

# 基于铯原子气室中超精细态光抽运的频率选择吸收滤波器

刘婷婷,梁强兵,葛玉隆,何军,王军民<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:**为了高效探测利用三能级  $\Lambda$  型原子系综 Raman 集体激发过程产生的非经典关联 Stokes 和 anti-Stokes 光子对,必须抑制由写脉冲或读脉冲在原子系综中产生的荧光背景,文章研究了基于铯原子气室中超精细态光抽运的频率选择吸收滤波器.通过理论计算以及实验测量,铯原子气室滤波器在温度为 47.15 °C 时峰值透射率可达 74.3%,信号光与其频率相差 9.2 GHz 的荧光背景的透射率抑制比可达 26.7 dB.同时为了有效避免实验过程中原子气室引起的反射泵浦光对测量结果的影响,尝试采用空心泵浦光束用于超精细态制备,进而对泵浦光采用实心光束和空心光束两种情况下的实验结果进行了对比与分析.

**关键词:**原子气室滤波器;铯原子系综;超精细态光抽运;Raman 集体激发;Stokes 光子;anti-Stokes 光子

**中图分类号:**O431      **文献标志码:**A

## 0 引言

原子光学滤波器由于其高透射率、窄带宽、高抑制比等优点被广泛用于自由空间光通讯、激光雷达等领域.从上世纪 90 年代起,法拉第反常色散原子滤波器已经被广泛研究,其利用一束共振光通过置于纵向磁场的原子气室,入射光的偏振面发生旋转,从而很好地抑制背景光<sup>[1]</sup>,而且具有高透射率、窄带宽、大接收角、响应速度快等特点.

随着量子信息的发展,量子通讯由于其几乎绝对的安全性而日益成为人们研究的热点,光子作为量子信息传输的重要载体,有着潜在的信息传输能力.基于三能级  $\Lambda$  型原子系综内的 Raman 集体激发可用于产生非经典的关联光子对<sup>[2-3]</sup>,实现原子存储器<sup>[4-5]</sup>,以及产生单光子源<sup>[6]</sup>.目前大部分的实验小组利用三能级  $\Lambda$  型原子系综实现量子存储,具体方法如图 1(P57)所示:  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  通常为碱金属原子基态的两个超精细能级,  $|3\rangle$  为激发态的超精细能级,一束泵浦光首先将原子制备到基态  $|1\rangle$ ,共振频率为  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$  的合适强度的“写”激光脉冲作用在布居于  $|1\rangle$  态的原子系综,将其中一个原子经  $|3\rangle$  态激发到  $|2\rangle$  态,并在原子系综内产生一个自旋波,同时辐射出一个 Stokes 光子.  $\delta t$  时间后,“读”激光脉冲作用于  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  跃迁,将存储在原子中的自旋波映射为一个 anti-Stokes 光子,相继产生的 Stokes 光子和 anti-Stokes 光子存在着非经典的量子关联性.实验上,为了高效探测单光子量级的 Stokes 光子和 anti-Stokes 光子,必须使光强较强的写脉冲和读脉冲及其在原子系综中产生的荧光背景得到很好的抑制.通常情况下,人们采用激光泵浦的原子气室、共焦的 F-P 腔以及合理设计的温度稳定的块状法布里泊罗干涉仪作为滤波器滤除不想要的光.

本文基于探测三能级  $\Lambda$  型原子系综内利用 Raman 集体激发产生的非经典关联光子对,抑制背景散射荧光的需要,对基于铯原子气室中超精细态光抽运的频率选择吸收滤波器进行了理论分析和实验研究.通过理论计算以及实验测量,铯原子气室滤波器在温度为 47.15 °C 时峰值透射率可达 74.3%,信号光与其频率相差 9.2 GHz 的荧光背景的透射率抑制比可达 26.7 dB.同时为了有效避免实验过程中泡壁引起的反射泵浦光对测量结果的影响,我们尝试采用空心的泵浦光用于态制备,进而对泵浦光采用实心光束和空心光束两

收稿日期:2012-11-20;修回日期:2012-12-10

基金项目:国家自然科学基金(60978017;61078051;11274213;61205215);国家重大科学研究计划课题(2012CB921601);山西省留学回国人员科研经费资助项目(2012-015)

作者简介:刘婷婷(1988-),女,山西清徐人,硕士研究生,研究领域:量子光学与冷原子物理. E-mail:liutingting880106@126.com. <sup>†</sup> 通讯作者: E-mail:wwjjmm@sxu.edu.cn

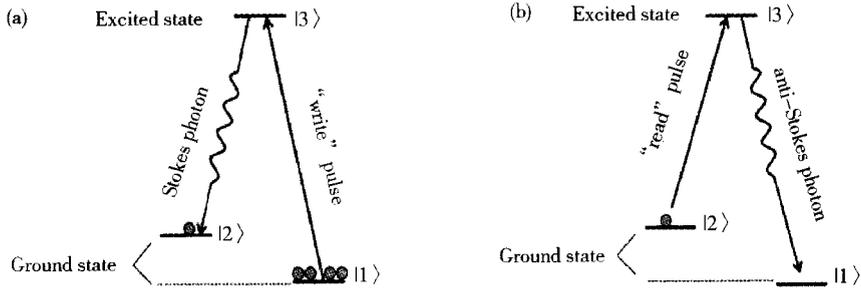


图1 基于三能级 $\Lambda$ 型原子系综的 Raman 集体激发过程产生 Stokes 光子和 anti-Stokes 光子的示意图。 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 通常为碱金属原子基态的两个超精细能级, $|3\rangle$ 为激发态的超精细能级。(a)合适强度的“写”激光脉冲作用在布居于 $|1\rangle$ 态的原子系综,将其中一个原子经 $|3\rangle$ 态激发到 $|2\rangle$ 态,并在原子系综内产生一个自旋波,同时辐射出一个 Stokes 光子;(b)经 $\delta t$  时间后,“读”激光脉冲作用于 $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 跃迁,将存储在原子系综内的自旋波映射为一个 anti-Stokes 光子

Fig. 1 Generation of Stokes photon and anti-Stokes photon based on collective Raman excitation in a three-level  $\Lambda$ -type atomic ensemble. Normally,  $|1\rangle$  and  $|2\rangle$  are two hyperfine levels of alkali metal atomic ground state, while  $|3\rangle$  is one hyperfine level in excited state. (a) A “write” laser pulse with appropriate intensity illuminates atomic ensemble and excites one atom among the atomic ensemble to state  $|2\rangle$  via state  $|3\rangle$ , generates a spin wave inside the atomic ensemble and emits a Stokes photon at the same time. (b) After a delay time  $\delta t$ , the “read” laser pulse at  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  transition excites the atomic ensemble and maps the spin wave stored in the atomic ensemble to an anti-Stokes photon

种情况下的实验结果进行了对比与分析. 原子滤波器的实现对于光与原子相互作用实验,尤其对于原子系综内基于 Raman 集体激发效应而产生的 Stokes 光子和 anti-Stokes 光子的探测是非常重要的。

## 1 基于铯原子气室中超精细态光抽运的频率选择吸收滤波的实验原理及理论分析

图2是铯原子滤波器采用的原子能级结构图,为了成功探测 Stokes 光子同时滤除由写脉冲所产生的散射光子(两束光相差 9.2 GHz),需要首先将铯原子制备到基态  $6S_{1/2} F=4$ ,由于超精细态原子的频率选择吸收,共振或近共振于  $6S_{1/2} F=3 \rightarrow 6P_{3/2} F'=4$  跃迁的 Stokes 光子作用于这群原子没有被吸收,而共振于  $6S_{1/2} F=4 \rightarrow 6P_{3/2} F'=4$  跃迁的光子被处于基态  $6S_{1/2} F=4$  态的原子强烈吸收,可实现频率选择吸收滤波,如图 2(a)。同理,如果想要成功探测 anti-Stokes 光子同时滤除读脉冲所散射的荧光,泵浦光需要首先将原子制备到  $6S_{1/2} F=3$ ,如图 2(b)所示。

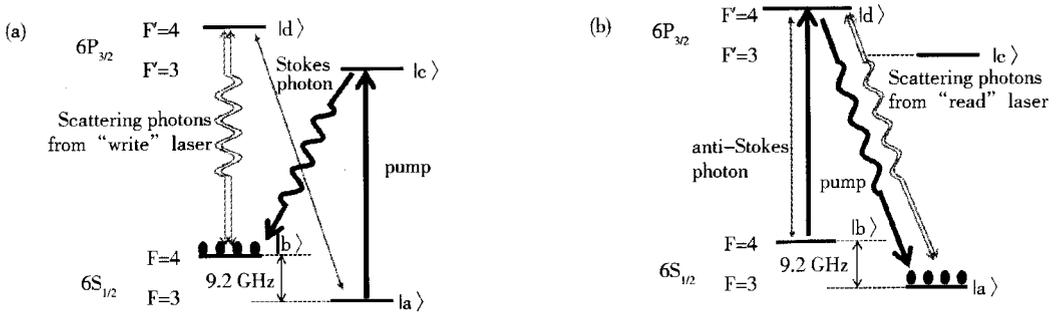


图2 基于超精细态光抽运的铯原子气室滤波器采用的能级结构图.共振于 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁(或 $|b\rangle \rightarrow |d\rangle$ 跃迁)的泵浦光作用于铯原子气室,将原子制备到 $|b\rangle$ 态(或 $|a\rangle$ 态),使得 Stokes 光子(或 anti-Stokes 光子)透射,并强烈吸收由“写”激光脉冲(或“读”激光脉冲)在原子系综中产生荧光背景

Fig. 2 Hyperfine structure of  $^{133}\text{Cs}$  atom in the frequency-selective-absorption atomic filter which is based on hyperfine-state optical pumping in a cesium atomic vapor. With atoms initially prepared in the ground state  $|b\rangle$  (or state  $|a\rangle$ ) by pump laser with frequency of  $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$  transition (or  $|b\rangle \rightarrow |d\rangle$  transition), these atoms absorb the radiation fluorescence strongly produced by write pulse (read pulse), and make the Stokes photon (anti-Stokes photon) passes through the medium freely

下面我们分析频率共振于 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 跃迁的泵浦光作用于铯原子气室,原子处于 $|a\rangle$ 态、 $|b\rangle$ 态和 $|c\rangle$ 态的

布居数情况,以及对于频率分别共振于 $|a\rangle\rightarrow|d\rangle$ 跃迁、 $|b\rangle\rightarrow|d\rangle$ 跃迁的探测光(用于模拟 Stokes 光子、anti-Stokes 光子、由“写”激光脉冲或“读”激光脉冲在原子气室中产生的荧光背景)的透射情况<sup>[7]</sup>,如图 2(a)所示。

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, $H_I$  为光与原子相互作用哈密顿量。

表达式如下:

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

$$H_I = -\left(\frac{\hbar}{2}\Omega_{pump} e^{-i\omega_{pump}t} |c\rangle\langle a| + \frac{\hbar}{2}\Omega_{pump}^* e^{i\omega_{pump}t} |a\rangle\langle c|\right) \quad (2)$$

方程(2)中考虑到旋波近似,其中  $\Omega_{pump}$  为泵浦光的拉比频率。

原子密度算符的演化遵从刘维方程

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] \quad (3)$$

联立(1)、(2)、(3)式可得

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{aa} &= -\frac{i}{2}(-\Omega_{pump}^* e^{i\omega_{pump}t} \rho_{ca} + \Omega_{pump} e^{-i\omega_{pump}t} \rho_{ac}) + \gamma_0(\rho_{bb} - \rho_{aa}) + \Gamma_{ca}\rho_{cc} \\ \dot{\rho}_{bb} &= -\gamma_0(\rho_{bb} - \rho_{aa}) + \Gamma_{cb}\rho_{cc} \\ \dot{\rho}_{cc} &= -\frac{i}{2}(\Omega_{pump}^* e^{i\omega_{pump}t} \rho_{ca} - \Omega_{pump} e^{-i\omega_{pump}t} \rho_{ac}) - \Gamma_c\rho_{cc} \\ \dot{\rho}_{ca} &= -i\left[\frac{1}{2}\Omega_{pump} e^{-i\omega_{pump}t} \rho_{cc} - \frac{1}{2}\Omega_{pump} e^{-i\omega_{pump}t} \rho_{aa} + \rho_{ca}(\omega_c - \omega_a)\right] + (i\Delta - \gamma)\rho_{ca} \end{aligned} \quad (4)$$

作慢变近似

$$\rho_{aa} = \bar{\rho}_{aa} + \rho_{bb} = \bar{\rho}_{bb} + \rho_{cc} = \bar{\rho}_{cc} + \rho_{ca} = \bar{\rho}_{ca} e^{-i\omega_{pump}t} \quad (5)$$

得到耦合方程

$$\begin{aligned} \dot{\bar{\rho}}_{aa} &= -\frac{i}{2}(\Omega_{pump}^* \bar{\rho}_{ca} + \Omega_{pump} \bar{\rho}_{ac}) + \gamma_0(\bar{\rho}_{bb} - \bar{\rho}_{aa}) + \Gamma_{ca}\bar{\rho}_{cc} \\ \dot{\bar{\rho}}_{bb} &= -\gamma_0(\bar{\rho}_{bb} - \bar{\rho}_{aa}) + \Gamma_{cb}\bar{\rho}_{cc} \\ \dot{\bar{\rho}}_{cc} &= -\frac{i}{2}(-\Omega_{pump} \bar{\rho}_{ca} + \Omega_{pump}^* \bar{\rho}_{ac}) - \Gamma_c\bar{\rho}_{cc} \\ \dot{\bar{\rho}}_{ca} &= \frac{i}{2}(\bar{\rho}_{aa} - \bar{\rho}_{cc})\Omega_{pump} + (i\Delta - \gamma)\bar{\rho}_{ca} \end{aligned} \quad (6)$$

其中  $\Delta = \omega_{ca} - \omega_{pump}$  为泵浦光的失谐量, $\Gamma_c$  为激发态 $|c\rangle$ 的自发辐射率, $\Gamma_{ca}$ 、 $\Gamma_{cb}$  分别为激发态 $|c\rangle$ 向基态 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 的自发辐射率, $\gamma$  为  $\rho_{ca}$  的衰减率, $\gamma_0$  为基态 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 之间由于热碰撞引起的布居数的弛豫率, $\gamma_0$  的值远远小于  $\gamma$ 。

布居数守恒要求

$$\bar{\rho}_{aa} + \bar{\rho}_{bb} + \bar{\rho}_{cc} = 1 \quad (7)$$

联立(6)、(7),令方程组(6)左边时间导数为 0,即可得到稳态解。

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_{aa} &= \frac{\gamma_0[2\Gamma_c(\gamma^2 + \Delta^2) + \gamma|\Omega_{pump}|^2]}{4\gamma_0\Gamma_c(\gamma^2 + \Delta^2) + \gamma(3\gamma_0 + \Gamma_{cb})|\Omega_{pump}|^2} \\ \bar{\rho}_{bb} &= \frac{\Gamma_c\gamma_0\Delta^2 + \Gamma_c\gamma_0\gamma^2 + \frac{1}{2}\gamma|\Omega_{pump}|^2\Gamma_{cb} + \frac{1}{2}\gamma|\Omega_{pump}|^2\gamma_0}{\frac{3}{2}\gamma|\Omega_{pump}|^2\gamma_0 + \frac{1}{2}\gamma|\Omega_{pump}|^2\Gamma_{cb} + 2\Gamma_c\gamma_0\Delta^2 + 2\Gamma_c\gamma_0\gamma^2} \\ \bar{\rho}_{cc} &= \frac{\gamma_0\gamma|\Omega_{pump}|^2}{4\gamma_0\Gamma_c(\gamma^2 + \Delta^2) + \gamma(3\gamma_0 + \Gamma_{cb})|\Omega_{pump}|^2} \end{aligned} \quad (8)$$

共振于 $|a\rangle\rightarrow|d\rangle$ 能级和 $|b\rangle\rightarrow|d\rangle$ 能级的两束探测光极化率虚部的表达式为

$$\chi''_{ad} = \frac{N\mu_{da}^2}{\epsilon_0\hbar} \cdot \frac{\gamma_{da}}{\gamma_{da}^2 + \Delta_p^2} \cdot (\bar{\rho}_{aa} - \bar{\rho}_{dd}) \quad (9)$$

$$\chi''_{ad} = \frac{N\mu_{db}^2}{\epsilon_0 \hbar} \cdot \frac{\gamma_{db}}{\gamma_{db}^2 + \Delta_p^2} \cdot (\bar{\rho}_{bb} - \bar{\rho}_{dd}) \quad (10)$$

上式分别代表共振于  $|a\rangle \rightarrow |d\rangle$  能级和  $|b\rangle \rightarrow |d\rangle$  能级的两束探测光的吸收特性,其中  $N$  代表原子数密度,  $\epsilon_0$  代表真空中介电常数,  $\mu_{da}$ 、 $\mu_{db}$  代表原子跃迁的偶极矩阵元,  $\gamma_{da}$ 、 $\gamma_{db}$  代表激发态  $|d\rangle \rightarrow$  基态  $|a\rangle$ 、激发态  $|d\rangle \rightarrow$  基态  $|b\rangle$  的偶极衰减率,探测光失谐量  $\Delta_p = 0$ 。

在一定泵浦光作用下,原子对探测光的吸收系数为

$$\alpha = \frac{n_0 \omega \chi''}{c} \quad (11)$$

其中  $n_0 = 1$  为真空中的折射率,  $\omega$  为探测光频率。

探测光透射率为

$$T = e^{-\alpha l} \quad (12)$$

根据(8)–(11)式,可求得两束频率差 9.2 GHz 探测光透射率与泵浦光功率及铯原子气室温度的变化关系。图 3(a)代表室温下 ( $T \sim 25^\circ\text{C}$ ) 探测光透射率与泵浦光功率的变化关系,图 3(b)代表泵浦光功率一定的情况下 (45 mW),探测光透射率与铯原子气室温度的变化曲线。从理论计算结果分析,探测光透射率及抑制率的大小主要决定于铯泡内原子数密度  $N$ , 泵浦光功率  $P_{\text{pump}}$ , 以及原子基态两个超精细能级之间由于碰撞所引起的布居数弛豫率  $\gamma_0$ 。由图 3(a)可见,室温下,对于铯泡内没有充缓冲气体且没有进行加热的情况,当泵浦光功率为 8 mW 时,频率共振于  $6S_{1/2} (F=3) \rightarrow 6P_{3/2} (F'=4)$  的探测光透射率约为 90%, 对于频率共振于  $6S_{1/2} (F=4) \rightarrow 6P_{3/2} (F'=4)$  的探测光最低透射率约为 15%, 此时探测光透射率趋于饱和,继续增加泵浦光的功率透射率没有明显变化。此种情况下,想要透过的光透射率较高,然而对于想要抑制的光的抑制率还不够低,难以满足实验的要求,说明泵浦光制备于  $6S_{1/2} (F=4)$  态的原子数密度较低,或者由于原子碰撞引起基态两个超精细态的弛豫率太快,制备到  $6S_{1/2} (F=4)$  态的原子很快回到  $6S_{1/2} (F=3)$ , 因此为了得到更高的抑制比,可以通过对原子气室进行加热的方法,即增加原子数密度提高抑制率,如(9)、(10)式可得介质极化率的虚部(代表吸收)与原子数密度成正比,温度越高,对两束探测光的吸收越强,透射降低。然而加热在增大原子数密度的同时,使得原子之间碰撞加剧,原子的平均自由程减小,对原子的态制备带来负面的影响,因此我们可以通过铯泡内充一定气压缓冲气体的方法,减小原子之间由碰撞引起的布居数的弛豫率  $\gamma_0$ 。理想情况下(忽略  $\gamma_0$  随温度的影响),温度越高抑制比越高,然而实际情况中,温度加到一定程度后,  $\gamma_0$  对实验的影响是无法忽略的。

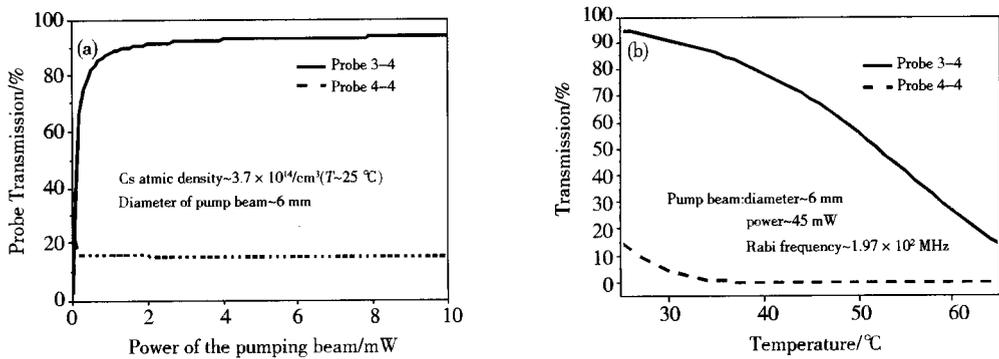


图 3 (a) 探测光透射率与泵浦光功率的变化关系。其中铯原子气室温度  $T \sim 25^\circ\text{C}$ , 原子数密度  $N \sim 3.7 \times 10^{14} / \text{cm}^3$ , 泵浦光光斑直径为 6 mm。(b) 泵浦光光强一定的情况下 (Rabi 频率  $\Omega = 1.97 \times 10^2 \text{ MHz} = 6 \Gamma_c$ , 其中泵浦光光斑直径为 6 mm, 功率为 45 mW), 探测光透射率与铯原子气室温度的变化曲线。其中所用参数:  $\Delta = \Delta_p = 0$ ,  $\gamma_{db} = \gamma_{da} = \gamma = 2\pi \times 2.617 \text{ MHz}$ ,  $\mu_{db} = \mu_{da} = 3.8 \times 10^{-29} \text{ C} \cdot \text{m}$ ,  $\gamma_0 = 0.05 \text{ MHz}$ ,  $\Gamma_{cb} = \Gamma_{ca} = 2\pi \times 2.617 \text{ MHz}$ ,  $\Gamma_c = 2\pi \times 5.234 \text{ MHz}$

Fig. 3 (a) The transmission rate of probe lights as function of the power of pump laser at room temperature  $T \sim 25^\circ\text{C}$ , cesium density  $N \sim 3.7 \times 10^{14} / \text{cm}^3$ , diameter of pump laser  $\sim 6 \text{ mm}$ . (b) The transmission of probe beams as function of the temperature of cesium atomic ensemble when the Rabi frequency of pump laser  $\Omega = 1.97 \times 10^2 \text{ MHz} = 6 \Gamma_c$ , diameter  $\sim 6 \text{ mm}$ , power  $\sim 45 \text{ mW}$ . The parameters are:  $\Delta = \Delta_p = 0$ ,  $\gamma_{db} = \gamma_{da} = \gamma = 2\pi \times 2.617 \text{ MHz}$ ,  $\mu_{db} = \mu_{da} = 3.8 \times 10^{-29} \text{ C} \cdot \text{m}$ ,  $\gamma_0 = 0.05 \text{ MHz}$ ,  $\Gamma_{cb} = \Gamma_{ca} = 2\pi \times 2.617 \text{ MHz}$ ,  $\Gamma_c = 2\pi \times 5.234 \text{ MHz}$

## 2 实验装置和实验结果及其分析讨论

实验装置如图 4, 探测光(用于模拟 Stokes 光子和由“写”激光脉冲在原子气室中产生的荧光背景)由 DFB 激光器提供, 光斑直径为 2.2 mm, 泵浦光由 ECDL 激光器提供, 经望远镜系统扩束后直径约为 6 mm. 传统方案中一般采用将泵浦光与探测光以小角度( $\leq 2^\circ$ )相向穿过铯泡, 如图 4(a)所示, 此方案缺点在于泵浦光进入铯泡时, 铯泡两端面及其泡壁对泵浦光有严重的反射, 其反射光进入到探测器严重影响对光强较弱的探测光的探测<sup>[7]</sup>, 因此一些实验小组利用 PBS(改变两束光的偏振), 小孔光阑或光纤耦合的探测器滤除反射的泵浦光.

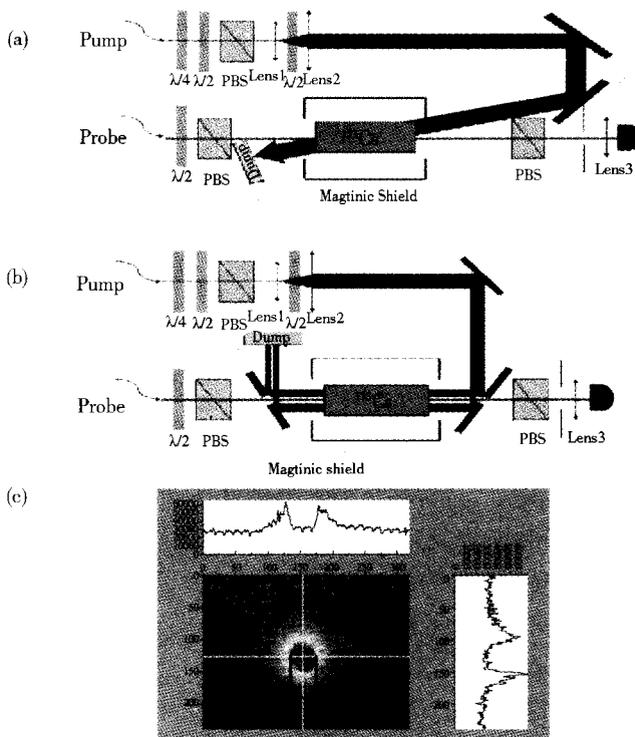


图 4 实验装置图. 图(a)中泵浦光与探测光反向进入铯泡, 其夹角小于  $2^\circ$ . 图(b)中利用带小孔的反射镜使得泵浦光与探测光反向平行进入铯泡. 图(c)经带小孔反射镜反射的空心光束的横截面光强分布

Fig. 4 Schematic diagram of the experimental setup. (a) The probe beam intersects with the pump beam at a crossing angle less than  $2^\circ$ . (b) The pump beam is directed into the cesium cell counter-propagating with the probe beam using a reflection-mirror with a 3 mm diameter hole. (c) Intensity distribution of hollow pump laser is measured by CCD

文献[8]中利用一个两端面镀膜的原子气室, 通过电磁感应透明现象将一束信号光写入原子中, 由于原子的不规则运动, 可以在垂直于气室横截面的其他通道内将其相干性读取出来. 本实验中, 我们利用两个带有 3 mm 小孔的反射镜使得泵浦光与探测光能够反向平行进入铯原子气室<sup>[9]</sup>, 空心的泵浦光进入原子气室, 将原子制备到所需的超精细态上, 完成态制备的原子通过扩散运动可到达原子气室的中间区域, 并与探测光发生作用, 从而吸收不想要的光, 并且使得希望成功探测的 Stokes 光子或 anti-Stokes 光子透射, 此方案也能够很好的避免由于铯原子气室通光窗所反射的泵浦光对探测光的影响. 图 4(c)为通过 CCD 采集的带小孔反射镜反射的空心光束横截面光强分布, 其中心小孔区域约 2.63 mm.

实验中原子气室滤波器要求泵浦光光强应远大于铯原子 D2 线饱和光强( $I_{sat} = 1.12 \text{ mW/cm}^2$ ), 使尽量多的原子被制备到需要的基态超精细能级, 而探测光的光强则较弱( $\leq 0.1 I_{sat}$ ), 以避免自身所引起的泵浦效应. 泵浦光通过  $\lambda/4$ ,  $\lambda/2$  和 PBS 为了能够获得较大功率的 P 偏振光, 泵浦光进入铯原子气室后剩余的光由带小孔反射镜反射, 然后采用垃圾堆(Dump)将其收集, 如图 4(b)所示. 空心泵浦光实现光泵浦时, 中心小孔的大小对探测光的透射率有一定的影响. 如果孔过大, 对于相同功率的泵浦光经过带小孔的反射镜反射后, 其中心区域损耗的功率就越多, 同时孔过大, 中心区域没有进行态制备的原子( $6S_{1/2}(F=3)$ )就越多, 完成态

制备(没有由于碰撞转移到基态  $6S_{1/2}(F=3)$ )的原子在中心区域的比例较低,因此对于频率共振于  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  的探测光吸收减弱,透射增强,而对于频率共振于  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  的探测光吸收增大,透射降低,与实验目的相违背.进而由于探测光需要先后通过两个带小孔的反射镜进入探测器被探测,探测光直径为 2.2 mm,如果孔过小,会对探测光带来较大的损耗,孔的大小应该能够使得探测光很好的通过两个反射镜的中心小孔区域,而没有引入较大的损耗,综合考虑我们选取带有 3 mm 小孔的反射镜.反射镜上小孔的方向与镜面夹角为  $45^\circ$ ,如图 4(b)所示.探测光通过  $\lambda/2$  和 PBS 使其偏振为 S 偏振,两束光偏振方向垂直.探测器前的 PBS,小孔光阑以及透镜用于滤除反射的泵浦光.铯原子气室直径 25 mm,长 75 mm,两个通光窗镀有 852 nm 增透膜.磁屏蔽筒可以将外界磁场屏蔽到  $\sim 40$  nT 以下.我们采用双股缠绕的加热线圈对铯泡进行加热,从而避免由于线圈加热而产生的磁场.由于加热时会有部分铯原子凝结在铯原子气室两通光窗的内表面(接触外界空气温度较低),所以我们采用螺线管只在铯原子气室的两端加热,中间区域不缠绕加热线圈,这样就可以使得两端的温度始终高于中间部分的温度,避免铯原子蒸汽凝结到两个端面.远失谐的探测光通过铯泡时透射率约 95%,其损耗来源于铯泡壁、两端面以及两个带小孔反射镜.

实验中,我们测量了室温下( $T \sim 25^\circ\text{C}$ )两束探测光( $5.5 \mu\text{W}$ )透射率与泵浦光功率的变化关系,如图 5 所示.频率为  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=3)$  线偏振的泵浦光将原子制备到  $6S_{1/2}(F=4)$  态,频率为  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  的探测光与完成态制备的原子相互作用被吸收而频率为  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  的探测光透射.泵浦光光强越强,制备在所需超精细态上的原子越多,对频率为  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  的探测光吸收越强透射率越低,而频率为  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  的探测光吸收减弱透射率增大.分别采用图 4 的两种实验方案,我们可以看出对于  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  的探测光,采用空心的泵浦光其透射率较高,而对于  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  的探测光,采用是实心的泵浦光抑制率较高,如图 5 所示.进而我们对这两束探测光透射率的比值(抑制比)进行了研究,发现采用实心的泵浦光其抑制比较高.

采用空心的泵浦光束时,实验中得到的抑制比较低的原因,可能是由于实验中采用的铯泡内没有充缓冲气体,被制备到所需超精细态上的原子往中心区域运动过程中经过原子间的碰撞,其内态没有得到较长时间的保持.因此我们设想如果采用充有合适分压的 Ne(氖)作为缓冲气体,使原子在基态两个超精细能级之间的弛豫得到抑制<sup>[10]</sup>,在空心泵浦光抽运下,已经被制备到所需的超精细态的原子扩散到中心区域时,仍可保持其超精细态,从而更有效地吸收不想要的光,使抑制比得到提高.

我们研究了探测光(1 mW)通过完成态制备的原子系综后其透射率与铯原子气室温度的变化关系,此时泵浦光的功率为 45 mW,直径约 6 mm.如图 6(P62)可见,铯原子气室温度升高,两束探测光的透射率都会降低,在温度为  $47.15^\circ\text{C}$  时抑制比达到  $\sim 26.7$  dB,其中想要透过的探测光透射率为  $\sim 74.3\%$ ,不想要的探测光透射率  $< 0.2\%$ .

探测光选取 1 mW,探测光束半径为  $\sim 1.1$  mm,其平均光强为  $\sim 26$  mW/cm<sup>2</sup>,已经大于其饱和光强,由探测光引起的光抽运效应需要考虑.考虑光强较强探测光的光抽运效应实际应该是使得基态两个超精细态上的原子布居数会发生一点变化.频率共振于  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=3)$  光强较强的泵浦光将大部分原子从  $6S_{1/2}(F=3)$  制备于  $6S_{1/2}(F=4)$  态,对于频率共振于  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  的探测光,光强较强时会使得布居于  $6S_{1/2}(F=4)$  态的原子又重新抽回到  $6S_{1/2}(F=3)$  态,使得处于  $6S_{1/2}(F=4)$  态的原子数减少,因此对频率为  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  探测光的吸收降低,透射增强,其透射率高于光强较弱时的透射率.同理对于频率共振于  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  的探测光,光强较强时会使得布居于  $6S_{1/2}(F=3)$  态的原子

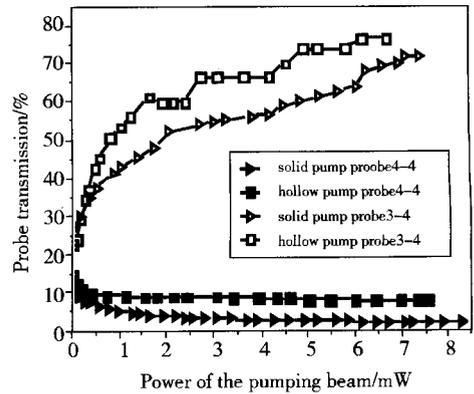


图 5 室温下( $T \sim 25^\circ\text{C}$ ),两束频率相差 9.2 GHz 的探测光 ( $5.5 \mu\text{W}$ ) 在泵浦光为实心光束和空心光束时透射率曲线  
Fig. 5 Transmission rate of two probe lights ( $5.5 \mu\text{W}$ ) with hollow pump laser and solid pump laser as a function of pump intensity at room temperature ( $T \sim 25^\circ\text{C}$ )

继续往  $6S_{1/2}(F=4)$  态转移,使得布居于  $6S_{1/2}(F=3)$  态的原子数继续减少,因此对  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  探测光的吸收降低,透射增强,其透射率高于探测光光强较弱时的透射率。

实验中之所以选取 1 mW 探测光,是为了使得在实验测量时铯泡加热对探测光的透射率及抑制率的影响较为明显.我们实验上曾经观察过探测光功率较小时( $\sim 5 \mu\text{W}$ ),然而在 44.9 mW 的泵浦光作用下,探测光的抑制率已趋于下限,随温度没有明显变化,其中的物理思想还在进一步讨论中。

原子气室温度的增加不仅改变原子数密度,同时也改变了原子的平均自由程,使得原子自由程变短,原子之间碰撞加剧,由于原子碰撞引起基态的两个超精细态的弛豫率加快,制备到  $6S_{1/2}(F=4)$  态的原子可能很快回到  $6S_{1/2}(F=3)$ ,对原子的态制备带来负面的影响.但是实验数据表明加热以后对于频率共振于  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=4)$  的探测光透射率明显低于室温时的透射率,说明加热后原子数密度增大对实验结果的影响远远大于平均自由程变小带来的影响。

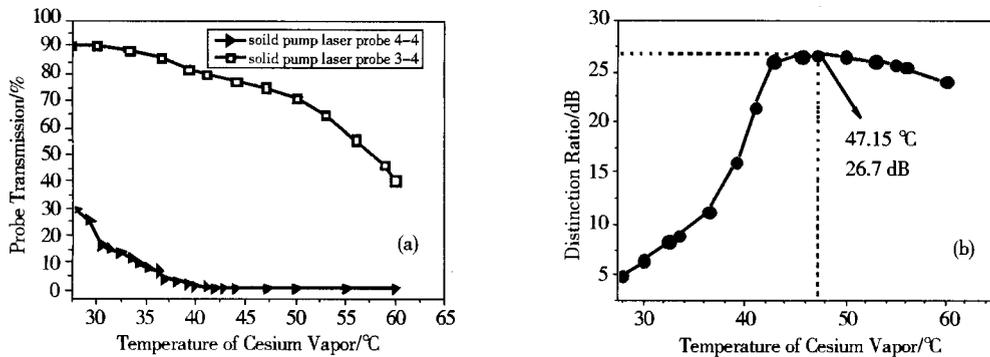


图6 当泵浦光功率一定的情况下(45 mW),两束探测光的透射率与铯原子气室温度的变化关系.(a)分别代表两束探测光的透射率随铯原子气室温度的关系.(b)代表两束探测光抑制比随铯原子气室温度的关系

Fig. 6 Transmission of probe lights as a function of Cs vapor cell's temperature when the power of pump laser is 45mW. (a) The transmission of write pulse and Stokes photons. (b) The distinction ratio between write pulse and Stokes photons

### 3 结论及展望

为了成功探测由三能级  $\Lambda$  型原子系综内利用 Raman 集体激发效应产生的非经典关联光子对,同时抑制由写脉冲和读脉冲产生的荧光背景,本文对工作于铯原子  $D_2$  线的原子滤波器的工作特性进行了理论分析和实验研究.文章中对分别采用空心泵浦光束和实心泵浦光束两种情况的实验结果进行了对比,发现相同情况下采用实心泵浦光效果更佳.同时我们还研究了两束探测光透射率与铯原子气室温度的变化关系,结果表明当温度为 47.13 °C 时,两束探测光抑制比达到 26.7 dB,其中想要透过光的透射率为  $\sim 74.3\%$ ,想要抑制的光透射率  $< 0.2\%$ 。

对于空心泵浦光束的情形,若采用充有合适分压的 Ne(氖)作为缓冲气体,使原子在基态两个超精细能级之间的弛豫得到抑制,使得完成态制备的原子扩散到中心区域时,仍可保持其超精细态,从而更有效地吸收不想要的光,提高抑制比.其次若采用  $D_1$  线 894 nm 的激光作为泵浦光<sup>[7]</sup>,由铯原子气室反射的泵浦光与探测光(852 nm)频率相差较大,即可用干涉滤波器片将其滤掉,从而大大减小泵浦光对弱的探测光的影响。

基于气室中超精细态光抽运的频率选择吸收的高抑制比滤波器的实现,对于光与原子相互作用实验,特别是对于基于原子系综 Raman 集体激发过程产生的 Stokes 和 anti-Stokes 光子对之间的非经典关联特性研究和基于原子系综操控的单光子源研究等都具有重要意义。

### 参考文献:

- [1] 彭玉峰,汤俊雄,王庆吉,等.强磁场中  $RbD_2$  线法拉第反常色散滤光器特性研究[J].光学学报,1993,13(5):419-424.
- [2] Duan L M, Lukin M, Cirac J I, et al. Long-distance Quantum Communication with Atomic Ensembles and Linear Optics [J]. Nature, 2001, 414: 413-421.

- [3] 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**:731-734.
- [4] Reim K F, Nunn J, Lorenz V O, *et al.* Towards High-speed Optical Quantum Memories[J]. *Nature Photon*, 2010, **4**:218-221.
- [5] Bao X H, Reingruber A, Dietrich P, *et al.* Efficient and Long-lived Quantum Memory with Cold Atoms Inside A Ring Cavity[J]. *Nature Phys*, 2012, **8**:517-521.
- [6] 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.
- [7] 刘海龙, 郝红玉, 徐忠孝, 等. Rb 原子滤波器的实验研究[J]. 量子光学学报, 2012, **18**:291-296.
- [8] Xiao Y H, Klein M, Hohensee M, *et al.* Slow Light Beam Splitter[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **101**:043601.
- [9] Cere A, Parigi V, Abad M, *et al.* Narrowband Tunable Filter Based on Velocity-selective Optical Pumping in An Atomic Vapor[J]. *Opt Lett*, 2009, **34**:1012-1014.
- [10] 王波, 李淑静, 常宏, 等. 三能级原子系统中单光子频率失谐对光减速的影响[J]. 物理学报, 2005, **54**:4136-4140.

## Frequency-selective-absorption Optical Filter Based on Hyperfine-state Optical Pumping in A Cesium Atomic Vapor Cell

LIU Ting-ting, LIANG Qiang-bing, GE Yu-long, HE Jun, WANG Jun-min  
(The State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices (Shanxi University),  
and Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

**Abstract:** We report experimental investigation of an atomic optical filters by utilizing a laser-pumped cesium (Cs) atomic vapor cell, which is based on the demand of the detection of quantum correlated Stokes and anti-Stokes photon pairs in a  $\Lambda$ -type three-level atomic ensemble, respectively. Firstly, we calculated the probe transmission rate as function of pump intensity and temperature of cesium ensemble in theory, then in experiment, we achieves a peak transmission  $\sim 74.3\%$  of probe laser and the distinction ratio between excitation channel and 9.2 GHz (hyperfine splitting in Cs ground state) frequency-detuned signal channel is about  $\sim 26.7$  dB at 47.15 °C. In order to avoid reflected pump laser by atomic vapor, we utilized a hollow pump laser to prepare states and make the contrast of the experiment results with solid pump and hollow pump.

**Key words:** optical filter based on atomic vapor cell; cesium atomic ensemble; hyperfine-state optical pumping; collective Raman excitation; Stokes photon; anti-Stokes photon