

双光子失谐对慢光和光存储影响的实验研究

闫研 李淑静 田龙 王海

Experimental study of the effects of two-photon detuning on slow light and light memory

Yan Yan Li Shu-Jing Tian Long Wang Hai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 014205 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.014205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于量子相干控制吸收的准 Λ 型四能级原子局域化研究

Study on atomic localization of Λ -type quasi-four level atoms based on absorption with quantum coherent control

物理学报.2015, 64(13): 134204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.134204>

量子相空间分布函数与压缩相干态表示间的变换关系

Transform relations between squeezed coherent state representation and quantum phase space distribution functions

物理学报.2015, 64(2): 024207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024207>

飞秒激光脉冲整形技术及其应用

Femtosecond pulse shaping technology and its applications

物理学报.2014, 63(18): 184201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184201>

二能级原子与多模光场简并多光子共振相互作用系统中量子保真度的演化特性

Evolution of the quantum fidelity in a system of multimode light field interacting resonantly with a two-level atom through degenerate multi-photon process

物理学报.2014, 63(18): 184203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.184203>

利用冷原子系综制备窄线宽三光子频率纠缠态

Generation of narrowband triphoton frequency-entangled states via cold-atom ensembles

物理学报.2014, 63(14): 144203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.144203>

双光子失谐对慢光和光存储影响的实验研究*

闫研 李淑静[†] 田龙 王海

(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)

(2015年7月2日收到; 2015年8月19日收到修改稿)

利用电磁感应透明(EIT)效应在⁸⁷Rb热原子气室中进行了慢光和光存储的实验研究, 在单光子红失谐650 MHz处测量了双光子失谐对光脉冲延迟和光存储的影响. 结果表明: 在双光子失谐0—0.5 MHz范围内存在显著的光脉冲延迟和光存储恢复信号, 其慢光波形与理论计算结果基本相符; 而恢复光脉冲信号随着双光子失谐的变化出现形变, 这是由于多个EIT子系统之间的干涉引起的. 这一研究结果为连续变量光场在热原子系综中的存储提供了实验参考.

关键词: 电磁感应透明, 慢光, 光存储, 双光子失谐

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

DOI: 10.7498/aps.65.014205

1 引言

光场量子态存储是远程量子通信中构建量子中继器的基础, 也是量子计算的必要组成部分. 电磁感应透明(EIT)效应是一种将光场存储在原子系综中的有效手段. EIT效应使原本吸收的介质在原子共振处出现透明窗口, 在这个窗口内, 折射率剧烈变化, 光脉冲的群速度被显著减慢, 可以将空间弥散很长的光脉冲压缩到原子介质中. 2000年, Fleischhauer和Lukin^[1]提出了基于EIT的存储方案. 利用EIT动力学过程, 绝热的关断、开启耦合光, 可以将光场转化为原子自旋极化或将原子自旋极化转化为光场, 实现光场在原子系综中的存储和释放, 并且在存储和释放过程中光场量子态的非经典特性被保护. 近年来由于其量子信息方面巨大的应用潜力, 利用EIT效应进行光减速和光存储成为国际上量子光学领域的研究热点. 1999年, 哈佛大学Hau等^[2]在超冷原子中利用EIT将相干光脉冲的群速度减慢到17 m/s; 2001年, Hau小组^[3]和Walsworth小组^[4]分别在冷原子和热原

子中实现了相干光场的存储. 之后, 在提高存储效率方面人们开展了很多研究工作, 通过优化脉冲形状^[5]、提高光学厚度^[6]、正向或反向读出^[7]等方法来提高存储效率. 近几年, 研究者的目光逐渐聚焦到量子态光场在原子系综中的传播和存储特性上^[8-13]. 2006年, 澳大利亚Lam小组^[8]在实验上测量了连续变量光场在EIT介质中慢光传播的噪声特性; 2008年, 他们又在理论上研究了连续变量光场存储过程中的额外噪声^[9], 研究结果发现在EIT共振条件下, 慢光传播和光存储过程都会引进大的额外噪声. 2008年, 日本Honda等^[10]和加拿大Lvovsky小组^[11]分别在冷原子和热原子系综中进行了真空压缩态存储.

到目前为止, 实现高保真度的连续变量光场存储依然是一个挑战. 在Lvovsky小组压缩态光场的存储实验中, 输入的真空压缩态压缩度为1.86 dB, 存储恢复光场的压缩度仅有0.21 dB. 连续变量光场存储过程中的保真度取决于两方面: 一方面是存储恢复效率, 连续变量对损耗非常敏感, 获得高的存储恢复效率是实现高保真度存储的一个关键, 在基于EIT效应的存储方案中, 高的光学厚度有利于

* 国家自然科学基金(批准号: 11475109, 11274211, 60821004)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: lishujing@sxu.edu.cn

提高存储恢复效率^[6],但是过高的光学厚度会带来一些别的不希望的效应,如四波混频^[14],所以在热原子的存储过程中光学厚度(气室温度)不宜太高,本实验中原子气室的温度选择为65 °C;另一个影响保真度的因素是存储过程中引进的额外噪声,在EIT单光子共振或双光子共振条件下会产生大的额外噪声,而大的单光子失谐^[15]和合适的双光子失谐^[9,11]可以显著降低额外噪声,但同时存储效率也会降低.在实际存储过程中,我们需选择合适的实验参数,平衡存储恢复效率和额外噪声这两个因素,进而提高连续变量光场存储的保真度.

本文在热的⁸⁷Rb原子系综中基于EIT效应进行了慢光和光存储的实验研究,测量了双光子失谐对光脉冲延迟和光存储的影响.在热原子系综中,由于多普勒展宽效应的存在,在GHz量级的单光子失谐范围内,有明显的光脉冲延迟^[16]和存储恢复信号^[17].存在最佳单光子失谐点使存储恢复效率最大,正是为了获得较高的恢复效率,在这个实验中单光子失谐取为650 MHz.在能级 $5P_{1/2}$, $F' = 1$ 的上面还存在一个超精细能级 $5P_{1/2}$, $F' = 2$,为了避免 $5P_{1/2}$, $F' = 2$ 对实验结果的影响,单光子失谐取为红失谐650 MHz.实验结果表明,在双光子失谐0—0.5 MHz范围内存在显著的光脉冲延迟和光存储恢复信号,随着双光子失谐的增加,光脉冲延迟逐渐减小,而存储恢复信号则出现了形变.我们用三能级EIT模型进行了理论计算,发现理论计算的慢光波形和实验结果基本相符,而单个三能级EIT模型不能解释存储恢复信号的形变,多个EIT子系统间的干涉是导致恢复脉冲产生形变的主要原因.最后在实验上测量了双光子失谐0.48 MHz时存储效率随耦合光功率的变化,在最佳耦合功率处存储恢复效率达到25%.这个研究结果将为连续变量光场在原子系综中的存储提供实验参考.

2 实验装置与结果

实验采用的能级结构如图1中插图所示,在⁸⁷Rb原子D1线选择超精细能级 $5S_{1/2}$, $F = 1$ 和 $5S_{1/2}$, $F = 2$ 作为两个基态 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$, $5P_{1/2}$, $F' = 1$ 作为激发态 $|e\rangle$,两个基态之间相差6.8 GHz.探针光作用于 $|a\rangle$ — $|e\rangle$ 的跃迁,耦合光作用于 $|b\rangle$ — $|e\rangle$ 的跃迁,构成一个非简并的 Λ 型EIT系统.

$\Delta_p = \omega_p - \omega_{ae}$, $\Delta_c = \omega_c - \omega_{be}$ 是探针光和耦合光的单光子失谐, ω_p , ω_c 是探针光场和耦合光场的频率, ω_{ae} 和 ω_{be} 为 $|a\rangle - |e\rangle$ 和 $|b\rangle - |e\rangle$ 的原子跃迁频率. $\delta = \Delta_p - \Delta_c$ 为双光子失谐.实验装置如图1所示,光源是一台单纵模连续可调谐钛宝石激光器(型号SolsTis),其线宽约为50 kHz.钛宝石激光器输出的激光经偏振分束棱镜PBS分成两束,一束弱光进入波长计用于监视钛宝石的输出波长,在下面进行的所有实验中,钛宝石的波长均稳定在794.9870 nm处(对应于 $5S_{1/2}$, $F = 2$ — $5P_{1/2}$, $F' = 1$ 的跃迁红失谐850 MHz).另一束高功率的光经光纤传导进入高频声光移频系统^[18],双次穿过两个1.7 GHz的声光调制器AOM1, AOM2后,+1级衍射光的频率被蓝移6.8 GHz,这束光作为探针光,将第一次经过AOM1的零级光作为耦合光.探针光和耦合光的频率相差6.8 GHz,满足非简并 Λ 型EIT能级结构的要求.在实验中通过轻微调节AOM2的工作频率改变探针光频率,进而改变双光子失谐.为了产生探针光脉冲和对耦合光进行开关控制,将探针光和耦合光分别通过声光调制器AOM3和AOM4,均取其+1级衍射光.AOM3和AOM4的驱动来自相同的射频源,其工作频率为200 MHz.这样与原子作用的耦合光与 $|b\rangle$ — $|e\rangle$ 的跃迁红失谐650 MHz,探针光在 $|a\rangle$ — $|e\rangle$ 的跃迁红失谐650 MHz附近可调谐.探针光脉冲为方波,脉冲宽度为450 ns,峰值功率150 μ W.探针光为p偏振,耦合光为s偏振,通过格兰棱镜(GLP1)将它们重合在一起注入原子气室中.气室为圆柱形,长度为75 mm,直径为25 mm,内充纯⁸⁷Rb和10 Torr (1 Torr = 1.33322×10^2 Pa)缓冲气体氖.原子气室放在磁屏蔽筒中,避免外界杂散磁场对原子的影响.将加了磁屏蔽的原子气室放在紫铜炉子中,用控温仪对其控温.实验中原子气室的温度控制在65 °C.在光与原子作用区域,耦合光和探针光的光斑直径分别为3 mm和2 mm.经过原子气室后,利用格兰棱镜GLP2将耦合光反射出去,探针光透射后经过滤波器进入探测器(New Focus 1801)进行探测.滤波器包含两个光学标准具,厚度分别为7.5 mm和5.4 mm,通过对两个标准具控温,将透射峰值调节在探针光频率处,用于滤掉剩余的耦合光成分.

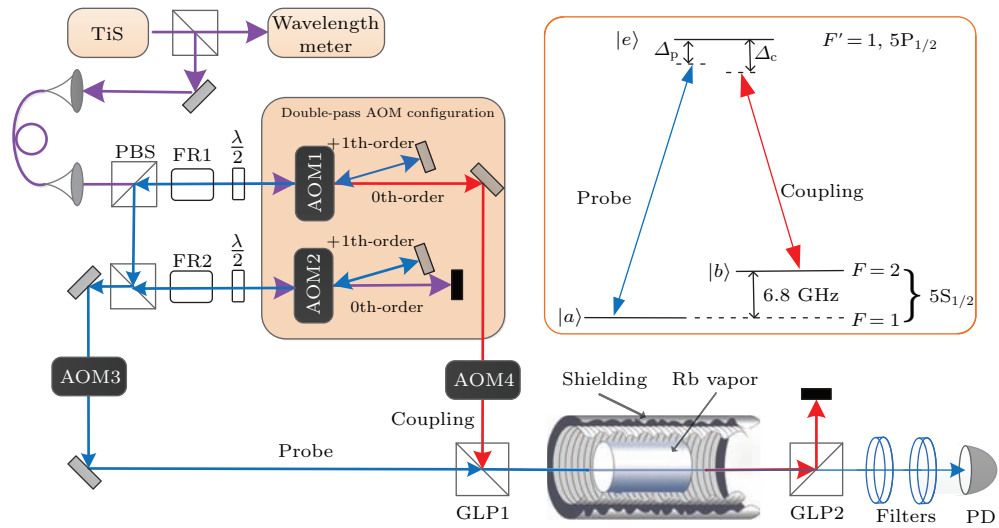


图1 (网刊彩色) 实验装置图 Ti:S, 钛宝石激光器; Wavelength meter, 波长计; PBS, 偏振分束棱镜; FR, 法拉第旋转器; AOM, 声光调制器; GLP1, GLP2, 格兰棱镜; PD, 光电探测器; Filters, 滤波器; 右上角插图是相关的⁸⁷Rb原子能级结构图

Fig. 1. (color online) The experimental scheme. Ti:S, Ti: Sapphire laser; PBS, polarization beam splitter; FR1-2, Faraday rotators; AOMs, acousto-optic modulators; GLP1-2, Glan-laser polarizers; PD, photodetector. The inset shows the relevant atomic level structure.

在慢光和光存储实验前, 首先观察了EIT共振附近探针光的透射曲线. 耦合光和探针光均为常开, 探针光功率为150 μW, 耦合光功率为75 mW. 在双光子共振附近扫描AOM2的驱动频率, 我们测量了探针光透射随双光子失谐的变化, 如图2所示. 探针光透射峰形状不对称, 在双光子正失谐部分, 透射随失谐增大缓慢下降, 在负失谐部分, 透射随失谐减小迅速下降. 这种类色散型的EIT透射信号是因为在大的单光子失谐情况下, 由原子相干导致的吸收减小和双光子吸收导致的吸收增强共同作用引起的^[19]. 在慢光实验中, AOM2调节在某一确定频率处, 对应EIT共振附近的某一双光子失谐. 在AOM3上施加一脉冲电压, 产生脉宽为

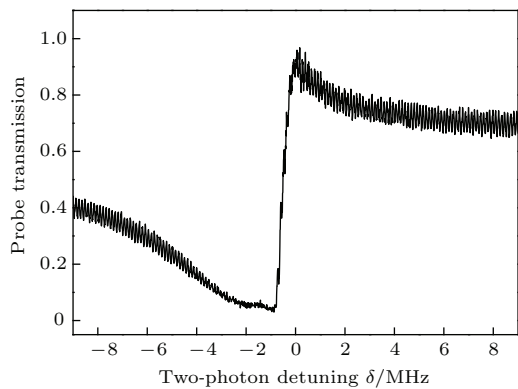


图2 探针光透射随双光子失谐的变化

Fig. 2. Probe transmission as a function of the two-photon detuning.

450 ns的探针光方波脉冲, 峰值功率为150 μW. 耦合光常开, 功率为75 mW. 有限的脉宽使探针光的频谱展宽, 大部分频率成分落在 $(\omega_p \pm 2)$ MHz的范围之内, ω_p 为探针光的中心频率. 我们测量了慢光传播随双光子失谐的变化, 结果如图3所示. 从图3可以看出, 随着双光子失谐的增大, 延迟逐渐减小. 另外, 在双光子共振处, 介质对探针光脉冲的整体吸收较大, 随着双光子失谐的增大, 探针光脉冲的整体透过率逐渐增大. 这是因为在共振处, 探针光脉冲的频率成分一部分位于正失谐部分, 一部分位于负失谐部分. 当探针光中心频率增大, 其脉冲频率成分都将逐渐位于正失谐部分, 而正失谐处的透射大于负失谐处的透射 $(|\delta| < 0.1$ MHz范围内除外), 所以随着双光子失谐的增大, 探针光脉冲的整体透射增加. 为了定量描述光脉冲延迟, 我们定义脉冲形状的质心位置^[12]

$$t_{\text{mass}} = \frac{\int Tran(t) \times t dt}{\int Tran(t) dt},$$

$Tran(t)$ 为探针光强度随时间的变化, 用来描述脉冲形状. 探针光输出和输入脉冲形状的质心位置偏移即为在EIT介质中传播导致的延迟. 从实验测得的慢光脉冲形状, 我们计算了不同双光子失谐处的延迟时间, 结果如图3(e)所示. 共振处延迟时间为

0.36 μs , 随着双光子失谐的增加, 延迟时间逐渐减小, 在双光子失谐 1 MHz 处, 延迟时间为 0.07 μs .

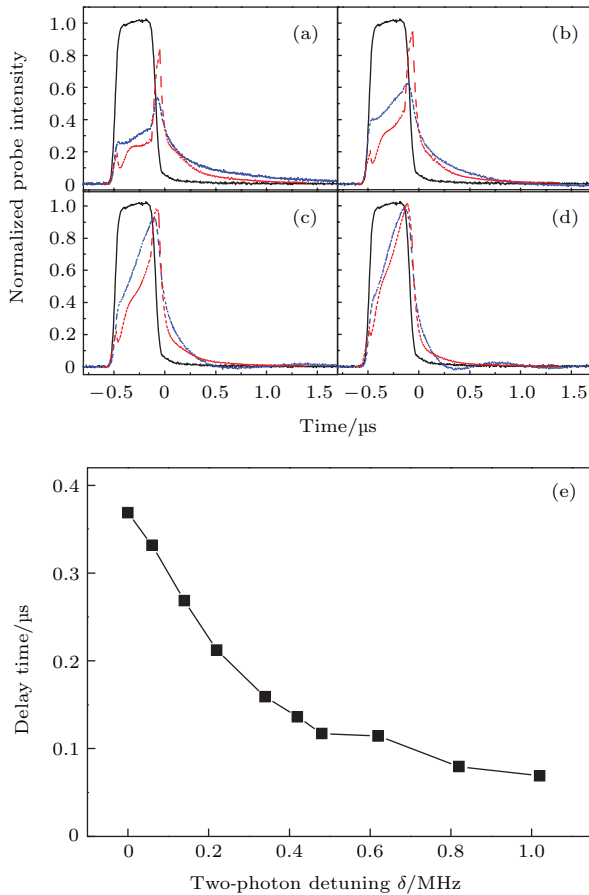


图3 (网刊彩色)(a)—(d) 不同双光子失谐处输入和输出的探针光脉冲以及 (e) 延迟时间随双光子失谐的变化, 其中 (a), (b), (c), (d) 中双光子失谐分别为 0, 0.3, 0.6, 1 MHz; 黑线(实线)和蓝线(划线)是实验上测得的输入和输出探针光脉冲, 红线(点线)是理论拟合曲线; 理论拟合所用参数为: $\Gamma = 6$ MHz, $\gamma_{ba} = 0.03$ MHz, $N_0 = 3 \times 10^{11}$ cm^{-3} , $\Omega_c = 50$ MHz

Fig. 3. (color online) (a)–(d) Input and output probe pulses at different two-photon detunings: (a) $\delta = 0$ MHz; (b) $\delta = 0.3$ MHz; (c) $\delta = 0.6$ MHz; (d) $\delta = 1$ MHz. The black lines (solid lines) and blue lines (dashed lines) are the measured input and output probe pulses, and the red lines (dotted lines) are the fitted curves. The fitting parameters are: $\Gamma = 6$ MHz, $\gamma_{ba} = 0.03$ MHz, $N_0 = 3 \times 10^{11}$ cm^{-3} , $\Omega_c = 50$ MHz. (e) Delay time as a function of the two-photon detuning.

在慢光实验的基础上, 我们进行了光存储. 首先开启耦合光 100 μs , 将原子制备到基态 $5S_{1/2}$, $F = 1$. 然后开启探针光脉冲, 当大部分探针光脉冲进入原子气室后, 在 0 时刻, 关闭耦合光, 0 时刻以后在原子气室中的慢光将转化为原子的自旋极化, 存储在原子介质中. 存储 1.7 μs 后, 打开耦

合光, 存储在原子中的信号转换为光脉冲释放出来. 探针光和耦合光的峰值功率分别为 150 μW 和 75 mW. 我们测量了存储释放信号随双光子失谐的变化, 结果如图 4 所示. 在双光子共振处, 恢复信号的形状与 0 时刻以后的慢光形状一致. 随着双光子失谐的增加, 我们发现恢复信号并没有保持 0 时刻以后的慢光形状, 而是出现形变, 甚至在 0.34 MHz 和 0.42 MHz 处, 恢复信号出现两个波包,

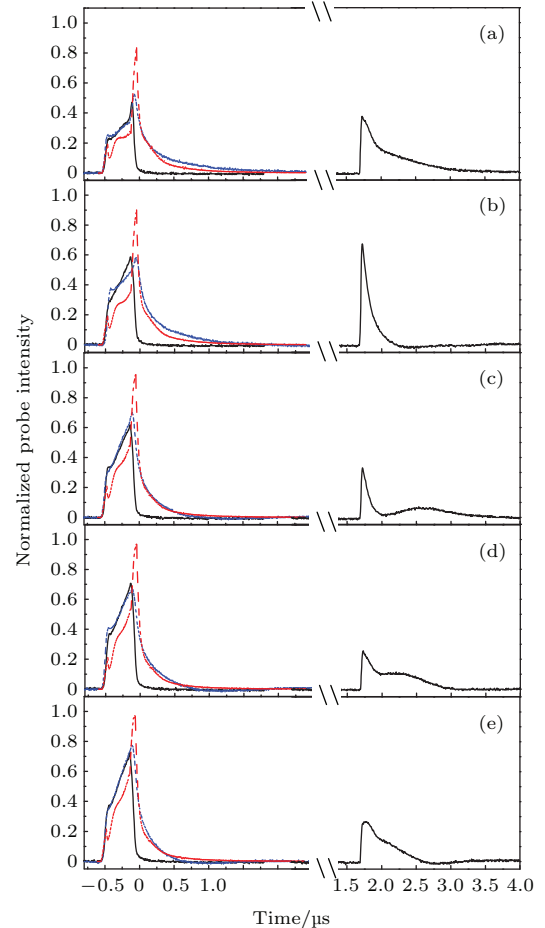


图4 (网刊彩色) 不同双光子失谐处探针光脉冲的存储释放信号 (a), (b), (c), (d), (e) 中双光子失谐分别为 0, 0.14, 0.34, 0.42, 0.48 MHz; 黑实线是存储释放的信号, 左半部分是漏过的探针光脉冲, 右半部分是存储后释放出来的光脉冲信号; 蓝划线是测量得到的慢光传播信号, 红点线是慢光的理论拟合; 拟合所用参数与图 3 相同

Fig. 4. (color online) Storage and release signal of probe pulse at different two-photon detuning: (a) $\delta = 0$ MHz; (b) $\delta = 0.14$ MHz; (c) $\delta = 0.34$ MHz; (d) $\delta = 0.42$ MHz; (e) $\delta = 0.48$ MHz. The black solid lines are storage and release signal, the left part is leaked probe pulse, the right part is released light pulse signal after storage. Blue dashed lines are the measured slow light transmission signal, red dotted lines are the fitted curves. The parameters used here are the same as in Fig. 3.

在0.48 MHz处恢复信号又演变为一个波包。如果原子是理想的单个三能级 Λ 型EIT结构,在存储过程中信号从光转化到原子,或在释放过程中从原子转化到光,其形状保持不变。但是在真实的原子能级结构中,Zeeman子能级与光场作用形成多个EIT子系统,这些子EIT系统之间的干涉引起恢复光脉冲产生形变。图5是存储恢复效率随双光子失谐的变化曲线。存储恢复效率被定义为

$$\eta = \frac{\int |\varepsilon^{\text{out}}(t)|^2 dt}{\int |\varepsilon^{\text{in}}(t)|^2 dt},$$

其中, $\int |\varepsilon^{\text{out}}(t)|^2 dt$ 对应释放脉冲的光子数, $\int |\varepsilon^{\text{in}}(t)|^2 dt$ 对应输入脉冲的光子数。随着双光子失谐的变化,恢复效率出现振荡,在双光子共振处恢复效率最大,达到36%。增大双光子失谐,恢复效率降低,在0.2 MHz处,效率降到最低,约为13%。进一步增大双光子失谐,效率又开始增大,在双光子失谐0.48 MHz附近出现一个峰值,效率约为24%。

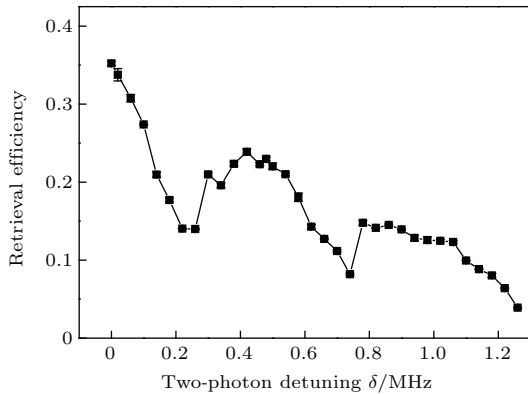


图5 耦合光功率为75 mW时,恢复效率随双光子失谐的变化

Fig. 5. Retrieval efficiency as a function of the two-photon detuning with 75 mW coupling power.

在双光子失谐0.48 MHz,我们测量了恢复效率随耦合光功率的变化,如图6所示。在耦合光功率较小时,恢复效率随耦合光功率的增加而增加。当耦合光功率为100 mW时,存储效率达到25%。之后,随着耦合光功率的增加恢复效率反而下降。这是因为耦合光功率较小时,EIT线宽窄,只能使一部分探针光频率成分存储到原子中,这时耦合光功率的增加使EIT窗口加宽,有利于探针光脉冲中更多的频率成分存储到原子中,提高恢复效率。随

着耦合光功率进一步提高导致EIT窗口加宽,减速效果变弱,使压缩到原子系综中的探针光脉冲减少,恢复效率降低。

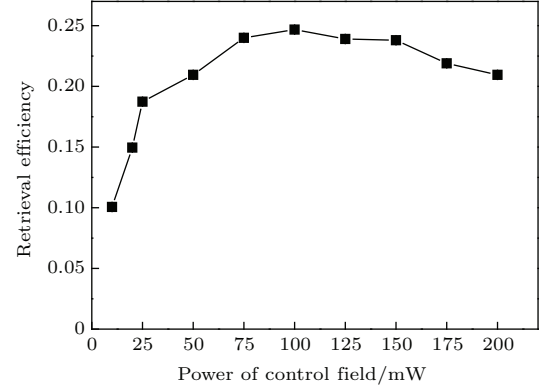


图6 双光子失谐为0.48 MHz时,恢复效率随耦合光功率的变化

Fig. 6. Retrieval efficiency as a function of the coupling power with 0.48 MHz two-photon detuning.

3 理论分析

在三能级EIT系统中,稳态时探针光场的极化率可以表示为

$$\chi = \frac{iN_0\mu_{ae}^2/(\varepsilon_0\hbar)}{\frac{\Gamma}{2} - i\Delta_p + \frac{|\Omega_c|^2/4}{\gamma_{ba} - i(\Delta_p - \Delta_c)}}, \quad (1)$$

其中, Ω_c 是耦合光的拉比频率; μ_{ae} 是探针光对应的跃迁偶极距; Γ 为激发态的自发辐射衰减速率; γ_{ba} 为两基态间的无辐射衰减速率; N_0 是原子数密度。考虑多普勒展宽,EIT系统中探针光的复极化率为^[19]

$$\chi = \frac{ic\mu_{ae}^2 N_0 \sqrt{\pi}}{\varepsilon_0 \hbar u \omega_p} e^{z^2} (1 - \text{erf}(z)), \quad (2)$$

其中

$$z = \frac{c}{u\omega_p} \left[\frac{\Gamma}{2} - i\Delta_p + \frac{\Omega_c^2/4}{\gamma_{ba} - i(\Delta_p - \Delta_c)} \right],$$

$\text{erf}(z)$ 是误差函数, $u/\sqrt{2}$ 是原子的方均根速度。

产生探针光脉冲的驱动电信号为矩形脉冲,但是经过声光调制器后探针光脉冲上升沿和下降沿处出现形变,其形状接近梯形。为了计算方便,理论计算时我们用一个等腰梯形来模拟探针光脉冲,其频谱函数为

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\frac{t_2^2}{t_2 - t_1} \text{sinc}^2\left(\frac{\omega t_2}{2}\right) - \frac{t_1^2}{t_2 - t_1} \text{sinc}^2\left(\frac{\omega t_1}{2}\right) \right], \quad (3)$$

其中 $t_1 = 250$ ns, $t_2 = 180$ ns 分别为等腰梯形脉冲底部和顶部宽度的一半. 探针光脉冲经过 EIT 介质的输出频谱用下式表示:

$$F_{out}(\omega) = e^{(\omega_p/2c)(-n_I + in_R)L} * F(\omega), \quad (4)$$

其中 $n_I = \text{Im}(\chi)$, $n_R = \text{Re}(\chi)$ 为探针光场极化率的虚部与实部, 分别代表探针光场经过 EIT 介质时的吸收和色散特性. 探针光经过 EIT 介质后输出脉冲的时域表达式可经过逆 Fourier 变换得到^[20]

$$\begin{aligned} \Omega_p(x=L) \\ = \Omega_{p0} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F_{out}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 Ω_{p0} 是输入的探针光峰值拉比频率. 经过 EIT 介质探针光输出脉冲的强度可以通过计算 $|\Omega_p(x=L)|^2$ 得到.

在图 3 和图 4 中, 我们对不同双光子失谐处的慢光形状利用 (5) 式进行了拟合, 理论计算和实验测量基本相符, 但是在双光子失谐较小的范围内, 理论计算的慢光形状在 0 时刻 (输入脉冲下降沿处) 出现一个尖峰, 这个尖峰明显高于实验测量结果. 这种差异来源于两方面: 1) 探针光和耦合光都以左旋和右旋圆偏振的方式与原子的 Zeeman 子能级作用, 形成多个 EIT 子系统, 我们的理论计算仅仅考虑了一个简单的 EIT 系统, 这是导致差异的主要原因; 2) 理论计算所用的梯形输入脉冲与实验中的真实脉冲形状有差异, 真实输入脉冲下降沿与上升沿不对称, 下降沿关断时间缓慢. 所以理论计算中输入脉冲的频率成分与实验所用脉冲的频率成分有差异, 也会导致理论和实验结果有差异.

在存储过程中, 探针光脉冲转换为多个子 EIT 系统的自旋极化, 由于每个子 EIT 系统中耦合光拉比频率不同 (由 CG 系数决定), 导致由每个子 EIT 系统中存储恢复得到的光脉冲的幅度和脉宽不同^[21]. 耦合光使原子的 Zeeman 能级发生 AC Stark 频移, 耦合光拉比频率不同导致对应 Zeeman 能级产生的频移不同, 相当于在每个 EIT 子系统中附加了一个不同的双光子失谐. 在存储过程中, 双光子失谐会引起相位积累^[22] $\phi = 2\pi \times \delta \times \tau$, τ 为存储时间. 随着探针光中心频率改变, 各个子 EIT 系统恢复光脉冲的形状、相位发生改变, 它们之间发生干涉, 使释放出来的光脉冲产生形变. 本文只对恢复光脉冲形变的产生原因进行了简单分析, 关于这个问题的定量分析有待于进一步研究.

4 结 论

在 ^{87}Rb 热原子系综中, 利用 EIT 效应进行了慢光和光存储的实验研究, 测量了双光子失谐对光脉冲延迟和光存储的影响. 实验结果表明, 在 0—0.5 MHz 的双光子失谐范围内存在显著的光脉冲延迟和光存储恢复信号. 随着双光子失谐的增大, 光脉冲延迟逐渐减小, 而存储恢复光脉冲信号出现形变. 对实验结果进行了理论计算和分析, 慢光理论计算结果与实验结果基本相符, 而多个 EIT 子系统之间的干涉是引起恢复信号形变的主要原因. 在双光子失谐 0.48 MHz 时, 测量了存储效率随耦合光强的变化曲线, 发现在 100 mW 时存储效率最大, 达到 25%. 本文的研究为下一步在热原子系综中开展连续变量光场的存储提供了实验基础.

参考文献

- [1] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [2] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [3] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [4] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [5] Novikova I, Phillips N B, Gorshkov A V 2008 *Phys. Rev. A* **78** 021802(R)
- [6] Gorshkov A V, André A, Lukin M D, Sørensen A S 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033805
- [7] Bian C L, Zhu J, Lu J W, Yan J L, Chen L Q, Wang Z B, Ou 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]
- [8] Hsu M T L, Hétet G, Glöckl O, Longdell J J, Buchler B C, Bachor H A, Lam P K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 183601
- [9] Hétet G, Peng A, Johnsson M T, Hope J J, Lam P K 2008 *Phys. Rev. A* **77** 012323
- [10] Honda K, Akamatsu D, Arikawa M, Yokoi Y, Akiba K, Nagatsuka S, Tanimura T, Furusawa A, Kozuma M 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093601
- [11] Appel J, Figueroa E, Korystov D, Lobino M, Lvovsky A I 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093602
- [12] Figueroa E, Lobino M, Korystov D, Appel J, Lvovsky A I 2009 *New J. Phys.* **11** 013044
- [13] Lü C H, Tan L, Tan W T 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 024204 (in Chinese) [吕纯海, 谭磊, 谭文婷 2011 物理学报 **60** 024204]
- [14] Phillips N B, Gorshkov A V, Novikova I 2011 *Phys. Rev. A* **83** 063823

- [15] Reim K F, Michelberger P, Lee K C, Nunn J, Langford N K, Walmsley I A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 053603
- [16] 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, 谢常德, 王海 2005 物理学报 **54** 4136]
- [17] Meng X D, Tian L, Zhang Z Y, Yan Z H, Li S J, Wang H 2012 *Acta Sin. Quan. Opt.* **18** 357 (in Chinese) [孟祥栋, 田龙, 张志英, 闫智辉, 李淑静, 王海 2012 量子光学学报 **18** 357]
- [18] Zhao X B, Xu Z X, Zhang L J, Wu Y L, Li S J, Wang H 2010 *Acta Sin. Quan. Opt.* **16** 196 (in Chinese) [赵兴波, 徐忠孝, 张利军, 武跃龙, 李淑静, 王海 2010 量子光学学报 **16** 196]
- [19] Gea-Banacloche J, Li Y Q, Jin S Z, Xiao M 1995 *Phys. Rev. A* **51** 576
- [20] Chen Y F, Kao Y M, Lin W H, Yu I A 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063807
- [21] Li S J, Zhao X B, Xu Z X, Wu Y L, Liu H L, Zheng H Y, Zhang L, Wang H 2010 *Acta Sin. Quan. Opt.* **16** 189 (in Chinese) [李淑静, 赵兴波, 徐忠孝, 武跃龙, 刘海龙, 郑海燕, 张玲, 王海 2010 量子光学学报 **16** 189]
- [22] Mewes C, Fleischhauer M 2002 *Phys. Rev. A* **66** 033820

Experimental study of the effects of two-photon detuning on slow light and light memory*

Yan Yan Li Shu-Jing[†] Tian Long Wang Hai

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

(Received 2 July 2015; revised manuscript received 19 August 2015)

Abstract

Electromagnetically induced transparency (EIT) effect is an effective means to store light field into the atom ensemble. The extra noise introduced in the stored procedure can be suppressed greatly under the condition of large one-photon detuning and proper two-photon detuning. In this paper, we experimentally investigate the slow light and light storage in ^{87}Rb vapor by using EIT effect, and study the effects of the two-photon detuning on light pulse delay and light memory at 650 MHz one-photon red detuning. In order to avoid some unwanted effects under the high optical depth condition, such as four-wave mixing, etc., the temperature of the atomic cell is controlled at 65 degrees Celsius. The experimental results show that the delay and the retrieval signals are significant in a two-photon detuning range from 0 to 0.5 MHz. The pulse delay decreases with the increase of two-photon detuning. The delay is 0.36 μs at two-photon resonance, and it is 0.07 μs at 1 MHz two-photon detuning. We simulate the delayed light pulse by using a three-level Λ -type EIT model. The shapes of the measured slow light are in agreement with the theoretical results. The retrieval signals are observed at different two-photon detunings. The shapes of the retrieval pulses change with the two-photon detuning. The shape variations of the retrieval pulses cannot be explained by the three-level EIT theoretical model. By considering the atomic Zeeman sublevels interacting with the left-circular and right-circular polarized components of probe and coupling fields, multiple Λ -type EIT systems will be formed. The interference between the retrieval signals from multiple EIT subsystems causes the shape distortions of retrieval pulses. The retrieval efficiency is measured as a function of two-photon detuning. The retrieval efficiency oscillates, and multiple peaks appear with the increase of two-photon detuning. The first peak appears at two-photon resonance, and the second peak appears at 0.48 MHz two-photon detuning. Finally, we measure the retrieval efficiency as a function of the coupling power at 0.48 MHz two-photon detuning. The optimal retrieval efficiency reaches 25% when the coupling power is 100 mW. These results provide experimental reference for the quantum memory of continuous variables in the hot atom ensemble.

Keywords: electromagnetically induced transparency, slow light, light storage, two-photon detuning

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

DOI: 10.7498/aps.65.014205

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11475109, 11274211, 60821004).

[†] Corresponding author. E-mail: lishujing@sxu.edu.cn