

冷原子系综内单集体激发态的相干操纵

安子烨 王旭杰 苑震生 包小辉 潘建伟

Coherent manipulation of single collective excitations in a cold atomic ensemble

An Zi-Ye Wang Xu-Jie Yuan Zhen-Sheng Bao Xiao-Hui Pan Jian-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 224203 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181183

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181183>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[相位型三头薛定谔猫态的量子统计属性](#)

Quantum statistical properties of phase-type three-headed Schrodinger cat state

物理学报.2017, 66(10): 104201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.104201>

[一种基于 von Neumann 熵的双路径纠缠量子微波信号生成质量评估方法](#)

A method of evaluating the quality of dual-path entangled quantum microwave signal generated based on von Neumann entropy

物理学报.2016, 65(11): 114204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.114204>

[利用破坏对称性的超导体人造原子制备 \$\chi\$ 型四比特纠缠态](#)

The χ -type four-particle entangled state generated by using superconducting artificial atoms with broken symmetry

物理学报.2015, 64(18): 184207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184207>

[结构库中二能级原子与自发辐射场间的纠缠演化](#)

Evolution of entanglement between a two-level atom and spontaneous emission field in structured reservoir

物理学报.2014, 63(12): 124201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.124201>

[N00N 态的 Wigner 函数及 N00N 态作为输入的量子干涉](#)

Wigner function of N00N state and quantum interference with N00N state as input

物理学报.2013, 62(11): 114204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.114204>

专题: 单量子态探测及其相互作用

冷原子系综内单集体激发态的相干操纵*

安子焯¹⁾²⁾³⁾ 王旭杰¹⁾²⁾³⁾ 苑震生¹⁾²⁾³⁾ 包小辉^{1)2)3)†} 潘建伟^{1)2)3)‡}

1) (合肥微尺度物质科学国家研究中心, 合肥 230026)

2) (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

3) (中国科学院量子信息与量子科技创新研究院, 合肥 230026)

(2018年6月15日收到; 2018年9月5日收到修改稿)

原子系综内部分原子发生相干态转移后所处量子态被称为集体激发态. 如果激发数目在单原子量级则被称为单激发态. 在量子存储过程中, 单光子以单激发态的形式在原子系综内进行存储. 因此, 研究单激发态的制备、演化、转化、干涉等过程是量子存储及其应用研究的关键. 本文总结了近年来作者所在研究团队针对冷原子系综体系在此研究方向取得的若干成果. 主要包括采用动量模式调控、三维光晶格等手段抑制单激发态的退相干, 采用环形腔增强原子至光子的转化效率, 发展基于拉曼光的单激发态相干转移技术, 利用单量子态不同模式间干涉制备光与原子纠缠, 利用里德伯阻塞机制提升纠缠制备效率等. 此外, 简要回顾了基于多个单激发态的量子中继及量子网络实验.

关键词: 集体激发, 单激发, 原子系综, 量子存储

PACS: 42.50.Dv, 32.80.Qk, 42.50.Ex, 03.67.Hk

DOI: 10.7498/aps.67.20181183

1 引言

20世纪80年代以来, 随着实验技术的不断进步以及量子方案的不断提出, 量子信息作为一门年轻的学科迅速发展起来. 作为量子信息领域的重要组成部分, 量子通信由于可以实现信息的无条件安全传输而受到了研究人员的广泛关注. 在实际应用中, 量子通信距离受限于信号(通常是光子)在量子信道(如光纤)中的损耗与退相干. 为实现超远距离量子通信, Briegel等^[1]提出了量子中继方案, 即在长距离的信道中搭建若干个量子中继节点, 用分段传输的方式代替远距离直接传输. 其具体方法是, 首先制备光与存储器的纠缠, 并把产生的光子信号发送到信道中间进行贝尔基测量, 待邻近的信道纠缠制备成功后, 再利用纠缠交换将量子纠缠拓展至多段信道, 最终延伸到首尾两端. 通过采用量子中

继, 信号在信道内的衰减由指数型降为多项式型, 使得超远距离量子通信成为可能.

量子中继的关键是量子存储技术, 需能够对单量子态进行长时间保持, 并进行高效、可控的相干读出. 原子系综由于具有大量原子带来的集体增强效应, 成为了光量子存储的合适载体. Duan等^[2]于2001年提出了基于原子系综和线性光学的完整量子中继方案, 即DLCZ协议. 该方案直接利用拉曼散射过程中散射光子与单激发态间的非经典关联来构建量子中继, 实验可行性非常高, 因而得到了研究人员的广泛关注. Kuzmich等^[3]于2003年首次在冷原子系综中制备了非经典光子对. 自此以后, 冷原子系综体系进展迅速, 不断在实验成果上取得突破, 发展成最具前景的量子存储与量子中继体系之一^[4].

单光子在原子系综内以单集体激发态的形式进行存储. 因而, 冷原子量子存储及量子中继研究

* 国家重点研发计划(批准号: 2017YFA0303902)和国家自然科学基金(批准号: 11474269)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xhbao@ustc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: pan@ustc.edu.cn

主要就是研究单激发态相关的物理过程, 如单激发的制备、退相干、转化、相干操控等, 进而产生光与原子纠缠, 并进行量子中继及量子网络演示等. 本文主要回顾作者所在研究团队近年来在此方向上取得的主要研究成果. 存储寿命是量子存储器的重要指标, 而存储寿命与原子系综内的复杂退相干机制密切相关, 在第2节中介绍单激发态的退相干机制以及为抑制退相干采取的实验手段. 量子存储的另一个重要指标是读出效率, 在第3节分析冷原子系综体系在高效单光子转化方面的独特优势, 并介绍采用腔增强来提升读出效率的相关工作. 在第4节介绍单激发态的相干转移技术, 以及这些操纵手段对提高量子存储器性能的意义. 对单激发态研究的一个重要目的是服务于量子网络的搭建, 而量子网络离不开纠缠源的制备, 在第5和第6节分别介绍了基于传统拉曼过程的光与原子纠缠源和基于里德伯相互作用的确定性纠缠源. 第7节介绍量子中继及量子网络演示相关的实验成果.

2 单激发态的制备及退相干

如图1所示, 考虑一团由 N_A 个原子组成的原子系综, 初始时所有的原子都处在基态 $|g_1\rangle$, 我们称这个原子系综处在基态 $|g_1\rangle^{\otimes N_A}$. 随后, 将一束拉曼光(通常称为写光)打入到原子系综中, 控制激发率将一个原子通过拉曼过程转移到态 $|g_2\rangle$ 上, 同时系综放出一个斯托克斯光子. 此时, 原子系综处在一叠加态:

$$\frac{1}{\sqrt{N_A}} \sum_{k=1}^{N_A} e^{i\mathbf{k}_{sw} \cdot \mathbf{x}_k} |g_1\rangle_1 |g_1\rangle_2 \cdots |g_2\rangle_k \cdots |g_1\rangle_{N_A}, \quad (1)$$

这称为单集体激发态, 它表示为所有第 k 个原子被转移到 $|g_2\rangle$ 的情况的相干叠加. 单集体激发态也被称为自旋波态, 式中 $\mathbf{k}_{sw} = \mathbf{k}_w - \mathbf{k}_s$ 为自旋波的波矢. 随后, 通过一束读光, 系综将回到基态, 同时释放出一个反斯托克斯光子^[4]. 由于光子携带的信息正是以单集体激发态(自旋波)的形式存储起来的, 因此单集体激发态是整个原子系综量子存储工作中核心的研究对象.

存储时间是量子存储的一个重要指标, 而集体激发态的退相干则直接影响着量子存储的寿命. 因此, 研究单集体激发态的退相干机制, 并设计实验对这些机制加以抑制, 成为了研究人员努力的目的.

早在2005年, Felinto等^[5]的理论模型就指出, 由阱磁场的空间非均匀性造成的对基态的不均匀展宽是导致退相干的主要原因, 并在实验上实现了对相干时间的控制. 因此, 使用“钟态”, 即对一阶磁场变化不敏感的二能级系统, 成为了抑制退相干, 提高存储时间的常用手段. 然而, 仅仅使用这一手段还不足以在实验上实现预期的存储时间. 2008年, Zhao等^[6]对原子系综内的退相干机制进行了深入研究, 指出原子运动导致的自旋波相位紊乱是退相干的重要原因, 并通过长波长自旋波结合钟态的方法实现存储寿命达1 ms的量子存储器.

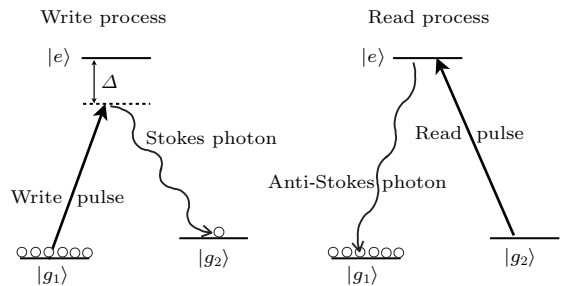


图1 单集体激发态的制备过程

Fig. 1. Preparation of single collective excitation.

如图2所示, 在以往的量子存储实验中, 写光和收集写出光子的方向有 $\theta = 3^\circ$ 的夹角, 由于自旋波的波矢 $\Delta\mathbf{k} = |\mathbf{k}_w - \mathbf{k}_s| \approx k_w \sin\theta$, 通过改变这个夹角即可控制自旋波的波长. 在铷原子能级结构中, 有三对钟态, 即 $(|1, 1\rangle, |2, -1\rangle)$, $(|1, 0\rangle, |2, 0\rangle)$ 和 $(|1, -1\rangle, |2, 1\rangle)$. 其中 $|i, j\rangle$ 代表 $|5S_{1/2}, F = i, m_F = j\rangle$. 将集体激发存储到这些态上, 可以消除由磁场涨落带来的退相干效应, 并方便我们独立地研究自旋波波长对存储寿命的影响. 实验中采用 $(|1, 0\rangle, |2, 0\rangle)$, 而当夹角较小 ($< 0.2^\circ$), 相同偏振光子无法分开时, 采用 $(|1, 1\rangle, |2, -1\rangle)$ 态存储集体激发. 由原子运动导致的退相干机制如图2(c), 在自旋波被存储在原子系综的过程中, 原子的不规则运动表示为 $\mathbf{r}_j = \mathbf{r}_j(\delta t) = \mathbf{r}_{j0} + \mathbf{v}_j \delta t$, 自旋波的相位 $\mathbf{k}_{sw} \cdot \mathbf{r}_j$ 会发生扰动, 最终导致退相干. 通过计算原子经过 $1/2\pi$ 个自旋波波长的平均时间, 可以估计退相干时间约为 $\tau_D \sim (\lambda/2\pi v_s)$, 其中 $v_s = \sqrt{k_B T/m}$ 为一维的平均速度. 因此, 增大自旋波波长, 即减小写光和写出光收集方向的夹角, 有助于提高存储寿命.

实验结果如图3所示, $g_{S,AS} = p_{S,AS}/p_{SPAS}$, 可以表征纠缠源的质量. 对曲线拟合

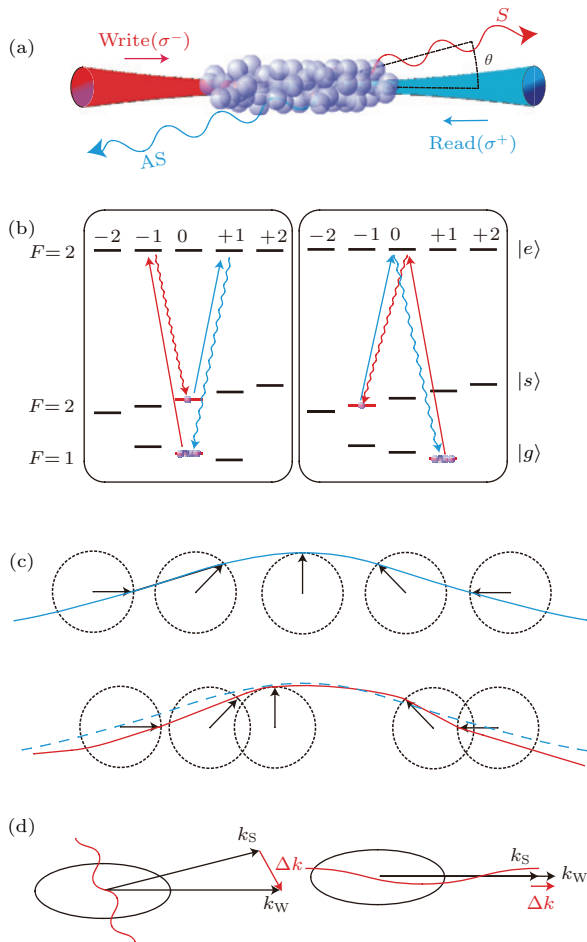


图2 由原子运动导致自旋波乱象示意图
Fig. 2. Scheme of atom motion-induced dephasing.

$$g_{S,AS}(\delta t) = 1 + C \exp(-\delta t^2 / \tau_D^2) \quad (2)$$

可以得到存储寿命. 从实验结果看出, 随着夹角的减小, 存储寿命显著提高. 当采用共线结构 ($\theta = 0^\circ$) 时, 寿命可以达到 1.0 ms.

除了原子的随机运动, 原子由于重力作用离开控制光模场区域, 使读写光作用时间受到限制, 也会影响到存储器的寿命. 2012年, Bao等^[7]在使用钟态共线(写光、读出光共线)存储基础上, 设计读写方向平行重力方向的实验装置, 延长控制光的作用时间, 使存储寿命达到3.2 ms. 事实上, 由于自旋波乱象来源于原子的运动, 使用光晶格等方法限制原子的运动也能够起到抑制退相干的作用, 如2009年, Zhao等^[8]采取一维光晶格的方法也获得了毫秒级的存储时间. 然而在一维情况下, 存储效率在最初的几百个微秒内迅速下降, 影响了存储器的实用性. 理论上讲, 使用三维光晶格可以限制各个方向上原子的运动, 从而抑制存储器的退相干. 然而, 使用光晶格束缚的原子系综做存储带来了新的退相干机制, 即差分光频移效应. 在2010年, Dudin等^[9]在一维光晶格内实现了差分光频移的光补偿方案. 2016年, Yang等^[10]首次在三维光晶格内实现对差分光频移的补偿, 使得存储寿命进一步提高的同时, 解决了存储效率下降迅速的问题.

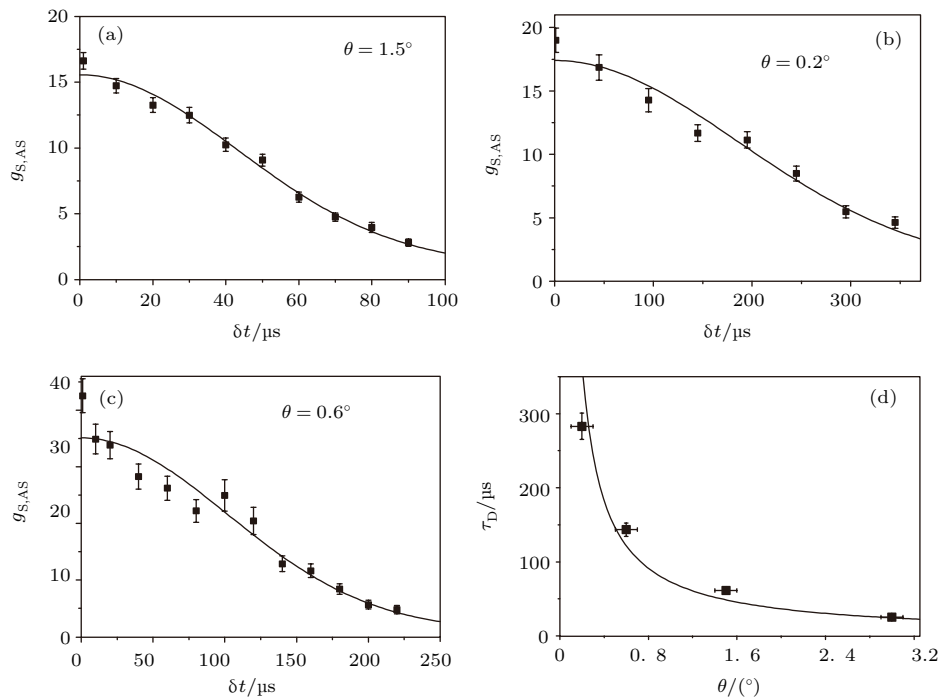


图3 不同角度下 $g_{S,AS}$ 与存储时间的关系, $g_{S,AS}$ 表示斯托克斯与反斯托克斯光子的互相关
Fig. 3. The cross-correlation $g_{S,AS}$ versus the storage time δt for different angles. $g_{S,AS}$ is the cross correlation between Stokes and anti-Stokes photon.

如图4所示, 原子团被由4束1064 nm的激光干涉形成的三维光晶格束缚. 由于束缚光对自旋波占据的两个基态的AC斯塔克效应造成的频移随束缚光强度不同而不同, 使得原子在阱的不同位置自旋波各相位演化快慢不同, 最终导致自旋波的退相干. 理论分析^[11]可知, 考虑到塞曼效应和光频移带来的能级移动可以表示为

$$\begin{aligned} \delta\nu_s(\omega_L, B, E_L) &= \frac{1}{h} \left[\alpha_{F'F'}(\omega_L) - \alpha_{FF}(\omega_L) \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{4\mu_{FF'}B}{h\nu_0} \right) \alpha_{F'F}(\omega_L) \right] \left(\frac{E_L}{2} \right)^2, \end{aligned} \quad (3)$$

式中, $\alpha_{FF'}(\omega_L)$ 表示极化率的矩阵元, 选择合

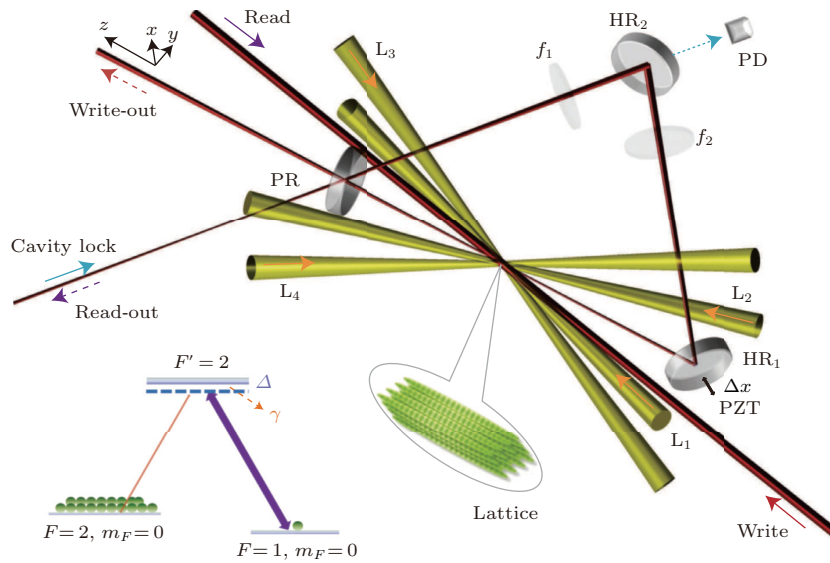


图4 基于三维光晶格的量子存储

Fig. 4. Quantum memory based on 3D optical lattice.

3 单激发态至光子态的转化

我们知道, 利用冷原子系综作为量子中继器涉及单集体激发态转化的过程, 如在DLCZ协议的读出过程中, 存储在系综内的自旋波将转化为一个反斯托克斯光子, 同时所有原子回到基态. 由于量子网络以光子为媒介, 若原子系综没有成功释放出光子, 节点间的级联便无法继续, 这制约了量子通信的成码率. 因此, 如何实现高效率的单集体激发态转化, 是一个亟待解决的问题.

与单个原子或其他系统不同, 在冷原子系综中, 集体激发态通过将其转化成确定方向的单光子可以被高效率地读出, 其原因便是集体干涉增强效应^[4]. 首先, 系综内的自旋波可以表示为(1)式

适的偏置磁场 B , 可以消除光频移. 在本实验中, 偏置磁场的优化是通过优化经典光电磁诱导透明(EIT)存储寿命实现的. 在没有环形腔的情况下, 一束单光子级别的探测光共振耦合 $D1$ 线 $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, 同时控制光耦合 $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$, 在该体系下进行停光实验. 优化偏振磁场的强度, 当改变光晶格的光强度(阱深)时, 观察到存储时间不再明显变化时, 则说明差分光频移效应被消去. 运用这项技术, 结合环形腔, 最终实现了0.22 s的存储寿命, 且在10 ms后的转化效率下降仅为20%, 该结果相比一维光晶格的方案有了明显提高.

的叠加态. 此时用一束激光共振激发 $g_2 \leftrightarrow e$ 跃迁, 所有原子回到基态, 同时释放出一个反斯托克斯光子, 即读出光子. 这样, 整个过程结束后态可以表示为

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^{N_A} e^{i(\mathbf{k}_w - \mathbf{k}_S)\mathbf{x}_k} e^{i(\mathbf{k}_r - \mathbf{k}_{AS})\mathbf{x}'_k} \\ &\quad \times |g_1\rangle_1 \cdots |g_1\rangle_k \cdots |g_1\rangle_N. \end{aligned} \quad (4)$$

假设原子静止, 即 $\mathbf{x}_k = \mathbf{x}'_k$, 此时干涉相长的条件是 $\mathbf{k}_S + \mathbf{k}_{AS} = \mathbf{k}_w + \mathbf{k}_r$. 这使得反斯托克斯光子在 $\mathbf{k}_w + \mathbf{k}_r - \mathbf{k}_S$ 方向上出射的概率远远大于其他方向, 因此光子可以被高效率地读出.

然而, 集体增强效应随着原子数的增加而增强, 但原子系综由于具有有限的光学厚度, 光和原子之间的耦合强度有限, 这制约了读出效率的提

高. 根据腔量子电动力学的结论, 原子的自发辐射过程由于其跃迁频率共振的谐振腔增强, 这样, 光与原子的相互作用截面也会增大^[12]. 因此, 利用光学腔可以进一步提高集体激发态的转化效率. 2007年, Simon等^[13]首次实现利用光学腔与原子系综耦合来增强读出过程. 然而该实验由于采用线型腔而无法区分前向散射与背向散射光子, 导致存储寿命非常短. 2012年, Bao等^[7]首次利用环形腔来增强量子存储过程, 实现了73%的内禀效率, 并且同步获得了长存储寿命.

实验装置如图5所示. 一个环形腔搭建在装载原子团的玻璃腔室外, 写光和读光从同一个入口打入, 写出和读出光子也在同一方向收集. 实验选择 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle \rightarrow |5S_{1/2}, F=1, m_F=0\rangle$ 的钟态存储自旋波, 通过这样的能级结构, 写光与

读出光子以及读光与写出光子的偏振和频率相同, 方便我们在一个腔对四个光场同时进行增强. 与一般的谐振腔相比, 该环形腔的设计可以方便区分前向散射光子和背向散射光子, 这样, 只选择前向散射光子可以得到更稳定的长自旋波. 实验结果表明, 由自旋波转化到光子的内禀效率可达 $\chi = 73(2)\%$, 且在3 ms后依然能保持超过30%的读出效率. 另外, 实验还观察到读光的功率不影响内禀效率, 而读出光子的脉冲宽度显著依赖于读光的功率. 这意味着在该量子存储系统中, 我们可以在不牺牲效率的情况下调制读出光子的脉冲宽度, 从而更好地与来自其他体系的光子进行干涉, 提高量子通信网络的健壮性. 前面提到的2016年Yang等^[10]的工作中也采用了类似环形腔的设计, 获得了 $76\% \pm 5\%$ 的内禀读出效率.

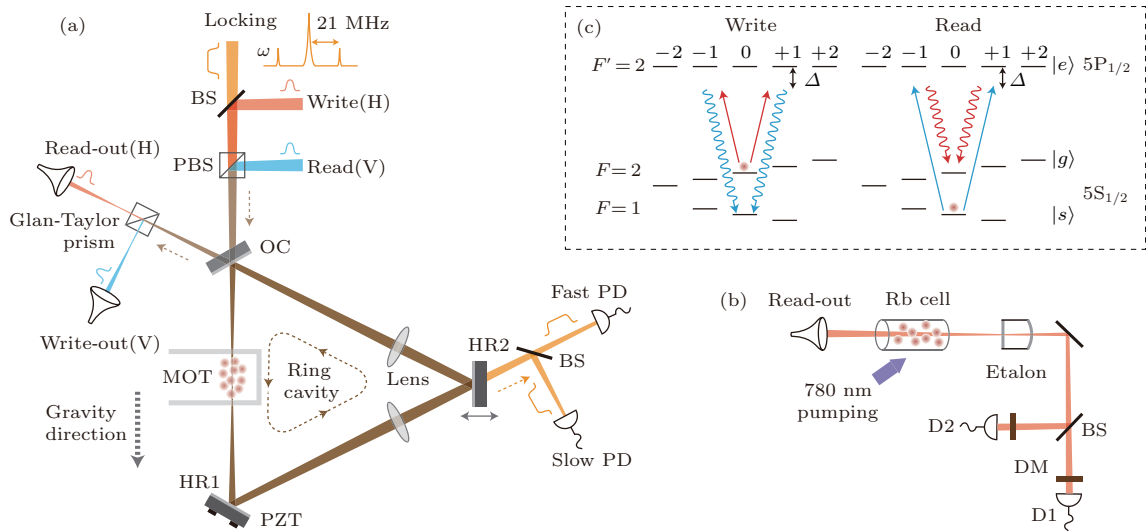


图5 利用环形腔提高转化效率实验装置图
Fig. 5. Improving transforming efficiency with ring cavity.

4 单激发态的相干转移

在最简单的DLCZ协议中, 我们只需要一束写光和一束读光就可以实现单激发态的制备和转化. 然而, 有时我们需要改变原子在各个量子态的布居, 或操控自旋波的相位, 这就需要对单激发态进行更复杂的操纵. 其中, 一个重要的应用是通过对自旋波的操纵, 实现对退相干机制的抑制. 考虑到退相干的自旋波态可以表示为

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N e^{i\omega_j t} e^{ik_s \cdot r_j(0)} |g_1 \cdots s_j \cdots g_N\rangle, \quad (5)$$

其中 $e^{i\omega_j t}$ 是由非均匀展宽引起的相位, 若在 $t = t_e$ 时打一个 π 脉冲将 $|s\rangle$ 和 $|g\rangle$ 上的布居反转, 此时的

自旋波态将按

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N e^{i\omega_j t_e} e^{-i\omega_j(t-t_e)} \times e^{ik_s \cdot r_j(0)} |s_1 \cdots g_j \cdots s_N\rangle \quad (6)$$

进行演化. 当 $t = 2t_e$ 时, 自旋波将恢复到原来的状态. 理论上这种操作可以消除由非均匀展宽产生的相位. 然而, 由于 π 脉冲的不完美性, 部分原子会残留在单激发态, 这使得该技术能否运用于单激发的量子存储中成为一个问题. 2015年, Rui等^[14]通过研究由 π 脉冲造成的背景噪声的不同成分, 并设计实验抑制了其中起决定作用的超辐射噪声, 为该项技术在量子存储领域的应用提供了实验依据.

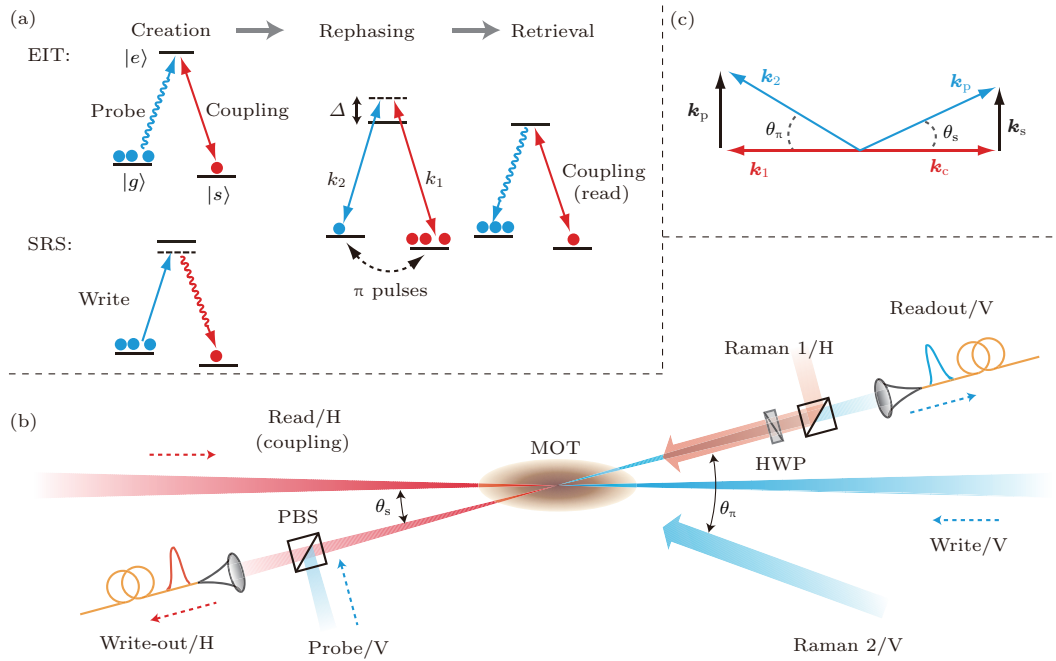


图6 利用自旋回波技术实现相位重聚
Fig. 6. Realization of rephasing scheme using spin echo.

如图6所示,在完成制备一个自旋波之后,通过两个在 t_1 和 t_2 时刻的拉曼 π 脉冲实现相位的重新聚合.在第一个 π 脉冲的作用下,原子的布居实现翻转,自旋波态的第 j 项由 $|g \cdots s_j \cdots g\rangle$ 变为 $|s \cdots g_j \cdots s\rangle$ 同时获得一个 $-2\mathbf{k}_\pi \cdot \mathbf{r}_j(t_1)$ 相位, $\mathbf{k}_\pi = \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$.在第二个 π 脉冲之后,原子布居回到原来的状态,两次 π 脉冲后自旋波积累的相位为 $\Delta\phi_j^\pi = 2\mathbf{k}_\pi[\mathbf{r}_j(t_2) - \mathbf{r}_j(t_1)] = 2\mathbf{k}_\pi \cdot \mathbf{v}_j \Delta t$.考虑到由原子运动导致的相位 $\Delta\phi_j = -\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{v}_j T$,其中 \mathbf{k}_s 为自旋波的波矢,当这两个相位相互抵消时,退相干被消去,因此得到相位重聚的条件为 $2\mathbf{k}_\pi \Delta t = \mathbf{k}_s T$.这个式子也决定实验中各光路的几何分布.

前面讲到, π 脉冲的不完美性会引起噪声,降低信噪比.为了解决这个问题,研究人员进一步考察了拉曼脉冲引起的噪声分布.根据理论分析,由于集体增强效应,当用一波矢为 \mathbf{k}_r 的读出光作用

到自旋波态上时,原子系综将会向 $\mathbf{k}_\pi + \mathbf{k}_r$ 的方向高效地辐射出光子,而在其他方向各向同性地辐射光子,亮度为该方向的 $1/N$.这说明超辐射方向的噪声占主导地位.由于该噪声具有明显的方向性,研究人员采取将存储角度与超辐射噪声分布分离的方法,选择 $\theta_s = 1.1^\circ$, $\theta_\pi = 2.1^\circ$ 的光路布居,有效抑制了噪声.

我们知道,利用自旋回波技术抑制退相干对 π 脉冲的精确度要求很高,这使实验操作的难度加大.2016年,姜艳等^[15]又提出了另一种通过双光子拉曼过程操纵自旋波,从而抑制退相干的手段.考虑如图7所示的能级图,在传统的单激发制备的基础上加上一个辅助能级 $|s'\rangle$.首先将系综中的一个原子制备在 $|s\rangle$ 态上,自旋波的波矢表示为 \mathbf{k}_s ,然后用两束拉曼光耦合 $|s\rangle$ 和 $|s'\rangle$ 态,其波矢为 \mathbf{k}_+ 和 \mathbf{k}_- ,在 $|s\rangle$ 的原子被转移到 $|s'\rangle$ 态上,自旋波也随着

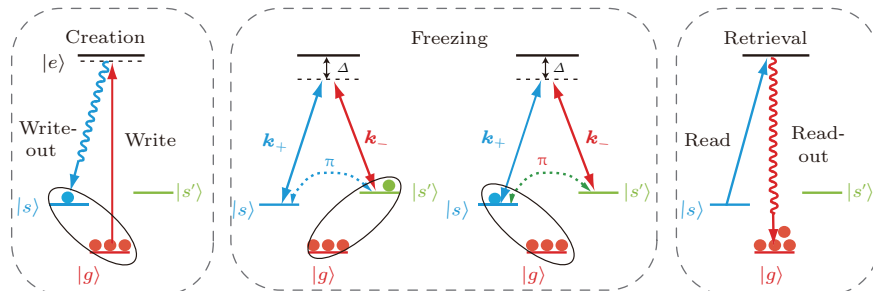


图7 自旋波冻结技术示意图
Fig. 7. Scheme of spin-wave freezing technique.

发生变化, 其波矢为 $\mathbf{k}_{s'} = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_\pi$, 其中 $\mathbf{k}_\pi = \mathbf{k}_+ - \mathbf{k}_-$. 若能够调整拉曼光使得 $\mathbf{k}_{s'} = 0$, 则自旋波的动量就变为零, 自旋波被“冻结”住, 原子随机运动诱导的失相便被消除. 最后, 另一个 π 脉冲作用在 $|s\rangle$ 态和 $|s'\rangle$ 态上, 自旋波回到原来的状态. 与上一个工作相比, 这个实验设计的 π 脉冲操作不影响基态 $|g\rangle$ 的布居, 因此 π 脉冲的不完美性造成的噪音已不显著, 因此可以获得更高的读出信号信噪比.

5 光与原子纠缠的产生

实现原子系综之间的纠缠是构建量子中继的基石, 而系综之间的纠缠可以通过对写出光子的探测实现. 在两个远距离的原子系综内同时进行单激发态制备过程, 产生的光子通过中间的分束镜 (BS) 干涉. 为了消除高阶事例的影响, 激发率被控制得非常低, 这样当有一个探测器有响应时, 我们就认为两个系综中的一个成功地发射出了单个斯托克斯光子, 并处在单集体激发态上. 由于 BS 消除了光子的路径信息, 两个系综之间发生了纠缠:

$$|\psi_{ab}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1_a\rangle|0_b\rangle + |0_a\rangle|1_b\rangle) e^{i\theta_{ab}}, \quad (7)$$

其中 $|1\rangle$ 和 $|0\rangle$ 分别表示系综处在单激发态和基态, a 和 b 表示两个系综. 原始的 DLCZ 协议是以这种光子数态纠缠为基础进行纠缠级联的. 该协议的一个缺点是对信道的相位扰动异常敏感. 为了解决这个问题, 一个自然的想法是, 不通过单光子探测, 而是通过双光子探测产生纠缠就可以降低对相位稳定的要求. 2007 年, Zhao 等^[16] 提出了基于 HOM 干涉的双光子探测的量子中继方案. 新方案所需的基本资源是光与原子系综间的偏振纠缠. 虽说采用双系综干涉可以产生单光子与两个系综间的偏振纠缠, 然而实验资源需求较多并且实验装置复杂. 2007 年, Chen 等^[17] 实验上实现了基于双写出模式干涉的光与原子纠缠, 实验装置得到了很大程度的简化, 为后续多系综实验奠定了基础.

如图 8 所示, 光与原子纠缠是在单个系综中实现的, 通过一束单频写光激发原子系综, 利用自发拉曼辐射产生的斯托克斯光子的两个空间模式 L 和 R , 其中从 L 模式出射的光子经过一半波片转换偏振, 两路通道通过偏振分光镜 (PBS) 进行干涉, 经探测器探测后作为光子比特; 由于不同的空间模式对应着不同的自旋波波矢, 储存在原子系综内的

自旋波态便作为原子比特. 这样, 当写出光子产生后, 光子比特与原子比特的纠缠可以表示为

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|R\rangle + e^{i\phi_1}|V\rangle|L\rangle), \quad (8)$$

这是光子的极化与自旋波激发模式之间的纠缠. 随后, 用一与写光反方向的读光作用到原子系综上, 由于满足相位匹配条件 $\mathbf{k}_S + \mathbf{k}_{AS} = \mathbf{k}_W + \mathbf{k}_R$, 读出光子必然从写出光子的反方向射出. 这样, 光与原子纠缠又转化成写出光子和读出光子之间的纠缠:

$$|\Psi\rangle_{AS,S} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_{AS}|H\rangle_S + e^{i(\phi_1+\phi_2)}|V\rangle_{AS}|V\rangle_S). \quad (9)$$

通过转动半波片 HWP_1 和 HWP_2 使其具有不同的角度组合, 对 CHSH 不等式进行检验. 该实验结果显示, 在存储时间为 500 ns 时, 不等式违背达 12 个标准差; 在存储时间为 $\tau = 20.5 \mu\text{s}$ 时, 依然观察到了不等式的违背.

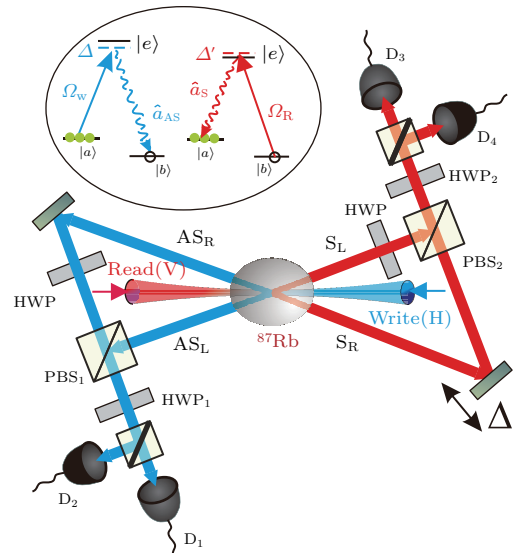


图 8 光与原子纠缠实验装置图

Fig. 8. Experimental implementation of photon-atom entanglement.

纠缠源的制备除了可以直接利用光与原子之间的相互作用外, 还可以将制备好的纠缠光子对存储到系综内. 最常见的纠缠光子对制备的方法是利用自发参量下转换过程 (SPDC) 来实现, 但由 SPDC 过程产生的光子对由于其线宽过大, 无法直接存储到原子系综里面去. 2008 年, Bao 等^[18] 采用腔增强 SPDC 方法首次实现了与冷原子量子存储器带宽相兼容的窄带纠缠光源. 2011 年, Zhang 等^[19] 在此基础上首次实现了参量下转换纠缠在冷原子系综内的量子存储.

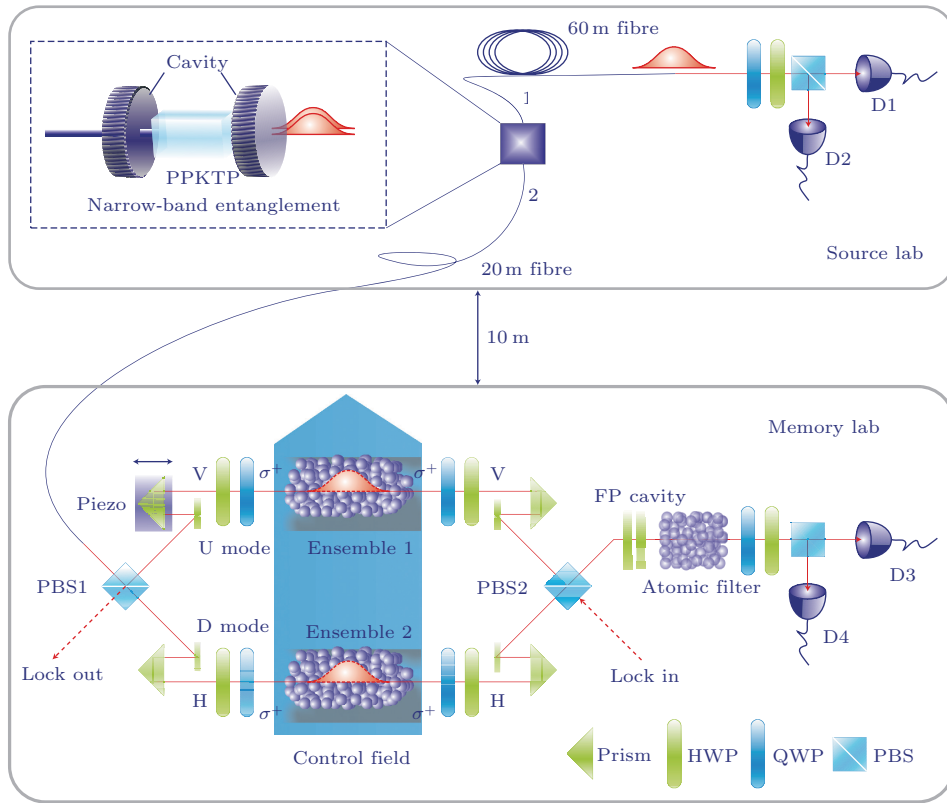


图9 在两个系综中存储纠缠光子对

Fig. 9. Storage of entangled photons in atomic ensembles.

实验设计如图9所示. 用一紫外泵浦光激发位于腔中的周期性极化磷酸氧钛钾 (PPKTP) 晶体. 原子系综的两个不同空间模式分别存储不同极化的两个纠缠光子. 由于下转换光子的线宽很窄, $\gamma \approx 5$ MHz, 通过理论分析, 可以采用线宽 $\sigma > \gamma$ 的泵浦光来消除频率关联. 该实验的存储部分基于 EIT 效应, 当写入光打入系综中时, 写入光的群速度将显著降低, 这使得纠缠光子将经历一段时间的延迟才会被读出. 通过实施停光实验, 研究人员观察到该存储器的存储寿命达到 200 ns, 并具有 92% 的极化保真度.

尽管制备纠缠源的实验方法多种多样, 但如何制备高读出效率 ($> 50\%$) 的纠缠源始终是一个具有挑战性的课题. 2015年, Yang 等^[20] 成功实现了转化效率达 76(4)% 的光子-自旋波纠缠源. 实验设计如图 10 所示, 将 Rb 原子系综经磁光阱冷却制备在一环形腔内. 腔有两个作用, 一是通过增强写光的过程使得自旋波激发拥有更好的单模品质, 二是利用珀赛尔效应增强读出的过程, 以此来提高转化效率. 实验开始时, 首先将 Rb 原子系综泵浦到 $|5S_{1/2}, F_a = 1, m_F = 0\rangle$ 的初态. 随后, 一束 σ^- 的写光耦合初态和上能级 $|F_c = 2, m_F = -1\rangle$, 这时,

被激发的原子由于后选择自发辐射有两个跃迁通道, 分别对应 $|5S_{1/2}, F_b = 2, m_F = -2\rangle$ 和 $|5S_{1/2}, F_b = 2, m_F = 0\rangle$. 此时, 经过两跃迁通道干涉, 写出光子的偏振和系综内态之间就形成了纠缠:

$$|\Psi(t)\rangle = \sin \eta |L\rangle S_{0,0}^\dagger - \cos \eta e^{i\phi(t)} |R\rangle S_{0,-2}^\dagger, \quad (10)$$

其中 η 由 Clebsch-Gordan 系数确定, 相位 ϕ 由偏置磁场诱导产生. 最终, 通过一束偏振为 σ^+ 的读出光, 对读出光子进行偏振测量, 可以验证自旋波和光子的纠缠.

通过测量写出光子和读出光子的符合计数, 我们最终可以得到自旋波到光子转换的效率. 如图 11 (a) 所示, R_{net} 表示的是净读出效率, R_{int} 表示的是内禀效率, 它扣除了读出光子丢失对效率降低的影响. 当时间 $t = 0 \mu\text{s}$ 时, 内禀的转换效率达到 76%, 而在 $16.4 \mu\text{s}$ 后, 效率为 50%. 图 11 (b) 表示腔镜反射率对效率的影响. 可以看出, 反射率越高, 内禀效率越高, 但实际读出的效率却会降低. 该实验的读出效率指标已经能够用于连结两个量子中继节点, 若再结合光晶格等技术显著提高存储寿命, 该纠缠源可以在量子网络中发挥更大的作用.

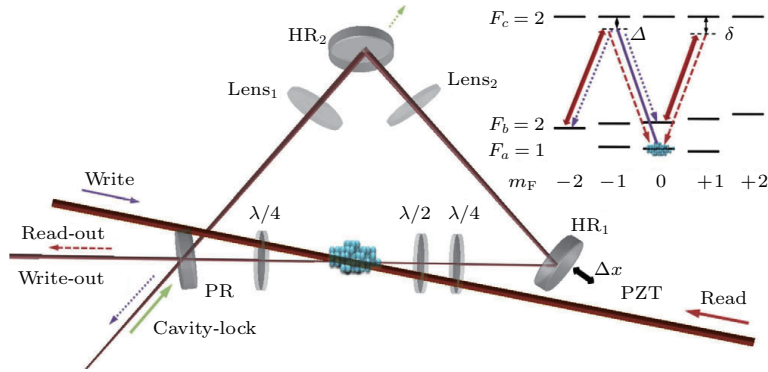


图 10 原子内态与光子偏振态的纠缠

Fig. 10. Entanglement between atomic states and photon polarizations.

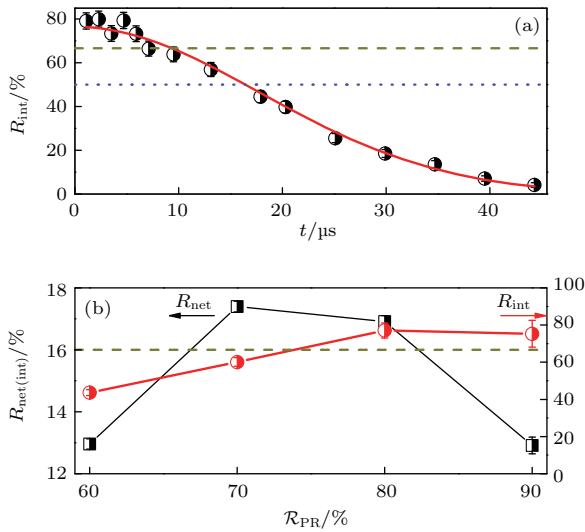


图 11 自旋波到光子的转换效率

Fig. 11. Transform efficiency from spin-wave to photon.

6 确定性制备光与原子纠缠

在 DLCZ 协议中, 自旋波态的产生依赖于拉曼散射过程. 为了抑制高阶事例的发生, 纠缠产生的概率被控制得很低, 这使得在进行量子网络传输的过程中, 大部分态制备的结果都是真空态, 严重限制了成码率. 为了能够在不牺牲保真度的前提下提升光与原子纠缠产生的概率, 我们需要引入一种激发态间原子的相互作用机制. 里德伯原子为此提供了一种可能. 当原子中的一个电子被激发到主量子数很高的能级上时, 该原子被称为里德伯原子. 与基态原子相比, 里德伯原子有许多独特的性质, 如很窄的能级劈裂、很大的极化率等. 特别是由于最外层电子离核很远, 偶极矩很大, 两个里德伯原子之间具有很强的相互作用. 当一团原子中的一个被激发到里德伯态上时, 该里德伯原子会导致其周围

的原子能级发生移动, 使得在一定范围内, 附近的原子不能被激发到里德伯态, 该效应称为里德伯阻塞效应^[21]. 利用里德伯阻塞效应, 理论上可以实现确定性地制备单集体激发态且不增加高阶事例, 里德伯系综因此成为了量子信息领域被广泛研究的课题.

为了将里德伯系综运用到量子通信中去, 2010年, Zhao等^[22]以及Han等^[23]提出了基于里德伯系综和量子逻辑门的量子中继协议. 如图12所示, 首先是本地的纠缠产生过程. 该过程分为五步: 首先将原子团制备到 $|g\rangle$ 态上, 通过一集体 π 脉冲耦合到里德伯态再将其转移到 $|s\rangle$ 态上; 随后用同样的方法将另一个原子制备在 $|t\rangle$ 态上; 第三步用一 $\pi/2$ 脉冲将 $|s\rangle$ 态转移到叠加态 $(|s\rangle + |r\rangle)/\sqrt{2}$ 上; 第四步用 π 脉冲将 $|t\rangle$ 的原子激发到 $|r\rangle$ 上, 由于里德伯阻塞效应, 两个原子不能同时处在里德伯态, 从而得到 $(|s\rangle|r\rangle + |r\rangle|t\rangle)/\sqrt{2}$; 最后, 利用两个 π 脉冲, 分别耦合 $|r\rangle$ 到 $|s'\rangle$ 和 $|r\rangle$ 到 $|t\rangle$, 最终得到贝尔态 $(|s\rangle|s'\rangle + |t\rangle|t'\rangle)/\sqrt{2}$. 注意, 与传统的DLCZ协议不同, 该协议的纠缠产生过程原理上是确定性的. 随后的过程是连接邻近的两个节点, 通过读光将系综内的自旋激发态 $|s'\rangle$ 和 $|t'\rangle$ 转化成光子的极化 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$, 再将从两个系综过来的光子做贝尔基检验, 如图中若 D_1 和 D_4 有符合计数, 则两个系综之间就形成了纠缠 $|\phi\rangle_{A,B} = (|s_A\rangle|s_B\rangle + |t_A\rangle|t_B\rangle)/\sqrt{2}$. 最后, 通过一系列的(如图13) π 脉冲, 实现一个节点中的两个系综之间的CNOT门操作, 将量子态转化成里德伯态并电离, 探测到里德伯离子完成纠缠交换, 这样, 系综A和系综C就形成了纠缠态 $(|s_A\rangle|s_C\rangle + |t_A\rangle|t_C\rangle)/\sqrt{2}$.

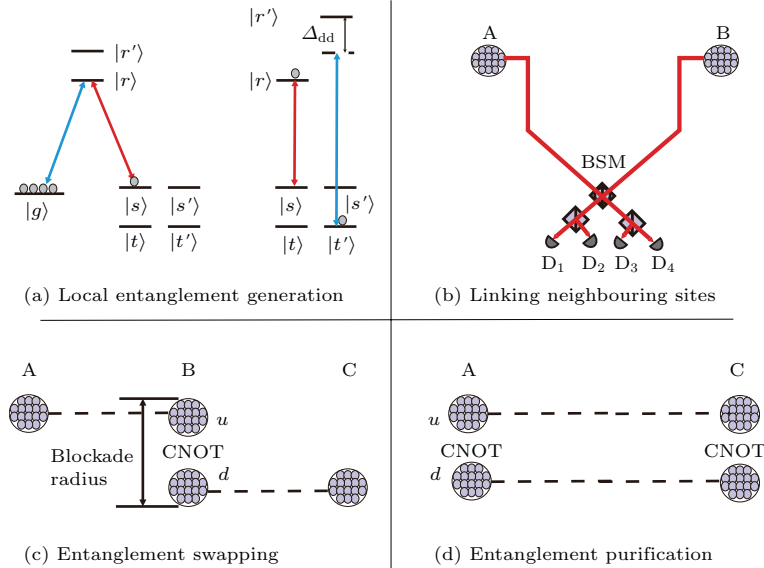


图 12 基于里德伯系综的量子中继协议

Fig. 12. Quantum repeaters based on Rydberg atom ensembles.

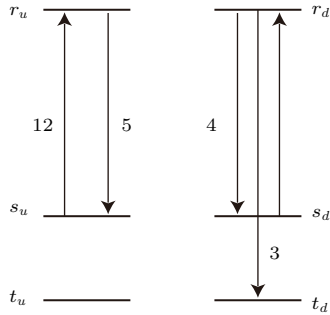


图 13 两系综间的 CNOT 门操作

Fig. 13. Controlled-NOT gate operation between two ensembles.

在基于里德伯系综的量子中继协议中，一个关键的过程就是制备里德伯态的单激发。自 2012 年 Dudin 等^[24]实现了利用里德伯态成功制备单光子态以来，研究人员对里德伯系综的实验研究越来越深入。一个现实的问题是，若要在单光子和系综内单激发态的纠缠，就需要在单个系综制备两个里德伯单激发并实现相干操控。2016 年，Li 等^[25]在单个系综中成功制备了两个里德伯单激发，并实现了单激发间的 HOM (Hong-Ou-Mandel) 效应。

HOM 效应是指当两个全同光子从 50 : 50 的分束器的两个口入射时，同时反射和同时透射的事例干涉相消，出口处没有符合计数的现象。而对于集体单激发态而言，HOM 效应的过程可以表述为：设有两个集体激发态 $|s_1\rangle$ 和 $|s_2\rangle$ ，通过一个 $\pi/2$ 脉冲将两个集体态中被激发原子所处的量子态耦合，最后的结果是两个原子要么都处在 $|s_1\rangle$ 态，要么都

处在 $|s_2\rangle$ 态上，没有一个原子在 $|s_1\rangle$ 态另一个原子在 $|s_2\rangle$ 态的情况。为了演示这个过程，需要单个系综内的两个单激发。实验的能级如图 14 所示，首先将原子团初始化为 $|g\rangle$ 态上，通过一个双光子过程 (A 路光和 B 路光) 将一个原子制备在里德伯态上，再通过 B 路光和 C 路光将原子转移到 $|s_1\rangle$ 态上；利用类似的方法将另一个原子制备到 $|s_2\rangle$ 态上。随后，用一对拉曼光 R_1 和 R_2 耦合 $|s_1\rangle$ 及 $|s_2\rangle$ ，它们的作用就相当于一个分束器。最后，用读出光 E 和 F 将激发态转化成偏振可区分的读出光子，经过 PBS 被探测器接收。通过改变拉曼光的入射时间，可以观测到符合计数呈现周期振荡的趋势，且在 $\pi/2$ 脉冲时计数最低，最终获得 0.89 的对比值。为了进一步验证 HOM 干涉，研究人员采取了调整拉曼光角度的方法。在拉曼光共线的情况下，两集体激发态的波矢相同，因此可以完美干涉，但若存在角度，在经过拉曼操作之后，由于其波矢的空间模式不同，两个激发态变得可区分，即

$$|1, \mathbf{k}\rangle_{s_1} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|1, \mathbf{k}\rangle_{s_1} + i|1, \mathbf{k} + \delta\mathbf{k}\rangle_{s_2}), \quad (11)$$

$$|1, \mathbf{k}\rangle_{s_2} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|1, \mathbf{k}\rangle_{s_2} + i|1, \mathbf{k} - \delta\mathbf{k}\rangle_{s_1}). \quad (12)$$

利用这个方法，可以调节两激发态的不可区分性，符合计数与拉曼光之间夹角的关系呈现出典型的 HOM 干涉特征曲线，在 0° 处计数达到最低。该工作为今后确定性制备光与原子纠缠，从而确定性地实现量子中继做了铺垫。

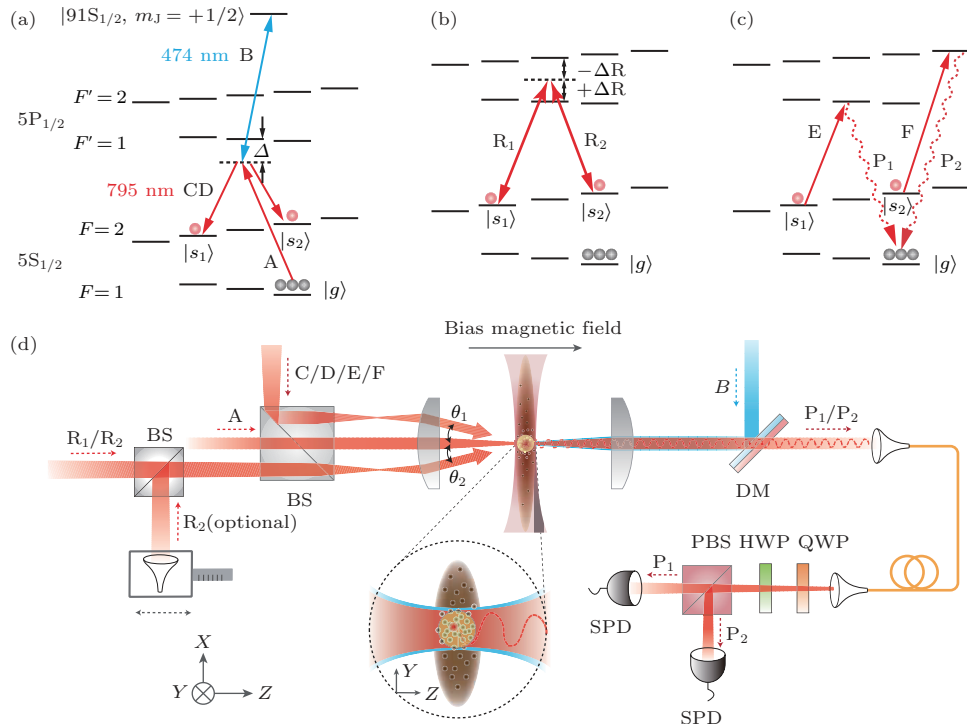


图 14 集体激发态的 HOM 效应实验示意图

Fig. 14. Implementation of Hong-Ou-Mandel effect between collective excitations.

7 量子中继及量子网络演示

量子存储技术最终要服务于量子网络的搭建, 能否顺利实现节点间的纠缠交换对量子网络至关重要. 我们知道, DLCZ 协议是实现基于量子中继的量子网络的重要方案. 但该协议有两个明显的缺陷: 首先, 如第 6 节所述, 长距离干涉的相位很难保持稳定; 第二个缺陷来自于单个系综的高阶事例和纠缠交换时真空态的积累, 使得错误率显著提高. 这些缺陷给早期的 DLCZ 协议的物理实现带来了很大困难. 为了解决这些问题, 2008 年, Yuan 等^[26]将 DLCZ 中的原子系综存储技术与 BDCZ 协议结合起来, 成功展示了在量子中继中的存储、转化和纠缠交换.

如图 15 所示, 整个实验包括三个步骤. 首先, 在单个系综中, 通过两个不同空间模式的集体激发制备光与原子纠缠. 这里, 两个空间模式共用一组读光和写光. 这样制备得到的光与原子纠缠可以表示为

$$|\Psi\rangle_{\text{at-ph}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|R\rangle + e^{i\phi_1}|V\rangle|L\rangle). \quad (13)$$

随后, 为了检验光与原子纠缠的质量, 在一段时间 δt_s 之后, 向系综内打入读光, 系综从集体激发态回到基态, 同时放出斯托克斯光子, 这样, 斯托克斯场

和反斯托克斯场之间形成最大极化纠缠态:

$$|\Psi\rangle_{\text{AS,S}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_{\text{AS}}|H\rangle_{\text{S}} + e^{i(\phi_1+\phi_2)}|V\rangle_{\text{AS}}|V\rangle_{\text{S}}). \quad (14)$$

最后, 通过纠缠交换, 实现两个系综之间的纠缠. 具体方法为, 将 Alice 和 Bob 两地的光子通过联合贝尔基测量投影到贝尔态

$$|\phi^+\rangle_{2,3} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_2|H\rangle_3 + |V\rangle_2|V\rangle_3)$$

上, 若成功探测到这个态, 则两个系综就被投影到纠缠态:

$$|\phi^+\rangle_{\text{I,II}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|L\rangle_{\text{I}}|L\rangle_{\text{II}} + |R\rangle_{\text{I}}|R\rangle_{\text{II}}). \quad (15)$$

这就是量子中继从纠缠制备到最终实现纠缠交换的整个过程. 通过检测光子 1 和光子 4 在四组基矢 $(0^\circ, 22.5^\circ), (0^\circ, -22.5^\circ), (45^\circ, 22.5^\circ), (45^\circ, -22.5^\circ)$ 下的相关函数, 在 CHSH 型贝尔不等式下测量 S 参数 $S = |E(\theta_1, \theta_2) - E(\theta_1, \theta'_2) - E(\theta'_1, \theta_2) + E(\theta'_1, \theta'_2)|$, 得到 $S = 2.26 \pm 0.07$, 违背贝尔不等式达到 3 个标准差.

量子隐形传态是量子通信的重要组成部分. 2012 年, Bao 等^[27]成功实现了两个系综之间的量子隐形传态, 为量子网络中不同节点的信息传输提供了新的途径. 实验设计如图 16 所示, 首先在一

个系综内产生一个单激发, 利用 PBS 将光子动量的自由度转化成极化自由度, 实现光子极化与自旋波的纠缠 $|\Psi^-\rangle_{1A} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|\uparrow\rangle_A - |V\rangle_1|\downarrow\rangle_A)$, 通过极化片, HWP 和 QWP 对写出光子做基矢 $|\Psi\rangle_1 = \alpha|H\rangle_1 + \beta|V\rangle_1$ 和 $|\Psi^\perp\rangle_1$ 的投影测量, 最终将系综 A 制备在 $|\Psi\rangle_A = \alpha|\uparrow\rangle_A + \beta|\downarrow\rangle_A$ 上, 其中 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 表示自旋波的方向. 随后, 在 B 系综中, 通过拉曼散射产生光子-自旋波纠缠 $|\Phi^+\rangle_{3B} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_3|\uparrow\rangle_B + |V\rangle_3|\downarrow\rangle_B)$, 再利用联

合贝尔基测量将 $|\psi\rangle_A$ 从 A 系综传到 B 系综. 由于直接对单光子和自旋波进行贝尔基测量比较困难, 研究人员通过一束很强的读光将自旋波转化成单光子. 最终, 探测到相应的符合计数, 隐形传态完成.

在上述实验中, 两系综的原子布居在基态 $|g\rangle$ 和 $|s\rangle$ 是相反的, 这是为了保证参与贝尔基测量的两个光子具有良好的频率不可分辨性. 但是, 在实际的量子网络中, 来自不同节点的出射光子的频率经常是不一样的. 可能的情况包括: 其一, 在运动

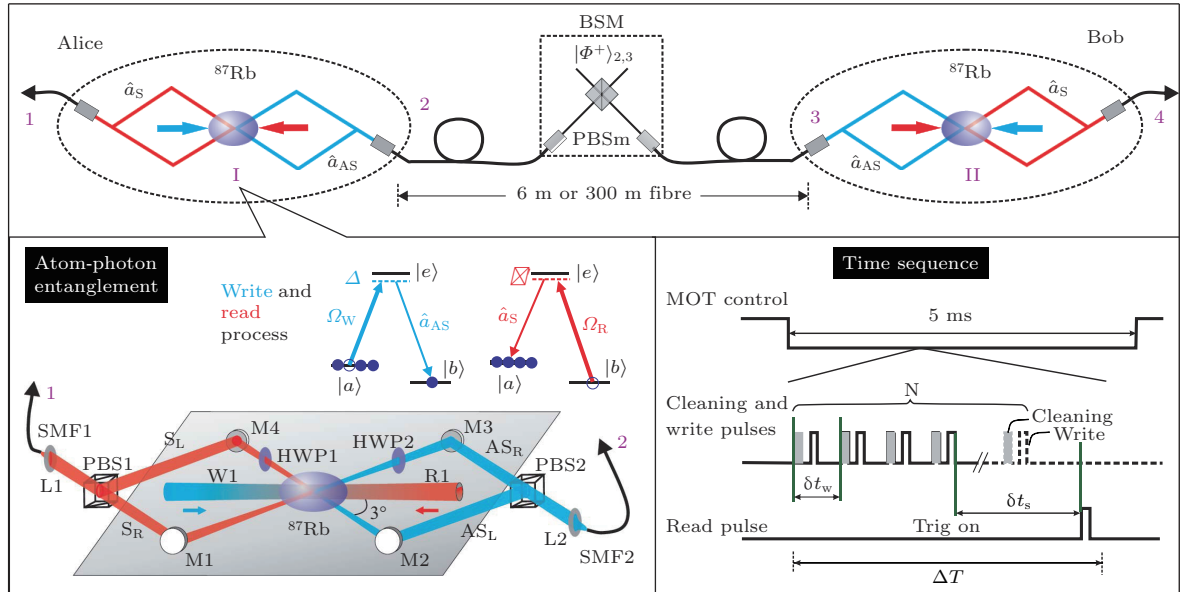


图 15 量子网络演示实验示意图

Fig. 15. Experimental implementation of quantum network demonstration.

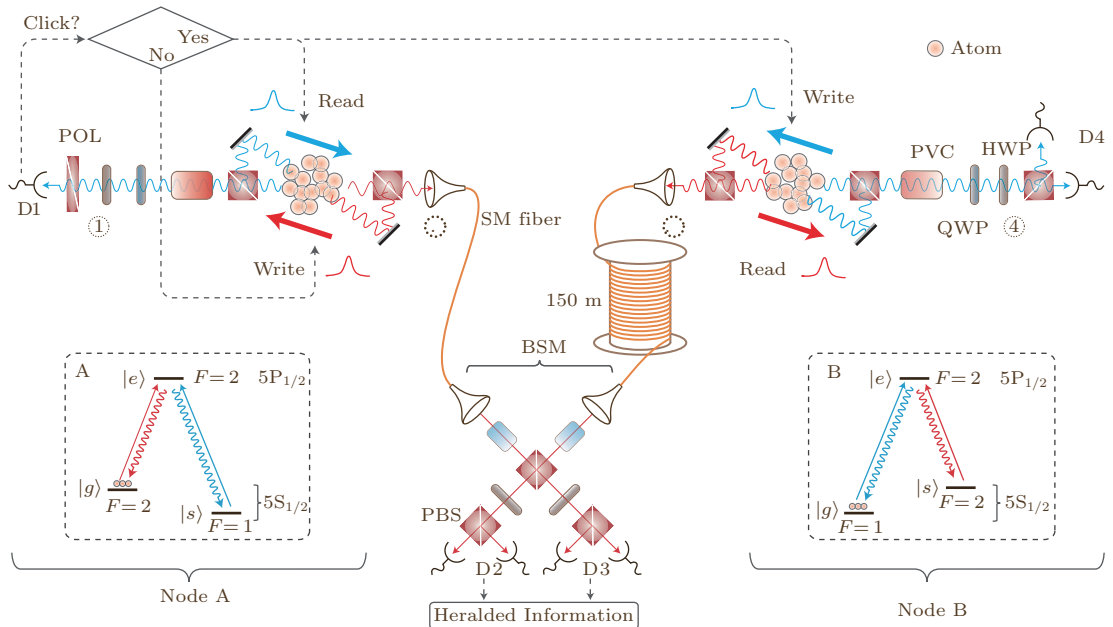


图 16 量子隐形传态实验示意图

Fig. 16. Experimental implementation of quantum teleportation.

的量子系统中, 由于多普勒效应, 光子的频率会发生变化; 其二, 在其他的量子系统中(如量子点), 或将不同量子系统结合起来的量子网络中参与纠缠交换的光子的频率本身就是不一样的. 因此, 实现不同频率光子之间的纠缠就显得尤为重要. 2014年, Zhao等^[28]利用时间分辨测量和主动前馈技术实现了两个频率相差16倍线宽的光子的纠缠, 为解决量子网络中频率错配的问题提供了新的方法.

为了实现不同频率的光子之间的纠缠, 需要擦除频率可分辨信息, 这是通过时间分辨测量实现的. 考虑两个处在 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle)$ 态的光子, 经过PBS, 若两个光子携带不同频率的信息, 则输出态可以表示为

$$|\psi\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H, \omega_b\rangle_1 |H, \omega_a\rangle_2 - |V, \omega_a\rangle_1 |V, \omega_b\rangle_2),$$

把它在时域上分解,

$$|\psi\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}} \iint dt_1 dt_2 [g(t_1) f(t_2) |H, t_1\rangle_1 |H, t_2\rangle_2 - e^{i(\omega_a - \omega_b)(t_1 - t_2)} f(t_1) g(t_2) |V, t_1\rangle_1 |V, t_2\rangle_2], \quad (16)$$

当两个光子的线宽接近时, $f(t) \approx g(t)$, 选择一个时间模式组合 $|t_1\rangle_1 |t_2\rangle_2$, 输出态变为

$$|\phi\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1 |H\rangle_2 - e^{i\Delta\omega\Delta t} |V\rangle_1 |V\rangle_2)$$

的纠缠态, 由此, 时间分辨测量可以消除频率不同的信息. 在本实验中, 利用纠缠交换, 可以在不影响光子偏振的情况下确定其时域信息. 如图17所示, 两对纠缠光子对由腔增强的自发参量下转换纠缠源产生, 分别处在

$$|\phi^+\rangle_a = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_A |H\rangle_a + |V\rangle_A |V\rangle_a)$$

和

$$|\phi^+\rangle_b = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_B |H\rangle_b + |V\rangle_B |V\rangle_b)$$

上. 对两光子进行联合贝尔基测量, 只考虑从PBS两端输出的情况, 则输出态为

$$|\psi\rangle_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_A |H, \omega_b\rangle_1 |H, \omega_a\rangle_2 |H\rangle_B - |V\rangle_A |V, \omega_a\rangle_1 |V, \omega_b\rangle_2 |V\rangle_B). \quad (17)$$

通过贝尔基测量, 最终将双光子态投影到 $|H\rangle_A |H\rangle_B \mp e^{i\Delta\omega\Delta t} |V\rangle_A |V\rangle_B$ 上. 这个纠缠态含有一个与探测的时间差有关的相位, 利用时间-振幅转换器(TAC), 将时间相关的信息转化为电压振幅, 并把这个电压加到普克尔盒上, 由它来调制光子的相位, 最终将这个时间差相关的相位补偿掉. 利用这些技术手段, 研究人员成功实现了频率相差为80 MHz的两光子之间的纠缠, 这为不同频率量子网络节点间的纠缠连接奠定了基础.

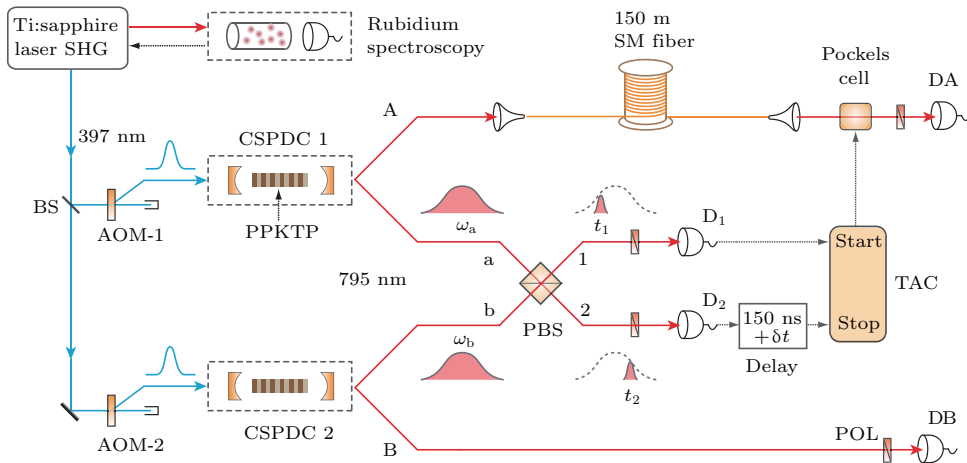


图17 不同频率光子之间纠缠示意图
Fig. 17. Entanglement between photons with different frequencies.

8 结 论

本文回顾了作者所在研究团队在冷原子系综单集体激发态方向相关的主要研究进展, 着重展现单激发态在量子存储以及量子中继中的应用. 随着

对原子系综的物理机制的深入研究和实验技术的不断提高, 人们已经可以对单集体激发态进行较为复杂的操作, 在系综中制备高品质的纠缠源, 并能够抑制退相干过程, 提高自旋波读出效率, 使其服务于未来的量子通信网络中. 然而, 目前基于集体单激发的量子中继方案与搭建成码率高、性能稳定

的量子网络之间仍然存在一定差距, 其存储时间等指标依然不能满足多个节点级联的要求. 由于里德伯系综理论上可以实现确定性制备光与原子纠缠, 将其应用于量子网络中, 可以显著降低节点间的等待时间, 从而提高成码率. 因此, 在未来, 基于里德伯相互作用的单集体激发态的操纵将成为一个重要的研究方向. 目前, 基于里德伯系综的量子存储器的研究还处在起步阶段, 但借助里德伯阻塞效应, 已经可以实现在单个系综内对两个单激发进行相干操纵, 这使得今后基于单个系综的节点的量子网络成为可能. 可以预见的是, 以冷原子系综为存储媒介的量子存储器将朝着实用化的目标迈进, 对集体激发态的相关研究将继续推动量子信息领域的发展.

参考文献

- [1] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [2] Duan L M, Lukin M, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [3] Kuzmich A, Bowen W, Boozer A, Boca A, Chou C, Duan L M, Kimble H 2003 *Nature* **423** 731
- [4] Sangouard N, Simon C, de Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [5] Felinto D, Chou C, de Riedmatten H, Polyakov S, Kimble H 2005 *Phys. Rev. A* **72** 053809
- [6] Zhao B, Chen Y A, Bao X H, Strassel T, Chuu C S, Jin X M, Schmiedmayer J, Yuan Z S, Chen S, Pan J W 2009 *Nat. Phys.* **5** 95
- [7] Bao X H, Reingruber A, Dietrich P, Rui J, Dück A, Strassel T, Li L, Liu N L, Zhao B, Pan J W 2012 *Nat. Phys.* **8** 517
- [8] Zhao R, Dudin Y, Jenkins S, Campbell C, Matsukevich D, Kennedy T, Kuzmich A 2009 *Nat. Phys.* **5** 100
- [9] Radnaev A, Dudin Y, Zhao R, Jen H, Jenkins S, Kuzmich A, Kennedy T 2010 *Nat. Phys.* **6** 894
- [10] Yang S J, Wang X J, Bao X H, Pan J W 2016 *Nat. Photon.* **10** 381
- [11] Lundblad N, Schlosser M, Porto J 2010 *Phys. Rev. A* **84** 051606(R)
- [12] Reiserer A, Rempe G 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 1379
- [13] Simon J, Tanji H, Thompson J K, Vuletić V 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 183601
- [14] Rui J, Jiang Y, Yang S J, Zhao B, Bao X H, Pan J W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 133002
- [15] Jiang Y, Rui J, Bao X H, Pan J W 2016 *Phys. Rev. A* **93** 063819
- [16] Zhao B, Chen Z B, Chen Y A, Schmiedmayer J, Pan J W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 240502
- [17] Chen S, Chen Y A, Zhao B, Yuan Z S, Schmiedmayer J, Pan J W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 180505
- [18] Bao X H, Yong Q, Yang J, Zhang H, Chen Z B, Yang T, Pan J W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 190501
- [19] Zhang H, Jin X M, Yang J, Dai H N, Yang S J, Zhao T M, Rui J, He Y, Jiang X, Yang F, Pan G S, Yuan Z S, Deng Y, Chen Z B, Bao X H, Chen S, Zhao B, Pan J W 2011 *Nat. Photon.* **5** 628
- [20] Yang S J, Wang X J, Li J, Rui J, Bao X H, Pan J W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 210501
- [21] Saffman M, Walker T G, Mølmer K 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2313
- [22] Zhao B, Müller M, Hammerer K, Zoller P 2010 *Phys. Rev. A* **81** 052329
- [23] Han Y, He B, Heshami K, Li C Z, Simon C 2010 *Phys. Rev. A* **81** 052311
- [24] Dudin Y, Kuzmich A 2012 *Science* **336** 887
- [25] Li J, Zhou M T, Jing B, Wang X J, Yang S J, Jiang X, Mølmer K, Bao X H, Pan J W 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 180501
- [26] Yuan Z S, Chen Y A, Zhao B, Chen S, Schmiedmayer J, Pan J W 2008 *Nature* **454** 1098
- [27] Bao X H, Xu X F, Li C M, Yuan Z S, Lu C Y, Pan J W 2012 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **109** 20347
- [28] Zhao T M, Zhang H, Yang J, Sang Z R, Jiang X, Bao X H, Pan J W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 103602

SPECIAL TOPIC — Quantum states generation, manipulation and detection

Coherent manipulation of single collective excitations in a cold atomic ensemble*

An Zi-Ye¹⁾²⁾³⁾ Wang Xu-Jie¹⁾²⁾³⁾ Yuan Zhen-Sheng¹⁾²⁾³⁾ Bao Xiao-Hui¹⁾²⁾³⁾†
Pan Jian-Wei¹⁾²⁾³⁾‡

1) (Hefei National Laboratory for Physical Science at the Microscale, Hefei 230026, China)

2) (Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

3) (CAS Center for Excellence and Synergetic Innovation Center in Quantum Information and Quantum Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 15 June 2018; revised manuscript received 5 September 2018)

Abstract

Single photons are the best carriers of quantum information for long-distance transmission. Nevertheless, maximal achievable distance is limited by the exponential decay of photons as a function of link length. The protocol of quantum repeater provides a promising solution by replacing direction transmission with segmented entanglement distribution and entanglement connection via swapping. The quantum repeater necessitates a key element of quantum memory for making efficient interconnections. An atomic ensemble is very suitable for this purpose due to the collective enhanced interaction. Single photons are stored as collective excitations in an atomic ensemble. Thus a comprehensive study of the physics relating to collective excitations is crucially important for improving the quantum memory performance and its reachable applications in quantum repeater and quantum network. In this article, we review our experimental work on cold atomic ensembles in recent years, focusing on the coherent manipulation of collective excitations. We first briefly introduce the general concept of collective excitations and the preparation process through spontaneous Raman scattering, and we review our experimental work on extending the coherence time, such as suppressing motional dephasing by increasing the spin-wave wavelength, by confining atoms with a three-dimensional optical lattice. Afterwards, we discuss about the retrieval process of collective excitations and review our experiments on using a ring-cavity enhanced setup to improve the retrieval efficiency. The coherent qubit operation in a quantum memory is very useful for enabling new functionalities for a quantum network, in a subsequent section, we thus review our work on developing Raman-based coherent operations for single excitations. Afterwards, we mention our experiments on creating a pair of atom-photon entanglement by interfering two modes of a collective excitation. Improving the entanglement preparation efficiency is crucially important, and Rydberg-based interaction provides a promising solution. Our experimental work in this direction is also reviewed. Additionally, as an application in coherent manipulation with collective excitations, we show several experiments on using excitations in remote atomic memories and demonstrating basic functionality of quantum repeater and quantum network. In short, significant progress has been made in the coherent manipulation of single collective excitations in cold atomic ensembles, and further improvement will be accelerated by the Rydberg-enabled interactions; practical applications in quantum repeater and quantum network is foreseeable in the near future.

Keywords: collective excitation, single excitation, atomic ensemble, quantum memory

PACS: 42.50.Dv, 32.80.Qk, 42.50.Ex, 03.67.Hk

DOI: 10.7498/aps.67.20181183

* Project supported by National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0303902) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11474269).

† Corresponding author. E-mail: xhbao@ustc.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: pan@ustc.edu.cn