

专题: 量子光学原理与应用

基于冷原子磁场调控的光量子存储*

董亮¹⁾ 陈琳瑜¹⁾ 王兴昌¹⁾ 梁馨云¹⁾ 左瀛^{2)†} 陈洁菲^{1)‡}

1) (南方科技大学物理系, 深圳 518055)

2) (深圳国际量子研究院, 深圳 518048)

(2025年10月15日收到; 2025年12月2日收到修改稿)

光量子存储器在量子计算、量子传感、量子通信等领域有非常重要的地位. 冷原子系统因具有优异的量子相干特性、可控性和极佳的弱光场处理能力, 成为实现高质量光量子态存储的重要平台之一. 其中雪茄型结构的冷原子系综由于光学深度可达100以上而具备高效的存储性能. 然而外界不均匀的剩余磁场, 使其存储寿命在使用过程中受到了极大的限制. 本文研究了由囚禁线圈关断残余及环境涡旋电流产生的非均匀磁场引发的原子自旋退相干问题. 理论和实验表明, 直流磁场能提供量子化轴, 而且可抑制非均匀磁场的影响, 并调控自旋退相干与重相干周期. 进一步地, 演示了在磁子能级的光学泵浦过程中, 泵浦光功率可有效控制原子布居占比, 从而精准控制退相干和重相干发生的强度. 基于以上磁场调控结果, 本文提出了一种双时间点的光子纠缠态的产生、存储和测量方案. 基于冷原子系综制备的光子对是窄线宽, 其在时间点上编码的光子纠缠态在长距离传输中更稳定. 利用外加磁场的方式调控原子自旋波退相干、重相干的周期时间, 可以选择性地将双时间点的原子自旋波转化为对应时间的读光子, 从而构建正交的时间点测量基矢.

关键词: 量子存储, 冷原子系综, 拉莫尔进动, 原子自旋波**DOI:** 10.7498/aps.75.20251399**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251399

1 引言

量子存储是量子信息科学中不可或缺的基础技术, 其发展对于构建大规模量子互联网、实现高效量子计算和高灵敏量子传感具有重要意义. 与经典存储器在信息技术中的地位和需求类似, 量子存储器需要实现量子态的高保真保存与按需读出, 是量子信息处理各环节互联互通的关键桥梁. 近年来, 围绕量子存储的理论实验研究不断取得突破, 其应用前景正在逐步显现. 例如, 在光量子计算领域, 量子存储为实现大规模、多比特的协同处理提供了必要条件. 由于光子之间缺乏直接相互作用,

基于线性光学的量子计算通常依赖多光子比特同时到达并干涉, 这对系统的同步性提出了极高要求. 光量子存储器能够将不同时刻产生的光子比特临时保存, 实现时钟同步, 进而扩展可参与运算的比特数目, 有效提升量子计算的规模与复杂度. 高效的光量子存储可提高双光子产生率、多光子干涉成功率以及实现可扩展的光量子逻辑操作, 为容错量子计算和量子模拟提供了实验基础^[1-5]. 在量子传感与精密测量领域, 量子存储同样展现出巨大应用潜力^[6]. 例如, 将电子自旋相干转移为更长存储时间的核自旋态^[7], 或基于存储和参量放大过程的相位累加以及噪声抑制^[8,9]可有效提升测量灵敏度. 同时光量子存储技术已实现了自旋压缩的保

* 国家自然科学基金 (批准号: 92476102, 92265109, 12204227, 12404409)、国家科技重大专项 (批准号: 2021ZD0301204)、广东省自然科学基金 (批准号: 2022B1515020096) 和南方科技大学校长卓越博士后项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zuoying@iqasz.cn

‡ 通信作者. E-mail: chenjf@sustech.edu.cn

存, 推动了磁场、引力等物理量的高精度测量^[10-13]. 在量子通信与量子中继方面, 光量子存储更是实现远距离量子网络的核心支撑技术. 由于光子在光纤中的损耗和退相干效应, 直接量子通信的距离受限. 量子中继器 (如 Duan-Lukin-Cirac-Zoller, DLCZ 方案) 通过将光子携带的信息存储到原子系综, 实现分段纠缠的建立与连接, 从而有效延长量子通信的距离. 近年来, 基于光量子存储的中继实验已在冷原子系综和固态体系中实现了几十到上百公里的远距离纠缠分发^[14-18], 为未来全球量子互联网的物理实现奠定了坚实基础.

冷原子系综因其可控性及优异的量子相干特性, 成为实现高质量光量子态存储的重要平台之一. 将光子的量子信息有效映射到冷原子系综的原子自旋集体激发态中, 可实现非常微弱光场的光量子存储. 在无退相干效应的理想条件下, 存储效率由原子系综的有效光学深度 (optical depth, OD) 决定^[19]. 冷原子系综体系凭借高达 1000 的超高光学深度^[20,21] 和低退相干率能实现超过 90% 的存储效率^[22]. 对比 NV 色心、稀土掺杂晶体等固态系统, 冷原子系综在存储效率和光量子信息处理能力上占有优势. 单光子偏振比特^[23] 和单光子纠缠态^[24] 的量子存储效率超过 85%. 然而, 当前基于冷原子的量子存储器在存储寿命、存储效率, 以及高保真度等核心性能指标的进一步提升上仍面临诸多挑战. 如何在保证长时间保持量子态相干性的同时, 实现高效率的写入与读取, 并维持量子信息的高保真传递, 仍是亟需突破的科学难题.

冷原子作为存储介质一般采用 Λ -型三能级原子与光相互作用的模型. 这个模型本身非常有代表性, 且光和原子的相互作用哈密顿量可以是非厄米的^[25,26]. 冷原子系综的存储性能优化需要对光与原子相互作用的多个参数进行灵活调控. 一方面, 量子存储的时间受限于原子的热运动, 因此对原子系综的温度标定^[27], 或采用合适的冷却方案在保持原子数密度的前提下进一步抑制原子热运动^[28] 是提升存储时间的必经途径. 利用光晶格可以最大限度地压制原子热运动, 实现亚秒量级的 DLCZ 方案存储^[29]. 分钟量级的相干光存储则通过光晶格和动态退耦实现^[30]. 环境磁场引发的退相干效应是限制量子存储的时间和效率的重要因素. 利用多个不同方向和形状的线圈进行磁场补偿的方法可有效平衡环境中静态、均匀的磁场. 但通过控制线

圈电流补偿随时间变化的磁场速度较慢, 且难以补偿空间上不均匀的磁场. 远失谐光场与原子的相互作用, 即交流斯塔克效应, 可引起原子磁子能级的移动并等效于磁场与原子的相互作用. 利用该方法进行环境磁场的补偿具有时间和空间可调控性, 且其非共振、大失谐的特性不会引起明显的自旋波退相干. 虚拟磁场的控制精度可达亚毫高斯量级, 且稳定性优于传统磁场线圈^[31].

高光学深度冷原子系综能实现高效率存储, 然而由于雪茄型原子系综的长度往往超过 2 cm 或者更长, 原子所受剩余磁场的影响显得尤为突出. 由囚禁线圈的关断残余和环境感应引起的不均匀剩余磁场是导致原子自旋激发退相干的主要原因. 磁不敏感态的运用是有效的, 但是光泵浦效率有限导致能制备到这个态上的原子数目有限而最终影响存储效率. 本文提出在一定直流量子化轴磁场作用下, 不均匀磁场影响可被忽略. 更进一步, 本文在实验上演示直流量子化轴磁场的加入有效调控了原子自旋的退相干和重相干^[32] 重复周期. 在此基础上, 加入了磁量子能级的光学泵浦并通过调节光学泵浦的光功率来控制磁量子能级的原子布居数占比, 从而控制自旋退相干和重相干周期的最大和最小存储效率. 最后, 由于外加磁场可控的拉莫尔进动可控制存储的退相干和重相干, 因而有利于时间编码的光子纠缠态的表征^[33]. 本文提出了一个时间编码纠缠态的制备和存储方案, 可在最大程度上控制两个纠缠光子的时间编码信息.

2 磁场作用下的原子系综量子存储

2.1 理论模型

原子系综作为量子存储介质得益于禁止跃迁的原子超精细能级 F 和 F' 之间的相干激发. 假设原子为 Λ -型三能级结构, 原子起初都布居于基态 $|g\rangle$. 在信号光和控制光场的作用下原子吸收光子能量经由激发态 $|e\rangle$ 转化成亚稳态 $|s\rangle$ 的布居, 最终形成基态 $|g\rangle$ 和亚稳态 $|s\rangle$ 的相干叠加, 也称为集体激发的原子自旋波:

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{i\Delta\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_j} e^{i\phi(\mathbf{r}_j,t)} |g_1, \dots, s_j, \dots, g_N\rangle, \quad (1)$$

其中 N 为原子系综的原子总数, $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_c$ 为原子自旋波的波矢, 等于信号光和控制光的波矢

\mathbf{k}_p 与 \mathbf{k}_c 之差. $\phi(\mathbf{r}_j, t)$ 为不同位置处原子的随机相位, $|g_1, \dots, s_j, \dots, g_N\rangle$ 为原子系综中第 j 个原子被激发的集体单粒子激发态, 因此原子自旋波是不同位置原子激发态的叠加.

在磁场的作用下, 原子的基态和亚稳态能级发生劈裂, 其中劈裂的能态分别用符号 $|g, m_g\rangle$ 和 $|s, m_s\rangle$ 表示. 能级的劈裂将直接影响原子自旋波随时间的演化, 从而间接影响光子在原子中的存储. 光子存储一段时间后亚稳态可表示为

$$|s_j(t)\rangle = \sum_{m_g, m_s} \alpha_{m_g, m_s} e^{i\Phi_{m_g, m_s}(\mathbf{r}_j, t)} |s, m_s\rangle, \quad (2)$$

其中 α_{m_g, m_s} 为能级间的耦合系数, 与初态 $|g, m_g\rangle$ 的布居和不同 m_F 态间的耦合强度有关. 退相干相

位 $\Phi_{m_g, m_s}(\mathbf{r}_j, t)$ 为

$$\Phi_{m_g, m_s}(\mathbf{r}_j, t) = Z_F(m_g + m_s) B_z(\mathbf{r}_j) t / \hbar, \quad (3)$$

其中在 z 方向磁场 B_z 的作用下, 原子能级 F 将分裂为 $2F + 1$ 个磁子能级. 这些磁子能级 m_F 态的能级差为 $Z_F m_F B_z$, 其中 $Z_F = \mu_B g_F$ 为塞曼系数, μ_B 为玻尔磁子, g_F 为超精细能级 F 的朗德因子, $g_{F'}$ 亦然.

若作用在原子系综上的磁场 B_z 是均匀的, 即 $B_z(z) = B_{z,0}$, 则这个均匀的磁场会导致原子自旋波产生拉莫尔进动, 而非均匀磁场则会引入额外的原子自旋波衰减. 若考虑磁场为梯度分布, 即 $B_z(z) = B_{z,1} z$, 长度为 L 的冷原子系综原子分布为高斯函数, 即 $n(z) = e^{-4z^2/L^2}$, 由 (1) 式可获得原子自旋波在经历时间 t 之后演化为

$$\begin{aligned} \eta = |\langle \psi(t=0) | \psi(t) \rangle|^2 &= \left| \frac{1}{N} \sum_{m_g, m_s} \alpha_{m_g, m_s} \int n(z) e^{iZ_F(m_g+m_s)B_{z,1}tz/\hbar} dz \right|^2 e^{-(\Gamma t)^2} \\ &= \left| \frac{1}{N} \sum_{m_g, m_s} \alpha_{m_g, m_s} \int e^{-4z^2/L^2} e^{iZ_F(m_g+m_s)B_{z,1}tz/\hbar} dz \right|^2 e^{-(\Gamma t)^2} = \left| \frac{1}{N} \sum_{m_g, m_s} \alpha_{m_g, m_s} e^{-t^2/\tau^2} \right|^2 e^{-(\Gamma t)^2}, \quad (4) \end{aligned}$$

其中 $\tau = 4\hbar / [Z_F(m_g + m_s) B_{z,1} L]$ 为原子在外界梯度磁场作用下的存储寿命. 随着梯度磁场的减弱, 量子存储寿命逐渐延长. Γ 为由于原子热运动导致的原子自旋波退相干速率, 在该实验中, 经测量存储效率随着存储时间的变化曲线拟合为 6.756 kHz. 图 1 展示了由 (4) 式给出的 ^{85}Rb 原子超精细结构

$F = 2$ 和 $F' = 3$ 的存储效率随时间变化的曲线, 为突出磁场因素, 本文设定了理想的退相干 $\Gamma = 0$. 此时获得的原子自旋波读取信号为 ^{85}Rb 原子 $F = 2$ 的 5 个磁子能级跃迁通道的等概率叠加. 当被探测光为弱相干光时, 这种情况所用的描述理论适用于存储单光子的物理过程.

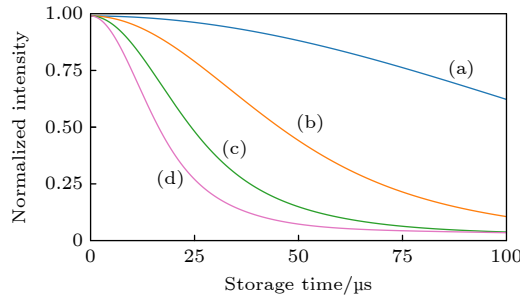


图 1 原子自旋波受梯度磁场影响的归一化存储寿命理论曲线. 其中 $\Gamma = 0$, 原子团长度 $L = 2.5$ cm. 耦合系数 α_{m_g, m_s} 描述了不同原子基态 $|g, m_g\rangle$ 跃迁到亚稳态 $|s, m_s\rangle$ 所对应的概率幅. 它是双光子跃迁的概率幅, 由基态原子的布居、光跃迁激发概率、基态到激发态和激发态到亚稳态的 CG 系数的乘积决定^[34]. 假设原子在各个磁子能级的初始布居概率相等, 都为 0.2. z 方向梯度磁场 $B_{z,1}$ 分别是 (a) 0 mG/cm, (b) 5 mG/cm, (c) 10 mG/cm, (d) 15 mG/cm

Fig. 1. Normalized storage lifetime curve of atomic spin wave affected by gradient magnetic field. $\Gamma = 0$ and length of the atomic cloud $L = 2.5$ cm. The coupling coefficient α_{m_g, m_s} denotes the transition amplitude of the ground state $|g, m_g\rangle$ to the meta-stable state $|s, m_s\rangle$. This coupling coefficient is the two-photon transition amplitude, which is decided by population of the ground-state-atom, excitation rate of laser beam, the product of transition amplitude between the ground state and excited state, and that between the excited state and meta-stable state. Provided that all the atoms are equally distributed at Zeeman states, and therefore initially the population probability is 0.2 for each state. The gradient magnetic field along z axis ($B_{z,1}$) is (a) 0 mG/cm, (b) 5 mG/cm, (c) 10 mG/cm, (d) 15 mG/cm.

2.2 实验设计

如图 2 所示, 以装载于磁光阱 (magneto-optical trap, MOT) 中的激光冷却和囚禁的 ^{85}Rb 雪茄型冷原子系综作为实验系统, 其中冷却激光 (Trap) 的频率与跃迁 $|5S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F'=4\rangle$ 红失谐 20 MHz, 回泵激光 (Repump) 共振于 $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F'=3\rangle$ 跃迁, 二者共同构成 MOT 捕获光束, 原子的温度被冷却到约 100 μK . 为了形成长条形的雪茄型冷原子系综以增加原子和光的相互作用长度, 实验中的冷却光和回泵光采用腰束直径为 1.5 英寸 (约 38 cm) 的高斯光束, 囚禁磁场采用二维梯度磁场, 在 xy 面上中心点的磁场梯度为 8 G/cm. 如图 2(a) 所示, 由于囚禁磁场线圈 z 轴的磁场梯度为零, 原子沿着此长轴分布并获得长度约 2.7 cm 的磁光阱冷原子系综. 回泵光由两个正交方向的激光光束组成, 其激光中心的暗区可有效会聚到原子团中心形成暗线. 利用暗线技术减弱原子团中心的自发辐射后, 原子密度可进一步提升从而光学深度可以达到 150—200. 实验的周期为 20 ms, 其中 18 ms 为装载过程 (Loading), 余下 2 ms 为实验窗口. 如图 2(b) 所示, 磁子能级的初态制备是通过加入一个 z 轴方向的偏置磁场和两个光斑直径为 4 mm、偏振为 σ^+ 的塞曼泵浦光

(Zeeman pump) 和退泵浦光 (Depump) 完成的. 因此原子初态会以偏向 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 的布居被制备到 $F=2$ 的 5 个磁子能级上. 装载过程完成后, 塞曼泵浦光和退泵浦光同时打开, 持续 200 μs , 在此之后开始存储实验时序. 光存储所用的原子能级结构如图 2(d) 所示. 其中, 探测光 (Probe) 沿着雪茄型原子系综最长作用路径 (z 轴) 方向穿过原子介质, 在未经光学泵浦的情况下光学深度通过拟合洛伦兹吸收曲线得到, 约为 100. 而 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=2\rangle$ 磁子能级在 σ^+ 下的激发跃迁概率较其他跃迁通道更高, 因此磁子能级初始化后测得的光学深度可以达到 300 以上. 探测光脉冲被调制成为高斯脉冲, 中心频率与 $|5S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F=3\rangle$ 共振, 半高宽为 700 ns; 电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 存储所用的耦合光 (Coupling) 与探测光同向传播但存在一个夹角 0.7° , 中心频率与 $|5S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |5P_{1/2}, F=3\rangle$ 共振, 其脉冲时间宽度为 1.5 μs , 以保证整个探测光脉冲可完全进入原子团并完整读出. 实验中施加三对大型亥姆霍兹线圈产生平衡磁场来抵消环境中存在的均匀外界磁场 (例如地磁). 其中, 沿着 z 方向的一对电流线圈产生一个直流偏置磁场, 其余两对线圈产生平衡磁场抵消横向外界

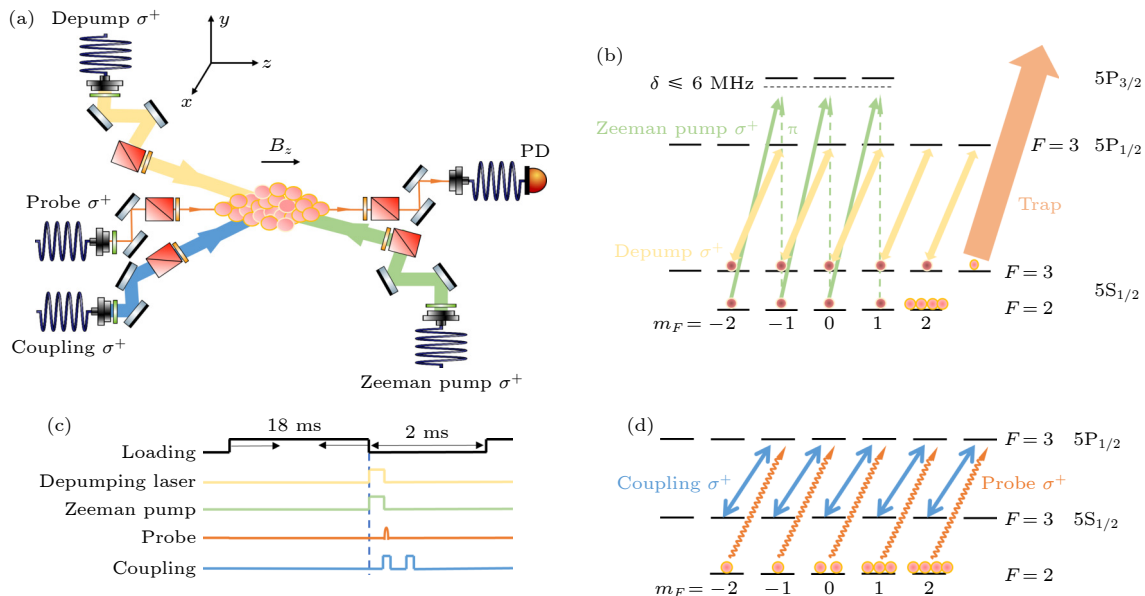


图 2 实验装置和能级跃迁图 (a) 实验装置示意图; (b) 光泵浦作用下的原子塞曼能级制备, 激光冷却和囚禁的冷原子系综在磁子能级泵浦光场和退泵浦光场作用下, 初始化到特定的塞曼磁子能级; (c) 实验时序示意图; (d) 探测光 (Probe) 在耦合光 (Coupling) 作用下的能级跃迁示意图. PD 表示光电探测器

Fig. 2. Experimental setup and energy level scheme: (a) Experimental setup; (b) optical pumping for Zeeman-state preparation. Laser cooled and trapped cold atomic ensemble is initially pumped to certain Zeeman energy level. (c) experimental time scheme; (d) the atomic transition driven by probe and coupling beams. PD denotes photo-detector.

磁场. 这些磁场在正中央的磁光阱原子系综处的分布可认为基本能抵消地磁和其他磁场源 (例如离子泵) 产生的直流磁场. 囚禁磁场梯度的二维分布和采用大直径的冷却光、回泵光使得原子系综在 z 轴方向长度极大, 因此整个原子系综在该方向的剩余梯度磁场并不能被忽略. 另一方面, 量子存储物理实验执行时序中, 囚禁磁场通过绝缘栅双极型晶体管 (IGBT) 控制在 $500 \mu\text{s}$ 内快速关闭, 因此磁场快速关闭引起周围金属材料产生的感应电流也不可忽略, 并具有空间不均匀性. 在实际实验中可通过优化磁光阱囚禁光的光路方向寻找环境剩余磁场最低处以减少这种不均匀剩余磁场的影响.

2.3 结果和分析

在光学泵浦的作用下, 磁光阱中的原子被初态制备到磁子能级 $m_F = 2$ (或 $m_F = -2$) 上. 但由于非理想的泵浦效果, 有部分原子布居在 $m_F = 1$ (或 $m_F = -1$). 若此时在 z 方向施加一个偏置磁场, 由于塞曼效应, 原子的磁子能级会发生移动, 使得所形成的原子相干态的演化出现两个频率, 进而读出的信号光包含两个频率, 对应不同磁子能级的 EIT 存储信号之间发生拍频, 其拍频频率由磁场大小决定. 图 3(a) 是外磁场为 0 时的量子存储信号与存储时间之间的关系曲线. 图 3(b) 和图 3(c) 对应偏置磁场为 40 和 95 mG 时的存储曲线, 对应的拉莫尔进动周期分别是 27 和 11 μs . 两个 EIT 通道之间的拍频信号干涉对比度由磁子能级的布居数决定. 磁子能级之间的布居接近, 代表两个拍频通道间的有效原子数为 50:50, 此时干涉对比度最高. 因此, 根据实验测得的归一化存储效率和存储时间之间的关系曲线, 可以拟合得到外磁场的大小以及光学泵浦后的原子布居数情况. 图中振荡曲线的衰减包络主要由原子热运动和 z 轴方向不均匀磁场引起的退相干效应决定. 高速热运动的原子会进出光场作用区域或感受到轻微变化的磁场环境, 导致不同原子的进动频率发生微小偏差, 从而使整体原子自旋相干性随时间衰减, 衰减速率为分别为 Γ 和 $1/\tau$. 尽管非零直流磁场的存在引起了存储效率以一定的周期振荡, 但振荡周期是固定的, 由拉莫尔进动频率决定. 相比图 3(a), 图 3(b) 和图 3(c) 显示出更慢的衰减速率, 这是因为外加偏置磁场主导了原子系综的磁场环境, 本身剩余的微小的非均匀磁场被掩盖而存储效率的衰减趋势变

缓. 因此, 选择合适的偏置磁场可以以一种可控的方式让原子自旋进行演化, 并在需要时通过精确计时进行存储信号的读取.

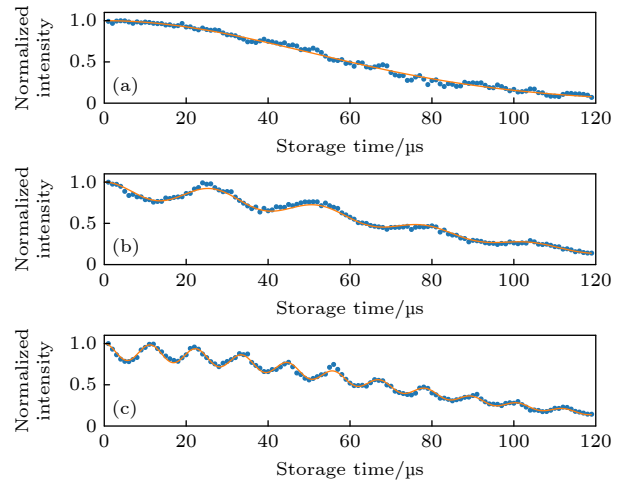


图 3 在光学泵浦情况下以及 z 方向上施加不同大小的偏置磁场时, 存储信号与存储时间之间的关系曲线. 经过曲线拟合可获得光学泵浦后的布居为: $P_{m_F=2} = 0.94$; $P_{m_F=1} = 0.06$, $P_{m_F=0,-1,-2} = 0$, z 方向的梯度磁场为 1.2 mG/cm . 施加空间均匀的偏置磁场和存储时间分别为: (a) $B_{z,0} = 0 \text{ mG}$, $\tau = 72 \mu\text{s}$; (b) $B_{z,0} = 40 \text{ mG}$, $\tau = 85 \mu\text{s}$; (c) $B_{z,0} = 95 \text{ mG}$, $\tau = 82 \mu\text{s}$

Fig. 3. The experimental signal intensity versus storage time, with Zeeman optical pumping and a bias magnetic field along z axis. Curve fitting gives the population after optical pumping: $P_{m_F=2} = 0.94$; $P_{m_F=1} = 0.06$, $P_{m_F=0,-1,-2} = 0$. Magnetic gradient is 1.2 mG/cm . The corresponding bias magnetic field and storage lifetime is: (a) $B_{z,0} = 0 \text{ mG}$, $\tau = 72 \mu\text{s}$; (b) $B_{z,0} = 40 \text{ mG}$, $\tau = 85 \mu\text{s}$; (c) $B_{z,0} = 95 \text{ mG}$, $\tau = 82 \mu\text{s}$.

改变泵浦光的光强和偏振, 可以有效控制原子的磁子能级布居数. 在一定的外磁场偏置下, 存储的归一化效率与时间的关系如图 4(a) 所示. 图中的黑色曲线为没有进行光学泵浦初态制备条件下所获得的存储效率与时间的关系曲线, 其振荡对比度为 $V = 0.764$. 在此基础上, 设定 Zeeman 和 Depump 光的偏振为 σ^+ , 增加 Zeeman 泵浦和 Depump 两束激光的功率 (P_Z , P_D), 使它们的光功率密度分别为 $P_Z = 94.1 \mu\text{W}$, $P_D = 13 \mu\text{W}$; $P_Z = 379 \mu\text{W}$, $P_D = 525 \mu\text{W}$ 和 $P_Z = 1.2 \text{ mW}$, $P_D = 5 \text{ mW}$, 对应获得的拉莫尔进动曲线的对比度为 $V = 0.719$, 0.379 和 0.137 . 可见原子自旋的拉莫尔进动振幅都小于无光学泵浦的情况, 且变得越来越小, 从而对比度也越来越小. 为了让拉莫尔进动的对比度进一步增大, 将 Depump 和 Zeeman 泵浦光的偏振方向改为 σ^- 偏振, 且功率设置为 $P_Z = 30.1 \mu\text{W}$,

$P_D = 35 \mu\text{W}$, 获得了对比度为 0.993 的拉莫尔进动曲线, 如图中粉色曲线所示. 根据图 4(a) 中的数据点, 可以通过振荡信号深度和凹陷形状的变化拟合出原子 5 个 m_F 能级的布居情况, 具体如图 4(b)–(f) 所示. Zeeman 泵浦和 Depump 光的功率决定了原子系综光学泵浦的效率. 定向泵浦效果越强, 原子会越来越偏向在 $m_F = 2$ 态上布居. 由图 2(b) 可知, 由于原子系综初态处于 $F = 2$ 基态, Zeeman 泵浦光对原子磁量子态泵浦起主要作用, 结果是原子被泵浦到 $|g, m_g = 1\rangle$ 和 $|g, m_g = 2\rangle$ 两

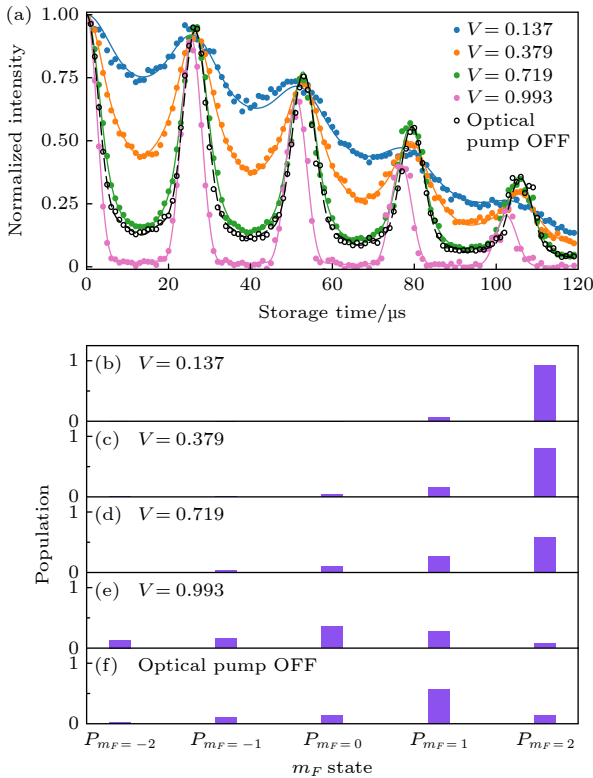


图 4 在固定的 z 方向偏置磁场的情况下, 不同光学泵浦功率和偏振对原子 m_F 态布居和自旋波拉莫尔进动的影响. 经过曲线拟合偏置磁场为 40.5 mG (a) 实验结果和理论曲线. (b)–(f) 对应的曲线原子布居 ($P_{m_F=-2}$, $P_{m_F=-1}$, $P_{m_F=0}$, $P_{m_F=1}$, $P_{m_F=2}$) 分别为 (0, 0, 0.006, 0.061, 0.933), (0, 0.010, 0.034, 0.154, 0.802), (0.008, 0.034, 0.108, 0.265, 0.585), (0.136, 0.158, 0.354, 0.274, 0.078), (0.032, 0.108, 0.144, 0.571, 0.146)

Fig. 4. The Zeeman state population and Larmor oscillation of atomic spin wave, with a static magnetic field, and different setting for intensity and polarization of the optical pumping beams. The fitting curve gives static magnetic field is 40.5 mG. (a) Experimental data and fitting curves. (b)–(f) The Zeeman level population ($P_{m_F=-2}$, $P_{m_F=-1}$, $P_{m_F=0}$, $P_{m_F=1}$, $P_{m_F=2}$): (b) (0, 0, 0.006, 0.061, 0.933); (c) (0, 0.010, 0.034, 0.154, 0.802); (d) (0.008, 0.034, 0.108, 0.265, 0.585); (e) (0.136, 0.158, 0.354, 0.274, 0.078); (f) (0.032, 0.108, 0.144, 0.571, 0.146).

个磁量子能级. 在此基础上, Depump 光作用于亚稳态 $F = 3$, 利用 Zeeman 泵浦光泵浦产生的亚稳态原子进一步平衡 5 个磁子能级的布居数, 尤其是对 $|g, m_g = 1\rangle$ 和 $|g, m_g = 2\rangle$ 能级的原子布居数的相对大小作补充. 这样可以通过控制 Depump 和 Zeeman 泵浦在光学泵浦时间内作用的相对功率大小, 由此来调控原子基态磁子能级布居情况. 根据图 4(b) 的数据可知, 当原子集中在最边的磁子能级 $|g, m_g = 2\rangle$ 时两束光的功率最大, Depump 光不需要精细的补充. 当磁子能级原子越来越向中间的磁量子能级 $|g, m_g = 0\rangle$ 分布时, Zeeman 泵浦功率减小, 同时为了较为精准地保证图 4(c), (d) 对应的非极化磁量子能级原子占比, Depump 功率也要随之减小让原子更多地处于中间的磁量子能级. 同时如图 4(f) 所示, 在没有光学泵浦的情况下, 原子的 m_F 态布居并不是绝对理想的均匀分布, 而是大部分布居于 $m_F = 1$ 态上. 当光学泵浦的偏振设置为 σ^- 后, 原子在 m_F 能级上的布居变得更加均匀且对称, 这恰恰保证了自旋波拉莫尔进动的曲线有最大的振荡对比度. 因此通过调控泵浦光参数, 对泵浦光强和偏振的控制, 可以有效地操纵原子在磁子能级上的布居数, 从而主动管理由磁场分裂产生的多条自旋波激发路径, 最终实现了对集体干涉过程的主动调控和优化.

3 应用: 时间编码纠缠态及其存储

与其他自由度相比, 时间编码的光子纠缠态在长距离传输中更稳定. 在冷原子系综的高效存储中, 单光子双路径 (等效于双时间点) 模式的纠缠态存储已经实现了 85% 的效率^[24]. 双光子双时间点的纠缠态在态表征上需要对不同的时间点实现精确读取, 而磁场调控恰好能实现这个操作. 根据 DLCZ 方案, 写光脉冲在时间点 w_1 作用在原子系综上, 以每个读写周期中写光脉冲的时间点 w_1 作为时间零点, 同时产生写光子 (write photons); 读光脉冲在时间点 w_1 作用在原子系综上并同时产生读光子 (read photons). 若写光使用双峰脉冲, 作用时间点为可区分的两个时间比特 (time-bin) w_1 和 w_2 , 在对应的的时间比特内写光子和原子的集体自旋激发必定成对产生. 若 w_1 时间间隙产生写光子, 则原子激发态产生在 w_1 :

$$|\Psi_a(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=1}^N e^{i(\mathbf{k}_w - \mathbf{k}_w) \cdot \mathbf{x}_j + i\Delta\omega_j t} \times |g_1, \dots, s_j, \dots, g_N\rangle, \quad (5)$$

其中, $\mathbf{k}_{W(w)}$ 是写光脉冲 (写光子) 的波矢, $\Delta\omega_j = \omega_W - \omega_w$ 是写入过程中写光和写光子的频率差. 同理, w_2 时间间隔也产生成对的写光子和如上的原子激发态. 图 5(a), (b) 分别显示了实验时序和原子激发的能级图. 当控制写入光的光强以使激发概率足够低, 两个脉冲中只能有零个或一个产生写光子和原子激发态, 且相干的拉曼过程使得它们是成对制备的. 因此, 该过程产生的写光子-原子自旋激发的纠缠态是时间比特纠缠态. w_1 和 w_2 两个不同时间点产生的原子自旋激发可通过读光脉冲转化为读光子. 若相应的读光脉冲也使用相同间距的双脉冲 r_1 和 r_2 , 在磁场诱导下原子磁子能级发生塞曼劈裂使得存储的自旋激发发生周期性退相干-重相干. 恰当设计磁场的大小, 使写光 (或读光) 双峰脉冲的间距是双峰脉冲退相干-重相干周期的一半, 则 r_1 读光脉冲只读出 w_1 存储的原子自旋, 而 r_2 读光脉冲只读出 w_2 存储的原子自旋. 磁致退相干效应使两个时间比特的原子激发形成正交基. 上述过程制备的双光子时间比特纠缠态为

$$|\Psi_{wr}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|w_1, r_1\rangle + e^{i\phi} |w_2, r_2\rangle), \quad (6)$$

其中, 相位 ϕ 由写入脉冲双峰相对相位决定.

图 5(c) 给出了时间比特纠缠态的存储方案. 写光子制备以后, 经过另一个冷原子磁光阱量子存储单元 (memory unit) 可被有效存储 τ 的时间, 且从读光光子以及存储单元收集的读出光子 (retrieved photons) 组成的纠缠态为

$$|\Psi_{wr}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|w_1 + \tau, r_1\rangle + e^{i\phi} |w_2 + \tau, r_2\rangle). \quad (7)$$

至此, 光子对时间比特纠缠态的两个时间间隔均经过存储操作实现完全的按需产生. 采用对应臂长差的干涉仪系统, 通过压电陶瓷驱动反射镜补偿相位差实现相位主动稳定. 通过 Clauser-Horne-Shimony-Holt 不等式验证纠缠违反 $S = |E(\phi_w, \phi_r) + E(\phi_w, \phi'_r) + E(\phi'_w, \phi_r) - E(\phi'_w, \phi'_r)| \leq 2$ [33].

为评估不同实验条件下此方案能实现的双光子双时间点纠缠态的存储效率和保真度, 进行了基于 Coupling 光连续作用在原子系综的情况下受到 EIT 慢光效应影响的 Probe 光脉冲透射效率的数值模拟. 慢光效应下 Probe 光脉冲的透射效率代表着系统最高的存储效率. 图 6(a) 给出了在 EIT 群速度延迟 T_d 和单脉冲宽度 T_p 比值确定为 $T_d/T_p = 7$ 的条件下, 原子系综 OD 和待存储相干光脉冲间距对慢光效率和慢光波形保真度的理论影响关系. 其中, 待存储的双脉冲的脉冲间距 μ 和单脉冲宽度 T_p 的比值设定为 $\mu/T_p = 3.5$, 以保证双脉冲是可完全区分的. 存储保真度定义为目标波形和读取得到的波形之间的相似性. 在保证保真度为 90% 的

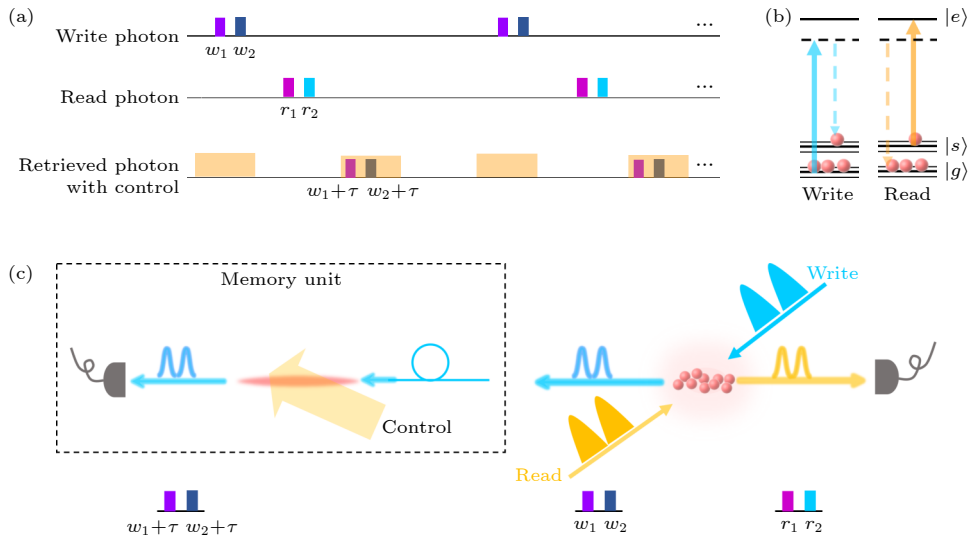


图 5 用于产生时间比特光子纠缠并存储的实验原理、原子能级及跃迁和原理示意图 (a) 制备和存储的时序图; (b) 原子能级图; (c) 实验装置示意图

Fig. 5. The proposed experimental scheme and energy level setting for time-bin entanglement storage: (a) Time scheme; (b) energy level scheme; (c) experimental setup scheme.

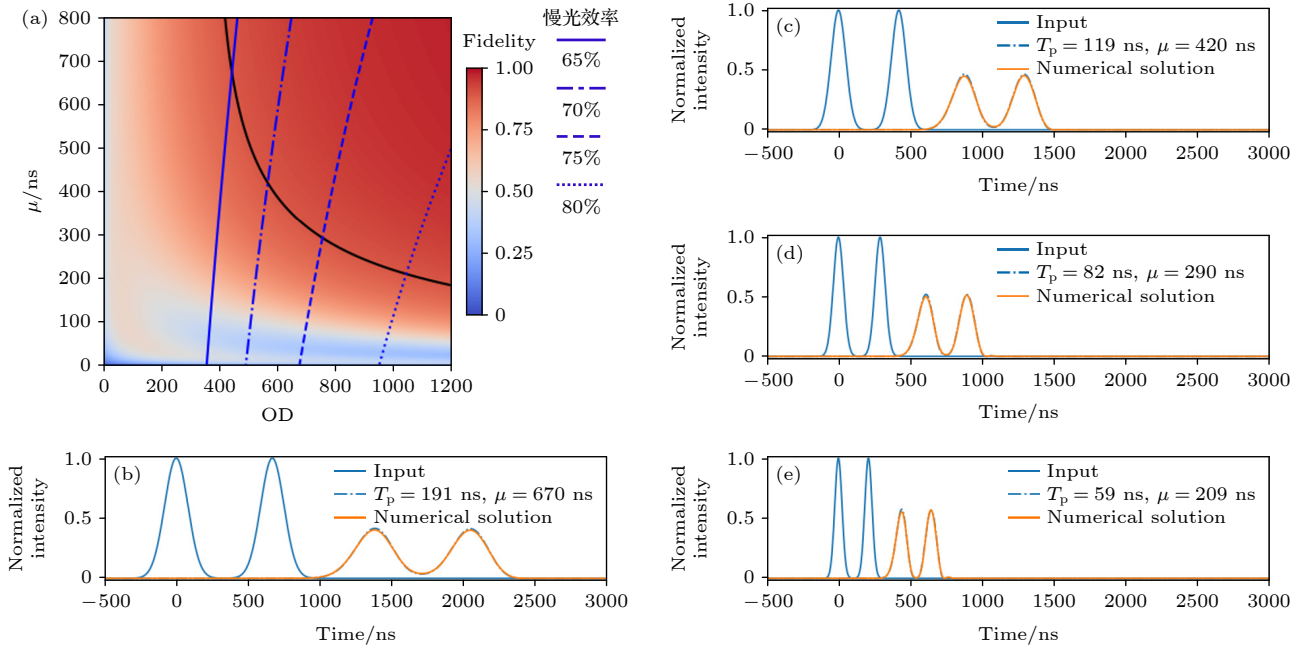


图6 双脉冲慢光透射效率和保真度随原子系综 OD 和待存储双脉冲间距的数值模拟关系图 (a) OD 和待存储相干光脉冲间距 μ 与慢光波形保真度的关系图. 黑色实线表示波形保真度为 90%, 且这条实线包围的右上角区域代表保真度 90% 以上的情况. 4 条线型不同的蓝色线分别表示慢光效率为 (b) 65%, (c) 70%, (d) 75% 和 (e) 80% 的条件. (b)–(e) 以上 4 种存储效率维持保真度 90% 条件下, 入射 (Input) 波形与存储后的读取波形. 其中 $T_d/T_p = 7$

Fig. 6. Numerical simulation results for slow light transmission and fidelity of double-peak input pulses, under different conditions of OD and peak-peak time separation: (a) Fidelity (color bar) and transmission of slow light, versus OD and time separation of peaks μ . The black curve denotes fidelity of 90% and its upper-right corner denotes fidelity above 90%. The transmission of slow light is denoted as (b) 65%, (c) 70%, (d) 75% and (e) 80%. (b)–(e) The input and retrieved waveforms for the four cases with these corresponding slow-light efficiencies while maintaining 90% of fidelity as $T_d/T_p = 7$, respectively.

条件下, OD 达到 400 时, 存储效率能达到 65%. 由于存储单元存储的光信号是双脉冲, 要求冷原子的存储带宽足够宽. 图 6(a) 结果显示 OD 越大, 双脉冲间距越小, 且存储效率越高. 图 6(b)–(e) 给出了图 6(a) 中的黑色实线 (保真度 90%) 与 4 条蓝色直线 (对应 4 种存储效率结果) 交点的具体慢光拟合情况. 对应的 OD 分别是 440, 561, 753 和 1045. 结果显示, 宽度越窄的光子波形在相同的 OD 下反而能获得更高的效率, 但是光子波形会更容易发生畸变. 因此若要同时获得高存储效率和高波形保真度, 需要获得更大的光学深度. 除此之外, 原子团的退相干也会对存储效率有显著的影响.

4 结论

本文分析了在磁场作用下雪茄型冷原子系综的量子存储效率与存储时间. 由于原子系综长度达到 2 cm 以上, 环境中剩余磁场的非均匀性导致的退相干是此类冷原子系综存储寿命的重要因素. 在实验中演示了处于一个直流偏置并且均匀磁场作

用下的原子系综存储曲线. 结果显示, 原子系综所处的偏置磁场主导了原子系综的磁场环境, 存储效率随着存储时间的增加呈现振荡, 振荡频率是原子自旋在磁场中的拉莫尔进动频率. 且存储效率的衰减趋势明显变缓, 由此可看出环境剩余的非均匀磁场对存储效率的衰减可在一定程度内被削弱. 另外, 对原子系综的磁子能级的初态制备, 可以实现对多个磁子能级跃迁通道干涉过程的主动调控和优化, 从而有效控制原子自旋波的退相干-重相干的周期和存储效率. 由此, 通过磁场和磁子能级光泵浦过程可直接实现原子自旋波读取效率在时间维度上的操控, 从而进一步构建由原子激发时间量子比特向光子时间量子比特转换的基矢映射, 这对于以时间编码的量子信息处理有很大作用 [33]. 最后, 本文提出了一个时间编码纠缠态的制备和存储方案, 可在最大程度上控制两个纠缠光子的时间编码信息, 从而构建更加高效量子网络. 本实验的主要目标是论证该纠缠比特产生方式的可行性. 实际操作需在原子系综上加上更大的 z 轴偏置磁场, 使得原子自旋波的拉莫尔进动周期被压缩到微量

级, 才能高效地实现双时间点模式的纠缠态存储. 在此强偏置磁场的作用下, 为了避免原子装载过程被此强磁场影响, 磁场的控制需要加上一个快速的线圈电流开关. 本文的实验结果和双光子双时间点的存储方案可被用于构建远距离纠缠和多量子节点交互相关的实验演示中.

参考文献

- [1] Zhang S, Wu Y K, Li C, Jiang N, Pu Y F, Duan L M 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 080501
- [2] 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 *Nat. Photon.* **13** 210
- [3] Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, Weinfurter H, Zeilinger A, Żukowski M 2012 *Rev. Mod. Phys.* **84** 777
- [4] Bourassa J E, Alexander R N, Vasmer M, Patil A, Tzitrin I, Matsuura T, Su D, Baragiola B Q, Guha S, Dauphinais G, Sabapathy K K, Menicucci N C, Dhand I 2021 *Quantum* **5** 392
- [5] Davidson O, Yogev O, Poem E, Firstenberg O 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 033601
- [6] Degen C L, Reinhard F, Cappellaro P 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 035002
- [7] Zaiser S, Rendler T, Jakobi I, Wolf T, Lee S Y, Wagner S, Bergholm V, Schulte-Herbrüggen T, Neumann P, Wrachtrup J 2016 *Nat. Commun.* **7** 12279
- [8] Huang W, Liang X, Zhao J, Wu Z, Zhang K, Yuan C H, Wu Y, Fan B, Zhang W, Chen L 2024 arXiv: 2410.23674 [quant-ph]
- [9] Yang Y 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 110501
- [10] Appel J, Figueroa E, Korystov D, Lobino M, Lvovsky A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093602
- [11] Honda K, Akamatsu D, Arikawa M, Yokoi Y, Akiba K, Nagatsuka S, Tanimura T, Furusawa A, Kozuma M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093601
- [12] Wasilewski W, Jensen K, Krauter H, Renema J J, Balabas M, Polzik E S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 133601
- [13] Jia W, Xu V, Kuns K, Nakano M, Barsotti L, Evans M, Mavalvala N, Members of the LIGO Scientific Collaboration 2024 *Science* **385** 1318
- [14] Liu J L, Luo X Y, Yu Y, Wang C Y, Wang B, Hu Y, Li J, Zheng M Y, Yao B, Yan Z, Teng D, Jiang J W, Liu X B, Xie X P, Zhang J, Mao Q H, Jiang X, Zhang Q, Bao X H, Pan J W 2024 *Nature* **629** 579
- [15] Van Leent T, Bock M, Fertig F, Garthoff R, Eppelt S, Zhou Y, Malik P, Seubert M, Bauer T, Rosenfeld W, Zhang W, Becher C, Weinfurter H 2022 *Nature* **607** 69
- [16] Stolk A J, van der Enden K L, Slater M C, te Raa-Derckx I, Botma P, Van Rantwijk J, Biemond J B, Hagen R A, Herfst R W, Koek W D, Meskers A J H, Voller R, Zwet E J V, Markham M, Edmonds A M, Geus J F, Elsen F, Jungbluth B, Haefner C, Tresp C, Stuhler J S, Ritter S, Hanson R 2024 *Sci. Adv.* **10** eadp6442
- [17] Knaut C M, Suleymanzade A, Wei Y C, Assumpcao D R, Stas P J, Huan Y Q, Machiels B, Knall E N, Sutula M, Baranes G, Sinclair N, De-Eknankul C, Levonian D S, Bhaskar M K, Park H, M L, Lukin M D 2024 *Nature* **629** 573
- [18] Luo X Y, Wang C Y, Zheng M Y, Wang B, Liu J L, Gao B F, Li J, Yan Z, Ke Q M, Teng D, Wang R C, Wu J, Huang J, Li H, You L X, Xie X P, Xu F, Zhang Q, Bao X H, Pan J W 2025 arXiv: 2504.05660 [quant-ph]
- [19] Gorshkov A V, André A, Fleischhauer M, Sørensen A S, Lukin M D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 123601
- [20] Hsiao Y F, Chen H S, Tsai P J, Chen Y C 2014 *Phys. Rev. A* **90** 055401
- [21] Tranter A D, Slatyer H J, Hush M R, Leung A C, Everett J L, Paul K V, Vernaz-Gris P, Lam P K, Buchler B C, Campbell G T 2018 *Nat. Commun.* **9** 4360
- [22] Hsiao Y F, Tsai P J, Chen H S, Lin S X, Hung C C, Lee C H, Chen Y H, Chen Y F, Yu I A, Chen Y C 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 183602
- [23] Wang Y, Li J, Zhang S, Su K, Zhou Y, Liao K, Du S, Yan H, Zhu S L 2019 *Nat. Photon.* **13** 346
- [24] Cao M, Hoffer F, Qiu S, Sheremet A S, Laurat J 2020 *Optica* **7** 1440
- [25] Wen R, Zou C L, Zhu X, Chen P, Ou Z, Chen J, Zhang W 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 253602
- [26] Wang X, Wang J, Ren Z, Wen R, Zou C L, Siviloglou G A, Chen J 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 083605
- [27] Wang X, Wang J, Zuo Y, Dong L, Siviloglou G A, Chen J 2023 *Chin. Phys. B* **32** 074206
- [28] Liu Y X, Wang Z H, Guan S J, Wang Q X, Zhang P F, Li G, Zhang T C 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 113701 (in Chinese) [刘岩鑫, 王志辉, 管世军, 王勤霞, 张鹏飞, 李刚, 张天才 2024 *物理学报* **73** 113701]
- [29] Yang S J, Wang X J, Bao X H, Pan J W 2016 *Nat. Photon.* **10** 381
- [30] Dudin Y, Li L, Kuzmich A 2013 *Phys. Rev. A* **87** 031801
- [31] Wang J, Dong L, Wang X, Zhou Z, Huang J, Zuo Y, Siviloglou G A, Chen J F 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** L042002
- [32] Albrecht B, Farrera P, Heinze G, Cristiani M, de Riedmatten H 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 160501
- [33] Farrera P, Heinze G, de Riedmatten H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 100501
- [34] Choi K S 2011 *Ph. D. Dissertation* (California: California Institute of Technology)

optical trap system, which has a longitudinal atom-light interaction length of 2.7 cm, a direct current (DC) magnetic field can provide a quantization axis, suppress the effects of inhomogeneous fields, and regulate the cycles of spin dephasing and rephasing. With the appropriate setting for the optical pumping process of magnetic quantum levels, adjusting the pump laser power can effectively control the atomic population distribution, thereby precisely optimizing the light storage efficiency at different time bins, as shown in Fig. (a). According to these findings, we propose a scheme for the storage of time-bin entangled photon pairs, which are prepared at two different time slots of Duan-Lukin-Cirac-Zoller (DLCZ) process. A bias magnetic field on the generation MOT (left panel of Fig. (b)) induces modulation on the storage time as shown in Fig. (a), so that read pulse exerted on r_j reads only w_j ($j = 1, 2$). Therefore, the two photonic time bins become distinguishable and orthogonal. The retrieved photon pairs thus have fully controllable time bins for both photons. Compared with other degrees of freedom, the time encrypted photonic entanglement remains robust in long-distance network.

Keywords: optical quantum storage, cold atomic ensemble, Larmor precession, atomic spin wave

DOI: [10.7498/aps.75.20251399](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251399)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251399](https://cstr.net/urn:cnki.net:CSTR:32037.14.aps.75.20251399)



基于冷原子磁场调控的光量子存储

董亮 陈琳瑜 王兴昌 梁馨云 左瀛 陈洁菲

Optical quantum storage of cold atomic ensemble controlled by magnetic field

DONG Liang CHEN Linyu WANG Xingchang LIANG Xinyun ZUO Ying CHEN Jiefei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 040302 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251399

CSTR: 32037.14.aps.75.20251399

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251399>

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

读光与读出光子模式腰斑比对腔增强量子存储器恢复效率的影响

Dependence of retrieval efficiency on waist ratio of read beam to anti-Stokes photon mode in cavity-enhanced quantum memory

物理学报. 2023, 72(21): 210301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230966>

冷原子系综中光纤腔增强且高保真度的光学存储

Fiber-cavity enhanced and high-fidelity optical memory in cold atom ensemble

物理学报. 2023, 72(6): 060301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222178>

基于掺铒晶体的光量子存储和调控

Quantum memory and manipulation based on erbium doped crystals

物理学报. 2022, 71(6): 064203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211803>

量子存储性能及应用分析

Performance and application analysis of quantum memory

物理学报. 2023, 72(20): 206701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231203>

基于光子晶体微腔的回波光量子存储

Optical echo memory based on photonic crystal cavities

物理学报. 2022, 71(11): 114201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220083>

用于冷原子的高精度磁场锁定系统

High-precision magnetic field locking system for cold atoms

物理学报. 2022, 71(14): 145205 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220399>