

冷原子系综中两正交光场偏振模高效率存储的实验研究

温亚飞 王圣智 徐忠孝 李淑静 王海

Highly-efficient optical storage of two orthogonal polarization modes in a cold atom ensemble

Wen Ya-Fei Wang Sheng-Zhi Xu Zhong-Xiao Li Shu-Jing Wang Hai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 014204 (2018) DOI: 10.7498/aps.20171217

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171217>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I1>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于电磁诱导透明机制的压缩光场量子存储](#)

Analysis of electromagnetically induced transparency based on quantum memory of squeezed state of light

物理学报.2017, 66(7): 074201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074201>

[回音壁微腔光力系统的相干控制与完全相干透射](#)

Coherent control of whispering-gallery-mode optomechanical microresonators and perfect transparency

物理学报.2016, 65(21): 214204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214204>

[基于自发辐射相干实现光学前驱动场](#)

Optical precursors via spontaneously generated coherence

物理学报.2016, 65(10): 104201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104201>

[相干布居数拍频信号与基态超精细子能级相干性关系的研究](#)

Study on the relationship between coherent population beating signal and the coherence of ground-state hyperfine sublevels

物理学报.2015, 64(13): 134203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134203>

[微波场作用下三能级原子系统的无反转光放大](#)

Amplification without population inversion in tree-level system driven by an additional microwave field

物理学报.2015, 64(6): 064205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064205>

# 冷原子系综中两正交光场偏振模高效率存储的实验研究\*

温亚飞 王圣智 徐忠孝<sup>†</sup> 李淑静 王海

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2017年5月27日收到; 2017年10月10日收到修改稿)

高效率光量子信息存储是可扩展光量子信息处理的一个重要工具. 本文对一个冷原子系综中两正交光场偏振模的高效率存储进行了实验研究. 通过在雪茄型冷原子系统上施加一个中等强度的磁场, 消除了原子 Zeeman 子能级的简并性, 从而使磁敏感自旋波从电磁感应透明系统中被移出, 由此完成了两正交光场偏振模高效率、长寿命的量子存储. 实验测量了两偏振模存储效率与存储时间以及实验重复频率的关系, 结果表明, 随着重复频率的增加, 存储效率逐渐降低, 在 10 Hz 时, 测量得到两偏振模存储效率为 30%, 同时存储寿命达到 3 ms. 测量结果为偏振纠缠在冷原子系统中的存储提供了重要的实验基础.

**关键词:** 高效率, 长寿命, 电磁感应透明

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.-p, 03.67.-a

**DOI:** 10.7498/aps.67.20171217

## 1 引言

量子网络通讯由于其几乎绝对的安全性而成为研究的重点, 但是受限于量子通道传输中的损耗以及退相干效应, 所以直接的量子通信几乎是不可能完成的. 为实现远距离的量子通信<sup>[1-3]</sup>, Briegel 等<sup>[4]</sup>提出了量子中继的办法, 将通信双方之间的量子通道分为若干部子信道, 在通信的过程中首先建立每个子信道的最大纠缠态<sup>[5]</sup>, 然后通过相邻子信道之间的纠缠交换实现远距离的通信端之间量子通信, 由于每个子信道之间最大纠缠态的产生是随机的, 几乎不可能同时得到多个子信道之间的最大纠缠态, 在这个过程中可以应用量子存储对纠缠态进行保存, 将已经得到的纠缠态进行存储, 重复这个过程直到所有信道都达到最大纠缠态后, 将所有节点的信号同时读出便可以达到多个子信道

之间的最大纠缠态, 极大地提高量子中继的成功概率, 这就需要建立起可以进行长寿命和高效率的量子存储节点. 近些年来许多小组在理论和实验上对提高信号光存储效率以及存储寿命的方法进行了深入研究, 通过增加原子介质的光学厚度<sup>[6-8]</sup>, 优化光脉冲的形状<sup>[9]</sup>或将原子介质置于光学腔<sup>[10,11]</sup>等方法可以提高光存储效率. 通过增加自旋波长度<sup>[12,13]</sup>、降低原子温度以及利用光晶格局限原子的随机运动<sup>[14]</sup>的办法延长退相干时间来提高光存储寿命. 在冷原子系综中, 通过电磁感应透明 (EIT) 动力学过程<sup>[15-17]</sup>可以实现量子信息在光场和原子之间的可逆传递, 实现量子信息的存储与释放<sup>[18]</sup>. 然而目前大多数实验只是测量单一偏振状态下的存储效率与存储寿命, 2011 年杜胜望小组<sup>[19]</sup>利用 EIT 存储在单一偏振模中得到 50% 的存储效率, 2013 年余怡德小组<sup>[20]</sup>在高光学厚度的

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0301402)、国家自然科学基金 (批准号: 11475109, 11274211)、国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 11604191)、山西省应用基础研究计划 (批准号: 201601D202007) 和山西省“1331 工程”重点学科建设计划经费 (批准号: 1331KSC) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: xuzhongxiao@sxu.edu.cn

冷原子系综中, 在单一偏振模式下利用 EIT 光脉冲存储得到 78% 的存储效率, 但是寿命仅达到 98  $\mu\text{s}$ . 2016 年, Buchler 小组在高光学厚度的冷原子系综中通过梯度回声存储方案<sup>[21]</sup> 已经实现了单偏振模式的长寿命和高效率存储. 而对于光偏振量子 qubit 的存储, 我们研究组在 2013 年利用 EIT 效应实现了长寿命(ms) 和高保真度的存储, 但是由于原子系综光学厚度较低导致存储效率只有 8%<sup>[13]</sup>. 在长寿命的存储前提下两正交偏振模式的存储效率仍需要进一步提高.

本文研究两正交光场偏振模式存储, 量子比特信息可以被编码在光子的偏振态上, 任意偏振态可以分解为两个正交光偏振的组合, 如果能够实现两正交光场偏振模式存储, 便可以实现任意偏振态 qubit 的存储. 为了实现该存储, 实验上通过在原子系综上施加一个 13.5 G 的磁场, 选择对称的实验能级分别得到两个正交偏振模的存储, 由于磁场的作用两个正交偏振模均被存储在两个磁不敏感的自旋波上, 这两个自旋波不易受外界磁场的影响, 从而能够得到寿命较长的两偏振正交模的存储. 两正交模式在原子系综内存储时彼此独立但是空间不分离, 这两正交模式在原子系综中可以进行任意偏振的选择并保持相位关系稳定, 两正交模式的存储效率和寿命相同, 是任意偏振模高保真度存储的基础. 在此基础上通过使用信号光与写读光共线的方法进一步增加自旋波波长, 同时通过增加冷却光光斑, 选用合适的矩形反向亥姆霍兹线圈以及使用压缩磁场从而获得光学厚度较大的雪茄型原子系综, 通过以上实验操作实现了两正交光场偏振模式高效率长寿命的存储.

本文研究了正交光场偏振模式的存储效率与存储时间以及实验重复频率(单位时间内进行存储释放研究次数)之间的关系. 实验结果表明: 当实验重复频率为 10 Hz 时两偏振模的存储效率达到 30%, 存储寿命达到 3 ms. 并且随着重复频率的增加, 存储效率呈现指数形式衰减变化. 测量结果为实现偏振纠缠光子存储以及量子中继提供了实验基础.

## 2 实验能级及其实验装置

实验能级如图 1(a) 和图 1(b) 所示, 其中  $|a\rangle$  :  $|5^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ ,  $|b\rangle$  :  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ ,  $|e\rangle$  :

$|5^2P_{1/2}, F' = 1\rangle$ , 首先通过线偏抽运光将原子制备在基态的两个 Zeeman 子能级  $|a_{m=1}\rangle$  和  $|a_{m=-1}\rangle$  上, 信号光和写读光分别共振于  $|a\rangle \leftrightarrow |e\rangle$  和  $|b\rangle \leftrightarrow |e\rangle$  上, 满足 Zeeman 非简并情况下  $|a\rangle \leftrightarrow |b\rangle$  的双光子共振, 由于实验中磁场的影响, 磁敏感(magnetic-field-sensitive, MFS) 自旋波不再满足双光子共振条件而不能形成, 只能形成磁不敏感(magnetic-field-insensitive, MFI) 自旋波  $|a_{m=1}\rangle - |e_{m=0}\rangle - |b_{m=-1}\rangle$  和  $|a_{m=-1}\rangle - |e_{m=0}\rangle - |b_{m=1}\rangle$ , 如图 1(a) 和图 1(b) 所示. 图 1(a) 中信号光为右旋圆偏振光, 写读光为左旋圆偏振光, 图 1(b) 中信号光为左旋圆偏振光, 写读光为右旋圆偏振光.

实验装置如图 1(c) 所示, 信号光频率锁定到  $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{1/2}, F' = 1$ , 光功率为 20  $\mu\text{W}$ , 光斑直径为 1 mm. 写读光频率锁定到  $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{1/2}, F' = 1$  上, 光功率为 10 mW, 光斑直径为 1 mm. 为了增加自旋波波长, 信号光和写读光通过 50/50 的二合一的光纤耦合器后, 经过  $\lambda/4$  玻片以正交的偏振(若信号光右旋圆偏振光, 写读光左旋圆偏振光)沿量子化轴方向作用于原子<sup>[22]</sup>. 线偏抽运光其频率锁定到  $|5^2S_{1/2}, F = 1, m = 0\rangle \rightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 0, m = 0\rangle$  的共振跃迁线上, 光功率 1 mW, 光斑直径为 20 mm, 垂直于量子化轴方向作用于原子. 读出信号经由标准具组成的滤波系统对写读光进行滤波后, 由 C5331 探测器进行探测.

实验的存储介质是磁光阱(MOT)系统载入的  $87\text{Rb}$  冷原子团, 其中冷却光频率工作在  $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$  负失谐 18.3 MHz 处, 每束光功率 25 mW, 光斑直径为 4.8 cm, 再抽运光频率锁定在  $5S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 1$  的共振跃迁线上, 功率为 13 mW. 磁场由一对长宽比为 2.3 : 1 的矩形反向亥姆霍兹线圈产生, 线圈 25 匝电流强度为 30 A 得到一个长轴方向梯度为 1.4 G/cm, 短轴方向为 10 G/cm 的反向亥姆霍兹磁场. 通过在反向亥姆霍兹线圈上施加压缩磁场来增加原子团的密度, 得到冷原子长轴方向的光学厚度为 12, 原子数约为  $10^{10}$  个, 冷原子空间尺寸为  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ . 载入冷原子后, 一个时长为 0.5 ms 的偏振梯度冷却过程被作用到冷原子云上, 使其温度下降到 200  $\mu\text{K}$  左右.

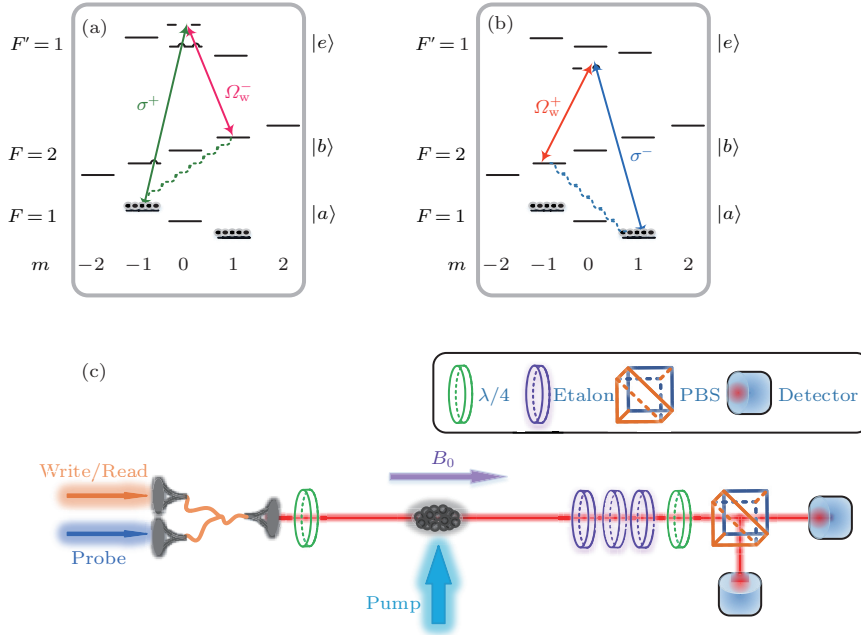


图1 实验能级图和实验装置图 (a) 和 (b) 表示在中等强度磁场 ( $B_0 = 13.5$  G) 作用下左旋和右旋圆偏振信号光的  $\Lambda$  型 EIT 存储示意图,  $\sigma^+$  和  $\sigma^-$  分别为右旋和左旋圆偏振信号光场,  $\Omega_w^+$  和  $\Omega_w^-$  分别为右旋和左旋圆偏振耦合光场; (c) 为实验装置图,  $\lambda/4$  为四分之一波片, Etalon 为滤波器, PBS 为偏振分束镜

Fig. 1. Overview of the experiment: (a) and (b) Depict the  $\Lambda$ -type EIT systems for the storage of the right-circularly and left-circularly polarized signal in a moderate magnetic field ( $B_0 = 13.5$  G), respectively,  $\sigma^+$  and  $\sigma^-$  denote right-circularly and left-circularly polarized signal light fields,  $\Omega_w^+$  and  $\Omega_w^-$  denote right-circularly and left-circularly polarized coupling light fields, respectively; (c) experiment setup,  $\lambda/4$ , quarter-wave plate; etalon: F-P etalon; PBS, polarization beam splitter.

实验时序图如图 2 所示, 利用 NI-6713 和 NI-6542 时序卡发出 TTL 信号来控制磁场和激光的开关, 实验重复周期  $T$  由  $\tau_M$  和  $\tau_S$  两部分组成, 其中  $\tau_M$  和  $\tau_S$  分别是冷原子的载入时间和磁光阱关断进行实验时间. 冷原子载入后关断 MOT 经过  $\tau_d$  时间 (磁场关断后至平稳所用时间) 产生 13.5 G 稳定的量子化轴, 1.2 ms 后开启抽运光和写读光 (脉宽为 5  $\mu$ s) 将原子制备到  $5S_{1/2}, F = 1, m = \pm 1$  态上, 之后通过 EIT 的动力学过程将信号光脉冲 (脉宽 80 ns) 以自旋波的形式存储到冷原子系综中, 经过  $\Delta t$  的存储时间后, 再次打开写读光 (脉冲 1  $\mu$ s) 将自旋波转化光脉冲释放出来.

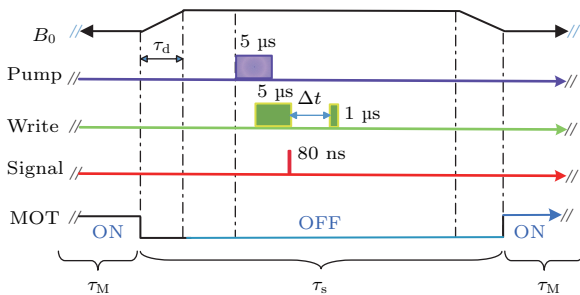


图2 实验时序图

Fig. 2. Time sequence of an experiment cycle.

重复频率定义为

$$F = \frac{1}{T} = \frac{1}{\tau_M + \tau_S}, \quad (1)$$

实验中  $\tau_S$  保持不变, 通过改变原子载入时间  $\tau_M$  来改变实验重复频率  $F$ .

### 3 实验结果与分析

冷原子系综的光学厚度 (optical depth, OD) 直接影响光信号的存储效率, 在一定范围内, 改变信号光的失谐量  $\Delta_P$  可以得到冷原子介质相应的透射率, 利用吸收公式  $\frac{I_{out}}{I_0} = \exp\left[\frac{-OD(0)}{1 + 4(\Delta_P/\Gamma)^2}\right]$  拟合上述测量结果后, 就可以得到冷原子共振位置的光学厚度, 其中  $I_0, I_{out}$  分别为输入输出光强度, 原子的自然线宽  $\Gamma$  取 6 MHz,  $\Delta_P$  为信号光的失谐. 图 3 所示为改变信号光失谐时测量原子系综对两偏振模式在共振线附近的透射率, 其中黑色曲线和红色曲线分别对应左旋偏振信号光和右旋偏振信号光吸收拟合曲线, 求得原子系综对左旋偏振和右旋偏振模式的光学厚度为 12.3 和 11.8. 通过  $^{87}\text{Rb}$  数据知 D1 线超精细能级超精细分裂 0.7 MHz/G,

由于实验中施加了 13.5 G 的量子化轴向磁场, 所以导致左右旋的吸收频率相互错开约 20 MHz.

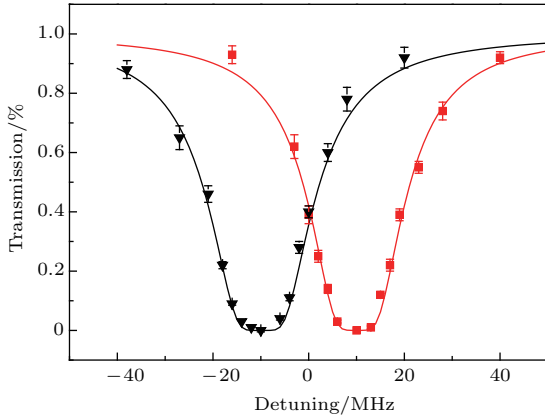


图3 在不同失谐下信号光经过冷原子云的吸收信号  
Fig. 3. The absorption spectrum profiles of right (red) and left (black) polarization signal beam.

接着在 10 Hz 的情况下测量了两正交偏振模存储效率与存储时间的关系, 如图 4 所示. 图中黑线和红线分别为左旋偏振信号光与右旋偏振信号光存储效率与存储时间的实验数据以及拟合公式为  $R_e(\Delta t) = R_{e0} e^{-\Delta t/\tau_1}$  得到的拟合曲线. 从图中可以看出, 在初始存储时刻 (0.2  $\mu\text{s}$ ) 两偏振模存储效率为 30%, 两偏振正交模存储效率随存储时间呈指数形式衰减, 拟合得到两偏振正交模存储寿命分别为 3.1 ms 和 3 ms. 这是因为随着存储时间的增长, MOT 中原子团的热运动使得与读光场作用的原子数减少, 从而存储效率以及存储寿命将会随之降低. 实验中当信号光为左旋圆偏振光时, 读出信号同样为左旋圆偏振, 很少有右旋圆偏振信号的读出, 证明系统具有优秀的保偏功能.

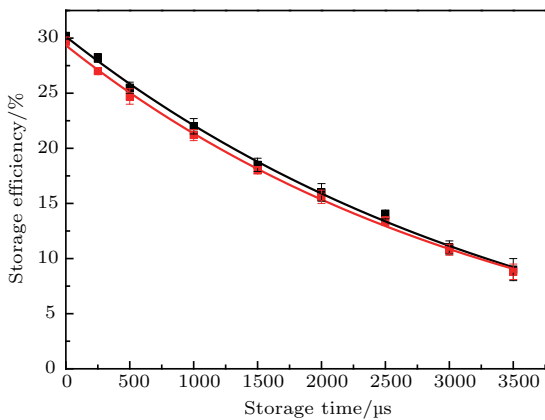


图4 两正交光场偏振模存储效率随存储时间的变化  
Fig. 4. The measured storage efficiencies of right (red) and left (black) polarization signal as the function of the storage time.

进行纠缠存储或者量子计算时都需要周期性的脉冲, 脉冲时间越长, 消相干效应越明显, 所以我们选取合适的重复频率进行实验. 我们测量了两正交偏振模存储效率与实验重复频率  $F$  之间的关系. 在测量的过程中, 保持  $\tau_S = 8.5$  ms 不变, 通过改变  $\tau_M$  来改变重复频率  $F$  的大小, 实验中存储效率在 0.2  $\mu\text{s}$  取值. 实验结果如图 5 所示, 图中黑线和红线分别为左旋偏振信号光与右旋偏振信号光存储效率与重复频率的测量数据. 从图中可以看出, 随着重复频率  $F$  的增加, 两偏振信号光场的存储效率逐渐降低, 当重复频率达到 50 Hz 时, 存储效率是 1 Hz 时的 65% 以上. 对此结果给出如下解释: 将 MOT 系综中载入的冷原子数目表示为  $n(\tau_M) = n_{ss}(1 - e^{-\tau_M/T})$  [23], 其中  $T$  为实验周期 ( $T = \tau_M + \tau_S$ ),  $n_{ss} \propto d^2$  是磁场平稳后磁光阱俘获的原子数目,  $d$  为冷却光的光斑直径. 因为原子的  $OD$  与冷原子数目  $n(\tau_M)$  成正比, 因此  $OD$  的大小可以表示为  $O_d(\tau_M) = O_{d0}(1 - e^{-\tau_M/\tau_c})$ , 这里  $O_{d0} \propto n_{ss} \propto d^2$ . 从这个关系式可以看出,  $OD$  随着重复频率的增加存储效率降低. 如果我们在高重复频率下仍然有很高的存储效率, 需要通过增加  $OD$  大小的方法来达到实验目的.

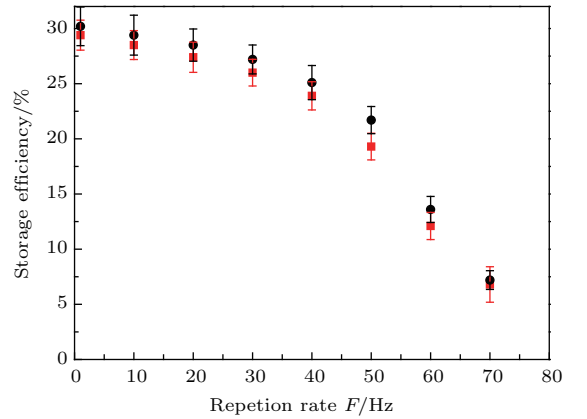


图5 两正交光场偏振模存储效率随重复频率的变化  
Fig. 5. The measured storage efficiencies of right (red) and left (black) polarization signal as the function of the repetition rate  $F$ .

## 4 讨论

在  $\Lambda$ -类型的 EIT 存储过程 (以图 1 (a) 为例) 用暗态极子理论 [24-26] 来对存储效率进行分析

$$\begin{aligned} \hat{\Psi}^+(z, t) \\ = \cos \vartheta \hat{\varepsilon}_{\text{in}}^+(z, t) - \sin \vartheta \sqrt{N} \hat{S}_{-1,1}^-(z, t), \end{aligned} \quad (2)$$

这里,  $\vartheta$  角定义为  $\tan \vartheta(t) = g\sqrt{N}/|\Omega_{C-}(t)|$ ,  $\Omega_{C-}(t)$  是写读光左旋分量的拉比频率, 绝热关断写光,  $\sigma^+$  极化信号光场,  $\hat{\varepsilon}_{\text{in}}^+(z, t)$  将会惟一地存储在磁不敏感态自旋波  $\hat{S}_{-1,1}(z, t)$ . 表示为

$$\hat{S}_{-1,1}(z, t_1) \propto \sqrt{\eta_{\text{w}}}\hat{\varepsilon}_{\text{in}}^+(z - z_{01}, 0), \quad (3)$$

这里  $z_{01} = \int_0^{t_1} c \cos^2 \vartheta(t) dt$ ,  $\eta_{\text{w}}$  是信号光的写效率 ( $t = 0$  时刻自旋波极子数与入射光子数之比), 在存储的过程中, 影响寿命的主要因素是原子的热运动和非均匀的 Zeeman 展宽, 由于原子的热运动导致的存储寿命为  $\tau_{\text{D}}$  [24], 由于非均匀 Zeeman 展宽的限制导致自旋波  $\hat{S}_{-1,1}(z, t)$  的存储寿命  $\tau_1^z$  [27]. 考虑到两个退相干机制和拉莫尔进动, 经过一个存储时间  $t$  后, 自旋波将演变为

$$\begin{aligned} \hat{S}_{-1,1}(z, t) \propto \sqrt{\eta_{\text{w}}}\hat{\varepsilon}_{\text{in}}^+(z - z_{01}, 0) \\ \times e^{-\frac{t}{2\tau_1^z} - \frac{t}{2\tau_{\text{D}}} - i\omega_{-1,1}t}, \end{aligned} \quad (4)$$

这里  $\omega_{-1,1}$  是自旋波  $\hat{S}_{-1,1}(z, t)$  的拉莫尔频率. 在  $t$  时刻打开读光, 自旋波极子将会被映射到信号光场  $\hat{\varepsilon}_{\text{out}}^+(t)$  上:

$$\begin{aligned} \hat{\varepsilon}_{\text{out}}^+(z, t) \propto \sqrt{\eta_{\text{r}}}\hat{S}_{-1,1}(z, t) \\ \propto \sqrt{\eta_{\text{w}}\eta_{\text{r}}}\hat{\varepsilon}_{\text{P}}^{\text{in}}(z - z_0, 0) e^{\frac{-t}{2\tau_1^z} - i\omega_{-1,1}t} e^{-\frac{t}{2\tau_{\text{D}}}}, \end{aligned} \quad (5)$$

这里,  $\eta_{\text{r}}$  是读出效率 ( $t$  时刻恢复的光子数与自旋波的数量之比), 因此得到存储效率的表达方程为

$$\begin{aligned} R_e^+(t) &= R_{e0} \left| e^{\frac{-t}{2\tau_1^z} - i\omega_{-1,1}t} \right|^2 e^{-\frac{t}{\tau_{\text{D}}}} \\ &= R_{e0} e^{-\frac{t}{\tau_1^z}} e^{-\frac{t}{\tau_{\text{D}}}} \\ &= R_{e0} e^{-\frac{t}{\tau_1}}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中,  $\tau_1 = \frac{\tau_{\text{D}}\tau_1^z}{\tau_{\text{D}} + \tau_1^z}$  是受到原子的热运动和 Zeeman 展宽限制的总存储寿命. 因为实验能级的对称, 以上所述分析同样适用于求  $\sigma^-$  极化光场的存储效率, 所以得到

$$R_e(t) = R_{e0} e^{-\frac{t}{\tau_{\pm 1}}} e^{-\frac{t}{\tau_{\text{D}}}} = R_{e0} e^{-\frac{t}{\tau_1}}, \quad (7)$$

其中  $R_{e0} = \eta_{\text{w}}\eta_{\text{r}}$  是  $t = 0$  时刻的存储效率. 式中由于能级对称, 所以理论计算得到在 Zeeman 非简并情况下, 两偏振正交模存储效率和存储寿命应完全对称, 且呈指数衰减. 但是实验中由于态制备效果的影响, 导致原子的两基态原子布居数不完全相同, 从而导致两正交偏振模存储效率不完全一致.

## 5 结 论

在  $^{87}\text{Rb}$  冷原子介质中通过 EIT 动力学过程进行了信号光两正交光场偏振模存储与释放的测量, 在不同的时间延迟下测量了两正交光场偏振模存储效率与存储时间的关系, 当重复频率为 10 Hz 时, 两偏振模的存储效率达到 30%, 存储寿命为 3 ms. 同时在初始存储时间 (0.2  $\mu\text{s}$ ) 下测量了存储效率与重复频率  $F$  的关系, 重复频率为 50 Hz 时, 存储效率依然有 1 Hz 时的 65% 以上. 实验结果表明, 系统改造后磁光阱俘获的冷原子系综的光学厚度基本上已经可以满足量子存储的要求, 但是该冷原子系统还可以进一步优化, 通过优化磁场线圈, 采用压缩磁场, 以及暗磁光阱技术来进一步增加原子的 OD 以便于获得更高存储效率及其更长存储寿命的冷原子系统, 为后续在冷原子系综内开展偏振纠缠光子对的存储、实现多原子系综的量子纠缠和量子中继提供基础.

## 参考文献

- [1] Fanchini F F, Hornos J E M, Napolitano R D J 2007 *Phys. Rev. A* **75** 022329
- [2] Sangouard N, Simon C, Miná J, Zbinden H, de Riedmatten H, Gisin N 2007 *Phys. Rev. A* **76** 050301
- [3] Sangouard N, Simon C, Zhao B, Chen Y A, de Riedmatten H, Pan J W, Gisin N 2008 *Phys. Rev. A* **77** 062301
- [4] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [5] Jia X J, Su X L, Pan Q, Xie C D, Peng K C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1262 (in Chinese) [贾晓军, 苏晓龙, 潘庆, 谢常德, 彭堃堃 2005 物理学报 **54** 1262]
- [6] 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
- [7] Zhang S, Chen J F, Liu C, Zhou S, Loy M M, Wong G K, Du S 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 073102
- [8] Zhang Z Y, Wu Y L, Xu Z X, Chen L R, Li S J, Wang H 2013 *Acta Sin. Quan. Opt.* **19** 340 (in Chinese) [张志英, 武跃龙, 徐忠孝, 陈力荣, 李淑静, 王海 2013 量子光学学报 **19** 340]
- [9] Novikova I, Phillips N B, Gorshkov A V 2008 *Phys. Rev. A* **78** 021802
- [10] Yang S J, Wang X J, Li J, Rui J, Bao X H, Pan J W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 210501
- [11] 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

- [12] Xu Z X, Chen L Z, Li P, Wen Y F, Wang H 2015 *Acta Sin. Quan. Opt.* **21** 113 (in Chinese) [徐忠孝, 陈力荣, 李萍, 温亚飞, 王海 2015 量子光学学报 **21** 113]
- [13] Xu Z X, Wu Y L, Tian L, Chen L R, Zhang Z Y, Yan Z H, Li S J, Wang H, Xie C D, Peng K C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 240503
- [14] Schnorrberger U, Thompson J D, Trotzky S, Pugatch R, Davidson N, Kühr S 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 033003
- [15] Liu Z D, Wu Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2970 (in Chinese) [刘正东, 武强 2004 物理学报 **53** 2970]
- [16] Sangouard N, Simon C, Riedmatten H, Gisin N 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 33
- [17] Wang B, Li S J, Chang H, Wu H B, Xie C D, Wang H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4136 (in Chinese) [王波, 李淑静, 常宏, 武海斌, 谢长德, 王海 2005 物理学报 **54** 4136]
- [18] Bian C L, Zhu J, Lu J W, Yan J L, Wang Z B, Qu Z Y, Zhang W P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 174207 (in Chinese) [边成玲, 朱江, 陆佳雯, 闫甲璐, 陈丽清, 王增斌, 区泽宇, 张卫平 2013 物理学报 **62** 174207]
- [19] Zhang S C, Zhou S Y, Loy M M T, Wong G K L, Du S W 2011 *Opt. Lett.* **36** 23
- [20] Chen Y H, Lee M J, Wang I C, Du S, Chen Y F, Chen Y C, Yu I A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 083601
- [21] Cho Y W, Campbell G T, Everett J L, Bernu J, Higginbottom D B, Cao M T, Geng J, Robins N P, Lam P K, Buchler B C 2016 *Optica* **3** 100
- [22] 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 *Nature Phys.* **5** 95
- [23] Gibble K E, Kasapi S, Chu S 1992 *Opt. Lett.* **17** 526
- [24] Joshi A, Xiao M 2005 *Phys. Rev. A* **71** 041801
- [25] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [26] Wang H, Li S J, Xu Z X, Zhao X B, Zhang L J, Li J H, Wu Y L, Xie C D, Peng K C, Xiao M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 043815
- [27] Zhao R, Dudin Y O, Jenkins S D, Campbell C J, Matuskevich D N, Kennedy A B 2008 *Nature Phys.* **5** 100

## Highly-efficient optical storage of two orthogonal polarization modes in a cold atom ensemble\*

Wen Ya-Fei Wang Sheng-Zhi Xu Zhong-Xiao<sup>†</sup> Li Shu-Jing Wang Hai

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

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

( Received 27 May 2017; revised manuscript received 10 October 2017 )

### Abstract

Optical quantum memory plays an important role in scaling-up linear optical quantum computations and long-distance quantum communication. For effectively realizing such tasks, a long-lived and highly-efficient quantum memory is needed. The dynamic electromagnetically-induced-transparency (EIT) process can be used for completing an absorptive storage scheme in an atomic ensemble. In such a process, the quantum states of coming single photons can be coherently transformed into spin waves associated with coherences between atomic ground levels via switching off controlling light beam. For storing a single-mode optical signal, a pair of ground levels is involved. While for storing an optical polarization qubit, i.e., two orthogonal polarization modes, the coherence between two pairs of ground levels will be involved. Also, to obtain a high efficiency in the EIT optical storage, the optical-depth of the cold ensemble should be high. For prolonging the coherent time of the spin waves stored in atomic ensemble, decoherence between spin waves due to atomic motion and non-uniform Zeeman shift of ground levels should be effectively suppressed. Recently, a long-lived and highly-efficient

\* Project supported by Key Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2016YFA0301402), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11475109, 11274211), The Young Science Fund of the National Nature Science Foundation of China (Grant No. 11604191), the Applied Basic Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 201601D202007), the Fund for Shanxi "1331 Project" Key Subjects Construction, China (Grant No. 1331KSC).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: xuzhongxiao@sxu.edu.cn

optical quantum memory for single-mode storage in a high-optical-depth cold atom ensemble has been experimentally demonstrated via the gradient echo memory scheme (2016 *Optical* **3** 100). While, for the optical polarization qubit storage, a long lifetime (in ms) and high-fidelity EIT storage experiment has been achieved by our group, but the storage efficiency in the experiment is very low (8%) due to lower optical depth of the cold ensemble (2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 240503). The storage efficiency in long-lived storage of two orthogonal polarization modes still needs further improving. Here in this paper we demonstrate an experiment of long-lived and highly-efficient storage of two optical orthogonal polarization modes in a high optical-depth cold atomic ensemble via dynamic EIT process. For achieving a long lifetime in the storage experiment, we follow the two steps, which are used in our previous work (2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 240503). 1) We make the signal and writing-reading light beams collinearly pass through the cold-atom cloud along the  $z$  direction to suppress the decoherence between the spin waves due to atomic motion. 2) We apply a moderate magnetic field (13.5 G) to the cold-atom ensemble to lift Zeeman degeneracy. So, the magnetic-field-sensitive transitions are removed from EIT system and the two optical orthogonal polarization modes are stored as two magnetic-field-insensitive spin waves. In contrast to our previous experiment, we finish the storage in the high optical-depth cold atomic ensemble. To obtain such a high optical-depth cold atomic ensemble, we expand the diameters of the trapping laser beams and use a pair of rectangular magnetic coils in a magnetic optical trap (MOT) to prepare a cigar-shaped cold atomic ensemble. The MOT magnetic field is further compressed, and then the optical-depth of the cold atomic ensemble increases up to  $\sim 11$  in the present experiment, which allows us to achieve a storage efficiency of 30%, which exceeds the previous value (8%). At an MOT repetition rate of 10 Hz, the measured zero-delay storage efficiencies for the two orthogonal polarization modes are symmetric, which go up to  $\sim 30\%$ . The 1/e-folding lifetimes of the two orthogonal polarization modes rise up to 3 ms. We also measure the dependence of the zero-delay retrieval efficiency on the MOT repetition rate  $F$  and find that the storage efficiency is still more than 20% when the repetition rate  $F$  is 50 Hz. The present results will allow one to achieve a long lifetime and highly-efficient quantum memory for photonic polarization qubit and then find applications in scaling-up linear-optical quantum computations and long-distance quantum communication.

**Keywords:** high efficiency, long lifetime, electromagnetically induced transparency

**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.-p, 03.67.-a

**DOI:** [10.7498/aps.67.20171217](https://doi.org/10.7498/aps.67.20171217)