

光学腔内两正交偏振模振幅和相位的补偿

陈力荣^{1,2}, 李淑静^{1,2†}, 徐忠孝^{1,2}, 王海^{1,2}

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

2. 极端光学协同创新中心 山西大学, 山西 太原 030006)

摘要: 本文开展了光学腔内两正交偏振模振幅和相位补偿的实验研究。通过采用特殊腔型和两个 $\lambda/2$ 波片, 补偿腔内反射镜对水平偏振模和垂直偏振模的反射率差异, 使两个偏振模的输出振幅相等。利用一组 $\lambda/4 - \lambda/2 - \lambda/4$ 波片补偿光学腔内水平偏振模和垂直偏振模的相位差, 使两个模的输出重合。通过上述的振幅和相位补偿方法, 可实现任意偏振光经过环形腔后偏振不变, 为任意偏振比特在腔内冷原子系综中的高效率高保真度存储提供了实验基础。

关键词: 振幅补偿; 相位补偿; 腔内存储

中图分类号: O437; TN248

文献标识码: A

文章编号: 1007-6654(2017)01-0092-07

0 引言

量子存储是量子信息处理的关键技术, 在量子计算^[1,2], 量子中继^[3]和远程量子通讯^[4,5]中发挥着重要作用。目前, 基于光量子比特的量子存储器已经在冷原子系综^[6,7,8]、热原子系综^[9]、低温固体系统^[10]、离子^[11]和单原子系统^[4,12]等实验体系下实现。量子存储器的主要性能指标有存储效率、存储保真度、存储寿命和多模存储能力^[13-16]。基于冷原子系综的量子存储发展迅猛, 在存储效率, 存储寿命等指标上均取得了较好的实验结果^[7,17-23]。2008年, 潘建伟小组将冷原子系综放置在光学腔内进行存储, 获得了73%的存储效率^[23]。该实验利用光学腔的PURCELL效应来增强存储过程中的自旋波与光子转换效率, 从而提高了存储效率。但是此腔仅是单偏振模共

振, 无法实现任意偏振光的腔内量子存储。

在任意偏振量子比特存储实验中, 如果将冷原子团系综放在环形腔中, 通过腔增强效应可以提高存储效率的量子存储。但是环形腔所用到的镜子对不同偏振光的反射率不一致, 从而导致不同偏振光的精细度不同, 进而会导致对水平偏振(H偏振, 其振动方向沿x轴)信号分量和垂直偏振(V偏振, 其振动方向沿y轴)信号分量的存储效率不相同。另外两正交偏振模在环形腔存在一定的相位差, 从光学腔输出的两个偏振分量的幅度和相位差都将影响任意偏振量子态存储的保真度。任意偏振光可看作两相互正交的水平偏振分量和垂直偏振分量的合成。若两正交分量的腔透过率相等, 经过放置冷原子团的腔后相位差不变, 则我们可以在腔内冷原子系统中进行任意偏振光场的高效率存储。为此我们开展了光学腔内两正交

收稿日期: 2016-11-04; 修回日期: 2016-11-22

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(2016YFA0301402); 国家自然科学基金(No. 60821004; 11274211; 10874106); 三晋学者支持计划

作者简介: 陈力荣(1988-), 男, 山西人, 博士研究生, 主要从事量子光学和光与原子相互作用方面的研究。E-mail: chenlirong0106@163.com

†通信作者: 李淑静, E-mail: lishujing@sxu.edu.cn

偏振模振幅和相位补偿的实验研究,通过选用特殊腔型和波片组合,使两正交偏振模在腔内的振幅和相位差得到补偿,为今后任意偏振光在冷原子系综的高效率高保真度存储提供了实验基础。

1 理论分析

图 1 为实验中用到的五镜环形腔。输入腔镜 M_1 为平凹镜,反射率为 85%,曲率半径为 600 mm,输入腔镜和输出腔镜为同一腔镜。其余四个腔镜 M_2, M_3, M_4, M_5 均为 45° 高反镜。入射场中的不同偏振用 $E_{0j} (j=H, V)$ 表示,其中 E_{0H} 表示 H 偏振分量, E_{0V} 表示 V 偏振分量; E_{0rj} 为 E_{0j} 在输入腔镜 M_1 上的反射场; E_{tj} 为腔内光场经过腔镜 M_1 的透射场; E_{rj} 为探测器测得的光场; $E_{1j}, E_{2j}, E_{3j}, E_{4j}, E_{5j}, E_{6j}, E_{7j}, E_{8j}, E_{9j}, E_{10j}$ 分别为腔内不同空间位置的光场。

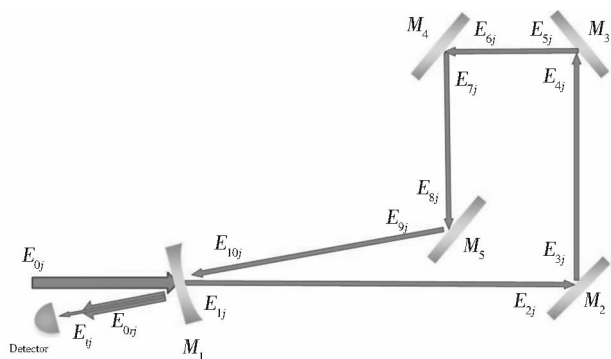


Fig. 1 Schematic diagram of five-mirror ring cavity

图 1 五镜环形腔示意图

根据光场的输入输出条件,存在着如下关系式:

$$\begin{cases} E_{1j} = it_{1j}E_{0j} - r_{1j}E_{10j}e^{i\phi_j} \\ E_{2j} = E_{1j}e^{i\phi_1}, E_{3j} = -r_{2j}E_{2j} \\ E_{4j} = E_{3j}e^{i\phi_2}, E_{5j} = -r_{3j}E_{4j} \\ E_{6j} = E_{5j}e^{i\phi_3}, E_{7j} = -r_{4j}E_{6j} \\ E_{8j} = E_{7j}e^{i\phi_4}, E_{9j} = -r_{5j}E_{8j} \\ E_{10j} = E_{9j}e^{i\phi_5} \\ E_{rj} = E_{0rj} + E_{tj} = -r_{1j}E_{0j}e^{i\phi_j} + it_{1j}E_{10j} \end{cases}, \quad (1)$$

其中, r_{1j}, t_{1j} 分别为输入镜 M_1 的透射系数、反射系数。 $r_{2j}, r_{3j}, r_{4j}, r_{5j}$ 分别为腔镜 M_2, M_3, M_4, M_5 的反射系数。 $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4, \phi_5$ 为光场在腔内传播所带来的相位变化,相位 $\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4 + \phi_5 = \phi = \frac{\omega L}{c}$, ω 为入射激光光场的频率, L 为腔长, c 为光速。

ϕ_j 为在 M_1 上反射波在离开反射点时的相位相对于入射波到达入射点时相位的相位差。

当一束偏振光以小角度打到输入腔镜时(光由光疏介质进入光密介质时),V 偏振光的反射波 E_{0rV} 在离开反射点时的振动方向相对于入射波到达入射点时的振动相差半个周期,即在界面发生了 π 的相位变化, $\phi_V = \pi$ 。而 H 偏振光的反射波 E_{0rH} 在界面没有相位变化, $\phi_H = 0$ 。代入公式(1)可得:

$$\begin{aligned} E_{rj} &= \frac{-r_{1j}e^{i\phi_j} - (r_{1j}^2 e^{2i\phi_j} + 1 - r_{1j}^2)r_{2j}r_{3j}r_{4j}r_{5j}e^{i\phi}}{1 + r_{2j}r_{3j}r_{4j}r_{5j}r_{1j}e^{i\phi}}E_{0j} \\ E_{rH} &= \frac{-r_{2H}r_{3H}r_{4H}r_{5H}e^{i\phi} - r_{1H}}{1 + r_{2H}r_{3H}r_{4H}r_{5H}r_{1H}e^{i\phi}}E_{0H}, \\ E_{rV} &= \frac{r_{1V} - r_{2V}r_{3V}r_{4V}r_{5V}e^{i\phi}}{1 - r_{2V}r_{3V}r_{4V}r_{5V}r_{1V}e^{i\phi}}E_{0V} \end{aligned} \quad (2)$$

我们利用透过率表达式: $T(\phi) = \frac{E_{rj}(\phi)E_{rj}^*(\phi)}{|E_0|^2}$

计算了 H 偏振和 V 偏振分量的透过率随相位 ϕ 的变化,其中 $E_{rj}^*(\phi)$ 为 $E_{rj}(\phi)$ 的复数共轭。计算结果如图 2 所示。其中,入射光的 H 偏振和 V 偏振分量相等, $r_{2H} = r_{3H} = r_{4H} = r_{5H} = \sqrt{0.9993}$, $r_{2V} = r_{3V} = r_{4V} = r_{5V} = \sqrt{0.9995}$ 。从图 2 可以看出等量 H 偏振信号分量和 V 偏振信号分量注入同一个五镜环形腔时,腔镜对不同偏振光的反射率差异导致不同偏振光透射率曲线峰值出现差异。而 V 偏振光的反射波在腔镜 M_1 发生了相位变化,导致 H 偏振模和 V 偏振模两个模的输出不重合。

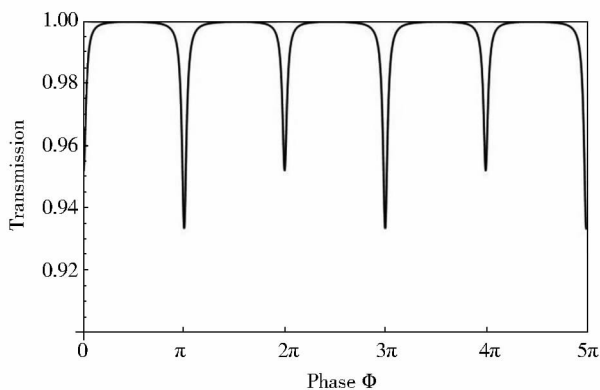


Fig. 2 Transmittance curve as a function of phase

图 2 透射率随相位的变化曲线

2 振幅补偿

由于 45°高反镜对 H 偏振光和 V 偏振光的反射率不同,不同偏振光的腔透过率曲线峰值不一致。如果实现 H 偏振信号分量和 V 偏振信号分量在腔内的总反射率一致,则这两个的振幅得到补偿。应用快轴与 x 轴成 45 度角的 $\lambda/2$ 波片,可将线偏振光的偏振方向旋转 90 度(即 H 偏振信号将变为正交的 V 偏振信号),再应用另一个快轴与 x 轴成 45 度角的 $\lambda/2$ 波片,可将偏振光的偏振方向变为原偏振方向(即 V 偏振信号将变为开始的 H 偏振信号)。在五镜环形腔中,我们可以将 H(V)偏振信号经过一个 $\lambda/2$ 波片变为 V(H)偏振信号,再利用另一个 $\lambda/2$ 波片将 V(H)偏振信号转换回初始 H(V)偏振信号。在这个过程中,若输入光场中 H(V)偏振分量以 H 偏振和 V 偏振经过相同数量的 45 度高反镜,则可以实现输入光场中的 H 偏振和 V 偏振分量在腔内的总反射率一致,振幅得以补偿。如实验装置图 3 所示,一束激光经过偏振分束棱镜(PBS)后变为 H 偏振光。随后经过一个快轴与 x 轴成 22.5 度角的 $\frac{\lambda}{2}$ 波片,以此制备等量的 H 偏振光和 V 偏振光。经过一个 $f=300\text{mm}$ 的透镜(用于五镜环形腔的模式匹配)后,光注入由一个腔镜与四个 45°高反镜组成的五镜环形腔系统。我们通过压电陶瓷(PZT)对腔进行扫描,腔透过率曲线由一个零度高反反射镜反射到探测器中探测得到。为了进行振幅补偿,我们在腔内加入两个 $\frac{\lambda}{2}$ 波片①、②。这两个 $\frac{\lambda}{2}$ 波片的快轴与 x 轴成 45 度角,将线偏振光偏振方向旋转 90 度,变为与之正交的偏振光。如图 3 所示, H 偏振信号分量(V 偏振信号分量)注入五镜环形腔,经过一个 45 度高反镜后,通过一个 45 度角的 $\frac{\lambda}{2}$ 波片变为 V 偏振信号分量(H 偏振信号分量),再经过两个 45 度高反镜,随后通过第二个 45 度角的 $\frac{\lambda}{2}$ 波片后偏振光分量变回原偏振方向 H 偏振信号分量(V 偏振信号分量),然后经过一个 45 度高反镜,从 M_1 透射进行探测。这样, H 偏振信号分量和 V 偏振信号分量均以原偏振方向和与之正交偏振方向经过两个 45 度高反镜,因此 H 偏振信号和 V 偏振

信号的总反射率一致,腔透过率曲线峰值高度也随之一致。可以看出,为了满足振幅补偿条件所用腔内必须有偶数个 45 度高反镜。

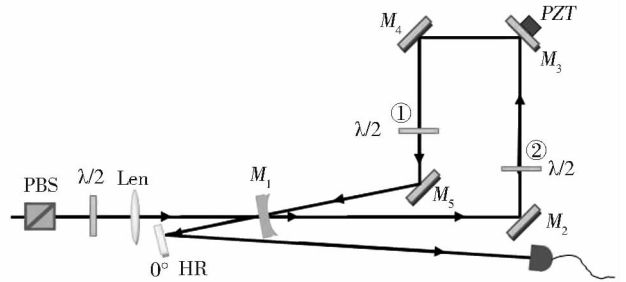


Fig. 3 Experimental setup with amplitude compensation

Where PBS means polarization beam splitter prism, M_1 means the input mirror of cavity, PZT means piezoelectric ceramic transducer

图 3 振幅补偿的光路图。PBS:偏振分束棱镜, Len:透镜, M_1 :腔的输入镜, PZT:压电陶瓷

我们通过扫描腔长测量了 H 偏振和 V 偏振分量的透过曲线。图 4 为未加补偿的透射曲线,图 5 是振幅补偿过的透射曲线。在图 4、图 5 中,靠上的曲线为扫描腔长所用的三角波,靠下的曲线为腔透过率曲线,横轴为扫描时间。比较图 4 和图 5 可以看出,未加补偿时 V 偏振的透过率峰值明显低于 H 偏振透过率峰值。经过振幅补偿后, H 偏振信号和 V 偏振信号腔透过率曲线峰值高度一致,振幅得以补偿。

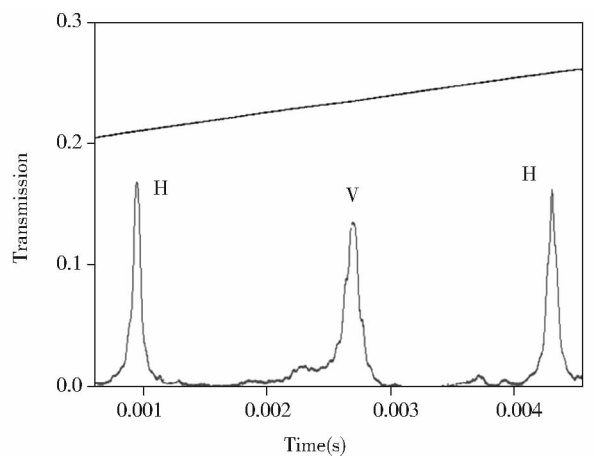


Fig. 4 Transmittance curve of cavity without any compensation

图 4 未加补偿的腔透过率曲线

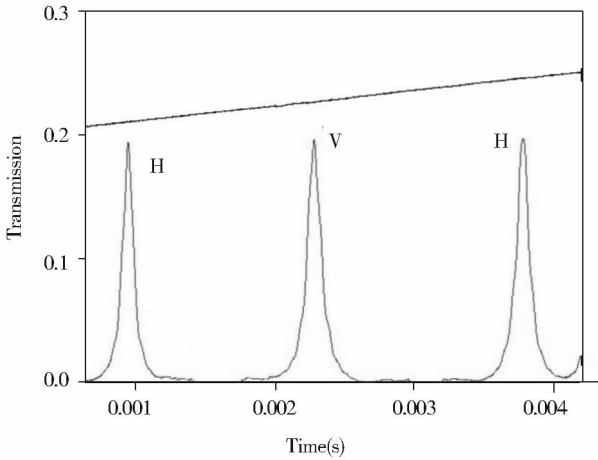


Fig. 5 Transmittance curve of cavity with amplitude compensation
图 5 振幅补偿后的腔透过率曲线

3 相位补偿

由图 2 的理论计算曲线可知, H 偏振模和 V 偏振模两个模的输出不重合, 说明两个模式之间存在相位差。这里我们用一组 $\lambda/4-\lambda/2-\lambda/4$ 波片补偿光学腔内 H 偏振模和 V 偏振模的相位差。

首先我们来推导 $\lambda/4-\lambda/2-\lambda/4$ 波片组的传输函数。

$\lambda/2$ 波片的琼斯矩阵为:

$$A[\theta] = \begin{bmatrix} \cos[\theta] & -\sin[\theta] \\ \sin[\theta] & \cos[\theta] \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos[\theta] & \sin[\theta] \\ -\sin[\theta] & \cos[\theta] \end{bmatrix}$$

其中 θ 为 $\lambda/2$ 波片快轴与 x 轴的夹角。

$\lambda/4$ 波片的琼斯矩阵为:

$$B[\delta] = \begin{bmatrix} \cos[\delta] & -\sin[\delta] \\ \sin[\delta] & \cos[\delta] \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos[\delta] & \sin[\delta] \\ -\sin[\delta] & \cos[\delta] \end{bmatrix}$$

其中 δ 为 $\lambda/4$ 波片快轴与 x 轴的夹角。

如果偏振光初态为 $\begin{bmatrix} e^{i\phi} \\ 1 \end{bmatrix}$, 通过相位补偿波片组,

其琼斯矩阵为:

$$B\left[\frac{\pi}{4}\right] \times A[\theta] \times B\left[\frac{\pi}{4}\right] \times \begin{bmatrix} e^{i\phi} \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i(\phi+4\theta)} \\ 1 \end{bmatrix}$$

表明可通过转 $\lambda/2$ 波片的角度 θ 来补偿任意相位差。

相位补偿光路如图 6 所示。我们在幅度补偿光路的基础上, 加入 $\lambda/4$ 波片③、 $\lambda/2$ 波片④和 $\lambda/4$ 波片⑤来组成 $\lambda/4-\lambda/2-\lambda/4$ 波片组合来进行任意相位的补偿。该组合中的两个 $\lambda/4$ 波片快轴与 x 轴都成 45 度角, 通过调节 $\lambda/2$ 波片快轴与 x 轴的夹角来补偿 H 偏振和 V 偏振的相位差。将 $\lambda/2$ 波片④放置在不同角度上, 我们扫描腔长测量了 H 偏振和 V 偏振的透过曲线, 测量结果如 7 所示。

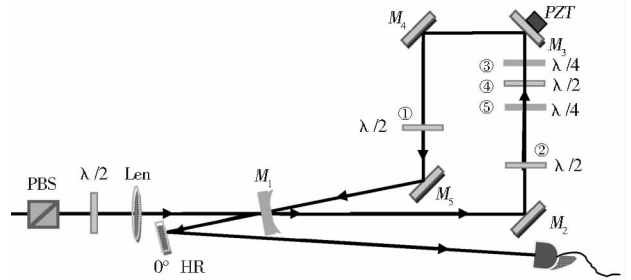


Fig. 6 Experimental setup with amplitude compensation and phase compensation
图 6 振幅和相位补偿的光路图

图 7(a), (b), (c), (d) 中 $\lambda/2$ 波片④快轴与 x 轴夹角分别为 $15^\circ, 35^\circ, 42^\circ, 45^\circ$ 。由一系列腔透过率曲线图可知, 当随 $\lambda/2$ 波片快轴与 x 轴的夹角不断增大时, V 偏振光的腔透过率曲线峰值会向 H 偏振光的腔透过率曲线峰值逐渐靠近, 当 $\lambda/2$ 波片角度达到 45° 时, 可实现 H 偏振光的腔透过率曲线最高点和 V 偏振光的腔透过率曲线最高点在同一位置共振, 从而实现了两正交偏振模相位差的补偿。

4 结论

实验证实, 通过采用特殊腔型和两个 $\lambda/2$ 波片, 我们可以弥补腔内反射镜对 H 偏振模和 V 偏振模反射率差异带来的影响, 使两个正交偏振模的输出振幅相等。再利用一组 $\lambda/4-\lambda/2-\lambda/4$ 波片补偿光学腔内 H 偏振模反射波和 V 偏振模反射波引起的相位差, 使两正交模的输出曲线重合。这种振幅补偿和相位补偿方法, 可实现任意偏振光经过环形腔后偏振保持不变, 为任意偏振比特在腔内冷原子系综中的高效率高保真度存储提供了基础。

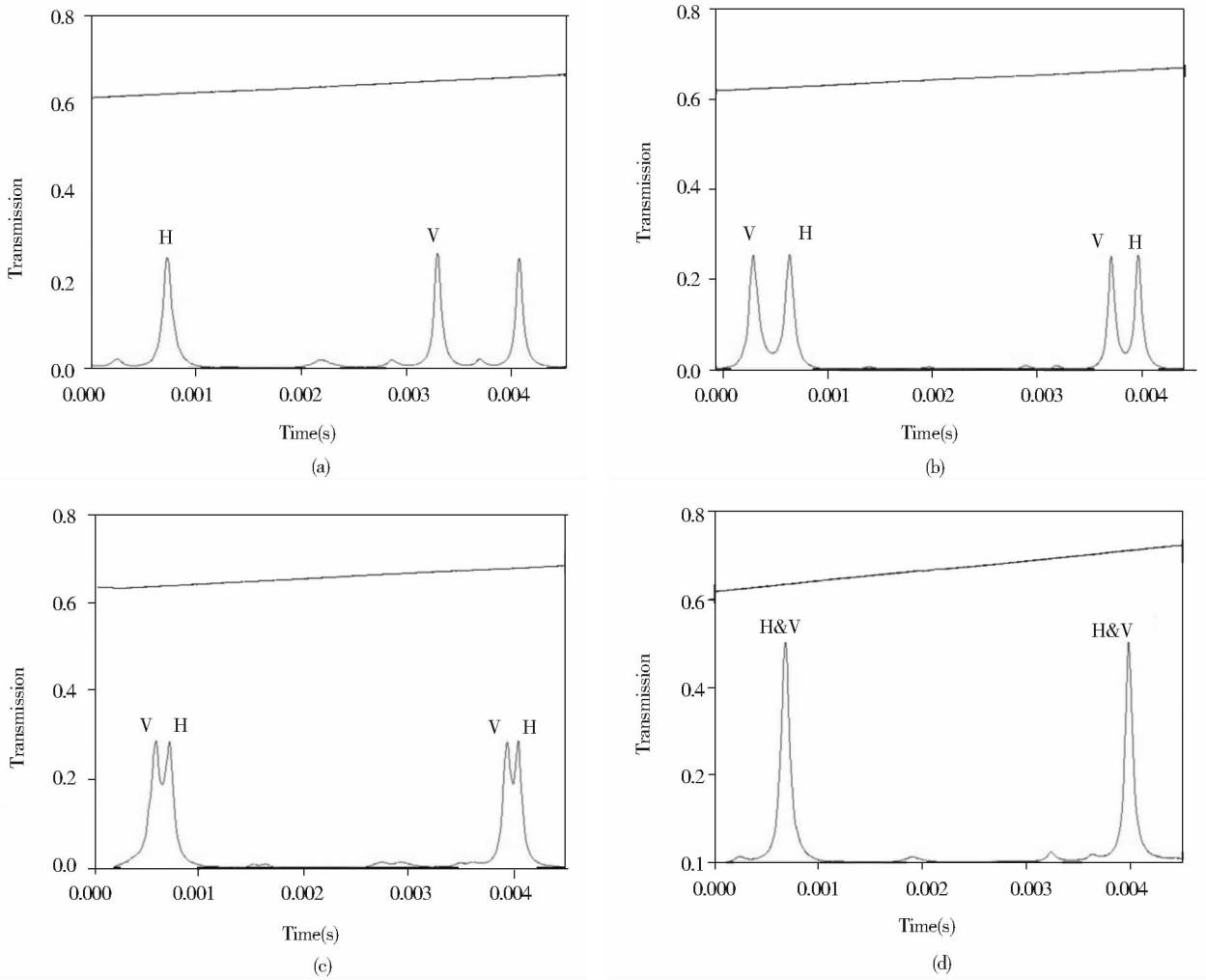


Fig. 7 Variations of transmittance curves with different angle of $\lambda/2$ wave plate when amplitude is compensated and phase is compensating. The half wave plate angle between fast axis and x axis in (a),(b),(c),(d) are $15^\circ, 35^\circ, 42^\circ, 45^\circ$, respectively

图 7 振幅补偿后, 相位补偿时, 不同 $\lambda/2$ 波片角度下的透过率曲线。
(a),(b),(c),(d)中 $\lambda/2$ 波片快轴与 x 轴夹角分别为 $15^\circ, 35^\circ, 42^\circ, 45^\circ$

参考文献:

[1] Browne D E, and Rudolph T. Resource-Efficient Linear Optical Quantum Computation[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, **95**, 010501, DOI:10.1103/Phys Rev Lett. 95. 010501.

[2] Knill E, Laflamme R, and Milburn G J. A Scheme for Efficient Quantum Computation with Linear Optics[J]. *Nature*, 2001, **409**, 46-52.

[3] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, and Zoller P. Quantum Repeaters: The Role of Imperfect Local Operations in Quantum Communication[J]. *Phys Rev Lett*, 1998, **81**, 5932-5935.

[4] Kimble H J. The Quantum Internet[J]. *Nature*, 2008, **453**, 1023-1030, DOI:10.1038/nature 07127.

[5] Duan L-M, Lukin M, Cirac J I, and Zoller P. Long-Distance Quantum Communication with Atomic Ensembles and Linear Optics[J]. *Nature*, 2001, **414**, 413-418.

[6] Sangouard N, Simon C, Riedmatten H de, and Gisin N. Quantum Repeaters Based on Atomic Ensembles and Linear Optics [J]. *Rev Mod Phys*, 2011, **83**, 33-80. DOI:10.1103/Rev Mod Phys. 83. 33.

- [7] Xu Z X, Wu Y L, Tian L, Chen L R, Zhang Z Y, *et al.* Long Lifetime and High-Fidelity Quantum Memory of Photonic Polarization Qubit By Lifting Zeeman Degeneracy[J]. *Phys Rev Lett*, 2013, **111**, 240503. DOI:10.1103/Phys Rev Lett.111.240503.
- [8] Cho Y W, Campbell G T, Everett J L, Bernu J, Higginbottom D B, *et al.* Highly Efficient Optical Quantum Memory with Long Coherence Time in Cold Atoms[J]. *Optica*, 2016, **3**, 100-107. DOI:10.1364/optica.3.000100.
- [9] Eisaman M D, Andre A, Massou F, Fleischhauer M, Zibrov A S, *et al.* Electromagnetically Induced Transparency with Tunable Single-photon Pulses[J]. *Nature*, 2005, **438**, 837-841. DOI:10.1038/nature 04327.
- [10] Riedmatten H de, Afzelius M, Staudt M U, Simon C, and Gisin N. A Solid-State Light-matter Interface at the Single-Photon Level[J]. *Nature*, 2008, **456**, 773-777. DOI:10.1038/nature 07607.
- [11] Duan L M, and Monroe C. Colloquium: Quantum Networks with Trapped ions[J]. *Rev Mod Phys*, 2010, **82**, 1209-1224. DOI:10.1103/Rev Mod Phys.82.1209.
- [12] Specht H P, Nolleke C, Reiserer A, Uphoff M, Figueroa E, *et al.* A Single-Atom Quantum Memory[J]. *Nature*, 2011, **473**, 190-193. DOI:10.1038/nature 09997.
- [13] Chen L, Xu Z, Zeng W, Wen Y, Li S, *et al.* Controllably Releasing Long-lived Quantum Memory for Photonic Polarization Qubit into Multiple Spatially-Separate Photonic Channels[J]. *Sci Rep*, 2016, **6**, 33959. DOI:10.1038/srep33959.
- [14] Bussieres F, Sangouard N, Afzelius M, Riedmatten H D, Simon C, *et al.* Prospective Applications of Optical Quantum Memories[J]. *J. Mod. Opt.* 2013, **60**, 1519-1530.
- [15] Lvovsky A I, Sanders B C, and Tittel W. Optical Quantum Memory[J]. *Nature Photonics*, 2009, **3**, 706-714. DOI:10.1038/nphoton 2009.231.
- [16] Simon C, Afzelius M, Appel J, Giroday A B de la, Dewhurst S J, *et al.* Quantum Memories[J]. *The European Physical Journal D*, 2010, **58**, 1-22. DOI:10.1140/epjd/e2010-00103-y.
- [17] Zhao R, Dudin Y O, Jenkins S D, Campbell C J, Matsukevich D N, *et al.* Long-Lived Quantum Memory[J]. *Nat. Phys*, 2008, **5**, 100-104. DOI:10.1038/nphys 1152.
- [18] Zhao B, Chen Y A, Bao X H, Strassel T, Chuu C S, *et al.* A Millisecond Quantum Memory for Scalable Quantum Networks[J]. *Nat. Phys*, 2008, **5**, 95-99. DOI:10.1038/nphys 1153.
- [19] Zhang H, Jin X-M, Yang J, Dai H-N, Yang S-J, *et al.* Preparation and Storage of Frequency-Uncorrelated Entangled Photons From Cavity-Enhanced Spontaneous Parametric Downconversion[J]. *Nature Photonics*, 2011, **5**, 628-632. DOI:10.1038/nophoton.2011.213.
- [20] Dudin Y O, Li L, and Kuzmich A. Light Storage on the Time Scale of a Minute[J]. *Phys Rev A*, 2013, **87**, 031801. DOI:10.1103/Phys Rev A.87.031801.
- [21] Dudin Y O, Radnaev A G, Zhao R, Blumoff J Z, Kennedy T A, *et al.* Entanglement of Light-Shift Compensated Atomic Spin waves with Telecom Light[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, **105**, 260502. DOI:10.1103/Phys Rev Lett.105.26050.
- [22] Dai H N, Zhang H, Yang S J, Zhao T M, Rui J, *et al.* Holographic Storage of Biphoton Entanglement[J]. *Phys Rev Lett*, 2012, **108**, 210501. DOI:10.1103/Phys Rev Lett.108.210501.
- [23] Bao X H, Reingruber A, Dietrich P, Rui J, Dück A, *et al.* Efficient and Long-Lived Quantum Memory with Cold Atoms Inside a Ring Cavity[J]. *Nat. Phys.* 2012, **8**, 517-521. DOI:10.1038/nphys 2324.

The Amplitude Compensation and Phase Compensation of Two Orthogonal Polarization Models in Optical Cavity

CHEN Li-rong^{1,2}, LI Shu-jing^{1,2}, XU Zhong-xiao^{1,2}, WANG Hai^{1,2}

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

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

Abstract: This paper reports the amplitude compensation and phase compensation of two orthogonal polarization models in optical cavity simultaneously. With a special designed cavity and two half wave plates, the reflectivity difference between the two orthogonal polarization models was compensated and the output peak value of two orthogonal polarization models was equal. The phase difference between two orthogonal polarization models in optical cavity was compensated to zero when using a $\lambda/4 - \lambda/2 - \lambda/4$ wave plates sequence and two orthogonal polarization models resonated with the cavity simultaneously. By performing amplitude compensation and phase compensation, the polarization of cavity input can be remained after through the cavity. This work provides an experimental foundation for high efficiency and fidelity quantum memory of arbitrary polarization qubits with cold atoms inside optical cavity.

Key words: amplitude compensation; phase compensation; quantum memory inside optical cavity