, Northwest University, Xi'an, Shaanxi 710069, China; 5. School of Science, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

Abstract: The properties of equal - higher - power difference squeezing of multimode entangled state light - field composed of multimode complex conjugate coherent state, multimode complex conjugate imaginary coherent state and multimode vacuum state are studied by utilizing the multimode squeezing theory in decoherence. The results show that when some fixed conditions are satisfied the mixed entangled state light - field mentioned above not only has the equal - higher - power difference squeezing in one of the two quadratures but also displays the similar effects in the two quadratures simultaneously, that is called "two - sided difference squeezing". This is a newly physical phenomenon which contradicts the principle of uncertainty.

Key Words: multimode entangled states; multimode superposition states; equal - power difference squeezing; decoherence; mixed states light - field; uncertainty principle