

文章编号: 1007-6654(2012)03-0291-06 <sup>①</sup>

## Rb 原子滤波器的实验研究

刘海龙, 郝红玉, 徐忠孝, 张志英, 李淑静, 王海<sup>†</sup>

(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)

**摘要:** 本文用热 Rb 原子进行了光学滤波的研究。将一束激光调谐到 Rb 原子  $D_2$  线的  $F=1 \rightarrow F'=2$  共振吸收线上, 使其泵浦 Rb 原子, 实现原子布居极化(即将 Rb 原子制备到能级  $F=2$  上)。当一束信号光反向穿过该介质时, 若信号光频率调谐到原子“吸收窗口”(D<sub>1</sub> 线  $F=2 \rightarrow F'=2$ ), 该介质对信号光大量吸收, 信号光透射率仅为 0.14%; 若信号光频率调谐到原子“透明窗口”(D<sub>1</sub> 线  $F=1 \rightarrow F'=2$ ), 信号光透射率高于 47.4%。这种极化的原子介质可以用来做光学滤波器。

**关键词:** 原子滤波器; 光学泵浦; 原子布居极化; 透射率

**中图分类号:** O431      **文献标识码:** A

### 0 引言

近年来, 量子信息存储是量子信息科学领域的一个研究热点<sup>[1-3]</sup>。利用 EIT 效应将光量子信息存储到原子介质中更是引起了国内外科学界的普遍关注<sup>[4-6]</sup>。EIT 可以使光脉冲的群速度显著减慢<sup>[7]</sup>。利用 EIT 动力学过程, 关断耦合光就可以使信号光转化为原子的自旋极化, 然后存储到原子中<sup>[4,8]</sup>。

在提取存储信号的过程中, 需要将耦合光过滤掉而将存储释放信号提取出来。而在存储实验中, 耦合光和探针光传播方向之间的角度会显著地影响光量子信息在原子中的存储时间<sup>[9]</sup>。两束光的重合度越高, 存储寿命越长, 存储效率越高, 但这样却给弱存储信号的提取带来了困难。通常, 选择碱金属原子的两个超精细基态作为  $\Delta$  型 EIT 系统的两个基态, 耦合光和探针光频率相差几个 GHz<sup>[10-12]</sup>, 这就需要设计一种将相差为几个

GHz 的信号光选择性透射的滤波器。在近来发表的一些工作中, 有人提出利用大失谐 Raman 过程来进行光信息的存储<sup>[13]</sup>, 在这些方案中耦合光的强度往往需要达到几百毫瓦, 而探测的存储释放信号却很弱, 有的甚至在单光子量级<sup>[14]</sup>。综上所述, 研制适用于原子存储的频率相差几个 GHz 的滤波器在原子存储实验中是特别重要的。本文报道了我们研制的一种原子滤波器, 通过泵浦将原子制备到 <sup>87</sup>Rb 原子的一个超精细基态上, 对不同频率的信号光进行选择性吸收或透射, 实现了 <sup>87</sup>Rb 原子存储实验中对强耦合光的过滤以及对弱存储信号的提取。

### 1 利用光泵浦实现选择性滤波的理论分析

图 1 是我们实验中所采用的 <sup>87</sup>Rb 原子的能级结构。<sup>87</sup>Rb 原子的  $5^2P_{3/2}, F=2$  作为激发态  $|a\rangle$ ,

<sup>①</sup> 收稿日期: 2012-05-18

**基金项目:** 国家自然科学基金(10904086); 山西省青年科技研究基金(2010021003); 国家基础研究项目基金(2010CB923103); 国家自然科学基金(10874106; 60821004; 10904086)

**作者简介:** 刘海龙(1989—), 男, 山西大同人, 硕士研究生, 研究领域: 量子光学与量子信息的研究。E-mail: liuhai\_1989@126.com

**† 通讯作者:** E-mail: wanghai@sxu.edu.cn

$5^2P_{1/2}, F=2$  作为激发态  $|d\rangle$ ,  $5^2S_{1/2}, F=1$  作为基态  $|b\rangle$ ,  $5^2S_{1/2}, F=2$  作为基态  $|c\rangle$ 。泵浦光与  $|b\rangle \rightarrow |a\rangle$  跃迁共振作用, 将  $|b\rangle$  态的原子泵浦到激发态  $|a\rangle$  上, 然后在自发辐射作用下,  $|a\rangle$  态的原子向基态  $|b\rangle$  态和  $|c\rangle$  态跃迁。泵浦的结果使原子大部分集中到  $|c\rangle$  态上, 而  $|b\rangle$  态上只留下很少的原子。这样, 当信号光作用在  $|c\rangle \rightarrow |d\rangle$  跃迁上时吸收增加, 出现一个“吸收窗口”。利用原子介质对不同光频率处的信号光的吸收和透射, 我们设计了原子滤波器。

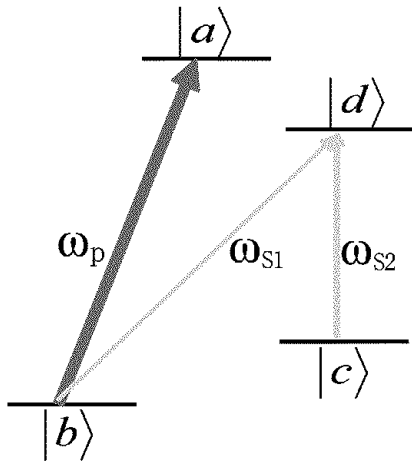


图 1 能级结构图

Fig. 1 Related energy levels of  $^{87}\text{Rb}$

下面我们分析在泵浦光作用下,  $|b\rangle$ 、 $|c\rangle$  上布居数的变化以及作用在  $|b\rangle \rightarrow |d\rangle$  和  $|c\rangle \rightarrow |d\rangle$  上信号光的透射情况。

系统的哈密顿量  $H = H_0 + H_i$ , 其中  $H_0$  为原子系统的哈密顿量,  $H_i$  代表光与原子相互作用哈密顿量。

表达式分别为

$$H_0 = \hbar\omega_a |a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle\langle c| \quad (1)$$

$$H_i = -(\mu_{ab} |a\rangle\langle b| + \mu_{ba} |b\rangle\langle a|) E_p(t) \quad (2)$$

其中,  $\mu_{ab} = e\langle b|x|a\rangle$  是光致原子偶极矩的矩阵元,  $E_p$  是泵浦光场的振幅, 泵浦光的拉比频率为

$$\Omega_p = \frac{\mu_{ba} E_p}{\hbar} \quad (3)$$

将(3)式代入(2)可得

$$H_i = -\frac{\hbar}{2}(\mu_{ab} e^{-i\omega_p t} |a\rangle\langle b| + \Omega_p^* e^{i\omega_p t}) \quad (4)$$

原子密度算符的演化遵从刘维方程

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] \quad (5)$$

联立(1)、(4)、(5)式可得

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{aa} &= -\frac{i}{2}(\Omega_p^* e^{i\omega_p t} \rho_{ab} - \Omega_p e^{-i\omega_p t} \rho_{ba}) - \Gamma_a \rho_{aa} \\ \dot{\rho}_{bb} &= -\frac{i}{2}(\Omega_p e^{-i\omega_p t} \rho_{ba} - \Omega_p^* e^{i\omega_p t} \rho_{ab}) - \\ &\quad \Lambda(\rho_{bb} - \rho_{cc}) + \Gamma_{ab} \rho_{aa} \\ \dot{\rho}_{cc} &= \Gamma_{ac} \rho_{aa} - \Lambda(\rho_{cc} - \rho_{bb}) \\ \dot{\rho}_{ab} &= -\frac{i}{\hbar} \left[ (\hbar\omega_a - \hbar\omega_b + \gamma) \rho_{ab} - \frac{1}{2} \Omega_p e^{-i\omega_p t} \rho_{bb} + \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{2} \Omega_p e^{-i\omega_p t} \rho_{cc} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

方程(6)中已经考虑了由自发辐射引起的衰减率, 其中  $\Gamma_a$  为激发态  $|a\rangle$  的自发辐射率,  $\Gamma_{ab}$ 、 $\Gamma_{ac}$  分别为激发态  $|a\rangle$  向基态  $|b\rangle$ 、 $|c\rangle$  的自发辐射率,  $\gamma$  为  $\rho_{ab}$  的衰减率,  $\Lambda$  为基态  $|b\rangle$ 、 $|c\rangle$  之间由于热碰撞引起的布居数的变换率。作慢变近似

$$\begin{aligned} \rho_{aa} &= \tilde{\rho}_{aa} \\ \rho_{bb} &= \tilde{\rho}_{bb} \\ \rho_{cc} &= \tilde{\rho}_{cc} \\ \rho_{ab} &= \tilde{\rho}_{ab} e^{i\omega_p t} \end{aligned} \quad (7)$$

得到下列耦合方程

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{\rho}}_{aa} &= -\frac{1}{2}(\Omega_p^* \tilde{\rho}_{ab} - \Omega_p \tilde{\rho}_{ba}) - \Gamma_a \tilde{\rho}_{aa} \\ \dot{\tilde{\rho}}_{bb} &= -\frac{i}{2}(\Omega_p \tilde{\rho}_{ba} - \Omega_p^* \tilde{\rho}_{ab}) - \Lambda(\tilde{\rho}_{bb} - \tilde{\rho}_{cc}) + \Gamma_{ab} \tilde{\rho}_{aa} \\ \dot{\tilde{\rho}}_{cc} &= \Gamma_{ac} \tilde{\rho}_{aa} - \Lambda(\tilde{\rho}_{cc} - \tilde{\rho}_{bb}) \\ \dot{\tilde{\rho}}_{ab} &= (i\Delta_p - \gamma) \tilde{\rho}_{ab} + \frac{i}{2} \Omega_p (\tilde{\rho}_{bb} - \tilde{\rho}_{cc}) \end{aligned} \quad (8)$$

其中  $\Delta_p = \omega_p - \omega_{ab}$  是泵浦光的频率失谐。布局数守恒要求

$$\tilde{\rho}_{aa} + \tilde{\rho}_{bb} + \tilde{\rho}_{cc} = 1 \quad (9)$$

联立方程(8)、(9), 令方程组(8)左边时间导数为0, 则可得到稳态解, 其中  $|b\rangle$ 、 $|c\rangle$  的布居数分别为

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_{bb} &= \frac{\Lambda^2 \Gamma_a \Delta_p^2 - \Lambda^2 \Gamma_a \gamma^2 - \frac{1}{2} \Delta \gamma \Gamma_a |\Omega_p|^2 + \frac{1}{2} \Lambda^2 \gamma |\Omega_p|^2 - \Lambda \Gamma_a \Gamma_\alpha \Delta_p^2 - \Lambda \Gamma_a \Gamma_\alpha \gamma^2}{\frac{3}{2} \Lambda^2 \gamma |\Omega_p|^2 - \Lambda \gamma \Gamma_\alpha |\Omega_p|^2 + 2 \Lambda^2 \Delta_p^2 \Gamma_a + 2 \Lambda^2 \gamma^2 \Gamma_a - \frac{1}{2} \gamma \Gamma_\alpha^2 |\Omega_p|^2 - 2 \Lambda \Gamma_a \Gamma_\alpha \Delta_p^2 - 2 \Lambda \Gamma_a \Gamma_\alpha \gamma^2} \\ \bar{\rho}_{\alpha\alpha} &= \frac{\Lambda \Gamma_a \Delta^2 + \Lambda \Gamma_a \gamma^2 + \frac{\gamma}{2} \Gamma_\alpha |\Omega_p|^2 + \frac{1}{2} \Delta \gamma |\Omega_p|^2}{\frac{3}{2} \Delta \gamma |\Omega_p|^2 + \frac{1}{2} \gamma \Gamma_\alpha |\Omega_p|^2 + 2 \Lambda \Gamma_a \Delta^2 + 2 \Lambda \Gamma_a \gamma^2} \end{aligned} \quad (10)$$

共振于  $|b\rangle \rightarrow |d\rangle$  能级和  $|c\rangle \rightarrow |d\rangle$  能级的信号光极化率虚部的表达式分别为

$$\begin{aligned} \chi_{bd}'' &= \frac{N \mu_{db}^2}{\epsilon_0 \hbar} \cdot \frac{\gamma_{db}}{\gamma_{db}^2 + \Delta_b^2} (\bar{\rho}_{bb} - \bar{\rho}_{dd}) \\ \chi_{cd}'' &= \frac{N \mu_{dc}^2}{\epsilon_0 \hbar} \cdot \frac{\gamma_{dc}}{\gamma_{dc}^2 + \Delta_c^2} (\bar{\rho}_{cc} - \bar{\rho}_{dd}) \end{aligned} \quad (11)$$

式中  $N$  表示原子数密度,  $\epsilon_0$  为真空中介电常数。信号光极化率的虚部  $\chi_{bd}''$  和  $\chi_{cd}''$  分别为 Rb 原子池对共振于  $|b\rangle \rightarrow |d\rangle$  能级和共振于  $|c\rangle \rightarrow |d\rangle$  能级的信号光的吸收特性。

在一定功率泵浦光的作用下, Rb 原子池对弱信号光的吸收系数为

$$\alpha = n_0 \chi'' / c \quad (12)$$

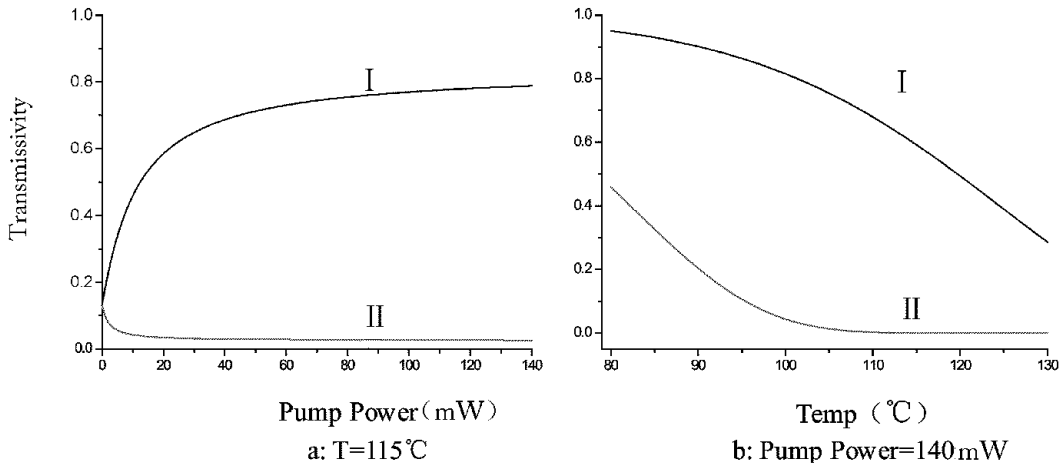


图 2 (a)为 Rb 原子池温度为 115℃ 时弱信号光透射率随泵浦光功率的变化曲线, (b)为泵浦光功率为 140 mw 时弱信号光透射率随 Rb 原子池温度的变化曲线。其中所用的参数为:  $\Delta p = \Delta s = 0, \Lambda = 0.15 \text{ MHz}, \Gamma_a = 5.8 \text{ MHz}, \Gamma_\alpha = 2.9 \text{ MHz}, \gamma = 3.5 \text{ MHz}$

Fig. 2 (a) is the transmissivity of weak single light as a function of the pump light's power when the temperature of Rb medium is 115℃, (b) is the transmissivity of weak single light as a function of the Rb medium's temperature when the power of pump light is 140mw. The parameters are:  $\Delta p = \Delta s = 0, \Lambda = 0.15 \text{ MHz}, \Gamma_a = 5.8 \text{ MHz}, \Gamma_\alpha = 2.9 \text{ MHz}, \gamma = 3.5 \text{ MHz}$

由图 2 我们可以得出:信号光的透射率与泵浦光光强以及 Rb 原子池的温度有关,当信号光在“透明窗口”时,其透射率随泵浦光光强的增加

弱信号光的透射率为

$$T = e^{-\alpha l} \quad (13)$$

我们根据(10)、(11)、(12)和(13)式,对弱信号光的透射随泵浦光功率和 Rb 原子池温度的变化进行了理论拟合,如图 2 所示。其中 I 为共振于  $|b\rangle \rightarrow |d\rangle$  能级的弱信号光的透射情况, II 为共振于  $|c\rangle \rightarrow |d\rangle$  能级的弱信号光的透射情况。图 2(a)为 Rb 原子池温度一定(115℃)时弱信号光透射率随泵浦光功率的变化曲线,图 2(b)为泵浦光功率为一定功率(140 mw)时弱信号光透射率随 Rb 原子池温度的变化曲线。

而增大,当信号光在“吸收窗口”时,其透射率随泵浦光光强的增加而减小;信号光的透射率随 Rb 原子池温度的增加而减小。

## 2 实验装置及结果

实验装置如图 3 所示,光栅外腔反馈稳定的半导体激光器 LD1 发出的光用  $\lambda/2$  波片和偏振分束棱镜 PBS1 分为两束。其中小部分的光用于 Rb 原子饱和吸收装置,用来锁定激光器,其余光又用  $\lambda/2$  波片和偏振分束棱镜 PBS2 分为两部分:一部分注入 F-P 腔,用来监测主激光器的输出模式;另一部分注入锥形放大器 TPA 中,得到 780 nm 的高功率泵浦光,输出光经过隔离器后,用一组  $f=100$  mm 和  $f=200$  mm 的透镜耦合到单模保偏光纤上。用光栅外腔式半导体激光器 LD2 输出 795 nm 的激光作为信号光,并分出一小部分光用于观察 Rb 原子的饱和吸收光谱。泵浦光光斑直径为 5 mm,信号光光斑直径为 2 mm。将两束光相向穿过高温 Rb 泡,泵浦光将信号光完全覆盖。将泵浦光锁定到  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_2$  线  $F=1 \rightarrow F'=2$  的共振吸收线上,并在扫描信号光的情况下用探测器监视透射的信号光的信号,在“吸收窗口”和“透射窗口”处用功率计监视其透射功率。

我们观察了在不同温度下,信号光透射率随泵浦光功率的变化,如图 4 所示。其中 I 为信号光锁定到  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_1$  线的  $F=1 \rightarrow F'=2$  共振吸收线上的透射情况,这时,信号光的输入功率为  $19.32 \mu\text{W}$ ; II 为信号光锁定到  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_1$  线的  $F=2 \rightarrow F'=2$  共振吸收线上的透射情况,这时,信号光的输入功率为  $9.65 \text{ mW}$ 。图 (a)-(d) 中 Rb 原子池温分别为  $80^\circ\text{C}$ 、 $100^\circ\text{C}$ 、 $115^\circ\text{C}$  和  $130^\circ\text{C}$ 。

从图中可知,当 Rb 原子池控制到不同温度时,锁定到  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_1$  线的  $F=1 \rightarrow F'=2$  共振吸收线上的弱信号光透射率随泵浦光功率的增加而增大,而锁定到  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_1$  线的  $F=2 \rightarrow F'=2$  共振吸收线上的强信号光透射率随泵浦光功率的增加而减小,且在泵浦光功率大于  $135 \text{ mW}$  时信号光的透射率基本不发生变化。

接着我们研究了泵浦光功率一定 ( $140 \text{ mW}$ ) 时信号光的透射率随 Rb 原子池温度的变化,如图 5 所示。其中 I 为锁定到  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_1$  线  $F=1 \rightarrow F'=2$  共振吸收线上的弱信号光 ( $19.32 \mu\text{W}$ )

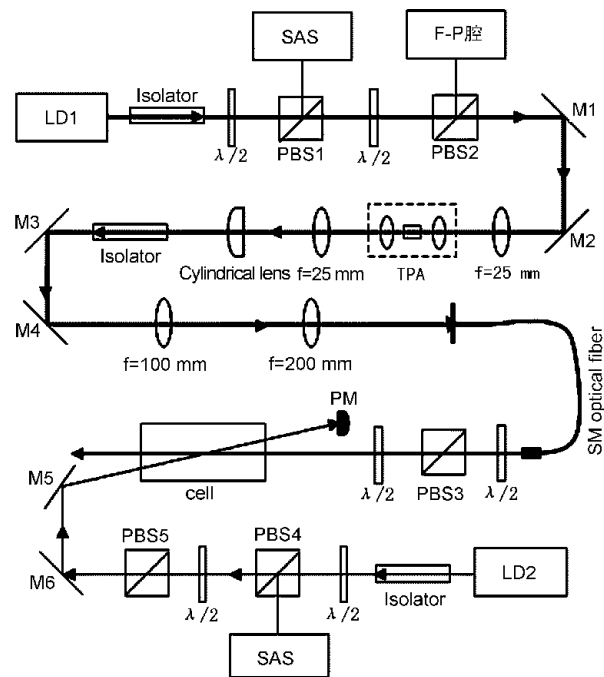


图 3 LD: 半导体激光器; M1—M6:  $45^\circ$  高反镜; PBS: 偏振分束棱镜;  $\lambda/2$ : 二分之一波片; F-P: 法布里-波罗干涉仪; TPA: 锥形放大器; PM: 功率计; SAS: 饱和吸收装置; SM optical fiber: 单模保偏光纤

Fig. 3 LD: diode laser; M1—M6:  $45^\circ$  high reflectivity mirror; PBS: polarizing beam splitter;  $\lambda/2$ : half-wave plate; F-P: Fabry, A, Perot interferometer; TPA: taper power amplifier; PM: power meter; SAS: setup of saturated-absorption spectroscopy; SM optical fiber: single mode optical fiber

的透射情况, II 为锁定到  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_1$  线  $F=2 \rightarrow F'=2$  共振吸收线上的强信号光 ( $9.65 \text{ mW}$ ) 的透射情况。

从图中可以看出,当泵浦光锁定到  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_2$  线  $F=1 \rightarrow F'=2$  共振吸收线上,且功率为  $140 \text{ mW}$  时,分别锁定到  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_1$  线的不同共振吸收线上的信号光透射率随温度的升高都在减小。在温度控制到  $120^\circ\text{C}$  时,锁定到  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_1$  线的  $F=1 \rightarrow F'=2$  共振吸收线上的弱信号光透射率为  $47.4\%$ ,而锁定到  $^{87}\text{Rb}$  原子  $D_1$  线的  $F=2 \rightarrow F'=2$  共振吸收线上的强信号光透射率为  $0.137\%$ 。所以我们在实际实验中可以根据不同需要将 Rb 原子池控制到合适的温度。

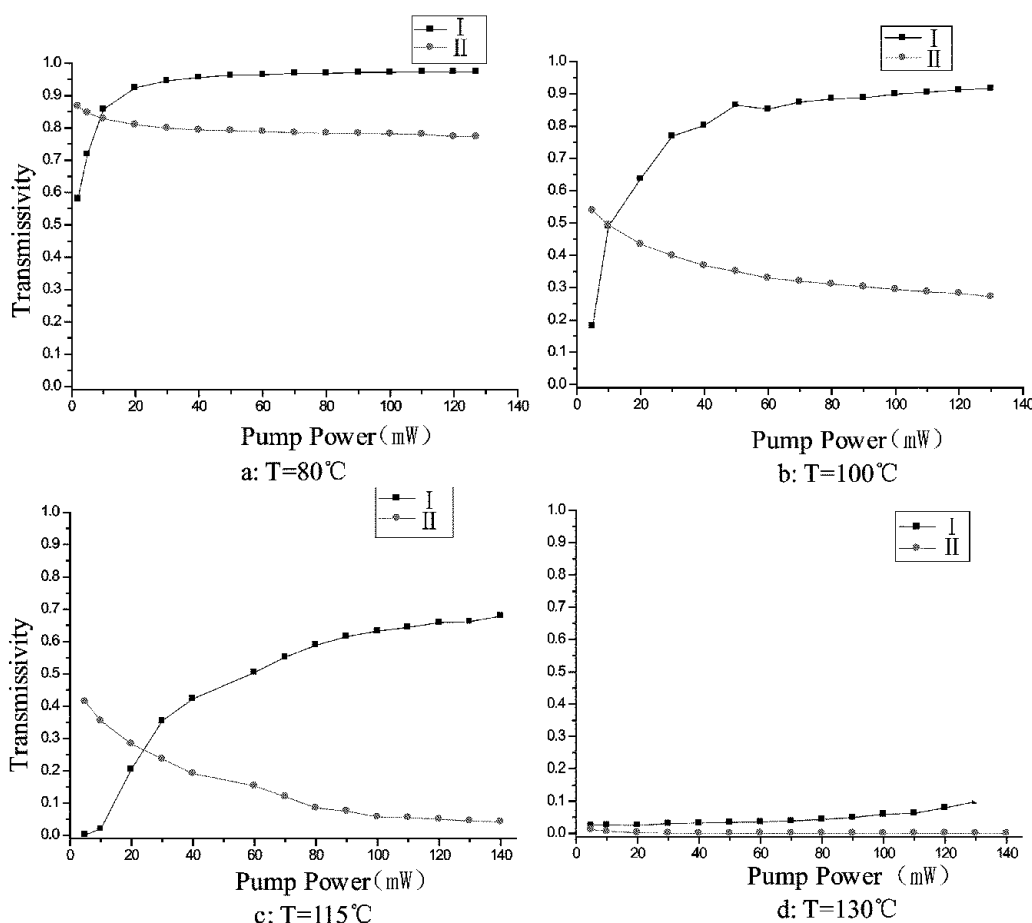


图 4 在不同温度下信号光的透射率随泵浦光功率的变化

Fig. 4 The transmissivity of single light as a function of the pump light's power with the Rb medium in different temperature

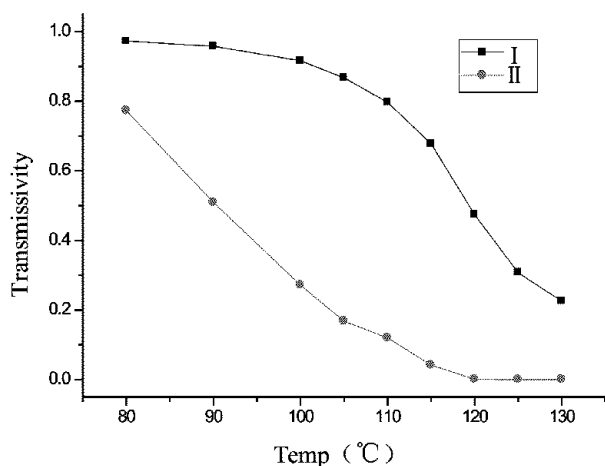


图 5 泵浦光功率为 140 mW 时信号光的透射率随温度的变化

Fig. 5 The transmissivity of single light as a function of the Rb medium's temperature when the power of pump light is 140 mW

### 3 小结

我们对工作在波长为 795 nm 的铷(Rb)原子滤波器的工作特性进行了理论计算和实验研究。实验中将信号光与泵浦光相向穿过高温 Rb 泡，研究了信号光锁定在不同跃迁线上时的吸收和透射情况。结果表明：通过调整泵浦光的功率和 Rb 原子池的温度，可以实现：在“透明窗口”中信号光透射率高于 47.4%，同时，在“吸收窗口”中信号光透射率低于 0.14%。

## 参考文献:

- [1] DUAN L-M, LUKIN M D, CIRAC J I, *et al.* Long-distance Quantum Communication with Atomic Ensembles and Linear Optics [J]. *Nature*, 2001, **414**: 413.
- [2] LUKIN M D. Trapping and Manipulating Photon States in Atomic Ensembles [J]. *Rev Mod Phys*, 2003, **75**: 457.
- [3] ZHANG Rui, SEAN R GARNER, LENE VESTERGAARD HAU. Creation of Long-Term Coherent Optical Memory via Controlled Nonlinear Interactions in Bose-Einstein Condensates [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **103**: 233602.
- [4] FLEISCHHAUER M, LUKIN M D. Dark-state Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**: 5094.
- [5] MATSUKEVICH D N, CHANELIERE T, BHATTACHARYA M, *et al.* Entanglement of a Photon and a Collective Atomic Excitation [J]. *Phys Rev Lett*, 2005, **95**: 040405.
- [6] CHOI K S, DENG H, LAURAT J, *et al.* Mapping Photonic Entanglement into and Out of a Quantum Memory [J]. *Nature*, 2008, **452**: 67.
- [7] LENE VESTERGAARD HAU, HARRIS S E, ZACHARY DUTTON, *et al.* Light Speed Reduction to 17 Metres Per Second in an Ultracold Atomic Gas [J]. *Nature*, 1999, **397**: 594.
- [8] PHILLIPS D F, FLEISCHHAUER A, MAIR A, *et al.* Storage of Light in Atomic Vapor [J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **86**: 783.
- [9] ZHAO Bo, CHEN Yu-ao, BAO Xiao-hui, *et al.* A millisecond Quantum Memory for Scalable Quantum Networks [J]. *Nature Physics*, 2009, **5**: 95-99.
- [10] FAN Yong-Fan, WANG Shih-hao, WANG Chang-yi, *et al.* Manipulating the Retrieved Width of Stored Light Pulses [J]. *Phys Rev A*, 2005, **72**: 053803.
- [11] JÜRGEN APPEL, EDEN FIGUEROA, DMITRY KORYSTOV, *et al.* Quantum Memory for Squeezed Light [J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**: 093602.
- [12] KUZMICH A, BOWEN W P, BOOZER A D, *et al.* Generation of Nonclassical Photon Pairs for Scalable Quantum Communication with Atomic Ensembles [J]. *Nature*, 2003, **423**: 731.
- [13] REIM K F, NUNN J, LORENZ V O, *et al.* Towards high-speed Optical Quantum Memories [J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**: 218-221.
- [14] REIM K F, MICHELBERGER P, LEE K C, *et al.* Single-Photon-Level Quantum Memory at Room Temperature [J]. *Phys Rev Lett*, 2011, **107**: 053603.

## The Experiment Investigation of Rb Atom filter

LIU Hai-long, HAO Hong-yu, XU Zhong-xiao, ZHANG Zhi-ying, LI Shu-ying, WANG Hai

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

**Abstract:** We implement studies on optical filtering with hot Rb medium. A laser with its frequency tuned to the resonance transition  $F=1 \rightarrow F'=2$  of Rb medium  $D_2$  line pump the atom. So the atom is prepared to energy level  $F=2$ . A signal light goes through the medium in the opposite direction to the pump light. If the frequency of signal light is tuned to atomic "absorption window" ( $D_1$  line  $F=2 \rightarrow F'=2$ ), the medium will largely absorb the signal light, and the transmission rate of the signal light is just 0.14%. But if the frequency is tuned to the "transmission window" ( $D_1$  line  $F=1 \rightarrow F'=2$ ), the transmission rate is about 47.4%. Therefore, such polarized atoms can be used as the optical filter.

**Key words:** atomic filter; optical pumping; polarized atoms; transmission rate