

高速率可扩展型时间复用量子存储的研究*

温亚飞^{1)2)†} 王志强¹⁾²⁾ 高士回¹⁾ 聂丹丹¹⁾²⁾

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)

摘 要

光与原子量子记忆纠缠是构建量子中继的核心资源, 基于原子系综的 Duan-Lukin-Cirac-Zoller 过程可产生光与原子记忆(自旋波)量子纠缠, 而纠缠对的制备速率直接影响量子中继与通信的效率。空间复用、时间复用以及多模式复用等方案为提升纠缠产生速率提供有效技术途径。本文通过优化声光调制器响应时间、光束脉宽与间隔及信号传输延迟等参数有效缩短实验周期, 并基于可扩展型脉冲光制备技术构建了具有高速率可扩展六路时间复用纠缠源。实验结果表明, 相较于传统单模纠缠源与非复用纠缠源, 该纠缠源光子-原子纠缠(纠缠光子对)产生速率分别提升 4.42 倍(4.56 倍)和 5.95 倍(5.84 倍), 对应的 Bell 参数为 2.52, 存储寿命达 $55\mu\text{s}$ 。本工作为实现实用化量子中继及大规模量子网络的建设提供了可行的技术路线与关键的实验依据。

关键词: 高速率, 时间复用存储, 脉冲光制备技术

PACS: 03.67.-a, 03.67.Bg, 03.65.Ud, 42.50.-p

基金: 山西省自然科学基金 (批准号: 20210302124265)和山西省高等学校科技创新计划科研项目(批准号: 2021L441)资助的课题。

同等贡献作者.

† 通讯作者.E-mail: 18035107438@163.com

第一作者.E-mail: 18035107438@163.com

1 引言

远距离分发量子态纠缠是建立大规模量子网络的基本前提,这种量子网络可用于量子分布计算或空间远程量子密钥分发等场景^[1-7]。受限于光纤传输中量子态的固有损耗以及量子不可克隆定理,直接纠缠分发的距离上限仅为 500 km^[8,9]。对此 Briegel 等人于 1998 年提出量子中继协议^[10],即将长距离量子链路分割为若干子链路,首先在各子链路的两端产生纠缠,再对相邻子链路进行纠缠交换,逐步实现纠缠距离的延伸。2001 年段路明等人利用原子系综作为存储、纠缠产生与纠缠交换的基本单元提出 Duan-Lukin-Cirac-Zoller (DLCZ)存储方案^[11]。方案中子链路内的纠缠产生、相邻链路间的纠缠交换与纯化等操作均呈现概率性特征。若任一环节失败,则需重新进行纠缠制备并重复后续操作,这严重制约了量子存储器在实用化量子中继方案中的应用,因此发展高纠缠产生速率的量子存储器具有重要意义。纠缠产生速率是指单位时间内成功制备纠缠态的概率,其数值由实验重复频率与单次循环的纠缠产生概率共同决定,直接影响量子通信的效率、通信延迟、网络扩展性、系统稳定性与可靠性,以及资源配置的优化等。实验重复频率通常定义为单位时间内(1 s)能够完成一次完整的量子存储、纠缠产生或读出操作的次数。每个实验循环一般包括:原子系综的制备(如磁光阱装载)、状态初始化、写入脉冲、存储等待、读出脉冲、信号探测以及系统重置等。2018 年山西大学王海小组实验研究了 EIT 存储过程重复频率(10–50 Hz)对读出效率的影响,结果表明当重复频率达到 30 Hz 时,读出效率开始显著降低^[12]。在 DLCZ 存储过程中,缩短磁光阱装载时间与优化实验周期均有助于提升纠缠产生速率。鉴于装载时间通常固定,优化实验周期成为最为可行的提速途径。在传统(现有)单模纠缠源中写-读实验周期通常约为 1.5 μ s -2 μ s^[13-15],因此优化该周期对提升量子存储性能至关重要。为提升单次循环的纠缠产生概率,过去二十年研究者基于冷

原子系综的自发拉曼散射构建了多种单模纠缠源^[16-18]，提高写脉冲激发率可一定程度提升纠缠产生速率，但过高的激发率会引入双光子噪声，降低纠缠质量。为此需将自旋波-光子纠缠的制备概率维持在极低水平，这便制约了写光激发率。为解决该问题，近年来人们在气态原子系综中利用时间^[19-21]、空间^[22-24]复用的 DLCZ 型量子存储来提升纠缠产生速率，同样取得了显著进展。这些方案要求纠缠分布率与复用的模式数成正比，即系综节点须同步容纳 N 个自旋波模式(含时间与空间维度)，且每个自旋波模式需能被选择性复原，进而将量子中继速率增至原来的 N 倍^[20]。例如 2024 年我们小组完成了六路时间复用的光与原子纠缠态存储，将纠缠产生概率提高至单模纠缠源的 5.83 倍，同时实现了约 38% 的读出效率^[25]。2026 年在冷原子系综完成了基于 DLCZ 存储器的单光子按需生成研究，该方案集成了时间复用和腔增强检索功能，实验将单光子纠缠产生概率提高了 12 倍^[26]。现有两种常见技术路线实现时间复用纠缠源的写、读脉冲。其一为声光偏折器，虽可单器件输出超十束不同空间方向的激光，但脉冲生成速度慢(单一模式微秒量级)^[27]；其二为声光调制器，单器件仅输出一束激光，然而脉冲响应快、产生速率高，脉宽可窄至几十纳秒，代价是设备更复杂、空间利用率偏低^[21, 28]。通过横向对比上述两种方案，利用声光调制器网络来提升空间利用率，成为目前一种合理且较为可行的途径。冷原子系综中存储的时间模式数受空间利用率、稳定性等因素制约，限制了其可扩展性，因此在冷原子系综中设计高速率、可扩展型时间复用存储具有非常重要的意义。

本文我们拟构建一种集高单光子产生速率、可扩展型时间复用存储于一体的光与原子量子界面，首先利用可扩展型脉冲光制备技术，即声光调制器网络与光束变换装置构建具有可操作性强、小尺度的光学系综，降低装置的复杂性，提高空间的利用率及系统的稳定性，为时间模式数的扩展奠定基础；其次通过优化

field-programmable gate array(FPGA)软件控制与光学元器件(如声光调制器、传输线路)等操作有效缩减了声光调制器的响应时间、光束脉宽与间隔以及信号传输延迟,从而极大缩短了实验周期。六路时间复用纠缠源相比于传统单模纠缠源、非复用纠缠源光子-原子纠缠(纠缠光子对)产生速率分别提升 4.42(4.56)倍以及 5.95(5.84)倍。我们方案具有兼容性强、操作简单等优点,例如,在此基础上通过严格规划写光脉冲间的夹角以实现更多时间模式数的存储;借助光学腔提高存储效率^[29, 30]亦或降低多模存储中的噪声成分^[19, 31]等,进而获得高存储效率、高保真度的时间复用效果。本研究的测量结果克服了时间复用纠缠源不易大规模扩展的局限,为将来实现高容量、高速率的量子通信创造了条件。

2 实验装置及能级结构

图 1(a)所示为六路时间复用纠缠源的实验装置,存储介质选用 ^{87}Rb 冷原子,原子团的尺度约为 $5\text{ mm} \times 2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$,光学厚度约为 9。图 1(d)所示为原子能级结构。实验开始前利用两束偏振相反、频率与能级跃迁 $|b\rangle \leftrightarrow |e_1\rangle (|b\rangle \leftrightarrow |e_2\rangle)$ 共振的圆偏振清洁光(泵浦光),将原子均匀制备于基态能级 $|a, m_F = 0, \pm 1\rangle$ 。实验首先利用 FPGA 程序操控写声光调制器网络产生六束脉宽长度、间隔可调且频率正失谐于 $|a\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 跃迁能级 20 MHz 的右旋偏振写激光脉冲序列(W_1 - W_6),该序列依次沿空间不同方向作用于冷原子系综,设置每路写光功率约 20 μW 。此过程假设第 i 路写光 W_i 与原子作用,并几率性的产生一个未知偏振态(左旋或右旋圆偏振)的 Stokes 光子,定义为 $|L\rangle_i (|R\rangle_i)$,依据能量守恒必然伴随产生一个与 Stokes 光子对应的自旋波激发,并被存储于量子存储模式 M_i 中,定义自旋波激发为 $|1\rangle_{M_i}^- (|1\rangle_{M_i}^+)$ 。此时构建起光子-原子共同态 $\rho_{ap}^i = |0\rangle^{ii} \langle 0| + \chi_i |\Phi\rangle_{ap}^i \langle \Phi|$,其中 $|0\rangle^i = |0\rangle_{S_i} |0\rangle_{M_i}$ 表示真空态(Stokes 光子模式、自旋波模式)。 χ_i 表示第 i 个时间模式的激发率, $|\Phi\rangle_{ap}^i = (\cos\theta |1\rangle_{M_i}^+ |R\rangle_i + \sin\theta |1\rangle_{M_i}^- |L\rangle_i)$ 表示第 i 路写光诱导产生的自旋波-光子纠缠

态，表达式中 $\cos \theta$ ($\sin \theta$) 值的大小取决于 Clebsch-Gordan (C-G) 系数。若在写脉冲 W_i 的作用下单光子探测器确认采集到 Stokes 光子，FPGA 将发出前馈控制信号，开启读声光调制器网络中与写脉冲 W_i 方向相反的读脉冲光 R_i ，读脉冲光频率共振于 $|b\rangle \rightarrow |e_1\rangle$ 能级跃迁，每束读光功率约 2 mW。读脉冲光 R_i 作用下存储的自旋波信息将转换为 anti-Stokes 光子，此时光与原子纠缠态 $|\Phi\rangle_{ap}^i$ 演变为双光子的纠缠态 $|\Phi\rangle_{pp}^i$ ，定义为 $|\Phi\rangle_{pp}^i = (\cos \theta |H\rangle_{AS} |H\rangle_{S_i} + \sin \theta |V\rangle_{AS} |V\rangle_{S_i})$ ，式中 $|H\rangle_{S_i}$ 、 $|V\rangle_{S_i}$ 、 $|H\rangle_{AS}$ 、 $|V\rangle_{AS}$ 分别表示 Stokes 及 anti-Stokes 光场中水平偏振(H)和竖直偏振(V)的光子。Stokes 光子与 anti-Stokes 光子采集通道具有相同的结构，实验产生的单光子依次经过单模光纤、光学滤波器组、偏振分束器等光学元件后，最终通过多模光纤进入单光子探测器 $D_1(T_1)$ 和 $D_2(T_2)$ 。

实验采用可扩展脉冲光制备技术，基于由电控声光调制器网络与光束变换装置组成的空间光学系统，实现时间模式的构建与扩展。如图 1(a)所示，写、读光路中分别配置主光路的声光调制器 $AOM_{1\sim3}$ 以及辅助光路的声光调制器 $AOM_{\pm}$ 。实验中声光调制器固定工作于 ± 1 级衍射状态，整体作为高速电控光开关系统，结合 FPGA 实时时序反馈调控，独立控制各声光调制器的通断状态，对入射连续激光进行选通，直接产生六束时序相互独立、空间分布各异的写、读光脉冲序列，从而实现时间维度的模式复用制备。经准直调整后的六束写、读光脉冲通过图 1(c)中由凸透镜（焦距 $f_1=300$ mm）与凹透镜（焦距 $f_2=-200$ mm）组合构成的光束变换装置（BTD），完成光束间距的扩距与缩距校准。整形后的光束经透镜 L_1 和 L_2 汇聚于原子中心位置，图 1(b)展示了透镜端面处六路光束阵列的空间分布形态。该光束变换装置及透镜所构成的空间光学系统，主要用于优化光束传输与布局，并精确调控写、读光的入射夹角，将两者与采集方向的夹角稳定控制在 0.3° 。这一设计既避免了夹角过小引入额外背景噪声，又防止了夹角过大导致原子自旋波

寿命缩短。声光调制器的重复使用降低了资源损耗，光束变换装置的应用则在原子长轴方向节省了更多空间。上述技术的采用为时间模式数的进一步扩展奠定了基础。

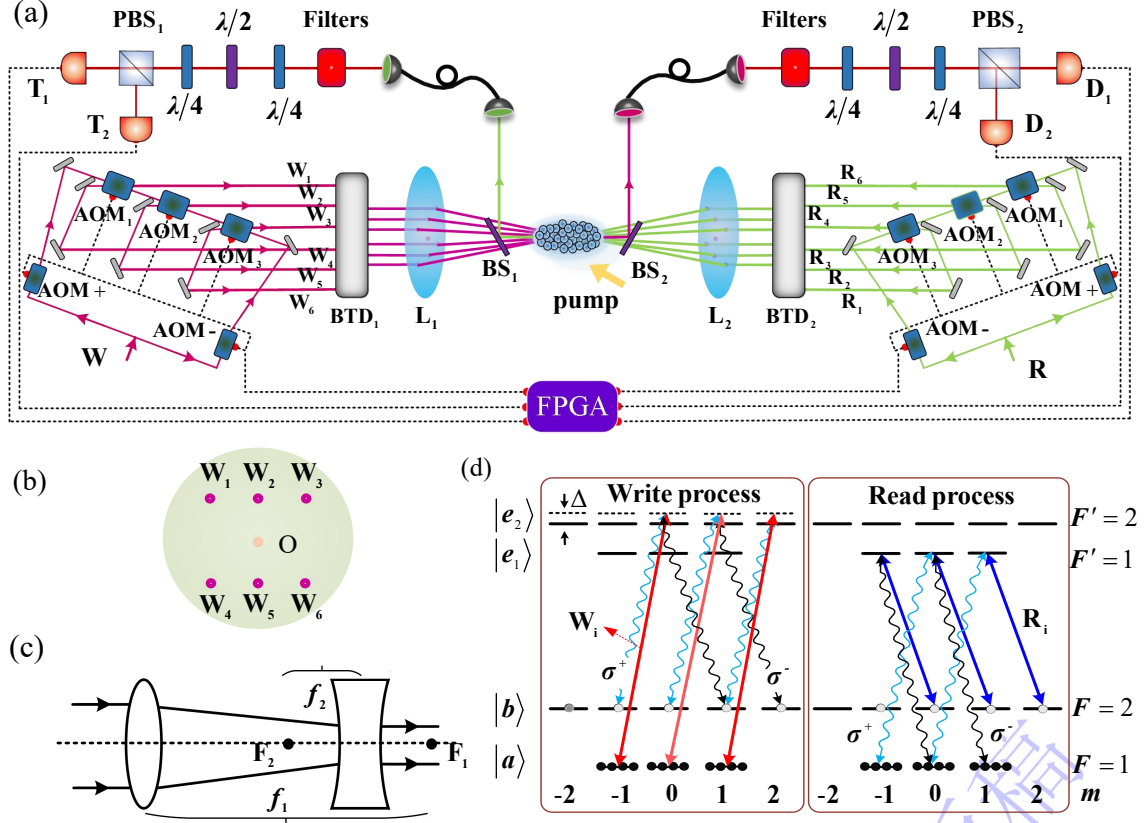


图 1 实验概述 (a) 实验装置图 W_i (R_i) 为第 i 路写(读)光; AOM 为声光调制器; BTD 为光束变换装置; D(T) 为单光子探测器; Filters 为滤波器组; (b) 光束阵列分布; (c) 光束变换装置结构; (d) 有关原子能级

Fig. 1. Experiment overview (a) Experimental setup W_i (R_i), the i -th write(read) pulses; AOM, acousto-optic modulator; BTD, beam transformation device; D(T), single photon detector; Filters, F-P etalons; (b) Beam array distribution; (c) Beam transformation device structure; (d) Relevant atomic levels.

图 2 给出实验时序图，实验频率 30 Hz (周期约 33 ms)，每个周期内前 23 ms 用于冷原子的俘获，后 10 ms 执行实验数据采集。为研究时间复用纠缠源的纠缠产生速率，我们横向对比了两种纠缠源，即传统的单模纠缠源与非复用纠缠源。图 2(a)、(b)、(c) 分别对应我们实验构建传统的单模纠缠源、非复用纠缠源和时间复用纠缠源的时序图。对于传统的单模纠缠源，其实验周期(即写-清洁脉冲运行

周期)设置为 $\Delta T_1 = 1.6 \mu\text{s}$ 。这主要是由于 FPGA 发射出的脉冲信号需传输至原子系综并完成相应反馈，其延迟时间约为 750 ns，如图 2(a)所示。为提高纠缠产生速率，缩短实验周期，我们从硬件、软件及光学器件等方面进行优化。首先使入射光束靠近声光调制器的电极和换能器，以加快响应时间，通过该方案设计延迟时间将减少至 500 ns，此外进一步优化写光、读光、清洁光脉冲宽度及其间隔，并缩短传输线长度。在此技术基础上，我们设计非复用纠缠源与时间复用纠缠源，如图 2(b)、(c)所示。非复用纠缠源与时间复用纠缠源具有相同的实验周期($\Delta T_2 = 2.2 \mu\text{s}$)，即非复用纠缠源可视为仅含单一时间模式的时间复用纠缠源。两种纠缠源的写光脉冲、读光脉冲、清洁光脉冲持续时间分别为 70ns、70ns、100ns，脉冲间隔为 200ns。传统单模纠缠源、非复用纠缠源、时间复用纠缠源实验重复率分别为 $6.25 \times 10^5 / \text{s}$ 、 $4.55 \times 10^5 / \text{s}$ 、 $4.55 \times 10^5 / \text{s}$ 。实验将探索时间复用纠缠源相较于传统单模纠缠源及非复用纠缠源的纠缠产生速率。

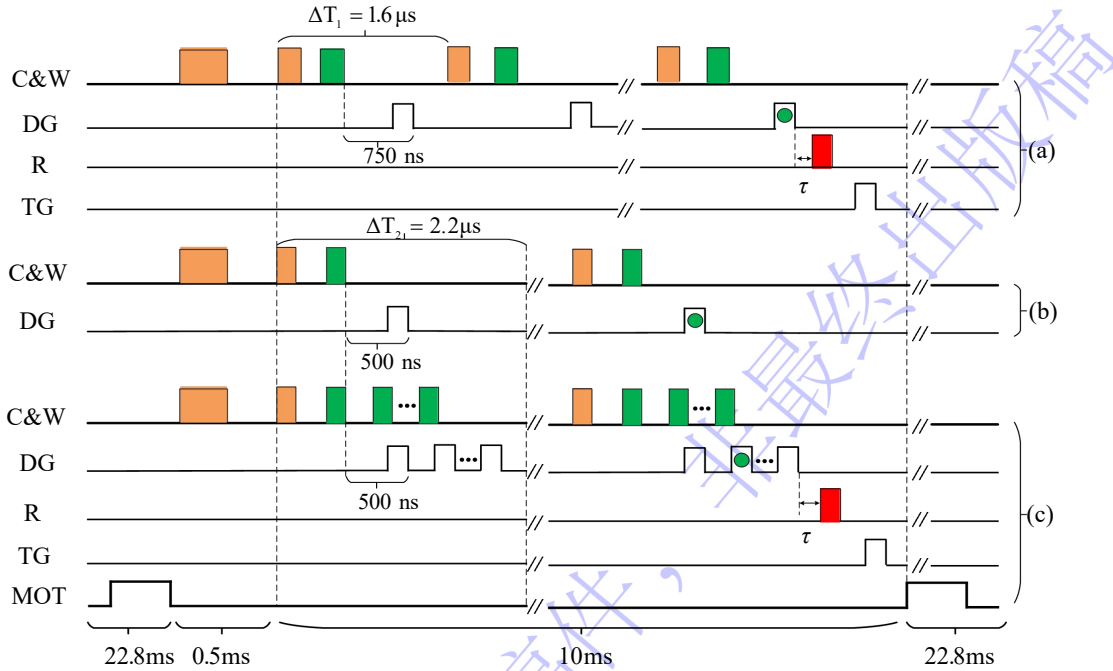


图 2 实验时序图 (a) 传统单模纠缠源; (b) 非复用纠缠源; (c) 时间复用纠缠源; C, W, R 表示清洁光(泵浦光), 写光, 读光; DG, TG 为单光子探测器门开关, MOT 为磁光阱

Fig. 2 Time sequence of the experimental trials. (a) Traditional single channel entanglement source. (b) Nonmultiplexed entanglement source. (c) Time-multiplexed entanglement source. C, W, R,

cleaning, write, and read pulses. DG (TG), Timeline of the D(T) detector gate. MOT, magneto-optical trap.

3 理论分析与实验结果

为说明时间复用纠缠源能显著提高纠缠产生速率, 我们理论分析了传统单模纠缠源、非复用纠缠源与 m 模式时间复用纠缠源光与原子纠缠产生速率及纠缠光子对产生速率。对于三种纠缠源, 其光与原子纠缠产生速率以及纠缠光子对的产生速率均可通过测量三种不同偏振基($X/Y=H/V$, R/L 和 D/A)情形下 Stokes 光子探测速率 ($R_{X/Y}$, $R_{X/Y}^{(ith)}$, $R_{X/Y}^{(m)}$) 及 Stokes 与 anti-Stokes 光子符合计数率 ($C_{D,T}(X/Y)$, $C_{D,T}^{(ith)}(X/Y)$, $C_{D,T}^{(m)}(X/Y)$) 来表征。Stokes 光子探测速率、Stokes 与 anti-Stokes 光子符合计数不会随着偏振基的选择发生变化, 即:

$$R_{H/V} = R_{D/A} = R_{R/L} (R_{H/V}^{(ith)} = R_{D/A}^{(ith)} = R_{R/L}^{(ith)}, R_{H/V}^{(m)} = R_{D/A}^{(m)} = R_{R/L}^{(m)}), \quad (1)$$

$$C_{D,T}(H/V) = C_{D,T}(R/L) = C_{D,T}(D/A), \quad (2a)$$

$$C_{D,T}^{(ith)}(H/V) = C_{D,T}^{(ith)}(R/L) = C_{D,T}^{(ith)}(D/A), \quad (2b)$$

$$C_{D,T}^{(m)}(H/V) = C_{D,T}^{(m)}(R/L) = C_{D,T}^{(m)}(D/A), \quad (2c)$$

理论分析及后续实验测量均在 H/V 偏振基下进行, 对于传统单模纠缠源、非复用纠缠源、 m 模式时间复用纠缠源, 若不考虑偏振交叉计数及背景噪声, 则 Stokes 光子探测速率表示为:

$$R_{H/V} = R_{SH} + R_{SV} = r \cdot (P_{SH} + P_{SV}) = R_S = r \cdot P_S, \quad (3a)$$

$$R_{H/V}^{(ith)} = R_{SH}^{(ith)} + R_{SV}^{(ith)} = r_{ith} \cdot (P_{SH}^{(ith)} + P_{SV}^{(ith)}) = R_S^{(ith)} = r_{ith} \cdot P_S^{(ith)}, \quad (3b)$$

$$R_{H/V}^{(m)} = R_{SH}^{(m)} + R_{SV}^{(m)} = r_m \cdot (P_{SH}^{(m)} + P_{SV}^{(m)}) = R_S^{(m)} = r_m \cdot P_S^{(m)}, \quad (3c)$$

其中 R_{SH} (R_{SV})、 $R_{SH}^{(ith)}$ ($R_{SV}^{(ith)}$)、 $R_{SH}^{(m)}$ ($R_{SV}^{(m)}$) 分别表示三种纠缠源在探测器 $D_1(D_2)$ 测到 H/V 偏振 Stokes 光子速率, 上角标“ ith ”表示第 i 路纠缠源, r 、 r_{ith} 、 r_m 分别表示三种纠缠源的实验重复率 $r_{ith} = r_m$, $P_S = P_{SH} + P_{SV}$, $P_S^{ith} = P_{SH}^{ith} + P_{SV}^{ith}$, $P_S^{(m)} = P_{SH}^{(m)} + P_{SV}^{(m)}$ 分别表示三种纠缠源在探测器 $D_1(D_2)$ 探测到 Stokes 光子的几率。对于传统单模纠缠源和

非复用纠缠源 Stokes 光子的探测几率 P_S 、 $P_S^{(ith)}$ 表示如下：

$$P_S = \chi \eta_S, \quad (4a)$$

$$P_S^{(ith)} = \chi_i \eta_S, \quad (4b)$$

其中 χ 、 χ_i 分别表示两种纠缠源的写光激发率，实验所有激发率满足 $\chi = \chi_i = 1\%$ ， η_S 为写采集通道总探测效率。当 $\chi \eta_S < 1$ 时， m 模式时间复用纠缠源 Stokes 光子的探测几率：

$$P_S^m = 1 - (1 - P_S^{(ith)})^m \approx m P_S^{(ith)} = m P_S \quad (5)$$

将公式(4)、(5)代入公式(3)，三种纠缠源 Stokes 光子探测速率化简如下：

$$R_S = r \cdot \chi \cdot \eta_S, \quad (6a)$$

$$R_S^{(ith)} = r_{ith} \cdot \chi \cdot \eta_S, \quad (6b)$$

$$R_S^{(m)} = m \cdot r_m \cdot \chi \cdot \eta_S, \quad (6c)$$

理论计算 m 模式时间复用纠缠源相比非复用纠缠源 Stokes 光子探测速率 $R_S^{(ith)}$ 提升 m 倍，相比于传统单模纠缠源 Stokes 光子探测速率提升 $m r_m / r (m \Delta T_1 / \Delta T_2)$ 倍。

传统单模纠缠源、非复用纠缠源、 m 模式时间复用纠缠源 Stokes 与 anti-Stokes 光子符合计数率分别定义如下：

$$C_{D,T}(H/V) = C_{D_1,T_1}(H/V) + C_{D_2,T_2}(H/V) = r \cdot P_{S,AS}, \quad (7a)$$

$$C_{D,T}^{(ith)}(H/V) = C_{D_1,T_1}^{(ith)}(H/V) + C_{D_2,T_2}^{(ith)}(H/V) = r_{ith} \cdot P_{S,AS}^{(ith)}, \quad (7b)$$

$$C_{D,T}^{(m)}(H/V) = C_{D_1,T_1}^{(m)}(H/V) + C_{D_2,T_2}^{(m)}(H/V) = r_m \cdot P_{S,AS}^{(m)}, \quad (7c)$$

其中 $C_{D_1,T_1}(H/V)$ 、 $C_{D_2,T_2}(H/V)$ 、 $C_{D_1,T_1}^{(ith)}(H/V)$ 、 $C_{D_2,T_2}^{(ith)}(H/V)$ 、 $C_{D_1,T_1}^{(m)}(H/V)$ 、 $C_{D_2,T_2}^{(m)}(H/V)$ 分别表示三种纠缠源在 H/V 偏振基下单光子探测器 D₁(D₂)与 T₁(T₂) 之间的符合计数， $P_{S,AS}$ 、 $P_{S,AS}^{(ith)}$ 、 $P_{S,AS}^{(m)}$ 分别表示三种纠缠源产生一个纠缠光子对的概率， $P_{S,AS}$ 和 $P_{S,AS}^{(ith)}$ 表述如下：

$$P_{S,AS} = \chi \cdot \eta_S \cdot \gamma \cdot \eta_{AS}, \quad (8a)$$

$$P_{S,AS}^{(ith)} = \chi \cdot \eta_S \cdot \gamma_{ii} \cdot \eta_{AS}, \quad (8b)$$

其中 γ 、 γ_{ii} 分别表示传统单模纠缠源、非复用纠缠源(第 i 个模式时间倍增纠缠源)的读出效率, 本实验各模式读出效率基本相同($\gamma_{11} \approx \dots \gamma_{ii} \dots \approx \gamma_{mm} \approx \gamma$), η_{AS} 是读采集通道总探测效率。 m 模式时间复用纠缠源纠缠光子对产生的概率 $P_{S,AS}^{(m)}$ 表示为:

$$P_{S,AS}^{(m)} = \sum_{i=1}^m P_S^{(ith)} \cdot \gamma_{ii} \cdot \eta_{AS} = m P_{S,AS}^{(ith)} = m \cdot \chi \cdot \eta_S \cdot \gamma \cdot \eta_{AS} \quad (9)$$

将公式(8)、(9)带入公式(7), 三种纠缠源纠缠光子对符合计数率简化如下:

$$C_{D,T}(H/V) = r \cdot \chi \cdot \eta_S \cdot \gamma \cdot \eta_{AS}, \quad (10a)$$

$$C_{D,T}^{(ith)}(H/V) = r_{ith} \cdot \chi \cdot \eta_S \cdot \gamma_{ii} \cdot \eta_{AS}, \quad (10b)$$

$$C_{D,T}^{(m)}(H/V) = r_m \cdot m \cdot \chi \cdot \eta_S \cdot \gamma \cdot \eta_{AS}, \quad (10c)$$

理论计算 m 模式时间复用纠缠源相比非复用纠缠源纠缠光子对产生速率提升 m 倍, 相比于传统单模纠缠源纠缠光子对产生速率提升 $m\Delta T_1/\Delta T_2$ 倍。

实验首先测量传统单模纠缠源与六路非复用纠缠源在近零存储时间($\tau \approx 0.2\mu s$)的读出效率(γ 、 γ_{ii}), 两种纠缠源除时序控制外具有相同的物理结构及测量方法。Stokes 和 anti-Stokes 光子采集通道具有对称结构, 总单光子探测效率均为 30%($\eta_S \approx 30\%$ 、 $\eta_{AS} \approx 30\%$)。其中单模光纤传输效率 80%, 滤波器组滤波效率 78%, 多模光纤传输效率 92%及单光子探测器探测效率 60%。这些组件综合性能直接影响系统的整体探测效果。定义单模纠缠源(非复用纠缠源)读出效率 $\gamma(\gamma_{ii})$:

$$\gamma = \gamma_{ii} = \frac{N_{AS}}{\chi \times \eta_S \times N \times \eta_{AS}}, \quad (11)$$

其中 N 为 FPGA 发出总的写脉冲数, N_{AS} 为探测到的 anti-Stokes 光子数。表 1 所示为传统单模纠缠源、六路非复用纠缠源读出效率, 两种类型的纠缠源读出效率均在 17%左右。

表 1 传统单模纠缠源、六路非复用纠缠源读出效率

Table 1. Readout efficiency of traditional single channel entanglement source and six-channel nonmultiplexed entanglement source

纠缠源类型	γ	γ_{11}	γ_{22}	γ_{33}	γ_{44}	γ_{55}	γ_{66}
读出效率(%)	16.7	17.2	16.4	17.4	16.6	17.5	17.0

为表征传统单模纠缠源、六路非复用纠缠源的纠缠质量我们测量两种纠缠源的 Bell 参数 $S(S^{(ith)})$ ，下面以非复用纠缠源为例进行说明，Bell 参数 $S^{(ith)}$ 定义为：

$$S^{(ith)} = |E^{(ith)}(\theta_S, \theta_{AS}) - E^{(ith)}(\theta_S, \theta'_{AS}) + E^{(ith)}(\theta'_S, \theta_{AS}) + E^{(ith)}(\theta'_S, \theta'_{AS})|, \quad (12)$$

式中 θ_S 和 θ_{AS} 分别表示 Stokes 和 anti-Stokes 光场偏振基下的旋转角，实验依次赋值 $\theta_S = 0^\circ$ ， $\theta_{AS} = 22.5^\circ$ ， $\theta'_S = 45^\circ$ ， $\theta'_{AS} = 67.5^\circ$ 。 $E^{(ith)}(\theta_S, \theta_{AS})$ 表示偏振关联函数，定义如下：

$$E^{(ith)}(\theta_S, \theta_{AS}) = \frac{C_{D_1 T_1}^{(ith)}(\theta_S, \theta_{AS}) + C_{D_2 T_2}^{(ith)}(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS+\pi/2}) - C_{D_1 T_2}^{(ith)}(\theta_S, \theta_{AS+\pi/2}) - C_{D_2 T_1}^{(ith)}(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS})}{C_{D_1 T_1}^{(ith)}(\theta_S, \theta_{AS}) + C_{D_2 T_2}^{(ith)}(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS+\pi/2}) + C_{D_1 T_2}^{(ith)}(\theta_S, \theta_{AS+\pi/2}) + C_{D_2 T_1}^{(ith)}(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS})}, \quad (13)$$

式中 $C_{D_1 T_1}^{(ith)}(\theta_S, \theta_{AS})$ 、 $C_{D_2 T_2}^{(ith)}(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS+\pi/2})$ 、 $C_{D_1 T_2}^{(ith)}(\theta_S, \theta_{AS+\pi/2})$ 、 $C_{D_2 T_1}^{(ith)}(\theta_{S+\pi/2}, \theta_{AS})$ 分别表示写读采集通道单光子探测器 D₁-T₁、D₂-T₂、D₂-T₁、D₁-T₂ 间的符合计数。表 2 所示为 $\tau \approx 0.2 \mu s$ 时传统单模纠缠源、六路非复用纠缠源的 Bell 参数，两种类型的纠缠源 Bell 参数值平均水平~2.64。

表 2 传统单模纠缠源、六路非复用纠缠源 Bell 参数测量

Table 2. Measurement of Bell parameters for traditional single channel entanglement source and six-channel nonmultiplexed entanglement source

纠缠源类型	S	$S^{(1th)}$	$S^{(2th)}$	$S^{(3th)}$	$S^{(4th)}$	$S^{(5th)}$	$S^{(6th)}$
Bell 参数 $S/S^{(ith)}$	2.64	2.65	2.61	2.66	2.64	2.62	2.65

基于此我们构建六路时间复用的纠缠源，实验测量了 1 s 内三种不同纠缠源俘获的 Stokes 光子数以及 Stokes 与 anti-Stokes 光子的符合计数，据此计算出各纠缠源的光与原子纠缠产生速率及纠缠光子对产生速率，实验结果如图 3 所示。图 3(a)中黑色正方形、蓝色三角形、红色圆形分别表示传统单模纠缠源、第一路非

复用纠缠源及六路时间复用纠缠源俘获的 Stokes 光子数，绿色实线表示时间复用纠缠源在不同模式数下俘获 Stokes 光子的理论值(由公式 6(c)拟合)。结果表明三种纠缠源光与原子纠缠产生速率 R_S 、 $R_S^{(1th)}$ 、 $R_S^{(6)}$ 分别为 1760/s、1307/s、7780/s，六路时间复用纠缠源相比于传统单模纠缠源光与原子纠缠产生速率提升 4.42 倍，相比于非复用纠缠源光与原子纠缠产生速率提升 5.95 倍，与理论计算结果一致。此外时间复用纠缠源随着模式数 m 增加，光与原子纠缠产生速率呈线性提升。图 3(b)中黑色正方形、蓝色三角形、红色圆形分别表示传统单模纠缠源、第一路非复用纠缠源及六路时间复用纠缠源测量的 Stokes 与 anti-Stokes 光子的符合计数，黑色实线表示时间复用纠缠源不同模式数下 Stokes 与 anti-Stokes 光子符合计数理论值(由公式 10(c)拟合)。结果表明三种纠缠源纠缠光子对产生速率 $C_{D,T}(H/V)$ 、 $C_{D,T}^{(1th)}(H/V)$ 、 $C_{D,T}^{(6)}(H/V)$ 分别为 87/s、68/s、397/s。六路时间复用纠缠源相比于传统单模纠缠源纠缠光子对产生速率提升 4.56 倍，相比于非复用纠缠源光与原子纠缠产生速率提升 5.84 倍，与理论计算结果一致。同理时间复用纠缠源随着模式数 m 增加，光与原子纠缠光子对产生速率呈线性提升。此外定义 m 模式时间复用纠缠源平均读出效率 $\gamma_m \approx \frac{\gamma_{11} + \gamma_{22} + \dots + \gamma_{mm}}{m} \approx \gamma$ ，读出效率基本稳定在 17%。

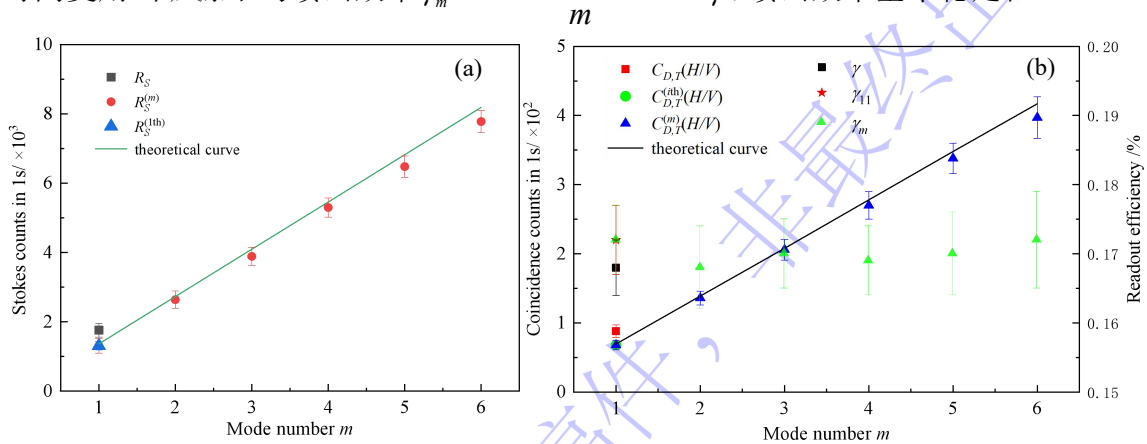


图 3 (a) 不同纠缠源 Stokes 光子数随时间模式数 m 变化关系； (b) Stokes 和 anti-Stokes 光子符合计数和读出效率随时间模式数 m 变化关系

Fig. 3 (a). The measured Stokes photon counts as a function of the mode number m in different entanglement source; (b) The measured Stokes and anti-Stokes photon coincidence counts and readout efficiency as a function of the mode number m in different entanglement source.

随后为验证时间复用纠缠源的纠缠质量,我们测量三种纠缠源的 Bell 参数 S 、 $S^{(m=1th)}$ 、 $S^{(6)}$ 与存储时间 τ 变化关系,实验结果如图 4 所示。图中绿色正方形点、红色圆形点、蓝色三角形点分别对应传统单模纠缠源、第一路非复用纠缠源及六路时间复用纠缠源在不同存储时间测量的 Bell 参数 S 、 $S^{(m=1th)}$ 、 $S^{(6)}$, 临界值 Bell 参数 $S=2$ 用黑色虚线表示。从图中看出传统单模纠缠源、第一路非复用纠缠源当 $\tau \approx 0.2\mu s$, $S = 2.64 \pm 0.02$ 、 $S^{(m=1th)} = 2.65 \pm 0.02$ 。随着存储时间增加 Bell 参数值呈现相同的下降趋势,两种纠缠源存储寿命约为 $65\mu s$ 。六路时间复用纠缠源当 $\tau \approx 0.2\mu s$, $S^{(6)} = 2.52 \pm 0.03$, 同理当 $\tau = 55\mu s$, $S^{(6)} = 2.0 \pm 0.03$ 。

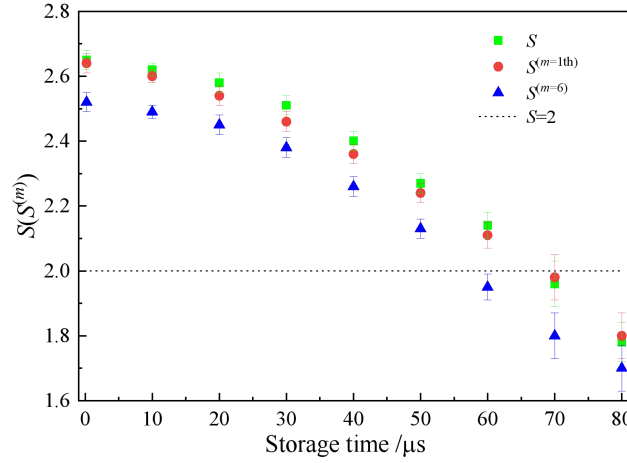


图 4 测量 Bell 参数 S 、 $S^{(m=1th)}$ 、 $S^{(6)}$ 与存储时间 τ 变化关系

Fig. 4. Measurements of the Bell parameter S 、 $S^{(m=1th)}$ 、 $S^{(6)}$ as a function of τ .

传统单模纠缠源与非复用纠缠源当激发率为 $\chi \approx 1\%$ 时 Bell 参数达到约 2.64, 明显高于六路时间复用纠缠源的 Bell 参数 2.52。为阐释该现象实验对时间复用纠缠源在不同时间模式数 m 下的 Bell 参数 $S^{(m)}$ 进行了测量,实验结果如图 5 所示(红色圆点)。 $m=1$ 时 Bell 参数值 $S^{(m=1)} = 2.65 \pm 0.02$, 随着时间模式数 m 增加到 $m=6$ 时 Bell 参数呈线性降低至 $S^{(m=6)} = 2.52 \pm 0.03$ 。这是由于时间复用方案中随着模式数 m 增加,虽然信号光子数线性增长,但背景噪声、模式间串扰、探测器暗计数等噪声项也随之累积,噪声项对 Bell 参数的影响并非与信号同步增长,而是以更快的速率降低纠缠的有效对比度,从而导致了 Bell 参数值 $S^{(m)}$ 的下降。

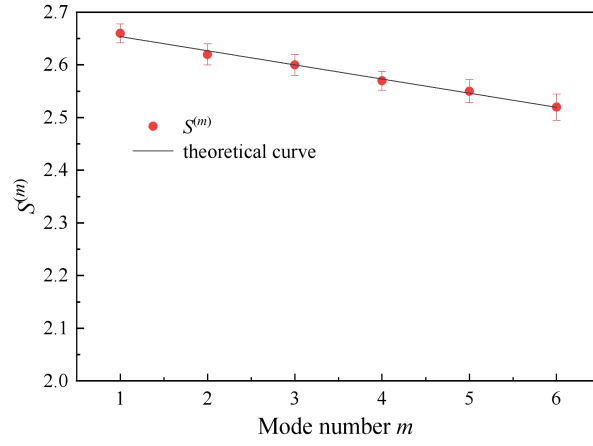


图 5 测量 Bell 参数 $S^{(m)}$ 随时间模式数 m 的变化

Fig. 5. Bell parameter $S^{(m)}$ as a function of the mode number m .

下面简要分析噪声主要来源：时间复用纠缠源中当一系列(共 m 个不同方向)写脉冲作用于原子系综，每一路写脉冲都会概率性的产生 Stokes 光子并存储其对应的自旋波信息。由于单光子探测具有概率性，假设探测到第 i 路写脉冲作用产生的 Stokes 光子，此时原子系综中仍可能存在与其他 $m-1$ 路写脉冲作用所产生且与未被探测到的 Stokes 光子关联的自旋波信息。当第 i 路读光脉冲作用时这些不被期望的自旋波信息同样可能转换成 anti-Stokes 光子沿空间各方向发射(相位不匹配)，因此产生噪声信号，降低系统的纠缠度。为验证上述理论分析的正确性并进一步分析背景噪声的来源，我们设定每次写过程仅有写脉冲 W_1 作用于原子系综(不发射其它写脉冲)，当写采集通道中的单光子探测器 D_1 或 D_2 探测到 Stokes 光子时，则意味着在 $M(t_1)$ 模式存储的自旋波可被预知。此时借助 FPGA 的反馈控制依次分别施加 R_2 - R_6 读光脉冲用以恢复存储的自旋波信号，利用公式 8(b)定义读出效率为

$$\gamma_{1i} = \frac{P_{S(W_1), AS} |_{R_i}}{\eta_{AS} P_{S(W_1)}}, \quad (14)$$

其中 $P_{S(W_1)}$ 表示写光 W_1 作用下测得单个 Stokes 光子的概率， $P_{S(W_1), AS} |_{R_i}$ 则指在读脉冲 R_i 作用下测得的 Stokes 与 anti-Stokes 光子之间的符合概率。 $\gamma_{1i} (i \neq 1)$ 即为背景

噪声，对应于两个自旋波模式(1 和 i)的串扰读出。表 3 所示为测量的读出效率 $\gamma_{ii}(i \neq 1)$ 。由表可知， $\gamma_{11} / \gamma_{ii}$ 比值均超过 60，这表明噪声信号虽存在，但对存储效率几乎没有影响，而对 Bell 参数 S 的影响则不可忽视。

表 3 R_i 读光脉冲恢复 $M(t_i)$ 模式存储自旋波激发的恢复效率

Table 3. Readout efficiency of spin-wave excitation retrieved from $M(t_i)$ mode under the read pulse

R_i						
γ_{1i}	γ_{11}	γ_{12}	γ_{13}	γ_{14}	γ_{15}	γ_{16}
读出效率(%)	16.8	0.28	0.30	0.26	0.30	0.20

4 结 论

我们在冷原子系综演示了一种基于DLCZ存储高速率、可扩展型时间复用的量子存储方案。通过可扩展型脉冲光制备技术及光束变换装置构建具有小尺度、可操控、高稳定性的光学系综，极大降低装置的复杂性，为时间模式数的扩展奠定基础；其次通过优化软件(FPGA程序控制)、光学元器件(声光调制器、传输线路)等操作有效缩减声光调制器的响应时间、光束脉宽与间隔、信号传输延迟等极大的缩短实验周期，提升单模纠缠源的纠缠产生速率，在此基础上实现六路高速率时间复用纠缠源的制备。六路时间复用纠缠源相比于传统单模纠缠源、非复用纠缠源光子-原子纠缠(纠缠光子对)产生速率分别提升4.42(4.56)倍以及5.95(5.84)倍，并伴随有2.52的Bell参数及55 μs 的存储寿命。后续纠缠产生速率的提升可通过两种核心途径实现，一是进一步增加可存储的时间模式数量或缩短实验周期，二是将时间复用技术与空间复用方案融合，两种方式均可有效提升系统的纠缠产生速率。针对本文所提时间复用存储方案的可扩展性能，可从实验装置架构与实验结果特性两个维度展开分析。在实验装置层面，本研究利用光路可逆性原理，仅采用单一声光调制器即可同时生成两路写、读光脉冲结构，有效精简了光路器件配置，节约实验硬件资源并降低系统搭建成本。同时通过优化光束变换装置中

凸透镜与凹透镜的焦距参数，实现了光路空间资源的高效利用。本实验选取透镜焦距分别为 $f_1=300\text{ mm}$ 、 $f_2=-200\text{ mm}$ 。可将入射光束的一维尺寸压缩至原始尺寸的 $2/3$ ，一维缩束倍率为 1.5 ；对应二维光束截面积压缩至原始面积的 $1/2.25$ ，二维缩束倍率为 2.25 。该结构使有限光路空间(0.3° 夹角空间)内的利用效率提升至原有水平的 2.25 倍。后续工作将围绕声光调制器阵列组网、优化光束变换装置的扩(缩)束倍率等参数展开，为高性能时间复用量子存储的实现奠定实验基础。从实验结果的可扩展性角度分析，本时间复用存储方案中时间模式数 $m=1$ 时，Bell参数值为 2.65 ；当模式数提升至 $m=6$ 时，Bell参数降至 2.52 。理论分析表明，该方案最大可实现 30 个时间模式的存储，而系统噪声是限制时间模式扩展的核心因素。为抑制噪声、突破模式数扩容瓶颈，可采用两类优化方案。其一为非对称光子探测通道技术，通过调控Stokes与anti-Stokes光子采集通道的立体角配比实现噪声抑制。理论计算噪声抑制效果与空间立体角配比成线性比例^[19]。其二为光学腔滤波方案，利用驻波腔或环形腔对Stokes光子的共振增强效应，在不增强anti-Stokes光信号的前提下，理论上可将系统噪声降低 $\frac{2F}{\pi}$ 倍，同时使可存储时间模式数量提升 $\frac{2F}{\pi}$ 倍^[20]。本研究方案设计具有操作简单、兼容性强等优点，为量子存储技术的实用化和大规模量子网络的构建提供了重要的理论和技术支持，为未来实现高容量、高速率的量子通信奠定基础。

参考文献：

- [1] Simon C 2017 *Nature Photonics* **11** 678
- [2] Bao X H, Xu X F, Li C M, Yuan Z S, Lu C Y, Pan J W 2012 *Proceedings of the National Academy of Sciences* **109** 20347
- [3] Pirandola S, Eisert J, Weedbrook C, Furusawa A, Braunstein S L 2015 *Nature Photonics* **9** 641
- [4] Walmsley L 2023 *Optica Quantum* **1** 35

- [5] Yin J, Li Y H, Liao S K, Yang M, Cao Y, Zhang L, Ren J G, Cai W Q, Liu W Y, Li S L, Shu R, Huang Y M, Deng L, Li L, Zhang Q, Liu N L, Chen Y A, Lu C Y, Wang X B, Xu F H, Wang J Y, Peng C Z, Ekert A K, Pan J W 2020 *Nature* **582** 501
- [6] Zheng T, Chen Y J, Cheng J, Chen L J, Liu A, Dong C 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 180302 (in Chinese) [郑甜, 陈宇杰, 程锦, 陈兰剑, 刘奥, 东晨 2025 物理学报 **74** 180302]
- [7] Decker T, Gallezot M, Kerstan S F, Paesano A, Ginter A, Wormsbecher W 2025 *NPJ Quantum Information* **11** 140
- [8] Inagaki T, Matsuda N, Tadanaga O, Asobe M, Takesue H 2013 *Opt. Express* **21** 23241
- [9] Abruzzo S, Kampermann H, Bruß D 2014 *Phys. Rev. A* **89** 012301
- [10] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [11] Azuma K, Economou S E, Elkouss D, Hilaire P, Jiang L, Lo H K, Tzitrin I 2023 *Reviews of Modern Physics* **95** 045006
- [12] Wen Y F, Wang S Z, Xu Z X, Li S J, Wang H 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 014204 (in Chinese) [温亚飞, 王圣智, 徐忠孝, 李淑静, 王海 2018 物理学报 **67** 014204]
- [13] Zhou P, Wen Y F, Yuan L, Li Y, Li S J, Wang H 2020 *Acta Sin. Quan. Opt.* **26** 6 (in Chinese) [周湃, 温亚飞, 袁亮, 李雅, 李淑静, 王海 2020 量子光学学报 **26** 6]
- [14] Wang S Z, Wen Y F, Zhang C R, Wang D X, Xu Z X, Li S J, Wang H 2020 *Acta Phys. Sin.* **68** 020301 (in Chinese) [王圣智, 温亚飞, 张常睿, 王登新, 徐忠孝, 李淑静, 王海 2019 物理学报 **68** 020301]
- [15] Yuan H X, Ge W, Tian L, Li S J, Xu Z X, Wang H 2016 *Acta Sin. Quan. Opt.* **22** 235 (in Chinese) [原浩翔, 葛伟, 田龙, 李淑静, 徐忠孝, 王海 2016 量子光学学报 **22** 235]
- [16] Yang S J, Wang X J, Li J, Rui J, Bao X H, Pan J W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 210501.
- [17] Albrecht B, Farrera P, Gonzalvo X F, Cristiani M, De Riedmatten H 2014 *Nat. Commun.* **5** 3376
- [18] Farrera P, Heinze G, De Riedmatten H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 100501
- [19] Li Y, Wen Y F, Wang M J, Liu Chao, Liu H L, Li S J, Xu Z X, Wang H 2022 *Phys. Rev. A* **106** 022610.

- [20] Simon C, De Riedmatten H, Afzelius M 2010 *Phys. Rev. A* **82** 010304
- [21] Wen Y F, Zhou P, Xu Z, Yuan L, Zhang H, Wang S, Wang H 2019 *Phys. Rev. A* **100** 012342
- [22] Li C, Jiang N, Wu Y K, Chang W, Duan L M 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 240504
- [23] Tian L, Xu Z X, Chen L R, Ge W, Yuan H X, Wen Y F, Wang H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 130505
- [24] Wang M J, Jiao H L, Lu J J, Fan W X, Li S J, Wang H 2025 *Optica* **12** 274
- [25] Wen Y F, Zhuang Y Y, Wang Z Q, Gao S H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 180301 (in Chinese) [温亚飞, 庄园园, 王志强, 高士回 2024 物理学报 **73** 180301]
- [26] Jiao H L, Wang M J, Lu J J, Zhou J J, Zhang J R, Li J Y, Wen Y F, Li S J, Wang H 2026 *Optics & Laser Technology* **196** 114693
- [27] Pu Y F, Jiang N, Chang W, Yang H X, Li C, Duan L M 2017 *Nat. Commun.* **8** 15359
- [28] Liu H L, Wang M J, Jiao H L, Lu J J, Fan W X, Li S J, Wang H 2023 *Opt. Express* **31** 7200
- [29] Sun C, Hou Y B, Chen X, Wang T Y, He C Y, Ge Y L, Wen Y F, Li S J, Wang H 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 204001
- [30] Wang M J, Wang S Z, Ma T F, Li Y, Xie Y, Jiao H L, Liu H L, Li S J, Wang H 2023 *Quantum* **7** 903
- [31] Heller L, Farrera P, Heinze G, De Riedmatten H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 210504

Investigation of high-rate scalable temporal-multimode quantum memory*

Wen Ya-fei^{1)2)†} Wang Zhi-qiang¹⁾²⁾ Gao Shi-hui¹⁾ Nie Dan-dan¹⁾²⁾

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

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

Abstract

Quantum interfaces that generate atom-photon (i.e., spin-wave-photon) entanglement are fundamental building blocks for quantum repeaters. Based on the Duan-Lukin-Cirac-Zoller (DLCZ) protocol in atomic ensembles, atom-photon entanglement can be probabilistically generated. The generation rate of entangled pairs is a core parameter that directly impacts the efficiency of quantum repeaters and quantum communication networks. Recent research on quantum repeaters has shown that temporal, spatial, and spectral multiplexing of quantum memories can effectively improve the entanglement generation rate. In this work, we develop a high-rate scalable six-channel temporal-multiplexed entanglement source via substantially increasing the experimental repetition rate and adopting a scalable pulsed-light fabrication technique. On the one hand, we shorten the experimental cycle to increase the repetition rate by optimizing the response time of the acousto-optic modulator (AOM), precisely controlling the pulse width and interval, and reducing signal transmission delays. Specifically, the AOM

response time is reduced to 500 ns, the pulse width to 70 ns, and the pulse interval to 200 ns. On the other hand, we integrate an AOM network with a beam shaping device to realize accurate manipulation of the write pulse train. This structural design improves system compactness, spatial utilization, and stability, facilitating expansion to more time modes. Experimental results demonstrate that compared with conventional single-mode and nonmultiplexed entanglement sources, the generation rates of photon-atom entanglement (entangled photon pairs) are enhanced by factors of 4.42 (4.56) and 5.95 (5.84), respectively. The measured Bell parameter is 2.52, and the storage lifetime reaches 55 μ s. The proposed scheme is cost-effective, highly compatible, and easy to operate. On this basis, further operations such as increasing the number of time modes, suppressing background noise, and implementing multimode multiplexing can be carried out. This work provides effective technical pathways and key experimental support for the construction of practical quantum repeaters and large-scale quantum networks.

Keywords: High-rate, Temporal-multimode memories, Pulsed-light fabrication technology

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 20210302124265), and the Scientific and Technological Programs of Higher Education Institutions in Shanxi, China (Grant No. 2021L441).

These authors contributed equally.

† Corresponding author.E-mail: 18035107438@163.com
The first author.E-mail: 18035107438@163.com