

新的奇偶非线性相干态及其非经典性质*

孟祥国 王继锁†

(聊城大学物理系 聊城 252059)

(2006 年 8 月 18 日收到, 2006 年 8 月 31 日收到修改稿)

构造出了一种新的奇偶非线性相干态, 并借助于数值计算方法研究了它们的压缩、振幅平方压缩、反聚束和相位概率分布等非经典性质. 结果表明, 与通常的奇偶相干态和非线性奇偶相干态不同, 在参数 $|\lambda|$ 的不同取值范围内, 新的奇偶非线性相干态在 Y_1 和 Y_2 两个方向均可呈现振幅平方压缩效应, 而压缩效应仅在偶非线性相干态的 X_2 方向上呈现, 反聚束效应仅在奇非线性相干态中呈现. 另外, 通过研究新的奇偶非线性相干态相位概率分布, 发现新的奇偶非线性相干态具有完全不同的量子干涉特性.

关键词: 新的奇偶非线性相干态, 压缩效应, 反聚束, 相位概率分布

PACC: 4250, 0365

1. 引言

相干态^[1]是近代物理学中一个重要的概念, 它的提出大大促进了量子光学的发展, 同时它的理论研究也成为物理学中的一个重要领域^[2,3]. 我们知道, 由于单模的电磁场对应于一个标准的辐射谐振子, 因而相干态是简谐振子湮没算符 a 的本征态, 即 $a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$ (α 为复数). 在此基础上, 人们对相干态进行了多种推广, 分别提出了奇偶相干态、增减光子相干态和湮没算符高次幂的本征态等概念, 并且系统地研究它们的量子统计特性^[4-8].

1996 年 de Matos Filho 和 Vogel^[9]首先提出了非线性相干态的概念, 非线性相干态(或称 f 相干态)可定义为 f 型简谐振子湮没算符 $a^f(n) f(n)$ 为数算符 $n = a^\dagger a$ 的函数算符的本征态, 即 $a^f(n)|\alpha_f\rangle = \alpha_f|\alpha_f\rangle$. 由于非线性相干态能作为描述囚禁离子的质心运动的稳态可在物理上实现, 因此, 近几年来人们对非线性相干态作了大量研究^[10-17]. 本文构造出了一种新的奇偶非线性相干态, 研究了它们的压缩、振幅平方压缩、反聚束和相位概率分布等非经典性质. 结果表明, 与通常的奇偶相干态^[4,5]和非线性奇偶相干态^[12-17]不同, 在参数 $|\lambda|$ 的不同取值范围内, 新的奇偶非线性相干态在 Y_1 和 Y_2 两个

方向均可呈现出振幅平方压缩效应. 而在参数 $|\lambda|$ 的某些取值范围内, 压缩效应仅可在偶非线性相干态的 X_2 方向上呈现, 反聚束效应仅可在奇非线性相干态中呈现. 另外, 发现新的奇偶非线性相干态具有完全不同的量子干涉特性.

2. 新的奇偶非线性相干态的定义

由文献[18]可知, 双光子湮没算符 $(a^+)^{-1}a$ 的本征值为 λ 的本征态 $|\lambda\rangle$ 定义为

$$(a^+)^{-1}a|\lambda\rangle = \lambda|\lambda\rangle, \quad (1)$$

式中 λ 为复参数, $\lambda = r \exp(i\theta)$. 在粒子数表象中, 态 $|\lambda\rangle$ 可表示为

$$|\lambda_+\rangle = C_+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sqrt{(2n)!}}{2^n n!} \lambda^n |2n\rangle, \quad (2a)$$

$$|\lambda_-\rangle = C_- \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^n n!}{\sqrt{(2n+1)!}} \lambda^n |2n+1\rangle, \quad (2b)$$

式中 C_+ 和 C_- 分别为态 $|\lambda_+\rangle$ 和 $|\lambda_-\rangle$ 的归一化系数, 即

$$|C_+|^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n)!}{2^{2n} (n!)^2} |\lambda|^{2n}, \quad (3a)$$

$$|C_-|^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^{2n} (n!)^2}{(2n+1)!} |\lambda|^{2n}. \quad (3b)$$

由于态 $|\lambda_\pm\rangle$ 为双光子湮没算符 $(a^+)^{-1}a$ 的本征

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

† 通讯联系人. E-mail: jswang@lccu.edu.cn

态且态 $|\lambda_{\pm}\rangle$ 的形式类似于通常的奇偶相干态^[4,5], 故把态 $|\lambda_{\pm}\rangle$ 称为新的奇偶相干态.

我们定义新的奇偶非线性相干态为非线性算符 $(a^+)^{-1} a \frac{1}{f(N)}$ 的本征值为 λ 的本征态 $|\lambda_{f}\rangle$, 即

$$(a^+)^{-1} a \frac{1}{f(N)} |\lambda_{f}\rangle = \lambda |\lambda_{f}\rangle. \quad (4)$$

在粒子数表象中, 新的奇偶非线性相干态 $|\lambda_{f}\rangle$ 可表示为

$$|\lambda_{f}\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle. \quad (5)$$

由(4)(5)式, 可得到展开系数 C_n 的递推关系

$$C_n = \sqrt{\frac{n-1}{n}} f(n) \lambda C_{n-2}. \quad (6)$$

此递推关系也可写成

$$C_{2n} = \sqrt{\frac{(2n-1)!!}{(2n)!!}} f(2n)! \lambda^n C_0, \quad (7)$$

$$C_{2n+1} = \sqrt{\frac{(2n-1)!!}{(2n)!!}} f(2n)! \lambda^n C_1,$$

式中常数 C_0 和 C_1 由态 $|\lambda_{f}\rangle$ 的归一化条件决定. 由(5)(7)式可知, 如果令 $C_0=0$, 态 $|\lambda_{f}\rangle$ 仅是奇的数态的叠加态; 如果令 $C_1=0$, 态 $|\lambda_{f}\rangle$ 仅是偶的数态的叠加态. 故把态 $|\lambda_{f}\rangle$ 称为新的奇偶非线性相干态.

由(5)(7)式, 可把新的偶非线性相干态表示为

$$|\lambda_{f+}\rangle = C_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sqrt{(2n)!}}{2^n n!} f(2n)! \lambda^n |2n\rangle, \quad (8)$$

$$|C_0|^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n)!}{2^{2n} (n!)^2} (f(2n)!)^2 |\lambda|^{2n}. \quad (9)$$

由态 $|\lambda_{f+}\rangle$ 的归一性可知, 当参数 λ 满足不等式

$$|\lambda|^2 < \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\chi(n+1)}{(2n+1)! (f(2n+2)!)^2} \quad (10)$$

时, 态 $|\lambda_{f+}\rangle$ 是收敛的. 同样, 由(6)(8)式, 也可把新的奇非线性相干态表示为

$$|\lambda_{f-}\rangle = C_1 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^n n!}{\sqrt{(2n+1)!}} f(2n+1)! \lambda^n |2n+1\rangle, \quad (11)$$

$$|C_1|^2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^{2n} (n!)^2}{(2n+1)!} (f(2n+1)!)^2 |\lambda|^{2n}. \quad (12)$$

同样, 态 $|\lambda_{f-}\rangle$ 的收敛条件为

$$|\lambda|^2 < \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{2n+3}{\chi(n+1)! (f(2n+3)!)^2}. \quad (13)$$

显然, 若令 $f(n)=1$, 则新的奇偶非线性相干态将

分别过渡到文献[11]所讨论的通常的奇偶相干态. 由(8)(11)式知, 若选取不同的函数 $f(n)$, 新的奇偶非线性相干态将会有不同的表现形式, 在本文中我们取 $f(n)$ 为描述囚禁离子运动的函数形式^[9]

$$f(n) = L_n^l(\eta^2) \Gamma(n+1) L_n^0(\eta^2) \Gamma^{-1}, \quad (14)$$

式中 η 为 Lamb-Dicke 参数, $L_n^m(x)$ 为缔合拉盖尔多项式.

3. 新的奇偶非线性相干态的非经典性质

下面分别研究由(8)(11)式所定义的新的奇偶非线性相干态的压缩、振幅平方压缩、反聚束和相位概率分布等非经典性质.

3.1. 压缩效应

定义光场的两个正交复振幅分量即两个可测量算符为

$$X_1 = (a + a^+) / 2, \quad (15)$$

$$X_2 = (a - a^+) / (2i).$$

由它们的厄米性可知, 两个可测量算符满足如下对易关系和不确定关系:

$$[X_1, X_2] = i/2, \quad (16)$$

$$(\Delta X_1)^2 (\Delta X_2)^2 \geq 1/16.$$

如果光场的某个正交分量满足

$$(\Delta X_j)^2 \leq 1/4 \quad (j=1, 2), \quad (17)$$

则称光场在 X_j ($j=1, 2$) 分量上存在压缩效应. 为了表征这种压缩的程度, 可定义其压缩度为

$$D_1(1) = 2 |a^+ a + a^{+2} + a^2 - a^+ + a|^2 < 0, \quad (18)$$

$$D_2(1) = 2 |a^+ a - a^{+2} + a^2 + a^+ - a|^2 < 0. \quad (19)$$

如果 $D_j(1)$ ($j=1, 2$) 满足条件 $-1 \leq D_j(1) < 0$, 表示光场在 X_j 分量上存在压缩效应. $D_j(1)$ 的大小反映其被压缩的程度, 当 $D_j(1) = -1$ 时表示光场在 X_j 分量上 100% 被压缩.

由(8)(11)式, 可求得下列算符在新的奇偶非线性相干态中的期望值分别为

$$a_{\pm} = a^{\pm} = 0, \quad (20)$$

$$a^+ a_+ = |C_0|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n)! 2n}{(2^n n!)^2 (f(2n)!)^2} |\lambda|^{2n}, \quad (21)$$

$$= |C_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2^n n!)^2}{(2n)!(2n+1)!!} |\lambda|^{2n}, \quad (22)$$

$$= |C_0|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)!}{(2^n n!)^2 (2n)!(2n+2)!!} |\lambda|^{2n+1}, \quad (23)$$

$$= |C_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2^n n!)(n+1)}{(2n+1)!(2n+1)!(2n+3)!!} |\lambda|^{2n+1}. \quad (24)$$

显然 $a^{\pm 2}$ 可由 (23) (24) 式取复共轭得到. 将 (20)–(24) 式代入 (18) (19) 式, 并注意到 (9) (12) 式, 借助于数值计算, 在 Lamb-Dicke 参数 $\eta = 0.8$ 和选取 λ 的复角等于零时, 可以分别得到新的奇偶非线性相干态的压缩度 $D_1(1)$ 和 $D_2(1)$ 随 $|\lambda|$ 的变化曲线如图 1 所示.

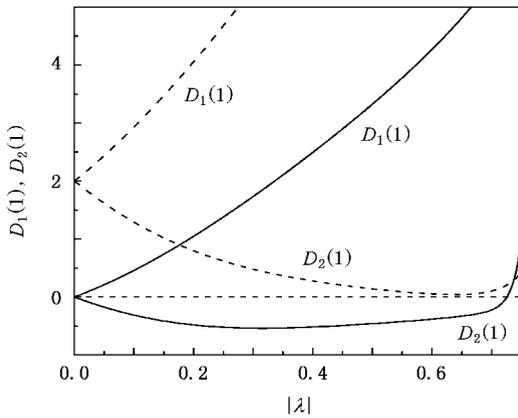


图 1 当 $\eta = 0.8$ 时, 新的奇(虚线)偶(实线)非线性相干态的压缩度 $D_1(1)$ 和 $D_2(1)$ 随 $|\lambda|$ 的变化曲线

由图 1 可以看出, 对于 Lamb-Dicke 参数 η 的某一给定值, 在 $|\lambda|$ 的某些取值范围内, 只有新的偶非线性相干态在 X_2 分量上可呈现压缩效应. 例如当 $\eta = 0.8$ 时, 新的偶非线性相干态的压缩度 $D_2(1)$ 在 $0 < |\lambda| < 0.7255$ 范围内总是负值, 且满足压缩条件 $-1 \leq D_2(1) < 0$. 因此, 新的偶非线性相干态仅在 X_2 分量上可呈现压缩效应. 随着参数 $|\lambda|$ 取值的增大, 压缩度 $D_2(1)$ 在压缩区域内先增加后减小, 而新的奇非线性相干态在参数 $|\lambda|$ 的整个取值范围内都不会呈现压缩效应.

3.2. 振幅平方压缩效应

定义新的奇偶非线性相干态光场的两个正交复

振幅平方分量即两个可测量算符

$$\begin{aligned} Y_1 &= (a^2 + a^{+2})/2, \\ Y_2 &= (a^2 - a^{+2})(2i). \end{aligned} \quad (25)$$

它们满足如下对易关系和不确定关系:

$$\begin{aligned} [Y_1, Y_2] &= (2N + 1), \\ (\Delta Y_1)(\Delta Y_2) &\geq |N + 1/2|^2. \end{aligned} \quad (26)$$

如果光场的某个正交分量满足

$$(\Delta Y_j)^2 < |N + 1/2|^2 \quad (j = 1, 2), \quad (27)$$

则称该奇偶非线性相干态光场在 $Y_j (j = 1, 2)$ 分量上存在振幅平方压缩效应. 同样, 为了表征光场振幅平方压缩的程度, 可定义振幅平方压缩的压缩度为

$$D_1(2) = \frac{2(a^{+2}a^2 + a^4 + a^{+4} - a^{+2} - a^2)^2}{a^2 a^{+2} - a^{+2} a^2}, \quad (28)$$

$$D_2(2) = \frac{2(a^{+2}a^2 - a^4 + a^{+4} - a^{+2} - a^2)^2}{a^2 a^{+2} - a^{+2} a^2}. \quad (29)$$

式中 $-1 \leq D_j(2) < 0$ 表示光场在 X_j 分量上存在振幅平方压缩效应. $D_j(2)$ 的大小反映其被压缩的程度, 当 $D_j(2) = -1$ 时表示光场在 Y_j 分量上 100% 被压缩.

由 (8) (11) 式, 经过计算可求得下列算符在新的奇偶非线性相干态中的期望值分别为

$$\begin{aligned} &a^{+2}a^2 + \\ &= |C_0|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n)2n(2n-1)}{(2^n n!)^2 (2n)!!} |\lambda|^{2n}, \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} &a^{+2}a^2 - \\ &= |C_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2^n n!)^2}{(2n-1)!(2n+1)!!} |\lambda|^{2n}, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} &a^2 a^{+2} + \\ &= |C_0|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+2)!}{(2^n n!)^2 (2n)!!} |\lambda|^{2n}, \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} &a^2 a^{+2} - \\ &= |C_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2^n n!)(2n+2)(2n+3)}{(2n+1)!(2n+1)!!} |\lambda|^{2n}, \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} &a^4 + \\ &= |C_0|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)!}{(2^n n!)^2 (2n)!! (2n+4)!!} |\lambda|^{2n+2}, \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} &a^4 - \\ &= |C_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{4(2^n n!)(n+1)(n+2)}{(2n+1)!(2n+1)!(2n+5)!!} \end{aligned}$$

$$\times |\lambda|^{2n+2}. \tag{35}$$

同样, $a^{+4} \pm$ 可由 (34) (35) 式取复共轭得到. 将 (23) (24) (30)–(35) 式代入 (28) (29) 式, 并注意到 (9) (12) 式, 在 Lamb-Dicke 参数 $\eta = 0.8$ 和选取 λ 的复角等于零时, 可以分别得到新的奇偶非线性相干态的振幅平方压缩度 $D_1(2)$ 和 $D_2(2)$ 随 $|\lambda|$ 的变化曲线如图 2 所示.

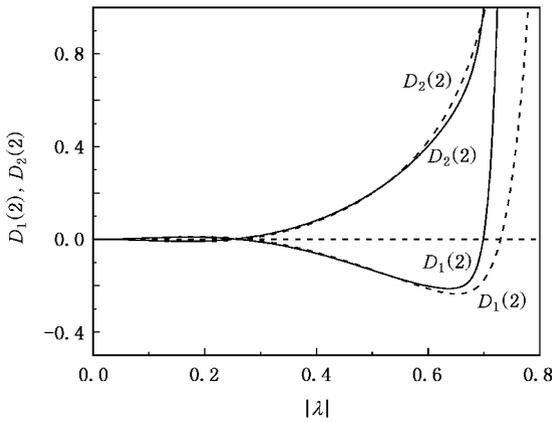


图 2 当 $\eta = 0.8$ 时, 新的奇(虚线)偶(实线)非线性相干态的振幅平方压缩度 $D_1(2)$ 和 $D_2(2)$ 随 $|\lambda|$ 的变化曲线

由图 2 可以看出, 对于 Lamb-Dicke 参数 η 的某一给定值, 在 $|\lambda|$ 的某些不同取值范围内, 新的奇偶非线性相干态在 Y_1 和 Y_2 两个方向上均呈现振幅平方压缩效应. 例如当 $\eta = 0.8$ 时, 新的偶非线性相干态分别在 $0.0385 < |\lambda| < 0.2605$ (在 Y_2 分量) 和 $0.2635 < |\lambda| < 0.6985$ (在 Y_1 分量) 范围内呈现振幅平方压缩效应, 新的奇非线性相干态分别在 $0.0395 < |\lambda| < 0.2435$ (在 Y_2 分量) 和 $0.2805 < |\lambda| < 0.7295$ (在 Y_1 分量) 范围内呈现振幅平方压缩效应. 同时, 还可看出新的奇偶非线性相干态的振幅平方压缩度 $D_1(2)$ 和 $D_2(2)$ 随 $|\lambda|$ 的变化趋势是基本相同的, 即随着 $|\lambda|$ 取值的增大, 振幅平方压缩度在压缩区域内均是先增加后减小.

3.3. 反聚束效应

对于单模光场, 如果它的归一化的二阶相关函数

$$g^{(2)}(0) = \frac{a^{+2} a^2}{a^+ a^2} < 1, \tag{36}$$

则称该光场呈现反聚束效应. 对于由 (8) (11) 式定义的这种新的奇偶非线性相干态, 其二阶相关函数分别为

$$g_+^{(2)}(0) = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n) \mathfrak{L}_n(2n-1)}{(2^n n!) [\mathfrak{J}(2n)!!]^2} |\lambda|^{2n}}{C_0^2 \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n) \mathfrak{L}_n}{(2^n n!) [\mathfrak{J}(2n)!!]^2} |\lambda|^{2n} \right]^2}, \tag{37}$$

$$g_-^{(2)}(0) = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2^n n!) \mathfrak{J}(2n+1)}{(2n-1) [\mathfrak{J}(2n+1)!!]^2} |\lambda|^{2n}}{C_1^2 \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2^n n!) \mathfrak{J}(2n+1)}{(2n) [\mathfrak{J}(2n+1)!!]^2} |\lambda|^{2n} \right]^2}. \tag{38}$$

利用 (37) (38) 式, 并注意到 (9) (12) 式, 由数值计算可以得到其二阶相关函数 $g_{\pm}^{(2)}(0)$ 随参数 $|\lambda|$ 的变化关系如图 3 所示.

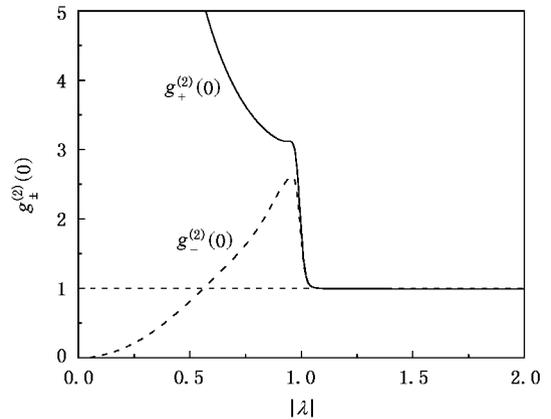


图 3 当 $\eta = 1.2$ 时, 新的奇(虚线)偶(实线)非线性相干态的二阶相干度 $g_{\pm}^{(2)}(0)$ 随 $|\lambda|$ 的变化曲线

由图 3 可以看出, 对于 Lamb-Dicke 参数 η 的某一给定值, 在 $|\lambda|$ 的某些取值范围内, 只有新的奇非线性相干态可以呈现反聚束效应. 例如当 $\eta = 1.2$ 时, 在 $0 < |\lambda| < 0.5635$ 范围内, 新的奇非线性相干态的二阶相关函数满足 $g_-^{(2)}(0) < 1$, 即在此范围内, 新的奇非线性相干态呈现反聚束效应. 而新的偶非线性相干态在参数 $|\lambda|$ 的整个取值范围内, 都不存在反聚束效应.

3.4. 相位概率分布特性

下面运用 Pegg 和 Barnett^[19, 20] 提出的相位态和厄米相位算符公式, 考察由 (8) (11) 式所定义的新的奇偶非线性相干态的相位概率分布. 根据 Pegg-Barnett 相位算符理论, 在有限的 $(s+1)$ 维 Hilbert 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

$$|\theta_m\rangle = \frac{1}{\sqrt{s+1}} \sum_{n=0}^s e^{in\theta_m} |n\rangle. \quad (39)$$

这里相位 θ_m 可表示为

$$\theta_m = \theta_0 + \frac{2m\pi}{s+1}, \quad (40)$$

其中 θ_0 为参考相位. 在此 Hilbert 空间中厄米相位算符 Φ_θ 被定义为

$$\Phi_\theta = \sum_{m=0}^s \theta_m |\theta_m\rangle \langle \theta_m|. \quad (41)$$

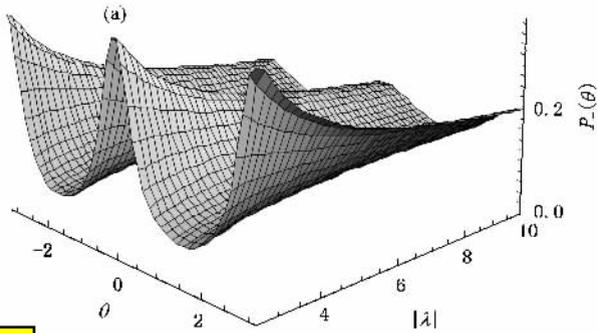
对于形如

$$|\phi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} f_n e^{in\phi} |n\rangle \quad (42)$$

的叠加态, 其连续的相位概率分布 $P(\theta)$ 为

$$P(\theta) = \lim_{s \rightarrow \infty} \frac{s+1}{2\pi} |\langle \theta_m | \phi \rangle|^2 = \frac{1}{2\pi} \left(1 + 2 \sum_{n>l} \sum_l f_n f_l \cos[(n-l)\theta] \right) \quad (-\pi \leq \theta \leq \pi). \quad (43)$$

因此, 对于由 (8) (11) 式所定义的新的奇偶非线性



相干态, 其连续相位概率分布 $P_{\pm}(\theta)$ 可表示为

$$P_{\pm}(\theta) = \frac{1}{2\pi} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{n-1} (b_{\pm})_n (b_{\pm})_l \times \cos[\chi(n-l)\theta] \right). \quad (44)$$

这里

$$(b_+) _n = C_0 \frac{\sqrt{(2n)!}}{2^n n!} \lambda^n (2n)!! , \quad (45)$$

$$(b_-) _n = C_1 \frac{2^n n!}{\sqrt{(2n+1)!}} \lambda^n (2n+1)!! ,$$

其中非干涉部分和干涉部分分别为

$$P_{\pm}^M(\theta) = \frac{1}{2\pi}, \quad (46)$$

$$P_{\pm}^I(\theta) = \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{n-1} (b_{\pm})_n (b_{\pm})_l \cos[\chi(n-l)\theta]. \quad (47)$$

将 (45) 式代入 (44) 式, 并考虑到 (9) (12) 式, 借助于数值计算方法可以得到新的奇偶非线性相干态的相位概率分布如图 4 所示.

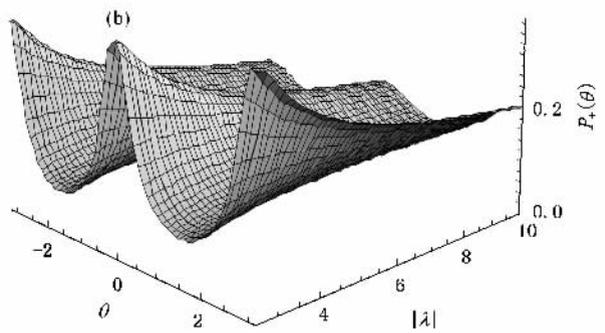


图 4 当 $\eta = 0.5$ 时, 新的奇 (a) 偶 (b) 非线性相干态的相位概率分布随 $|\lambda|$ 和 θ 的变化曲线

图 4 给出了当 Lamb-Dicke 参数 η 取某一固定值 (例如 $\eta = 0.5$) 时, 新的奇偶非线性相干态的相位概率分布函数随 $|\lambda|$ 和 θ 的变化规律. 由图 4 可以看出, 当 $\eta = 0.5$ 时, 新的奇偶非线性相干态的相位概率分布有一个共同的特点, 即均只呈现峰值位于中心 $\theta = 0$ 附近的单峰结构, 并且随参数 $|\lambda|$ 的减小, 峰高增高, 即随参数 $|\lambda|$ 的减小其峰结构越来越明显, 量子干涉效应变得越来越显著. 但是, 当参数 $|\lambda|$ 取同一值时, 新的奇非线性相干态相位概率分布的单峰要比新的偶非线性相干态的峰值稍高, 且峰宽稍宽, 即对于 $|\lambda|$ 的同一值, 新的奇非线性相干态的量子干涉效应要比新的偶非线性相干态的显著. 由此可见, 新的奇偶非线性相干态具有完全不同量子干涉特性. 它们的不同完全是由相位概

率分布函数中干涉部分的不同引起的.

4. 结 论

本文构造了一种新的奇偶非线性相干态, 并利用数值计算方法研究了它们的压缩、振幅平方压缩、反聚束和相位概率分布等非经典性质. 结果表明, 在参数 $|\lambda|$ 的不同取值范围内, 新的奇偶非线性相干态在 Y_1 和 Y_2 两个方向均呈现振幅平方压缩效应. 而在参数 $|\lambda|$ 的某些取值范围内, 压缩效应仅在偶非线性相干态的 X_2 方向上呈现, 反聚束效应仅在奇非线性相干态中呈现. 另外, 通过研究新的奇偶非线性相干态的相位概率分布, 发现新的奇偶非线性相干态具有完全不同的量子干涉特性. 它们

的不同完全是由相位概率分布函数中干涉部分的不同引起的。总之，文中构造的新的奇偶非线性相干态表现出与通常的奇偶相干态和非线性奇偶相干态截然不同的非经典性质。由于非线性相干态能够描

述囚禁离子的质心运动或者与一些非线性过程有关，因此，构造出新的非线性相干态并研究它们所展现出的独特非经典性质具有十分重要的理论意义和实验价值。

- [1] Klauder J R , Skagerstam B S 1985 *Coherent States* (Singapore : World Scientific)
- [2] Perelomov A 1986 *Generalized Coherent States and Their Applications* (Berlin : Springer)
- [3] Zhang W M , Feng D H , Gilmore R G 1990 *Rev. Mod. Phys.* **62** 867
- [4] Dodonov V V , Malkin I A , Man 'ko V I 1974 *Physica* **72** 597
- [5] Xia Y J , Guo G C 1989 *Phys. Lett. A* **136** 281
- [6] Dodonov V V , Koernnoy A Y , Man 'ko V I *et al* 1996 *Quantum Semiclass. Opt.* **8** 413
- [7] Sun J Z , Wang J S , Wang C K 1991 *Phys. Rev. A* **44** 3369
- [8] Sun J Z , Wang J S , Wang C K 1992 *Phys. Rev. A* **46** 1700
- [9] de Matos Filho R L , Vogel W 1996 *Phys. Rev. A* **54** 4560
- [10] Man 'ko V I , Marmo G , Zaccaria F *et al* 1997 *Phys. Scr.* **55** 528
- [11] Mancini S 1997 *Phys. Lett. A* **233** 291
- [12] Roy B , Roy P 2000 *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **2** 65
- [13] Roy B , Roy P 2000 *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **2** 505
- [14] Wang J S , Feng J , Liu T K *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2509 (in Chinese) [王继锁、冯 健、刘堂昆等 2002 物理学报 **51** 2509]
- [15] Wang J S , Liu T K , Feng J *et al* 2003 *Int. J. Theor. Phys.* **42** 2855
- [16] Wang J S , Liu T K , Feng J *et al* 2004 *Int. J. Theor. Phys.* **43** 1469
- [17] Meng X G , Wang J S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1774 (in Chinese) [孟祥国、王继锁 2006 物理学报 **55** 1774]
- [18] Mehta C L , Anil K R 1992 *Phys. Rev. A* **46** 1565
- [19] Pegg D T , Barnett S M 1988 *Euro. Phys. Lett.* **6** 483
- [20] Pegg D T , Barnett S M 1989 *Phys. Rev. A* **39** 1665

New even and odd nonlinear coherent states and their non-classical properties *

Meng Xiang-Guo Wang Ji-Suo[†]

(Department of Physics , Liaocheng University , Liaocheng 252059 , China)

(Received 18 August 2006 ; revised manuscript received 31 August 2006)

Abstract

A new kind of even and odd nonlinear coherent states (EONLCS) is constructed. Using the numerical computation method , the non-classical properties such as squeezing , amplitude-squared squeezing , anti-bunching and phase probability distribution of the new EONLCS are investigated. The results show that , in the different ranges of the parameter $|\lambda|$, the new EONLCS exhibits amplitude-squared squeezing in the directions Y_1 and Y_2 . The squeezing effect is shown in the direction X_2 for new even nonlinear coherent states , and the anti-bunching effect is shown for new odd nonlinear coherent states. Moreover , we find that the new EONLCS exhibit different quantum interference properties by studying the probability distributions of the states.

Keywords : new even and odd nonlinear coherent state , squeezing effect , anti-bunching , phase probability distribution

PACC : 4250 , 0365

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10574060) and the Natural Science Foundation of Shandong Province , China (Grant No. Y2004A09) .

[†] Corresponding author. E-mail : jswang@lcu.edu.cn