

基于纠缠交换的 EPR 量子导引开关

翟淑琴^{1,2*}, 袁楠¹, 刘奎²¹山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006;²山西大学光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006

摘要 不同用户之间的信息操控关联性在安全量子通信中具有重要的意义。EPR 导引是安全量子网络中必要的资源,即一方可以利用共享的纠缠来导引相距遥远的另一方。提出一种基于纠缠交换的量子开关方案,在两个空间分离的 EPR 纠缠交换过程中,设置一个可调谐分束器作为控制开关,观察了 EPR 导引方向与可调谐分束器反射率的依赖关系,并研究了不同用户之间导引方向的操控。该方案对安全量子通讯具有参考价值。

关键词 量子光学; EPR 导引; 量子开关; 不对称性; 纠缠交换; 量子通讯

中图分类号 O437

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.1627002

EPR Quantum Steering Switch Based on Entanglement Swapping

Zhai Shuqin^{1,2*}, Yuan Nan¹, Liu Kui²¹ College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;² State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract The information manipulation relevance among different users has profound significance in secure quantum communication. EPR steering, which means that one party can steer the state of a distant party by exploiting shared entanglement, is an important resource in a secure quantum network. In this work, we present a quantum switch scheme based on entanglement swapping, in which a tunable beam splitter is set as a control switch during the swapping of two space-separated EPR entangled states. The dependence of the EPR steering direction on the reflectivity of tunable beam splitter is observed, and the control of steering direction among different users is investigated. The proposed scheme has reference value for secure quantum communication.

Key words quantum optics; EPR steering; quantum switch; asymmetry; entanglement swapping; quantum communications

OCIS codes 270.5565; 270.5585; 270.6570; 270.2500

1 引言

Schrödinger^[1-2]提出“导引”一词来描述由 Einstein 等^[3]提出的 EPR 佯谬中的“幽灵般的超距作用”,随后, Wiseman 等^[4]正式定义了 EPR 导引。不同于纠缠^[5]和 Bell 非定域性^[6-7], EPR 导引是介于它们之间的量子关联,描述了测量一个粒子非局

域地影响另一个粒子状态的能力。在量子信息领域, EPR 导引天然的不对称性使得其在量子安全通讯方面具有广阔的应用前景,在与单端设备无关的量子密钥分发^[8-10]、安全量子隐形传态^[11-12]以及量子秘密共享^[13]等领域引起了国内外的广泛关注。

假设相距遥远的 Alice 和 Bob 共享一对 EPR 纠缠态, Alice 和 Bob 可相互导引,但导引能力却不

收稿日期: 2020-12-15; 修回日期: 2021-02-25; 录用日期: 2021-03-18

基金项目: 国家自然科学基金(12074233, 91536222, 11674205)、国家 973 计划(2016YFA0301404)、山西省自然科学基金(201801D121121)

通信作者: *xiaozhai@sxu.edu.cn

相同,属于不对称 EPR 导引。Alice 可以导引 Bob,但是 Bob 无法导引 Alice,或者 Bob 可以导引 Alice,但是 Alice 无法导引 Bob,这均是单向 EPR 导引,属于最典型的不对称 EPR 导引。单向 EPR 导引最早是用双模压缩态^[14]验证的,随后,He 等^[15]提出多组份纠缠的量子态具有导引特性的判定依据,并且在多组份 EPR 导引和真正的三组份纠缠方面对该判定依据进行了实验验证^[16],该判定依据为单端设备无关量子秘密共享^[17]提供了新的资源,在分离变量^[18-21]和连续变量系统^[22-24]领域中也重要的应用前景,这些判据为多方量子通信方案的实施提供了可能。

纠缠交换^[25-29]可以使两个独立的纠缠态在没有直接相互作用时发生纠缠,是构建量子信息网络^[30]的重要技术,此技术已被应用于高斯量子失谐的远程传输^[31]。近年来,苏晓龙团队提出基于纠缠交换的量子导引方案^[32-33],这些方案对量子态的远距离传输、安全量子网络中的 EPR 导引操控以及复合量子系统的 EPR 导引判断都将产生影响。此外,如何改变 EPR 导引分布仍需要进一步研究。

连续变量纠缠交换可以使原本不相关的两个光场产生量子纠缠,利用纠缠交换的通信方案,引入线性光学元件,可以实现光学模之间的量子导引以满足量子安全通信的需求,进而实现不同模式之间具有方向性的导引操控^[34]。本文介绍了一种新方案:在两对独立的高斯 EPR 纠缠态交换过程中,加入一个可调谐分束器,使得纠缠交换后的光束间可以实现方向性转变的导引,通过控制可调谐分束器的反射率来实现三个用户两两之间的无导引、单向导引以及双向导引的操控,即通过量子开关实现不同用户之间的导引方向的操控。此方案在量子秘密通信协议的安全性保证方面有一定价值。

2 双模之间的 EPR 导引判据

一个两组份系统的特性可以用系统的协方差矩阵来表示,其形式为

$$\sigma_{AB} = \begin{pmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{C} \\ \mathbf{C}^T & \mathbf{B} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中:子矩阵 \mathbf{A} 和 \mathbf{B} 分别表示子系统 A 和子系统 B 的协方差矩阵; \mathbf{C} 表示 \mathbf{A} 和 \mathbf{B} 两个子矩阵的交叉矩阵。

在两模系统($A \rightarrow B$)中,Alice 对 Bob 的 EPR 导引特性^[35]可以表示为

$$\mathcal{G}^{A \rightarrow B}(\sigma_{AB}) = \max \left[0, \frac{1}{2} \ln \frac{\det \sigma_A}{\det \sigma_{AB}} \right], \quad (2)$$

式中: σ_A 表示 A 的协方差矩阵; σ_{AB} 表示 A 和 B 的协方差矩阵; $\mathcal{G}^{A \rightarrow B}(\sigma_{AB}) = 0$ 表示 A 对 B 没有导引能力, $\mathcal{G}^{A \rightarrow B}(\sigma_{AB}) > 0$ 表示 A 可以对 B 进行导引。当 $\mathcal{G}^{B \rightarrow A}(\sigma_{AB}) = 0$ 时, B 对 A 没有导引能力;当 $\mathcal{G}^{B \rightarrow A}(\sigma_{AB}) > 0$ 时, B 可以对 A 进行导引。

3 基于纠缠交换的 EPR 导引量子开关方案

利用纠缠交换实现量子导引开关的理论模型如图 1 所示,其中,两对振幅压缩模和两对相位压缩模通过两个 1:1 分束器进行耦合,形成两对独立的纠缠态,四个初始输入压缩光模的表达式分别为

$$\hat{a}_1 = \frac{1}{2} [\exp(-r) \hat{x}_1^{(0)} + i \exp(r) \hat{p}_1^{(0)}], \quad (3)$$

$$\hat{a}_2 = \frac{1}{2} [\exp(r) \hat{x}_2^{(0)} + i \exp(-r) \hat{p}_2^{(0)}], \quad (4)$$

$$\hat{b}_1 = \frac{1}{2} [\exp(-r) \hat{x}_{10}^{(0)} + i \exp(r) \hat{p}_{10}^{(0)}], \quad (5)$$

$$\hat{b}_2 = \frac{1}{2} [\exp(r) \hat{x}_{20}^{(0)} + i \exp(-r) \hat{p}_{20}^{(0)}], \quad (6)$$

式中: r 表示压缩因子; $\hat{x} = \hat{o} + \hat{o}^\dagger$ 和 $\hat{p} = (\hat{o} - \hat{o}^\dagger)/i$ 分别表示光模 \hat{o} ($\hat{o} = \hat{a}_1, \hat{a}_2, \hat{b}_1, \hat{b}_2$) 的正交振幅算符和正交相位算符,其中 \hat{o}^\dagger 表示产生算符; $\hat{x}^{(0)}$ 和 $\hat{p}^{(0)}$ 分别表示真空模的正交振幅算符和正交相位算符;下标 1 和 2 分别表示纠缠态 \hat{A}_1, \hat{A}_2 ,下标 10 和 20 分别表示纠缠态 \hat{B}_1, \hat{B}_2 。四个输出光模分别通过两个反射率为 $R_1 = R_2 = 1/2$ 的分束器 BS_1 和 BS_2 ,产生的两对独立的 EPR 纠缠态 \hat{A}_1, \hat{A}_2 和 \hat{B}_1, \hat{B}_2 可写为

$$\hat{A}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_1 + \hat{a}_2), \quad (7)$$

$$\hat{A}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_1 - \hat{a}_2), \quad (8)$$

$$\hat{B}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{b}_1 + \hat{b}_2), \quad (9)$$

$$\hat{B}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{b}_1 - \hat{b}_2). \quad (10)$$

EPR 纠缠态中的一个光学模 \hat{A}_2 通过一个反射率为 R 的可调谐分束器 VBS_3 (量子开关)与真空态

$\hat{\nu}$ 、额外噪声算符 $\hat{\delta}$ 进行耦合,产生两个输出模 \hat{C} 和 \hat{D} ,其表达式为

$$\hat{C} = \sqrt{R} \times \hat{A}_2 + \sqrt{1-R} \times (\hat{\nu} + \hat{\delta}), \quad (11)$$

$$\hat{D} = \sqrt{1-R} \times \hat{A}_2 - \sqrt{R} \times (\hat{\nu} + \hat{\delta}). \quad (12)$$

光学模 \hat{D} 和另一对纠缠态中的一个光学模 \hat{B}_1 通过一个 1:1 分束器 BS_4 进行耦合,产生 \hat{E} 和 \hat{F} 两个输出模,其表达式为

$$\hat{E} = \sqrt{\frac{1}{2}} (\hat{D} + \hat{B}_1), \quad (13)$$

$$\hat{F} = \sqrt{\frac{1}{2}} (\hat{D} - \hat{B}_1). \quad (14)$$

利用零拍探测器测得输出模算符 \hat{E} 的正交振幅算符 $\hat{x}_{\hat{E}}$ 和输出模 \hat{F} 的正交相位算符 $\hat{p}_{\hat{F}}$ 分别为

$$\hat{x}_{\hat{E}} = \sqrt{\frac{1}{2}} (\hat{x}_{\hat{D}} + \hat{x}_{\hat{B}_1}), \quad (15)$$

$$\hat{p}_{\hat{F}} = \sqrt{\frac{1}{2}} (\hat{p}_{\hat{D}} - \hat{p}_{\hat{B}_1}). \quad (16)$$

在图 1 中,EOMX 为振幅调制器,EOMP 为相位调制器,利用经典信道的非对称性将测量结果调制到 \hat{A}_1 端和 \hat{B}_2 端,两端经调制后平移分别为

$$\hat{A}'_1 = \hat{A}_1 + g_1 \hat{x}_{\hat{E}}, \quad (17)$$

$$\hat{B}'_2 = \hat{B}_2 + g_2 \hat{x}_{\hat{E}} + ig_2 \hat{p}_{\hat{F}}, \quad (18)$$

式中: g_1 和 g_2 分别表示 $\hat{A}_1 \rightarrow \hat{A}'_1$ 和 $\hat{B}_2 \rightarrow \hat{B}'_2$ 时经典信道中的调制因子。最终,产生的三个输出模 \hat{A}'_1 、 \hat{B}'_2 、 \hat{C} 的正交振幅算符和正交相位算符分别为

$$\hat{x}_{\hat{A}'_1} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{2} \sqrt{1-R} \times g_1 \right) \times \exp(-r) \times \hat{x}_1^{(0)} + \left(\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{2} \sqrt{1-R} \times g_1 \right) \times \exp(r) \times \hat{x}_2^{(0)} - \sqrt{\frac{R}{2}} \times g_1 \times \hat{x}_{\hat{\nu}} - \sqrt{\frac{R}{2}} \times g_1 \times \hat{x}_{\hat{\delta}} + \frac{1}{2} \times g_1 \times \exp(-r) \times \hat{x}_{10}^{(0)} + \frac{1}{2} \times g_1 \times \exp(r) \times \hat{x}_{20}^{(0)}, \quad (19)$$

$$\hat{p}_{\hat{A}'_1} = \sqrt{\frac{1}{2}} \times \exp(r) \times \hat{p}_1^{(0)} + \sqrt{\frac{1}{2}} \times \exp(-r) \times \hat{p}_2^{(0)}, \quad (20)$$

$$\hat{x}_{\hat{B}'_2} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{2} \times g_2 \right) \times [\exp(-r)]^r \times \hat{x}_{10}^{(0)} - \left(\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{2} \times g_2 \right) \times \exp(r) \times \hat{x}_{20}^{(0)} - \sqrt{\frac{R}{2}} \times g_2 \times \hat{x}_{\hat{\nu}} - \sqrt{\frac{R}{2}} \times g_2 \times \hat{x}_{\hat{\delta}} + \frac{1}{2} \times \sqrt{1-R} \times g_2 \times \exp(-r) \times \hat{x}_1^{(0)} - \frac{1}{2} \times \sqrt{1-R} \times g_2 \times \exp(r) \times \hat{x}_2^{(0)}, \quad (21)$$

$$\hat{p}_{\hat{B}'_2} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{2} \times g_2 \right) \times \exp(r) \times \hat{p}_{10}^{(0)} - \left(\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{2} \times g_2 \right) \times \exp(-r) \times \hat{p}_{20}^{(0)} - \sqrt{\frac{R}{2}} \times g_2 \times \hat{p}_{\hat{\nu}} - \sqrt{\frac{R}{2}} \times g_2 \times \hat{p}_{\hat{\delta}} + \frac{1}{2} \times \sqrt{1-R} \times g_2 \times \exp(r) \times \hat{p}_1^{(0)} - \frac{1}{2} \times \sqrt{1-R} \times g_2 \times \exp(-r) \times \hat{p}_2^{(0)}, \quad (22)$$

$$\hat{x}_{\hat{C}} = \frac{1}{2} \times \sqrt{R} \times \exp(-r) \times \hat{x}_1^{(0)} - \frac{1}{2} \times \sqrt{R} \times \exp(r) \times \hat{x}_2^{(0)} + \sqrt{1-R} \times \hat{x}_{\hat{\nu}} + \sqrt{1-R} \times \hat{x}_{\hat{\delta}}, \quad (23)$$

$$\hat{p}_{\hat{C}} = \sqrt{\frac{R}{2}} \times \exp(r) \times \hat{p}_1^{(0)} - \sqrt{\frac{R}{2}} \times \exp(-r) \times \hat{p}_2^{(0)} + \sqrt{1-R} \times \hat{p}_{\hat{\nu}} + \sqrt{1-R} \times \hat{p}_{\hat{\delta}}. \quad (24)$$

根据(1)式,可以构建 \hat{A}'_1 、 \hat{B}'_2 、 \hat{C} 三模两两之间的协方差矩阵。以 \hat{A}'_1 和 \hat{B}'_2 为例,两模之间协方差矩阵的表达式为

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{\hat{A}'_1 \hat{A}'_1} & \sigma_{\hat{A}'_1 \hat{B}'_2} \\ \sigma_{\hat{A}'_1 \hat{B}'_2}^T & \sigma_{\hat{B}'_2 \hat{B}'_2} \end{pmatrix}, \quad (25)$$

式中:子矩阵的表达式为

$$\sigma_{\hat{A}'_1\hat{A}'_1} = \begin{pmatrix} \text{Cov}(\hat{x}_{\hat{A}'_1}, \hat{x}_{\hat{A}'_1}) & 0 \\ 0 & \text{Cov}(\hat{p}_{\hat{A}'_1}, \hat{p}_{\hat{A}'_1}) \end{pmatrix}, \quad (26)$$

$$\sigma_{\hat{A}'_1\hat{B}'_2} = \begin{pmatrix} \text{Cov}(\hat{x}_{\hat{A}'_1}, \hat{x}_{\hat{B}'_2}) & \text{Cov}(\hat{x}_{\hat{A}'_1}, \hat{p}_{\hat{B}'_2}) \\ \text{Cov}(\hat{p}_{\hat{A}'_1}, \hat{x}_{\hat{B}'_2}) & \text{Cov}(\hat{p}_{\hat{A}'_1}, \hat{p}_{\hat{B}'_2}) \end{pmatrix}, \quad (27)$$

$$\sigma_{\hat{B}'_2\hat{B}'_2} = \begin{pmatrix} \text{Cov}(\hat{x}_{\hat{B}'_2}, \hat{x}_{\hat{B}'_2}) & 0 \\ 0 & \text{Cov}(\hat{p}_{\hat{B}'_2}, \hat{p}_{\hat{B}'_2}) \end{pmatrix}, \quad (28)$$

式中： $\text{Cov}(\hat{\xi}_i, \hat{\xi}_j) = \langle \hat{\xi}_i \hat{\xi}_j + \hat{\xi}_j \hat{\xi}_i \rangle / 2 = \langle \hat{\xi}_i \rangle \langle \hat{\xi}_j \rangle$ 表示子矩阵的矩阵元，其中 $\hat{\xi}_i \equiv (\hat{x}_{\hat{A}'_1}, \hat{p}_{\hat{A}'_1})$, $\hat{\xi}_j \equiv (\hat{x}_{\hat{B}'_2}, \hat{p}_{\hat{B}'_2})$ 。将(19)~(22)式代入(26)~(28)式，可得到 \hat{A}'_1 和 \hat{B}'_2 的协方差矩阵，则 \hat{A}'_1 和 \hat{B}'_2 的导引参数 $\mathcal{G}_{\hat{A}'_1 \rightarrow \hat{B}'_2}$ 和 $\mathcal{G}_{\hat{B}'_2 \rightarrow \hat{A}'_1}$ 随可调谐分束器的反射率以及调制因子的变化关系便可得出。同样，也可获得 \hat{A}'_1 和 \hat{C} 、 \hat{B}'_2 和 \hat{C} 之间的 EPR 导引参数随可调谐分束器的反射率以及调制因子的变化关系。

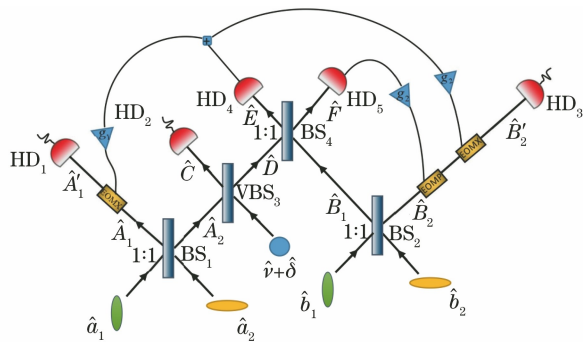


图 1 EPR 导引交换量子开关原理图

Fig. 1 Schematic of quantum switch based on EPR steering swapping

4 结论分析

\hat{A}'_1 和 \hat{C} 之间的 EPR 导引参数随可调谐分束器反射率 R 的变化如图 2(a) 所示。点划线表示在真空噪声下， \hat{A}'_1 对 \hat{C} 的导引情况；虚线表示在真空噪声下， \hat{C} 对 \hat{A}'_1 的导引情况；点线是加入 0.3 的额外噪声时， \hat{A}'_1 对 \hat{C} 的导引情况；实线是加入 0.3 的额外噪声时， \hat{C} 对 \hat{A}'_1 的导引情况。在真空噪声下， \hat{A}'_1 对 \hat{C} 的单向导引范围为 $0 \leq R \leq 0.5$ ；在加入 0.3 的额外噪声时， \hat{A}'_1 对 \hat{C} 的单向导引范围为 $0.32 \leq R \leq 0.55$ 。可以发现，伴随着额外噪声的加入，单向导引范围随量子开关反射率的变化而发生变化，因此可利用量子开关实现导引操控。

\hat{A}'_1 和 \hat{B}'_2 之间的 EPR 导引参数随可调谐分束器反射率 R 的变化如图 2(b) 所示。同样地，点划线表示在真空噪声下， \hat{A}'_1 对 \hat{B}'_2 的导引情况；虚线表示在真空噪声下， \hat{B}'_2 对 \hat{A}'_1 的导引情况；点线是加入 0.3 的额外噪声时， \hat{A}'_1 对 \hat{B}'_2 的导引情况；实线是加入 0.3 的额外噪声时， \hat{B}'_2 对 \hat{A}'_1 的导引情况。在真空噪声下， \hat{A}'_1 对 \hat{B}'_2 的单向导引范围为 $0.22 \leq R \leq 0.91$ ；在加入 0.3 的额外噪声时， \hat{A}'_1 对 \hat{B}'_2 的单向导引范围为 $0.19 \leq R \leq 0.66$ 。

\hat{B}'_2 和 \hat{C} 之间的 EPR 导引参数随可调谐分束器反射率 R 的变化如图 2(c) 所示，发现 \hat{B}'_2 和 \hat{C} 之间不存在导引。为探究 \hat{B}'_2 和 \hat{C} 之间是本身没有导引还是加入的噪声导致二者之间导引关系消失，对理想状态(无噪声且不存在其他损耗情况)也进行了研究。从理想状态下 \hat{B}'_2 和 \hat{C} 之间的导引参数随可调谐分束器反射率 R 的变化可以发现：随着反射率 R 的变化， \hat{B}'_2 和 \hat{C} 之间是有导引关系的。这表明额外噪声使得 \hat{B}'_2 和 \hat{C} 之间失去了导引能力。

两模之间的 EPR 导引参数随调制因子的变化如图 3 所示。调制因子的选取对 EPR 导引交换后输出端之间导引能力的优化至关重要，选取合

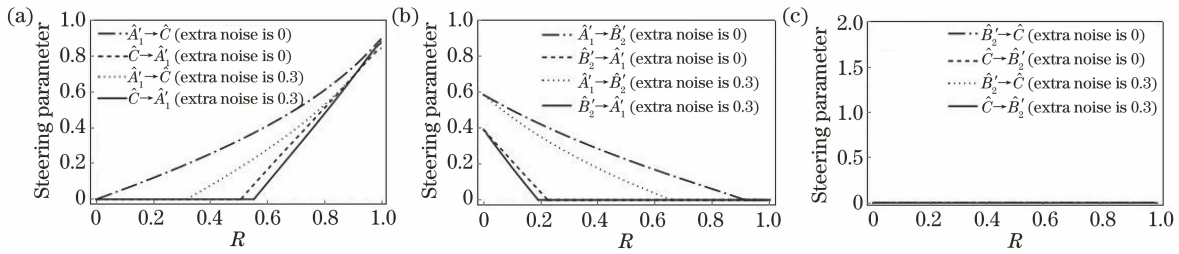


图 2 两模之间的 EPR 导引参数随 R 的变化 ($r=1.15, g_1=0.5, g_2=1$)。

(a) \hat{A}'_1 模和 \hat{C} 模; (b) \hat{A}'_1 模和 \hat{B}'_2 模; (c) \hat{B}'_2 模和 \hat{C} 模

Fig. 2 Dependence of EPR steering parameter between two modes on R ($r=1.15, g_1=0.5, g_2=1$).

(a) \hat{A}'_1 mode and \hat{C} mode; (b) \hat{A}'_1 mode and \hat{B}'_2 mode; (c) \hat{B}'_2 mode and \hat{C} mode

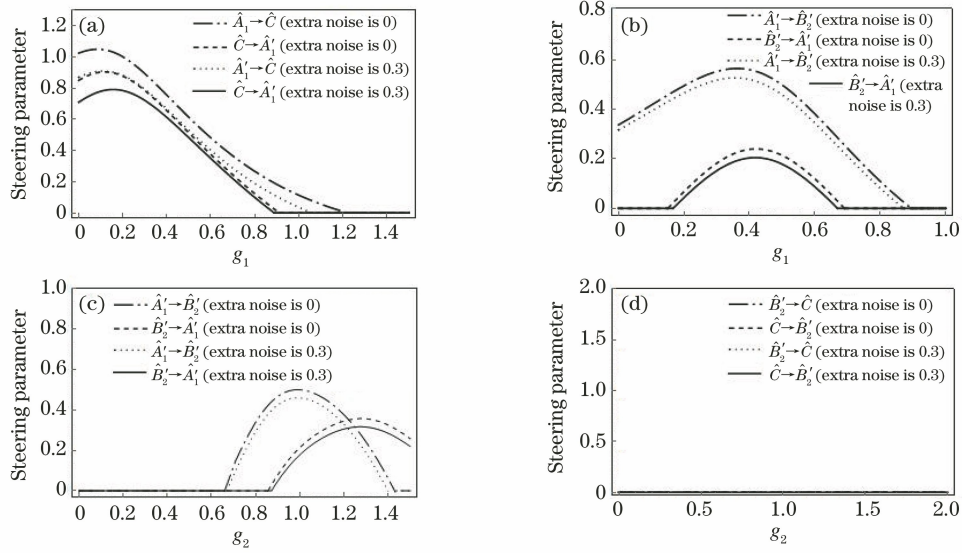


图 3 两模之间的 EPR 导引参数随调制因子的变化 ($r=1.15$)。 (a) $R=0.8$ 时, \hat{A}'_1 和 \hat{C} 之间的 EPR 导引参数随调制因子 g_1 的变化; (b) $R=0.1, g_2=1$ 时, \hat{A}'_1 和 \hat{B}'_2 之间的 EPR 导引参数随 g_1 的变化; (c) $R=0.1, g_1=0.5$ 时, \hat{A}'_1 和 \hat{B}'_2 之间的 EPR 导引参数随 g_2 的变化; (d) $R=0.1$ 时, \hat{A}'_1 和 \hat{C} 之间的导引参数随 g_2 的变化

Fig. 3 Dependence of EPR steering parameter between two modes on modulation factor ($r=1.15$). (a) Dependence of EPR steering parameter between \hat{A}'_1 and \hat{C} on g_1 with $R=0.8$; (b) dependence of EPR steering parameter between \hat{A}'_1 and \hat{B}'_2 on g_1 with $R=0.1$ and $g_2=1$; (c) dependence of EPR steering parameter between \hat{A}'_1 and \hat{B}'_2 on g_2 with $R=0.1$ and $g_1=0.5$; (d) dependence of EPR steering parameter between \hat{A}'_1 and \hat{C} on g_2 with $R=0.1$

适的调制因子,调节可调谐分束器的反射率,便可实现不同导引方向的操控。图 3(a)、(b)是两模之间的 EPR 导引参数随调制因子 g_1 的变化,可调谐分束器 VBS₃ 反射率的选取根据两个输出端情况而定。如图 3(a)所示,在可调谐分束器的反射率 $R=0.8$,加入的额外噪声为 0.3,并且 \hat{A}'_1 和 \hat{C} 之间是双向导引的情况下,调制因子 g_1 的选取范围为 $g_1 < 0.88$ 。如图 3(b)所示,在可调谐分束器的反射率为

$R=0.1$,加入的额外噪声为 0.3,并且 \hat{A}'_1 和 \hat{B}'_2 之间是双向导引的情况下,调制因子 g_1 的选取范围为 $0.17 < g_1 < 0.67$ 。因此选取调制因子 g_1 的范围为 $0.17 < g_1 < 0.67$ 时,仅调节可调谐分束器的反射率便可实现不同模式之间量子导引的切换。从图 3(c)可以看出,加入 0.3 的额外噪声时, $0.87 < g_2 < 1.47$ 。由图 3(d)可以看出, \hat{B}'_2 和 \hat{C} 之间不存在导引。图 3 为量子开关的实现提供了调制因子

g_1 和 g_2 的选取范围,表明图 2 中选取 $g_1=0.5$, $g_2=1$ 是合理的。此外,在实际量子通信过程中,可根据具体要求来选取合适的调制因子。

\hat{A}'_1 、 \hat{B}'_2 及 \hat{C} 两两之间的导引关系随可调谐分束器反射率 R 的变化如图 4 所示。通过调节可调谐分束器 VBS_3 的反射率 R ,可以操控 \hat{A}'_1 、 \hat{B}'_2 及 \hat{C} 之间的导引方向。当反射率为 $0 \leq R < 0.18$ 时,可实现 \hat{A}'_1 和 \hat{B}'_2 的双向导引;当反射率为 $0.18 \leq R < 0.32$ 时,可实现 \hat{A}'_1 对 \hat{B}'_2 的单向导引;当反射率为 $0.32 \leq R < 0.55$ 时,可同时实现 \hat{A}'_1 对 \hat{B}'_2 和 \hat{A}'_1 对 \hat{C} 的单向导引;当反射率为 $0.61 \leq R \leq 1$ 时,可实现 \hat{A}'_1 和 \hat{C} 的双向导引。

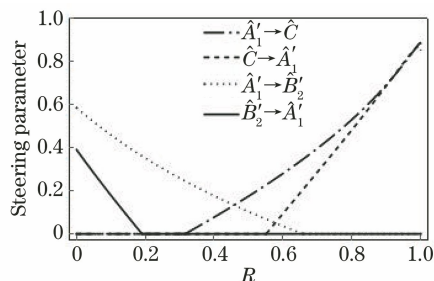


图 4 当 $r=1.15$, $g_1=0.5$, $g_2=1$, 额外噪声为 0.3 时, 两模之间的 EPR 导引参数随 R 的变化关系

Fig. 4 Dependence of EPR steering parameter between two modes on R when $r=1.15$, $g_1=0.5$, $g_2=1$, and extra noise is 0.3

5 结 论

基于纠缠交换方案,运用不对称调制方法,引入一个可调谐分束器作为量子导引开关,实现了对不同用户之间导引方向的操控。此量子导引开关在引入一定噪声以及选取合适的调制因子情况下,通过调节可调谐分束器的反射率,便可控制不同用户间的导引方向,实现不同用户之间单向、双向的量子导引操控。在实际应用中,该方案还可根据具体需求,对噪声以及调制因子的大小进行合理的调整,以满足不同量子协议的信息传递要求。所提方案为安全量子网络、量子隐形传态以及对单端设备不依赖的量子秘密共享等提供了一定的参考。

参 考 文 献

[1] Schrödinger E. Discussion of probability relations between separated systems [J]. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society,

1935, 31(4): 555-563.

- [2] Schrödinger E. Probability relations between separated systems [J]. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 1936, 32(3): 446-452.
- [3] Einstein A, Podolsky B, Rosen N. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? [J]. Physical Review, 1935, 47(10): 777-780.
- [4] Wiseman H M, Jones S J, Doherty A C. Steering, entanglement, nonlocality, and the Einstein-Podolsky-Rosen paradox [J]. Physical Review Letters, 2007, 98(14): 140402.
- [5] Horodecki R, Horodecki P, Horodecki M, et al. Quantum entanglement [J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(2): 865-942.
- [6] Bell J S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox [J]. Physics Physique Fizika, 1964, 1(3): 195-200.
- [7] Brunner N, Cavalcanti D, Pironio S, et al. Bell nonlocality [EB/OL]. (2013-03-12) [2020-12-10]. <https://arxiv.org/abs/1303.2849>.
- [8] Branciard C, Cavalcanti E G, Walborn S P, et al. One-sided device-independent quantum key distribution: security, feasibility, and the connection with steering [J]. Physical Review A, 2012, 85: 010301.
- [9] He Y F, Li C Y, Guo J R, et al. Passive measurement-device-independent quantum key distribution based on heralded pair coherent states [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(9): 0912002.
- 何业锋, 李春雨, 郭佳瑞, 等. 基于标记配对相干态的被动测量设备无关量子密钥分配 [J]. 中国激光, 2020, 47(9): 0912002.
- [10] He Y F, Zhao Y K, Li C Y, et al. Measurement-device-independent quantum key distribution of finite detector's dead time in heralded pair coherent state [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(24): 2427001.
- 何业锋, 赵艳坤, 李春雨, 等. 标记配对相干态下有限探测器死时间的测量设备无关量子密钥分配 [J]. 光学学报, 2020, 40(24): 2427001.
- [11] Reid M D. Signifying quantum benchmarks for qubit teleportation and secure quantum communication using Einstein-Podolsky-Rosen steering inequalities [J]. Physical Review A, 2013, 88(6): 062338.
- [12] He Q Y, Rosales-Zarate L, Adesso G, et al. Secure continuous variable teleportation and Einstein-Podolsky-Rosen steering [J]. Physical Review Letters, 2015, 115(18): 180502.
- [13] Xiang Y, Kogias I, Adesso G, et al. Multipartite Gaussian steering: monogamy constraints and

- quantum cryptography applications [J]. *Physical Review A*, 2017, 95: 010101.
- [14] Händchen V, Eberle T, Steinlechner S, et al. Observation of one-way Einstein-Podolsky-Rosen steering [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(9): 596-599.
- [15] He Q Y, Reid M D. Genuine multipartite Einstein-Podolsky-Rosen steering [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(25): 250403.
- [16] Armstrong S J, Wang M, Teh R Y, et al. Multipartite Einstein-Podolsky-Rosen steering and genuine tripartite entanglement with optical networks [J]. *Nature Physics*, 2015, 11(2): 167-172.
- [17] Wang M, Gong Q H, He Q Y. Collective multipartite Einstein-Podolsky-Rosen steering: more secure optical networks [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(23): 6703-6706.
- [18] Hillery M, Bužek V, Berthiaume A. Quantum secret sharing [J]. *Physical Review A*, 1999, 59(3): 1829-1834.
- [19] Tittel W, Zbinden H, Gisin N. Experimental demonstration of quantum secret sharing [J]. *Physical Review A*, 2001, 63(4): 042301.
- [20] Xiao L, Long G L, Deng F G, et al. Efficient multiparty quantum-secret-sharing schemes [J]. *Physical Review A*, 2004, 69(5): 052307.
- [21] Guo G P, Guo G C. Quantum secret sharing without entanglement [J]. *Physics Letters A*, 2003, 310(4): 247-251.
- [22] Tyc T, Sanders B C. How to share a continuous-variable quantum secret by optical interferometry [J]. *Physical Review A*, 2002, 65(4): 042310.
- [23] Lance A M, Symul T, Bowen W P, et al. Continuous variable (2, 3) threshold quantum secret sharing schemes [J]. *New Journal of Physics*, 2003, 5: 4.
- [24] Lance A M, Symul T, Bowen W P, et al. Tripartite quantum state sharing [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(17): 177903.
- [25] Żukowski M, Zeilinger A, Horne M A, et al. “Event-ready-detectors” Bell experiment via entanglement swapping [J]. *Physical Review Letters*, 1993, 71(26): 4287-4290.
- [26] Polkinghorne R E S, Ralph T C. Continuous variable entanglement swapping [J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(11): 2095-2099.
- [27] Tan S M. Confirming entanglement in continuous variable quantum teleportation [J]. *Physical Review A*, 1999, 60(4): 2752-2758.
- [28] Ralph T C. Continuous variable quantum cryptography [J]. *Physical Review A*, 1999, 61(1): 010303.
- [29] Zhang J, Xie C D, Peng K C. Entanglement swapping using nondegenerate optical parametric amplifier [J]. *Physics Letters A*, 2002, 299(5/6): 427-432.
- [30] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, et al. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics [J]. *Nature*, 2001, 414(6862): 413-418.
- [31] Ma L Y, Su X L. Remote transfer of Gaussian quantum discord [J]. *Optics Express*, 2014, 22(13): 15894-15903.
- [32] Wang M H, Qin Z Z, Su X L. Swapping of Gaussian Einstein-Podolsky-Rosen steering [J]. *Physical Review A*, 2017, 95(5): 052311.
- [33] Wang M H, Qin Z Z, Wang Y, et al. Einstein-Podolsky-Rosen-steering swapping between two Gaussian multipartite entangled states [J]. *Physical Review A*, 2017, 96(2): 022307.
- [34] Zhai S Q, Yuan N, Li Q. Asymmetric bipartite EPR steering swapping characteristics of continuous variable [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(4): 0427001.
- 翟淑琴, 袁楠, 李倩. 连续变量两组分非对称 EPR 导引交换特性 [J]. *光学学报*, 2020, 40(4): 0427001.
- [35] Kogias I, Lee A R, Ragy S, et al. Quantification of Gaussian quantum steering [J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114(6): 060403.