

# 多光子非线性过程中的振幅平方压缩

詹佑邦

(淮阴师范专科学校物理系, 淮阴 223001)

## 提 要

本文研究了多光子非线性光学过程中的振幅平方压缩, 证明了  $K$  光子么正算符  $S_K(\varrho)$  ( $K > 2$ ) 对非真空相干态的作用在一级近似下会产生振幅平方压缩, 以及  $S_K(\varrho)$  ( $K > 2, K \neq 4$ ) 对真空态的作用不会产生振幅平方压缩。发现 4 个光子么正算符  $S_4(\varrho)$  对真空态的作用可以产生振幅平方压缩, 这表明振幅平方压缩是一种独立于二阶压缩、反聚束以及亚泊松统计分布的新的光场非经典效应。

关键词:  $K$  光子么正算符, 相干态、真空态, 振幅平方压缩。

## 一、引 言

压缩光场的独特性质和应用前景激起了人们极大的兴趣, 目前已成为量子光学中最为活跃的研究领域之一<sup>[1~3]</sup>。在理论上, 近年来人们开始关注高阶非线性过程产生压缩效应的可能性。Hillery 等人<sup>[4]</sup>严格证明了  $K$  光子么正算符 ( $K > 2$ ) 对真空态  $|0\rangle$  的作用不会产生二阶压缩。郭光灿等人<sup>[5]</sup>证明了  $K$  光子算符 ( $K > 2$ ) 作用在  $|0\rangle$  上产生的态肯定是非经典光场态, 但又不具有人们已经了解的二阶压缩、反聚束以及亚泊松分布等三种非经典效应, 他们推测非经典光场还具有其它尚未揭示出来的非经典特性。

最近, Hillery<sup>[6]</sup>推广了光场压缩的概念, 提出了光场的振幅平方压缩, 并证明了这种压缩也是一种非经典效应。人们已分别研究了一些能产生振幅平方压缩的非线性光学系统, 如二次谐波产生<sup>[7]</sup>, 双光子非谐振子<sup>[7]</sup>, 单光子 J-C 模型<sup>[8]</sup> 以及多光子 J-C 模型<sup>[9]</sup> 等, 揭示了这类压缩光场的量子特征。本文研究多光子非线性光学过程中的振幅平方压缩, 证明了  $K$  光子么正算符 ( $K > 2$ ) 对任何非真空相干态的作用在一级近似下均可有振幅平方压缩存在, 尤其是 4 个光子么正演化算符对真空态的作用能够产生振幅平方压缩, 这一结果显示了振幅平方压缩正是文献[5]所预言的一种新的非经典效应。

## 二、压缩的定义

引入光场复振幅算符的两个正交分量

$$x_1 = (a + a^\dagger)/2, \quad x_2 = (a - a^\dagger)/2i, \quad (1)$$

其中  $a$  和  $a^\dagger$  分别是光子湮灭和产生算符。如果场的某一正交分量的均方差小于  $1/4$ , 即

$$\langle \Delta x_1^2 \rangle < 1/4 \quad \text{或} \quad \langle \Delta x_2^2 \rangle < 1/4. \quad (2)$$

则称这个场具有二阶压缩。

由(1)式, 光场振幅  $E$  和场振幅的平方可写为

$$E = x_1 + ix_2, \quad E^2 = y_1 + iy_2, \quad (3)$$

其中  $y_1$  和  $y_2$  分别对应场振幅平方的实部和虚部, 定义为

$$y_1 = (a^2 + a^{+2})/2, \quad y_2 = (a^2 - a^{+2})/2i. \quad (4)$$

容易证明  $y_1$  和  $y_2$  满足的对易关系和测不准关系分别为

$$[y_1, y_2] = i(2N + 1), \quad \Delta y_1 \Delta y_2 \geq \langle N + (1/2) \rangle, \quad (5)$$

式中  $N = a^+a$  是粒子数算符。如果  $y_1$  或  $y_2$  的起伏满足

$$\langle \Delta y_1^2 \rangle < \langle N + (1/2) \rangle \quad \text{或} \quad \langle \Delta y_2^2 \rangle < \langle N + (1/2) \rangle, \quad (6)$$

则称该光场存在振幅平方压缩。Hillery<sup>[6]</sup> 已经证明, 满足(6)式的光场的  $P$  表示是非正定的, 即在(6)式意义下的光场态是非经典态。

### 三、 $K$ 光子非线性过程中的振幅平方压缩

单模光场的压缩态通常由平移算符  $D(\alpha)$  与压缩算符  $S(z)$  作用于真空态  $|0\rangle$  而构成

$$\left. \begin{aligned} |\alpha, z\rangle &= D(\alpha)S(z)|0\rangle, \\ D(\alpha) &= \exp(\alpha a^+ - \alpha^* a), \quad S(z) = \exp[(za^{+2} - z^* a^2)/2], \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

式中  $z = re^{i\theta}$  为压缩参量,  $r$  为大于零的实数,  $\theta$  为压缩角。在形式上, 与  $K$  个光子非线性过程相应的么正演化算符  $S_K(z)$  可定义为<sup>[5]</sup>

$$S_K(z) = \exp[z_K(a^+)^K - z_K^* a^K], \quad (8)$$

式中  $z_K = (z/K!)$ 。显然, 当  $K=1$  (即单光子过程) 时,  $S_K(z)$  即为平移算符  $D(\alpha)$  令  $(z=\alpha)$ ; 当  $K=2$  (即双光子过程) 时,  $S_K(z)$  则为压缩算符  $S(z)$ 。已经知道, 算符  $S_K(z)$  ( $K>2$ ) 对任何非真空相干态的作用在一级近似下均可有二阶压缩效应<sup>[5]</sup>, 而  $S_K(z)$  ( $K>2$ ) 对真空态的作用, 则不会产生二阶压缩<sup>[4]</sup>。

现在研究  $K$  光子么正算符  $S_K(z)$  ( $K>2$ ) 对相干态  $|\alpha\rangle$  的作用所产生的振幅平方压缩, 本文的讨论仅限于取  $|z|$  为小参量的情况。

由(4)式可得

$$\langle \Delta y_1^2 \rangle = (1/4) [\langle a^4 + a^{+4} + 2a^{+2}a^2 \rangle - \langle a^2 + a^{+2} \rangle^2] + \langle a^+a + (1/2) \rangle, \quad (9)$$

显然振幅平方压缩的条件(6)式可改写为

$$\langle : \Delta y_1^2 : \rangle = (1/4) [\langle a^4 + a^{+4} + 2a^{+2}a^2 \rangle - \langle a^2 + a^{+2} \rangle^2] < 0. \quad (10)$$

定义

$$|z, \alpha\rangle_R = S_K(z)|\alpha\rangle = \exp[z_K(a^+)^K - z_K^* a^K] |\alpha\rangle, \quad (11)$$

取  $|z|$  的一级近似, (11)式成为

$$|z, \alpha\rangle_K \simeq [1 + z_K(a^+)^K - z_K^* a^K] |\alpha\rangle. \quad (12)$$

由(12)式, 可求得在  $|z|$  的一级近似下态  $|z, \alpha\rangle_{K>2}$  的有关平均值, 并将其代入(10)式经计算后得

$$\langle : \Delta y_1^2 : \rangle = \begin{cases} 2r|\alpha| [|\alpha|^2 + 1] \cos(\theta_\alpha + \theta_s), & (K=3) \\ \frac{r}{2} |\alpha|^{K-4} \left[ \frac{4|\alpha|^4}{(K-2)!} + \frac{4|\alpha|^2}{(K-3)!} + \frac{1}{(K-4)!} \right] \cos[(K-4)\theta_\alpha - \theta_s], & (K \geq 4) \end{cases} \quad (13)$$

其中已设  $z = r e^{i\theta_s}$  ( $r > 0$ ),  $\alpha = |\alpha| e^{i\theta_\alpha}$ 。若令  $G_1$  表示与  $y_1$  有  $\varphi$  位相差的场振幅平方的算符, 即

$$G_1 = R^+(\varphi) y_1 R(\varphi), \quad (14)$$

式中  $R(\varphi)$  为旋转算符, 则有

$$\langle : \Delta G_1^2 : \rangle = \begin{cases} 2r|\alpha| [|\alpha|^2 + 1] \cos(\theta_\alpha + \theta_s + 2\varphi), & K=3 \\ \frac{r}{2} |\alpha|^{K-4} \left[ \frac{4|\alpha|^4}{(K-2)!} + \frac{4|\alpha|^2}{(K-3)!} + \frac{1}{(K-4)!} \right] \cos[(K-4)\theta_\alpha - \theta_s + 2\varphi], & (K \geq 4) \end{cases} \quad (15)$$

由(15)式可见, 对于任何非真空相干态  $|\alpha\rangle$ , 适当调整  $\varphi$  值, 总可以使  $\cos[(K-4)\theta_\alpha - \theta_s + 2\varphi] < 0$ , 从而有

$$\langle : \Delta G_1^2 : \rangle < 0. \quad (16)$$

这表明,  $K$  光子么正算符  $S_K(z)$  ( $K > 2$ ) 对任何非真空相干态的作用在一级近似下均可有振幅平方压缩存在。

由(13)式容易看出, 对于  $K=3$  和  $K > 4$ , 若令  $|\alpha| = 0$ , 则有

$$\langle : \Delta y_1^2 : \rangle = 0, \quad (17)$$

即多光子么正算符  $S_K(z)$  ( $K=3$  和  $K > 4$ ) 对真空态  $|0\rangle$  的作用不会产生振幅平方压缩。必须指出, 这一结论对于  $K=4$  的情况不适用, 因为当  $K=4$  时, (13)式中出现零的零次方项, 所以 4 个光子么正算符  $S_K(z)$  对真空态  $|0\rangle$  的作用有必要另作讨论。定义

$$|z, 0\rangle_{K=4} = S_4(z) |0\rangle = \exp[z_4(a^+)^4 - z_4^* a^4] |0\rangle, \quad (18)$$

式中  $z_4 = z/4!$ ,  $z = r e^{i\theta_s}$  ( $r > 0$ )。取  $|z|$  的一级近似, 计算态

$$|z, 0\rangle_{K=4} \simeq [1 + z_4(a^+)^4 - z_4^* a^4] |0\rangle, \quad (19)$$

的有关平均值

$$\langle a^{\pm} \rangle = \langle a^{\pm 2} \rangle = 0, \quad \langle a^4 \rangle = z, \quad \langle a^{+4} \rangle = z^*, \quad \langle a^{+3} a^+ \rangle = |z|^2/2, \quad (20)$$

代入(10)式, 有

$$\langle : \Delta y_1^2 : \rangle = (r/4)(2 \cos \theta_s + r). \quad (21)$$

由(21)式可见, 在  $r$  为小参量的情况下, 对于适当的  $\theta_s$  值, 总可以有

$$\langle : \Delta y_1^2 : \rangle < 0, \quad (22)$$

即 4 个光子么正算符  $S_4(z)$  对真空态  $|0\rangle$  的作用会产生振幅平方压缩。

## 四、结 论

(1)  $K$  光子么正算符  $S_K(z)$  ( $K > 2$ ) 对非真空相干态的作用在一级近似下均可有振幅平方压缩存在。据此亦可以推断,  $S_K(z)$  ( $K > 2$ ) 对相干态  $|\alpha\rangle$  ( $\alpha \neq 0$ ) 的作用会产生振幅平方压缩。

(2)  $K$  光子么正算符  $S_K(z)$  ( $K > 2, K \neq 4$ ) 对真空态的作用不会产生振幅平方压缩。必须注意的是,  $K = 4$  是一个例外, 即 4 个光子么正算符  $S_4(z)$  对真空态的作用可以产生振幅平方压缩。

(3) 已经知道, 态  $|z, 0\rangle_{K>2}$  肯定是非经典光场, 但又不具有已有的三种非经典效应<sup>[5]</sup>, 因此, 光场态  $|z, 0\rangle_{K=4}$  存在振幅平方压缩这一研究结果表明, 光场的振幅平方压缩正是文献 [5] 所预言的一种“尚未揭示的其它非经典特性”, 即是一种独立于二阶压缩, 反聚束以及亚泊松统计分布的新的非经典效应, 有关这种压缩的更深刻的物理含意尚有待于进一步研究。

### 参 考 文 献

- [1] D. F. Walls; *Nature*; 1983, **306**, No. 5939 (Nov), 141~146.
- [2] J. N. Hollenhorst; *Phys. Rev. (D)*, 1979, **19**, No. 6 (Mar), 1669~1679.
- [3] R. E. Slusher *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **55**, No. 22 (Nov), 2409~2412.
- [4] M. Hillery *et al.*; *Phys. Lett. (A)*, 1984, **103A**, No. 5 (Jul), 259~261.
- [5] 郭光灿, 伍昌鸿;《物理学报》, 1987, **36**, No. 6 (Jun), 698~704.
- [6] M. Hillery; *Opt. Comm.*, 1987, **62**, No. 2 (Apr), 135~138.
- [7] C. C. Gerry, E. R. Vrscaj; *Phys. Rev. (A)*, 1988, **37A**, No. 5 (Mar), 1779~1781.
- [8] X. Yang, X. Zheng; *J. Phys. (B)*, 1989, **22**, 693~696.
- [9] X. Yang, X. Zheng; *Phys. Lett. (A)*, 1989, **138A**, No. 8 (July), 409~411.

## Amplitude-squared squeezing in multiphoton nonlinear processes

ZHAN YOUBANG

(Department of Physics, Huaiyin Normal College, Huaiyin 223001)

(Received 11 January 1991; revised 9 April 1991)

### Abstract

In this paper the amplitude-squared squeezing in the multiphoton nonlinear optical processes is studied. It is examined that amplitude-squared squeezing can be created in the first order approximation by  $k$ -photon unitary operators  $S_K(z)$  ( $K > 2$ ) acting on the coherent state  $|\alpha\rangle$  ( $|\alpha| \neq 0$ ) and one can not be created by  $S_K(z)$  ( $K > 2, K \neq 4$ ) acting on the vacuum state. It is found that amplitude-squared squeezing can be created by 4-photon unitary operator  $S_4(z)$  acting on the vacuum state and this shows that the amplitude-squared squeezing is a new nonclassical effect of light field which is independent of the second order squeezing, antibunching and sub-Poisson statistics.

**Key words:**  $K$ -photon unitary operator, coherent state, vacuum state, amplitude-squared squeezing.