

基于电磁诱导透明的原子自旋波读出效率实验研究*

边成玲¹⁾ 朱江¹⁾ 陆佳雯¹⁾ 闫甲璐¹⁾ 陈丽清^{1)†}
王增斌²⁾ 区泽宇¹⁾ 张卫平¹⁾

1) (光与原子量子研究所, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 物理系, 华东师范大学, 上海 200062)

2) (量子工程研究中心, 北京航天控制仪器研究所, 北京 100854)

(2013年4月18日收到; 2013年5月29日收到修改稿)

光信息的存储与读出效率对量子信息领域有着重要的意义, 电磁诱导透明是最常用的方法. 本论文基于电磁诱导透明方法首次在热原子系综中实验研究了反向和同向读取原子自旋波信息的回复效率, 并对实验结果进行了理论分析, 实验和理论的结果都表明同向和反向读出效率的高低取决于原子系综中原子自旋波的强度空间分布. 这一实验研究将会对热原子系综中的光与原子信号相互转换过程的应用有着一定的意义.

关键词: 电磁诱导透明, 反向传播, 原子系综

PACS: 42.50.-p, 42.50.Gy, 42.65.-k

DOI: 10.7498/aps.62.174207

1 引言

量子信息是 20 世纪末期兴起的前沿学科, 光子是最佳的信息载体; 但是由于光子传播速度非常快, 且光在传播过程中损耗很大, 所以很多信息操作都需要将光子转化为原子态, 对原子态进行操控, 这就引入了一个新的问题, 即光子-原子相互转换效率不会达到 100%, 同样有损耗, 而这一损耗会大大降低量子信息的保真度, 给量子信息带来安全隐患^[1]. 由于量子信息的广泛应用, 如何高效率的存储和高效率的提取出信息成为世界各地科学家共同关注的问题. 近 20 年有很多理论和实验工作对光与原子转换效率进行研究^[2,3]. 目前国际上已有的进行光与原子转换的方法有拉曼散射、光子回波和电磁诱导透明, 基于这几种方法如何提高转换效率是目前量子光学和量子信息领域的研究热点.

2001 年 Duan 等人提出可以通过拉曼散射的方法实现信息存储读出和两系综纠缠^[4]. 2000 年, Kozhekin 等人从理论上提出利用拉曼过程可以将

光子态存储到“ Λ ”能级结构原子中, 并且理论上这种光子态到原子态的转化效率可以达到 100%^[5]; 2011 年 Reim 等人采用拉曼散射的方法在热原子系综中实现了 30% 的存储读出效率^[6]. 2008 年 Lam 小组采用梯度磁场光子回波方法在热原子中实现了 80% 的光存储回复效率^[7]. 2000 年, Fleischhauer 等人理论计算表明在“ Λ ”原子介质中利用电磁诱导透明技术也可以实现光子态的存储与提取^[8]. 2007 年, Novikova 等人在电磁诱导透明实验中通过优化探测光的脉冲形状达到了 40% 的信息提取效率, 他们实验中的探测光和控制光是共线同向传播的^[9]. 2011 年, Surmacz^[10] 和 Gorshkov^[11] 等人分别独立的从理论上提出了采用反向读取的方案, 即提取信号的控制光与探测光传播方向共线反向, 可提高回复效率. 2013 年 Chen 等人在冷原子系综中采用了 Novikova 的优化脉冲形状和反向读取的实验安排实现了 69% 的光信号存储读出效率^[12]. 那么这一反向读取的实验安排在热原子系统中是否会像拉曼散射和光子回波一样适用? 以及决定同向和反向读取效率的最主要的因素是什么?

* 国家重点基础研究发展规划 (973 计划) (批准号: 2011CB921604)、国家自然科学基金 (批准号: 11004058, 11274118, 11129402, 111234003, 11274034, 60907031) 和上海市教育委员会科研创新重点项目 (批准号: 13ZZ036) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: Lqchen@phy.ecnu.edu.cn

本文在热的铷原子系综中用电磁诱导透明的方法进行了光信号存储, 然后分别采用同向和反向读取两种实验方案进行了原子信号提取实验研究, 比较了这两种方案在不同原子池温度下的读出效率, 并对结果进行了分析. 实验和理论分析结果表明同向和反向读出效率的高低取决于原子系综中原子自旋波强度的空间分布. 我们的这一研究结果将会对热原子中的光与原子信号之间的转换实验有一定的指导意义.

2 实验

我们实验采用的是热的铷 87 原子系综. 铷 87 原子能级结构在图 1(a) 中给出, 基态 $|1\rangle$ 、亚稳态 $|2\rangle$ 和激发态 $|3\rangle$ 分别对应 $^{87}\text{Rb-D1}$ 线的 $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle$, $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle$ 和 $|5^2P_{1/2}, F=1,2\rangle$; 探测光场 P 与控制光场 (C_1 和 C_2) 与原子能级共振, 探测光场与控制光场频率差满足双光子共振. 实验原理在图 1(b), (c) 中给出, 我们采用电磁诱导透明方法进行了光存储过程, 铷 87 原子能级结构为 Λ 形, 探测光 P 与控制光 C_1 需同向行进共同作

用将探测光转化为原子自旋波, 实现光信号的存储. 存储过程完成后, 经过一定的存储时间 (即 τ) 后, 控制光 C_2 打开将存储的信号回复成光信号. 我们实验上分别采用了 C_1 与 C_2 同向行进 (图 1(b)) 和反向行进 (图 1(c)) 的实验安排. 相对应的实验装置简图见图 1(d), (e), 原子池为圆柱形 (长和直径分别为 75 mm 和 19 mm), 池内无缓冲气体, 被固定在磁屏蔽筒中, 以减小地磁场对实验结果的影响; 利用温控装置我们能够将原子池温度稳定地控制在设定的温度. 控制光 C_1 和 C_2 是从同一台激光器分出来的, 时序由两个独立的声光调制器控制, 半导体激光器的线宽小于 0.15 MHz. C_1 的作用时间是 80 μs , 探测光 P 为高斯型脉冲, 脉冲宽度是 0.3 μs , 探测光 P 、控制光 C_1 和 C_2 的脉冲形状由信号发生器控制. 我们实验上通过绝热关闭 C_1 光将注入的探测光转换为原子自旋波, 存储到原子系综中. 最终被控制光场 C_2 读出的光信号分别被光电探测器 D_1 (同向) 和 D_2 (反向) 探测. 探测光的光斑直径为 0.8 mm, 光强为 0.05 mW; 控制光的光斑直径为 2.0 mm, 光强为 34 mW.

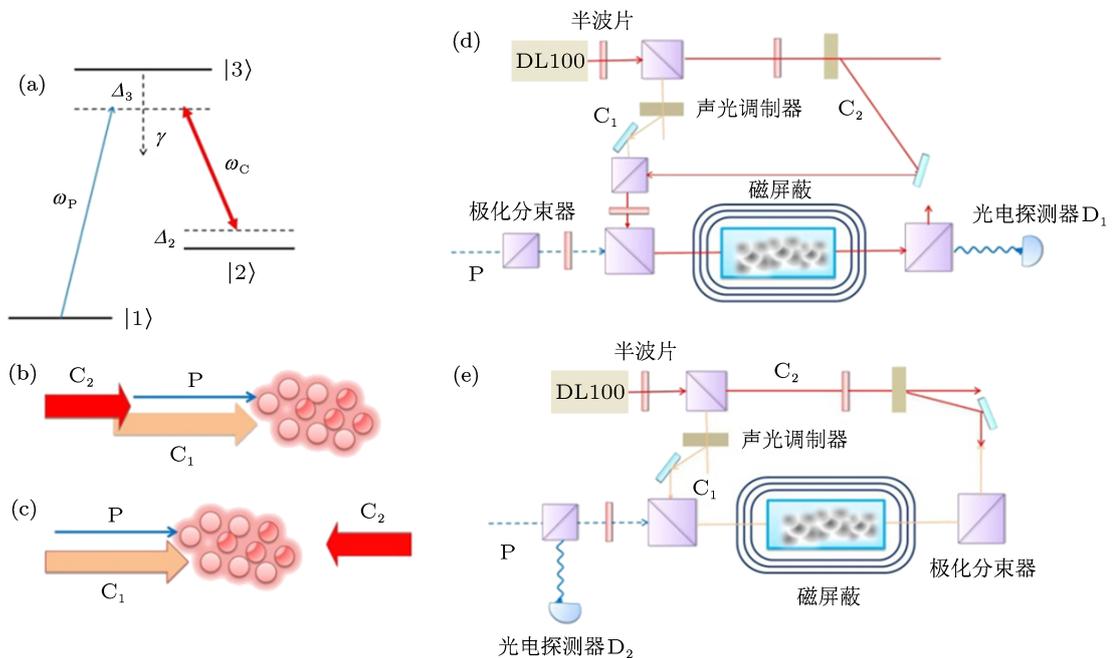


图 1 (a) 原子能级结构及作用光频率; (b) C_1 与 C_2 同向行进方案示意图; (c) C_1 与 C_2 反向行进方案示意图; (d), (e) 分别是同向和反向的实验装置图

由于在热原子中的多普勒展宽较大, 光在原子系综中的速度要比冷原子中大很多, 目前国际上冷原子中实现的最慢光速为 17 m/s, 而热原子系综中我们实验测得的光速为 $1 \times 10^5 - 5 \times 10^5$ m/s. 图

2(b), (c) 中我们理论计算了热原子系综中不同光速下高斯型探测光脉冲存入原子系综中的原子自旋波的强度分布 (具体计算公式和参数见第三节理论分析部分). 如图 2(a) 所示, $z=0$ 为探测光的入射

端、原子池的入端, $z = L$ 为探测光的出射端、原子池子的终端. 从图 2(b), (c) 中可以看出当光速为 2×10^5 m/s 时, 理论上我们可以将全部的光脉冲都存入原子系综中, 整个强度分布呈一个很完整的高斯型. 当光速为 5×10^5 m/s 时, 探测光光速较快, 当脉冲的后半部分刚刚进入原子系综, 前半部分的光脉冲就已经离开了原子系综, 原子自旋波强度在原子池内的分布不是完整的高斯型, 在池子的终端强度最大, 入射端强度最小, 这种原子自旋波的强度分布类似于拉曼散射产生的原子自旋波的强度空间分布, 让我们的这一实验研究更有普适性. 图 2(d) 中给出了我们实验中光速约为 4×10^5 m/s 时

探测器 D1 探测到的同向回复波形, 峰 1 是由于光速太快没有存入原子的部分探测光脉冲, 峰 2 为存入的探测光脉冲被同向控制光 C2 读出的光信号, 与我们上述的理论分析一致. 后面的实验结果表明这一原子自旋波强度分布的不同是决定同向和反向读取的效率高低的主要因素.

图 3(a) 所示是不同温度下同向和反向方案的实验结果, 黑色线是同向读取方案的实验结果, 红色线是反向读取方案的实验结果. 我们这里主要关注读取效率 η_{Retrieve} , η_{Retrieve} 为回复的光信号值与被存储在原子系综中的信号值之比. 回复的光信号值即将读出的光信号 (对应图 2(d) 中的峰 2) 的强

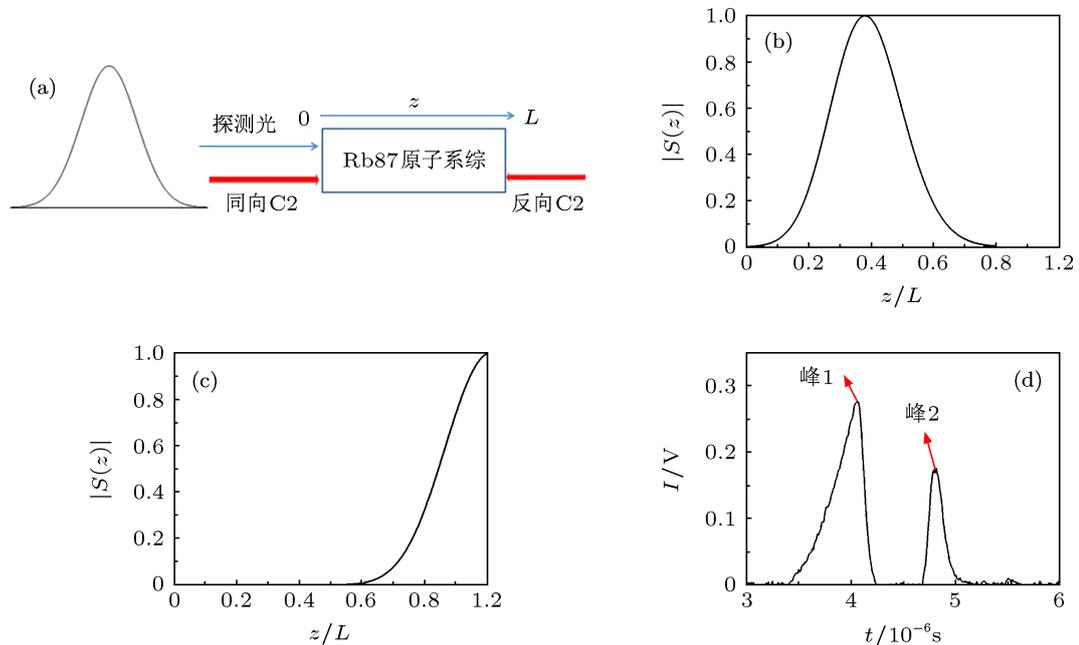


图 2 (a) 探测光存储示意图 (高斯型光脉冲转换为原子自旋波, 数值计算原子自旋波强度在原子池内的分布); (b) $v_g = 2 \times 10^5$ m/s, $\rho = 3.8 \times 10^{11}$ cm $^{-3}$; (c) $v_g = 5 \times 10^5$ m/s, $\rho = 2.5 \times 10^{11}$ cm $^{-3}$; (d) 光速 $v_g = 4 \times 10^5$ m/s 的情况下, 同向探测光脉冲存储和读出的实验、波形

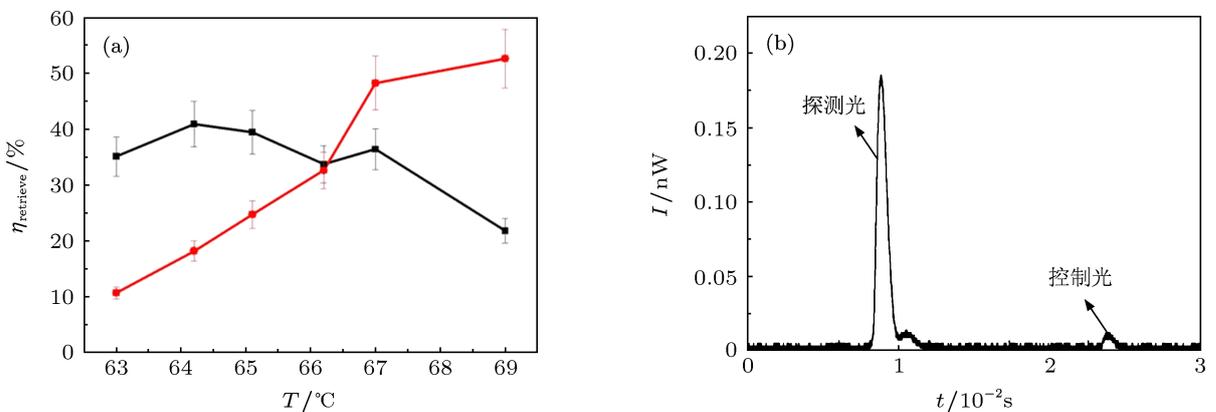


图 3 实验结果图 (a) 读出信号效率随温度的变化关系 (其中黑色表示同向提取方案的结果, 红色表示反向提取方案的结果); (b) 读出信号的频谱分析结果

度对时间进行积分得到的数值;被存储在原子系综中的信号值等于 A_1 值减去 A_2 值. 当 C1 为连续光时入射 P 光脉冲以慢光效应透过原子池, 透过池子的 P 光脉冲相对于入射 P 光脉冲有一定的损耗, 对透射的 P 光强度进行时间积分得到的值即为 A_1 值; A_2 值是未被存储的探测光部分 (对应图 2(d) 中的峰 1) 对时间进行积分得到的值, 不同原子池温度下峰 1 的积分值不同. 即在实验中, 我们没有关注存储效率, 只考虑读取效率. 图 3(a) 中首先可以看出原子池温度较低时, 同向回复效率比反向大, 随着原子池温度的升高, 同向回复效率慢慢下降; 而反向回复效率在池子温度较低时基本找不到回复的光信号, 随着池子温度的升高会很快增长至比同向效率高.

这一实验结果与冷原子系综的实验结果不相符, 其原因是热原子系综中原子自旋波的强度分布不同. 当原子池温度较低时, 原子自旋波强度分布为图 2(c) 中所示, 反向读出信号随着 C2 一起穿过整个原子池, 与原子发生作用带来一定的损耗; 而同向读出信号很快就离开原子池, 基本没有损耗, 所以在图 2(c) 所示的原子自旋波强度分布的条件下, 反向读取效率要小于同向读取效率. 随着原子池温度升高, 原子密度变大, 群速度慢慢减小 (具体关系见理论分析), 漏出原子池的探测光就越来越少, 原子自旋波的强度分布也越来越靠近池子的入口, 如图 2(b) 所示, 那么同向读出的信号光需要穿过大半个原子池带来一定的损耗, 而反向读出信号比同向损耗小, 所以原子池温度较高时反向读出效率高于同向. 图 3(b) 中我们对回复的光信号进行了频谱分析, 结果表明光场中基本全部是 P 光频率, 在读取的过程中没有出现明显的四波混频现象.

图 4 中给出了铷原子系综温度为 69°C 时, 同向提取和反向提取信号最大值随存储时间 τ 变化的关系, 从图 4 中我们可以看到随着延时 τ 的增加, 两种方案提取出的信号强度都在减小, 这是由于原子信号的衰减造成的. 红色的实线和黑色的实线分别是对应的拟合曲线. 拟合方程分别为

$$y_{\text{同向}} = 0.32 \times e^{-t/1.7}, \quad (1)$$

$$y_{\text{反向}} = 1.05 \times e^{-t/1.8}. \quad (2)$$

两种方案给出的原子信号的退相干时间基本相等, 为 $2 \mu\text{s}$ 左右, 与携带信息的原子飞出光作用区的时间相一致. C2 的光斑半径为 1mm , 69°C 时

原子飞行速度约为 400 m/s , 原子飞出 C2 光斑的时间为 $2 \mu\text{s}$ 左右.

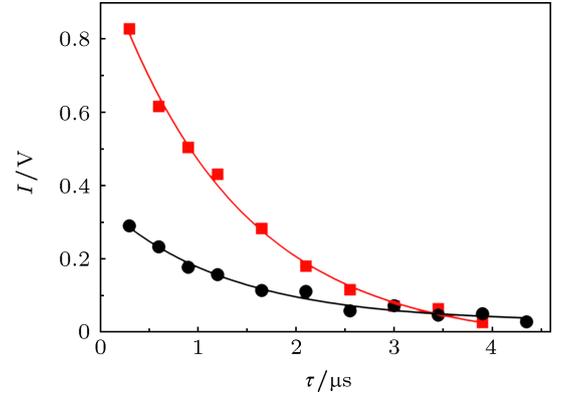


图 4 回复信号最大值随延时变化的关系 (黑色点代表正向提取信号的最大值, 红色点代表反向提取信号的最大值)

3 理论分析

利用 Gorshkov 的理论 [11] 与文献 [12] 中的解释分析上述实验过程, 理论模型如图 1(a) 所示: 一个量子光场 ω_p 借助一个经典光场 ω_c 与一个密度均匀的原子系综 (“ Λ ” 能级结构) 相互作用. 将系统简化到一维情况, 理论公式如下:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{E} &= ig\sqrt{N}\hat{P}, \\ \frac{d}{dt} \hat{P} &= -(\gamma + i\Delta_3)\hat{P} + i\Omega_C \hat{S} + ig\sqrt{N}\hat{E}, \\ \frac{d}{dt} \hat{S} &= -\gamma_P \hat{S} + i\Omega_C \hat{P}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中, \hat{E} 是描述探测光场的慢变算符, Ω_C 是控制光场对应的拉比频率, c 是真空中光速, g 是探测光场与原子的耦合系数, N 是原子个数, \hat{P} 和 \hat{S} 分别是原子系综的极化算符和自旋波算符, 衰减系数分别为 γ 和 γ_P . 实验条件为双光子共振, 因此 $\Delta_2 = 0$ 探测光场群速度的理论公式是 $v_g = c/(1 + g^2 N/\Omega_C^2)$ [8]. 不同实验温度下的原子密度可以通过公式 [13] 估算, 63°C 时 $\rho \sim 2.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 69°C 时 $\rho \sim 4.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. 如果将实验中实际入射控制光的 Ω_C 值代入群速度公式计算, 我们发现理论上在 63°C 时 $v_g \approx 6.3 \times 10^5 \text{ m/s}$, 在 69°C 时为 $v_g \approx 3.8 \times 10^5 \text{ m/s}$, 但实验实测的群速度比理论值要小, 这是因为实际实验中高原子密度的热原子系综对控制光场和探测光场都有一定的吸收, 对探测光场的吸收直接造成存储和读取效率的降低, 对控制光场的吸收导致有效的 Ω_C 的减小, 造成实际群速度的减小. 为了让理论结果更贴近实验, 我们

将在实验中具体测得的不同温度下的群速度以及对应的有效 Ω_C 代入方程组 (3), 取 $\Delta_3 = 0$, $\gamma_p = 0$ 数值求解出存储的自旋波的空间分布, 结果如图 2(b), (c). 图 2(b) 给出的是群速度 $v_g = 2 \times 10^5$ m/s, 原子密度为 3.8×10^{11} cm $^{-3}$ 的理论结果, 原子自旋波分布靠近原子系综的入口, 反向读取的信号光经过原子系综的距离很短, 而同向读取的信号光则须要经过大半个原子系综; 图 2(c) 给出的是群速度 $v_g = 5 \times 10^5$ m/s, 原子密度为 2.5×10^{11} cm $^{-3}$ 的理论结果原子自旋波分布在池子的终端, 同向和反向回复信号经过系综的情况与图 2(b) 的刚好相反. 从 (3) 式可看出衰减系数 γ 会导致回复信号在传播过程中的衰减, 衰减大小与光在池子中传播距离相关, 信号光在原子系综中的传播距离越长, 损耗越大. 我们的理论分析与实验观测结果相符.

4 结论

我们在热原子系综中基于电磁诱导透明实验实现了光信号的存储与提取, 比较了同向回复和反向回复两种实验安排, 实验结果表明热原子系综中正向和反向回复效率与被存储的原子自旋波强度分布有着很大的关联, 当原子自旋波强度集中在池子终端, 则同向回复信号大于反向回复信号, 但随着温度的升高, 原子自旋波强度分布慢慢集中到池子入端, 反向回复效率会快速增长至比正向效率大; 同理如果原子自旋波是由拉曼散射过程产生, 那么其原子自旋波的强度的空间分布与图 2(c) 相似, 用电磁诱导透射对原子信号进行读取, 这一原理同样应该能够应用于拉曼散射产生的原子自旋波的回复. 我们这一实验研究对热原子系综在量子光学、量子信息和非线性光学中将会有一定的指导意义.

-
- [1] Knill E, Laflamme R, Milburn G J 2001 *Nature* **409** 46
 - [2] Choi K S, Deng H, Laurat J, Kimble H J 2008 *Nature* **452** 67
 - [3] Lukin M D 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 457
 - [4] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **413** 414
 - [5] Kozhekin A E, Mølmer K, Polzik E 2000 *Phys. Rev. A* **62** 033809
 - [6] Reim K F, Michelberger P, Lee K C, Nunn J, Langford N K, Walmsley I A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 053603
 - [7] Hétet G, Longdell J J, Sellars M J, Lam P K, Buchler B C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 203601
 - [8] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
 - [9] Novikova I, Gorshkov A V, Phillips D F, Sørensen A S, Lukin M D, Walsworth R L 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 243602
 - [10] Surmacz K, Nunn J, Reim K, Lee K C, Lorenz V O, Sussman B, Walmsley I A, Jaksch D 2008 *Phys. Rev. A* **78** 033806
 - [11] Gorshkov A V, André A, Lukin M D, Sørensen A S 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033805
 - [12] Chen Y H, Lee M J, Wang I C, Du S W, Chen Y F, Chen Y C, Yu I A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 083601
 - [13] Nesmeyanov A N 1963 *Vapor Pressure of the Chemical Elements* (Amsterdam: Elsevier) p212

Experimental research on retrieval efficiency of atomic spin wave based on electromagnetically induced transparency*

Bian Cheng-Ling¹⁾ Zhu Jiang¹⁾ Lu Jia-Wen¹⁾ Yan Jia-Lu¹⁾ Chen Li-Qing¹⁾†
Wang Zeng-Bin²⁾ Ou Ze-Yu¹⁾ Zhang Wei-Ping¹⁾

1) (*Quantum Institute for Light and Atoms, State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China*)

2) (*Research Center for Quantum Engineering, Beijing Institute of Aerospace Control Devices, Beijing 100854, China*)

(Received 18 April 2013; revised manuscript received 29 May 2013)

Abstract

The retrieve process of stored light field is important for quantum information, nonlinear optics, and quantum optics. Electromagnetically induced transparency (EIT) is one of the popular methods. In this paper we demonstrate the co-propagating and counter-propagating scheme of EIT retrieved in vapor ⁸⁷Rb atomic cell. Result indicates that the retrieval efficiency depends on the spatial distribution of the atomic spin waves. Our experimental results may be useful to quantum information and nonlinear optics with vapor atomic ensemble.

Keywords: electromagnetically induced transparency, counter-propagating, atomic ensemble

PACS: 42.50.-p, 42.50.Gy, 42.65.-k

DOI: 10.7498/aps.62.174207

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB921604), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11004058, 11274118, 11129402, 111234003, 11274034, 60907031), the Innovation Program of Shanghai Municipal Education Commission, China (Grant No. 13ZZ036).

† Corresponding author. E-mail: Lqchen@phy.ecnu.edu.cn