第 58 卷 第 3 期 2009 年 3 月
1000-3290/2009/58(03)/1679-06
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol.58, No.3, March, 2009

三模高斯态光场非局域性的增强*

周本元[1)2)] 黄 晖[1)] 李高翔[1)†]
1)(华中师范大学物理科学与技术学院,武汉 430079)
2)(空军雷达学院物理教研室,武汉 430019)
(2007 年 12 月 14 日收到;2008 年 8 月 7 日收到修改稿)

提出了增强三模高斯态光场非局域性的方案. 结果表明:通过一个 IPS(inconlusive photon subtraction)过程的非高斯操作,可以将三模高斯态退变为非高斯态,利用 Bell 不等式检测发现对于较弱的输入高斯态非局域性能够得到加强.

关键词:非局域性, 三模高斯态
PACC:4250, 0365

1. 引 言

非局域性是量子力学最显著的特性之一. 自从 Einstein-Podolsky-Rosen 1935 年提出 EPR 佯谬[1] 以来,量子非局域性的研究已经成为人们十分关注的课题之一,因为它在量子信息论[2] 中扮演了十分重要的角色,例如,在量子态的远程传输[3]、量子编码[4] 和量子计算机[5] 等方面都有着重要的应用. 1964 年 Bell[6] 利用局域隐变量理论提出了著名的 Bell 不等式,它能够用来对量子非局域性进行定量的检测,如果系统违背 Bell 不等式,则表明系统具有量子非局域性. 近年来,有关量子非局域性的刻画和测量受到理论和实验的广泛关注. 1988 年,Grangier 等[7] 证明,通过对 EPR 态进行强度关联的测量,双光子的相位相干(two-photon phase coherence)可以用来说明 Bell 不等式的违背. Gisin 和 Peres[8] 发现在分立的 N 维纠缠态中,几对可观测量之间的关联违背了 Bell 不等式. 1996 年,Banaszek 和 Wodkiewicz[9] 发现,由于光场 Wigner 函数可以表示为位移宇称算符的期望值,同时,光子的探测概率可以与空间的准概率分布函数如 Wigner 函数建立直接的联系,因此,光子数的探测可以用来检测量子态是否存在非局域性[10,11]. Takao Aoki 等[12] 通过三个独立压缩真空态的关联实验制备出具有纠缠的连续变量三重纠缠态,Grangier 等[13] 利用条件相干减光子实验证实:可以提高双模压缩真空态[14] $|\varphi_1\rangle = \exp[r(b_1^+ b_2^+ - \mathrm{h.c.})]|0_{b_1}, 0_{b_2}\rangle$ 的纠缠,因为非局域性和纠缠具有许多相似的特性,所以此方法也可以用来提高高斯纠缠态的非局域性,但是条件相干减光子要求光子检测器必须能够区分不同数目的光子. 为此,Paris 等[15,16] 在此基础上提出了实验上更易可行的非条件 on/off 的减光子测量方案,并且已经证实对于较弱的输入双模压缩真空态进行 IPS 过程的非高斯操作可以得到一个非高斯的混合纠缠态,并且其非局域性得到加强. 因此,如果在腔中置入一非线性晶体,利用准相位匹配抽运光的三个模分别与腔内非线性晶体非简并参量放大作用[17] 产生与之类似的三模压缩真空态[18]

$$|\varphi_2\rangle = \exp[r(b_1^+ b_2^+ + b_1^+ b_3^+ + b_2^+ b_3^+ - \mathrm{h.c.})] \times |0_{b_1}, 0_{b_2}, 0_{b_3}\rangle \quad (1)$$

是否也具有类似的性质呢?

本文将 Paris 利用 IPS 过程对双模压缩真空态进行非条件 on/off 的减光子测量方案推广应用到三模压缩真空态(1),结果发现:通过一个 IPS 过程的非高斯操作,可以将三模高斯态退变为非高斯态,利用 Bell 不等式检测发现对于较弱的输入高斯态非局域性能够得到加强.

2. 三模高斯态光场的非局域性

利用光场的 Wigner 函数和位移宇称期望值以

* 国家自然科学基金(批准号:10674052)资助的课题.
† E-mail:gaox@phy.ccnu.edu.cn

及光子的探测概率之间的关系,可以运用光子数的探测和 Bell 不等式来检测量子态的非局域性. 定义三模平移宇称算符为

$$\hat{\Pi}(\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3) = \otimes_{i=1}^{3} D_i(\alpha_i)(-1)^{b_i^+ b_i}, \tag{2}$$

在这里 $\hat{D}_i(\alpha_i) = \exp(\alpha_i b_i^+ - \alpha_i^* b_i)$ 是单模平移算符,b_i 是第 i 个模的波色湮没算符,利用宇称是双值变量的特性就可以建立 Bell 不等式[19]. 同时因为 Wigner 函数正比于平移宇称算符的量子期望值[20],所以三模高斯态的 Wigner 函数关联式[21]和其局域理论的 Bell 不等式可以分别表示为

$$W(\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3) = \frac{8}{\pi^3}\Pi(\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3),$$

$$\begin{aligned} B = |\, &\Pi(\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3') + \Pi(\alpha_1,\alpha_2',\alpha_3) \\ &+ \Pi(\alpha_1',\alpha_2,\alpha_3) \\ &- \Pi(\alpha_1',\alpha_2',\alpha_3')\,| \leqslant 2, \end{aligned} \tag{3}$$

$\Pi(\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3)$ 是平移宇称算符 $\hat{\Pi}(\alpha_1,\alpha_2,\alpha_3)$ 的量子期望值. 如果选择一组特殊的平移参数 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \mathrm{i}\sqrt{J}$,$\alpha'_1 = \alpha'_2 = \alpha'_3 = -2\mathrm{i}\sqrt{J}$,结合三模压缩真空态(1) Wigner 函数的具体形式

$$\begin{aligned} W_r(X,Y) = \frac{8}{\pi^3}\exp\Big\{2\sum_{i\neq j=1}^{3}(&-Ax_i^2 - Gy_i^2 \\ &+ Bx_ix_j + Hy_iy_j)\Big\}, \end{aligned} \tag{4}$$

其中 $X=(x_1,x_2,x_3)$,$Y=(y_1,y_2,y_3)$,$A(r)=(2\mathrm{e}^{2r}+\mathrm{e}^{-4r})/3$,$B(r)=(\mathrm{e}^{2r}-\mathrm{e}^{-4r})/3$,$G(r)=A(-r)$,$H(r)=B(-r)$,$r$ 是压缩参数,计算 B 式的值就会得到 $B=3\exp(-12J\mathrm{e}^{-2r})-\exp(-24J\mathrm{e}^{4r})$,在 $r\to\infty$ 的情况下,$B_{\max}=3$ 明显大于局域理论的临界值 2 ($B\leqslant 2$),违背了 Bell 不等式,说明此量子态具有非局域性. 下面可以看到利用非条件减光子过程能够使得 $B_{\max}>3$,从而以显示提高了非局域性.

IPS 原理图如图 1 所示,每个 on/off 探测器的 POVM $\{\Pi_0(\eta),\Pi_1(\eta)\}$[15,22—25] 可以利用下面两个算符来描述:

$$\begin{aligned} \Pi_0(\eta) &= \sum_{j=0}^{\infty}(1-\eta)^j |j\rangle\langle j|, \\ \Pi_1(\eta) &= I - \Pi_0(\eta), \end{aligned} \tag{5}$$

其中 η 是量子效率,整体而言,对模 d,e,f 所进行的测量可以利用 POVM 描述为

$$\Pi_{ijk}(\eta) = \Pi_{i,d}(\eta)\otimes\Pi_{j,e}(\eta)\otimes\Pi_{j,f}(\eta) \quad (i,j,k=0,1), \tag{6}$$

但我们研究的是三个探测器同时有响应的情况,此时模 a,b,c 所对应的输出态(IPS 态)为

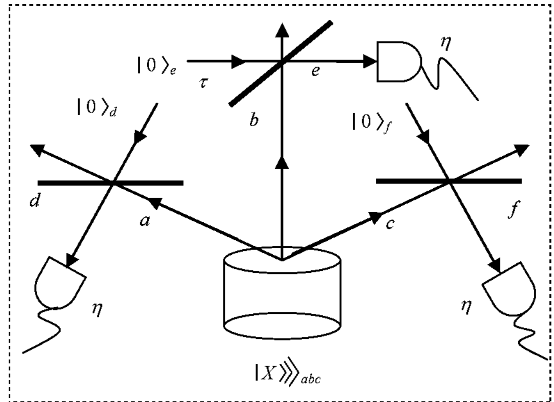

图 1 三模高斯态的三个模 a,b,c 分别和真空态的三个模 d,e,f 在透射率都为 $\pi=\cos^2\theta$ 三个不均衡的分束器处相混合,出来的模 d,e,f 利用量子效率都为 η 的 on/off 光子探测器进行探测

$$\begin{aligned} \varepsilon(R) = \frac{1}{p_{111}(r,\theta,\eta)}\sum_{p,q,r=1}^{\infty} & m_p(\theta,\eta)M_{pq}(\theta) \\ &\times RM_{pq}^{+}(\theta)m_q(\theta,\eta)m_p(\theta,\eta)M_{pr}(\theta) \\ &\times RM_{pr}^{+}(\theta)m_r(\theta,\eta)m_q(\theta,\eta)M_{qr}(\theta) \\ &\times RM_{qr}^{+}(\theta)m_r(\theta,\eta), \end{aligned} \tag{7}$$

其中

$$\begin{aligned} m_p(\theta,\eta) &= \frac{\tan^{2p}\theta[1-(1-\eta)^p]}{p!}, \\ M_{pq}(\theta) &= a^p b^q(\cos\theta)^{a^+a+b^+b}, \\ p_{111}(r,\theta,\eta) &= \mathrm{Tr}_{abc}[\varepsilon(R)], \end{aligned} \tag{8}$$

$p_{111}(r,\theta,\eta)$ 是探测器都有响应的概率.

现在,为了研究输出 IPS 态的非局域性,我们需要求出它的 Wigner 函数,它不再是一个高斯和正定的函数. 由于输入到分束器的输入态的 Wigner 函数为

$$\begin{aligned} &W_r^{(\mathrm{in})}(X,Y,X',Y') \\ &= W_r(X,Y)\frac{8}{\pi^3}\exp\Big\{-2\sum_{i=1}^{3}(x_i'^2+y_i'^2)\Big\}, \end{aligned} \tag{9}$$

等式右边第二项因子表示的是三个真空态模 d,e,f,利用分束器输入—输出关系,容易得到经过分束器后的输出态的 Wigner 函数为

$$\begin{aligned} &W_{r,\theta}^{(\mathrm{at})}(X,Y,X',Y') \\ &= \frac{8}{\pi^3}W_{r,\theta}(X,Y)\exp\Big\{\sum_{i\neq j\neq k=1}^{3}\{-mx_i'^2-ny_i'^2 \\ &+A_0x_i'x_j'+B_0y_i'y_j' \\ &+\sin2\theta[2(1-A)x_ix_i'+2(1-G)y_iy_i' \\ &+B(x_j+x_k)x_i'+H(y_j+y_k)y_i']\}\Big\}, \end{aligned} \tag{10}$$

这里

$$W_{r,\theta}(X,Y)=\frac{8}{\pi^3}\exp\left\{\sum_{i\neq j=1}^{3}(-ax_i^2+bx_ix_j-cy_i^2+dy_iy_j)\right\},$$

$$X=(x_1,x_2,x_3),$$
$$Y=(y_1,y_2,y_3),$$
$$X'=(x'_1,x'_2,x'_3),$$
$$Y'=(y'_1,y'_2,y'_3),$$
$$m=2(A\sin^2\theta+\cos^2\theta),$$
$$A_0=2B\sin^2\theta,$$
$$a=2(A\cos^2\theta+\sin^2\theta),$$
$$b=2B\cos^2\theta,$$
$$n=2(G\sin^2\theta+\cos^2\theta),$$
$$B_0=2H\sin^2\theta,$$
$$c=2(G\cos^2\theta+\sin^2\theta),$$
$$d=2H\cos^2\theta.\tag{11}$$

在对模 d,e,f 进行 on/off 条件探测的过程中，当三个探测器都有响应这个条件具备时，POVM 的三响应因子 $\Pi_{111}(\eta)$的 Wigner 函数可以表示为

$$W_\eta(Z)\equiv W[\Pi_{111}(\eta)](Z)=\frac{1}{\pi^3}\left\{1-\sum_{i\neq j=1}^{3}\left[Q_\eta(z_i)-\frac{1}{2}Q_\eta(z_i)Q_\eta(z_j)\right]-\prod_{i=1}^{3}Q_\eta(z_i)\right\},$$

$$Q_\eta(z_i)=\frac{2}{2-\eta}\exp\left\{-\frac{2\eta}{2-\eta}|z_i|^2\right\},\tag{12}$$

容易得到当三个探测器都有响应时条件输出态的 Wigner 函数为

$$W_{r,\theta,\eta}(X,Y)=f_{r,\theta,\eta}(X,Y)/p_{111}(r,\theta,\eta),$$

这里

$$f_{r,\theta,\eta}(X,Y)=\pi^2\int_{c^3}\mathrm{d}X\mathrm{d}Y\frac{8}{\pi^3}W_{r,\theta}(X,Y)\times\sum_{N=1}^{8}\frac{C_N(\eta)}{\pi^3}\times G_{r,\theta,\eta}^{(N)}(X,Y,X',Y'),$$

$$p_{111}(r,\theta,\eta)=\int_{c^3}\mathrm{d}X'\mathrm{d}Y'f_{r,\theta,\eta}(X,Y),$$

$$G_{r,\theta,\eta}^{(j)}(X,Y,X',Y')=\exp\left\{\sum_{i\neq j\neq k=1}^{3}\{-x'_{iN}x_i'^2+A_0x'_ix'_j-y'_{iN}y_i'^2+B_0y'_iy'_j+\sin2\theta[2(1-A)x_ix'_i+B(x_j+x_k)x'_i+2(1-G)y_2y'_2+H(y_1+y_3)y'_2]\}\right\},\tag{13}$$

式中 $C_N(\eta)$, $x'_{iN}\equiv x'_{iN}(r,\theta,\eta)$, $y'_{iN}\equiv y'_{iN}(r,\theta,\eta)$的具体值见附录.

三模高斯态和真空态在透射系数为 τ 的分束器处混合，然后通过量子效率为 η 的 on/off 探测器进行测量，可以等效于先通过一个等效透射系数为 $\tau_{\mathrm{eff}}\equiv\tau_{\mathrm{eff}}(\theta,\eta)=1-\eta(1-\tau)$，然后通过一个理想的($\eta=1$)探测器，因此，上面所研究的态可以当作 $\eta=1$，τ 用 τ_{eff}来代替的态来研究. 经过这种替换，将(13)式积分最终可得 IPS 态的 Wigner 函数

$$W_{r,\theta,\eta}(X,Y)=W_{r,\theta}(X,Y)\times\sum_{N=1}^{8}8C_N(\eta)\times\sqrt{K_{xN}K_{yN}}\frac{M_{r,\theta,\eta}^{(N)}(X,Y)}{p_{111}(r,\theta,\eta)},\tag{14}$$

这里引入

$$K_{xN}=\frac{1}{\prod_{i=1}^{3}x_{iN}-A_0^2\sum_{i=1}^{3}x_{iN}-2A_0^3},\quad K_{yN}=\frac{1}{\prod_{i=1}^{3}x'_{iN}-B_0^2\sum_{i=1}^{3}x'_{iN}-2B_0^3},$$

$$M_{r,\theta,\eta}^{(N)}(X,Y)=\exp\left\{\sum_{i\neq j\neq k=1}^{3}[f_{iN}x_i^2+(g_{iN}+b)x_jx_k+f'_{iN}y_i^2+(g'_{iN}+d)y_jy_k]\right\},$$

$$p_{111}(X,Y)=64\sum_{N=1}^{8}C_N(\eta)\sqrt{K_{xN}K_{yN}}\times\frac{1}{\sqrt{\left[\prod_{i=1}^{3}(a-f_{iN})-2\prod_{i=1}^{3}(g_{iN}+b)-\sum_{i=1}^{3}(a-f_{iN})(g_{iN}+b)^2\right]\left[\prod_{i=1}^{3}(c-f'_{iN})-2\prod_{i=1}^{3}(g'_{iN}+d)-\sum_{i=1}^{3}(c-f'_{iN})(g'_{iN}+d)^2\right]}},$$

$$
\begin{aligned}
f_{iN} = \tau' K_{xN}\Big\{ & (1-A)^2\Big(\frac{1}{2}x'_{jN}x'_{kN} - A_0^2\Big) \\
& + 2B^2(x'_{iN}x'_{jN} + x'_{iN}x'_{kN} - A_0^2) \\
& + 2A_0 B^2 (x'_{iN} + A_0) \\
& + 4A_0 B(1-A)(x'_{jN} + x'_{kN} + A_0)\Big\},
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
f'_{iN} = \tau' K_{yN}\Big\{ & (1-G)^2\Big(\frac{1}{2}y'_{jN}y'_{kN} - B_0^2\Big) \\
& + 2H^2(y'_{iN}y'_{jN} + y'_{iN}y'_{kN} - B_0^2) \\
& + 2B_0 H^2 (y'_{iN} + B_0) \\
& + 4B_0 H(1-G)(y'_{jN} + y'_{kN} + B_0)\Big\},
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
g_{iN} = \tau' K_{xN}\Big\{ & 2(1-A)B(x'_{iN}x'_{jN} + x'_{iN}x'_{kN} - A_0^2) \\
& + B^2\Big(\frac{1}{2}x'_{jN}x'_{kN} - A_0^2\Big) \\
& + 2A_0[B^2 + (1-A)B](x'_{jN} + x'_{kN} + A_0) \\
& + A_0[B^2 + (1-A)^2](x'_{iN} + A_0)\Big\},
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
g'_{iN} = \tau' K_{yN}\Big\{ & 2(1-G)H(y'_{iN}y'_{jN} + y'_{iN}y'_{kN} - B_0^2) \\
& + H^2\Big(\frac{1}{2}y'_{jN}y'_{kN} - B_0^2\Big) \\
& + 2B_0[H^2 + (1-G)H](y'_{jN} + y'_{kN} + B_0) \\
& + B_0[H^2 + (1-G)^2](y'_{iN} + B_0)\Big\},
\end{aligned}
$$

$$
(\tau' = 4\tau_{\text{eff}}(1-\tau_{\text{eff}}),\ i \neq j \neq k = 1,2,3).
$$

很明显上式方程所表示的态不再是高斯态.利用等式(3)所给数量 B 以及文中所给的平移参数可以研究态(14)的非局域性.

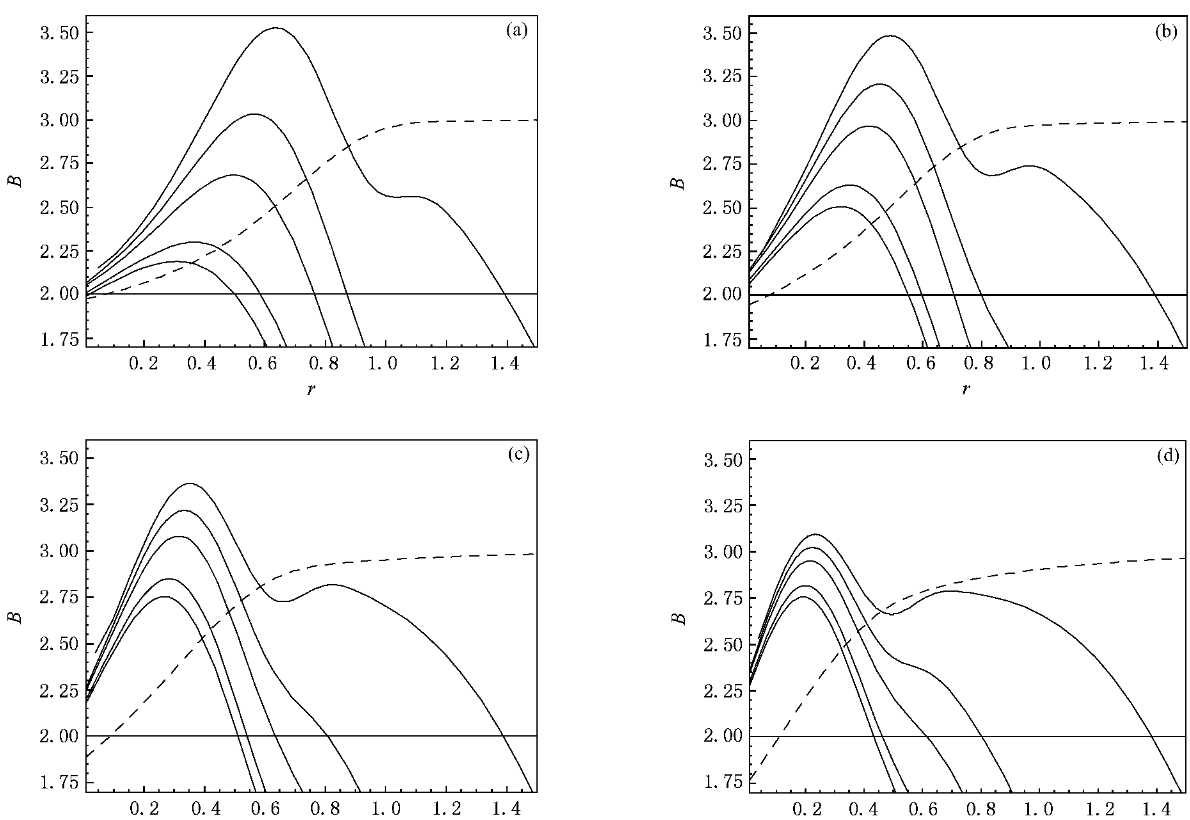

图 2 B 随 r 的变化规律

图 2(a)—(d)分别表示 $J=0.0025$,0.005,0.01,0.02 时 B-r 的函数图像,其中每图的实线从上至下表示的是 $\tau_{\text{eff}} = =0.999$,0.99,0.98,0.96,0.95 非高斯 IPS 态的 B-r 图像,虚线表示高斯态的 B-r 图像.

定义 :$B^{(\text{SGT})}_{r,\theta,\eta}$ 为三模高斯态(三模压缩真空态)的 B 值,$B^{(\text{IPS})}_{r,\theta,\eta}$ 为三模高斯态经过减光子后产生的非高斯 IPS 态的 B 值,则由图中可以看出 对于不太大的压缩参数 r 而言总存在 $2 < B^{(\text{SGT})}_{r,\theta,\eta} < B^{(\text{IPS})}_{r,\theta,\eta}$,但是当参数 r 取较大的值时,还是通过高斯态能够获得更好的违背效果.说明利用减光子提高非局域性的有效

范围是针对较弱输入高斯态，对于较强的输入高斯态，利用减光子不但不能使其非局域性提高，反而使其降低．这是因为较弱的高斯态能量较低，经过减光子过程减少的光子数虽少，但是对各个模的影响颇大，使其相互间的非局域性增强；但对于较强的输入高斯态恰好与其相反，能量较高，较之弱的输入高斯态而言，这时虽然将有更多的光子被从初态中减去[26]，但是减少的光子数目在整个光场中所占的比例甚小，各模间的关联没有得到加强，同时混合态的特性发生了的变化，纯度降低，因而非局域性减弱明显．因此，此时 IPS 过程不利于提高三模高斯态非局域性．

3．结　论

本文提出了增强三模高斯态光场非局域性的方案．结果表明：三模高斯态光场可以通过一个减光子过程使其变为一个非高斯的 IPS 态，利用其 Wigner 函数及 Bell 不等式检测发现，对于较弱输入高斯态而言其非局域性可以得到加强．

附　录

N	x'_{1N}	x'_{2N}	x'_{3N}	y'_{1N}	y'_{2N}	y'_{3N}	$C_N(\eta)$
1	m	m	m	n	n	n	1
2	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	m	m	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	n	n	$\frac{2}{2-\eta}$
3	m	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	m	n	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	n	$\frac{2}{2-\eta}$
4	m	m	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	n	n	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$\frac{2}{2-\eta}$
5	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	m	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	n	$\left(\frac{2}{2-\eta}\right)^2$
6	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	m	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	n	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$\left(\frac{2}{2-\eta}\right)^2$
7	m	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	n	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$\left(\frac{2}{2-\eta}\right)^2$
8	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$m+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$n+\frac{2\eta}{2-\eta}$	$-\left(\frac{2}{2-\eta}\right)^3$

[1] Einstein A，Podolky B，Rosen N 1935 *Phys*. *Rev*. **47** 777

[2] Bouwmeester D，Ekert A，Zerlinger A 2000 *The Physcis of Quantum information*（Berlin：Springer-Verlag）

[3] Clauser J F，Shimony A 1978 *Rep*. *Prog*. *Phys*. **41** 1881
Greenberger D M，Horne M A，Shimony A，Zellinger A 1990 *Am*. *J*. *Phys*. **58** 1131

[4] Bennett C H，Rassard G，Crepeau C，Jozsa R，Peres A，Wootters W K 1993 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **70** 1895

[5] Ekert A K 1991 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **67** 661

[6] Bell J S 1964 *Physics*（LongIslang city，N.Y.）**76** 4345

[7] Grangier P，Potasek M J，Yurke B 1988 *Phys*. *Rev*. A **38** 6

[8] Gisin N，Peres A 1992 *Phys*. *Lett*. A **162** 15

[9] Banaszek K，Wodkiewicz K 1996 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **76** 4344

[10] Banaszek K，Wodkiewicz K 1998 *Phys*. *Rev*. A **58** 4345

[11] Banaszek K，Wodkiewicz K 1999 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **82** 2009

[12] Takao Aoki，Akira Furusawa，Peter van Loock 2003 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **91** 080404

[13] Ourjoumtsev A，Dantan A，Tualle-Brouri R，Grangier P 2007 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **98** 030502

[14] Wenger J，Ourjoumtsev A，Tualle-Brouri R *et al* 2005 *Eur*. *Phys*. *J*. D **32** 391

[15] Olivares S，Paris M G A 2004 *Phys*. *Rev*. A **70** 032112

[16] Olivares S，Paris M G A 2005 *J*. *Opt*. B：*Quantum Semiclass*. *Opt*. **7** S392

[17] Bradley A S，Olsen M K，Pfister O，Pooser R C 2005 *Phys*. *Rev*. A **72** 053805

[18] Li G X 2006 *Phys*. *Rev*. A **74** 055801

[19] Clauser J F，Horne M A，Shimony A，Holt R A 1996 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **23** 880

[20] Royer A 1997 *Phys*. *Rev*. A **15** 449

[21] Furusawa A，Sorensen J L，Braunstein S L *et al* 1998 *Science* **282** 706

[22] Peres A 1993 *Quantum Theory*. *Concepts and Methods*（Kluwer，Dordrecht）

[23] Peres A 1988 *Phys. Lett.* A **128** 19

[24] Calsamiglia J 2002 *Phys. Rev.* A **65** 030301(R)

[25] Ahnert S E, Payne M C 2005 *Phys. Rev.* A **71** 012330

[26] Olivares S, Paris M G A, Bonifacio R 2003 *Phys. Rev.* A **67** 032314

Enhancement of three-mode Gaussian state light field nonlocality*

Zhou Ben-Yuan[1)2)] Huang Hui[1)] Li Gao-Xiang[1)†]

1)(*Department of Physics, Huazhong Normal University, Wuhan* 430079, *China*)

2)(*Physics Teaching Section, Air Force Radar Academy, Wuhan* 430019, *China*)

(Received 14 December 2007; revised manuscript received 7 August 2008)

Abstract

Here we propose a scheme for enhancing the nonlocality of three-mode Gaussian state light fields. It is found that three-mode Gaussian State can become non-Gaussian by the non-Gaussian operation of an IPS process, It is vertified that nonlocality of Gaussian state can be enhanced by Bell inquality.

Keywords: nolocality, three-mode Gaussian state

PACC: 4250, 0365

* Project supported by the National Natuaral Science Foundation of China (Grant No. 10674052).

† E-mail: gaox@phy.ccnu.edu.cn