

# 平移激发压缩真空态及其性质\*

孙治湖 范洪义

(中国科学技术大学材料科学与工程系,合肥 230026)

(1999 年 1 月 18 日收到;1999 年 4 月 5 日收到修改稿)

引入平移激发压缩真空态  $D(z)a^+mS(r)|0\rangle$ , 并讨论它的一些基本性质. 利用正规乘积内的积分技术, 证明了其完备性. 平移激发以后, 与压缩真空态相比较, 光子数分布的振荡性质更加显著. 与压缩真空态的光子总是聚束的性质不同, 在平移参量  $|z|$  和激发数  $m$  都较小时, 平移激发压缩真空态的光子统计关联可以呈现反聚束效应. 计算了它的准概率分布函数(Q 函数和 Wigner 函数), 并讨论了它们对各参量的依赖关系. 从 Wigner 函数可以清楚地看出该量子态的非经典特性.

PACC: 4250

## 1 引 言

压缩光场是量子光学中的一种非常重要的非经典光场. 场的一个正交分量的起伏比相干态下相应的起伏小, 而另一个比相干态相应的起伏大, 以使 Heisenberg 最小不确定关系仍然成立. 在实验上已有好几种方法成功地制备了压缩态<sup>[1-4]</sup>. 压缩态在光通讯、微弱信号检测、高精度干涉测量、引力波探测等方面都有着重要的应用<sup>[5-7]</sup>.

类似于激发相干态  $a^+m|\alpha\rangle$  的产生机制<sup>[8]</sup>, 当受激发的原子通过初态处于压缩真空态的腔场时, 由于它们之间的非线性的相互作用过程, 将导致激发压缩真空态的出现<sup>[9]</sup>. 我们提出并研究将 Glauber 平移算符  $D(z) = e^{za^+ - z^*a}$  作用在该激发态上所得到的平移激发压缩真空态的特性. 因为平移  $D(z)$  变换在实验上可以由受迫谐振子系统来实现<sup>[10]</sup>, 所以原则上可以产生这种新的量子态.

## 2 平移激发压缩真空态

单模压缩真空态定义为<sup>[5]</sup>

$$|\xi\rangle = S(\xi)|0\rangle, \quad (1)$$

其中  $S(\xi) = \exp\left[\frac{1}{2}(\xi^*a^2 - \xi a^{+2})\right]$  为单模压缩算符,  $\xi = re^{i\theta}$  ( $r \geq 0, 0 \leq \theta < 2\pi$ ) 为压缩参量. 以下为简便起见, 令  $\theta = 0$ , 则  $\xi = r, S(\xi) = S(r)$  可作如下分解<sup>[11]</sup>:

$$\begin{aligned} S(\xi) &= S(r) = e^{\frac{r^2}{2}(a^2 - a^{+2})} \\ &= e^{-\frac{1}{2}a^{+2} \tanh r} e^{-\left(a^+ + \frac{1}{2}\right) \operatorname{tr}(\cosh r)} e^{\frac{1}{2}a^2 \tanh r} \quad (2) \end{aligned}$$

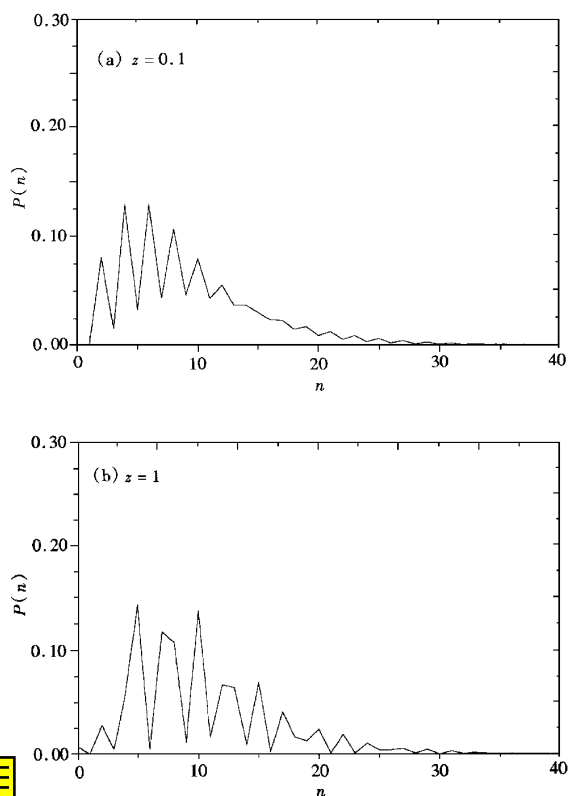


图 1 平移激发压缩真空态的光子数分布 ( $m=2, r=1$ )

将

$$|m, r\rangle = Aa^+mS(r)|0\rangle \quad (3)$$

称为压缩真空态的激发态, 其中  $A$  为与  $m$  阶 Le-

\*教育部博士点基金(批准号 98035814)资助的课题.

gendre 多项式  $P_m(\cosh r)$  有关的归一化系数<sup>[9]</sup>,

$$A = [m! P_m(\cosh r) \cosh r]^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

平移激发压缩真空态可定义为

$$|z, m, r\rangle = D(z)|m, r\rangle. \quad (5)$$

由  $D(z)$  的么正性, 易知  $|z, m, r\rangle$  为归一化的. 对于相干态  $|z\rangle$ , 有  $|z\rangle = \exp[-(z^* - a^+) \chi(z - a)]$ ; 记号  $\chi$  表示正规乘积<sup>[12]</sup>. 利用正规乘积内的积分技术 (the technique of integration within an ordered product (IWOP) of operators)<sup>[12-14]</sup>, 由 (2), (3) 和 (5) 式, 有

$$\begin{aligned} & \int \frac{d^2 z}{\pi} |z, m, r\rangle \langle z, m, r| \\ &= \frac{A^2}{\cosh r} \int \frac{d^2 z}{\pi} (a^+ - z^*)^m e^{-\frac{1}{2}(a^+ - z^*)^2 \tanh r} |z\rangle \\ & \cdot \langle z| e^{-\frac{1}{2}(a - z)^2 \tanh r} (a - z)^m \\ &= \frac{A^2}{\cosh r} \int \frac{d^2 z}{\pi} \exp\left\{-\frac{1}{2}[(a - z)^2 + (a^+ - z^*)^2] \tanh r\right\} \\ & \cdot (a^+ - z^*)^m (a - z)^m : \\ &= \frac{A^2}{\cosh r} \int \frac{d^2 \beta}{\pi} \exp\left[-|\beta|^2 - \frac{1}{2}(\beta^2 + \beta^{*2}) \tanh r\right] |\beta\rangle^{2m} \\ &= \frac{A^2}{\cosh r} (\coth r)^{m+1} \left(-\frac{d}{d \coth r}\right)^m \\ & \cdot \int \frac{d^2 \beta}{\pi} \exp\left[-|\beta|^2 \coth r - \frac{1}{2}(\beta^2 + \beta^{*2})\right] \\ &= A^2 x^m \sqrt{x^2 - 1} \left(-\frac{d}{dx}\right)^m \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}}, \end{aligned} \quad (6)$$

$x = \coth r$ , 计算过程中我们用到了  $D(z)a^+D^\dagger(z) = a^+ - z^*$ . 可以证明<sup>[15]</sup>

$$\begin{aligned} P_m(\cosh r) &= P_m\left(\frac{x}{\sqrt{x^2 - 1}}\right) = \frac{(-1)^m}{m!} \\ & \cdot (x^2 - 1)^{\frac{m+1}{2}} \left(\frac{d}{dx}\right)^m \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}}. \end{aligned} \quad (7)$$

所以, 由 (4) (6) 和 (7) 式得到  $|z, m, r\rangle$  的完备性,

$$\int \frac{d^2 z}{\pi} |z, m, r\rangle \langle z, m, r| = 1. \quad (8)$$

### 3 光子数分布

将  $|z, m, r\rangle$  在 Fock 空间展开,

$$|z, m, r\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle,$$

$$C_n = \langle n | z, m, r\rangle = A \langle n | D(z) a^{+m} S(r) | 0 \rangle, \quad (9)$$

为求  $C_n$ , 引入它的产生函数

$$\chi(\lambda) \equiv \langle n | D(z) e^{\lambda a^+} S(r) | 0 \rangle, \quad (10)$$

则

$$C_n = A \frac{\partial^m}{\partial \lambda^m} \chi(\lambda) \Big|_{\lambda=0}. \quad (11)$$

利用 Baker-Hausdorff 公式, 将  $D(z)$  化成反正规乘积  $D(z) = e^{\frac{|z|^2}{2}} e^{-z^* a} e^{za^+}$ , 代入 (10) 式, 并利用相干态  $|\alpha\rangle$  的超完备性  $\int \frac{d^2 \alpha}{\pi} |\alpha\rangle \langle \alpha| = 1$ , 及  $n! = 0! \frac{a^n}{\sqrt{n!}}$ , 得到

$$\begin{aligned} \chi(\lambda) &= \frac{e^{\frac{|z|^2}{2}}}{\sqrt{n!} \cosh r} \langle 0 | a^n e^{-z^* a} e^{(\lambda+z)a^+ - \frac{1}{2}a^{+2} \tanh r} | 0 \rangle \\ &= \frac{e^{\frac{|z|^2}{2}}}{\sqrt{n!} \cosh r} \frac{\partial^n}{\partial \sigma^n} \langle 0 | e^{\sigma a} \\ & \cdot e^{-z^* a} e^{(\lambda+z)a^+ - \frac{1}{2}a^{+2} \tanh r} | 0 \rangle_{\sigma=0} \\ &= \frac{e^{\frac{|z|^2}{2}}}{\sqrt{n!} \cosh r} \frac{\partial^n}{\partial \sigma^n} \langle 0 | e^{(\sigma-z^*)a} \int \frac{d^2 \alpha}{\pi} |\alpha\rangle \\ & \cdot \langle \alpha | e^{(\lambda+z)a^+ - \frac{1}{2}a^{+2} \tanh r} | 0 \rangle_{\sigma=0} \\ &= \frac{e^{\frac{|z|^2}{2}}}{\sqrt{n!} \cosh r} \frac{\partial^n}{\partial \sigma^n} e^{(\lambda+z)\chi(\sigma-z^*) - \frac{1}{2}(\sigma-z^*)^2 \tanh r} \Big|_{\sigma=0} \\ &= \frac{1}{\sqrt{n!} \cosh r} e^{-\frac{|z|^2}{2} - z^* \lambda - \frac{1}{2}z^{*2} \tanh r} \left(\frac{\tanh r}{2}\right)^{\frac{n}{2}} \\ & \cdot \frac{\partial^n}{\partial y^n} e^{-y^2 + \sqrt{\frac{2}{\tanh r}}(\lambda+z+z^* \tanh r)} \Big|_{y=0}, \\ & y = \sqrt{\frac{\tanh r}{2}} \sigma, \end{aligned} \quad (12)$$

利用  $n$  阶 Hermite 多项式  $H_n(x)$  的定义,

$\frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2 + 2xt} \Big|_{x=0} = H_n(t)$ , 我们有

$$\begin{aligned} \chi(\lambda) &= \frac{1}{\sqrt{n!} \cosh r} e^{-\frac{|z|^2}{2} - z^* \lambda - \frac{1}{2}z^{*2} \tanh r} \left(\frac{\tanh r}{2}\right)^{\frac{n}{2}} \\ & \cdot H_n\left(\frac{\lambda + z + z^* \tanh r}{\sqrt{2 \tanh r}}\right). \end{aligned} \quad (13)$$

将 (13) 式代入 (11) 式, 根据公式  $\frac{d}{dz} H_n(z) = 2nH_{n-1}(z)$ , 得展开系数

$$\begin{aligned} C_n &= \frac{A}{\sqrt{n!} \cosh r} e^{-\frac{|z|^2}{2} - \frac{1}{2}z^{*2} \tanh r} \left(\frac{\tanh r}{2}\right)^{\frac{n}{2}} \frac{\partial^m}{\partial \lambda^m} \\ & \cdot \left[ e^{-\lambda z^*} H_n\left(\frac{\lambda + z + z^* \tanh r}{\sqrt{2 \tanh r}}\right) \right]_{\lambda=0} \\ &= \frac{A}{\sqrt{n!} \cosh r} e^{-\frac{|z|^2}{2} - \frac{1}{2}z^{*2} \tanh r} \end{aligned}$$

$$\cdot \sum_{k=0}^{\min(m,n)} \frac{m!n!}{k!(m-k)!(n-k)!} (-z^*)^{m-k} \cdot \left(\frac{\tanh r}{2}\right)^{\frac{n-k}{2}} H_{n-k}\left(\frac{z+z^*\tanh r}{\sqrt{2\tanh r}}\right). \quad (14)$$

由此可得光子数分布函数

$$P(n) = |C_n|^2 = \frac{A^2}{n! \cosh r} e^{-|z|^2 - \frac{1}{2}(z^2 + z^{*2}) \tanh r} \cdot \left| \sum_{k=0}^{\min(m,n)} \frac{m!n!}{k!(n-k)!(m-k)!} (-z^*)^{m-k} \cdot \left(\frac{\tanh r}{2}\right)^{\frac{n-k}{2}} H_{n-k}\left(\frac{z+z^*\tanh r}{\sqrt{2\tanh r}}\right) \right|^2. \quad (15)$$

我们知道,压缩真空态(双光子态)的光子数分布是随光子数  $n$  呈现振荡的,奇光子数分布概率为 0. 相比而言,激发压缩真空态光子数分布的振荡发生在  $n$  更大的范围,光子数小于  $m$  的分布概率为 0,而且奇偶光子数的分布依赖于激发数  $m$ :若  $m$  为偶,则奇光子数分布概率为 0;若  $m$  为奇,则偶光子数分布概率为 0. 光子数分布出现振荡的物理原因被解释为相空间中的量子干涉效应<sup>[16]</sup>. 图 1 为平移激发压缩真空态的光子数分布情况. 对照于压缩真空态的光子数分布,可见随  $|z|$  的增加,  $P(n)$  振荡的幅度增加;  $m$  越大,对应的出现振荡的光子数范围也越大. 所以大的  $|z|$  和  $m$  都将导致更强烈的光子数振荡.

#### 4 光子数起伏和二阶相干度

光子数算符  $N$  的前二阶矩的平均值分别为

$$N = A^2 \langle 0 | S^+(r) a^m D^+(z) \cdot a^+ a D(z) a^+ S(r) | 0 \rangle \\ = (m+1) \langle \cosh r \rangle \frac{P_{m+1}(\cosh r)}{P_m(\cosh r)} + |z|^2 - 1, \quad (16)$$

$$N^2 = |z|^4 - 3|z|^2 + 1 + (4|z|^2 - 3) \cdot (m+1) \langle \cosh r \rangle \frac{P_{m+1}(\cosh r)}{P_m(\cosh r)} \\ + (m+1) \langle m+2 \rangle \langle \cosh r \rangle \frac{P_{m+2}(\cosh r)}{P_m(\cosh r)}, \quad (17)$$

由(16)和(17)式可得到光子数起伏

$$(\Delta N)^2 = N^2 - N^2 \quad (18)$$

及二阶相干度因子

$$g^{(2)}(0) = \frac{N^2 - N}{N^2}. \quad (19)$$

如前所述,由于平移激发压缩真空态的光子数分布的强烈的振荡性质,可以预期它具有比激发压缩真空态更大的平均光子数和光子数起伏.

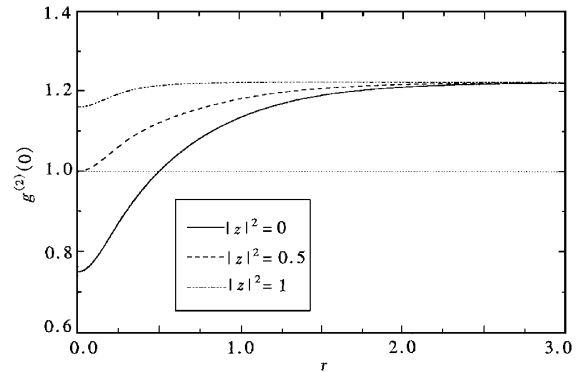


图 2 平移激发压缩真空态的二阶相干度对压缩参量  $r$  的依赖关系 ( $m=4$ )

压缩真空态的  $g^{(2)}(0) = 3 + \frac{1}{N} > 1$ , 光子总是聚束的<sup>[5]</sup>. 图 2 为平移激发压缩真空态的  $g^{(2)}(0)$  随压缩参量  $r$  的变化情况. 在  $r$  较小时  $g^{(2)}(0)$  随  $r$  的变化呈单调上升, 若  $|z|^2$  也较小 ( $|z|^2 < 0.5$ ), 则  $r$  在一定范围内可以使  $g^{(2)}(0) < 1$ , 表明光子具有反聚束效应, 这是因为压缩、平移参量都较小时, 在  $|z|, m, r$  中 Fock 态  $|m\rangle$  的分布概率远大于其他 Fock 态的分布概率, 而我们知道  $|m\rangle$  的  $g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{m} < 1$ . 此后随  $r$  的增加,  $g^{(2)}(0)$  趋向于一个极限值, 而且该极限与  $|z|^2$  无关. 这个极限可以如下求得:

当  $r \rightarrow \infty$  时,  $\tanh r \rightarrow 1$ ,  $\cosh r \rightarrow \infty$ , 由于<sup>[17]</sup>

$$P_m(\cosh r) \rightarrow (\cosh r)^m \frac{(2m-1)!!}{m!}, \quad (20)$$

所以

$$N \approx (2m+1) \langle \cosh^2 r \rangle + |z|^2 - 1, \quad (21)$$

$$N^2 \approx (2m+1) \langle 2m+3 \rangle \langle \cosh^4 r \rangle \\ + (2m+1) \langle 4|z|^2 - 3 \rangle \langle \cosh^2 r \rangle \quad (22)$$

当  $m, |z|^2$  有限时,

$$g^{(2)}(0) = \frac{N^2 - N}{N^2} \\ \approx \frac{(2m+1) \langle 2m+3 \rangle \langle \cosh^4 r \rangle + (2m+1) \langle 4|z|^2 - 3 \rangle \langle \cosh^2 r \rangle}{(2m+1)^2 \langle \cosh^4 r \rangle} \\ \rightarrow \frac{2m+3}{2m+1} = 1 + \frac{2}{2m+1}, \quad (23)$$

即极限值为  $1 + \frac{2}{2m+1}$ , 与  $|z|^2$  无关.

图 3 表明  $g^{(2)}(0)$  随平移参量  $|z|^2$  的变化情况

与前述有所不同, 具有一个极大值, 当  $m, r$  有限,  $|z|^2 \rightarrow \infty$  时,  $g^{(2)}(0)$  的极限为 1.

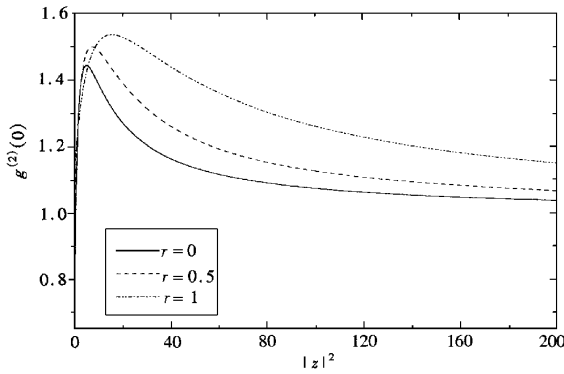


图 3 平移激发压缩真空态的二阶相干度对平移参量  $|z|^2$  的依赖关系 ( $m=4$ )

### 5 准概率分布函数

自从 Wigner<sup>[18]</sup>和 Cahill 与 Glauber<sup>[19]</sup>提出准概率分布函数以来, 它们对量子态的统计描述就起着十分重要的作用. 对纯量子态,  $P$  函数是高度奇异的.  $Q$  函数和  $W$  (Wigner) 函数都是良函数, 它们与量子态之间有一一对应的关系, 可以完全确定量子态.  $Q$  函数是正定函数, 而  $W$  函数不是恒正的, 若有负值区域出现, 则对应的态必为非经典态. 由于  $|z, m, r$  为非经典态, 故其  $P$  函数不存在. 下面计算  $|z, m, r$  的  $Q$  函数和  $W$  函数.

利用与前面求  $C_n$  一样的方法, 引入产生函数, 可以求得  $|z, m, r$  与相干态  $|\alpha$  的内积,

$$\begin{aligned} \langle \alpha | z, m, r \rangle &= \frac{A}{\sqrt{\cosh r}} (\alpha^* - z^*)^m \\ &\cdot \exp \left[ -\frac{1}{2} |\alpha - z|^2 + \frac{1}{2} (\alpha^* z - \alpha z^*) \right. \\ &\left. - \frac{1}{2} (\alpha^* - z^*)^2 \tanh r \right], \end{aligned} \quad (24)$$

$Q$  函数被定义为<sup>[19]</sup>

$$Q(\alpha, \alpha^*) = \langle \alpha | \rho | \alpha \rangle, \quad (25)$$

其中  $\rho$  为密度矩阵. 将  $\rho = |z, m, r\rangle \langle z, m, r|$  以及 (24) 式代入 (25) 式可得

$$\begin{aligned} Q(\alpha, \alpha^*) &= \frac{A^2}{\cosh r} |\alpha - z|^{2m} \exp \left\{ -|\alpha - z|^2 \right. \\ &\left. - \frac{1}{2} [(\alpha - z)^2 + (\alpha^* - z^*)^2] \tanh r \right\}. \end{aligned} \quad (26)$$

由 (6) 和 (7) 式易知  $Q(\alpha, \alpha^*)$  满足归一化条件

$$\int \frac{d^2\alpha}{\pi} Q(\alpha, \alpha^*) = 1. \quad (27)$$

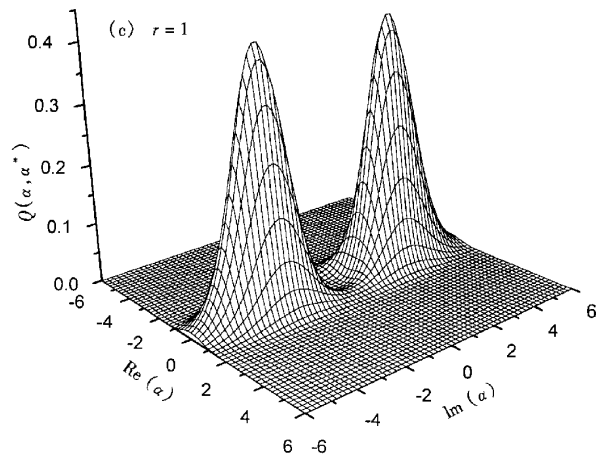
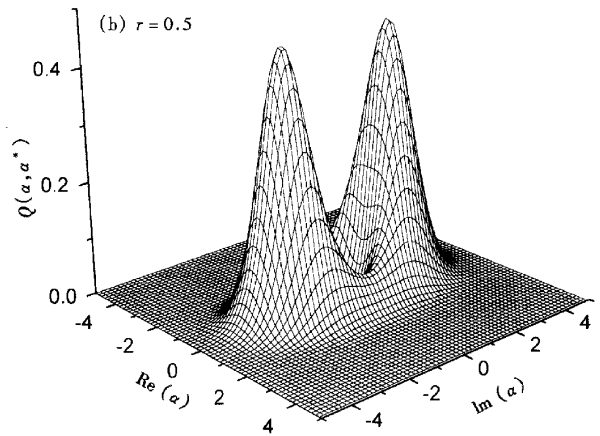
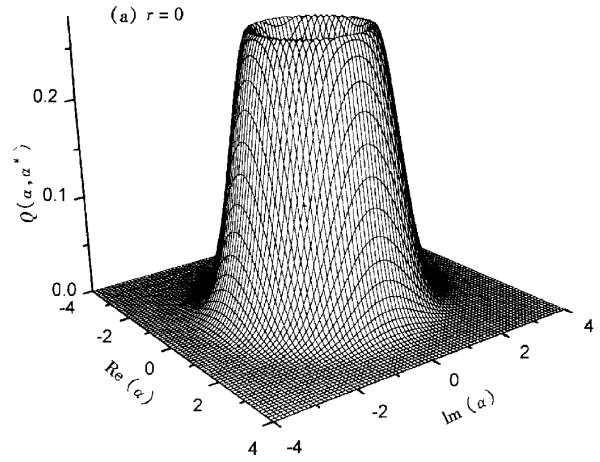


图 4 平移激发压缩真空态的  $Q(\alpha, \alpha^*)$  函数 ( $z=0, m=2$ )

图 4 给出  $Q(\alpha, \alpha^*)$  随各参数的变化情况. (26) 式表明  $z$  作为平移参量, 相对激发压缩真空态而言, 只是将  $Q$  函数的中心由  $(0, 0)$  移至  $(\text{Re}(z), \text{Im}(z))$ , 而对其他的性质不发生影响. 所以不失一般性, 我们以  $z=0$  为例来讨论. 对于取定的  $m$ , 随着  $r$  由 0 增大,  $Q(\alpha, \alpha^*)$  的形状由 Fock 态  $|m\rangle$  的“圆筒”状逐渐变扁成椭圆状, 并伴随有两个峰的出

现,这是由(26)式中指数部分的第二项所引起的.随着  $r$  的进一步增大,两峰逐渐远离,最后成为两个等高的分立的峰.而对较大的  $m$ ,只是使 Fock 态  $|m\rangle$  的“圆筒”的半径增大.在  $Q(\alpha, \alpha^*)$  函数的等高线上可以明显地看出场的正交分量  $X_1 = \frac{a+a^\dagger}{\sqrt{2}}$  被压缩.在三个参数  $z, m, r$  中,  $z$  决定  $Q$  函数峰的中心位置,  $m$  决定峰的大小,  $r$  决定峰的形状.

Wigner 函数可以利用 Wigner 算符求得<sup>[12,18]</sup>:

$$W(q, p) = \langle z, m, r | \Delta(q, p) | z, m, r \rangle \quad (28)$$

其中  $\Delta(q, p)$  为 Wigner 算符,

$$\Delta(q, p) \equiv \Delta(\alpha, \alpha^*) = \frac{1}{\pi} e^{2\alpha a^\dagger} (-1)^{a^\dagger} e^{2\alpha^* a} e^{-2|z|^2}, \quad (29)$$

这里  $\alpha = \frac{q+ip}{\sqrt{2}}$ . 将(3)(5)(29)式代入(28)式,经过一定的计算,可以得到

$$W(q, p) = \frac{e^{-p^2\mu^2 - q^2/\mu^2}}{\pi (\cosh r)^m P_m(\cosh r)} \left( \frac{\mu^2+1}{8} \right)^m \cdot \sum_{k=0}^m \frac{1}{k! (m-k)!} \left( \frac{1}{\mu^2} \right)^k H_{2k} \left( q' \sqrt{\frac{1}{\mu^2}+1} \right) \cdot H_{2m-2k} \left( p' \sqrt{\mu^2+1} \right), \quad (30)$$

其中  $\mu = e^r, q' = q - \sqrt{2} \operatorname{Re}(z), p' = p - \sqrt{2} \operatorname{Im}(z)$ .

同  $Q(\alpha, \alpha^*)$  类似,由于  $W(q, p)$  也具有平移不变性,我们不妨也取定  $z=0$ . 图 5 表明,对于给定的  $m$ ,随  $r$  从 0 增大,  $W(q, p)$  的图形由 Fock 态  $|m\rangle$  特征性的圆环逐步压缩变扁,最后几乎呈线性,但始终具有负值区域,表明了  $|z, m, r\rangle$  的非经典特性.

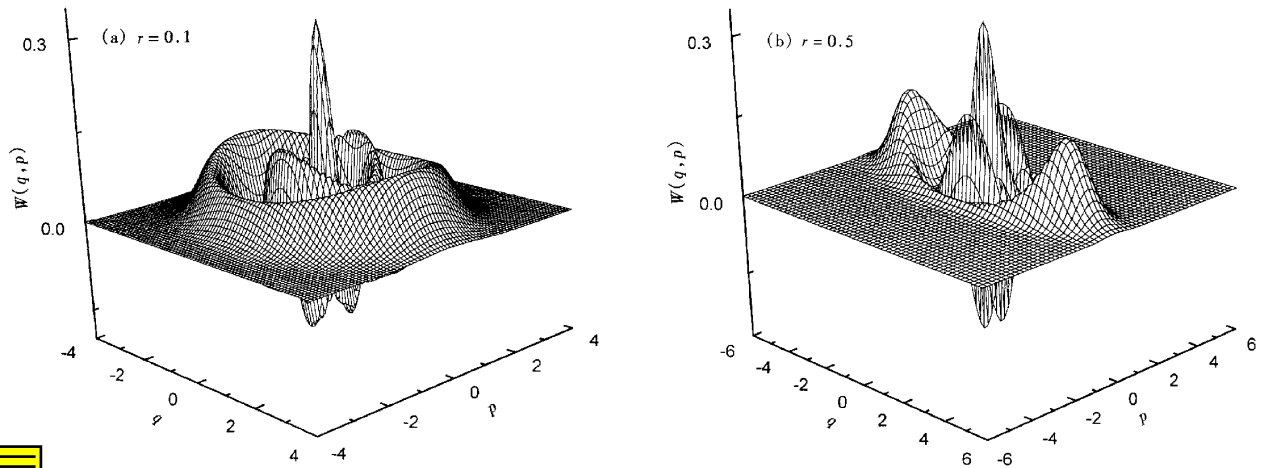


图 5 平移激发压缩真空态的  $W(q, p)$  函数 ( $z=0, m=4$ )

- [1] R. E. Slusher *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985) 2049.
- [2] R. M. Shelby *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 691.
- [3] L. A. Wu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 2520.
- [4] R. E. Slusher *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 2566.
- [5] R. Loudon, P. L. Knight, *J. Mod. Opt.*, **34** (1987) 709.
- [6] D. F. Walls, *Nature*, **302** (1983) 141.
- [7] B. L. Schumaker, *Phys. Rep.*, **135** (1986) 317.
- [8] G. S. Agarwal, K. Tara, *Phys. Rev.*, **A43** (1991) 492.
- [9] Z. X. Zhang, H. Y. Fan, *Phys. Lett.*, **A165** (1992) 14.
- [10] J. R. Klauder, B. S. Skagerstam, *Coherent States* (World Scientific, Singapore, 1985).
- [11] K. E. Glauber, *Phys. Rev.*, **131** (1963) 2766.
- [12] 范洪义, 量子力学表象与变换论 (上海科学技术出版社, 上海, 1997)
- [13] H. Y. Fan, H. R. Zaidi, J. R. Klauder, *Phys. Rev.*, **D35** (1987) 1831.
- [14] H. Y. Fan, T. N. Ruan, *Sci. Sin.*, **A27** (1984) 392.
- [15] H. Y. Fan, Z. X. Zhang, *Commun. Theor. Phys.*, **25** (1996) 509.
- [16] W. Schleich, J. A. Wheeler, *Nature*, **326** (1987) 574.
- [17] A. Erdelyi, ed. *Higher transcendental functions*, Vols. I, II (McGraw-Hill, New York, 1953).
- [18] E. Wigner, *Phys. Rev.*, **40** (1932) 749; *Z. Phys. Chem.*, **B19** (1932) 203.
- [19] K. E. Cahill, R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, **177** (1969) 1857; *Phys. Rev.*, **177** (1969) 1882.

# DISPLACED EXCITED SQUEEZED VACUUM STATES AND THEIR PROPERTIES

SUN ZHI-HU FAN HONG-YI

(*Department of Material Science and Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230026*)

(Received 18 January 1999; revised manuscript received 5 April 1999)

## ABSTRACT

We introduce the states  $D(z)a^{\dagger m}S(r)|0\rangle$  and examine their properties. Such states are checked to be complete vectors via the IWOP (Integration Within an Ordered Product of operators) technique. We find larger-scale macroscopic oscillations of photon distribution after the squeezed vacuum states being excited and displaced. On contrary to the bunching photons of the squeezed vacuum states, as the displacing parameter  $|z|$  and the excitation number  $m$  are both small, photons coherence can exhibit antibunching effect. The quasi-probability distribution functions (Husimi  $Q(\alpha, \alpha^*)$  function and Wigner  $W(q, p)$  function) are derived and their dependences on the three parameters  $(z, m, r)$  are discussed. The Wigner function obviously displays their nonclassical feature.

**PACC** : 4250