

基于催化式 KLM 型干涉实现非高斯量子态的制备及非经典性研究

张欢^{1,2} 叶炜^{1,3} 周维东² 胡利云^{1,2}

(1. 江西师范大学 量子科学与技术中心,江西 南昌 330022;2. 江西师范大学 物理与通信电子学院,江西 南昌 330022;3. 中南大学 信息科学与工程学院,湖南 长沙 410083)

摘要 作为一种常见的量子资源,非高斯量子态在连续变量量子信息处理中发挥着重要作用.本文考虑单模压缩态作为输入态,通过 Knill-Laflamme-Milburn (KLM) 型 SU(3)干涉操作后,实现一种新型非高斯量子态的制备.利用 Wigner 函数的相空间分布,研究发现,通过调控输入态的压缩参数和 KLM 模型中三个光束分离器的反射率,可以实现非高斯态的高探测概率以及获得高非经典特性.特别是,在大压缩参数和低反射率区域中,所制备非高斯态的 Wigner 函数呈现出明显的负部体积特征.这些研究为实现长距离量子安全通信提供了理论指导.

关键词 Knill-Laflamme-Milburn 型;非高斯操作;单模压缩真空态;量子剪切

中图分类号 O413.1

文献标识码 A

0 引言

在连续变量量子系统中,常见的高斯态如相干态、压缩态和热态,在实现量子态工程和促进量子信息处理的蓬勃发展中起了基础性作用^[1-3].虽然高斯态在量子信息与量子计算领域的应用早已硕果累累,但是它对于量子纠缠提纯^[4,5]以及量子纠错^[6]等问题却显得无能无力,这使得物理学家们把目光转向非高斯态.

一般而言,制备非高斯态的过程常常伴随着非高斯操作的出现.例如,1991年,G. S. Agarwal 和 K. Tara 提出了一种制备非高斯态的方案,即将 m 个光子增加算符作用于相干态即 $a^{\dagger m} | \alpha \rangle$,并用相干表象下的准概率分布函数对其非经典性进行分析讨论^[7].2004年,J. Wenger 等描述了一种将单个脉冲映射到非高斯态的“degaussification”方案,该方案实际地反映出光子扣除的非高斯操作可在实验上实现^[8].同年,A. Zavatta 等实验上利用非线性晶体和单光子探测器成功地实现单光子增加相干态的制备^[9].随后,该小组报道了通过单个光子激发经典热场获得量子光场态的实验实现和层析分析^[10].2010年,S. Y. Lee 和 H. Nha 研究了一种光子扣除和光子增加的相干叠加 $(ta + ra^\dagger)$ 作用于连续变量系统,并指出这种非高斯操作在量子态工程中的实际应用^[11].具体而言,它是研究相干叠加操作如何将一个经典态转换成非经典态,以及出现的非经典效应.紧接着,H. S. Dhar 等于2015年提出了一种数算符守恒操作 $(sa a^\dagger + ta^\dagger a)$ 来制备和操控连续变量光场中的量子态,其中 $s^2 + t^2 = 1$ ^[12].特别地,当这样的算符作用到输入单模和双模的相干态、热态和压缩态时,可以实现具有非经典性的量子态制备.另一方面,为了满足量子信息和量子计算的需求,物理学家们致力于提出各种非高斯态制备和调控的方案.例如,A. I. Lvovsky 和 J. Mlynek 于2002年首次提出量子催化的概念,并实验上利用这种催化过程制备出 $(t | 0 \rangle + \alpha | 1 \rangle)$ 型的相干叠加态,这种新颖的量子催化成为了量子领域的研究热点之一^[13].此后,2015年徐等通过局部的量子催化作用到双模压缩真空态上制备出双模的非高斯态,理论上研究了该非高斯态的纠缠特性以及在连续变量量子隐形传态中的应用^[14].随后,胡等进一步发展了量子催化技术,通过多光子量子催化,实现了拉盖尔多项式型激发相干态的制备,且理论上指出该非

收稿日期:2018-12-10

基金项目:国家自然科学基金项目(11664017,11464018)资助

通讯作者:胡利云,男,汉族,博士,教授,研究方向:量子光学与量子信息,E-mail:hlyun2008@gmail.com.

高斯量子态具有明显的非经典性^[15-17]. 此外,量子剪切作为另一种新颖的非高斯操作引起了科研工作者的广泛兴趣,为促进量子态工程的应用和发展添砖加瓦. 谈及量子剪切的起源,这要追溯到1998年,Pegg等首次提出量子剪切装置方案^[18]. 在此方案中,量子剪切装置的作用是将任意一个输入态转变成输出态,而且输出是单光子态和零光子态的叠加. 可见,量子剪切装置能够将经典态转换成高非经典量子态. 随后,Ferreyrol等基于量子剪切装置,为连续态制备出非确定无噪声光学放大器^[19]. 最近,一种量子剪切热态的方案亦相继提出,并对输出非高斯态在信噪比、强度放大、Wigner函数方面的非经典性进行分析和讨论^[20].

有趣的是,由线性光学器件(如相位转换器,光束分离器等)搭建的光学线性网络在量子态制备和调控过程中也占据了一席之地. 尤其是,Knill,Laflamme和Milburn(KLM)于2000年采用由三个光束分离器连续组成的光学网络,实现了非线性符号的量子门,该模型的主要特点是使用了两种辅助模式,其中一种是基于测量的辅助光子和后处理过程^[21]. 由于这种量子门变换服从SU(3)代数性质,该模型又被称为KLM型SU(3)干涉仪. 根据KLM型SU(3)的干涉原理,Ralph等设计了一种量子Control-NOT门^[22]. 随后,Scheel等研究了使用单光子源,线性光学元件和辅助模式的适当测量来产生非线性算符,并且提供了构建光量子信息处理所需的单模和双模量子门的框架^[23]. 最近研究表明:通过将相干态作为KLM型SU(3)干涉仪的输入,可以制备出具有高非经典性的非高斯态^[24]. 基于此背景,本文结合单光子量子催化与KLM型SU(3)干涉仪的算符特性,并考虑单模压缩真空态作为输入态,侧重研究输出的非高斯量子态的具体表达形式以及探测概率. 此外,利用Wigner函数的负部特征分析所制备的非高斯态的非经典特性,这是本文重点研究的内容之一.

1 催化式KLM型SU(3)干涉模型和非高斯态的制备

下面,简要介绍催化式KLM型SU(3)干涉装置,并考虑单光子输入与探测的量子催化情形. 对于输入的单模压缩态,相应地给出输出态的具体表达形式,从而深入理解催化式KLM型SU(3)干涉的物理本质.

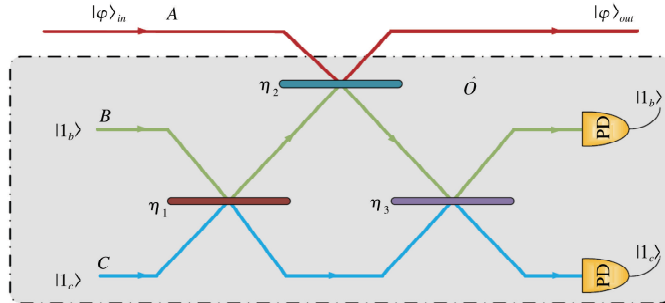


图1 基于单光子量子催化KLM型SU(3)干涉模型非高斯态制备方案

1.1 理论模型与等效算符

如图1所示,催化式KLM型SU(3)干涉装置包含了三个光束分离器和三个通道,其中,三个通道分别用A、B和C表示,相应的光子扣除(增加)算符分别为 $a(a^\dagger)$, $b(b^\dagger)$, $c(c^\dagger)$,且每个通道都包含着输入端口和输出端口. 其次,三个光束分离器的作用表征着三个光学算符 $U_i(\eta_i)$ 和三个散射矩阵 S_i ,且满足光学变换关系: $U_i(a^\dagger, b^\dagger, c^\dagger)^\dagger U_i^\dagger = S_i(a^\dagger, b^\dagger, c^\dagger)^\dagger$,这里的 $\eta_i = \cos\varphi_i$ ($i=1,2,3$)分别表示三个光束分离器的反射率. 因此,三个光束分离器整体效果可以看作是总算符 $U = \prod_{i=1}^3 U_i(\eta_i)$ 和总散射矩阵 $S = \prod_{i=1}^3 S_i$ (关于更详细的 $U_i(\eta_i)$ 和 S_i 表达形式与变换关系可以参考文献^[25]). 两个单光子源 $|1_b\rangle$ 和 $|1_c\rangle$ 分别在通道B和C端同时输入,随后在相应的输出端探测单光子态 $|1_b\rangle$ 和 $|1_c\rangle$. 实际上,这就是一种单光子的量子催化过程,可被标记为等效算符 $\hat{O} = \langle 1_b | \langle 1_c | U | 1_c \rangle | 1_b \rangle$ (如图1所示的灰色盒子). 因此,对于在通道A输入任意量子态 $|\varphi\rangle_{in}$,经过催化式KLM型SU(3)干涉,则相应的输出态 $|\Phi\rangle_{out}$ 可表示为

$$|\Phi\rangle_{out} = \frac{1}{\sqrt{p_d}} \langle 1_b | \langle 1_c | U | 1_c \rangle | 1_b \rangle |\varphi_{in}\rangle = \frac{1}{\sqrt{p_d}} \hat{O} |\varphi_{in}\rangle, \quad (1)$$

其中 p_d 表示输出态的探测概率以及总算符 U 的形式为

$$U = U_3(\eta_3)U_2(\eta_2)U_1(\eta_1), U_1(\eta_1) = \exp[\theta_1(bc^\dagger - b^\dagger c)], U_2(\eta_2) = \exp[\theta_2(ba^\dagger - b^\dagger a)], U_3(\eta_3) = \exp[\theta_3(bc^\dagger - b^\dagger c)]. \quad (2)$$

为了方便,这里用 l_k ($k=1, \dots, 9$)定义矩阵元 S_{ij}

$$\begin{aligned}
l_1 &= \mathbf{S}_{11} - 1 = -\sqrt{\eta_2} - 1, \\
l_2 &= \mathbf{S}_{22} - 1 = \sqrt{(1-\eta_1)(1-\eta_3)} + \sqrt{\eta_1\eta_2\eta_3} - 1, \\
l_3 &= \mathbf{S}_{33} - 1 = \sqrt{\eta_1\eta_3} + \sqrt{\eta_2(1-\eta_1)(1-\eta_3)} - 1, \\
l_4 &= \mathbf{S}_{21} = \sqrt{\eta_3(1-\eta_2)}, \\
l_5 &= \mathbf{S}_{12} = \sqrt{\eta_1(1-\eta_2)}, \\
l_6 &= \mathbf{S}_{31} = \sqrt{(1-\eta_2)(1-\eta_3)}, \\
l_7 &= \mathbf{S}_{13} = \sqrt{(1-\eta_1)(1-\eta_2)}, \\
l_8 &= \mathbf{S}_{32} = \sqrt{\eta_1\eta_2(1-\eta_3)} - \sqrt{\eta_3(1-\eta_1)}, \\
l_9 &= \mathbf{S}_{23} = \sqrt{\eta_2\eta_3(1-\eta_1)} - \sqrt{\eta_1(1-\eta_3)},
\end{aligned} \tag{3}$$

进一步利用粒子数态的微分形式

$$|1_b\rangle = \frac{\partial}{\partial s_1} \exp\{s_1 b^\dagger\} |0_b\rangle |_{s_1=0} \tag{4}$$

和总算符 U 变换关系

$$\begin{aligned}
Ua^\dagger U^\dagger &= (1+l_1)a^\dagger + l_5 b^\dagger + l_7 c^\dagger, \\
Ub^\dagger U^\dagger &= l_4 a^\dagger + (1+l_2)b^\dagger + l_9 c^\dagger, \\
Uc^\dagger U^\dagger &= l_6 a^\dagger + l_8 b^\dagger + (1+l_3)c^\dagger,
\end{aligned} \tag{5}$$

以及相干态的完备性,则催化式 KLM 型 SU(3) 干涉的等效算符 \hat{O} 最终可表示为

$$\begin{aligned}
\hat{O} &= \frac{\partial^4}{\partial s_1 \partial s_2 \partial s_3 \partial s_4} \exp\{(l_4 s_1 + l_6 s_2)a^\dagger\} \exp\{a^\dagger a \ln(1+l_1)\} \\
&\times \exp\{a(l_7 s_4 + l_5 s_3) + s_3 s_1(1+l_2) + s_3 s_2 l_8 + s_4 s_1 l_9 + s_4 s_2(1+l_3)\} |_{s_1, s_2, s_3, s_4=0}.
\end{aligned} \tag{6}$$

因此,从式(6)可以更好地理解催化式 KLM 型 SU(3) 干涉等效算符的物理本质.此外,对于任意的输入态 $|\varphi\rangle_{\text{in}}$,输出态 $|\Phi\rangle_{\text{out}}$ 都可表示为 $|\Phi\rangle_{\text{out}} \rightarrow \hat{O} |\varphi\rangle_{\text{in}}$,这种简洁的表达方式更有利于进一步探究输出非高斯态的量子特性.

1.2 非高斯的制备

当考虑输入态 $|\varphi\rangle_{\text{in}}$ 为单模压缩真空态 $|\mathbf{S}(r)\rangle$ 时,由式(1)可得输出的非高斯态 $|\Phi\rangle_{\text{out}}^N$ 的具体表达形式为

$$|\Phi\rangle_{\text{out}}^N = \frac{1}{\sqrt{P_d}} \hat{O} |\mathbf{S}(r)\rangle = \frac{1}{\sqrt{P_d}} (1-\lambda^2)^{\frac{1}{4}} CA \exp\left\{\frac{\lambda}{2} (1+l_1)^2 a^{\dagger 2} + Ba^\dagger\right\} |0\rangle, \tag{7}$$

这里的 P_d 表示非高斯态 $|\Phi\rangle_{\text{out}}^N$ 的归一化系数,而 A , B 和 C 则定义为

$$\begin{aligned}
A &= \exp\left\{\frac{\lambda}{2} (l_5^2 s_3^2 + l_7^2 s_4^2) + \lambda l_5 l_7 s_3 s_4 + (1+l_2) s_1 s_3 + (1+l_3) s_2 s_4 + l_8 s_2 s_3 + l_9 s_1 s_4\right\}, \\
B &= (1+l_1)(\lambda l_5 s_3 + \lambda l_7 s_4) + l_4 s_1 + l_6 s_2, \lambda = \tanh r, \\
C &= \frac{\partial^4}{\partial s_1 \partial s_2 \partial s_3 \partial s_4} \{\dots\} |_{s_1=s_2=s_3=s_4=0}.
\end{aligned} \tag{8}$$

在非高斯态式(7)的计算过程中,运用到了单模压缩真空态在相干态表象下的展开,即

$$|\mathbf{S}(r)\rangle = (1-\lambda^2)^{\frac{1}{4}} \int \frac{d^2\alpha}{\pi} e^{-\frac{1}{2}|\alpha|^2 + \frac{\lambda}{2}\alpha^*} |\alpha\rangle. \tag{9}$$

在研究输出非高斯态的量子特性之前,必须对所制备的非高斯态进行归一化处理.首先,根据量子态的完备性可知 $\int \langle \Phi | \Phi \rangle_{\text{out}}^N = 1$,则归一化系数可求解为

$$P_d = (1-\lambda^2)^{\frac{1}{2}} CC'AA' \frac{1}{\sqrt{1-\lambda^2(1+l_1)^4}} e^{\frac{CC'+\frac{\lambda}{4}(1+l_1)^4(c^2+c^2)}{1-\lambda^2(1+l_1)^4}}, \tag{10}$$

其中 A' 和 C' 的上标仅仅表示为将 A 和 C 的亚指标 s_i ($i=1,2,\dots,4$) 上标'号.

1.3 输出非高斯态的探测概率

将式(3)和式(8)代入式(10)可知,探测概率 P_d 与输入单模压缩真空态的压缩参数 $\lambda = \tanh r$ 和三个光束分离器的反射率 η_i ($i=1,2,3$) 有关.为了简便地讨论探测概率 P_d 分布情况,下面将讨论四种特殊情况:

第一种情况是假定反射率为 $\eta_1 = \eta_3 = 1/2$ (如图 2(a)); 第二种情况是假设反射率为 $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta$ (如图 2(b)); 第三种和第四种情况分别是对于固定的反射率 $\eta_2 = 0$ 和 $\eta_2 = 0.5$ (分别对应于如图 2(c) 和 2(d)). 由图 2(a) 和 2(b) 可知, 对于上述的第一情况以及第二种情况, 探测概率 P_d 随着反射率 η_2 以及 η 的提高而增大. 不同的是, 前者探测概率在低反射率呈现的效果优于后者. 此外, 当考虑输入单模压缩态 $|S(\lambda)\rangle$ 全透射率时, 即反射率 $\eta_2 = 0$, 正如图 2(c) 所示, 探测概率的分布呈现出关于 $\eta = 0.5$ 对称性, 并且在高反射率和低反射率范围内, 探测概率甚至小于 0.05. 因此, 进一步对于 $\eta_2 = 0.5$ 的第四种情况分析, 图 2(d) 反映了探测概率随着压缩参数 λ 的增加而降低, 且在低压压缩参数区域内, 探测概率大于 0.5. 此外, 对于反射率 $\eta_2 = 1$ 的特殊情况, 结果表明: 反射率 $\eta_2 = 1$ 对应于输入单模压缩真空态全反射, 这意味着输出态的非高斯态在 $\eta_2 = 1$ 时简化为单模压缩真空态, 即相应的探测概率为 1 (这里不予呈现). 总之, 通过调控压缩参数 λ 和三个光束分离器的反射率 $\eta_i (i = 1, 2, 3)$ 可以大概率地实现输出非高斯态的制备, 这为下面讨论所制备非高斯态的非经典性奠定基石.

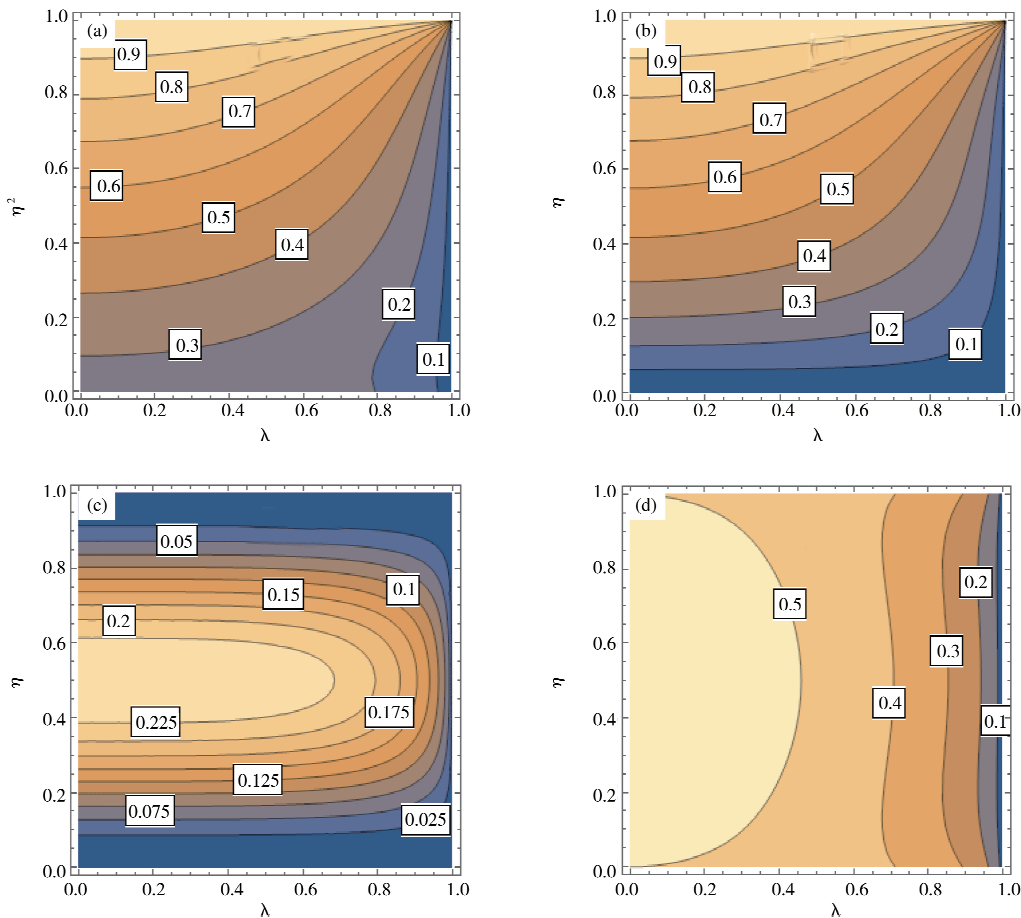


图 2 (a) 对于给定反射率 $\eta_1 = \eta_3 = 0.5$, 探测概率 P_d 在 (η_2, λ) 空间分布图; (b) 对于给定反射率 $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta$, 探测概率 P_d 在 (η, λ) 空间的分布图; (c) 和 (d) 分别对应于反射系数 $\eta_2 = 0$ 和 $\eta_2 = 0.5$ 时, 探测概率 P_d 在 (η, λ) 空间的分布图, 其中 $\eta_1 = \eta_3 = \eta$

2 非高斯态 $|\Phi\rangle_{\text{out}}^N$ 的非经典性——Wigner 函数

本节讨论所制备非高斯态 $|\Phi\rangle_{\text{out}}^N$ 的非经典特性. 众所周知, 若量子态存在 Wigner 函数的负部特征, 则意味着该量子态具有非经典性. 一般而言, Wigner 函数的负部体积越大, 反映了量子态的非经典性越强^[26]. 基于此原理, 我们需要计算出所制备非高斯态 $|\Phi\rangle_{\text{out}}^N$ 的 Wigner 函数具体表达式; 再利用 Wigner 函数负部体积的积分公式进行量化, 这有利于直接看清 Wigner 函数负部体积的变化.

首先, 引入相干态表象下 Wigner 函数的表达形式

$$W(\beta) = \frac{e^2 |\beta|^2}{\pi} \int \frac{d^2 z}{\pi} \langle -z | \rho | z \rangle e^{-2(z\beta^* - z^*\beta)}, \quad (11)$$

其中 $\beta = (x + iy)/\sqrt{2}$. 由上式可知, 只要获得量子态的密度算符 $\rho = |\Phi\rangle\langle\Phi|$, 则该量子态的 Wigner 函数

的表达式即可求解. 根据式(7),对于所制备非高斯态 $\rho = |\Phi\rangle_{\text{out}}^N \langle\Phi|$,其相应的 Wigner 函数可表示为

$$W(\beta) = \frac{e^{2|\beta|^2}}{P_d\pi} (1 - \lambda^2) \frac{1}{2} \frac{CC'}{\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{4} (1 + l_1)^4}} \times \exp\left\{ \frac{(B' - 2\beta^*)(2\beta - B) + \frac{\lambda}{2} (1 + l_1)^2 (B' - 2\beta^*)^2 + \frac{\lambda}{2} (1 + l_1)^2 (2\beta - B)^2}{1 - \lambda^2 (1 + l_1)^4} \right\} \quad (12)$$

为更加清晰地反映所制备非高斯态的非经典特性,假设三个光束分离器的反射率为 $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta$,对于不同的反射率 η 和压缩参数 λ ,我们绘制出了非高斯态 $|\Phi\rangle_{\text{out}}^N$ 的 Wigner 函数在相空间 (x, y) 的分布图,如图 3 所示. 显然,对于给定的压缩参数 λ (如 $\lambda=0.25$),Wigner 函数的负部体积随着反射率的增加而减小(见图 3(a)-(c)). 同样地,这种结论也适用于 $\lambda=0.5$ 和 $\lambda=0.75$ 的情况(见图 3(d)-(f)和图 3(g)-(i)). 而当给定其他反射率 η (如 $\eta = 0.05$),则 Wigner 函数的负部体积随着压缩参数 $\lambda = 0.25, 0.5, 0.75$ 的增加而增加(见图 3(a),3(d)和 3(g)),这对于 $\eta = 0.1$ 和 $\eta = 0.15$ 也适用.

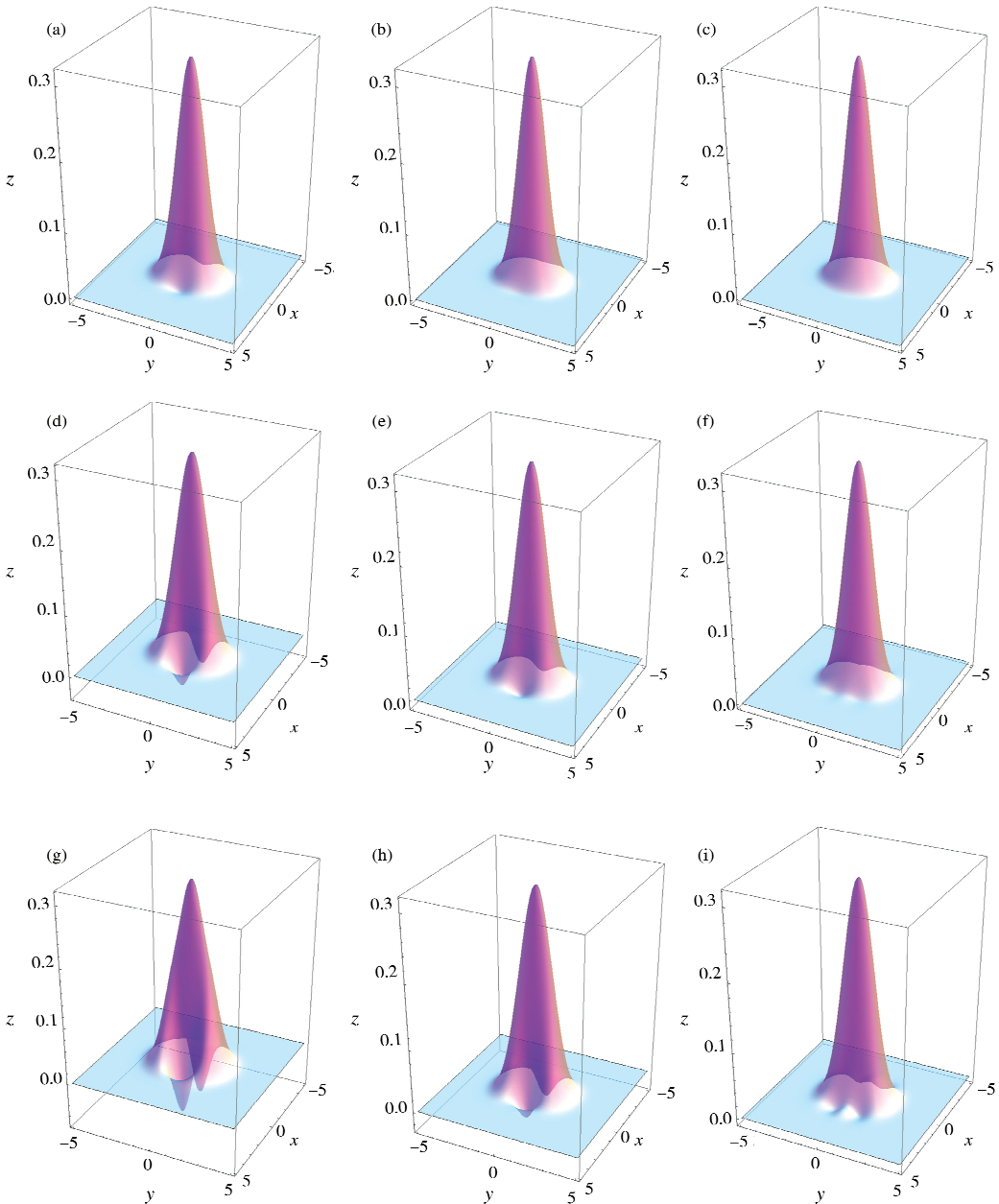


图 3 对于不同的压缩参数 λ 和反射率 $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta$,非高斯态 $|\Phi\rangle_{\text{out}}^N$ 的 Wigner 函数 $W(\beta)$ 在相空间 (x, y, z) 分布图;
 (a)-(c): 给定 $\lambda=0.25$,分别对应于 $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta = 0.05, 0.1, 0.15$; (d)-(f): 给定 $\lambda=0.5$,分别对应于 $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta = 0.05, 0.1, 0.15$; (g)-(i): 给定 $\lambda=0.75$,分别对应于 $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta = 0.05, 0.1, 0.15$

为了更加清晰地反映所制备非高斯态的非经典特性,这里引入 Wigner 函数的负部体积表达式,即

$$\delta(\beta) = \frac{1}{2} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} dx dy |W(x, y)| - 1 \right). \quad (13)$$

与图 3 相对应,根据上式给出相应的非高斯态 $|\Phi\rangle_{out}^N$ 的 Wigner 函数负部体积的值,如表 1 所示.由此可见,非高斯态 $|\Phi\rangle_{out}^N$ 在大压缩参数 λ 和低反射率 η 能够呈现出明显的 Wigner 函数负部体积特征,这充分地表明:通过压缩参数 λ 和反射率 η 的调控,可以实现非高斯态 $|\Phi\rangle_{out}^N$ 的高非经典特性以及可调控制,这为量子信息处理和量子计算等艰巨任务奠定理论基础.

表 1 Wigner 函数的负部体积

压缩参数 λ	反射率 η_1	反射率 η_2	反射率 η_3	负部体积 $\delta(\beta)$
0.25	0.05	0.05	0.05	0.00303621
0.25	0.10	0.10	0.10	0.00019133
0.25	0.15	0.15	0.15	0.00000219
0.50	0.05	0.05	0.05	0.03513450
0.50	0.10	0.10	0.10	0.00731322
0.50	0.15	0.15	0.15	0.00077349
0.75	0.05	0.05	0.05	0.08804490
0.75	0.10	0.10	0.10	0.02831120
0.75	0.15	0.15	0.15	51459

3 结论

基于 KLM 模型和量子催化以及单模压缩真空态输入,本文提出了一种制备非高斯态的方案.具体而言,对于单光子催化 KLM 模型,本文推导了相应的等效算符.然后,利用该等效算符作用到输入的单模压缩真空态,从而获得非高斯态的具体表达式.

其次,通过对所制备非高斯态探测概率分析,研究发现:对于给定的反射率为 $\eta_1 = \eta_3 = 1/2$ 和 $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta$,探测概率 P_d 随着反射率 η_2 以及 η 的提高而增大.尤其是对于特殊情况的反射率 $\eta_2 = 0$,探测概率的分布呈现出了关于 $\eta = 0.5$ 的对称特征,并且在高反射率和低反射率范围内,探测概率甚至小于 0.05.

最后,利用 Wigner 函数的负部体积表征量子态的非经典性.结果表明,所制备的非高斯态在大压缩参数 λ 和低反射率($\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta$)下具有明显的负部体积特征.总之,通过调控压缩参数和光束分离器的反射率,所制备的非高斯态不仅能够提高其探测概率,而且还能够显示出高非经典特性.这些研究可能在量子信息和量子计算领域中起着至关重要的作用.此外,基于非高斯态的应用研究,如量子度量中也受到了广泛关注^[27,28].

参 考 文 献

- [1] Kok P, Lovett B W. Introduction to Optical Quantum Information Processing[M]. New York: Research Gate, 2010.
- [2] Braunstein S L, Pati A K. Quantum information with continuous variables [J]. Rev Mod Phys, 2005, 77: 513-577.
- [3] Nielsen M A, Chuang I L. Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2011.
- [4] Eisert J, Scheel S, Plenio M B. Distilling Gaussian states with Gaussian operations is impossible[J]. Phys Rev Lett, 2002, 89(13): 137903.
- [5] Eisert J, Browne D E, Scheel S, et al. Distillation of continuous-variable entanglement with optical means [J]. Ann Phys, 2012, 311(2): 431-458.
- [6] Niset J, Fiurasek J, Cerf N J. No-go theorem for Gaussian quantum error correction [J]. Phys Rev Lett, 2009, 102: 120501.
- [7] Agarwal G S, Tara K. Nonclassical properties of states generated by the excitations on a coherent state [J]. Phys Rev A, 1991, 43(1): 492-497.
- [8] Wenger J, Brouri R T, Grangier P. Non-gaussian statistics from individual pulses of squeezed light[J]. Phys Rev Lett, 2004, 92: 153601.
- [9] Zavatta A, Viciani S, Bellini M. Quantum-to-classical transition with single-photon-added coherent states of light[J]. Science, 2004, 306: 660-662.
- [10] Zavatta A, Parigi V, Bellini M. Experimental nonclassicality of single-photon-added thermal light states[J]. Phys Rev A, 2007, 75: 052106.

- [11] Lee S Y, Nha H. Quantum state engineering by a coherent superposition of photon subtraction and addition[J]. *Phys Rev A*, 2010, 82: 053812.
- [12] Dhar H S, Chatterjee A, Ghosh R. Generating continuous variable entangled states for quantum teleportation using a superposition of number-conserving operations[J]. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2015, 48: 185502.
- [13] Lvovsky A I, Mlynek J. Quantum-optical catalysis: generating nonclassical states of light by means of linear optics[J]. *Phys Rev Lett*, 2002, 88(1): 250401.
- [14] Xu X X. Enhancing quantum entanglement and quantum teleportation for two-mode squeezed vacuum state by local quantum-optical catalysis[J]. *Phys Rev A*, 2015, 92(1): 012318.
- [15] Hu L Y, Wu J N, Liao Z Y, et al. Multiphoton catalysis with coherent state input: nonclassicality and decoherence[J]. *J Phys B*, 2016, 49(17): 175504.
- [16] Ye W, Zhou W D, Zhang H L, et al. Laguerre polynomial excited coherent state: generation and nonclassical properties[J]. *Laser Phys Lett*, 2017, 14(11): 115201.
- [17] Hu L Y, Liao Z Y, Zubairy M S. Continuous-variable entanglement via multiphoton catalysis[J]. *Phys Rev A*, 2017, 95(1): 012310.
- [18] Pegg D T, Phillips L S, Barnett S M. Optical State Truncation by Projection Synthesis[J]. *Phys Rev Lett*, 1998, 81(8): 1604-1606.
- [19] Ferreyrol F, Barbieri M, Blandino R, et al. Implementation of a non-deterministic optical noiseless amplifier [J]. *Phys Rev Lett*, 2010, 104(12): 123603.
- [20] Xu X X, Hu L Y, Liao Z Y. Improvement of entanglement via quantum scissors[J]. *J Opt Soc Am B*, 2018, 35(1): 174.
- [21] Knill E, Laflamme R, Milburn G J. A scheme for efficient quantum computation with linear optics [J]. *Nature*, 2001, 409, 46-52.
- [22] Ralph T C, White A G, Munro W J, et al. Simple Scheme for Efficient Linear Optics Quantum Gates [J]. *Phys Rev A*, 2002, 65(1): 337-339.
- [23] Scheel S, Nemoto K, Munro W J, et al. Measurement induced nonlinearity in linear optics [J]. *Phys Rev A*, 2003, 68, 032310.
- [24] Xu X X, Ma S J. Measurement induced nonclassical states from coherent state heralded by Knill-Laflamme-Milburn-type SU(3) interference [J]. *J Opt Soc Am B*, 2016, 33(6): 001322.
- [25] Skaar J, Escartin J C G, Landro H. Quantum mechanical description of linear optics [J]. *American Journal of Physics*, 2004, 72(11): 1385-1391.
- [26] Filip R. Gaussian quantum adaptation of non-Gaussian states for a lossy channel [J]. *Phys Rev A*, 2013, 87(4): 9192-9197.
- [27] 王帅, 吴世臣, 眭永兴. 基于宇称测量的热态和 Fock 态的相位估计方案[J]. *聊城大学学报(自然科学版)*, 2018, 31(4): 77-82.
- [28] 孟祥国. 涉及双变量 Hermite 多项式的新二项式定理及应用[J]. *聊城大学学报(自然科学版)*, 2018, 31(2): 66-71.

The Generation and Nonclassicality of Non-Gaussian Quantum State Based on Catalytic Knill-Laflamme-Milburn Interference

ZHANG Huan^{1,2} YE Wei^{1,3} ZHOU Wei-dong² HU Li-yun^{1,2}

(1. Center for Quantum Science and Technology, Jiangxi Normal University, Nanchang 330022, China; 2. Key Laboratory of Optoelectronic and Telecommunication, Jiangxi Normal University, Nanchang 330022, China; 3. School of Information Science and Engineering, Central South University, Changsha 410083, China)

Abstract As a common quantum resource, non-Gaussian quantum states play an important role in the continuous variable quantum information processing. With inputting a single-mode squeezed state, in this paper, a new kind of non-Gaussian quantum state is prepared by Knill-Laflamme-Milburn (KLM) type SU(3) interference operation. Subsequently, its detection probability and nonclassicality are investigated. It is found that by modulating the squeezed parameters of the input state and the reflectivity of the three beam splitters in the KLM model, the high detection probability and high nonclassicality of the prepared non-Gaussian state can be achieved. In particular, in the large squeezed parameters and low reflectance regions, the Wigner function of the prepared non-Gaussian state exhibits a significant negative volume feature. These studies may provide theoretical guidance for achieving long-range quantum secure communication.

Key words Knill-Laflamme-Milburn type; non-Gaussian operation; single-mode squeezed vacuum state; quantum scissors