

六光子超纠缠态制备方案

丁东 何英秋 闫凤利 高亭

Generation of six-photon hyperentangled states

Ding Dong He Ying-Qiu Yan Feng-Li Gao Ting

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 160301 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.160301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.160301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I16>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

三维传输子量子比特的退相干参数表征

Decoherence characterization of three-dimensional transmon

物理学报.2014, 63(22): 220305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.220305>

基于弱非线性实现非破坏性测量两光子 Bell 态及三光子 Greenberger-Horne-Zeilinger 态

Quantum nondemolition measurement of two-photon Bell-state and three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger-state based on weak nonlinearities

物理学报.2013, 62(10): 100304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.100304>

关于多比特电路量子动力学系统中光子自由度的消除方案研究

On the scheme of cavity photon elimination in multi-qubit circuit-quantum electrodynamics system

物理学报.2012, 61(24): 240305 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.240305>

关于电路量子电动力学系统中光子自由度的消除方案

On the schemes of cavity photon elimination in circuit-quantum electrodynamics systems

物理学报.2012, 61(18): 180302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.180302>

Stark 位移对热环境下双 Jaynes-Cummings 模型中原子纠缠的影响

Effect of the Stark shift on entanglement in a double Jaynes-Cummings model in thermal environment

物理学报.2012, 61(16): 160304 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.160304>

专题: 量子精密计量与操控

编者按 量子信息是量子科学与信息科学的交叉学科, 主要包括量子计算和量子通信. 1980年, 费曼和班尼奥夫分别从模拟量子力学体系的需求及降低计算机热耗的要求出发, 提出了量子计算机的概念. 1984年, 班内特和布拉萨德提出量子密钥分发, 利用量子性质可现场发现窃听行为, 从而实现安全的数据传输. 1995年, 舒尔提出了大数质因子分解的量子算法, 格罗夫提出了无需数据库的量子搜索算法, 充分显示了量子计算机的强大计算功能, 取得了量子计算的重大突破. 从此量子计算的研究走上了世界科研的前沿, 成为国际上具有重大战略意义的研究领域. 量子通信能够抵御量子攻击, 随着量子计算机研究的发展, 量子通信也迅速发展, 量子秘密共享、量子安全直接通信等相继提出. 如今量子通信已经接近实用. 量子计量是继量子计算和量子通信后又一个量子信息的重要方向, 利用量子性质可以大幅度地提高测量的精度, 从而实现高精度的频率、时间和长度等的计量, 而量子操控是量子计算和量子通信的核心操作. 本刊组织的“量子精密计量与操控”专题, 从电子自旋共振、核自旋共振操控, 电场测量、纳米检测, 以及多光子纠缠态制备、光子角动量态的制备与应用、压缩态产生与干涉、噪声下的量子网络等几个方面对近几年的创新性研究进行系统的介绍和综述, 以期对相关研究领域的研究人员有所帮助.

(客座编辑: 清华大学物理系 龙桂鲁; 中国科学院国家授时中心 张首刚)

六光子超纠缠态制备方案*

丁东¹⁾²⁾ 何英秋²⁾ 闫凤利^{2)†} 高亭^{3)‡}

1)(华北科技学院基础部, 北京 101601)

2)(河北师范大学物理科学与信息工程学院, 石家庄 050024)

3)(河北师范大学数学与信息科学学院, 石家庄 050024)

(2014年12月2日收到; 2015年1月7日收到修改稿)

自发参量下转换对应于一种非线性光学过程, 实验上作为一种标准方法, 人们利用自发参量下转换源产生纠缠光子对. 本文考虑由自发参量下转换源产生三对纠缠光子的情况. 通过使用由几组偏振光束分束器、分束器和半波片等线性光学器件组成的量子线路演化三对光子, 给出了一个高效制备包含偏振纠缠和空间纠缠的六光子超纠缠态方案. 因为方案中包含了参量下转换源产生三对纠缠光子的所有可能情况, 所以本方案有很高的效率. 基于弱非线性介质构建了一个量子非破坏性测量装置, 用于区分光子在两指定的空间模中的两种分布情况. 特别地, 方案中可以通过合理约束在量子非破坏性测量过程中引入的非线性强度来达到实际实验所限定的数量级, 因此, 该方案易于在实验上实现.

关键词: 多光子纠缠, 超纠缠态, 量子非破坏性测量

PACS: 03.67.Bg, 03.67.Lx, 03.65.Ud

DOI: 10.7498/aps.64.160301

1 引言

由于纠缠光子在传输过程中不易发生退相干,

近年来, 人们对包含光子在内的量子纠缠展开了深入细致的研究并取得了许多突破性的进展^[1,2]. 1995年, Kwiat等^[3]利用自发参量下转换方法首次在实验上制备了两光子偏振纠缠 Bell 态, 之后人

* 国家自然科学基金(批准号: 11475054, 11371005)、河北省自然科学基金(批准号: A2012205013, A2014205060)、中央高校基本科研业务费(批准号: 3142014068, 3142014125)和廊坊市科技支撑计划项目(批准号: 2014011002)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: flyan@hebtu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: gaoting@hebtu.edu.cn

们相继提出了三光子、四光子及多光子纠缠态的制备方案^[4-7]. 超纠缠光子态^[8-10]一般是指在两个或两个以上自由度(偏振、空间、动量及频率等)上存在纠缠的光量子系统. 随着对超纠缠光子态的深入研究, 人们发现其具有一些很好的性质, 比如, 利用空间纠缠可纯化偏振纠缠^[11-13], 基于超纠缠态能构建可行的量子网络^[14]及进行单向光子计算等^[15]. 于是, 实现对包含两个或多个自由度的超纠缠态的制备显得十分重要.

量子纠缠^[16-20]理论离不开对量子比特间相互作用的研究, 人们在光子量子计算及光子通信中引入克尔非线性介质^[21]以实现信号光子间的相互作用. 比如, 基于克尔非线性介质可以实现光子数的非破坏性探测^[22,23]、光学量子门操作^[24,25]、纠缠光子的制备及分析等^[26-30]. 然而, 考虑到克尔介质本身的非线性非常弱^[21], 目前通过电磁感生透明技术在相互作用过程中的相位角也仅为 $\theta = 10^{-2}$ 数量级^[24], 这也使得光学系统实现量子信息与量子计算面临一些新的挑战^[31,32].

本文提出一个六光子超纠缠态的制备方案. 方案中, 应用光学器件设计一个包含量子非破坏性测量在内的量子线路, 由自发参量下转换源产生的三对纠缠光子经光学器件演化后, 包含偏振纠缠和空间纠缠在内的六光子超纠缠态被成功制备. 文中提出了一个包含两个信号模的量子非破坏性测量方案, 用以实现对信号光子空间状态进行非破坏性的区分并投影光子态到一个理想的子空间.

2 六光子超纠缠态的制备

实验上通过自发参量下转换方法可以实现纠缠光子对的制备^[3], 即将一束短脉冲紫外光子输入到非线性晶体BBO(β -barium-borate)上就能够以一定的概率产生偏振纠缠光子对 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_a|V\rangle_b - |V\rangle_a|H\rangle_b)$, 其中 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 分别表示光子的水平和垂直偏振状态, 而 a 和 b 代表产生光子的两个空间模. 我们考虑通过自发参量下转换源同时产生三对纠缠光子的情况, 即

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\sqrt{2}} (|H\rangle_{a_i}|V\rangle_{b_i} - |V\rangle_{a_i}|H\rangle_{b_i}) \\ & \times (|H\rangle_{a_j}|V\rangle_{b_j} - |V\rangle_{a_j}|H\rangle_{b_j}) \\ & \times (|H\rangle_{a_k}|V\rangle_{b_k} - |V\rangle_{a_k}|H\rangle_{b_k}), \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $a_{i,j,k}$ 和 $b_{i,j,k}$ ($i, j, k = 1, 2$)对应四个空间模, 这里称 $i, j, k = 1$ 为上空间模, 而称 $i, j, k = 2$ 为下空间模. 显然, 对于三对纠缠光子存在两种情况. 当 $i = j = k$ 时, 三对光子同时出现在上空间模或同时出现在下空间模; 当 $i = j \neq k$ 时, 有两对光子出现在同一个空间模而第三对光子出现在另一个空间模.

六光子偏振纠缠和空间纠缠制备装置如图1所示, 图中, a_i, b_i, c_i 及 C_i ($i = 1, 2$), 和 d_j, D_j, e_j 及 E_j ($j = 1, 2, 3, 4$)分别表示光子可能通过的不同的空间模. 制备装置分为三个组成部分, 即六光子的产生、上(下)空间模中光子的干涉及上下空间模间光子的干涉. 用于产生六光子的核心元件选用非线性BBO晶体, 通过设置一平面镜使参量下转换源产生的光子具有两对可能的空间模, 即 a_1, b_1 及 a_2, b_2 . 上(下)空间模中光子的干涉(即从空间模 a_i, b_i 到空间模 d_j, D_j)分别由上、下两组线性光学器件构成, 每组器件中包含两个50:50分束器(BS)和一个偏振分束器(PBS), BS的作用是当一个光子通过BS时被反射和通过的概率各占一半, 而PBS的作用是使水平偏振光通过而垂直偏振光被反射. 由下转换源产生的纠缠光子经过上(下)空间模中光学器件的作用, 从空间模 $a_{1,2}, b_{1,2}$ 到空间模 $d_{1,2,3,4}, D_{1,2,3,4}$ 的演化过程^[10]分别为

$$\begin{aligned} |H\rangle_{a_1} & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_{D_1} + |H\rangle_{D_3}), \\ |H\rangle_{a_2} & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_{d_1} + |H\rangle_{d_3}); \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} |V\rangle_{a_1} & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|V\rangle_{D_1} + |V\rangle_{D_2}), \\ |V\rangle_{a_2} & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|V\rangle_{d_1} + |V\rangle_{d_2}); \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} |H\rangle_{b_1} & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_{D_2} + |H\rangle_{D_4}), \\ |H\rangle_{b_2} & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle_{d_2} + |H\rangle_{d_4}); \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} |V\rangle_{b_1} & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|V\rangle_{D_3} + |V\rangle_{D_4}), \\ |V\rangle_{b_2} & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|V\rangle_{d_3} + |V\rangle_{d_4}). \end{aligned} \quad (5)$$

上、下空间模间的干涉部分由四组光学器件构成, 每组光学器件包含一个半波片 R_{90} 和一个PBS, 其中, 半波片 R_{90} 的作用是演化光子的偏振状态 $|H\rangle$ 到 $|V\rangle$ (或演化 $|V\rangle$ 到 $|H\rangle$). 经由上、下空间模间的

干涉, 光子从空间模 d_j, D_j 到空间模 e_j, E_j 演化为

$$\begin{aligned} |H\rangle_{D_i} &\rightarrow |V\rangle_{e_i}, \quad |V\rangle_{D_i} \rightarrow |H\rangle_{E_i}, \\ |H\rangle_{d_i} &\rightarrow |H\rangle_{e_i}, \quad |V\rangle_{d_i} \rightarrow |V\rangle_{E_i}. \end{aligned} \quad (6)$$

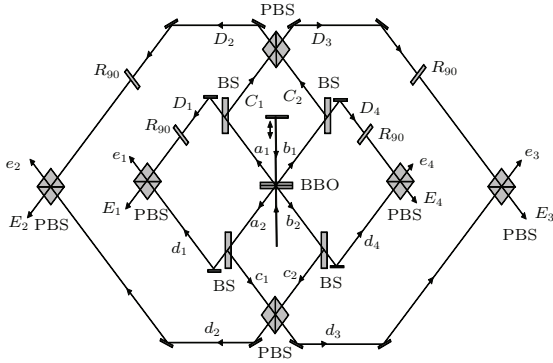


图 1 六光子超纠缠态制备装置

Fig. 1. A setup for generating six-photon hyperentangled states.

具体地, 我们以 $i = j = k = 1$ 为例分析光子态具体的演化过程, 此时, 参量下转换源产生三对纠缠光子态

$$\frac{1}{2\sqrt{2}}(|H\rangle_{a_1}|V\rangle_{b_1} - |V\rangle_{a_1}|H\rangle_{b_1})^{\otimes 3} \quad (7)$$

于空间模 a_1 和 b_1 . 从空间模 a_1 和 b_1 到空间模 D_i ($i = 1, 2, 3, 4$) 经过 BS 和 PBS 作用, 六光子演化为

$$\begin{aligned} &\frac{1}{16\sqrt{2}}[(|H\rangle_{D_1} + |H\rangle_{D_3})(|V\rangle_{D_3} + |V\rangle_{D_4}) \\ &- (|V\rangle_{D_1} + |V\rangle_{D_2})(|H\rangle_{D_2} + |H\rangle_{D_4})]^{\otimes 3}. \end{aligned} \quad (8)$$

接着, 再经 R_{90} 和 PBS 演化, 空间模 e_i 及 E_i ($i = 1, 2, 3, 4$) 中的光子可表示为

$$\begin{aligned} &\frac{1}{16\sqrt{2}}[|VH\rangle(|e_1E_3\rangle + |e_1E_4\rangle + |e_3E_3\rangle + |e_3E_4\rangle) \\ &- |HV\rangle(|E_1e_2\rangle + |E_1e_4\rangle \\ &+ |E_2e_2\rangle + |E_2e_4\rangle)]^{\otimes 3}. \end{aligned} \quad (9)$$

值得注意的是, 尽管(9)式包含512项, 但只有对应六个光子同时出现在不同的空间模 e_i, E_i ($i = 1, 2, 3, 4$) 的项在实验上才有意义. 所以, 一般地, 可以通过在每个空间模 e_i 和 E_i 设置一个非破坏性的单光子探测器, 进而构建六模光子符合探测, 用以实现六光子纠缠态的制备. 最后, 与六光子同时出现在不同的空间模相应的六光子系统可表示为

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2\sqrt{2}}|VVVHHH\rangle(|e_1e_2e_3E_1E_3E_4\rangle \\ &+ |e_1e_4e_3E_1E_3E_4\rangle + |e_1e_2e_3E_2E_3E_4\rangle \\ &+ |e_1e_4e_3E_2E_3E_4\rangle) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ |e_1e_4e_3E_2E_3E_4\rangle + |e_1e_2e_4E_1E_2E_3\rangle \\ &+ |e_1e_2e_4E_1E_2E_4\rangle + |e_3e_2e_4E_1E_2E_3\rangle \\ &+ |e_3e_2e_4E_1E_2E_4\rangle). \end{aligned} \quad (10)$$

同时, 考虑到 $i = j = k = 2$ 情况, 即当 $i = j = k$ 时, 我们得到态

$$\begin{aligned} &\frac{1}{4}(|HHHVVV\rangle + |VVVHHH\rangle) \\ &\times (|e_1e_2e_3E_1E_3E_4\rangle + |e_1e_4e_3E_1E_3E_4\rangle \\ &+ |e_1e_2e_3E_2E_3E_4\rangle + |e_1e_4e_3E_2E_3E_4\rangle \\ &+ |e_1e_2e_4E_1E_2E_3\rangle + |e_1e_2e_4E_1E_2E_4\rangle \\ &+ |e_3e_2e_4E_1E_2E_3\rangle + |e_3e_2e_4E_1E_2E_4\rangle). \end{aligned} \quad (11)$$

显然, 态(11)既包含了偏振纠缠又包含了空间纠缠. 也就是说, 对于参量下转换源产生的三对纠缠光子状态为同时出现在上空间模与同时出现在下空间模的叠加态情况, 对应六个光子同时出现在不同的空间模 e_i, E_i ($i = 1, 2, 3, 4$), 包含偏振纠缠和空间纠缠的六光子超纠缠态被成功制备.

同理, 对另外一种情况, 两对光子出现在同一个空间模, 而第三对光子出现在另一个空间模, 即当 $i = j \neq k$ 时, 经如图1所示的量子线路演化后, 对应每个空间模 e_i, E_i ($i = 1, 2, 3, 4$) 最多只有一个光子的六光子超纠缠态为

$$\begin{aligned} &\frac{1}{8\sqrt{2}}[(2|VHVVHH\rangle + 2|HVHHVV\rangle \\ &+ |VVHHHV\rangle + |HHVVVH\rangle \\ &+ |VVHHVH\rangle + |HHVVHV\rangle \\ &+ |HVVHHV\rangle + |VHHVHH\rangle \\ &+ |HVVHVH\rangle + |VHHVHV\rangle) \\ &\times (|e_1e_2e_3E_1E_3E_4\rangle + |e_1e_4e_3E_1E_3E_4\rangle \\ &+ |e_1e_2e_3E_2E_3E_4\rangle + |e_1e_4e_3E_2E_3E_4\rangle) \\ &+ (2|HVVHHV\rangle + 2|VHHVHH\rangle \\ &+ |VVHHVH\rangle + |HHVVHV\rangle \\ &+ |VHVHVH\rangle + |HVHVHV\rangle \\ &+ |VVHVHH\rangle + |HHVHVH\rangle \\ &+ |VHVVHH\rangle + |HVHHVV\rangle) \\ &\times (|e_1e_2e_4E_1E_2E_3\rangle + |e_1e_2e_4E_1E_2E_4\rangle \\ &+ |e_3e_2e_4E_1E_2E_3\rangle + |e_3e_2e_4E_1E_2E_4\rangle)]. \end{aligned} \quad (12)$$

最后, 根据态(11)和态(12)不难发现, 通过线性光学元件及后选择选取六光子符合事件, 我们可以实现对包含偏振纠缠和空间纠缠的六光子超纠缠

态的制备. 另一方面, 如果我们需要制备态 (11) 或态 (12) 而不是两者的叠加时, 那么就需要考虑对参量下转换源产生的光子所处的两种状态 $i = j = k$ 和 $i = j \neq k$ 进行非破坏性地区分. 尤其是态 (11) 中包含有偏振纠缠的六光子 Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ) 态, 众所周知 GHZ 态是重要的资源, 可广泛应用于具体的量子通信方案.

3 量子非破坏性测量

基于克尔非线性介质, 我们设计了量子非破坏性测量装置, 用以区分 $i = j = k$ 和 $i = j \neq k$ 两种情况, 但值得注意的是这里不区分 i, j, k 的具体值. 基本的思路是通过非破坏性地探测两空间模 a_1 和 a_2 中的光子数, 从而判断下转换源产生的三对纠缠光子所处的状态, 同时投影六光子态到一个理想的子空间^[13]. 克尔非线性介质可用于对由信号光子和探测光束 (相干态) 组成的复合系统进行演化, 其哈密顿为 $H = \hbar\chi a_s^\dagger a_s a_p^\dagger a_p$, 其中, χ 表示非线性介质的耦合系数, a_s^\dagger 和 a_s 分别表示信号模的产生和湮没算符, a_p^\dagger 和 a_p 表示探测模的产生和湮没算符. 一般地, 考虑一个由信号光子态 $a|0\rangle_s + b|1\rangle_s + c|2\rangle_s$ 和相干态 $|\alpha\rangle_p$ 构成的复合系统, 经克尔介质相互作用的结果是系统演化为 $a|0\rangle_s|\alpha\rangle_p + b|1\rangle_s|\alpha e^{i\theta}\rangle_p + c|2\rangle_s|\alpha e^{2i\theta}\rangle_p$, 其中, $\theta = \chi t$, t 表示相互作用时间. 最后, 对探测模进行适当的测量, 根据测得结果就可以判断信号模光子所处的状态, 即实现对信号模光子的非破坏性测量.

考虑到目前实验上可获得的非线性强度比较弱, 从而要求在光子和非线性介质相互作用过程中不宜引入较大的相位角, 我们设计了一个量子非破坏性测量装置如图 2 所示. 图中, a_1 和 a_2 是图 1 中

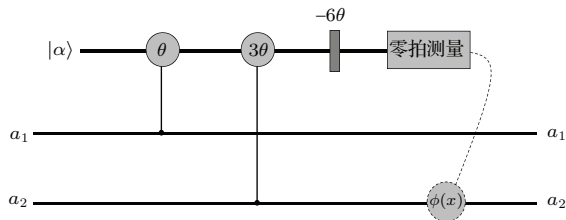


图 2 量子非破坏性测量装置

Fig. 2. A quantum nondemolition detection to distinguish two cases of photons in two special spatial modes.

描述的两个光子的空间模, 常称为信号模; $|\alpha\rangle$ 是为了构建量子非破坏性测量而引入的相干态, 常称为相干探针束; θ 和 3θ 表示在光子和非线性介质相互作用过程中产生的相位角, 而 -6θ 则指一个单量子比特相位门; $\phi(x)$ 是与对相干态的位置零拍测量结果相对应的用于恢复量子比特所需的经典反馈信息.

经克尔非线性介质作用, 由信号模光子及相干探针束组成的复合系统

$$\frac{b}{\sqrt{2}}(|1, 2\rangle_{a_1 a_2} + |2, 1\rangle_{a_1 a_2})|\alpha\rangle + \frac{c}{\sqrt{2}}(|0, 3\rangle_{a_1 a_2} + |3, 0\rangle_{a_1 a_2})|\alpha\rangle \quad (13)$$

演化为

$$\frac{b}{\sqrt{2}}(|1, 2\rangle_{a_1 a_2}|\alpha e^{i\theta}\rangle + |2, 1\rangle_{a_1 a_2}|\alpha e^{-i\theta}\rangle) + \frac{c}{\sqrt{2}}(|0, 3\rangle_{a_1 a_2}|\alpha e^{3i\theta}\rangle + |3, 0\rangle_{a_1 a_2}|\alpha e^{-3i\theta}\rangle), \quad (14)$$

其中, $|m, n\rangle_{a_1 a_2}$ 表示分别有 m 和 n 个光子在空间模 a_1 和 a_2 的空间模态, b 和 c 为满足归一化条件的复系数. 接下来, 我们对相干探针束做位置零拍测量^[26,28], 结果可表示为

$$\frac{b}{\sqrt{2}}f(x, \alpha \cos \theta)(e^{i\phi_b(x)}|1, 2\rangle_{a_1 a_2} + e^{-i\phi_b(x)}|2, 1\rangle_{a_1 a_2}) + \frac{c}{\sqrt{2}}f(x, \alpha \cos 3\theta)(e^{i\phi_c(x)}|0, 3\rangle_{a_1 a_2} + e^{-i\phi_c(x)}|3, 0\rangle_{a_1 a_2}), \quad (15)$$

其中, 函数 $f(x, \alpha \cos \theta)$ 及 $f(x, \alpha \cos(3\theta))$ 分别表示峰值在 $2\alpha \cos \theta$ 及 $2\alpha \cos(3\theta)$ 的两个高斯分布曲线, 满足: $f(x, \beta) = (2\pi)^{-1/4} e^{-(x-2\beta)^2/4}$, 相位角 $\phi_b(x) = \alpha \sin \theta (x - 2\alpha \cos \theta) \bmod (2\pi)$ 和 $\phi_c(x) = \alpha \sin(3\theta) (x - 2\alpha \cos(3\theta)) \bmod (2\pi)$ 是与对相干态的测量结果相应的经典反馈信息, 用于恢复六光子态到一个期望的子空间. 两峰值的中点位于 $x_m = \alpha(\cos \theta + \cos(3\theta))$, 当测量结果为 $x > x_m$ 时, 信号光子态测量塌缩为

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\phi_b(x)}|1, 2\rangle_{a_1 a_2} + e^{-i\phi_b(x)}|2, 1\rangle_{a_1 a_2}),$$

而当测量结果为 $x < x_m$ 时, 信号光子态演化为

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\phi_c(x)}|0, 3\rangle_{a_1 a_2} + e^{-i\phi_c(x)}|3, 0\rangle_{a_1 a_2}).$$

最后, 根据具体的测量值可以计算出 $\phi_b(x)$ 或 $\phi_c(x)$, 恢复出信号光子态

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|1, 2\rangle + |2, 1\rangle)_{a_1 a_2},$$

或态

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|0, 3\rangle + |3, 0\rangle)_{a_1 a_2},$$

从而实现了在两信号光子态非破坏性区分并投影两信号光子态到期望的子空间.

4 结论

基于线性光学元件及克尔非线性介质, 我们提出了一个高效制备包含偏振纠缠和空间纠缠的六光子超纠缠态方案. 方案中, 应用线性光学器件设计了一个量子线路, 用以实现经由自发参量下转换源产生的三对纠缠光子制备出六光子超纠缠态. 应用克尔非线性介质, 我们提出了一个包含两个信号模的量子非破坏性测量方案, 用以实现对三个光子空间状态进行非破坏性的区分并投影信号光子到一个理想的子空间. 在六个光子同时出现在不同的空间模的情况下, 实现了对包含偏振纠缠和空间纠缠的六光子超纠缠态的制备. 考虑到克尔介质非线性非常弱, 在量子非破坏性测量方案的设计中引入了单光子相位门, 从而克服了在非线性相互作用过程中因引入较大的相位角而导致实验上不易实现的困难^[32]. 比较三光子及四光子包含偏振纠缠和空间纠缠的超纠缠态制备方案^[10,12], 我们将制备的光子数推广到了六个, 由于光子数的增多光子态的演化及光子不同状态的非破坏性区分也变得十分复杂. 此外, 随着人们所考虑的光子数的不断增加, 在实验方面还存在一些需要注意的关键性的问题^[2,31], 比如, 在参量下转换过程中对实验参数的控制、单光子态的耦合与探测及多路光子符合探测等, 这些都是我们今后所需努力的方向.

参考文献

[1] Knill E, Laflamme R, Milburn G J 2001 *Nature* **409** 46

- [2] Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, Weinfurter H, Zeilinger A, Żkowski M 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 777
- [3] Kwiat P G, Mattle K, Weinfurter H, Zeilinger A, Sergienko A V, Shih Y 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4337
- [4] Bouwmeester D, Pan J W, Daniell M, Weinfurter H, Zeilinger A 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1345
- [5] Pan J W, Daniell M, Gasparoni S, Weihs G, Zeilinger A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4435
- [6] Jin G S, Lin Y, Wu B 2007 *Phys. Rev. A* **75** 054302
- [7] Wang H F, Zhang S 2009 *Phys. Rev. A* **79** 042336
- [8] Kwiat P G 1997 *J. Mod. Opt.* **44** 2173
- [9] Du K, Qiao C F 2012 *J. Mod. Opt.* **59** 611
- [10] He Y Q, Ding D, Yan F L, Gao T 2015 *J. Phys. B* **48** 055501
- [11] Simon C, Pan J W 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 257901
- [12] Sheng Y B, Deng F G 2010 *Phys. Rev. A* **82** 044305
- [13] Ding D, Yan F L 2013 *Phys. Lett. A* **377** 1088
- [14] Chiuri A, Greganti C, Paternostro M, Vallone G, Mataloni P 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 173604
- [15] Xu X F, Bao X H, Pan J W 2012 *Phys. Rev. A* **86** 050304
- [16] Horodecki R, Horodecki P, Horodecki M, Horodecki K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 865
- [17] Greenberger D M, Horne M A, Shimony A, Zeilinger A 1990 *Am. J. Phys.* **58** 1131
- [18] Yan F L, Gao T, Chitambar E 2011 *Phys. Rev. A* **83** 022319
- [19] Gao T, Yan F L, van Enk S J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 180501
- [20] Bai Y K, Xu Y F, Wang Z D 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 100503
- [21] Boyd R W 1999 *J. Mod. Opt.* **46** 367
- [22] Kok P, Lee H, Dowling J P 2002 *Phys. Rev. A* **66** 063814
- [23] Munro W J, Nemoto K, Beausoleil R G, Spiller T P 2005 *Phys. Rev. A* **71** 033819
- [24] Nemoto K, Munro W J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 250502
- [25] Lin Q, He B, Bergou J A, Ren Y H 2009 *Phys. Rev. A* **80** 042311
- [26] Barrett S D, Kok P, Nemoto K, Beausoleil R G, Munro W J, Spiller T P 2005 *Phys. Rev. A* **71** 060302
- [27] Sheng Y B, Deng F G, Long G L 2010 *Phys. Rev. A* **82** 032318
- [28] Ding D, Yan F L, Gao T 2014 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **57** 2098
- [29] Ding D, Yan F L, Gao T 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 3075
- [30] Ding D, Yan F L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 100304 (in Chinese) [丁东, 闫凤利 2013 物理学报 **62** 100304]
- [31] Kok P, Munro W J, Nemoto K, Ralph T C, Dowling J P, Milburn G J 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 135
- [32] Kok P 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013808

SPECIAL ISSUE — Quantum metrology and control

Generation of six-photon hyperentangled states*

Ding Dong¹⁾²⁾ He Ying-Qiu²⁾ Yan Feng-Li^{2)†} Gao Ting^{3)‡}

1) (*Department of Basic Curriculum, North China Institute of Science and Technology, Beijing 101601, China*)

2) (*College of Physics Science and Information Engineering, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050024, China*)

3) (*College of Mathematics and Information Science, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050024, China*)

(Received 2 December 2014; revised manuscript received 7 January 2015)

Abstract

Nowadays, the nonlinear optical process of spontaneous parametric down-conversion is considered as the canonical approach for creating entangled-photon pairs. We consider three pairs of entangled photons emitted by the parametric down-conversion source, and introduce a setup for evolving these photons based on linear optics, which is composed of several polarizing beam splitters, beam splitters, and half wave plates. By using the parametric down-conversion source and the setup, we carefully design an efficient scheme for preparing six-photon hyperentangled states in both the polarization and the spatial degrees of freedom. Because we use almost all possible behaviors of the three pairs of entangled photons, the present scheme is efficient for creating six-photon hyperentangled states. Next, in the regime of weak nonlinearity we design a quantum nondemolition detection to distinguish the two cases of photons in two special spatial modes. It is worth pointing out that our scheme is much easier to realize, since the strength of the nonlinearities in the process of quantum nondemolition detection can be restricted to the scalable orders of magnitude in practicality.

Keywords: multiphoton entanglement, hyperentangled state, quantum nondemolition detection

PACS: 03.67.Bg, 03.67.Lx, 03.65.Ud

DOI: 10.7498/aps.64.160301

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11475054, 11371005), the Hebei Natural Science Foundation, China (Grant Nos. A2012205013, A2014205060), the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education, China (Grant Nos. 3142014068, 3142014125), and the Langfang Key Technology Research and Development Program, China (Grant No. 2014011002).

† Corresponding author. E-mail: flyan@hebtu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: gaoting@hebtu.edu.cn