

文章编号: 0253-2239(2007)04-0721-6

增光子奇偶相干态的相位特性*

孟祥国 王继锁 梁宝龙

(聊城大学物理系, 聊城 252059)

摘要: 借助于 Pegg-Barnett 相位算符理论和数值计算方法, 研究了增光子奇偶相干态的相位概率分布, 在此基础上, 讨论了有关数算符和相位算符的压缩特性。结果表明, 增光子奇偶相干态的相位概率分布与通常的奇偶相干态、非线性相干态不同, 在这种新的奇偶相干态中, 其 Pegg-Barnett 相位概率分布能明显地反映出不同的量子相位信息和干涉特性。同时发现, 在参量 $|\alpha|$ 的某些不同的取值范围内, 增光子奇偶相干态在数算符和相位算符分量上均存在压缩效应。

关键词: 量子光学; 增光子奇偶相干态; Pegg-Barnett 相位算符; 相位概率分布; 压缩效应

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

Phase Properties for the Photon-Added Even and Odd Coherent States

Meng Xiangguo Wang Jisuo Liang Baolong

(Department of Physics, Liaocheng University, Liaocheng 252059)

Abstract: By virtue of the Pegg-Barnett phase operator formalism and the numerical computation method, the phase probability distributions and the squeezed properties of number operator and phase operator for the photon-added even and odd coherent states are investigated. The results show that the phase probability distributions, which exhibit different quantum phase information and interference features, of the photon-added even and odd coherent states are different from those of the usual even and odd coherent states and even and odd nonlinear coherent states. We also find that the photon-added even and odd coherent states exhibit squeezed effects in the directions of the number operator and phase operator at different ranges of the parameter $|\alpha|$.

Key words: quantum optics; photon-added even and odd coherent states; Pegg-Barnett phase operator; phase probability distribution; squeezing effect

1 引 言

在量子光学中, 相位是一个极其重要的物理概念, 它与许多物理现象密切相关, 而且在理论和实验研究中有许多重要的应用。因此, 相位问题一直受到人们的极大关注。尤其是在 Pegg 和 Barnett 引入了量子光场的相位态和厄米相位算符^[1]以后, 由于它们能够更为直接地描述相位这个概念和从本质上进一步研究量子光场的相位问题, 因此人们对相干态^[2~4]、压缩态^[5,6]和非线性相干态^[7,8]等各种光场的相位特性作了较为广泛的研究。

最近, 文献^[9,10]借助于玻色湮没算符的逆算

符 a^{-1} , 定义了一种新的奇偶相干态——增光子奇偶相干态, 并且通过研究它们的一些非经典特性发现, 这类新的奇偶相干态均能呈现出显著的光子反群聚效应和压缩效应, 因此它们均为非经典的光场态。在量子保密通信中, 要求单光子源应具有良好的单光子发射特性, 而这一特性可由光子的反群聚效应来描述, 因此文献^[9,10]中的结论对构造良好的单光子源有重要的意义。而在光通信及各种量子探测中, 利用非经典光场的压缩效应来降低量子噪声是提高信噪比的一个重要技术手段。另外, 在实验上, 增光子奇偶相干态可以在处于激发态的双能

* 国家自然科学基金(10574060)和山东省自然科学基金(Y2004A09)资助的课题。

作者简介: 孟祥国(1978—), 男, 山东青州人, 助教, 硕士研究生, 主要从事理论物理教学和量子光学方面的研究。

E-mail: xgmeng@lcu.edu.cn

导师简介: 王继锁(1960—), 男, 山东阳谷人, 教授, 博士后, 主要从事量子光学和量子信息方面的研究。

E-mail: jswang@lcu.edu.cn

收稿日期: 2006-05-24; 收到修改稿日期: 2006-09-16

级原子与腔场发生相互作用过程中实现^[9]。因此,研究增光子奇偶相干态具有重要的理论意义和实验价值。本文在文献[9,10]的基础上,运用 Pegg-Barnett 相位态和厄米相位公式,研究了增光子奇偶相干态的相位概率分布特性,并根据此相位概率分布,讨论了它们在数算符和相位算符分量上的压缩特性。

2 增光子奇偶相干态

按照文献[9,10]的定义,增光子奇偶相干态定义为玻色湮没算符的逆算符 a^{-1} 连续 m 次作用到奇偶相干态 $|\alpha\rangle_{o,e}$ 上所得到的新量子态。在粒子数表象中,其归一化表达式为

$$|\alpha, -m\rangle_o = C_{o,-m} (a^{-1})^m |\alpha\rangle_o = \frac{C_{o,-m}}{\alpha^m \sqrt{\sinh|\alpha|^2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^{2n+1+m}}{\sqrt{(2n+1+m)!}} |2n+1+m\rangle, \quad (1)$$

$$|\alpha, -m\rangle_e = C_{e,-m} (a^{-1})^m |\alpha\rangle_e = \frac{C_{e,-m}}{\alpha^m \sqrt{\cosh|\alpha|^2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^{2n+m}}{\sqrt{(2n+m)!}} |2n+m\rangle, \quad (2)$$

式中 $C_{o,-m}$ 和 $C_{e,-m}$ 分别为量子态 $|\alpha, -m\rangle_o$ 和 $|\alpha, -m\rangle_e$ 的归一化系数:

$$|C_{o,-m}|^2 = |\alpha|^{2m} \sinh|\alpha|^2 \left/ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+1+m)}}{(2n+1+m)!} \right., \quad (3)$$

$$|C_{e,-m}|^2 = |\alpha|^{2m} \cosh|\alpha|^2 \left/ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2(2n+m)}}{(2n+m)!} \right., \quad (4)$$

利用下面的关系:

$$a^k (a^{-1})^k = [(a^+)^{-1}]^k a^{+k} = I, \quad (a^{-1})^k a^k = a^{+k} [(a^+)^{-1}]^k = I - \sum_{i=0}^{k-1} |i\rangle\langle i|. \quad (5)$$

容易证明,量子态 $|\alpha, -m\rangle_{o,e}$ 是算符 $(a^{-1})^m a^{m+2}$ 的本征值为 α^2 的本征态,即

$$(a^{-1})^m a^{m+2} |\alpha, -m\rangle_{o,e} = \alpha^2 |\alpha, -m\rangle_{o,e}, \quad (6)$$

因此,把(1)式和(2)式表示的量子态 $|\alpha, -m\rangle_{o,e}$ 称为增光子奇偶相干态。

3 增光子奇偶相干态的相位特性

下面运用 Pegg 和 Barnett 提出的相位态和厄米相位算符公式^[1],考察由(1)式和(2)式所定义的增光子奇偶相干态的相位概率分布和在数算符、相位算符分量上的压缩特性。

根据 Pegg-Barnett 相位算符理论,在有限的 $(s+1)$ 维希尔伯特空间中,定义一组正交完备相位态矢 $|\theta_m\rangle (m=0,1,2,\dots,s)$ 为

$$|\theta_m\rangle = \frac{1}{\sqrt{s+1}} \sum_{n=0}^s \exp(in\theta_m) |n\rangle, \quad (7)$$

式中相位 θ_m 为

$$\theta_m = \theta_0 + \frac{2m\pi}{s+1}, \quad m=0,1,2,\dots,s \quad (8)$$

式中 θ_0 为参考相位,可取任意值。在此希尔伯特空间中厄米相位算符 Φ_θ 被定义为

$$\Phi_\theta = \sum_{m=0}^s \theta_m |\theta_m\rangle\langle\theta_m|, \quad (9)$$

对于形如 $|\phi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} f_n \exp(in\phi) |n\rangle$ 的叠加态,经过计算可得到相位算符 Φ_θ 的期望值为

$$\langle\phi|\Phi_\theta|\phi\rangle = \sum_{n=0}^s \theta_n |\langle\theta_n|\phi\rangle|^2. \quad (10)$$

则其相位概率分布函数为

$$|\langle\theta_m|\phi\rangle|^2 = \frac{1}{s+1} + \frac{2}{s+1} \sum_{n>l} \sum_l f_n f_l \cos[(n-l)(\phi-\theta_m)]. \quad (11)$$

如果将参考相位 θ_0 作如下选择:

$$\theta_0 = \phi - \frac{s\pi}{s+1}, \quad (12)$$

则由(9)式可得到

$$\theta_m = \phi + \frac{2\mu\pi}{s+1}, \quad (\mu = m - s/2) \quad (13)$$

于是(11)式简化为

$$|\langle\theta_m|\phi\rangle|^2 = \frac{1}{s+1} + \frac{2}{s+1} \sum_{n>l} \sum_l f_n f_l \cos\left[(n-l) \frac{2\mu\pi}{s+1}\right], \quad (14)$$

在 s 趋近于 ∞ 的连续谱极限下, θ_m 为连续变量,可以用 θ 代替 $2\mu\pi/(s+1)$,用 $d\theta$ 代替 $2\pi/(s+1)$ 。则可得到连续相位概率分布 $P(\theta)$ 为

$$P(\theta) = \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{s+1}{2\pi} |\langle \theta_m | \phi \rangle|^2 = \frac{1}{2\pi} \left\{ 1 + 2 \sum_{n>l} \sum_l f_n f_l \cos[(n-l)\theta] \right\}, \quad (-\pi \leq \theta \leq \pi) \quad (15)$$

因此对于由(1)式和(2)式所定义的增光子奇偶相干态,其连续相位概率分布 $P_{o(e),-m}$ 分别为

$$P_{o(e),-m}(\theta) = P_{o(e),-m}^M(\theta) + P_{o(e),-m}^I(\theta) = \frac{1}{2\pi} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{n-1} [f_{o(e),-m}]_n [f_{o(e),-m}]_l \cos[2(n-l)\theta] \right\}, \quad (16)$$

其中,非干涉项和干涉项分别为

$$P_{o(e),-m}^M = 1/(2\pi), \quad (17)$$

$$P_{o(e),-m}^I(\theta) = \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{n-1} [f_{o(e),-m}]_n [f_{o(e),-m}]_l \cos[2(n-l)\theta], \quad (18)$$

式中

$$(f_{o,-m})_n = \frac{C_{o,-m}}{\sqrt{\sinh|\alpha|^2}} \frac{\alpha^{2n+1}}{\sqrt{(2n+1+m)!}}, \quad (19)$$

$$(f_{e,-m})_n = \frac{C_{e,-m}}{\sqrt{\cosh|\alpha|^2}} \frac{\alpha^{2n}}{\sqrt{(2n+m)!}}, \quad (20)$$

借助于数值计算方法,由(16)式~(20)式并考虑到(3)式、(4)式,可以得到增光子奇偶相干态 $|\alpha, -m\rangle_{o,e}$ 的连续相位概率分布,如图1和图2所示(图中所有坐标均为归一化的量)。

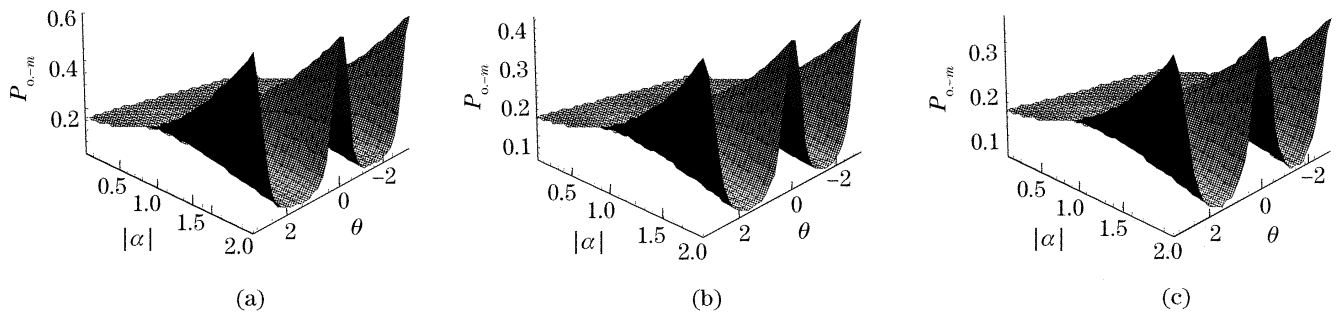


图1 增光子奇相干态的相位概率分布。(a) $m=2$, (b) $m=4$, (c) $m=6$

Fig. 1 Phase probability distribution of the photon-added odd coherent state for (a) $m=2$, (b) $m=4$, (c) $m=6$

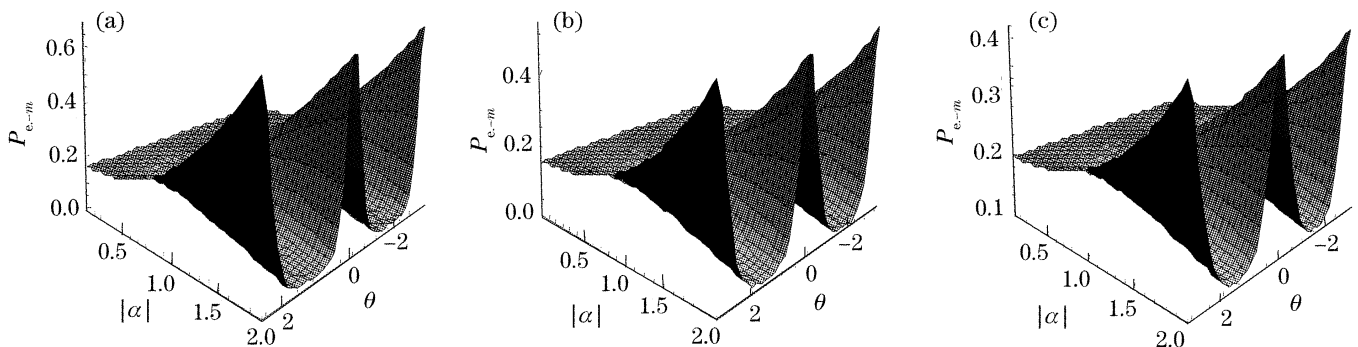


图2 增光子偶相干态的相位概率分布。(a) $m=2$, (b) $m=4$, (c) $m=6$

Fig. 2 Phase probability distribution of the photon-added even coherent state for (a) $m=2$, (b) $m=4$, (c) $m=6$

图1和图2分别给出了当 m 取不同值 ($m=2, 4, 6$) 时,增光子奇偶相干态 $|\alpha, -m\rangle_{o,e}$ 的相位概率分布随 $|\alpha|$ 和 θ 的变化规律。由图1(a)至图1(c)可见,对于增光子奇相干态 $|\alpha, -m\rangle_o$, 当 m 较小 ($m=2$) 时,其相位概率分布呈单峰结构,且位于中心 $\theta=0$ 附近[见图1(a)]; 随着 m 的增大 ($m=4, 6$), 其相位概率分布的单峰结构和单峰位置不变,但峰宽增大,峰值减小,即随着 m 的增大,峰的结构明显

减弱。由此可见,对于相对而言 m 较大的值,增光子奇相干态 $|\alpha, -m\rangle_o$ 的量子相位信息一部分被丢失。另外,由图1(a)至图1(c)还可以看出,当 m 取某一固定值[例如 $m=4$, 见图1(b)] 而参量 $|\alpha|$ 分别取不同值时,增光子奇相干态 $|\alpha, -m\rangle_o$ 的相位概率分布随 θ 的变化关系。当参量 $|\alpha|=0$ 时,相位概率分布 $P(\theta)=1/2\pi$, 表明增光子奇相干态的量子相位信息全部被丢失; 当参量 $|\alpha|$ 逐渐增大时,其相位概

率分布出现并始终呈现单峰结构,且峰的位置和峰宽不变,但峰值迅速增大,即随着参量 $|\alpha|$ 的增大,峰的结构明显增强。因此能够获得增光子奇相干态的一部分量子相位信息,同时,此态的量子干涉效应更加显著。而对于增光子偶相干态 $|\alpha, -m\rangle_e$, 由图 2(a)至图 2(c)可以看出,当 m 分别取不同值($m=2, 4, 6$)时,其相位概率分布随 $|\alpha|$ 和 θ 变化以及当 m 取某一固定值[例如 $m=4$, 见图 2(b)]而参量 $|\alpha|$ 分别取不同值时,其相位概率分布随 θ 变化同增光子奇相干态 $|\alpha, -m\rangle_o$ 的相位概率分布的变化相类似,唯一不同的是峰值的减小和峰宽的增加随 m 或 $|\alpha|$ 的变化较快。另外,由图 1 和图 2 还可看出,增光子奇偶相干态 $|\alpha, -m\rangle_{o,e}$ 的相位概率分布与通常的奇偶相干态^[11]、非线性相干态^[7,8]不同,在增光子奇偶相干态 $|\alpha, -m\rangle_{o,e}$ 中,其相位概率分布能明显地反映出不同的量子相位信息和干涉特性。

另外,借助于增光子奇偶相干态的连续相位概率分布函数(16)式,还可以研究增光子奇偶相干态在数算符和相位算符分量上的压缩特性。

由数算符 N 和相位算符 Φ_θ 的厄米性,可知它们满足如下对易关系

$$\langle [N, \Phi_\theta] \rangle = i[1 - 2\pi P(\theta_0)], \quad (21)$$

和不确定关系

$$\langle (\Delta N)^2 \rangle \langle (\Delta \Phi_\theta)^2 \rangle \geq \frac{1}{4} |\langle [N, \Phi_\theta] \rangle|^2. \quad (22)$$

若光场的数算符 N (或相位算符 Φ_θ) 满足

$$\langle (\Delta N)^2 \rangle < \frac{1}{2} |\langle [N, \Phi_\theta] \rangle|, \quad (23)$$

或

$$\langle (\Delta \Phi_\theta)^2 \rangle < \frac{1}{2} |\langle [N, \Phi_\theta] \rangle|,$$

则称光场在数算符 N (或相位算符 Φ_θ) 分量上存在压缩效应。为了表征这种压缩程度,可定义其压缩度为

$$S^N = \frac{2\langle (\Delta N)^2 \rangle - |\langle [N, \Phi_\theta] \rangle|}{|\langle [N, \Phi_\theta] \rangle|}, \quad (24)$$

$$S^\Phi = \frac{2\langle (\Delta \Phi_\theta)^2 \rangle - |\langle [N, \Phi_\theta] \rangle|}{|\langle [N, \Phi_\theta] \rangle|},$$

如果 $-1 \leq S^{N(\Phi)} < 0$, 表示光场在数算符 N (或相位算符 Φ_θ) 分量的涨落被压缩; $S^{N(\Phi)}$ 的大小反映其被压缩的程度,当 $S^{N(\Phi)} = -1$ 时表示光场在 N (或 Φ_θ) 分量上被 100% 压缩。

由(1)式、(2)式和(16)式~(20)式可以分别得到在增光子奇偶相干态光场中数算符 N 和相位算符 Φ_θ 的涨落为

$$\langle (\Delta \Phi_\theta)^2 \rangle_{o(e), -m} = \int_{-\pi}^{\pi} \theta^2 P(\theta) d\theta = \frac{\pi^2}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{n-1} [f_{o(e), -m}]_n [f_{o(e), -m}]_l \frac{1}{4(n-l)^2}, \quad (25)$$

$$\langle (\Delta N)^2 \rangle_{o, -m} = \sum_{n=0}^{\infty} |(f_{o, -m})_n (2n+1+m)|^2 - \left[\sum_{n=0}^{\infty} |(f_{o, -m})_n|^2 (2n+1+m) \right]^2, \quad (26)$$

$$\langle (\Delta N)^2 \rangle_{e, -m} = \sum_{n=0}^{\infty} |(f_{e, -m})_n (2n+m)|^2 - \left[\sum_{n=0}^{\infty} |(f_{e, -m})_n|^2 (2n+m) \right]^2, \quad (27)$$

借助于数值计算方法,由(25)式~(27)式并考虑到(3)式、(4)式、(19)式和(20)式,可以得到当 m 分别取不同值($m=1, 5, 10$)时,增光子奇偶相干态 $|\alpha, -m\rangle_{o,e}$ 的压缩度 $S^{N(\Phi)}$ 随参量 $|\alpha|$ 的变化曲线,如图 3 和图 4 所示。

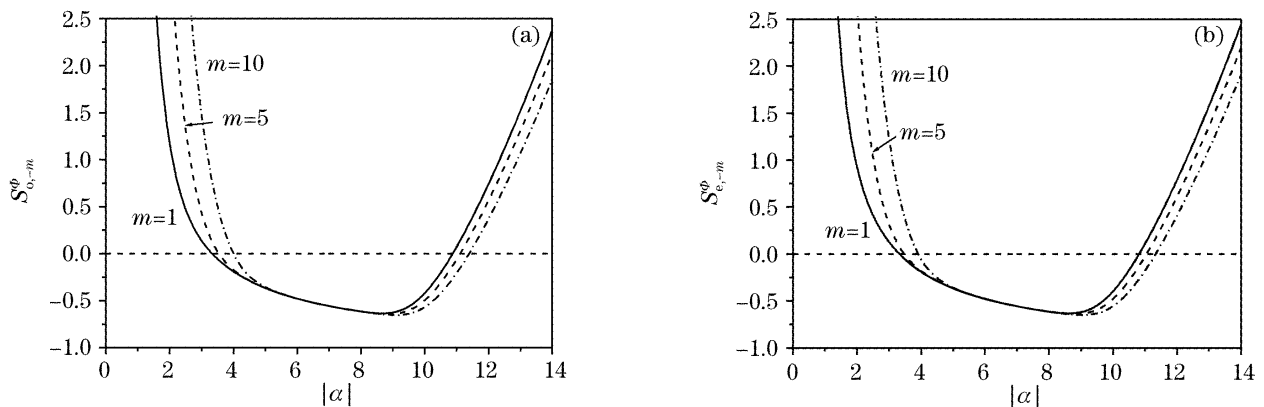


图 3 增光子奇偶相干态压缩度 S^Φ 随 $|\alpha|$ 的变化曲线。(a) 增光子奇相干态, (b) 增光子偶相干态

Fig. 3 Squeezing degree of the photon-added even and odd coherent state S^Φ changing with the parameter $|\alpha|$.

(a) Photon-added odd coherent state, (b) photon-added even coherent state

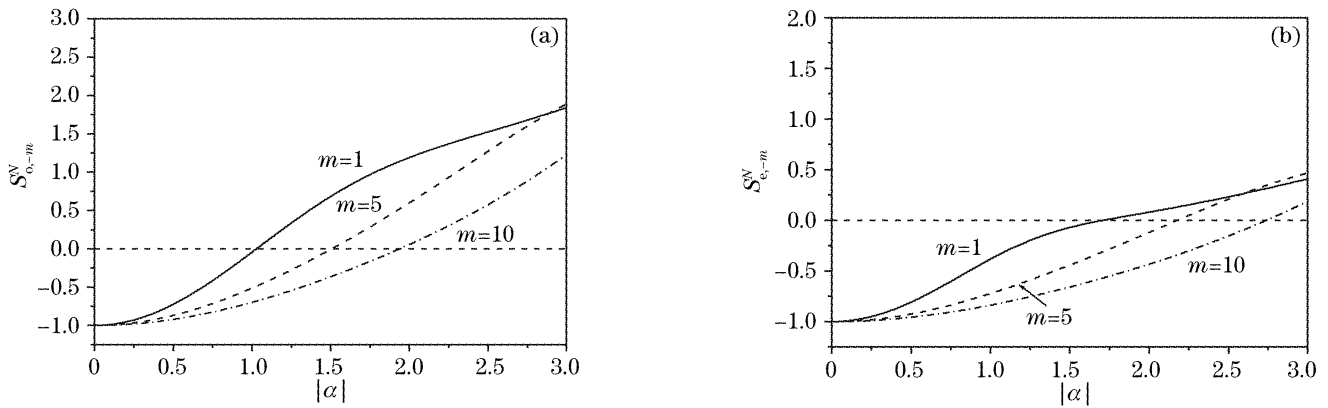


图 4 增光子奇偶相干态压缩度 S^N 随 $|\alpha|$ 的变化曲线。(a)增光子奇相干态,(b)增光子偶相干态

Fig. 4 Squeezing degree of the photon-added even and odd coherent state S^N changing with the parameter $|\alpha|$.

(a) Photon-added odd coherent state, (b) photon-added even coherent state

由图 3 和图 4 可以看出,对于 m 的不同取值 ($m=1,5,10$),在 $|\alpha|$ 的某些取值范围内,增光子奇偶相干态在数算符 N (或相位算符 Φ_θ)分量上的压缩度 $S^{N(\Phi)}$ 均满足压缩条件 $-1 \leq S^{N(\Phi)} < 0$,即增光子奇偶相干态在数算符 N (或相位算符 Φ_θ)分量的涨落均被压缩。随着 m 的增大,在相位算符 Φ_θ 分量的压缩区域会发生改变,但其大小变化相对较小;而在数算符 N 分量的压缩,区域的大小会显著增加。当 m 取一固定值[例如 $m=5$]时,增光子奇相干态与增光子偶相干态在相位算符 Φ_θ 分量上的涨落被压缩的程度随参量 $|\alpha|$ 的变化基本上相同,即在参量 $|\alpha| = 3.3354$ 附近,开始出现压缩;随着参量 $|\alpha|$ 的增大,其压缩程度都先增强到最大值,而后逐渐减弱,直到在 $|\alpha| = 11.3905$ 附近消失。而对于增光子奇相干态与增光子偶相干态在数算符 N 分量上,当参量 $|\alpha|$ 时,其压缩度 $S^\Phi = -1$,表示这两个态此时在 Φ_θ 分量上 100% 被压缩;随着参量 $|\alpha|$ 的增大,其压缩度均减小,直至 $S^\Phi = 0$,此时压缩消失。但是增光子偶相干态在数算符 N 分量上的压缩区域比增光子奇相干态的明显增大。比较图 3(a)与图 4(a)[或图 3(b)与图 4(b)]发现,在 $|\alpha|$ 的同一取值范围内,若增光子奇偶相干态在数算符 N (或相位算符 Φ_θ)分量上的压缩度 $S^{N(\Phi)}$ 满足压缩条件 $-1 \leq S^{N(\Phi)} < 0$,则在相位算符 Φ_θ (或数算符 N)分量上的压缩度 $S^{N(\Phi)} > 1$,这样恰好验证了不等式(23)式表示的数算符 N 和相位算符 Φ_θ 满足的不确定关系成立,也再一次说明了增光子奇偶相干态在数算符 N (或相位算符 Φ_θ)分量上存在压缩效应。另外,在(21)式中取特殊值 $\theta_0 = 0$,但是获得的结论具有普遍性,即不管初相位 θ_0 取何值,增光子奇偶相干态在数算符和相位算符分量上均存在压缩效

应,只是出现在参量 $|\alpha|$ 的不同取值范围内。

4 结 论

本文在文献[9,10]工作的基础上,研究了增光子奇偶相干态的相位概率分布,并根据此相位概率分布特性,讨论了数算符和相位算符的压缩特性。结果表明,增光子奇偶相干态的相位概率分布与通常的奇偶相干态、非线性相干态不同,在这种新的奇偶相干态中,其 Pegg-Barnett 相位概率分布能明显地反映出不同的量子相位信息和干涉特性。同时,利用该相位概率分布有助于研究增光子奇偶相干态其他的相位特性。另外发现,对于 m 的不同取值,在 $|\alpha|$ 的某些不同的取值范围内,增光子奇偶相干态在数算符 N 和相位算符 Φ_θ 分量上均出现压缩效应。

参 考 文 献

- 1 S. M. Barnett, D. T. Pegg. Phase in quantum optics[J]. *J. Phys. A: Math. Gen.*, 1986, **19**(18): 3849~3862
- 2 Liu Youwen, Chen Changyuan. Quantum statistic properties of the superposition of the q -coherent states [J]. *Acta Optica Sinica*, 1999, **19**(11): 1459~1463 (in Chinese)
刘友文, 陈昌远. 叠加 q -相干态的量子统计性质[J]. *光学学报*, 1999, **19**(11): 1459~1463
- 3 Yu Guochen, Bo Fujun, Wang Lianshui *et al.*. Generalized coherent states of a non-harmonic oscillator in a finite-dimensional Hilbert space[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(8): 929~932 (in Chinese)
于国臣, 薄夫军, 王连水 等. 有限维希尔伯特空间非简谐振子广义相干态[J]. *光学学报*, 2001, **21**(8): 929~932
- 4 Dai Hongyi, Li Chengzu, Chen Pingxing *et al.*. Generation of four-photon coherent states through far-off non-resonant interaction of Λ -type atom with cavity field of single mode[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(9): 1045~1048 (in Chinese)
戴宏毅, 李承祖, 陈平形 等. Λ 型原子与单模光场的非共振作用制备四光子相干态[J]. *光学学报*, 2003, **23**(9): 1045~1048
- 5 Dong Chuanhua. Fluctuations of measured phase operators in thermal squeezed states[J]. *Acta Optica Sinica*, 1997, **17**(8):

- 997~1001 (in Chinese)
董传华. 在热压缩态中测量相位算符的涨落[J]. 光学学报, 1997, **17**(8): 997~1001
- 6 Xu Jingping, Yang Yaping. The time-dependent atom-field coupling J-C model with an initial squeezing state two-photon process[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(2): 251~255
许静平, 羊亚平. 压缩态光场变耦合系数双光子 J-C 模型性质[J]. 光学学报, 2005, **25**(2): 251~255
- 7 Song Tongqiang, Zhu Yuejin. Nonclassical effects of the nonlinear pair coherent states[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(8): 906~909 (in Chinese)
宋同强, 诸跃进. 非线性孪相干态的光子统计性质[J]. 光学学报, 2003, **23**(8): 906~909
- 8 Jisuo Wang, Tangkun Liu, Jian Feng *et al.*. Phase properties of new even and odd nonlinear coherent states[J]. *Int. J. Theor. Phys.*, 2003, **42**(12): 2855~2862
- 9 Yang Qingyi, Wei Lianfu, Ding Liangen. Boson inverse operators and associated even and odd coherent states[J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(6): 1390~1395 (in Chinese)
杨庆怡, 韦联福, 丁良恩. 玻色算符的逆算符及其相关的奇偶相干态[J]. 物理学报, 2003, **52**(6): 1390~1395
- 10 Yang Qingyi, Sun Jingwen, Wei Lianfu *et al.*. Wigner functions for the photon-added and photon-depleted even and odd coherent states[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(6): 2704~2709 (in Chinese)
杨庆怡, 孙敬文, 韦联福 等. 增、减光子奇偶相干态的 Wigner 函数[J]. 物理学报, 2005, **54**(6): 2704~2709
- 11 Lemau Kuan, Jiuyun Zhu. Even and odd phase coherent states for Hermitian phase operator theory[J]. *J. Phys. A: Math. Gen.*, 1996, **29**(4): 895~901

征 订 启 事

第八届全国激光加工学术论文集——《中国激光》2007 年增刊, 将于 2007 年 3 月出版。论文集较全面地反映了近年来我国激光加工技术研究、应用和产业化的最新成果, 包括激光连接(焊接、钎焊), 激光去除(切割、打孔、清洗、抛光等), 激光强化(合金化、熔覆、沉积等), 激光制备新材料, 激光快速成形与激光快速制造, 激光复合加工技术, 激光微纳米技术, 激光加工新技术与新应用, 激光加工过程检测与控制, 新型激光器件与光加工系统等领域, 作者来自于国内近 40 个大专院校、科研机构和企业。是广大激光加工领域工作者的非常有价值的参考资料。

论文集约 400 页, 定价 100 元, 进口雅光纸精印, 光盘版定价 80 元, 欢迎读者订阅。

联系人: 高先生 电 话: 021-69918253