

文章编号: 1001-3806(2006)06-0593-04

459nm 斯塔克调谐法拉第反常色散滤光特性

彭玉峰¹, 张永涛², 彭爱莲¹, 陈靖¹, 李阔湖¹

(1 河南师范大学 物理与信息工程学院, 新乡 453007; 2 洛阳师范学院 物理与电子科学系, 洛阳 471022)

摘要: 为了设计性能优良的滤光器, 对铯原子 459nm 斯塔克调谐型法拉第反常色散滤光器 (FADOF) 的滤光特性进行了分析与讨论。计算了铯原子 459nm 斯塔克调谐型 FADOF (S-FADOF) 透射谱, 并与同等条件下铯原子 459nm FADOF 透射谱进行了比较; 分析了不同磁场强度和气室温度对铯原子 459nm S-FADOF 透射谱的影响; 给出了铯原子 459nm S-FADOF 透射谱中心频率频移量随电场变化的理论曲线。结果表明, 电场的引入并不改变其透射谱结构, 仅使中心频率发生频移, 并且随外加电场强度的增加, 频移量不断增大。此项研究在星潜通信, 海洋遥感等领域有潜在应用价值。

关键词: 光谱学; 原子滤光器; 斯塔克效应; 塞曼效应; 铯

中图分类号: O562.3 文献标识码: A

The characteristics of Stark tuned Faraday anomalous dispersion optical filter at 459nm

PENG Yu-feng¹, ZHANG Yong-tao², PENG Ai-lian¹, CHEN Jing¹, LI Kuo-hu¹

(1. College of Physics & Information Engineering Henan Normal University, Xinxiang 453007, China; 2. Department of Physics & Electronics Science, Luoyang Normal College, Luoyang 471022, China)

Abstract The characteristics of cesium Stark tuned Faraday anomalous dispersion optical filter (S-FADOF) at 459nm are theoretically analyzed. The transmission spectrum of cesium S-FADOF at 459nm is calculated, then compared with that of cesium FADOF at 459nm in the same condition. The influence of different magnetic strength and temperature on the transmission spectrum of cesium S-FADOF at 459nm is analyzed. The calculated curve of the central frequency shift of the transmission spectrum of cesium S-FADOF at 459nm as a function of electric field is also given. The results show that external electric field doesn't change the structure of transmission spectrum, and only causes the central frequency shift which increases with the enhancement of the electric field.

Key words spectroscopy; atomic filter; Stark effect; Zeeman effect; cesium

引 言

在自由空间激光通信中, 由于信号光要穿过各种色散介质 (大气或海水), 为了滤除背景噪声, 从而提高接收系统的信噪比和灵敏度, 在接收系统中必须使用性能优良的滤光器。法拉第反常色散滤光器 (Faraday anomalous dispersion optical filter, FADOF), 是基于纵向磁场中原子共振吸收线附近的反常色散, 该滤光器具有窄带宽、通带内高透过通带外高抑制、响应时间快等优点, 在深空通信和水下通信等领域有重要的应用价值^[1~4]。

FADOF 工作方式一般有线芯和线翼两种, 线芯工作 FADOF 透射峰的中心频率不可调谐, 线翼工作 FADOF 透射峰的中心频率虽可通过调节外加磁场强

度或原子气室温度进行调谐, 但调谐的范围很小, 并且随磁场强度或气室温度的增加, 滤光器通频带宽会随之增加, 而滤光器通频带宽越宽, 接收系统信噪比就越差。在深空通信中由于发送和接收两端之间的相对运动导致几十吉赫兹的多普勒频移, 星潜通信中由于卫星的高速飞行运动相对缓慢运动的潜艇一般要产生 11.5GHz 的多普勒频移, 线翼工作 FADOF 透射峰的小范围调谐显然难以满足要求。

铯原子 459nm FADOF 的工作波长恰好处于海水的透明窗口内, 尤其适用于强背景太阳光下深水区域的弱信号检测。YEH, HU 等人^[5,6]曾对铯原子 459nm FADOF 进行了分析, 但是由其结果可知, 铯原子 459nm FADOF 的调谐能力有限, 不能满足实际需要。基于此, 作者首先将电场引入铯原子 459nm FADOF, 对铯原子 $^6S_{1/2}$ - $^7P_{1/2}$ 459nm 斯塔克调谐型法拉第反常色散滤光器 (Stark tuned Faraday anomalous dispersion optical filter, S-FADOF) 进行了理论探讨, 编程计算了其 S-FADOF 透射谱, 给出了透射谱中心频率调谐

作者简介: 彭玉峰 (1963-), 男, 教授, 博士, 主要从事原子滤光器、激光与物质相互作用的研究。

E-mail: yufengp@sina.com

收稿日期: 2005-09-20 收到修改稿日期: 2005-12-31

量随电场强度变化的分布曲线,理论计算曲线与文献[7]中的试验曲线符合得很好。

1 理论模型

铯原子 459nm S-FADOF基本结构见图 1。\$P_x, P_y\$

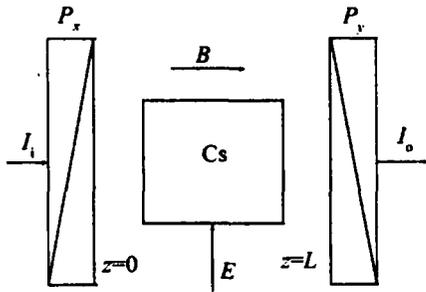


Fig 1 The basic structure of a cesium S-FADOF at 459nm

为相互正交的线偏振片,中间的原子气室中充满 Cs 原子蒸气, \$B\$ 为外加纵向恒定磁场, \$E\$ 为外加横向均匀电场。与 FADOF 相比, S-FADOF 多了横向电场。

在外加均匀静电场中,原子与电场的相互作用能是: $\Delta H_e = -\mathbf{D} \cdot \mathbf{E} = e \sum_i \mathbf{r}_i \cdot \mathbf{E}$ 。其中, $\mathbf{D} = -e \sum_i \mathbf{r}_i$ 是原子系统的电偶极矩, e 为电子电量, \mathbf{r}_i 为第 i 个电子的位矢, \mathbf{E} 是外加电场强度。对碱金属元素,闭壳层电子的微扰可被忽略。所以,上式可简化为 $\mathbf{D} = -e\mathbf{r}$, \mathbf{r} 是价电子的位矢。考虑到外加电场强度远远小于原子内部场强,可将电场与原子的相互作用能看作原子精细结构基础上的微扰。因为 ΔH_e 具有中心反演对称性,即 $\Delta H_e(-\mathbf{r}) = -\Delta H_e(\mathbf{r})$, 所以其一级微扰能为 0。因此,计算电场作用,要用二级微扰。对碱金属元素,某一 $|J m_J\rangle$ 能态有^[8]:

$$\Delta E_{m_J} = -\frac{1}{2} \alpha_0 E^2 - \frac{1}{2} \alpha_2 \frac{3m_J^2 - J(J+1)}{J(J+1)} E^2 \quad (1)$$

式中, ΔE_{m_J} 为该能级的斯塔克频移, J 为角动量量子数, m 为磁量子数, α_0, α_2 为该能级的标量极化率和张量极化率,其表达式为:

$$\alpha_0 = \frac{-2}{3(2J+1)} \sum_{J'} \frac{|J \parallel \mathbf{D} \parallel J'|^2}{E_J - E_{J'}} \quad (2)$$

$$\alpha_2 = 2 \left[\frac{10J(2J-1)}{3(J+1)(2J+1)(2J+3)} \right]^{1/2} \times \sum_{J'} (-1)^{J+J'+1} \begin{bmatrix} J & J' & 1 \\ 1 & 2 & J \end{bmatrix} \frac{|J \parallel \mathbf{D} \parallel J'|^2}{E_J - E_{J'}} \quad (3)$$

在同一电场中, α_2 的作用在于使得具有相同 J 值、不同 $|m_J|$ 值的各子能级间彼此发生分裂,而 α_0 的作用在于它使得具有相同 J 值的所有子能级发生相同的移动。对于 $J=1/2$ 的能态,张量极化率 $\alpha_2 = 0$ 因此对于铯原子 ${}^6S_{1/2} \rightarrow {}^7P_{1/2}$ 的跃迁,电场的引入并未引起各子能级之间的相对移动,仅使得所有子能级发生相同的斯塔克频移。因此对于铯原子 ${}^6S_{1/2} \rightarrow {}^7P_{1/2}$ 跃迁,电

场的引入不会改变其 FADOF 透射谱的结构,但可使透射谱中心频率发生斯塔克频移。并且低能级 ${}^6S_{1/2}$ 的标量极化率远小于高能级 ${}^7P_{1/2}$ 的标量极化率,可以忽略,所以认为 ${}^7P_{1/2}$ 在外加电场下的移动即表现为 459nm 谱线的斯塔克频移。

如果一振幅为 E_0 的线偏振光,沿 x 方向偏振,在 $z=0$ 处进入介质,它可以用两支振幅为 $\frac{1}{\sqrt{2}}E_0$ 的圆偏振模之和表示。在介质中 z 处电场矢量变为^[5]:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 [\hat{\mathbf{e}}_+ \exp(i\mathbf{k}_+ z) + \hat{\mathbf{e}}_- \exp(i\mathbf{k}_- z)] \exp(-i\omega t) \quad (4)$$

式中,

$$\mathbf{k}_{\pm} = \frac{\omega}{c} \hat{\mathbf{n}}_{\pm} = \frac{\omega}{c} n_{\pm} \hat{\mathbf{e}}_{\pm} \quad (5)$$

这里, $\mathbf{k}_{\pm}, \hat{\mathbf{n}}_{\pm}, n_{\pm}, \alpha_{\pm}$ 为对应左右旋偏振光的波矢、复折射率、折射率、吸收系数, $\hat{\mathbf{e}}_{\pm}$ 为球坐标基矢量, ω 为角频率, t 为积分变量。如果一透射轴平行于 y 轴方向的线偏振片置于 $z=L$ 处,透射光的电场矢量可表示为:

$$\mathbf{E}_t = \frac{1}{2} E_0 \hat{\mathbf{y}} [\exp(i\mathbf{k}_+ z) - \exp(i\mathbf{k}_- z)] \exp(-i\omega t) \quad (6)$$

式中, $\hat{\mathbf{y}}$ 为 y 方向的基矢量。透过率被定义为:

$$T = \frac{|\mathbf{E}_t|^2}{|\mathbf{E}_0|^2} \quad (7)$$

当一束线偏振信号光(459nm 附近)进入原子气室,与处于恒定纵向磁场的 Cs 原子作用,由于左右旋偏振光的传播速度不同,使得线偏振光的偏振面发生偏转。因此相互正交的线偏振片就有部分光通过,根据公式(5)式~(7)式,透过率可表示为:

$$T(\nu) = Q \exp(-\bar{\alpha}L) [\cosh(\Delta\alpha L) - \cos(2\rho L)] \quad (8)$$

式中, L 是介质长度, $\bar{\alpha}$ 为平均吸收系数, $\Delta\alpha$ 表示圆双色性, ρ 表示旋磁本领,其表达式分别为: $\bar{\alpha} = \frac{1}{2}(\alpha_+ + \alpha_-) = \frac{\pi\nu}{c} \ln(x_+ + x_-)$, $\Delta\alpha = \frac{1}{2}(\alpha_+ - \alpha_-) = \frac{\pi\nu}{c} \ln(x_+ - x_-)$, $\rho = \frac{\omega}{2c}(n_+ - n_-) = \frac{\pi\nu}{2c} R_e(x_+ - x_-)$ 。式中, c 是真空中光速, ν 是入射光频率, x_{\pm} 表示左、右旋偏振分量的电极化率,表示式为:

$$x_{\pm} = i \frac{3 \sqrt{\ln 2} e^2 N f (2J_1 + 1)}{4 \sqrt{\pi m} \epsilon_0 \omega_0 \Delta V_0} \sum_j W(\delta\nu \pm \delta\nu_j + i\nu) \times \begin{bmatrix} J_1 & 1 & J_2 \\ -m_1 & \pm 1 & (m_1 \quad 1) \end{bmatrix}^2 \quad (9)$$

式中,等离子色散函数 $W(x \pm iy) = \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{x \pm iy - t} dt$

ϵ_0 是真空介电常数, f 为 $^6S_{1/2} \rightarrow ^7P_{1/2}$ 吸收振子强度, m 为电子质量, e 为电子电量, N 为粒子数密度, ω_0 为色散谱中心角频率, J_2, J_1 分别为上下能级角动量, 下标 s, j 均为变量。 $\delta\nu = 2 \sqrt{\ln 2} \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_0}$; $\delta\nu_{sj} = 2 \sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\nu_{sj}}{\Delta\nu_0}$;
 $a = \sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\nu_0}{\Delta\nu_0}$; $\lg N = 30.038 - 4041/T - 2.35 \lg T$ 。 这

里, $\Delta\nu_{sj} = (m_2 g_2 - m_1 g_1) \mu_B B$, 为塞曼裂距, 且满足 $\Delta m = \pm 1$, g_2, g_1 为对应的上能级与下能级的能级简并度, $\Delta\nu_0 = 7.163 \times 10^{-7} \nu_0$, $\sqrt{T M}$ 是多普勒线宽, T 为气室温度, M 为铯的原子量, $\Delta\nu_0 = 1/(2\pi\tau)$ 为洛伦兹线宽。

由于铯原子 459nm S-FADOF 的法拉第反常色散透射谱呈多峰结构, 因此, 其通频带宽用谱线的等效宽度来表示。 谱线的等效宽度定义为和谱线等面积、高度为谱线最大峰值的矩形宽度, 其表达式为:

$$W = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} T(\nu) d\nu}{T_{\max}} \quad (10)$$

通频带宽越宽, 背景光通道越多, 接受系统的信噪比就越差。

2 计算结果

本文中理论计算所需数据如下^[9-11]: $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$, $e = 1.6022 \times 10^{-19} \text{ C}$, $m = 9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$, $g_2 = 2/3$, $g_1 = 2$, $f = 0.003$, $L = 3 \text{ cm}$, $\mu_B = 1.3996 \times 10^{10} \text{ Hz} \cdot \text{T}^{-1}$, $\nu_0 = 6.527 \times 10^{14} \text{ Hz}$, $M = 132.91$, $\tau = 1.137 \times 10^{-6} \text{ s}$, $C_{3j} = 1/3$, $a_0(^7P_{1/2}) = 7.2 \text{ MHz} \cdot \text{kV}^{-2} \cdot \text{cm}^2$ 。

2.1 S-FADOF透射谱

根据以上理论模型, 在外加横向电场强度为 $E = 50 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, 纵向磁场强度 $B = 0.0782 \text{ T}$, 原子气室温度 $T = 400 \text{ K}$ 的条件下, 编程计算了铯原子 459nm S-FADOF 的法拉第反常色散透射谱, 如图 2 所示。与

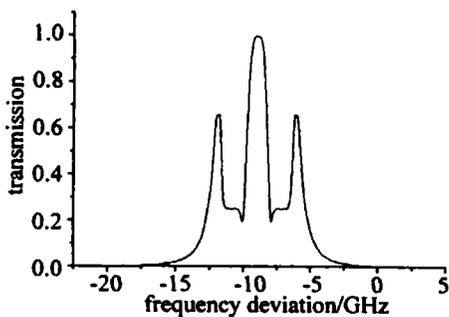


Fig 2 The transmission spectrum of cesium S-FADOF at 459nm

文献[4]中铯原子 459nm FADOF 在不加电场而其它条件相同情况下的透射谱相比较, 可以看出, 铯原子 459nm S-FADOF 透射谱的结构没有发生变化, 仅使得

透射谱向低频方向移动。这与以上的理论分析是一致的。在电场强度 $E = 50 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 的条件下, 频移量为 9.0 GHz 。与铯原子 459nm FADOF 通过调节外加磁场强度或原子气室温度对中心频率进行调谐相比, 铯原子 459nm S-FADOF 中心频率调谐能力大大增强, 并且电场强度的变化不改变透射谱的结构, 不影响通频带宽。

进一步计算了在不同磁场强度和原子气室温度条件下铯原子 459nm S-FADOF 的法拉第反常色散透射谱, 如图 3 所示。可以看出, 调节磁场强度和原子气室

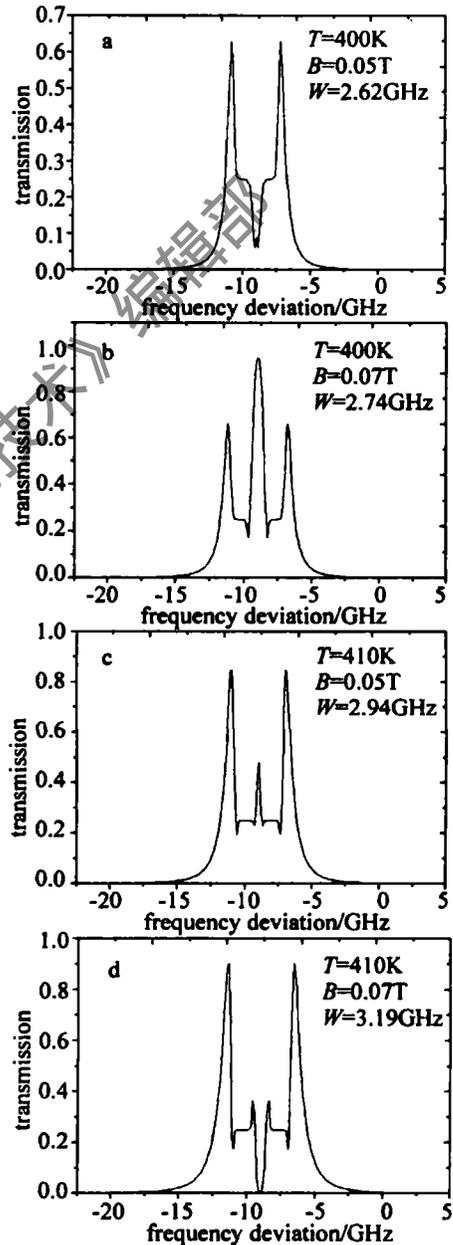


Fig 3 The transmission spectrum variation of cesium S-FADOF at 459nm for varying temperature and magnetic strength

温度将会改变透射谱的结构和透过率的大小, 改变透射峰的位置, 同时会影响透射谱通频带宽。比如, 在 $T = 410 \text{ K}$ 条件下, 磁场强度从 0.05 T 增加到 0.07 T 时, 线翼透射峰中心频率的频移量为 0.4 GHz , 同时通频带

宽增加了 0.25GHz , $B = 0.05\text{T}$ 条件下, 气室温度从 400K 增加到 410K 时, 线翼透射峰中心频率的频移量为 0.2GHz , 同时通频带宽增加了 0.32GHz 。因此, 通过调节磁场强度和原子气室温度可以对中心频率进行小范围的调谐, 同时改变透过率的大小, 以适应实际需要。

2.2 频率调谐

对铯原子 459nm S-FADOF 中心频率频移量随外加电场强度变化关系进行了理论计算, 并绘出其关系曲线如图 4 所示。可以看出, 随着电场强度的增大, 透

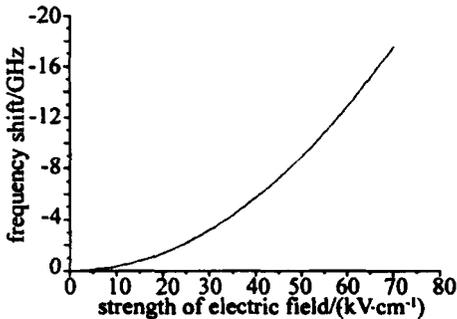


Fig 4 Calculated central frequency shift of cesium S-FADOF at 459nm as a function of external electric field

射谱中心频率将向低频方向移动。电场强度较小时, 中心频率频移量相对较小, 随着电场强度的增大, 中心频率频移量随之增大。由以上的理论分析可知, 这是由于能级的斯塔克频移量与电场强度的平方成正比关系。因此, 可以通过调节电场强度将 S-FADOF 中心频率调节到适当的位置, 以满足实际需要。

3 结论

通过将电场引入铯原子 459nm FADOF, 建立了铯原子 459nm S-FADOF 理论模型, 给出了铯原子 459nm

S-FADOF 中心频率频移量随外加电场变化的理论计算曲线。结果表明, 通过调节外加电场强度, 可以将透射谱中心频率调节到实际需要的位置。而电场的引入不会改变其透射谱的结构, 仅使得透射谱中心频率向低频方向发生斯塔克频移, 在外加电场强度 $E = 50\text{kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 的条件下, 频移量为 9.0GHz 。因此, 在对铯原子 459nm S-FADOF 透射峰中心频率进行大范围调谐的同时, 不影响滤光器其它性能。在星潜通信、海洋遥感等领域将有重要的潜在应用价值。

参考文献

- [1] YU Sh Q, TANG J X, XIAO H Q. An approach using multi-peak and tunable characteristic of atom filter in inter satellite laser link acquisition system [J]. Acta Optica Sinica 2001, 21(7): 861~865 (in Chinese).
- [2] POPESCU A, WALTHER T. On the potential of Faraday anomalous dispersion optical filter as high-resolution edge filters [J]. Laser Physics 2005, 15(1): 55~60.
- [3] POPESCU A, SCHORSTEIN K, WALTER T. A novel approach to a Brillouin-LIDAR for remote sensing of the sensing of the ocean temperature [J]. Appl Phys 2004 B79(8): 955~961.
- [4] ZHANG Y D, YUAN P, BI Y *et al*. Ultranarrow band optical fiber [J]. Laser Technology, 1999, 23(5): 257~261 (in Chinese).
- [5] YEH P. Dispersive magneto-optic filters [J]. Appl Opt 1982, 21(11): 2069~2075.
- [6] HU Zh L, SUN X P, ZENG X Zh *et al*. FADOF characteristics analysis of Cs atoms at 459nm [J]. Spectroscopy and Spectral Analysis 1994 14(1): 21~24 (in Chinese).
- [7] HANLE W, KLEINPOPPEN H. Progress in atomic spectroscopy [M]. New York Plenum Press 1984. 955~971.
- [8] China Institute of Atomic Energy Table of Clebsch-Gordan coefficients [M]. Beijing Science Press 1964. 1~3 (in Chinese).
- [9] ZHENG L M, XU G W. Atomic structure and atomic spectrum [M]. Beijing Peking University Press 1988. 19~21 (in Chinese).
- [10] STONE P M. Cesium oscillator strength [J]. Phys Rev 1962 127(4): 1151~1156.

请向邮局订阅 2007年度 《激光技术》

国内统一刊号: CN51-1125/TN, 邮发代号: 62-74