

由光分束器和起偏器混合产生的三模纠缠态表象

王淑静 马善钧[†]

(江西师范大学物理与通信电子学院, 南昌 330022)

(2010年5月14日收到; 2010年6月18日收到修改稿)

在三模 Fock 空间中, 本文构建了一种新的三模连续变量纠缠态, 它构成了一个新的量子力学表象. 该态可以利用非对称光束分离器和起偏器实现. 态的纠缠性通过获得其相应的施密特分解得以说明. 作为该表象的一个重要应用, 利用它实现了单粒子态的量子隐态传输, 给出了相应的传输方案.

关键词: 三模连续纠缠态表象, 有序算符内的积分技术, 量子纠缠, 量子隐态传输

PACS: 03.65.Ud

1. 引言

作为一种独特的资源, 量子纠缠已经成为量子信息学的一个核心概念, 也是当今物理学中一个非常重要的概念^[1,2]. 量子纠缠, 又称为量子缠结, 是一种量子力学现象, 是量子多体系统各部分之间的相关与不可分离性, 是量子系统独有的物理属性. 量子纠缠涉及实在性、定域性、隐变量以及测量理论等量子力学的基本问题, 并在量子计算和量子通信的研究中起着关键的作用.

早在 1935 年, 爱因斯坦等三人提出了 EPR 佯谬^[3]. 随后, 薛定谔在关于“猫态”的论文中首次出现纠缠态的概念. 近年来, Fan 等构造了粒子数空间中的二模纠缠态 $|\eta\rangle_{12}$ ^[4,5]. 此后, 他又建立了由起偏器产生的三模连续纠缠态 $|\eta, \sigma\rangle_\theta$ ^[6], (该态的简要回顾见第二部分). 光束分离器可以看成是获得纠缠态的一种基本的器件. 最近, 非对称光束分离器也被提出用于构造多种量子纠缠态^[7]. 由光分束器和两个起偏器, 由光分束器和两个参数下转换, 由光分束器、起偏器和参数下转换都可以产生四模连续纠缠态^[8].

本文将通过混合非对称光束分离器和起偏器, 在三模 Fock 空间中构建一种新的三模连续变量纠缠态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$. 本文给出粒子数空间中新的三模连续纠缠态, 再进一步讨论该态的特点, 即利用有序算符内的积分技术 (IWO) 证明它恰好构成了一个

新的量子力学表象; 利用非对称光束分离器和起偏器来得到该量子态; 为了进一步看清态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 中的纠缠特点, 我们利用 Fourier 变换得到了态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 的施密特分解; 作为三模纠缠态的应用, 我们利用它成功实现了单粒子态的量子隐形传输, 并给出了相应的传输方案.

2. 新的三模连续纠缠态表象

我们先写出粒子数空间中新的三模纠缠态

$$\begin{aligned}
 |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} = C \exp & \left[-\frac{1}{2} |\eta|^2 - \frac{1}{2} |\sigma|^2 + \eta a_1^\dagger \right. \\
 & + \sigma a_2^\dagger + (a_3^\dagger \cos \varphi - a_2^\dagger \sin \varphi + \sigma^* \sin \varphi) \\
 & \times (a_1^\dagger - \eta^*) \cos \theta \\
 & + (a_3^\dagger \cos \varphi - a_2^\dagger \sin \varphi + \sigma^* \sin \varphi) \\
 & \times (a_2^\dagger \cos \varphi + a_3^\dagger \sin \varphi \\
 & \left. - \sigma^* \cos \varphi) \sin \theta \right] |0, 0, 0\rangle, \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中, $|0, 0, 0\rangle$ 是三模真空态, (a_i, a_i^\dagger) , $i=1, 2, 3$ 是粒子数空间中产生算符和湮没算符, $\eta = (\eta_1 + i\eta_2)/\sqrt{2}$ 和 $\sigma = (\sigma_1 + i\sigma_2)/\sqrt{2}$ 是两个不相关的复数, C 为常数, $C = ((1 - \cos^2 \theta \sin^2 \varphi)^2 - \sin^2 2\varphi \sin^2 \theta)^{1/4}$. 特别地, 当 $\varphi=0$, 则 (1) 式变为

$$\begin{aligned}
 |\eta, \sigma\rangle_{\theta, 0} = C \exp & \left[-\frac{|\eta|^2}{2} - \frac{|\sigma|^2}{2} + \eta a_1^\dagger \right. \\
 & + \sigma a_2^\dagger + a_3^\dagger (a_1^\dagger - \eta^*) \cos \theta \\
 & \left. + a_3^\dagger (a_2^\dagger - \sigma^*) \sin \theta \right] |000\rangle, \quad (2)
 \end{aligned}$$

[†] 通讯联系人. E-mail: shanjunma@126.com

这恰恰是由起偏器产生的三模连续纠缠态 $|\eta, \sigma\rangle_\theta$ 表象^[6].

将产生算符 a_i^\dagger 和湮没算符 a_i 作用在态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 上, 经过整理, 我们可以得出以下三式:

$$(a_1 + a_2^\dagger \cos\theta \sin\varphi - a_3^\dagger \cos\theta \cos\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} = (\eta + \sigma^* \cos\theta \sin\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}, \quad (3)$$

$$(a_1^\dagger \cos\theta \sin\varphi + a_2 + a_2^\dagger \sin\theta \sin 2\varphi - a_3^\dagger \sin\theta \cos 2\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} = (\eta^* \cos\theta \sin\varphi + \sigma + \sigma^* \sin\theta \sin 2\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}, \quad (4)$$

$$(-a_1^\dagger \cos\theta \cos\varphi - a_2^\dagger \sin\theta \cos 2\varphi + a_3 - a_3^\dagger \sin\theta \sin 2\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} = (-\eta^* \cos\theta \cos\varphi - \sigma^* \sin\theta \cos 2\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}.$$

对(4), (5)式进一步整理得

$$(a_2 \cos\varphi + a_2^\dagger \sin\theta \sin\varphi + a_3 \sin\varphi - a_3^\dagger \sin\theta \cos\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} = (\sigma \cos\varphi + \sigma^* \sin\theta \sin\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}. \quad (6)$$

再对(3), (6)式整理得

$$(-a_1 \sin\theta + a_2 \cos\theta \cos\varphi + a_3 \cos\theta \sin\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} = (-\eta \sin\theta + \sigma \cos\theta \cos\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}. \quad (7)$$

此外, 根据关系式 $a = \frac{X+iP}{\sqrt{2}}, a^\dagger = \frac{X-iP}{\sqrt{2}i}$, (3), (4)式可表示为

$$(X_1 + X_2 \cos\theta \sin\varphi - X_3 \cos\theta \cos\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} = \sqrt{2}(\eta_1 + \sigma_1 \cos\theta \sin\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}, \quad (8)$$

$$(P_1 - P_2 \cos\theta \sin\varphi + P_3 \cos\theta \cos\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} = \sqrt{2}(\eta_2 - \sigma_2 \cos\theta \sin\varphi) |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}. \quad (9)$$

这样, 我们就清楚地看到态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 实际上作为三种算符(湮没算符, 坐标算符, 动量算符)的共同本征态.

3. 三模连续纠缠态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 的完备性关系

利用真空投影算符的正规乘积表示^[9] $|0, 0, 0\rangle \langle 0, 0, 0| =: \exp[-a_1 a_1^\dagger - a_2 a_2^\dagger - a_3 a_3^\dagger]:$, 其中 $:\cdot:$ 表示正规乘积. 利用 IWOP 技术^[9-13], 的确可以证明态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 的完备性:

$$\int \frac{d^2\eta}{\pi} \int \frac{d^2\sigma}{\pi} |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} \langle \eta, \sigma|$$

$$= \int \frac{d^2\eta}{\pi} \int \frac{d^2\sigma}{\pi} : \exp[-|\eta|^2 - |\sigma|^2 + \eta A + \eta^* B + C] : = 1. \quad (10)$$

其中

$$A = a_1^\dagger - (a_3 \cos\varphi - a_2 \sin\varphi + \sigma \sin\varphi) \cos\theta,$$

$$B = a_1^\dagger \cos\theta + (a_2^\dagger \cos\varphi + a_3^\dagger \sin\varphi - \sigma^* \cos\varphi) \sin\theta,$$

$$C = \frac{a_1 - A^\dagger}{\cos\theta} B + \frac{a_1^\dagger - A}{\cos\theta} B^\dagger - a_1^\dagger a_1 - a_2^\dagger a_2 - a_3^\dagger a_3 + \sigma a_2^\dagger + \sigma^* a_2.$$

4. 三模连续纠缠态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 实现

下面, 我们用实验来实现三模纠缠态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 的构建. 为此, 我们首先回顾一下文献[6]中的三模连续纠缠态的实验实现, 如图 1. 我们知道一个理想的无耗损的投射-入射比为 1:1 的光分束器, 可以把入射到它上面的两束相互正交的极大压缩态(分别是 a_3^\dagger 与 b^\dagger) 纠缠为一个 Einstein-Podolsky-Rosen 理想纠缠态, 记为 $|\rangle = \exp[a_3^\dagger b^\dagger] |0, 0\rangle$. 作进一步变换, 使得

$$b^\dagger = a_1^\dagger \cos\theta + a_2^\dagger \sin\theta, \quad (11)$$

则有

$$|\rangle = \exp[a_3^\dagger b^\dagger] |0, 0\rangle \rightarrow \exp[a_3^\dagger (a_1^\dagger \cos\theta + a_2^\dagger \sin\theta)] |0, 0, 0\rangle = |\eta = 0, \sigma = 0\rangle_\theta. \quad (12)$$

利用位移算符

$$D_1(\eta) = \exp(\eta a_1^\dagger - \eta^* a_1),$$

$$D_2(\sigma) = \exp(\sigma a_2^\dagger - \sigma^* a_2), \quad (13)$$

将 $D_1(\eta)$ 和 $D_2(\sigma)$ 作用到态 $|\eta = 0, \sigma = 0\rangle_\theta$ 上, 我们可以得到三模纠缠态

$$|\eta, \sigma\rangle_\theta = D_1(\eta) D_2(\sigma) |\eta = 0, \sigma = 0\rangle_\theta = \exp\left[-\frac{|\eta|^2}{2} - \frac{|\sigma|^2}{2} + a_3^\dagger (a_1^\dagger - \eta^*) \cos\theta + a_3^\dagger (a_2^\dagger - \sigma^*) \sin\theta + \eta a_1^\dagger + \sigma a_2^\dagger\right] |0, 0, 0\rangle, \quad (14)$$

这就是文献[6]给出的三模连续纠缠态.

现在我们来构造新的三模连续纠缠态. 如图 2, 我们将模 2 和模 3 的交点处再放置一个光分束器, 此光分束器的反射率与透射率与偏振无关, 且能够实现变换

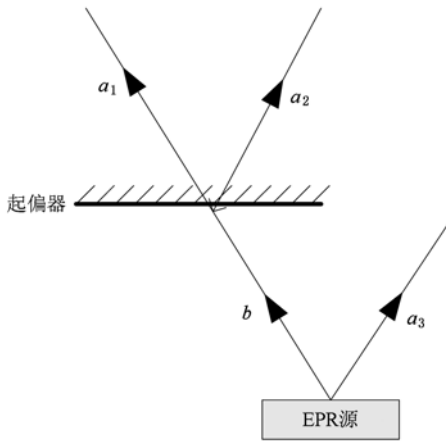


图1 三模连续纠缠态的构造

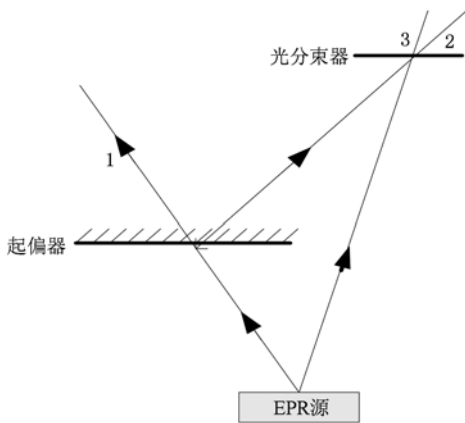


图2 三模连续纠缠态的构造

$$\begin{aligned} a_2^\dagger &\rightarrow a_2^\dagger \cos\varphi + a_3^\dagger \sin\varphi; \\ a_3^\dagger &\rightarrow a_3^\dagger \cos\varphi - a_2^\dagger \sin\varphi, \end{aligned} \quad (15)$$

其中, $\cos\varphi$ 和 $\sin\varphi$ 分别是光分束器的投射系数和反射系数, a_i 和 a_i^\dagger 分别表示通过光分束器的湮没算符和产生算符 ($i = 1, 2, 3$). 通过第二个光分束器, 态 $|\eta = 0, \sigma = 0\rangle_\theta$ 变为

$$\begin{aligned} &|\eta = 0, \sigma = 0\rangle_{\theta, \varphi} \\ &= \exp[(a_3^\dagger \cos\varphi - a_2^\dagger \sin\varphi) a_1^\dagger \cos\theta \\ &\quad + (a_3^\dagger \cos\varphi - a_2^\dagger \sin\varphi) (a_2^\dagger \cos\varphi \\ &\quad + a_3^\dagger \sin\varphi) \sin\theta] |000\rangle. \end{aligned} \quad (16)$$

根据位移算符 $D_1(\eta) = \exp(\eta a_1^\dagger - \eta^* a_1)$ 和 $D_2(\sigma) = \exp(\sigma a_2^\dagger - \sigma^* a_2)$, 将 $D_1(\eta) D_2(\sigma)$ 作用在态 $|\eta = 0, \sigma = 0\rangle_{\theta, \varphi}$ 上, 就可以得到新的三模连续

纠缠态

$$D_1(\eta) D_2(\sigma) |\eta = 0, \sigma = 0\rangle_{\theta, \varphi} = |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}. \quad (17)$$

5. 三模连续纠缠态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 的施密特分解

为了进一步看清楚包含在纠缠态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 中的纠缠特点, 我们可以通过傅里叶变换将态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 表示成直积的形式, 即施密特分解形式. 对 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 做单侧 Fourier 积分变换可得

$$\begin{aligned} &\int \frac{d\eta_2}{2\pi} \int \frac{d\sigma_2}{2\pi} |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} \exp(-iu\eta_2) \exp(-iv\sigma_2) \\ &= W |x_1\rangle_1 \otimes |x_2\rangle_2 \otimes |x_3\rangle_3, \end{aligned} \quad (18)$$

其中 $W = C \exp\left(-\frac{\eta_1 \eta_2}{2} - \frac{\sigma_1 \sigma_2}{2}\right)$, $C = ((1 - \cos^2\theta \sin^2\varphi)^2 - \sin^2 2\varphi \sin^2\theta)^{1/4}$, $|x_i\rangle_i$ 为坐标本征态, 其 Fock 空间中的表示为

$$\begin{aligned} |x_i\rangle_i &= \pi^{-1/4} \exp\left[-\frac{x_i^2}{2} \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{2} x_i a_i^\dagger - \frac{a_i^{\dagger 2}}{2}\right] |0\rangle_i, \end{aligned} \quad (19)$$

且 $x_1 = u + \frac{\eta_1}{2}$, $x_2 = v + \frac{\sigma_1}{2}$, $x_3 = \left(u - \frac{\eta_1}{2}\right) C_1 + \left(v - \frac{\sigma_1}{2}\right) C_2$. 这样, 对 (14) 式进行逆 Fourier 积分变换, 得到

$$\begin{aligned} |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} &= W \int dudv \exp(ix_1 \eta_2 + ix_2 \sigma_2) \\ &\quad \times |x_1\rangle_1 \otimes |x_2\rangle_2 \otimes |x_3\rangle_3. \end{aligned} \quad (20)$$

上式就是 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 的施密特分解^[14], 因此态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 是纠缠的. 若用坐标态 $|x_i\rangle_i$ ($i = 1, 2, 3$) 对态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 分别进行测量, 则利用 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 的施密特分解以及坐标态的正交关系可直接得到

$$\begin{aligned} {}_1\langle x | \eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} &= \sqrt{2} \int dv \exp(ix_1 \eta_2 + ix_2 \sigma_2) W \\ &\quad \times |x_2\rangle_2 \otimes |x_3\rangle_3, \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} {}_2\langle x | \eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} &= \sqrt{2} \int du \exp(ix_1 \eta_2 + ix_2 \sigma_2) W \\ &\quad \times |x_1\rangle_1 \otimes |x_3\rangle_3, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} {}_3\langle x | \eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} &= \int dudv \exp(ix_1 \eta_2 + ix_2 \sigma_2) W \\ &\quad \times |x_1\rangle_1 \otimes |x_2\rangle_2. \end{aligned} \quad (23)$$

由以上三式可以看出, 当三模中的某一个模被测量以后, 剩下的两个模依然是纠缠的.

6. 三模连续纠缠态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 在量子隐形传输中的应用

本节中,我们用三模连续纠缠态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ (包含粒子 1, 2, 3) 作为量子通道来传输坐标态 $|x\rangle_4$. 由于任意的单粒子态 $|\varphi\rangle_4$ 都可以用坐标态展开 $|\varphi\rangle_4 = \int dx |x\rangle_{4,4} \langle x | \varphi\rangle_4$, 因此, 得到了坐标态 $|x\rangle_4$ 的传输方案就得知了任意量子态的传输方案^[15].

假定 Alice(模 1), Bob(模 3) 和 Charlie(模 2) 三人分享了量子通道 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$, Alice 计划将坐标态 $|x\rangle_4$ 通过量子通道 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 传输给 Bob, 则量子系统的初始态应为 $|x\rangle_4 \otimes |\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$. 为了实现态的传输, Alice 需要对粒子 1 和 4 做一个关联测量, 即用算 $X_1 - X_4$ 和 $P_1 + P_4$ 的共同本征态 $|\eta'\rangle_{14,14} \langle \eta' |$ 进行 Bell 测量, 则投影态为

$$|\psi\rangle_{23} = {}_{14}\langle \eta' | \eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi} \otimes |x\rangle_4, \quad (24)$$

(24) 式中二模纠缠态 $|\eta' = \frac{\eta_1 + i\eta_2}{\sqrt{2}}\rangle_{14}$ 表达式为

$$|\eta\rangle_{14} = \exp\left[-\frac{|\eta|^2}{2} + \eta a_1^\dagger - \eta^* a_4^\dagger + a_1^\dagger a_4^\dagger\right] |0, 0\rangle_{14}, \quad (25)$$

其在坐标表象和动量表象中的施密特分解分别为^[16,17]

$$|\eta\rangle_{14} = \exp\left(-\frac{i\eta_1\eta_2}{2}\right) \int dx' |x'\rangle_4 \otimes |x' - \eta_1\rangle_1 \exp(i\eta_2 x'), \quad (26)$$

和

$$|\eta\rangle_{14} = \exp\left(-\frac{i\eta_1\eta_2}{2}\right) \int dp' |p' + \eta_2\rangle_1 \otimes |-p'\rangle_4 \exp(-ip'\eta_1). \quad (27)$$

利用 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$ 的施密特分解式(20)和(25), (26), 则(24)式可写为

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{23} &= W \exp\left(\frac{i\eta'_1\eta'_2}{2}\right) \int dx' dudv_4 \\ &\langle x' | \otimes_1 \langle x' - \eta'_1 | \exp(-i\eta'_2 x') \\ &\times \exp(ix_1\eta_2 + ix_2\sigma_2) |x_1\rangle_1 \\ &\otimes |x_2\rangle_2 \otimes |x_3\rangle_3 \otimes |x\rangle_4 \\ &= W \exp\left(\frac{i\eta'_1\eta'_2}{2}\right) \int dv \exp[i(x - \eta'_1)\eta_2 \\ &+ ix_2\sigma_2 - i\eta'_2 x] |x_2\rangle_2 \end{aligned}$$

$$\otimes |x_3\rangle_3 \Big|_{u=x-\eta'_1-\frac{\eta_1}{2}}. \quad (28)$$

根据施密特分解^[18], 我们可以看出在(28)式中, 态 $|\Psi\rangle_{23}$ 实际上是粒子 2 和粒子 3 的纠缠态. 也就是说, Charlie 必须对粒子 2 进行一次辅助测量以实现量子态 4 向 Bob(粒子 3) 的传输. 为此, Charlie 选择坐标测量 $|y\rangle_{2,2} \langle y |$ 测量, 则(28)式变为

$$\begin{aligned} {}_2\langle y | \Psi\rangle_{23} &= W \exp\left(\frac{i\eta'_1\eta'_2}{2}\right) \exp[i(x - \eta'_1)\eta_2 \\ &+ iy\sigma_2 - i\eta'_2 x] |x_3\rangle_3 \Big|_{u=x-\eta'_1-\frac{\eta_1}{2}, v=y-\frac{\sigma_1}{2}} \\ &= W \exp(iR) \exp[i(\eta_2 \\ &- \eta'_2)x] |C_1 x - G\rangle_3, \quad (29) \end{aligned}$$

其中 $G = \eta'_1 C_1 + \frac{\eta_1}{2} C_1 - (y - \sigma_1) C_2$, $R = \frac{1}{2} \eta'_1 \eta'_2 - \eta'_1 \eta_2 + y\sigma_2$.

注意到关系 $e^{ixp} |y\rangle = |y - x\rangle$ 以及单模压缩算符在坐标表象中的自然表示

$$\begin{aligned} S(\mu) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{\mu}} \left| \frac{x}{\mu} \right\rangle \langle x | \\ &= \exp\left(-\frac{\lambda}{2}(a^{\dagger 2} - a^2)\right), \\ \mu &= e^\lambda, \quad (30) \end{aligned}$$

可进一步将(29)式改写为

$$\begin{aligned} {}_2\langle y | \Psi\rangle_{23} &= W / \sqrt{C_1} \exp(iR) \exp[igP] \\ &\times \exp[i(\eta_2 - \eta'_2)X/C_1] \\ &\times S(1/C_1) |x\rangle_3, \quad (31) \end{aligned}$$

这里 $W / \sqrt{C_1}$ 是一个不重要的常数. 由(31)式可以看出, 一旦 Bob 从 Alice 处通过经典信道获得了关于量子 1, 4 的测量信息 η' , 并且 Charlie(可作为一个监控者)将其测量信息 y 告诉 Bob, 那么 Bob 就可以通过么正变换 $[\exp(iR) \exp[igP] \exp[i(\eta_2 - \eta'_2)X/C_1] S(1/C_1)]^{-1}$ 而得到待传输的量子态 $|x\rangle_3$. 因此, 隐形传态能够通过本文新建立的量子态得以实现.

7. 结 论

本文通过混合非对称光束分离器和起偏器, 在三模 Fock 空间中构建一种新的三模连续变量纠缠态 $|\eta, \sigma\rangle_{\theta, \varphi}$. 我们利用 IWOP 技术证明了该量子态完备的, 因此它可以构成一种新的量子力学表象. 利用傅里叶变换我们还得到了态的施密特分解, 这为理解态的纠缠性提供了直接表示. 作为该表象的

一个重要应用,我们利用它实现了单粒子态的量子隐态传输,给出了相应的传输方案.此外,量子力学

表象还可以由于构造量子力学算符恒等式^[19],有望实现量子同步通信问题^[20].

- [1] Zhou N R, Zeng B Y, Wang L J, Gong L H 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 2193 (in Chinese) [周南润、曾宾阳、王立军、龚黎华 2010 物理学报 **59** 2193]
- [2] Li Y L, Feng J, Yu Y F 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 6797 (in Chinese) [李艳玲、冯健、於亚飞 2007 物理学报 **56** 6797]
- [3] Einstein A, Podolsky B, Rosen N 1935 *Phys. Rev.* **47** 777
- [4] Fan H Y, Chen J H, Song T Q 2003 *Int. J. Theor. Phys.* **42** 1773
- [5] Fan H Y, Klauder J R 1994 *Phys. Rev. A* **49** 704
- [6] Fan H Y 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 1301
- [7] Hu L Y, Fan H Y 2007 *J. Phys. B* **40** 2099
- [8] Kuang M H, Ma S J, Liu D M 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1065
- [9] Fan H Y 2003 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **5** R147
Wünsche A 1999 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **1** R11
- [10] Fan H Y 2006 *Ann. Phys.* **321** 480
- [11] Fan H Y 1990 *J. Math. Phys.* **31** 257
- [12] Fan H Y 1989 *J. Math. Phys.* **30** 1273
- [13] Fan H Y, Zaidi H R, Klauder J R 1987 *Phys. Rev. D* **35** 1831
- [14] Zhang W M, Feng D F, Gilmore R 1990 *Rev. Mod. Phys.* **64** 867
- [15] Hu L Y, Fan H Y 2009 *Int. J. Mod. Phys. A* **24** 2689
Hu L Y, Lu H L 2007 *Chin. Phys.* **16** 2200
- [16] Fan H Y, Hu L Y, Wang W Q 2008 *J. Mod. Opt.* **55** 1529
- [17] Fan H Y 2001 *Phys. Lett. A* **286** 81
- [18] Preskill J 1998 *Physics Lectures*; California Institute of Technology: Pasadena, CA, p229
- [19] Zhou N R, Jia F, Gong L H 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 2179 (in Chinese) [周南润、贾芳、龚黎华 2009 物理学报 **58** 2179]
- [20] Zhou N R, Zeng G H, Gong L H, Liu S Q 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 5066 (in Chinese) [周南润、曾贵华、龚黎华、刘三秋 2007 物理学报 **56** 5066]

A new three-mode entangled state representation generated by beamsplitter and polarizer

Wang Shu-Jing Ma Shan-Jun[†]

(College of Physics and Communication Electronics, Jiangxi Normal University, Nanchang 330022, China)

(Received 14 May 2010; revised manuscript received 18 June 2010)

Abstract

We constructed a new three-mode entangled state representation in the three-mode Fock space, which is complete and can make up a new quantum representation. This state can be generated experimentally by combining beamsplitter with polarizer. The entanglement properties are analyzed by obtaining its Schmidt decomposition. As an important application of this state, we consider a single-mode state teleportation by using this new state as a quantum channel, and present the corresponding teleportation scheme.

Keywords: three-mode entangled state, IWOP technique, quantum entanglement, quantum teleportation

PACS: 03.65.Ud

[†] Corresponding author. E-mail: shanjunma@126.com