



## 利用自发拉曼散射建立三个原子节点的纠缠

刘艳红 周瑶瑶 闫智辉 贾晓军

### Establishing of quantum entanglement among three atomic nodes via spontaneous Raman scattering

Liu Yan-Hong Zhou Yao-Yao Yan Zhi-Hui Jia Xiao-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 094201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201299

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201299>

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

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

读出效率对光与原子纠缠产生的影响

Dependence of performance character of photon-atom entanglement source on retrieval efficiency

物理学报. 2019, 68(2): 020301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181314>

多个量子节点确定性纠缠的建立

Deterministic quantum entanglement among multiple quantum nodes

物理学报. 2019, 68(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181614>

三维金字塔立体复合基底表面增强拉曼散射特性

Surface enhanced Raman scattering characteristics of three-dimensional pyramid stereo composite substrate

物理学报. 2020, 69(5): 058103 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191636>

共焦腔增强的空气拉曼散射

Confocal-cavity-enhanced Raman scattering of ambient air

物理学报. 2017, 66(19): 190703 <https://doi.org/10.7498/aps.66.190703>

黑磷的多声子共振拉曼散射

Resonant Multi-phonon Raman scattering of black phosphorus

物理学报. 2020, 69(16): 167803 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200696>

金属亚波长结构的表面增强拉曼散射

Surface-enhanced Raman scattering of subwavelength metallic structures

物理学报. 2019, 68(14): 147401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190458>

## 利用自发拉曼散射建立三个原子节点的纠缠\*

刘艳红<sup>1)2)†</sup> 周瑶瑶<sup>1)2)</sup> 闫智辉<sup>3)4)</sup> 贾晓军<sup>3)4)</sup>

1) (太原师范学院物理系, 晋中 030619)

2) (太原师范学院, 计算物理与应用物理研究所, 晋中 030619)

3) (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, 太原 030006)

4) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2020年8月10日收到; 2020年12月11日收到修改稿)

量子纠缠是一种关键的量子资源. 随着量子信息技术的发展, 由量子通道和量子节点组成的量子网络成为研究的热点. 量子信息网络的建立需要在多个远距离的量子节点间建立纠缠, 它在分步式量子计算及量子因特网等方面有很重要的应用价值. 本文在光和原子混合纠缠的基础上, 提出了结合前馈网络建立三个独立的远程原子系综之间的连续变量确定性纠缠. 三个原子系综分别放置在三个远程的节点中, 每个节点首先通过自发拉曼散射过程制备光和原子的混合纠缠; 然后, 利用平衡零拍探测器测量三束 Stokes 光场干涉后的量子噪声, 并将测量的结果前馈到原子系综, 在三个独立的远距离的原子系综间建立纠缠; 最后, 利用来自三个原子系综的三束反斯托克斯光束的关联方差通过三组份不可分判据验证三个原子系综的纠缠. 该方案简单可行, 可以拓展到基于不同物理系统的量子节点, 甚至实现更多原子节点的纠缠, 从而实现大规模量子信息网络.

**关键词:** 自发拉曼散射, 前馈网络, 三组份不可分判据**PACS:** 42.50.-p, 42.50.Lc, 42.50.Ex**DOI:** 10.7498/aps.70.20201299

## 1 引言

量子纠缠是实现量子通信和构建量子信息网络的一种关键的量子资源<sup>[1,2]</sup>. 伴随着量子信息科学的快速发展, 由量子节点和连接量子节点的量子通道构成的量子网络开辟了广阔的科学领域<sup>[3]</sup>. 光是最好的量子信息载体, 可以用来传输量子态和连接量子节点. 原子系综<sup>[4-10]</sup>、单原子<sup>[11,12]</sup>、囚禁离子<sup>[13-15]</sup>、光力系统<sup>[16-20]</sup>、超导体<sup>[21-23]</sup>、固态系统<sup>[24-27]</sup>和其他物理系统都可以被用作量子节点. 量子信息网络的发展需要在量子节点间产生、存储及分发纠缠的能力. 近年来, 两个量子节点间的纠缠

已经实现<sup>[28-38]</sup>. 伴随着量子信息网络的发展, 利用量子存储已经实现了三个和四个原子系综的预告式纠缠<sup>[39,40]</sup>. 产生、存储和释放三个原子系综的确定性纠缠已经实现<sup>[41]</sup>. 多个量子节点间高纠缠度的远距离的确定性量子纠缠的建立是未来量子信息网络和量子力学进一步发展的显著目标.

量子态转移是建立量子节点间纠缠的一种有效的方法, 其中前提是必须制备多组份的纠缠态光场<sup>[28-33,41]</sup>. 多组份纠缠态光场的建立多用参量下转换的方法<sup>[42,43]</sup>, 并且已经广泛应用于各种量子方案中. 基于电磁感应透明相互作用可以将纠缠态的量子信息映射到原子自旋波, 因此原子自旋波的纠缠可以被产生并存储. 在原子的相干时间内, 纠缠

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0301402)、国家自然科学基金 (批准号: 61775127, 61925503, 11904218, 11804246, 12004276)、山西省高等学校科技创新项目 (批准号: 2020L0516)、山西青年三晋学者项目、山西省高等学校创新人才支持计划、山西省“1331工程”重点学科建设和山西省自然科学基金 (批准号: 201901D111293) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 15135111277@163.com

态可以从原子自旋波释放到光场,进而可以验证原子系综的纠缠,并且可以用于其下游应用.另一方面,光和原子的混合纠缠结合光子间的干涉可以运用在多个原子系综预告式纠缠的产生<sup>[39,40]</sup>,与原子系综纠缠的光场可以在量子信道中传输,以连接和纠缠不同的遥远的原子系综.

本文在光和原子混合纠缠的基础上,提出了结合前馈网络来产生三个空间分离原子系综的连续变量确定性纠缠.由于光与原子系综相互作用集体增强,原子系综适合作为量子节点.在我们的方案中,只需要三个原子系综,以及由干涉、测量和射频线圈组成的前馈网络就可以将三个原子系综纠缠在一起.该方案的实现不需要制备纠缠态光场,使整个实验系统简单稳定.首先,通过自发拉曼散射过程,在写光的作用下三个原子系综产生三束 Stokes 光场;然后,第一和第二束 Stokes 光场在第一个分束比为  $R_1:T_1$  光学分束片 (BS1) 上干涉,并且来自于 BS1 的其中一束输出场和第三束 Stokes 光场在第二个分束比为  $R_2:T_2$  光学分束片 (BS2) 上耦合.用平衡零拍探测器分别测量三束 Stokes 光场干涉后输出光场的正交振幅和正交相位的量子噪声.最后,通过射频线圈将测量的正交振幅和相位的结果前馈给三个原子系综.在用户控

制的时间内,将存储的三个原子系综的纠缠态释放到三束反斯托克斯光场中,用于验证三个原子系综的纠缠及其在量子网络中的应用.

## 2 三个原子系综确定性纠缠的产生

三个远距离原子系综确定性纠缠的产生原理图如图 1 所示.这个系统包括三个独立的原子系综 A, B 和 C,两个光学分束片 BS1 和 BS2,三套平衡零拍探测器 BHD1, BHD2 和 BHD3.三个原子系综 A, B 和 C 分别放置在三个射频线圈中间,平衡零拍探测器由一个 50/50 的分束片、一对光电二极管和一个功率减法器组成.三束斯托克斯光束  $\hat{a}_{L1}^{out}$ ,  $\hat{a}_{L2}^{out}$  和  $\hat{a}_{L3}^{out}$  由自发拉曼散射过程产生分别来自于原子系综 A, B 和 C,  $\hat{a}_{L1}^{out}$  和  $\hat{a}_{L2}^{out}$  在分束比为  $R_1:T_1$  的光学分束片 BS1 上干涉产生两束光,其中一束干涉后的输出光与  $\hat{a}_{L3}^{out}$  在分束比为  $R_2:T_2$  的光学分束片 BS2 上干涉,分别产生  $\hat{b}_1$ ,  $\hat{b}_2$  和  $\hat{b}_3$  三束光,用平衡零拍探测器 BHD1, BHD2 和 BHD3 分别测量  $\hat{b}_1$ ,  $\hat{b}_2$  和  $\hat{b}_3$  的正交振幅、相位和振幅分量的噪声.将 BHD1, BHD2 和 BHD3 探测到的信号通过射频线圈分别前馈到原子系综 A, B 和 C,最终建立三个远程原子系综 A, B 和 C 之间的纠缠.

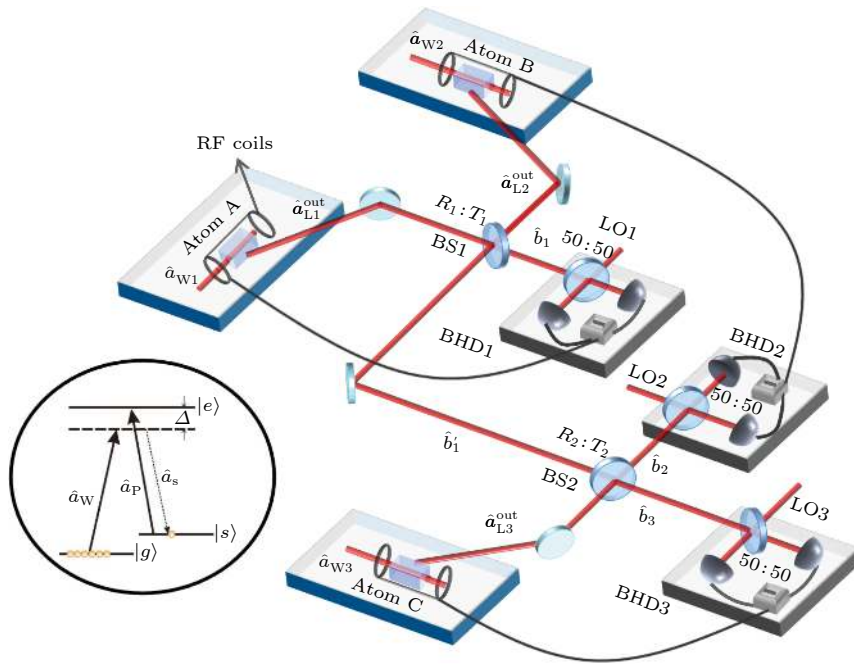


图 1 三个原子系综确定性纠缠产生原理图

Fig. 1. Schematic diagram of deterministic entanglement generation among three atomic ensembles.

## 2.1 光和原子系综纠缠的产生

在量子光学理论中, 光场由产生和湮灭算符  $\hat{a}^\dagger$  和  $\hat{a}$  来表示. 光场的正交振幅分量  $\hat{X}_a$  和正交相位分量  $\hat{Y}_a$  分别对应湮灭算符的实部和虚部,  $\hat{X}_a = \hat{a} + \hat{a}^\dagger$ ,  $\hat{Y}_a = i(\hat{a}^\dagger - \hat{a})$ . 原子总的自旋波  $\hat{S}$  可以用庞加莱球上的 Stokes 矢量描述, 且可以被看作满足玻色对易关系  $[\hat{S}, \hat{S}^\dagger] = 1$ . 同样, 原子自旋波的振幅  $\hat{X}_s$  和相位分量  $\hat{Y}_s$  分别对应  $\hat{S}$  的实部和虚部,  $\hat{X}_s = \hat{S}_y/\sqrt{\langle \hat{S}_x \rangle}$ ,  $\hat{Y}_s = \hat{S}_z/\sqrt{\langle \hat{S}_x \rangle}$ . 当原子自旋波通过自发拉曼散射过程和信号光、抽运光耦合时, 光和原子系综的纠缠建立. 制备纠缠的原子系综的能级结构如图 1 左下角插图所示, 该原子具有  $\Lambda$  型能级结构, 存在基态  $|g\rangle$ 、亚稳态  $|s\rangle$  和激发态  $|e\rangle$ . 起初, 原子通过光学抽运光  $\hat{a}_p$  制备在基态, 在写脉冲  $\hat{a}_w$  的作用下, Stokes 光场  $\hat{a}$  和总的原子自旋波  $\hat{S}$  同时产生. 在相互作用表象下, 该系统的有效相互作用哈密顿量可以写为如下形式:

$$\hat{H}_I = i\hbar\eta\hat{a}_w\hat{a}^\dagger\hat{S}^\dagger - i\hbar\eta\hat{a}_w^\dagger\hat{a}\hat{S}, \quad (1)$$

式中,  $\eta$  是光和原子的相互作用常数,  $\eta = \kappa_{eg}\kappa_{es}^*\sqrt{N_a}/\Delta$ , 其中  $\kappa_{eg}$  和  $\kappa_{es}$  是光和原子的耦合系数,  $N_a$  是总的原子数,  $\Delta$  是写光  $\hat{a}_w$  和 Stokes 光场  $\hat{a}$  的失谐. 在这里假设所有的失谐均相等且忽略损耗.

当一束强的写脉冲光作用于原子系综时, 自发拉曼散射过程发生, 并且其哈密顿量类似于参量下转换模型

$$\hat{H}_I = i\hbar\eta A_w \hat{a}^\dagger \hat{S}^\dagger - i\hbar\eta A_w^* \hat{a} \hat{S}. \quad (2)$$

其中  $A_w$  是强的写光脉冲的归一化振幅,  $A_w^*$  是其共轭.

根据海森伯运动方程  $i\hbar\frac{d}{dt}\hat{O}_i(t) = [\hat{O}_i(t), \hat{H}_I]$ , 可以得到上述算符的动力学演化方程, 通过解海森伯运动方程, 得到光和原子自旋波的算符随时间演化的表达式:

$$\begin{aligned} \hat{a}_i^{\text{out}}(t) &= \hat{a}_i^{\text{in}} \cosh(\eta A_w t) + \hat{S}_i^{\text{in}\dagger} \sinh(\eta A_w t), \\ \hat{S}_i^{\text{out}}(t) &= \hat{S}_i^{\text{in}} \cosh(\eta A_w t) + \hat{a}_i^{\text{in}\dagger} \sinh(\eta A_w t), \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $i = 1, 2, 3$  分别对应原子系综 A, B 和 C 中. 根据算符线性化表达式, 算符可以表示为平均值和波动的和, 即  $\hat{X} = \bar{X} + \delta\hat{X}$ ,  $\hat{Y} = \bar{Y} + \delta\hat{Y}$ . 输入光场  $\hat{a}_i^{\text{in}}$  可以看作真空光场, 其量子波动  $\delta^2\hat{X}_i^{\text{in}} = \delta^2\hat{Y}_i^{\text{in}} = \delta^2\hat{X}_i^{\text{s}} = \delta^2\hat{Y}_i^{\text{s}} = 1$ . 根据段路明等<sup>[44]</sup>和

Simon<sup>[45]</sup> 提出的光场的两组份不可分判据, 可以将其拓展到光和原子. 如果光和原子系综的正交分量的关联方差和小于 4, 那么光和原子间存在纠缠. 光和原子的关联方差  $V$  等于

$$\begin{aligned} V &= \delta^2(\hat{X}_{\text{ai}}^{\text{out}} - \hat{X}_{\text{si}}^{\text{out}}) + \delta^2(\hat{Y}_{\text{ai}}^{\text{out}} + \hat{Y}_{\text{si}}^{\text{out}}) \\ &= 4e^{-2\eta A_w \tau} = 4e^{-2r}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $\tau$  是光和原子的相互作用时间. 很明显光和原子相互作用的关联度依赖于关联参量  $r = \eta A_w \tau = \kappa_{eg}\kappa_{es}^*\sqrt{N_a}A_w\tau/\Delta$ .  $r$  越大, 关联方差越小. 当  $r = 0$  时,  $V = 4$  对应相干态的关联方差, 它被定义为量子噪声极限 (quantum noise limit, QNL); 当  $r > 0$  时, 光和原子的关联方差  $V$  小于 QNL, 这意味着光和原子间存在纠缠; 当  $r \rightarrow \infty$ ,  $V \rightarrow 0$  此时获得的纠缠为完美纠缠.

## 2.2 通过前馈网络建立三个原子系综的纠缠

接下来, 考虑如何实现三个原子系综 A, B 和 C 的纠缠. 原子系综 A 和 B 通过自发拉曼散射过程产生的 Stokes 光场  $\hat{a}_{L1}^{\text{out}}$  和  $\hat{a}_{L2}^{\text{out}}$  在分束比为  $R_1:T_1$  的光学分束片 BS1 上干涉, 干涉后的其中一束输出光与产生于原子系综 C 的 Stokes 光束  $\hat{a}_{L3}^{\text{out}}$  在分束比为  $R_2:T_2$  的光学分束片 BS2 上干涉, 输出的三束光场  $\hat{b}_1$ ,  $\hat{b}_2$  和  $\hat{b}_3$  可以写为

$$\begin{aligned} \hat{b}_1 &= \sqrt{T_1}\hat{a}_{L1}^{\text{out}} - \sqrt{R_1}\hat{a}_{L2}^{\text{out}}, \\ \hat{b}_2 &= \sqrt{R_2}(\sqrt{R_1}\hat{a}_{L1}^{\text{out}} + \sqrt{T_1}\hat{a}_{L2}^{\text{out}}) + \sqrt{T_2}\hat{a}_{L3}^{\text{out}}, \\ \hat{b}_3 &= \sqrt{T_2}(\sqrt{R_1}\hat{a}_{L1}^{\text{out}} + \sqrt{T_1}\hat{a}_{L2}^{\text{out}}) - \sqrt{R_2}\hat{a}_{L3}^{\text{out}}. \end{aligned} \quad (5)$$

输出光场  $\hat{b}_1$ ,  $\hat{b}_2$  和  $\hat{b}_3$  的量子噪声用平衡零拍探测器 BHD1, BHD2 和 BHD3 来测量. 将输出光场  $\hat{b}_1$  ( $\hat{b}_3$ ) 与其干涉的本地光场  $\hat{a}_{L1}$  ( $\hat{a}_{L3}$ ) 的相对相位锁定在 0,  $\hat{b}_1$  ( $\hat{b}_3$ ) 的正交振幅的量子波动被测量, 输出光场  $\hat{b}_2$  与其干涉的本地光场  $\hat{a}_{L2}$  的相对相位锁定在  $\pi/2$ ,  $\hat{b}_2$  的正交相位噪声被测量.  $\hat{b}_1$ ,  $\hat{b}_2$  和  $\hat{b}_3$  光场的正交分量噪声表示为如下形式:

$$\begin{aligned} \delta\hat{X}_{b1} &= \sqrt{T_1}\delta\hat{X}_{L1}^{\text{out}} - \sqrt{R_1}\delta\hat{X}_{L2}^{\text{out}}, \\ \delta\hat{Y}_{b2} &= \sqrt{R_1R_2}\delta\hat{Y}_{L1}^{\text{out}} + \sqrt{T_1R_2}\delta\hat{Y}_{L2}^{\text{out}} + \sqrt{T_2}\delta\hat{Y}_{L3}^{\text{out}}, \\ \delta\hat{X}_{b3} &= \sqrt{R_1T_2}\delta\hat{X}_{L1}^{\text{out}} + \sqrt{T_1T_2}\delta\hat{X}_{L2}^{\text{out}} - \sqrt{R_2}\delta\hat{X}_{L3}^{\text{out}}. \end{aligned} \quad (6)$$

最终测量的信号  $\delta\hat{X}_{b1}$ ,  $\delta\hat{Y}_{b2}$  和  $\delta\hat{X}_{b3}$  通过由射频线圈构成的经典通道前馈到原子系综 A, B 和

C 的总原子自旋波  $\hat{S}_1^{\text{out}}$ ,  $\hat{S}_2^{\text{out}}$  和  $\hat{S}_3^{\text{out}}$  上, 经典前馈通道的前馈增益因子用  $g_1$ ,  $g_2$  和  $g_3$  表示. 原子系综 A, B 和 C 总的原子自旋波最终输出态为

$$\begin{aligned}\hat{S}_1^{\text{final}} &= \hat{S}_1^{\text{out}} - \sqrt{2}g_1\delta\hat{X}_{b1}, \\ \hat{S}_2^{\text{final}} &= \hat{S}_2^{\text{out}} + i\sqrt{2}g_2\delta\hat{Y}_{b2}, \\ \hat{S}_3^{\text{final}} &= \hat{S}_3^{\text{out}} + \sqrt{2}g_3\delta\hat{X}_{b3},\end{aligned}\quad (7)$$

其中,  $\hat{S}_1^{\text{out}}$ ,  $\hat{S}_2^{\text{out}}$  和  $\hat{S}_3^{\text{out}}$  是原子系综 A, B 和 C 的总自旋波的输出;  $\hat{S}_1^{\text{final}}$ ,  $\hat{S}_2^{\text{final}}$  和  $\hat{S}_3^{\text{final}}$  是接收到前馈信号后原子系综的总自旋波. 通过选择合适的前馈增益因子, 可以得到最佳的原子系综关联方差.

三个原子系综纠缠的实现通过三组份不可分判据来验证:

$$\begin{aligned}E_1 &= V_1 + V_4 \geq 4, \quad E_2 = V_2 + V_5 \geq 4, \\ E_3 &= V_3 + V_6 \geq 4,\end{aligned}\quad (8)$$

其中  $V_i (i = 1, 2, \dots, 6)$  代表不同正交分量的关联方差,  $V_1 = \delta^2(\hat{X}_{S1}^{\text{final}} - \hat{X}_{S2}^{\text{final}})$ ,  $V_2 = \delta^2(\hat{X}_{S1}^{\text{final}} - \hat{X}_{S3}^{\text{final}})$ ,  $V_3 = \delta^2(\hat{X}_{S2}^{\text{final}} - \hat{X}_{S3}^{\text{final}})$ ,  $V_4 = \delta^2(\hat{Y}_{S1}^{\text{final}} + \hat{Y}_{S2}^{\text{final}} + g_4\hat{Y}_{S3}^{\text{final}})$ ,  $V_5 = \delta^2(\hat{Y}_{S1}^{\text{final}} + g_5\hat{Y}_{S2}^{\text{final}} + \hat{Y}_{S3}^{\text{final}})$  以及  $V_6 = \delta^2(g_6\hat{Y}_{S1}^{\text{final}} + \hat{Y}_{S2}^{\text{final}} + \hat{Y}_{S3}^{\text{final}})$ . 上述不等式中右边的 4 代表三组份纠缠不可分的边界. 当  $E_1$ ,  $E_2$  和  $E_3$  中任意两个关联方差之和小于量子噪声极限时, 三个原子系综是三组份类 Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ) 纠缠态.  $g_4$ ,  $g_5$  和  $g_6$  是可调节的经典测量增益因子. 为了获得原子系综的最小关联方差之和. 系统中不可避免的传输损耗会影响原子系综纠缠的质量. 除此之外, 纠缠交换的质量被原子的相干寿命限制, 这段时间保证了原子系综的纠缠, 因此原子的相干寿命影响原子系综的纠缠. 在热原子系综中相干寿命高于 5 ms<sup>[46]</sup>, 甚至可以达到 40 ms<sup>[37]</sup>, 在冷原子系综中相干寿命可以达到秒级<sup>[47]</sup>, 这个时间足以维持测量和纠缠交换的时间, 因此足够建立三个原子系综的纠缠. 为了证明三个原子系综的纠缠, 分别用三束读光脉冲  $\hat{a}_{R1}$ ,  $\hat{a}_{R2}$  和  $\hat{a}_{R3}$  同时作用于原子系综 A, B 和 C, 通过自发拉曼散射过程将原子系综的量子态转换到反斯托克斯光场的量子态. 三束反斯托克斯光场的正交分量的关联方差可以用来验证三个远距离原子系综间的纠缠.

### 3 三个原子系综纠缠的验证

图 2 和图 3 给出了原子系综的最终关联方差

之和  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  的变化曲线. 分别计算  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  的最小值, 可以得到最佳测量增益因子  $g_4^{\text{opt}}$ ,  $g_5^{\text{opt}}$ ,  $g_6^{\text{opt}}$  的表达式, 最佳测量增益因子  $g_4^{\text{opt}}$ ,  $g_5^{\text{opt}}$ ,  $g_6^{\text{opt}}$  依赖于前馈增益因子  $g_2$ 、压缩参量  $r$  及光学分束片 BS1, BS2 的反射率  $R_1$ ,  $R_2$ . 经过理论计算后原子系综的关联方差之和  $E_1$  与前馈增益因子  $g_1$ ,  $g_2$  有关,  $E_2$  与前馈增益因子  $g_1$ ,  $g_2$ ,  $g_3$  有关,  $E_3$  与前馈增益因子  $g_2$ ,  $g_3$  有关, 且  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  都依赖于压缩参量  $r$  及光学分束片 BS1, BS2 的反射率  $R_1$ ,  $R_2$ . 由于存在前馈网络的影响, 原子系综关联方差之和  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  的变化曲线比较复杂, 随后分别分析各参量对原子系综关联方差之和  $E_1$ ,  $E_2$  和  $E_3$  的影响.

图 2 描述了原子系综的关联方差之和  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  与光学分束片 BS1, BS2 反射率  $R_1$ ,  $R_2$  的依赖关系, 图 2(a) 和图 2(b) 对应  $E_1$  的变化曲线, 图 2(c) 和图 2(d) 对应  $E_2$  的变化曲线, 图 2(e) 和图 2(f) 对应  $E_3$  的变化曲线. 图 2 中, 曲线 1 代表 QNL, 曲线 2, 3, 4, 5, 6, 7 表示光学分束片 BS1 的反射率  $R_1$  分别取 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.7 和 0.9 时, 原子系综关联方差之和随光学分束片 BS2 的反射率  $R_2$  的变化曲线. 在我们的方案中, 压缩参量的取值  $r = 0.8$ , 前馈增益因子的取值分别为  $g_1 = 0.8$ ,  $g_2 = 1.0$ ,  $g_3 = 0.8$ , 所有的参量值在实验上均可以达到, 为实验系统的设计提供了理论参考. 从图 2(a) 和图 2(b) 可看到: 在  $R_1$  取值一定时, 原子系综的关联方差之和  $E_1$  随着  $R_2$  的增大而减小; 在  $R_2$  一定时,  $E_1$  随着  $R_1$  的增大先减小后增大, 在  $R_1 = 0.5$  时关联方差之和  $E_1$  的值最小. 从图 2(a) 和图 2(b) 得到在  $R_1 = 0.5$ ,  $R_2$  在小于 1 的范围内取值越大时, 原子系综关联方差之和  $E_1$  的值越小. 在图 2(d) 中, 当光学分束片 BS1 的反射率  $R_1 = 0.9$  时, 不存在  $R_2$  的取值使得关联方差之和  $E_2$  小于量子噪声极限. 对比图 2(c) 和图 2(d), 从曲线 4 看出  $R_1 = 0.3$ ,  $R_2$  取值在 0.7 附近时,  $E_2$  可以达到最小值. 从图 2(e) 和图 2(f) 发现: 在  $R_1 = 0.9$  时, 不存在使  $E_3$  小于量子噪声极限的  $R_2$  的值, 并且在  $R_2$  一定时,  $R_1$  越大  $E_3$  的值越大; 当  $R_1$  取定值时,  $R_2$  存在最佳值使得关联方差之和  $E_3$  的值最小. 对比图 2(e) 和图 2(f) 得到, 在  $R_1$  取值越小,  $R_2 = 0.6$  时,  $E_3$  的值最小.

当关联方差之和  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  越小时, 原子系综间的纠缠度越大. 图 2 中, 综合考虑原子系综的不

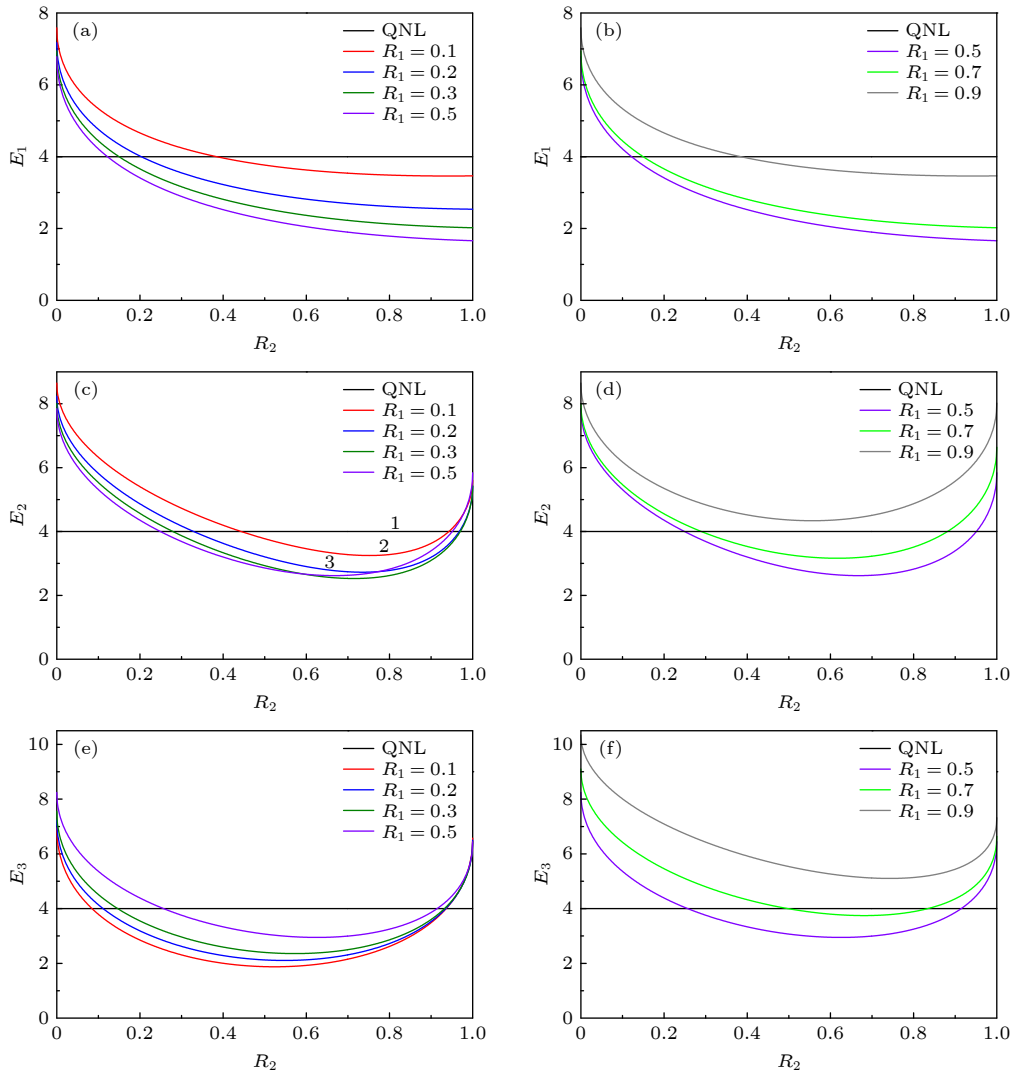


图 2 原子系综关联方差之和  $E_1, E_2, E_3$  随光学分束片 BS2 的反射率  $R_2$  的变化曲线 (a), (c), (e) BS1 的反射率  $R_1 = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5$ ; (b), (d), (f) BS1 的反射率  $R_1 = 0.5, 0.7, 0.9$

Fig. 2. Dependence of the correlation variance combinations of atomic ensembles  $E_1, E_2, E_3$  on the reflectivity  $R_2$  of the second optical beam splitter BS2: (a), (c), (e) Reflectivity  $R_1 = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5$  of BS1; (b), (d), (f) reflectivity  $R_1 = 0.5, 0.7, 0.9$  of BS1.

同三个关联方差之和  $E_1, E_2, E_3$ , 为了满足原子系综的关联方差之和  $E_1, E_2, E_3$  同时小于量子噪声极限 4, 取光学分束片 BS1 和 BS2 的反射率  $R_1, R_2$  分别是 0.3, 0.6. 当压缩参量  $r = 0.8$ , 前馈增益因子  $g_1, g_2, g_3$  分别取 0.8, 1.0, 0.8, 分束片的反射率  $R_1, R_2$  的取值分别为 0.3, 0.6 时,  $E_1, E_2, E_3$  分别等于 2.36, 2.65, 2.36, 此时三个关联方差之和均小于量子噪声极限, 三个原子系综处于不可分状态.

当分束片 BS1, BS2 的反射率分别取 0.3, 0.6, 测量增益因子  $g_4, g_5, g_6$  取最佳值时, 关联方差之和  $E_1, E_2, E_3$  受前馈增益因子  $g_1, g_2, g_3$  的影响不同. 理论计算  $E_1, E_2, E_3$  的最小值所得  $g_1, g_2, g_3$  最佳取值不同, 因此不能同时取  $g_1, g_2, g_3$  的最佳

值使得关联方差之和  $E_1, E_2, E_3$  最小. 图 3 描述了原子系综的关联方差之和  $E_1, E_2, E_3$  与前馈增益因子的  $g_1, g_2, g_3$  的依赖关系.

图 3(a) 表示  $E_1$  与前馈增益因子  $g_1, g_2$  的曲线图, 图 3(b) 表示  $E_3$  与前馈增益因子  $g_2, g_3$  的曲线图, 图 3(c) 表示  $E_2$  与前馈增益因子  $g_1, g_2$  的曲线图. 图 3(a) 中, 曲线 1 表示 QNL, 曲线 2, 3, 4, 5 表示前馈增益因子  $g_1$  分别取 0.7, 0.8, 0.9, 1.0 时, 原子系综关联方差之和  $E_1$  随前馈增益因子  $g_2$  的变化曲线. 当  $g_1$  取定值时, 存在最佳前馈增益因子  $g_2$  使得  $E_1$  最小. 观察图 3(a), 发现  $g_1 = 0.9, g_2 = 1.0$  时, 原子系综的关联方差之和  $E_1$  达到最小值, 且最小值为 2.31. 图 3(b) 中, 曲线 1 代表 QNL, 曲

线 2, 3, 4, 5 代表前馈增益因子  $g_3$  分别取 0.7, 0.8, 0.9 和 1.0 时, 原子系综关联方差之和  $E_3$  随前馈增益因子  $g_2$  的变化曲线. 从图 3(b) 得到: 当  $g_3 = 0.7$  或  $g_3 = 1.0$  时, 曲线 2, 5 几乎重合; 当  $g_3 = 0.8$  或  $g_3 = 0.9$  时, 曲线 3, 4 重合. 当  $g_3 = 0.8$  或  $g_3 = 0.9$ ,  $g_2 = 1.0$  时, 原子系综关联方差之和  $E_3$  可取最小值 2.36. 图 3(c) 表示  $g_3 = 0.8$  和  $g_3 = 0.9$  时  $E_2$  与前

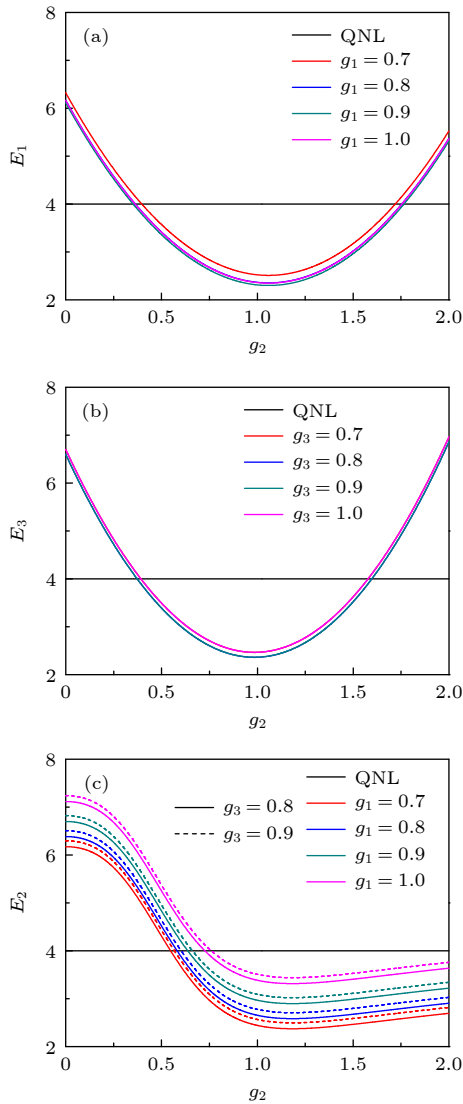


图 3 原子系综关联方差之和  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  与前馈增益因子  $g_2$  的变化曲线 (a)  $g_1 = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$  时,  $E_1$  的变化曲线; (b)  $g_3 = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$  时,  $E_3$  曲线; (c)  $g_1 = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$  时,  $E_2$  的变化

Fig. 3. Correlation variance combinations  $E_1$ ,  $E_2$  and  $E_3$  versus the feedforward gain factor  $g_2$ : (a) The correlation variance combination  $E_1$  versus  $g_2$  when  $g_1 = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$ ; (b) the correlation variance combinations  $E_3$  versus  $g_2$  when  $g_3 = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$ ; (c) the correlation variance combinations  $E_2$  versus  $g_2$  when  $g_1 = 0.7, 0.8, 0.9, 1.0$ .

馈增益因子  $g_1, g_2$  的曲线图. 图 3(c) 中, 曲线 1 表示 QNL, 曲线 2, 3, 4, 5 代表前馈增益因子  $g_1$  分别取 0.7, 0.8, 0.9, 1.0 时, 原子系综关联方差之和  $E_2$  随前馈增益因子  $g_2$  的变化曲线, 实线和虚线分别表示  $g_3$  取 0.8, 0.9. 从图 3(c) 发现:  $g_2$  一定时, 随着  $g_1$  的增大, 原子系综的关联方差和  $E_2$  也在增大, 且  $g_3$  取 0.8 时  $E_2$  的值大于  $g_3$  取 0.9 时  $E_2$  的值; 当  $g_1$  取定值时,  $g_2$  存在最佳值使得  $E_2$  最小. 综合上述分析, 由于不能同时取  $g_1, g_2, g_3$  的最佳值使得  $E_1, E_2, E_3$  最小. 当  $g_1 = 0.8, g_2 = 1.0, g_3 = 0.8$  时,  $E_1, E_2, E_3$  分别等于 2.36, 2.65, 2.36.

当分束片 BS1, BS2 的反射率分别为  $R_1 = 0.3, R_2 = 0.6$ , 前馈增益因子  $g_1 = 0.8, g_2 = 1.0, g_3 = 0.8$ , 测量增益因子  $g_4 = g_4^{\text{opt}}, g_5 = g_5^{\text{opt}}, g_6 = g_6^{\text{opt}}$  时, 关联方差之和  $E_1, E_2, E_3$  同时小于 4, 此时三个原子系综是类 GHZ 纠缠态.

## 4 总结

我们提出了一种通过干涉和前馈网络来确定纠缠三个空间分离原子系综的方案. 首先, 利用自发拉曼散射过程分别在三个原子系综中制备光场和原子自旋波之间的纠缠态, 并利用光场连接和纠缠远程的量子节点. 三束 Stokes 光场在不同比例的分束片网络上干涉, 用平衡零拍探测器测量干涉后光场的量子噪声. 最后根据测量结果, 通过经典的前馈, 得到了三个原子系综的纠缠. 通过优化前馈网络可以得到三个原子系综的最佳纠缠. 将光和原子的混合纠缠结合前馈网络可以纠缠更多的原子节点. 此外, 我们的方案还可以推广到其他量子节点候选者, 如囚禁离子、超导体等. 如果将纠缠蒸馏与我们的方案相结合, 量子节点间的距离可以明显增加 [48]. 这一简单可行的方案为简化大规模量子互联网提供了途径, 弥补了原理上与现实世界量子信息科学应用之间的差距.

## 参考文献

- [1] Braunstein S L, van Loock P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 513
- [2] Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, Weinfurter H, Zeilinger A, Żukowski M 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 777
- [3] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 1023
- [4] Hosseini M, Sparkes B M, Campbell G, Lam P K, Buchler B C 2011 *Nat. Commun.* **2** 174
- [5] Parigi V, D'Ambrosio V, Arnold C, Marrucci L, Sciarrino F, Laurat J 2015 *Nat. Commun.* **6** 7706

- [6] Yan Z H, Jia X J 2017 *Quantum Sci. Technol.* **2** 024003
- [7] Deng R J, Yan Z H, Jia X J 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 074201 (in Chinese) [邓瑞婕, 闫智辉, 贾晓军 2017 物理学报 **66** 074201]
- [8] Liu Y H, Wu L, Yan Z H, Jia X J, Peng K C 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 034202 (in Chinese) [刘艳红, 吴量, 闫智辉, 贾晓军, 彭莹莹 2019 物理学报 **68** 034202]
- [9] Pu Y F, Jiang N, Chang W, Yang H X, Li C, Duan L M 2017 *Nat. Commun.* **8** 15359
- [10] Yan Y, Li S J, Tian L, Wang H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 014205 (in Chinese) [闫妍, 李淑静, 田龙, 王海 2016 物理学报 **65** 014205]
- [11] Specht H P, Nölleke C, Reiserer A, Uphoff M, Figueroa E, Ritter S, Rempe G 2011 *Nature* **473** 190
- [12] Facon A, Dietsche E K, Grosso D, Haroche S, Raimond J M, Brune M, Gleyzes S 2016 *Nature* **535** 262
- [13] Langer C, Ozeri R, Jost J D, Chiaverini J, DeMarco B, Ben-Kish A, Blakestad R B, Britton J, Hume D B, Itano W M, Leibfried D, Reichle R, Rosenband T, Schaetz T, Schmidt P O, Wineland D J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 060502
- [14] Stute A, Casabone B, Schindler P, Monz T, Schmidt P O, Brandstätter B, Northup T E, Blatt R 2012 *Nature* **485** 482
- [15] Hucul D, Inlek I V, Vittorini G, Crocker C, Debnath S, Clark S M, Monroe C 2015 *Nature Phys.* **11** 37
- [16] Fiore V, Yang Y, Kuzyk M C, Barbour R, Tian L, Wang H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 133601
- [17] Lee H, Suh M G, Chen T, Li J, Diddams S A, Vahala K J 2013 *Nat. Commun.* **4** 2468
- [18] Riedinger R, Hong S, Norte R A, Slater J A, Shang J, Krause A G, Anant V, Aspelmeyer M, Gröblacher S 2016 *Nature* **530** 313
- [19] Riedinger R, Wallucks A, Marinković I, Löschnauer C, Aspelmeyer M, Hong S, Gröblacher S 2018 *Nature* **556** 473
- [20] Kiesewetter S, Teh R Y, Drummond P D, Reid M D 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 023601
- [21] Flurin E, Roch N, Pillet J D, Mallet F, Huard B 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 090503
- [22] Axline C J, Burkhardt L D, Pfaff W, Zhang M Z, Chou K, Campagne-Ibarcq P, Reinhold P, Frunzio L, Girvin S M, Jiang L, Devoret M H, Schoelkopf R J 2018 *Nature Phys.* **14** 705
- [23] Kurpiers P, Magnard P, Walter T, Royer B, Pechal M, Heinsoo J, Salathé Y, Akin A, Storz S, Besse J C, Gasparinetti S, Blais A, Wallraff A 2018 *Nature* **558** 264
- [24] Clausen C, Usmani I, Bussièeres F, Sangouard N, Afzelius M, de Riedmatten H, Gisin N 2011 *Nature* **469** 508
- [25] Saglamyurek E, Sinclair N, Jin J, Slater J A, Oblak D, Bussièeres F, George M, Ricken R, Sohler W, Tittel W 2011 *Nature* **469** 512
- [26] Zhong M, Hedges M P, Ahlefeldt R L, Bartholomew J G, Beavan S E, Wittig S M, Longdell J J, Sellars M J 2015 *Nature* **517** 177
- [27] Gao W B, Fallahi P, Togan E, Miguel-Sanchez J, Imamoglu A 2012 *Nature* **491** 426
- [28] Chou C W, de Riedmatten H, Felinto D, Polyakov S V, van Enk S J, Kimble H J 2005 *Nature* **438** 828
- [29] Chanelière T, Matsukevich D N, Jenkins S D, Lan S Y, Kennedy T A B, Kuzmich A 2005 *Nature* **438** 833
- [30] Eisaman M D, André A, Massou F, Fleischhauer M, Zibrov A S, Lukin M D 2005 *Nature* **438** 837
- [31] Ritter S, Nölleke C, Hahn C, Reiserer A, Neuzner A, Upho M, Mücke M, Figueroa E, Bochmann J, Rempe G 2012 *Nature* **484** 195
- [32] Moehring D L, Maunz P, Olmschenk S, Younge K C, Matsukevich D N, Duan L M, Monroe C 2007 *Nature* **449** 68
- [33] Usmani I, Clausen C, Bussièeres F, Sangouard N, Afzelius M, Gisin N 2012 *Nature Photon.* **6** 234
- [34] Pfaff W, Hensen B J, Bernien H, van Dam S B, Blok M S, Taminiua T H, Tiggelman M J, Schouten R N, Markham M, Twitchen D J, Hanson R 2014 *Science* **345** 532
- [35] Yuan Z S, Chen Y A, Zhao B, Chen S, Schmiedmayer J, Pan J W 2008 *Nature* **454** 1098
- [36] Julsgaard B, Kozhekin A, Polzik E S 2001 *Nature* **413** 400
- [37] Krauter H, Muschik C A, Jensen K, Wasilewski W, Petersen J M, Cirac J I, Polzik E S 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 080503
- [38] Liu Y H, Yan Z H, Jia X J, Xie C D 2016 *Sci. Rep.* **6** 25715
- [39] Choi K S, Goban A, Papp S B, van Enk S J, Kimble H J 2010 *Nature* **468** 412
- [40] Jing B, Wang X J, Yu Y, Sun P F, Jiang Y, Yang S J, Jiang W H, Luo X Y, Zhang J, Jiang X, Bao X H, Pan J W 2019 *Nature Photon.* **13** 210
- [41] Yan Z H, Wu L, Jia X J, Liu Y H, Deng R J, Li S J, Wang H, Xie C D, Peng K C 2017 *Nat. Commun.* **8** 718
- [42] Yan Z H, Jia X J, Xie C D, Peng K C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 014206 (in Chinese) [闫智辉, 贾晓军, 谢常德, 彭莹莹 2012 物理学报 **61** 014206]
- [43] Zhou Y Y, Tian J F, Yan Z H, Jia X J 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 064205 (in Chinese) [周瑶瑶, 田剑锋, 闫智辉, 贾晓军 2019 物理学报 **68** 064205]
- [44] Duan L M, Giedke G, Cirac J I, Zoller P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2722
- [45] Simon R 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2726
- [46] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [47] Yang S J, Wang X J, Bao X H, Pan J W 2016 *Nature Photon.* **10** 381
- [48] Maring N, Farrera P, Kutluer K, Mazzera M, Heinze G, de Riedmatten H 2017 *Nature* **551** 485

# Establishing of quantum entanglement among three atomic nodes via spontanenous Raman scattering\*

Liu Yan-Hong<sup>1)2)†</sup> Zhou Yao-Yao<sup>1)2)</sup> Yan Zhi-Hui<sup>3)4)</sup> Jia Xiao-Jun<sup>3)4)</sup>

1) (*Department of Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China*)

2) (*Institute of Computational and Applied Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China*)

3) (*Institute of Opto-Electronics, State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

4) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

( Received 10 August 2020; revised manuscript received 11 December 2020 )

## Abstract

Quantum entanglement is an essential quantum resource. With the development of quantum information science, quantum network consisting of quantum nodes and quantum channels has attracted extensive attention. The development of quantum information network requires the capability of generating, storing and distributing quantum entanglement among multiple quantum nodes. It is significant to construct the quantum information, and it has very important applications in the distributed quantum computation and quantum internet. Here we propose a simple and feasible scheme to deterministically entangle three distant atomic ensembles via the interference and feedforward network of the light-atom mixed entanglement. Firstly, three atomic ensembles placed at three remote nodes in a quantum network are prepared into the mixed entangled state of light and atomic ensembles via the spontaneous Raman scattering (SRS) process. Then, the first and second Stokes optical field are interfered on an  $R_1:T_1$  optical beam splitter (BS1), and one of the output optical fields from the first optical beam splitter is interfered with the third Stokes field on the second  $R_2:T_2$  optical beam splitter (BS2). The quantum fluctuations of the amplitude and phase quadratures of these three output optical fields from BS1 and BS2 are detected by three sets of balanced homodyne detectors, respectively. Finally, the detected signals of the amplitude and phase quadratures are fed to the three atomic ensembles via the radio frequency coils to establish the entanglement among three remote atomic ensembles. At the user-controlled time, three read optical pulses can be applied to these three atomic ensembles to convert the stored entangled state from the atomic spin waves into the anti-Stokes optical fields via the SRS process. According to the tripartite inseparability criterion, the correlation variance combinations of these three anti-Stokes optical fields can be used to verify the performance of entanglement of three atomic ensembles. This scheme can be extended to larger-scale quantum information network with different physical systems and more atomic nodes. Moreover, the entanglement distillation can be combined with this scheme to realize the entanglement among longer distance quantum nodes.

**Keywords:** spontanenous Raman scattering, feedforward network, tripartite inseparable criteria

**PACS:** 42.50.-p, 42.50.Lc, 42.50.Ex

**DOI:** 10.7498/aps.70.20201299

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0301402), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61775127, 61925503, 11904218, 11804246, 12004276), the Scientific and Technological Programs of Higher Education Institutions in Shanxi, China (Grant No. 2020L0516), the Program for Sanjin Scholars of Shanxi Province, China, the Outstanding Innovative Teams of Higher Learning Institutions of Shanxi, China, the Fund for Shanxi "1331Project" Key Subjects Construction, China, and the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 201901D111293).

† Corresponding author. E-mail: [15135111277@163.com](mailto:15135111277@163.com)