

基于电磁诱导透明的量子多模存储

戚道豪¹⁾ 周延芬¹⁾ 赵兴东¹⁾ 苏柯宇^{1†)}

1) (河南师范大学物理学院, 新乡 453000)

摘要

量子存储器是量子通信和量子网络中的重要器件, 可用于存储量子态并按需读取, 同时保持量子信息的完整性和稳定性. 时间多模量子存储作为一种能够同时存储多个量子态的技术, 对于提升量子通信效率、扩展存储容量具有重要意义. 本文提出了一种基于电磁诱导透明效应的多模量子存储方法, 以原子系综为存储介质, 通过动态调控控制光的拉比频率和控制光关断时间, 实现对光子多脉冲的高效存储与按需读取. 结果表明, 该方法在大光学厚度的原子系综中可以同时实现较高的存储效率和多个存储模式, 其中存储效率至少可达 70% 以上, 在较少模式数时甚至高达 90% 左右. 此外, 还讨论了时间多模存储的模式数受光学厚度的限制, 通过优化介质光学厚度可以进一步提升存储容量和效率. 这种方法有效解决了量子态存储中的容量和灵活性问题, 为量子网络中的信息处理和远距离量子通信提供了新思路和技术支持.

关键词: 量子存储器, 冷原子, 电磁诱导透明, 时间多模量子存储

PACS: 42. 50. Gy; 03. 67. -a; 37. 10. Gh; 42. 50. Ex;

基金: 国家自然科学基金(批准号: 62305104).

† 通信作者. E-mail: sukeyu@htu.edu.cn

第一作者. E-mail: qdh5754592115@163.com

1 引言

量子存储器是一种用于存储量子态并按需读取并且不破坏其携带的信息的器件^[1,2], 它在量子通信^[3]和量子网络^[4,5]中起着关键作用, 特别是在实现量子中继和构建分布式量子网络方面. 在远距离量子通信中, 光子的传输效率会随传输距离呈指数下降, 1998 年 Briegel 等人提出量子中继器方案用来克服量子态传输过程中的退相干问题^[6], 很快人们注意到同样的思路也可以克服远距离传输带来的

光子损耗问题，而量子中继器最核心的器件就是量子存储器^[7,8]。在此基础上 Duan 等人提出了著名的 DLCZ 量子中继方案，并进一步发展出多种改进型量子中继方案^[9-11]。在量子网络中，节点之间的量子态传输与纠缠分发也同样依赖于量子存储器来完成^[12,13]。

量子存储器需要关注的指标主要有高存储效率、长存储寿命、高存储保真度、多模式容量以及大的存储带宽^[14]。在不同的存储方案下，已经实现了存储效率超过 90%^[15]、存储时间超过秒量级^[16]、带宽达到 GHz 的量子存储^[17]。量子存储器的实现离不开具体的存储介质，不同的存储方案及其对应的存储介质在存储时间、存储效率、存储带宽以及存储模式容量等关键性能指标上各具优势。

多模存储能够同时存储多个独立的量子态（时间模、频率模或空间模），在量子网络中，想要提高量子通信性能，多模存储是一个重要的课题。目前时间多模量子存储已经在冷原子系综^[18,19]、稀土掺杂晶体^[20-22]等体系中实现，比如 2019 年，山西大学温亚飞在基于 DLCZ 协议的冷原子系综中制备了 19 个量子关联模式对，每个模式对都由一个量子存储模式和光场时间模式构成^[18]、2024 年电子科技大学周强研究组在 1532 nm 波长实现了多模光子量子存储，他们采用原子频率梳协议在 10 米长的低温冷却掺铒石英光纤中，实现了 1650 个模式的单光子存储^[20]等。本文中的方案和基于 DLCZ 协议的时间多模量子存储相比，不依赖于自发辐射的过程，避免了写入成功概率随模式数增加而下降的问题，同时该方案相比于原子频率梳（AFC）协议中固定回波时间的限制，基于电磁诱导透明（EIT）的方案有着更强读取灵活性。此外，通过动态调控控制光，本文的方案在实现多模存的同时仍然可保持着比较高的存储效率和保真度。

在基于电磁诱导透明效应（EIT）的时间多模量子存储方案中，多模容量、存储效率还有按需读取能力通常不能兼顾。一方面，模式数会受限于原子系综的

光学厚度和透明窗口的宽度. 另一方面, 在多脉冲存储过程中, 不同的模式之间容易发生串扰, 从而导致读取时的存储效率和保真度有所下降. 近年来已有研究开始关注多模量子存储中控制脉冲的优化设计及其抗噪声性能^[23].

针对上面的问题, 本文提出了一种基于电磁诱导透明 (EIT) 的时间多模量子存储方案, 通过动态调控控制光的拉比频率及关断时间, 实现多个时间模式的高效存储和灵活按需读取. 在保证多模存储能力的同时, 该方案仍然可以有着较高的存储效率和保真度.

2 理论模型

在EIT介质中, 强控制光场与探测光场相互作用, 导致介质对探测光的吸收被抑制, 从而实现透明. 在此过程中, 光子与原子的集体激发态相互耦合, 形成暗态极化子^[24]由下面式子表示:

$$\hat{\Psi}(z, t) = \cos \theta(t) \hat{\psi}(z, t) - \sin \theta(t) \sqrt{N} \hat{S}(z, t), \quad (1)$$

$$\text{其中 } \cos \theta = \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_c^2 + g^2 N}}, \sin \theta = \frac{g\sqrt{N}}{\sqrt{\Omega_c^2 + g^2 N}}$$

为光场与自旋波在其中所占的比例系数, 式子中 N 为单位体积原子数, g 为光场与原子耦合常数.

暗态极化子有趣的一个方面是可以通过调节控制光拉比频率 Ω_c 从而改变 θ 的大小来控制暗态极化子中光子与自旋波的含量, 例如调节 θ 从 0 到 $\pi/2$ 时, 光子会全部转化为自旋波, 进而将光子减速并停止. 同样的, 还可以控制自旋波全部转化成光子, 使极化子加速直到真空中光速.

本文章理论模型主要依据 Lukin 等在 2000 发表的文章^[24]建立, 暗态极化子群速度 v_g 减小也就是存储时间 t_d 增加会导致 EIT 透明窗口宽度 $\Delta\omega_r$ 缩小, 所以需要要求光脉冲的频域宽度 $\Delta\omega_p$ 必须要小于透明窗口宽度 $\Delta\omega_r$, 否则会导致光脉冲在传播过程中被介质吸收.

由于光脉冲的频域宽度 $\Delta\omega_p$ 与脉冲时间长度 Δt_p 反比:

$$H = \begin{bmatrix} \hbar\omega_1 & 0 & -\frac{\hbar}{2}\Omega_p^* e^{i\omega_p t} \\ 0 & \hbar\omega_2 & -\frac{\hbar}{2}\Omega_c^* e^{i\omega_c t} \\ -\frac{\hbar}{2}\Omega_p e^{-i\omega_p t} & -\frac{\hbar}{2}\Omega_c e^{-i\omega_c t} & \hbar\omega_3 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

利用 $U = \hbar \begin{pmatrix} \omega_{\Lambda 1} & \cdots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \omega_{\Lambda n} \end{pmatrix} = \hbar \sum_{j=1}^n \omega_{\Lambda j} |j\rangle\langle j|$ 将上式么正变换到相互作用表象

得到有效哈密顿量为:

$$H_{\text{eff}} = \hbar \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\frac{1}{2}\Omega_p^* \\ 0 & -\delta & -\frac{1}{2}\Omega_c^* \\ -\frac{1}{2}\Omega_p & -\frac{1}{2}\Omega_c & -(\Delta_c + \delta) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

考虑退相速率可以做出修正:

$$H_{\text{eff}} = \hbar \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\frac{1}{2}\Omega_p^* \\ 0 & -\delta - \frac{i\Gamma_2}{2} & -\frac{1}{2}\Omega_c^* \\ -\frac{1}{2}\Omega_p & -\frac{1}{2}\Omega_c & -(\Delta_c + \delta) - \frac{i\Gamma_3}{2} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

从而可以根据海森堡反演方程得到三能级体系光学布洛赫方程从而模拟光场在三能级体系下的存储过程:

$$\frac{d\rho_{21}}{dt} = -(\gamma_{21} - i\delta)\rho_{21} + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{31} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{23}, \quad (7)$$

$$\frac{d\rho_{31}}{dt} = -(\gamma_{31}\rho_{31} - i\delta)\rho_{31} + \frac{i}{2}\rho_{21}\Omega_c + \frac{i\Omega_p}{2}, \quad (8)$$

同时再通过慢变包络近似就可以得到光场在介质中传播时的麦克斯韦运动方程:

$$\frac{\partial \Omega_p}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_p}{\partial t} = i\eta\rho_{31}, \quad (9)$$

上述三个方程可以描述光场在原子介质中的传播过程，通过设定随时间变化的控制光的波形以及开断情况，我们可以数值计算出多个脉冲存储进原子系综时的光场传播情况。

3 数值计算结果

通过式 (7)、(8)、以及 (9) 三个式子就可以模拟多个光场在原子系综当中的传输情况, 我们输入的脉冲为高斯波形, 计算时使用的参数为光学厚度 2000, 退相速率 $\Gamma_3 = 2\pi * 6.0666 \text{ MHz}$ 、 $\Gamma_2 = 0.001\Gamma_3$, 拉比频率 10.45 MHz, 控制光关断时长与间隔根据存储效率以及保真度调控. 数值计算中选取了较大的光学厚度 ($OD = 2000$), 主要用于展示所提出协议在理想条件下的性能上限及多模存储潜力.

本文提出的时间多模量子存储协议基于电磁诱导透明效应实现. 在控制光开启的条件下, 多个时间上分离的信号光脉冲依次进入原子介质, 并以暗态极化子的形式在介质中传播. 通过对控制光拉比频率进行动态调控, 信号光脉冲在介质中被有效转化, 不同时间模式的脉冲分别映射到原子系综的不同空间区域. 随后, 通过重新开启控制光并控制其开启时刻, 可实现对不同的时间模式的按需读取.

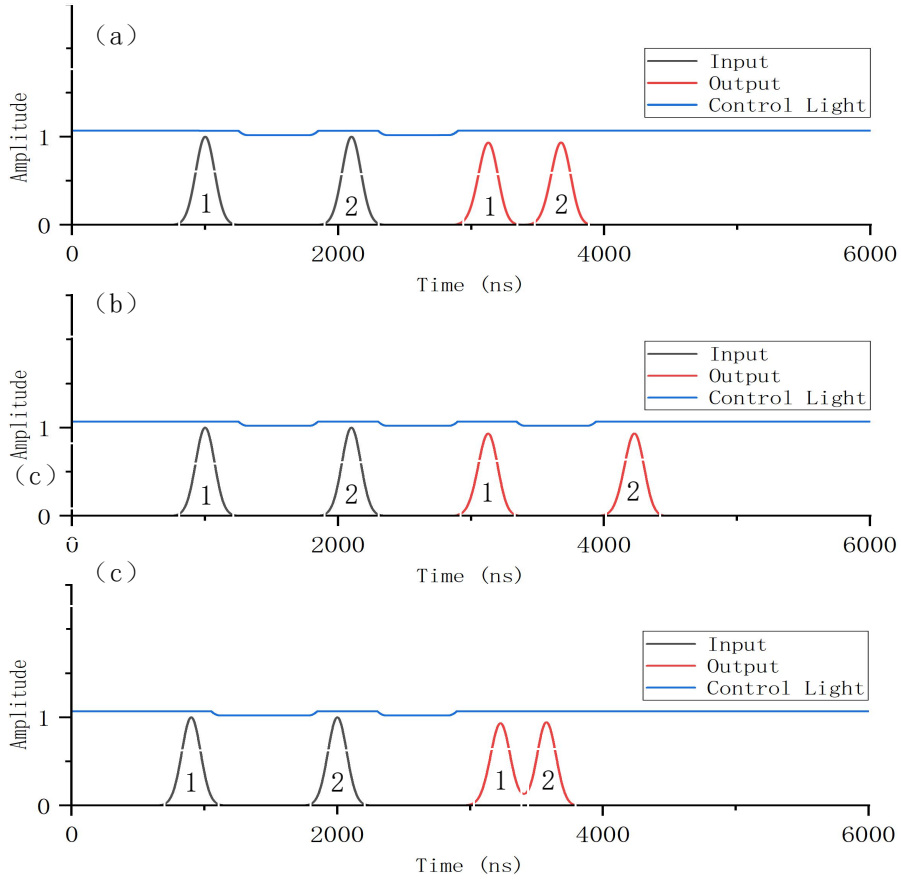


图 3.1 随机时间间隔两脉冲 EIT 存储读取示意图，黑色为入射脉冲，红色为读出脉冲，蓝色代表控制光关断情况，高电平为打开，低电平为关断。

Figure 3.1 Schematic diagram of EIT storage and retrieval for two pulses with random time intervals. The black line represents the incident pulse, the red line represents the readout pulse, and the blue line indicates the status of the control light, where the high level corresponds to the "on" state and the low level corresponds to the "off" state.

我们对存储的脉冲进行了存储效率以及存储保真度的计算，存储效率定义为读出与存入的光强比值，公式为：

$$\eta = p_{\text{readout}} = \frac{\int |\psi_{\text{out}}(\tau)|^2 d\tau}{\int |\psi_{\text{in}}(\tau)|^2 d\tau}, \quad (10)$$

存储保真度定义为读取后与读取前的波形相似程度，也就是量子态的重合度，公式定义为：

$$F = \frac{|\langle \varphi_{\text{in}} | \varphi_{\text{out}} \rangle|^2}{|\langle \varphi_{\text{in}} | \varphi_{\text{in}} \rangle| |\langle \varphi_{\text{out}} | \varphi_{\text{out}} \rangle|}, \quad (11)$$

图 3.1 (a) 展示了随机时间间隔的两个入射脉冲存储后按设定时间读取的结果，脉冲 1 和 2 的存储效率分别为 90.24% 和 90.38%，保真度为 99.89% 和 99.87%。图

3.1 (b) 展示通过控制光关断时间，实现两个脉冲按需读取，脉冲 1 和 2 的存储效率分别为为 90.24%和 90.21%，保真度为 99.89%和 99.88%。图 3.1 (c) 展示通过调控入射脉冲与控制光的时间间隔，使读出脉冲重合，总存储效率为 90.89%。这说明了该方案不仅具有灵活的读取能力还具备较高的存储效率以及保真度。同时通过多次的理论计算得到了以下关系曲线。

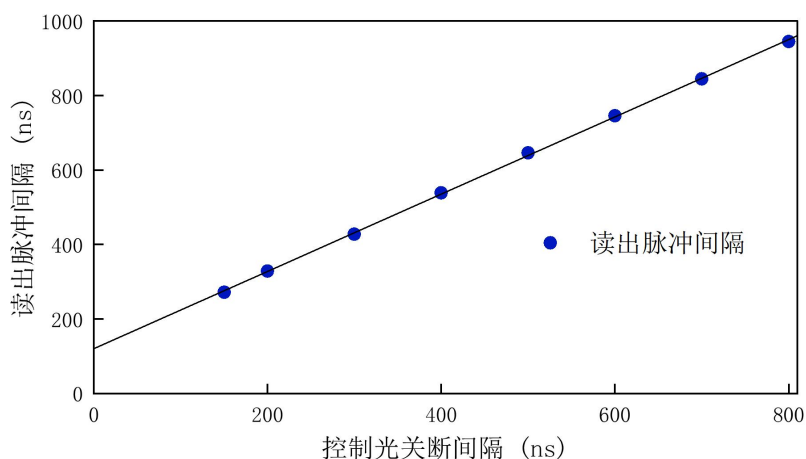


图 3.2 入射脉冲与控制光的时间间隔和读出脉冲间隔的关系曲线

Figure 3.2 The relationship curve between the time interval of the incident pulse and the control light, and the interval of the readout pulse.

通过图 3.2 可以看到随着入射脉冲与控制光的时间间隔减小读出脉冲之间的间隔也会随之线性减小。这表明通过精确调控控制光的时序，可以实现对不同时间模式的脉冲的读取间隔的连续调控，这可以为多模量子存储中的时间同步和信息处理提供更灵活的手段。

最后又进行了存储五脉冲的理论计算，结果如下，参数为光学厚度 2000，退相速率 $\Gamma_3 = 2\pi * 5.57$ MHz、 $\Gamma_2 = 0.001\Gamma_3$ MHz，拉比频率 10.45 MHz。

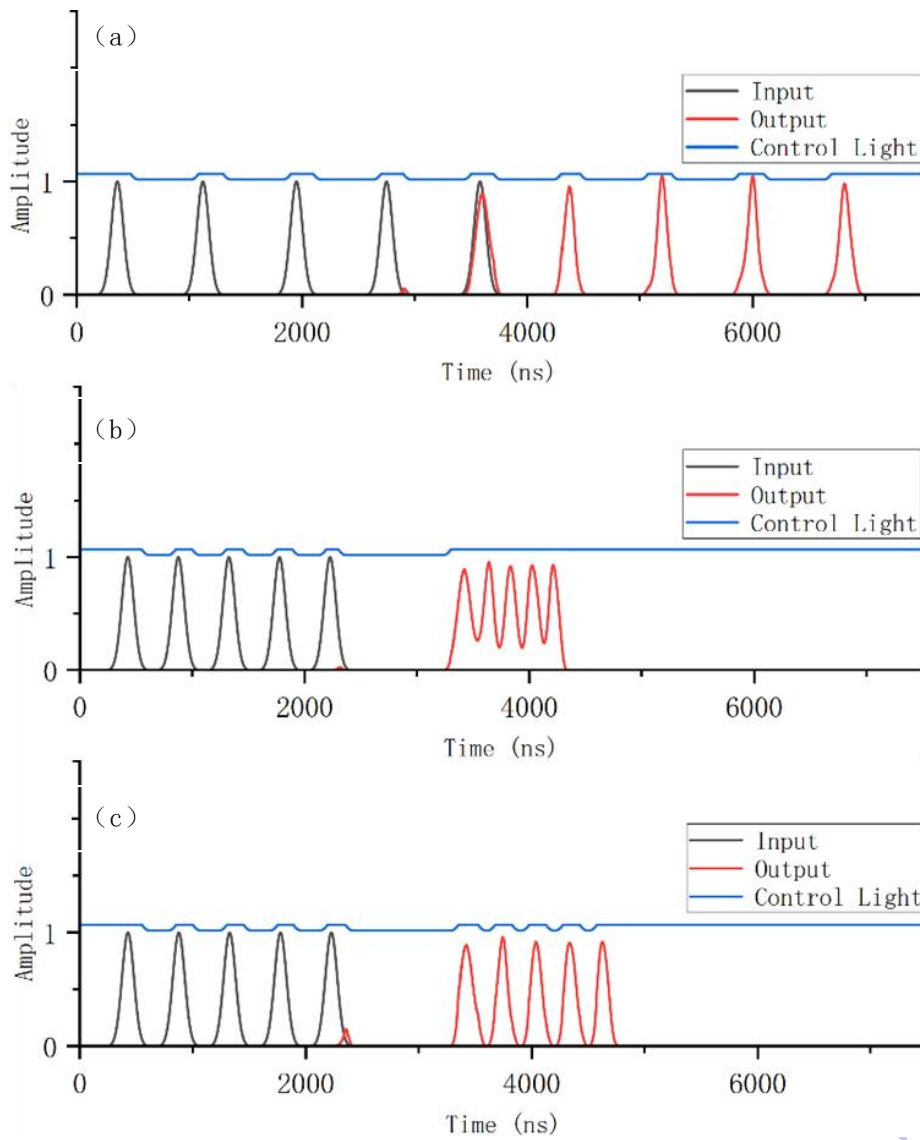


图 3.3 五脉冲存储读取图

Figure 3.3 Storage and retrieval of five pulses.

图 3.3 (a) 中从左至右依次为入射光子 1-5, 读出光子同上, 存储效率依次为 89.96%、77.05%、87.52%、85.51%、85.11%, 保真度依次为: 98.05%、98.66%、98.17%、98.09%、99.49%. 图 3.3 (b) 的存储总效率为 80.51%. 图 3.3 (c) 中从左至右依次为入射光子 1-5, 读出光子同上, 存储效率依次为 87.79%、77.73%、77.99%、81.17%、74.96%, 保真度依次为: 98.80%、98.55%、98.88%、97.45%、95.61%.

通过分析图 3.3 的三幅图, 可得以下结论: 通过调控控制光的关断时长以及控制光与入射脉冲的时间间隔, 可以实现时间多模量子存储. 这种方法能够将

多个光子依次存入介质，并根据预设时间顺序分别读出，实现按需读取功能。以上数值结果表明，通过对控制光拉比频率和时序的合理设计，可以在有限光学厚度条件下实现高效率、高保真度的时间多模量子存储，且模式间串扰对整体存储性能的影响较小。这种灵活的调控机制为高效多模量子存储和信息处理提供了理论支持和技术实现的可能性。同时还计算了 2000 OD 的条件下最多可以存储 10 个不同的时间模式数，模式数再增就会导致不同模式之间的串扰比较严重难以分开。理论分析表明，在当前实验可实现的光学厚度条件例如 OD 在 800-1500 时，该方案仍可实现有限但可观的时间多模存储能力及较高存储效率。目前冷原子系统通过磁子能级制备、时间与空间暗线磁光阱和压缩磁场等技术可以达到上千的 OD。

4 结 论

本文提出了一种基于电磁诱导透明效应 (EIT) 的时间多模量子存储方法，利用大光学厚度的冷原子系综作为介质，并通过数值计算研究了该方法的高效性和可行性。研究表明，通过调控控制光的拉比频率与关断时长以及控制光与入射脉冲间的时间间隔，可以实现对光子时间模式的灵活控制，包括随机时间间隔光脉冲序列的顺序存储与按需读取。仿真结果显示，该方法在保持超过70%的高存储效率和99%的高保真度的同时，能够实现多个光子脉冲的依次存储与读取。本文的多模量子存储模型利用了入射的单脉冲仅占据部分原子介质空间的特点，为剩余空间的光子存储提供了可能性，从而实现了存储容量的显著提高。这种基于光学厚度优化的时间多模量子存储技术，为量子网络中高效的信息存储与处理提供了重要的理论基础和实践路径。

参考文献

[1] Lvovsky A I, Sanders B C, Tittel W 2009 *Nat. Photonics* **3** 706

[2] Hedges M P, Longdell J J, Li Y, Sellars M J 2010 *Nature* **465** 1052

- [3] Gisin N, Thew R 2007 *Nat. Photonics* **1** 165
- [4] Simon C 2017 *Nat. Photonics* **11** 678
- [5] Dür W, Lamprecht R, Heusler S 2017 *Eur. J. Phys.* **38** 043001
- [6] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [7] Simon C, de Riedmatten H, Afzelius M, Sangouard N, Zbinden H, Gisin N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 190503
- [8] Bussières F, Sangouard N, Afzelius M, de Riedmatten H, Simon C, Tittel W 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 1519
- [9] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [10] Jiang L, Taylor J M, Lukin M D 2007 *Phys. Rev. A* **76** 012301
- [11] Zhao B, Chen Z B, Chen Y A, Schmiedmayer J, Pan J W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 240502
- [12] Kimble H J 2008 *Nature* **453** 102
- [13] Chou C W, Laurat J, Deng H, Choi K S, de Riedmatten H, Felinto D, Kimble H J 2007 *Science* **316** 1316
- [14] Wang Y F, Zhou Y, Wang Y, Yan H, Zhu S L 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 206701 (in Chinese) [王云飞, 周颖, 王英, 颜辉, 朱诗亮 2023 物理学报 **72** 206701]
- [15] Wang Y F, Li J F, Zhang S C, Su K Y, Zhou Y R, Liao K Y, Du S W, Yan H, Zhu S L 2019 *Nat. Photonics* **13** 346
- [16] Longdell J J, Fraval E, Sellars M J, Manson N B 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 063601
- [17] K ubler H, Shaffer J P, Baluktsian T, L ow R, Pfau T 2010 *Nat. Photonics* **4** 112
- [18] Wen Y, Zhou P, Xu Z, Yuan L, Zhang H, Wang S, Tian L, Li S, Wang H 2019 *Phys. Rev. A* **100** 012342
- [19] Heller L, Farrera P, Heinze G, de Riedmatten H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 210504
- [20] Wei S H, Jing B, Zhang X Y, Liao J Y, Li H, You L X, Wang Z, Wang Y, Deng G W, Song H Z, Oblak D, Guo G C, Zhou Q 2024 *npj Quantum Inf.* **10** 19
- [21] Tiranov A, Strassmann P C, Lavoie J, Brunner N, Huber M, Verma V B, Nam S W, Mirin R P, Lita A E, Marsili F, Afzelius M, Bussières F, Gisin N 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 240506
- [22] Businger M, Nicolas L, Mejjia T S, Ferrier A, Goldner P, Afzelius M 2022 *Nat. Commun.* **13** 6438
- [23] Gong B, Tu T, Guo A L, Zhu L T, Li C F 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 044201
- [24] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [25] Fleischhauer M, Lukin M D 2002 *Phys. Rev. A* **65** 022314

Quantum multi-mode storage based on electromagnetically induced transparency

Daohao Qi¹⁾ Yanfen Zhou¹⁾ Xingdong Zhao¹⁾ Keyu Su¹⁾ †

Abstract

Quantum memory is a key enabling component for quantum communication and large-scale quantum networks, as it allows for the storage and on-demand retrieval of quantum states while preserving their coherence and fidelity. In particular, time-multimode quantum storage, which enables the simultaneous storage of multiple temporal modes, plays a crucial role in improving communication rates and expanding storage capacity. In this work, we propose a high-efficiency time-multimode quantum storage scheme based on electromagnetically induced transparency (EIT) in cold atomic ensembles. By dynamically tailoring the Rabi frequency of the control field and optimizing the switching-off process of the control field, the storage and retrieval processes of multi-pulse photons are coherently controlled. A theoretical model is developed to systematically analyze the storage performance under large optical depth conditions. The results show that the proposed scheme can simultaneously achieve high storage efficiency and large multimode capacity. Specifically, the storage efficiency exceeds 70% for multiple temporal modes and can reach up to $\sim 90\%$ in the few-mode regime. Furthermore, we quantitatively reveal that the number of accessible temporal modes is fundamentally limited by the optical depth, and demonstrate that both storage capacity and efficiency can be significantly improved through optimization of the medium parameters. These results provide an effective approach to overcoming the trade-off between storage capacity and efficiency in quantum memory, and offer a promising route toward high-throughput quantum information processing and long-distance quantum communication.

Keywords: Quantum memory, cold atoms, electromagnetically induced transparency (EIT),

Multi-mode quantum storage.

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62305104).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: sukeyu@htu.edu.cn

The first author. E-mail: qdh5754592115@163.com