

# 一种新型原子共振滤光器研究\*

陈怀林 彭玉峰 汤俊雄 王庆吉

(北京大学无线电系, 北京 1000871)

## 提 要

报道 Rb 原子法拉第共振滤光器 (AFROF) 的理论与实验研究. 考虑 Rb 原子超精细结构的塞曼效应, 对 Rb-AFROF 的传输特性进行理论分析, 实验观测了 Rb-AFROF 的工作频率、通带宽度随外磁场和室温温度的变化关系. 测量表明, Rb-AFROF 传输效率  $\sim 50\%$ , 带宽小于 3 GHz, 最小探测光强  $\sim 0.1 \mu\text{W}$ .

关键词 法拉第共振效应, 原子共振滤光器.

## 1 引 言

原子共振滤光器 (ARF) 是一种新型量子滤光器件, 与传统滤光片 (如干涉滤光片, 双折射滤光片) 相比, 它具有超窄带宽 ( $\sim 0.001 \text{ nm}$ )、宽视场、大接收角等优点, 在通信、雷达、遥感等领域有重要应用.

关于 ARF 的原理及应用 Gelbwachs<sup>[1]</sup> 作了较全面的综述. 目前已有多种类型 ARF 的研究报道<sup>[2,3]</sup>. 我国自 1988 年以来, 相继开展了 Cs-ARF<sup>[4]</sup> 和 Rb-ARF 的研究, 也取得可喜成果.

1991 年, Dick 和 Shay 首次报道 Rb 法拉第反常色散光学滤波器的实验演示<sup>[5]</sup>. 基于法拉第共振效应的原子滤光器与一般 ARF 相比有以下几个特点: 1) 高传输效率, 理想情况下, 传输系数接近 100%; 2) 高噪声抑制比, 优于  $10^5$ ; 3) 响应时间快, 它仅由滤光器带宽 ( $\sim \text{GHz}$ ) 决定, 典型值  $\sim \text{ns}$ ; 4) 滤光器的工作频率和通带宽度可在一定范围内调谐. 因此, 它在激光对潜通信和激光探潜中有重要应用前景.

文献 [5] 仅报道弱磁场 ( $4.7 \times 10^{-3} \text{ T}$ ) 条件下 Rb-AFROF 的传输特性的实验结果, 未给出相应的理论分析. 本文考虑 Rb  $D_2$  线超精细 Zeeman 效应, 对 Rb-AFROF 的传输特性作了理论分析, 并且对不同磁场 ( $0 \sim 3 \times 10^{-2} \text{ T}$ ), 不同温度 ( $0 \sim 140^\circ \text{C}$ ) 条件下的传输特性作了实验研究, 观测到磁场与温度对 Rb-AFROF 透射峰频率和带宽的调谐特性.

## 2 理论模型

把一个在纵向恒定磁场  $B$  中的原子气室置于相互正交的偏振器  $P_1$  和  $P_2$  之间便构成 AFROF 系统, 如图 1 所示. 频率为  $\omega$  的入射光经起偏器  $P_1$  后变成振幅为  $E_0$  的  $x$  方向线

偏振光, 它可表示成两个圆偏振光  $\sigma^+$  与  $\sigma^-$  之和, 在  $z$  处的电矢量为

$$\mathbf{E} = (1/\sqrt{2}) E_0 [\mathbf{e}_+ \exp(i k_+ z) + \mathbf{e}_- \exp(i k_- z)] \exp(-i \omega t). \quad (1)$$

在  $z=L$  ( $L$  为气室长度) 处,  $y$  方向上的电矢量为

$$E_t = (1/2) E_0 y [\exp(i k_+ L) - \exp(i k_- L)] \cdot \exp(-i \omega t). \quad (2)$$

滤光器传输系数为

$$T_R(\nu) = |E_t|^2 / |E_0|^2 = (1/2) \exp(-\bar{\alpha} L) \times [\cosh(\Delta\alpha L) - \cos(2\rho L)], \quad (3)$$

$$k_{\pm} = (\omega/C) n_{\pm} \pm (i/2) \alpha_{\pm},$$

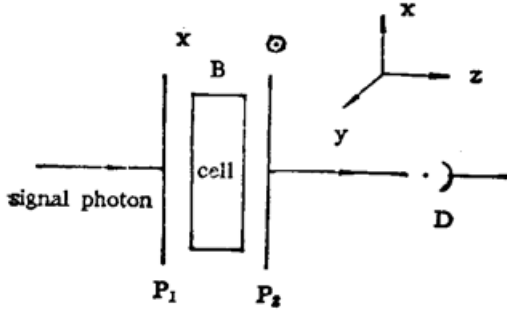


Fig. 1 AFROF system

式中  $k_{\pm}$  代表  $\sigma^{\pm}$  光的波数,  $n_{\pm}$ 、 $\alpha_{\pm}$  分别代表  $\sigma^{\pm}$  的折射率和吸收系数, 它们与相应的电极化率  $\chi_{\pm}$  有关

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha} &= (1/2)(\alpha_+ + \alpha_-) = (\omega/2C) \text{Im}(\chi_+ + \chi_-), \\ \Delta\alpha &= (1/2)(\alpha_+ - \alpha_-) = (\omega/2C) \text{Im}(\chi_+ - \chi_-), \\ \rho &= (\omega/2C)(n_+ - n_-) = (\omega/4C) \text{Re}(\chi_+ - \chi_-), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中  $\bar{\alpha}$  为平均吸收系数,  $\Delta\alpha$  为圆双色性和  $\rho$  为旋磁本领. Rb 原子有两种同位素:  $^{85}\text{Rb}$  (丰度 72%,  $I=5/2$ ) 和  $^{87}\text{Rb}$  (丰度 28%,  $I=3/2$ ), 在外界恒定纵向磁场  $B$  中, 其  $D_2$  线 ( $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ ) 共有 48 对具有 Voigt 线形的超精细塞曼谱线, 上式  $\chi_{\pm}$  是它们的总贡献. 即有

$$\chi_{\pm} = \sum_{nj} \chi_{nj\pm}. \quad (5)$$

对跃迁频率为  $\omega_n$  的第  $j$  个塞曼跃迁的  $\sigma$  谱线, 其电极化率为

$$\chi_{nj\pm} = \frac{e^2 |\langle F_2 m_F | (x + iy) / \sqrt{2} | F_1 m_{F\pm} \rangle|^2}{2\hbar \epsilon_0 [\omega_n \pm \Delta\omega_{njs} - \omega - i(\Gamma/2)]}, \quad (6)$$

式中  $\Delta\omega_{njs}$  是第  $j$  个塞曼跃迁的裂距,  $\Gamma$  是该谱线的自然线宽,  $F$ ,  $m_F$  为超精细结构的角动量量子数和磁量子数. 依 Wigner-Eckart 定理, 考虑都普勒效应和原子速率分布, 对各  $\chi_{nj\pm}$  求和得到  $\chi_{\pm}$ , 再利用 (3) 式和 (4) 式得到  $T_R(\nu)$  的理论曲线, 如图 2 所示.

如果 AFROF 工作条件满足  $\Delta\alpha \rightarrow 0$  和  $\bar{\alpha}L \ll 1$ , 则

$$T_R(\nu) = \sin^2 \rho L. \quad (7)$$

若  $\rho L = (\pi/2)$ , 则  $T_R(\nu) \sim 100\%$ , 进一步分析得到, 当  $\rho L = \pm(\pi/2)$  时, AFROF 工作频率和带宽分别可表为

$$\nu \sim \left( \nu^2 + \frac{\alpha_0 L}{\pi^{3/2}} |\nu_s| \right)^{1/2}, \quad (8)$$

$$\delta\nu_{1/2} \sim \left( \nu_s^2 + \frac{2\alpha_0 L}{\pi^{3/2}} |\nu_s| \right)^{1/2} - \left( \nu_s^2 + \frac{2\alpha_0 L}{\pi^{3/2}} |\nu_s| \right)^{1/2}, \quad (9)$$

式中  $\alpha_0$  为  $B=0$  时的吸收系数,  $\alpha_0 \propto N$  ( $N$  为粒子数密度),  $\nu_s = \nu \sqrt{\ln 2} (\Delta\nu_B / \Delta\nu_D)$ ,  $\Delta\nu_B \propto B$ , 是塞曼裂距,  $\Delta\nu_D$  是多普勒线宽.

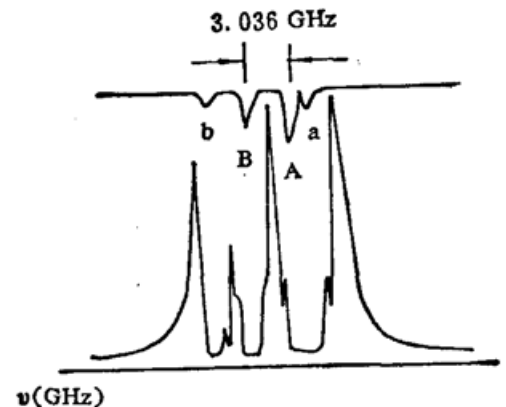


Fig. 2 Theoretical curve ( $t=110^\circ\text{C}$ ,  $B=8.6 \times 10^{-3}\text{T}$ )

### 3 实验结果

实验系统示意图如图 3. 半导体激光器(Sharp LTD-021)发射的  $\lambda \sim 780 \text{ nm}$  的光束 (6 mW) 经分束镜  $S$  后, 一束经起偏器  $P_1$  入射到置于纵向磁场 ( $0 \sim 0.03 \text{ T}$ ) 中的长 5 cm, 直径 2 cm 的柱形 Rb 气室 Cell (2), 经检偏器  $P_2$  后, 被光电探测器  $D_2$  接收, AFROF 的透射信号用存储示波器记录. 另一束光通过参考 Rb 气室 Cell (1), 用  $D_1$  检测 Rb  $D_2$  线超精细吸收谱线, 用以定标相对频率.

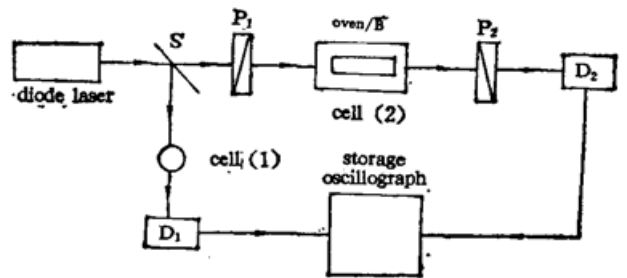


Fig. 3 Schematic diagram of the experimental arrangement

实验中激光器工作电流 70 mA, 扫描激光器注入电流 (扫描范围  $\pm 2 \text{ mA}$ , 周期 50 ms), 使激光波长扫过 Rb- $D_2$  线, 从而得到 AFROF 的透射谱  $T_R(\nu)$ , 它随磁场强度, 气室温度的变化关系分别示于图 4~图 7. (图上部是 Rb  $D_2$  线 4 条  $hf$  吸收谱线  $a, A, B, b$ ).

从上述实验结果可以看出:

- 1)  $T_R(\nu)$  的透射峰不是发生在 Rb  $D_2$  线超精细吸收线  $a, A, B, b$  的中心频率, 而是出现在吸收峰的边翼 (图 4, 图 5).
- 2) 当温度为  $120^\circ\text{C}$ ,  $B = 2.9 \times 10^{-3} \text{ T}$  (图 4) 时,  $T_1, T_2, T_3, T_4$  的最大透过率分别为 37%,

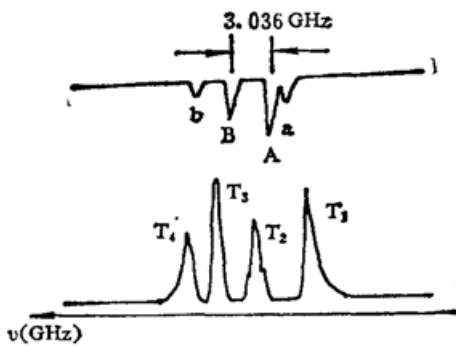


Fig. 4 Experimental curve ( $t=120^\circ\text{C}$ ,  $B=2.9 \times 10^{-3} \text{ T}$ )

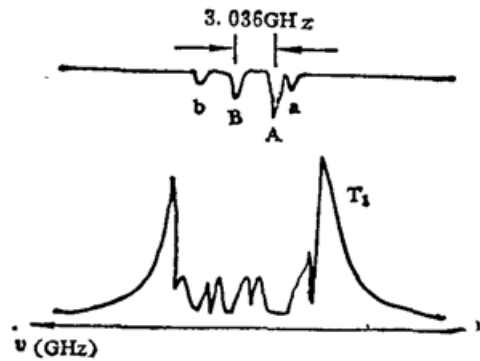


Fig. 5 Experimental curve ( $t=120^\circ\text{C}$ ,  $B=1.33 \times 10^{-2} \text{ T}$ )

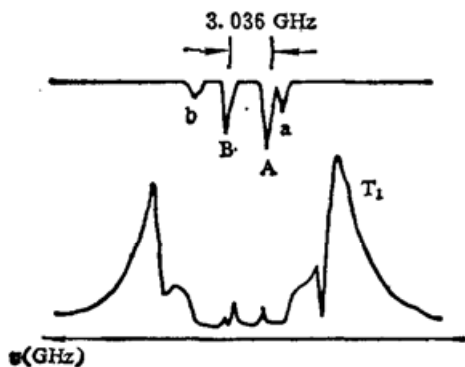


Fig. 6 Experimental curve ( $t=120^\circ\text{C}$ ,  $B=2.87 \times 10^{-2} \text{ T}$ )

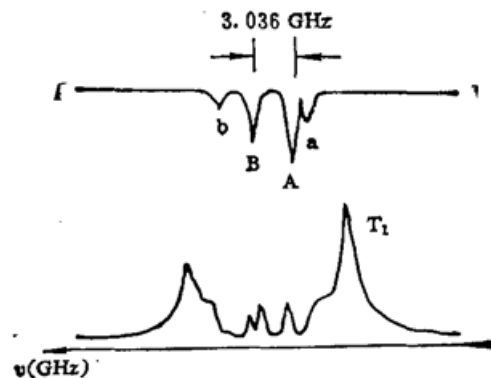


Fig. 7 Experimental curve ( $t=100^\circ\text{C}$ ,  $B=2.87 \times 10^{-2} \text{ T}$ )

25%, 42% 和 23%, 相应的滤光带宽为 0.9 GHz, 0.6 GHz, 0.75 GHz 和 0.6 GHz. 当磁场增加到  $7.8 \times 10^{-3} \text{T}$  时, 透射峰值达 50%. 再继续增加磁场强度, 透射峰几乎不变(见图 5、6 中  $T_1$ ).

3) 保持温度( $120^\circ\text{C}$ )不变, 增加磁场强度, 明显观测到透射峰发生频移和带宽增大(图 4, 5, 6). 当磁场从  $2.9 \times 10^{-3} \text{T} \rightarrow 1.33 \times 10^{-2} \text{T} \rightarrow 2.87 \times 10^{-2} \text{T}$  时, 透射峰  $T_1$  频移为 1.5 GHz 和 2.9 GHz, 带宽从 0.9 GHz  $\rightarrow$  1.6 GHz  $\rightarrow$  2.8 GHz.

4) 保持磁场( $2.87 \times 10^{-2} \text{T}$ )不变, 改变气室温度(图 7、6), 透射峰也发生频移和带宽增加. 温度从  $100^\circ\text{C}$  ( $N \sim 5.6 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ ) 增加到  $120^\circ\text{C}$  ( $N \sim 1.8 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ ) 时, 透射峰频移 1.3 GHz, 带宽从 1.5 GHz  $\rightarrow$  2.8 GHz.

实验中对 AFROF 检测灵敏度进行测量. 把信噪比为 2:1 作为检测极限, 用光电二极管检测到最小光强为  $0.1 \mu\text{W}$ .

## 4 讨 论

1) 在温度为  $110^\circ\text{C}$  ( $N \sim 1.03 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ ),  $B = 8.6 \times 10^{-3} \text{T}$  时, Rb-AFROF 透射系数  $T_R(\nu)$  的理论曲线(图 2)和实验曲线(图 8)比较可知, 理论与实验完全相符.

2) 本实验条件下(图 4、图 5),  $t = 120^\circ\text{C}$ ,  $B = 2.9 \times 10^{-3} \text{T}$  和  $B = 1.33 \times 10^{-2} \text{T}$ , AFROF 透射峰皆出现在吸收线的边翼, 这是因为在  $120^\circ\text{C}$  时, Rb 在多普勒增宽  $\Delta\nu_D \sim 590 \text{MHz}$ , Rb 的塞曼分裂系数  $\sim 14 \text{GHz/T}$ , 塞曼分裂  $\Delta\nu_s$  分别为  $40 \text{MHz}$  ( $2.9 \times 10^{-3} \text{T}$ ) 和  $186 \text{MHz}$  ( $1.33 \times 10^{-2} \text{T}$ ). 只有入射光频率远离谱线中心频率时, 即有  $\Delta\nu = |\nu - \nu_0| > \Delta\nu_D + \Delta\nu_B$  (即边翼工作),  $\alpha_\pm$  和  $\bar{\alpha}$ ,  $\Delta\alpha$  均很小(或趋于 0), (7) 式成立, 才可能在  $\rho L = (\sigma/2)$  时, 获最大传输系数.

3) Rb-AFROF 有多个透射峰(图 6), 它的存在使滤光器的等效带宽增加,  $\Delta\nu_{\text{等效}} \sim 6 \text{GHz}$  (单个透射峰带宽为  $1 \sim 3 \text{GHz}$ ), 也远小于传统滤光片的带宽.

4) (8) 式和 (9) 式表明, AFROF 的工作频率、带宽依赖于  $\nu_s$  和  $\alpha_0$ . 因为  $\nu_s \propto \Delta\nu_B \propto B$ ,  $\alpha_0 \propto N$ ,  $N$  随温度( $t$ )变化, 所以改变磁场强度和气室温度, 都将引起 AFROF 透射峰频率和带宽的变化.

5) 我们的实验系统的最大传输系数为 50% ( $t = 120^\circ\text{C}$ ,  $B = 7.8 \times 10^{-3} \text{T}$ ), 这是在入射激光为线偏振(平行  $P_1$  透光方向)条件下获得的, 耗损 90% 以上来自菲涅耳损耗. 若采取有效措施, 把菲涅耳耗损减小到百分之几, 即使考虑各种退偏振影响, AFROF 的传输效率也可达到 40% 左右. 透过率与传统滤光片相当, 而带宽远小于传统滤光片.

6) 由于 AFROF 系统使用两个正交棱镜  $P_1$  和  $P_2$ , 使其接收视场角比 ARF ( $\pm 90^\circ$ ) 为小, 若使用宽视场角(入射角可偏离正入射  $\pm 25^\circ$ ) 和高消光比 ( $10^{-5}$ ) 的格兰-汤普逊棱镜也可满足实际应用需要.

综上所述, AFROF 作为一种新型的量子滤光器件, 具有窄带宽、高传输效率、响应时间

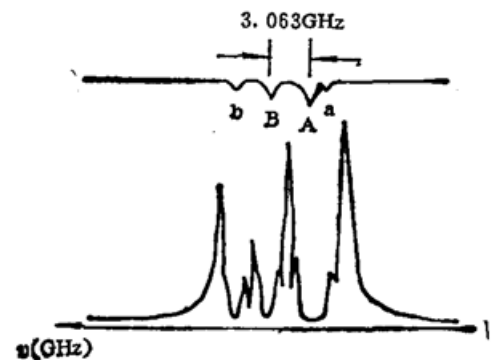


Fig. 8 Experimental curve  
( $t = 110^\circ\text{C}$ ,  $B = 8.6 \times 10^{-3} \text{T}$ )

快和工作频率可调谐等优点,在实际中有巨大的应用前景.

### 参 考 文 献

- [1] J. A. Gelbwachs, Atomic Resonance Filter. *IEEE. J. Quantum Electronics*, 1988, **24**, (7): 1266~1277
- [2] J. Marling, J. Nilesn, L. C. West *et al.*, An ultra high-Q isotropically sensitive optical filter employing atomic resonance transitions. *J. Appl. Phys.*, 1979, **50**, (2): 610~614
- [3] T. M. Shay, Y. C. Chung, Ultrahigh-resolution, wide-field-of-view optical filter for the detection of frequency-doubled Nd:YAG radiation. *Opt. Lett.*, 1988, **13** (6): 443~445  
Y. C. Chung, T. M. Shay, Experimental Demonstration of a Diode Laser-Excited Optical Filter in Atomic Rb Vapor. *IEEE. J. Quantum Electronics*, **24** (5): 709~711
- [4] 邓群立,王庆吉,郑乐民. Cs-ARF 荧光响应特性的理论分析. *光学学报*, 1991, **11** (10): 896~900.
- [5] D. J. Dick, T. M. Shay, Novel Ultra-High Noise Rejection Optical Filter. *Opt. Lett.*, 1991, **16** (11): 867~869

## A new atomic resonance filter

CHEN HUALIN    PENG YUFENG    TANG JUNXIONG    WANG QINGJI

(Dept. of Radio-Electronics, Peking University, Beijing 100871)

(Received 19 June 1991; revised 31 December 1991)

### Abstract

This paper reports the theoretical and experimental study on a Rb atomic Faraday resonance optical filter (AFROF). Considering Rb atomic hyperfine Zeeman splittings, we analysed theoretically the transmission performance of Rb-AFROF. The changes of the operation frequency and bandwidth of Rb-AFROF with magnetic fields and temperature are observed. The results show that the bandwidth is smaller than 3 GHz, the transmission efficiency  $\sim 50\%$ , the minimum detected light power  $\sim 0.1 \mu\text{W}$ .

**Key words** faraday resonance effect, atomic resonance filter.