

# 基于线性光学的双通道混合纠缠操控

翟淑琴 张 姚

山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006

**摘要** 提出了一种基于线性光学的双通道混合纠缠操控方案。该方案利用可调分束器(VBS)制备了双通道混合纠缠态,通过调节 VBS 的分束比实现了混合纠缠态的纠缠操控,并分析了猫态大小对保真度的影响。该方案为多通道混合纠缠态的制备及其在混合量子通讯中的应用提供了理论参考。

**关键词** 量子光学;量子信息;线性光学;混合光学处理;混合量子通讯

**中图分类号** O431.2

**文献标识码** A

**doi:** 10.3788/CJL201643.1112002

## Duplex Hybrid Entanglement Manipulation Based on Linear Optics

Zhai Shuqin Zhang Yao

*College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China*

**Abstract** A scheme of manipulating duplex hybrid entanglement based on linear optics is presented. In the scheme, a variable beam splitter (VBS) is used to generate duplex hybrid entangled states, the hybrid entanglement manipulation is realized by adjusting the splitting ratio of VBS, and the influence of the cat state size on fidelity is analyzed. This scheme provides theoretical reference for the generation of multiplex hybrid entanglement and its application in hybrid quantum communications.

**Key words** quantum optics; quantum information; linear optics; hybrid optical processing; hybrid quantum communications

**OCIS codes** 270.5585; 200.4740; 270.5565

## 1 引 言

作为量子力学与量子信息学的重要工具,纠缠态近年来得到了广泛的应用。分离变量多光子纠缠<sup>[1]</sup>以及连续变量多组份纠缠<sup>[2-3]</sup>都得到了广泛的研究。研究发现,混合纠缠态在量子信息应用中具有非常重要的应用价值<sup>[4-7]</sup>。一方面,混合纠缠态有助于基础科学问题的研究;另一方面,混合纠缠态是量子技术的重要工具,是量子信息中信息在不同场合传输、操控、存储、测量的重要转换工具。

光场是信息的良好载体,对于混合纠缠态,具有代表性的是相干态与单光子态之间的混合纠缠。相干态在大多数情况下可以认为是半经典态,能较好地在连续变量框架下描述经典宏观态,而单光子态可以在分离变量系统中描述量子化体系的能量。

分离变量量子纠缠态和连续变量量子纠缠态在量子信息中的应用各有特点。1997年,Bouwmeester等<sup>[8]</sup>在奥地利成功地传送了光量子位(量子比特)。虽然这种方案保真度很高,但由于纠缠产生的概率性以及两个光子贝尔态测量的概率性,分离变量量子纠缠态传输的成功率很低,不能应用于实际量子信息过程中。1998年,Furusawa等<sup>[9]</sup>利用连续变量量子纠缠态实现了量子通讯,但是这种方案保真度不高。为了实现优势互补,科研工作者开始研究同时使用分离变量量子系统和连续变量量子系统的混合纠缠态以及混合量子技术。2013年,Takeda等<sup>[10]</sup>使用光量子比特和连续变量量子隐形传态的混合技术实现了确定性光量

**收稿日期:** 2016-07-18; **收到修改稿日期:** 2016-08-04

**基金项目:** 国家自然科学基金(61008006, 11274212, 61405108, 11674205)、国家重点研发计划(2016YFA0301404)

**作者简介:** 翟淑琴(1975—),女,博士,副教授,硕士生导师,主要从事量子光学、量子通信方面的研究。

E-mail: xiaozhai@sxu.edu.cn

子比特的远程传送,这种方案传输效率高,且保真度高达 79%~82%。将混合纠缠技术应用于量子信息过程的方案还有很多<sup>[11-13]</sup>,都表现出了其相对于分离变量量子纠缠态和连续变量量子纠缠态的优越性。

最初方案是利用交叉 Kerr 非线性相互作用产生混合纠缠态<sup>[14-18]</sup>,但是该方案较难在实验中实现。2014年,Jeong 等<sup>[19]</sup>利用光子在实验上近似地产生了单光子态与相干态的混合纠缠态,并提出了一种产生更大混合纠缠态的方案。Morin 等<sup>[20]</sup>在实验上产生了单光子态与奇偶猫态的混合纠缠态。Kwon 等<sup>[21]</sup>提出了一种基于单光子偏振态和相干态的混合纠缠态。而直接将混合纠缠态应用于量子信息过程还处于理论研究阶段。

本文在单光子与猫态的混合纠缠态基础上,利用可调分束器(VBS)实现了混合纠缠态的双通道操控,研究了双通道混合纠缠态与原混合纠缠态之间的保真度关系,并分析了猫态大小对保真度的影响。研究结果对混合量子系统中量子信息的传输、存储和测量具有一定的参考意义。

## 2 基于线性光学的双通道混合纠缠操控

### 2.1 物理模型

双通道混合纠缠态操控的物理模型如图 1 所示。两个输入态分别为双模压缩态  $|0\rangle_a |0\rangle_b + \lambda |1\rangle_a |1\rangle_b$  ( $\lambda \ll 1$ ) 和偶猫态  $|M_+\rangle = \frac{1}{N_+} (|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle)$ , 其中  $\lambda$  为双模压缩非线性参量,  $\alpha$  为猫态的大小,  $N_+$  为偶猫态的归一化因子。双模压缩态经偏振分束器(PBS)后在空间上分为模  $a$  和模  $b$ 。偶猫态经过反射率  $r_1$  ( $r_1 \approx \theta \ll 1, \theta$  为反射率参量) 很小的分束器  $BS_1$  后,可能出现反射一个光子或者没有反射光子两种情况。反射一个光子时,模  $c$  为单光子态,模  $d$  为奇猫态,满足  $\hat{a} |M_+\rangle = \alpha |M_-\rangle$ , 其中  $\hat{a}$  为光学场的湮灭算符;没有反射光子时,模  $c$  为真空态,模  $d$  为偶猫态。模  $c$  与模  $b$  在反射率为  $r$ 、透射率为  $t$  ( $r+t=1$ ) 的分束器  $BS_2$  上混合后,两个输出模  $c'$ 、 $b'$  分别用单光子探测器  $D_1$ 、 $D_2$  进行探测。模  $d$  经过反射率为  $R$  的 VBS 分为模  $e$  和模  $f$ 。当探测器  $D_1$  或  $D_2$  响应时,说明探测到了一个光子。当这个光子来自模  $b$  时,模  $a$  为单光子态,模  $d$  为偶猫态;当这个光子来自于模  $c$  时,模  $a$  为真空态,模  $d$  为奇猫态。令  $\frac{r}{t} = \frac{\lambda}{\theta\alpha}$ , 可使这两种情况出现的概率相同,模  $a$  与模  $d$  可形成混合纠缠态。模  $e$ 、 $f$  由模  $d$  和 VBS 决定,最终可以形成模  $a$  与模  $e$ 、模  $a$  与模  $f$  的双通道混合纠缠。

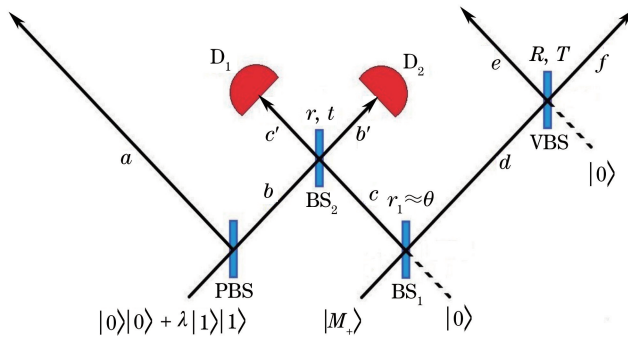


图 1 基于线性光学的双通道混合纠缠态操控系统示意图

Fig. 1 Schematic diagram of duplex hybrid entanglement manipulation system based on linear optics

### 2.2 双通道纠缠成功概率

偶猫态经过一个反射率很小的分束器,该过程可以表示为算符  $\hat{U} = \exp[\theta(\hat{e}^\dagger \hat{d} - \hat{c} \hat{d}^\dagger)] \approx \hat{1} + \theta(\hat{e}^\dagger \hat{d} - \hat{c} \hat{d}^\dagger)$  作用在偶猫态上,其中  $\hat{1}$  为单位算符。由于分束器的另一端为真空态,所以  $\hat{c} \hat{d}^\dagger$  作用后为零。因此总的态可以表示为

$$|\Psi\rangle_{abcd} = (\hat{1} + \theta \hat{e}^\dagger \hat{d})(\hat{1} + \lambda \hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger) |0\rangle_a |0\rangle_b |0\rangle_c |M_+\rangle_d. \quad (1)$$

模  $c$  与双模压缩态的一支(模  $b$ ) 在反射率为  $r$  的分束器上耦合,得到模  $b'$ 、 $c'$ , 由分束器的变换关系可以得到

$$\begin{cases} \hat{b}'^\dagger \rightarrow \sqrt{t} \hat{b}^\dagger + \sqrt{r} \hat{c}'^\dagger \\ \hat{c}'^\dagger \rightarrow \sqrt{t} \hat{b}'^\dagger - \sqrt{r} \hat{c}^\dagger \end{cases}. \quad (2)$$

将(2)式代入(1)式,得到探测器测量之前模  $a, c', b', d$  总的态为

$$|\Psi\rangle_{ab'c'd} = [\hat{1} + \theta(\sqrt{t}\hat{b}'^\dagger - \sqrt{r}\hat{c}'^\dagger)\hat{d}] [\hat{1} + \lambda\hat{a}^\dagger(\sqrt{t}\hat{b}'^\dagger + \sqrt{r}\hat{c}'^\dagger)] |0\rangle_a |0\rangle_{b'} |0\rangle_{c'} |M_+\rangle_d. \quad (3)$$

由于  $\lambda \ll 1, r_1 \approx \theta \ll 1$ , 所以探测到单光子的概率很低, 探测到两个光子的概率更是微乎其微, 可以忽略含  $\lambda\theta$  的二阶项, 则有

$$|\Psi\rangle_{ab'c'd} = [1 + \theta(\sqrt{t}\hat{b}'^\dagger - \sqrt{r}\hat{c}'^\dagger)\hat{d} + \lambda\hat{a}^\dagger(\sqrt{t}\hat{b}'^\dagger + \sqrt{r}\hat{c}'^\dagger)] |0\rangle_a |0\rangle_{b'} |0\rangle_{c'} |M_+\rangle_d. \quad (4)$$

探测器  $D_1$  或  $D_2$  响应时, 测量算符表示为

$$\begin{cases} \Pi_1 = |1\rangle_{b'} \langle 1| \otimes |0\rangle_{c'} \langle 0| \\ \Pi_2 = |0\rangle_{b'} \langle 0| \otimes |1\rangle_{c'} \langle 1| \end{cases} \quad (5)$$

只要  $D_1$  或  $D_2$  响应, 说明模  $b$  或  $c$  可能有一个光子, 则模  $a, d$  之间形成混合纠缠, 其表达式为

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{ad} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_a |M_-\rangle_d + |1\rangle_a |M_+\rangle_d) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ |0\rangle_a \frac{1}{N_-} (|\alpha\rangle_d - |-\alpha\rangle_d) + |1\rangle_a \frac{1}{N_+} (|\alpha\rangle_d + |-\alpha\rangle_d) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $N_\pm$  表示奇偶猫态的归一化系数, 且  $N_\pm = \sqrt{2 \pm 2\exp(-2|\alpha|^2)}$ .

模  $a, d$  之间成功形成混合纠缠的概率是由两个探测器分别响应的概率之和决定。经过分析可以得到  $D_1, D_2$  两个探测器测得光子的概率及总概率分别为

$$\begin{cases} P_1 = {}_{ab'c'd} \langle \Psi | \Pi_1 | \Psi \rangle_{ab'c'd} = (\lambda^2 + \theta^2) t \\ P_2 = {}_{ab'c'd} \langle \Psi | \Pi_2 | \Psi \rangle_{ab'c'd} = (\lambda^2 + \theta^2) r. \\ P = P_1 + P_2 = \lambda^2 + \theta^2 \end{cases} \quad (7)$$

模  $d$  经过分束器之后分为两束, 这并不影响探测器  $D_1$  及  $D_2$  对光子的探测, 因此, 即使产生双通道混合纠缠态, 也不影响双通道的成功概率, 整个过程的总成功概率仍为  $\lambda^2 + \theta^2$ 。

### 2.3 双通道混合纠缠保真度

当探测器  $D_1$  或  $D_2$  响应时, 模  $d$  经过反射率为  $R$ 、透射率为  $T(R+T=1)$  的 VBS 后分为模  $e, f$ , 则奇、偶猫态对应的相干态部分的变换为<sup>[22]</sup>

$$\begin{cases} |\alpha\rangle_d \rightarrow |\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f |\sqrt{R}\alpha\rangle_e \\ |-\alpha\rangle_d \rightarrow |-\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f |-\sqrt{R}\alpha\rangle_e \end{cases} \quad (8)$$

这时, 形成了模  $a$  与模  $e$  以及模  $a$  与模  $f$  的纠缠。模  $a, e, f$  间的总的态可以表示为

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle_{aef} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ |0\rangle_a \frac{1}{N_-} (|\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f |\sqrt{R}\alpha\rangle_e - |-\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f |-\sqrt{R}\alpha\rangle_e) + \right. \\ &\quad \left. |1\rangle_a \frac{1}{N_+} (|\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f |\sqrt{R}\alpha\rangle_e + |-\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f |-\sqrt{R}\alpha\rangle_e) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

模  $a, e, f$  总的密度算符为

$$\hat{\rho}_{aef} = |\Psi\rangle_{aef} \langle \Psi|. \quad (10)$$

为了研究模  $a$  与模  $e$ 、模  $a$  与模  $f$  这两个通道的混合纠缠, 对三模总密度算符  $\hat{\rho}_{aef}$  中的模  $e$  或模  $f$  求迹, 就可以得到另一个模与模  $a$  形成的混合纠缠态。

对总的密度算符  $\hat{\rho}_{aef}$  中的模  $f$  求迹时, 模  $a, e$  形成的混合纠缠态  $|\Psi\rangle_{ae}$  的密度算符为

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_{ae} &= \text{Tr}_f [|\Psi\rangle_{aef} \langle \Psi|] = \\ &= \frac{1}{2} \left\{ |0\rangle_a \langle 0| \frac{1}{N_-^2} [|\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle \sqrt{R}\alpha| + |-\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle -\sqrt{R}\alpha| - \right. \\ &\quad \left. \exp[-2(1-R)\alpha^2] (|\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle -\sqrt{R}\alpha| + |-\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle \sqrt{R}\alpha|) \right] + \\ &\quad |1\rangle_a \langle 1| \frac{1}{N_+^2} [|\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle \sqrt{R}\alpha| + |-\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle -\sqrt{R}\alpha| + \\ &\quad \left. \exp[-2(1-R)\alpha^2] (|\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle -\sqrt{R}\alpha| + |-\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle \sqrt{R}\alpha|) \right] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & |0\rangle_a \langle 1| \frac{1}{N_-^2} [ |\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle \sqrt{R}\alpha| - |-\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle -\sqrt{R}\alpha| + \\
 & \exp[-2(1-R)\alpha^2] ( |\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle -\sqrt{R}\alpha| - |-\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle \sqrt{R}\alpha| ) ] + \\
 & |1\rangle_a \langle 0| \frac{1}{N_-^2} [ |\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle \sqrt{R}\alpha| - |-\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle -\sqrt{R}\alpha| - \\
 & \exp[-2(1-R)\alpha^2] ( |\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle -\sqrt{R}\alpha| - |-\sqrt{R}\alpha\rangle_e \langle \sqrt{R}\alpha| ) ] \}, \quad (11)
 \end{aligned}$$

将其投影到模  $a$ 、 $d$  间的混合纠缠态上,得到混合纠缠态  $|\Psi\rangle_{ae}$  与初始混合纠缠态  $|\Psi\rangle_{ad}$  间的保真度为

$$F_e = {}_{ad} \langle \Psi | \rho_{ae} | \Psi \rangle_{ad} = \frac{1 + \exp[-2(1-R)\alpha^2]}{2} \left[ \frac{1}{N_-^4} (A_e - B_e)^2 + \frac{1}{N_+^4} (A_e + B_e)^2 + \frac{2}{N_-^2 N_+^2} (A_e^2 - B_e^2) \right], \quad (12)$$

式中

$$\begin{cases} A_e = \exp\left(-\alpha^2 + \frac{1-R}{2}\alpha^2 + \sqrt{R}\alpha^2\right) \\ B_e = \exp\left(-\alpha^2 + \frac{1-R}{2}\alpha^2 - \sqrt{R}\alpha^2\right) \end{cases} \circ \quad (13)$$

同样,对总的密度算符  $\rho_{aef}$  中的模  $e$  求迹,则模  $a$ 、 $f$  形成的混合纠缠态  $|\Psi\rangle_{af}$  的密度算符为

$$\begin{aligned}
 \rho_{af} &= \text{Tr}_e [ |\Psi\rangle_{aef} \langle \Psi| ] = \\
 & \frac{1}{2} \left\{ |0\rangle_a \langle 0| \frac{1}{N_-^2} [ |\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle \sqrt{1-R}\alpha| + |-\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle -\sqrt{1-R}\alpha| - \right. \\
 & \exp(-2R\alpha^2) ( |\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle -\sqrt{1-R}\alpha| + |-\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle \sqrt{1-R}\alpha| ) ] + \\
 & |1\rangle_a \langle 1| \frac{1}{N_-^2} [ |\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle \sqrt{1-R}\alpha| + |-\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle -\sqrt{1-R}\alpha| + \\
 & \exp(-2R\alpha^2) ( |\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle -\sqrt{1-R}\alpha| + |-\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle \sqrt{1-R}\alpha| ) ] + \\
 & |0\rangle_a \langle 1| \frac{1}{N_-^2} [ |\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle \sqrt{1-R}\alpha| - |-\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle -\sqrt{1-R}\alpha| + \\
 & \exp(-2R\alpha^2) ( |\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle -\sqrt{1-R}\alpha| - |-\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle \sqrt{1-R}\alpha| ) ] +, \quad (14) \\
 & |1\rangle_a \langle 0| \frac{1}{N_-^2} [ |\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle \sqrt{1-R}\alpha| - |-\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle -\sqrt{1-R}\alpha| - \\
 & \exp(-2R\alpha^2) ( |\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle -\sqrt{1-R}\alpha| - |-\sqrt{1-R}\alpha\rangle_f \langle \sqrt{1-R}\alpha| ) ]
 \end{aligned}$$

将其投影到模  $a$ 、 $d$  之间的混合纠缠态上,得到混合纠缠态  $|\Psi\rangle_{af}$  与初始混合纠缠态  $|\Psi\rangle_{ad}$  间的保真度为

$$F_f = {}_{ad} \langle \Psi | \rho_{af} | \Psi \rangle_{ad} = \frac{1 + \exp(-2R\alpha^2)}{2} \left[ \frac{1}{N_-^4} (A_f - B_f)^2 + \frac{1}{N_+^4} (A_f + B_f)^2 + \frac{2}{N_-^2 N_+^2} (A_f^2 - B_f^2) \right], \quad (15)$$

式中

$$\begin{cases} A_f = \exp\left(-\alpha^2 + \frac{R}{2}\alpha^2 + \sqrt{1-R}\alpha^2\right) \\ B_f = \exp\left(-\alpha^2 + \frac{R}{2}\alpha^2 - \sqrt{1-R}\alpha^2\right) \end{cases} \circ \quad (16)$$

### 3 混合纠缠操控结果分析

根据以上结果,分析  $|\Psi\rangle_{ae}$  与  $|\Psi\rangle_{ad}$ 、 $|\Psi\rangle_{af}$  与  $|\Psi\rangle_{ad}$  之间的保真度关于 VBS 的反射率  $R$  和猫态大小  $\alpha$  的变化规律,结果如图 2 和图 3 所示。 $|\Psi\rangle_{ae}$  与  $|\Psi\rangle_{ad}$  之间的保真度  $F_e$  用虚线表示, $|\Psi\rangle_{af}$  与  $|\Psi\rangle_{ad}$  之间的保真度  $F_f$  用实线表示。

由图 2 可以看出,虚线部分与实线部分关于  $R = 0.5$  对称,这是分束器本身的性质决定的。当  $R = 0.5$

时,对应 50 : 50 的分束器,此时透射部分与反射部分相同,所以有  $F_e = F_f$ 。随着  $R$  的增大,  $F_f$  逐渐减小,  $F_e$  逐渐增大。当  $R = 0$  时,模  $d$  全部透射,  $F_f = 1$ , 模  $e$  为真空态。当  $R = 1$  时,模  $d$  全部反射,  $F_e = 1$ , 模  $f$  为真空态。当模  $e$  (或模  $f$ ) 为真空态时,  $F_e \neq 0$  (或  $F_f \neq 0$ ), 这是因为相干态和真空态的内积不为 0。对于相同的  $R$ , 随着  $\alpha$  的增大,  $F_e$  和  $F_f$  会减小。

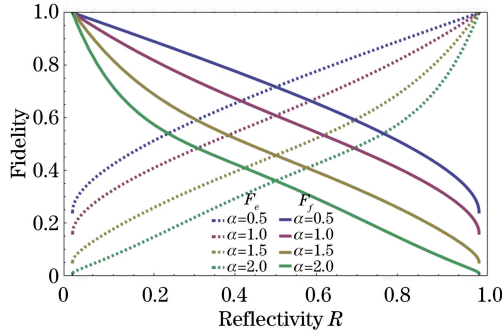


图 2 保真度  $F_e$  和  $F_f$  随 VBS 反射率  $R$  的变化

Fig. 2 Variations of fidelity  $F_e$  and  $F_f$  with reflectivity  $R$  of VBS

由图 3 可以看出,当  $R$  一定时,在一定范围内,随着  $\alpha$  的增大,保真度  $F_e$  和  $F_f$  变化不大。超过一定范围后,随着  $\alpha$  的增大,保真度  $F_e$  和  $F_f$  迅速减小。因此,混合纠缠态中猫态过大,体现了退相干效应,因此装置中需要选择小猫态。由于小偶猫态与压缩真空态的保真度都很高,所以实际实验中可使用压缩真空态代替小猫态。对于相同的  $\alpha$ , 随着  $R$  的增大,  $F_e$  逐渐增大,  $F_f$  逐渐减小。对比图 3(a)、(b) 可以发现,图 3(a) 中  $R = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$  这 5 种情况对应的  $F_e$  分别与图 3(b) 中  $R = 0.9, 0.7, 0.5, 0.3, 0.1$  这 5 种情况一致,这与图 2 中实线部分与虚线部分关于  $R = 0.5$  对称的结果是相符的。

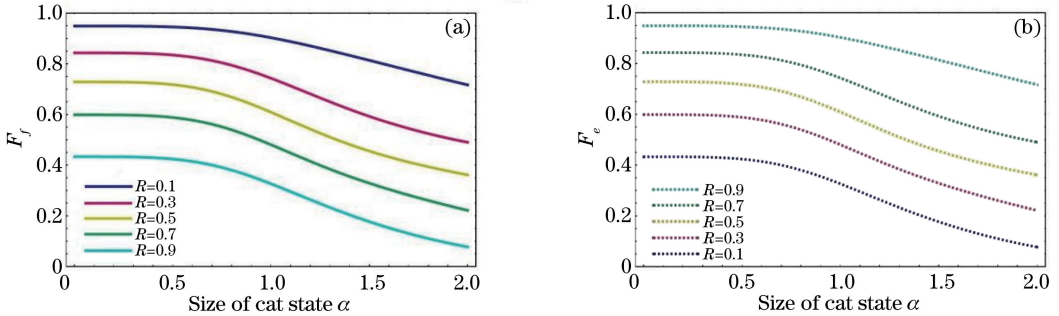


图 3 保真度(a)  $F_f$  和(b)  $F_e$  随  $\alpha$  的变化

Fig. 3 Variations of fidelity (a)  $F_f$  and (b)  $F_e$  with  $\alpha$

由此可知,选择适当的 VBS 反射率  $R$  和猫态大小  $\alpha$  可提高保真度  $F_f$  和  $F_e$ 。当  $R = 0.5, \alpha = 0.5$  时,  $F_e = F_f = 0.71806$ 。这种高保真度的双路纠缠对量子网络中连续变量与分离变量不同节点间量子信息的传送具有非常重要的意义。

## 4 结 论

提出了一种利用线性光学基本元件进行双通道混合纠缠态操控的方案,分析了最终产生的两组混合纠缠态与初始混合纠缠态的保真度,给出了该保真度关于 VBS 的反射率  $R$  和猫态大小  $\alpha$  的变化关系。结果表明,利用 VBS 可以实现双通道混合纠缠态的操控。此方法是在混合纠缠态的基础上根据具体需求进行线性光学操作,操控方法简单易行。研究结果对量子信息过程中信息的存储、传递、测量等提供了一定的参考。

## 参 考 文 献

1 Feng Chuan, Sachuerfu, Li Hongxing. Entanglement of an atom interacting with Glauber-Lachs state in multiphoton Jaynes-Cummings model[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(5): 0527001.

- 冯 川, 萨楚尔夫, 李红星. 多光子 Jaynes-Cummings 模型中原子与 Glauber-Lachs 场态相互作用的量子纠缠[J]. 光学学报, 2013, 33(5): 0527001.
- 2 Yan Zhihui, Jia Xiaojun, Su Xiaolong, *et al.* Continuous variable multi-color entangled optical fields[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(8): 080007.  
闫智辉, 贾晓军, 苏晓龙, 等. 连续变量多色纠缠态光场[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(8): 080007.
- 3 Yang Rui, Zhai Shuqin. Three-color and tripartite entangled state from cascaded type I second-harmonic generations[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(4): 0427002.  
杨 瑞, 翟淑琴. I类倍频级联过程中的三色三组份纠缠[J]. 光学学报, 2014, 34(4): 0427002.
- 4 Park K, Lee S W, Jeong H. Quantum teleportation between particlelike and fieldlike qubits using hybrid entanglement under decoherence effects[J]. Phys Rev A, 2012, 86(6): 062301.
- 5 Kwon H, Jeong H. Violation of the Bell-Clauser-Horne-Shimony-Holt inequality using imperfect photodetectors with optical hybrid states[J]. Phys Rev A, 2013, 88(5): 052127.
- 6 Lee S W, Jeong H. Near-deterministic quantum teleportation and resource-efficient quantum computation using linear optics and hybrid qubits[J]. Phys Rev A, 2013, 87(2): 022326.
- 7 Stobińska M, Töppel F, Sekatski P, *et al.* Towards loophole-free Bell inequality test with preselected unsymmetrical singlet states of light[J]. Phys Rev A, 2014, 89(2): 022119.
- 8 Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, *et al.* Experimental quantum teleportation[J]. Nature, 1997, 390(6660): 575-579.
- 9 Furusawa A, Sørensen J L, Braunstein S L, *et al.* Unconditional quantum teleportation[J]. Science, 1998, 282(5389): 706-709.
- 10 Takeda S, Mizuta T, Fuwa M, *et al.* Deterministic quantum teleportation of photonic quantum bits by a hybrid technique [J]. Nature, 2013, 500(7462): 315-318.
- 11 Takeda S, Fuwa M, Van Loock P, *et al.* Entanglement swapping between discrete and continuous variables[J]. Phys Rev Lett, 2015, 114(10): 100501.
- 12 Cirac J I, Zoller P. Quantum computations with cold trapped ions[J]. Phys Rev Lett, 1995, 74(20): 4091-4094.
- 13 Spiller T P, Nemoto K, Braunstein S L, *et al.* Quantum computation by communication[J]. New J Phys, 2006, 8(2): 30.
- 14 Gerry C C. Generation of optical macroscopic quantum superposition states via state reduction with a Mach-Zehnder interferometer containing a Kerr medium[J]. Phys Rev A, 1999, 59(5): 4095-4098.
- 15 Jeong H. Using weak nonlinearity under decoherence for macroscopic entanglement generation and quantum computation [J]. Phys Rev A, 2005, 72(3): 034305.
- 16 Nemoto K, Munro W J. Nearly deterministic linear optical controlled-NOT gate[J]. Phys Rev Lett, 2004, 93(25): 250502.
- 17 van Enk S J. Entanglement capabilities in infinite dimensions: Multidimensional entangled coherent states[J]. Phys Rev Lett, 2003, 91(1): 017902.
- 18 Jeong H, Kim M S, Ralph T C, *et al.* Generation of macroscopic superposition states with small nonlinearity[J]. Phys Rev A, 2004, 70(6): 061801.
- 19 Jeong H, Zavatta A, Kang M, *et al.* Generation of hybrid entanglement of light[J]. Nature Photon, 2014, 8(7): 564-569.
- 20 Morin O, Huang K, Liu J, *et al.* Remote creation of hybrid entanglement between particle-like and wave-like optical qubits[J]. Nature Photon, 2014, 8(7): 570-574.
- 21 Kwon H, Jeong H. Generation of hybrid entanglement between a single-photon polarization qubit and a coherent state[J]. Phys Rev A, 2015, 91(1): 012340.
- 22 Datta A, Zhang L, Peter N T, *et al.* Quantum metrology with imperfect states and detectors[J]. Phys Rev A, 2011, 83(6): 063836.