

文章编号: 0253-2239(2001)03-0357-06

佛克脱反常色散原子滤光器工作机理研究*

王江波 汤俊雄 段明浩 李吉红

(北京大学电子学系, 量子信息与测量教育部重点实验室, 北京 100871)

摘要: 对佛克脱(Voigt)型反常色散原子滤光器的工作机理和各种性能进行讨论, 该种滤光器的实验研究表明理论与实验结果符合得很好。滤光器在外加磁场为 0.02 T、汽室温度为 110 °C 的单峰带宽为 0.8 GHz, 比相同条件下的法拉第型反常色散原子滤光器小 0.5 GHz, 并且工程化实现比法拉第型反常色散原子滤光器容易。佛克脱型反常色散原子滤光器在卫星光通信领域有潜在的极大应用前景。

关键词: 佛克脱效应; 佛克脱型反常色散原子滤光器; 透射谱; 带宽; 频移

中图分类号: TN713: O563 文献标识码: A

1 引 言

法拉第型反常色散原子滤光器(FADOF)作为一种优质超窄带滤光器, 90 年代以来国内外对其进行了深入的理论和实验研究^[1,2]。由于其具有高透过率、窄带宽和高噪声抑制比等优点, 目前被广泛地应用于激光雷达、空间及卫星光通信等领域^[3-6]。它是建立在法拉第效应基础上的(工作条件之一是激光波矢平行于磁场方向)。但是, 很多实际应用需要宽视场角条件, 即入射光斜入射到原子滤光器, 此时法拉第效应和佛克脱效应同时存在, 为了拓宽法拉第型反常色散原子滤光器的应用范围, 有必要对佛克脱型反常色散原子滤光器(VADOF, 外加磁场方向与入射光的传播方向垂直)的工作机理和各种特性进行深入的研究。此外佛克脱型反常色散原子滤光器作为另一种滤光器, 有其本身的特色(例如有更窄的单峰线宽)。同时, 由于横向的固定磁场容易获得, 佛克脱型反常色散原子滤光器的结构可设计得非常简单, 易于实现原子滤光器的工程化。因此佛克脱型反常色散原子滤光器的研究对原子滤光器的实用化和工程化有重要的实际意义。

1991 年 Schuller 等^[7]讨论了稀薄原子气体中的佛克脱效应, 1994 年 Muroo 等对强磁场条件下 Rb 共振佛克脱效应的谱特性进行了理论研究^[8], 1992 年 Menders 等^[8]对 Cs 法拉第型反常色散原子滤光器和佛克脱型反常色散原子滤光器进行了实验研究^[9], 而本文是从共振佛克脱效应出发, 对佛克脱型原子

滤光器的工作机理和特性进行理论分析。本文采用一种简单有效的新算法, 对佛克脱型反常色散原子滤光器的理论模型进行了详细论证; 还对其作为滤光器的各种性能, 包括传输特性、带宽和调谐能力等在不同工作条件下(磁场及汽室温度)进行了详细的理论分析; 同时还进行了滤光器的实验研究, 与计算结果符合较好。本文对佛克脱型反常色散原子滤光器的实验研究比文献[9]丰富, 给出了不同工作条件下的透射谱。

2 理论模型

2.1 传输特性

在横向(即垂直于光传播的 x 轴方向)恒定磁场 $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{k}$ 中设置原子汽室, 汽室前后为相互正交的偏振器 P_1 和 P_2 , P_1 的偏振方向在 yz 平面内并与 z 轴成 θ 角, 便构成佛克脱型反常色散原子滤光器系统, 其坐标示意图如图 1 所示。

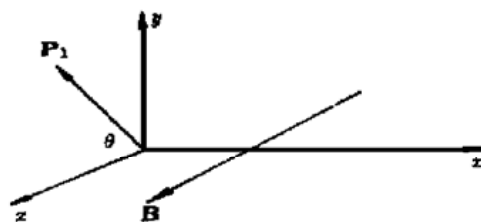


Fig. 1 Schematic diagram of VADOF

一个频率为 ω 沿 x 轴方向传播的光场在介质中传播可表示为:

$$\mathbf{E} = (E_0 / \sqrt{2}) [\mathbf{k} \cos \theta \exp(ikn_{\parallel} x) \exp(-ir) + \mathbf{j} \sin \theta \exp(ikn_{\perp} x) \exp(ir)] \exp(-i\omega t), \quad (1)$$

* 国家自然科学基金(60077019)资助课题。

收稿日期: 1999-10-08; 收到修改稿日期: 2000-01-08

其中 E_0 为复振幅, 设 $k = \omega/c$, ω 为入射光的圆频率, c 为光在真空中的传播速度, x 为光波在介质中的传播距离, $-\pi/2 \leq r \leq \pi/2$ 表示入射光的偏振特性(线偏振、椭圆偏振或圆偏振光)。 n_{\parallel} 和 n_{\perp} 分别为共振点附近与磁场平行和垂直方向的介质折射率。入射光经长度为 L 的原子汽室, 出射光强为:

$$I_A = (I_0/4) (\sin 2\theta)^2 [\exp(2kL \Delta n^{(i)}) + \exp(-2kL \Delta n^{(i)}) - 2\cos 2\theta (kL \Delta n^{(r)} + r)] \exp(-2kL \kappa^{(i)}), \quad (2)$$

其中 I_0 为入射光强, $\Delta n = (n_{\perp} - n_{\parallel})/2$, $\kappa = (n_{\perp} + n_{\parallel})/2$, $\Delta n^{(i)}$ 、 $\Delta n^{(r)}$ 分别为 Δn 的虚部和实部, $\kappa^{(i)}$ 为 κ 的虚部。传输系数 $T_r = I_A/I_0$ 为:

$$T_r = \frac{1}{2} (\sin 2\theta)^2 \{ \cosh(2kL \Delta n^{(i)}) - \cos[2(kL \Delta n^{(r)} + r)] \} \exp(-2kL \kappa^{(i)}), \quad (3)$$

由 $n \approx \sqrt{\epsilon} = \sqrt{1 + \chi} \approx 1 + \frac{1}{2} \chi' + \frac{1}{2} i \chi''$, 吸收系数 $\alpha = \frac{\omega}{c} \chi''$, 可得平均吸收系数 $\bar{\alpha}$ 、吸收系数差 $\Delta \alpha$ 、介质旋磁本领 ρ 为

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha} &= (\alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel})/2 = 2\bar{n}^{(i)} k, \\ \Delta \alpha &= (\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel})/2 = 2\Delta n^{(i)} k, \\ \rho &= (\omega/2c)(n_{\perp} - n_{\parallel})^{(r)} = \Delta n^{(r)} k. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

将(4)式代入(3)式可得:

$$T_r = \frac{1}{2} (\sin 2\theta)^2 [\cosh(\Delta \alpha L) - \cos 2(\rho L + r)] \times \exp(-\bar{\alpha} L). \quad (5)$$

由(5)式可知, 起偏器偏振方向 $\theta = \pm \pi/4$ 时佛克脱型反常色散原子滤光器有最大的透过率。

2.2 谱的特性

利用传统的量子力学和电磁学方法对法拉第效应和法拉第型反常色散原子滤光器的工作机理的计算已经有许多相关报道^[1,2,10], 其中原子介质的电极化率的推导和计算都比较复杂。本文的推导方法不同于文献[10], 而是以对法拉第型反常色散原子滤光器的计算结果为基础, 通过简单的坐标变换方法可以非常容易地求出佛克脱型反常色散原子滤光器的极化率张量。

根据量子力学和电磁学知识可知, 当入射光强不太强时, 介质的极化张量与入射光场无关。对于置于某一方向磁场中的介质, 其极化张量与入射光波的传播方向无关, 所不同的是对于不同传播方向的光波对应于不同坐标系下的极化张量。因此, 对于法拉第型反常色散原子滤光器和佛克脱型反常色

散原子滤光器中介质的极化张量在一定的磁场下是相同的, 只是对于法拉第型反常色散原子滤光器在球谐坐标系下比较容易研究, 而对于佛克脱型反常色散原子滤光器的极化张量在 xyz 坐标系下比较容易研究。要获得佛克脱型反常色散原子滤光器介质的极化张量, 只需对法拉第型反常色散原子滤光器的极化张量进行坐标变换即可。

由文献[10]可知法拉第型反常色散原子滤光器的极化张量可表示为:

$$[x]_{+-0} = \begin{bmatrix} x_{++} & 0 & 0 \\ 0 & x_{--} & 0 \\ 0 & 0 & x_{00} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

对其进行坐标变换可以获得佛克脱型反常色散原子滤光器在 xyz 坐标系下的表达式:

$$[x]_{xyz} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(x_{++} + x_{--}) & \frac{i}{2}(x_{++} - x_{--}) & 0 \\ -\frac{i}{2}(x_{++} - x_{--}) & \frac{1}{2}(x_{++} + x_{--}) & 0 \\ 0 & 0 & x_{00} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

引入辅助量振子强度^[10]:

$$f(J_1 \rightarrow J_2) = \frac{2m\omega_0}{3\hbar} \frac{1}{2J_1 + 1} \times \sum_{M_1, M_2} |\langle J_2 M_2 | \mathbf{r} | J_1 M_1 \rangle|^2, \quad (8)$$

(8) 式中 M 表示角动量 Z 分量的量子数。考虑速度的麦克斯韦分布:

$$f(v) dv = N \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]^{3/2} \exp\left[-\frac{mv^2}{2kT}\right] dv, \quad (9)$$

再引入下列常数

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{\Gamma}{\Delta \omega_D} \sqrt{\ln 2} = \frac{\Delta \nu_D}{\Delta \nu_N} \sqrt{\ln 2}, \\ \delta \nu &= \frac{2(\omega - \omega_0)}{\Delta \omega_D} \sqrt{\ln 2} = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2}, \\ \nu_s &= \frac{2\Delta \omega_s}{\Delta \omega_D} \sqrt{\ln 2} = \frac{2\Delta \nu_s}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2}, \\ \nu_p &= \frac{2\Delta \omega_p}{\Delta \omega_D} \sqrt{\ln 2} = \frac{2\Delta \nu_p}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

其中 $\Delta \nu_D = 2 \sqrt{\ln 2} \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}}$ 是多普勒线形半值线

宽, $\Delta \nu_N = \frac{\Gamma}{2\pi}$ 。

由(7)式~(10)式可以求出 xyz 坐标系下佛克脱型反常色散原子滤光器的极化率张量矩阵元, 并代入(4)式可得:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{2} \alpha_0 [W_{\text{Re}}(\delta\nu - \nu_s + ia) + W_{\text{Re}}(\delta\nu + \nu_s + ia) + W_{\text{Re}}(\delta\nu - \nu_p + ia) + W_{\text{Re}}(\delta\nu + \nu_p + ia)]$$

$$\Delta\alpha = \frac{1}{2} \alpha_0 [W_{\text{Re}}(\delta\nu - \nu_s + ia) + W_{\text{Re}}(\delta\nu + \nu_s + ia) - W_{\text{Re}}(\delta\nu - \nu_p + ia) - W_{\text{Re}}(\delta\nu + \nu_p + ia)]$$

$$\rho = \frac{1}{4} \alpha_0 [W_{\text{Im}}(\delta\nu - \nu_s + ia) + W_{\text{Im}}(\delta\nu + \nu_s + ia) - W_{\text{Im}}(\delta\nu - \nu_p + ia) - W_{\text{Im}}(\delta\nu + \nu_p + ia)] \quad (11)$$

$$\alpha_0 = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}} \frac{Ne^2 f}{4mc\epsilon_0 \Delta\nu_D} \quad (12)$$

当 $a \ll 1$ 时, 根据等离子色散函数 W 的特点^[11], (11) 式可表达为:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{2} \alpha_0 \{ \exp[-(\delta\nu - \nu_s)^2] + \exp[-(\delta\nu + \nu_s)^2] + \exp[-(\delta\nu - \nu_p)^2] + \exp[-(\delta\nu + \nu_p)^2] \},$$

$$\Delta\bar{\alpha} = \frac{1}{2} \alpha_0 \{ \exp[-(\delta\nu - \nu_s)^2] + \exp[-(\delta\nu + \nu_s)^2] - \exp[-(\delta\nu - \nu_p)^2] - \exp[-(\delta\nu + \nu_p)^2] \},$$

$$\rho = \frac{1}{4} \alpha_0 \{ W_{\text{Im}}[(\delta\nu - \nu_s)] + W_{\text{Im}}[(\delta\nu + \nu_s)] - W_{\text{Im}}[(\delta\nu - \nu_p)] - W_{\text{Im}}[(\delta\nu + \nu_p)] \}, \quad (13)$$

其中 $W_{\text{Im}}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt$ 。

3 佛克脱型反常色散原子滤光器特性研究

3.1 佛克脱型反常色散原子滤光器的透过率

1) 吸收线中心的工作情况

当入射光频率等于原子共振跃迁的频率时, 即 $\omega = \omega_0$, $\delta\nu = 0$, 此时原子介质失去了旋磁本领, $\rho = 0$ 。当入射光为线偏光且 $\theta = \pm\pi/4$, 传输系数为

$$T_r(\delta\nu = 0) = \frac{1}{4} \left| \exp\left[-\frac{1}{2} \alpha_{\parallel} L\right] + \exp\left[-\frac{1}{2} \alpha_{\perp} L\right] \right|. \quad (14)$$

如果偏振光在原子系统中满足关系式: $\bar{\alpha}L \ll 1$, 根据 (14) 式可知, 传输系数最大可能接近 50%。

2) 边翼工作情况

当佛克脱型反常色散原子滤光器工作在共振吸收线的边翼时, 例如在 $|\nu| > |\nu_s| + 2$ 的光谱范围内^[10], 则该反常色散原子滤光器原子系统的吸收很小, 同时线双色性又很小, 两者都可被忽略时, 即有

$\bar{\alpha} \approx 0$, $\Delta\alpha \approx 0$, 此时传输系数可表示为:

$$T_r = \sin^2 \varrho L. \quad (15)$$

当 $\alpha \ll 1$, 即自然线宽比较窄, 能级寿命比较长时, 利用 (13) 式, 旋光本领可近似地表示为:

$$\rho = \frac{\alpha_0}{4\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{\delta\nu + \nu_s} + \frac{1}{\delta\nu - \nu_s} - \frac{1}{\delta\nu + \nu_p} - \frac{1}{\delta\nu - \nu_p} \right] = \frac{\alpha_0}{4\sqrt{\pi}} \left[\frac{2\delta\nu}{\delta\nu^2 - \nu_s^2} - \frac{2\delta\nu}{\delta\nu^2 - \nu_p^2} \right]. \quad (16)$$

若选取合适的磁场和汽室温度, 满足 $\bar{\alpha} \approx 0$, $\Delta\alpha \approx 0$, 同时满足 $\varrho L = \pm\pi/2$ 的入射光, 其透射率可能近似为 100%。

根据前面推导的佛克脱型反常色散原子滤光器的极化率张量, 用 MATLAB 编程对该原子滤光器的透射谱进行计算, 可绘出铷原子佛克脱型反常色散原子滤光器的透射谱。图 2 为 $B = 0.015 \text{ T}$, $T = 140 \text{ }^\circ\text{C}$ 时 Rb 佛克脱型反常色散原子滤光器的透射谱, 可以看出与 Rb 法拉第型反常色散原子滤光器类似, 为多峰结构, 其中边翼透射率大于 90%。图中 T_1 和 T_4 透射峰在汽室温度和磁场较大时, 透过率较高且变化平稳有规律, 同时由于 T_1 和 T_4 峰变化规律类似, 在下面有关佛克脱型反常色散原子滤光器的特性研究中, 主要以 Rb Voigt 型反常色散原子滤光器透射谱的 T_4 峰为例。

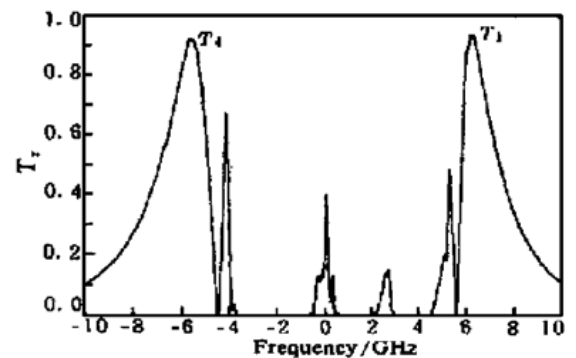


Fig. 2 The theoretical transmission spectrum of VADOF.

$T = 140 \text{ }^\circ\text{C}$, $B = 0.015 \text{ T}$

根据 (5) 式对传输系数的定义, 佛克脱型反常色散原子滤光器的透过率与 $\bar{\alpha}$, $\Delta\alpha$ 和 ρ 有关, 而这 3 个参数与外磁场和汽室温度又有是紧密联系, 透过率随外加磁场和汽室温度的改变而改变。Rb 原子佛克脱型反常色散原子滤光器的 T_4 峰变化如图 3 所示。

由图 3 可以看出, 当汽室温度固定时, 佛克脱型反常色散原子滤光器的透过率随着磁场的增加而增

加, 在外加磁场大于 0.02 T 时, 透过率趋于平稳; 当外加磁场固定时, 透过率随汽室温度的增加而增加。在汽室温度低于 120 °C 时透过率随温度变化非常迅

速, 在汽室温度高于 120 °C 时透过率也趋于平稳。在选择汽室温度高于 120 °C、外加磁场大于 0.02 T 时, 可以获得较大的透过率。

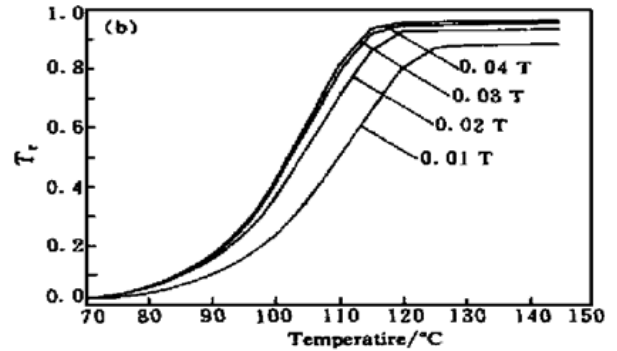
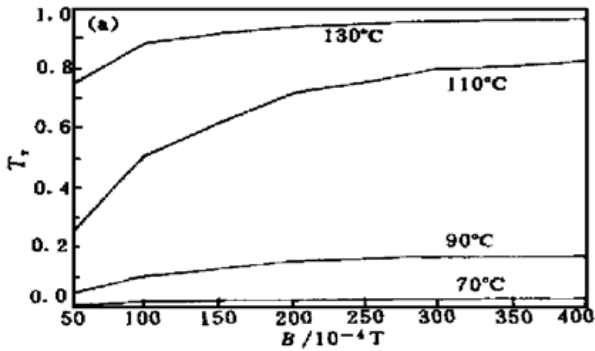


Fig. 3 The relations between T_4 transmission peak's transmission efficiency of Rb VAODF with the magnetic field (a), cell temperature (b)

3.2 佛克脱型反常色散原子滤光器透射峰的频移

佛克脱型反常色散原子滤光器工作在原子共振吸收线的中心波长上, 当改变磁场或其温度时, 透射峰不会有明显的频移, 只会使其高度或线宽发生变化。若工作在原子共振线的边翼, 由于塞曼 (Zeeman) 分裂和共振谱线吸收线型的变化, 使透射峰的位置随外加磁场或温度的改变而明显地移动。

在吸收线的边翼, 根据 (16) 式, 当满足 $\varrho L =$

$\pm \pi/2$ 时有:

$$\delta v^4 - (v_s^2 + v_p^2) \delta v^2 -$$

$$\frac{\alpha_0 L}{\pi^2} |v_s^2 - v_p^2| \delta v + v_s^2 v_p^2 = 0, \quad (17)$$

由上式可以得出频移量 δv 的解, (17) 式中的系数与 α_0 、 v_s 、 v_p 有关, 因此 δv 的解应该与这三个参数也有关, 根据 (10) 式和 (13) 式的定义可知 δv 与外加磁场和汽室的温度有关。Rb 原子佛克脱型反常色散原子滤光器的 T_4 峰变化情况如图 4 所示。

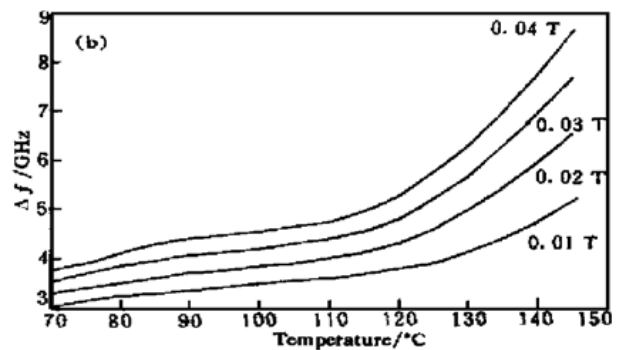
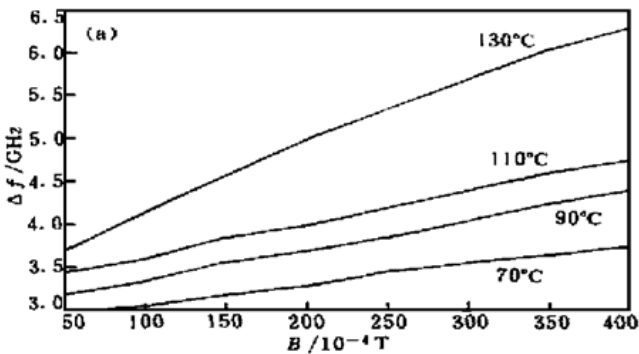


Fig. 4 The relations between T_4 transmission peak's frequency shift of Rb VAODF with the magnetic field (a), cell temperature (b)

由图 4 可以看出, 当汽室温度固定时, 佛克脱型反常色散原子滤光器透射峰单位磁场的频移量随着磁场变化不大, 在温度低于 120 °C 时, T_4 峰频移量约为 $3.5 \text{ MHz}/10^{-4} \text{ T}$, 在温度较高时, T_4 峰频移量约为 $7 \text{ MHz}/10^{-4} \text{ T}$; 当外加磁场固定时, 佛克脱型反常色散原子滤光器透射峰单位温度的频移量随汽室温度的增加而增加, 在温度低于 120 °C 时, T_4 峰频移量约为 $16 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$, 在温度较高时, T_4 峰频移量约为 $80 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ 。

3.3 佛克脱型反常色散原子滤光器透射峰的单峰线宽

当 $\varrho L = \pi/4$ 和 $\varrho L = 3\pi/4$ 时, 由 (16) 式可分别解得 δv 的值, 两者之差即为吸收线边翼条件下透射峰的半值全线宽。佛克脱型反常色散原子滤光器透射峰的线宽与外加磁场和汽室温度也有密切的关系, Rb 原子佛克脱型反常色散原子滤光器的 T_4 透射峰的半值全线宽如图 5 所示。

由图可见, 当外加磁场固定时, 线宽随汽室温度的变化有一个最小值, 在磁场为 0.009 T 附近, 半值全线宽约 0.55 GHz, 汽室温度高于 120 °C 时, T_4 透射峰的半值全线宽变化为 $150 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$; 汽室温度固定时, T_4 透射峰的半值全线宽随磁场的增加而增

加, 约 $1.75 \text{ MHz}/10^{-4} \text{ T}$ 。在外加磁场为 0.02 T 、汽室温度为 $110 \text{ }^\circ\text{C}$ 的 Rb 佛克脱型反常色散原子滤光器

的 T_4 峰单峰半值全宽为 0.8 GHz , 比相同条件下的法拉第型反常色散原子滤光器小 0.5 GHz 。

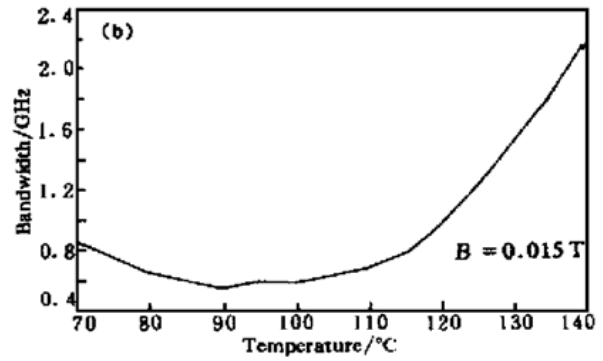
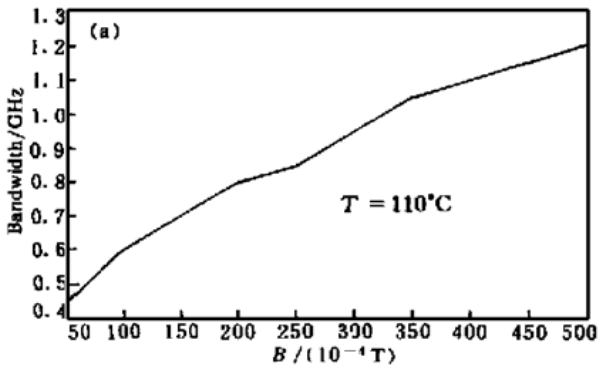


Fig. 5 The relations between T_4 transmission peak's FWHM of Rb-VADOF with the magnetic field (a), cell temperature (b)

4 佛克脱型反常色散原子滤光器实验结果

实验系统如图 6 所示。半导体激光器 LD (HITACHI HL7852G) 发出波长为 780 nm 的激光经过分束镜 BS 后, 一束经起偏器 P_1 入射到长 3 cm 、直径 1 cm 的 Rb 汽室 C_2 中[汽室 C_2 置于由永久磁体 B_1 和 B_2 产生的横向磁场中), 然后经检偏器后被光电探测器 D_1 接收; 另一束光通过参考 Rb 汽室 C_1 后被光电探测器 D_2 接收(检测 Rb D_2 超精细吸收谱线用以定标)。两个探测器接收到的信号最终输入存储示波器 OSC 显示纪录。

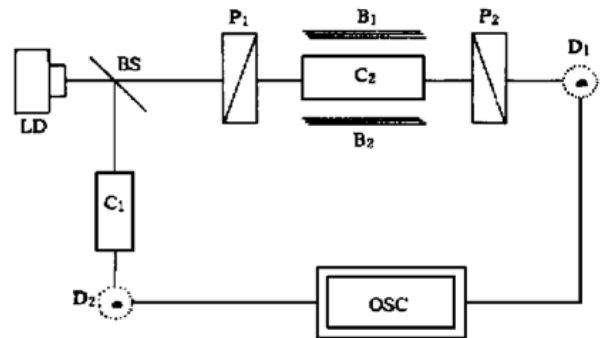


Fig. 6 Experimental apparatus of VADOF

实验中激光器工作电流 80 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, 从而得到佛克脱型反常色散原子滤光器的透射谱如图 7 所示。从实验结果可以看出:

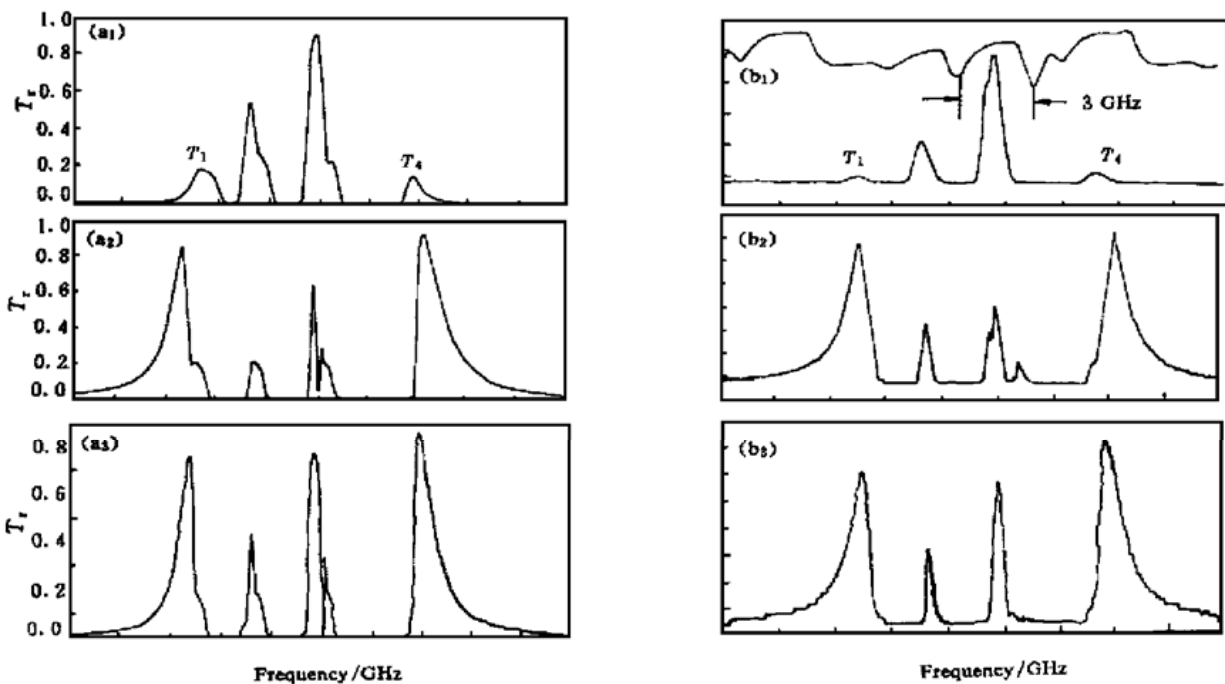


Fig. 7 The transmission spectrum of VADOF [(a₁), (a₂), (a₃) is theoretical result, (b₁), (b₂), (b₃) is experimental result, for (a₁) and (b₁), $T = 90 \text{ }^\circ\text{C}$, $B = 0.01 \text{ T}$; for (a₂) and (b₂), $T = 120 \text{ }^\circ\text{C}$, $B = 0.02 \text{ T}$; for (a₃) and (b₃), $T = 120 \text{ }^\circ\text{C}$, $B = 0.01 \text{ T}$]

1) 佛克脱型反常色散原子滤光器的实验结果与理论计算符合得很好,说明本文所采用的计算方法是正确的;

2) 在汽室温度比较高时[如图 7(a₂)、(a₃)],实验所得 T_4 峰的透过率小于 50%,与理论计算结果相去甚远,这主要是由于原子汽室及保温窗片的菲涅耳损耗,而采取镀增透膜的办法可以在相当大的程度上克服该损耗。扣除菲涅耳损耗,最大传输系数可超过 90%;

3) 保持温度不变,改变磁场强度,可以从实验曲线看出透射峰发生了频移,且其透过率和带宽都发生了明显的变化,与理论结果符合得很好;

4) 保持磁场强度不变,改变汽室温度,可以从实验曲线看出透射峰发生了频移且其透过率和带宽都发生了明显的变化,与理论结果符合得很好。

结论 本文在对法拉第型原子滤光器研究的基础上,采用一种新型计算方法对佛克脱型原子滤光器进行了深入全面的理论计算和实验研究。结果表明佛克脱型反常色散原子滤光器在工作条件合适时,可以达到很高的透过率(T , 接近 100%),与法拉第型反常色散原子滤光器类似,也具有多峰结构及工作频率可调谐特点以及高抑制比(由正交偏振场的结构决定)的特性,但佛克脱型反常色散原子滤光器有比法拉第型反常色散原子滤光器更窄的单峰带宽,更容易进行工程化,有其独特的优点。通过本文的研究,为原子滤光器的实用化和工程化奠定了理

论基础,使原子滤光器在卫星通信和空间光通信领域内有更广阔的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Yin B, Shay T M. Theoretical model for a Faraday anomalous dispersion optical filter. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(20): 1617~1619
- [2] 陈怀林,彭玉峰,汤俊雄等. 一种新型原子共振滤光器研究. *光学学报*, 1992, **12**(9): 841~845
- [3] Korevaar E, Bloom S, Slatnick K *et al.*. Status of SDIO/IS&T lasercom testbed program. *Proc. SPIE*, 1993, **1866**: 116~127
- [4] 鲁学军,汤俊雄. 新型两路空间光通信系统研究. *电子光报*, 1996, **24**(1): 58~62
- [5] 段明浩,孔建坤,汤俊雄. 采用原子滤光器的新型激光信标方案研究. *光学学报*, 1997, **17**(10): 1362~1367
- [6] 肖海桥,张量,汤俊雄. 卫星通信链路新型宽视场角捕捉方案探讨. *电子光报*, 1999, **27**(8): 56~59
- [7] Schuller F, Macpherson M J D, Stacey D N *et al.*. The Voigt effect in a dilute atomic vapor. *Opt. Commun.*, 1991, **86**(2): 123~127
- [8] Muroo K. Resonant Voigt-effect spectrum of the Rb D_2 transition. *Opt. Soc. Am.*, 1994, **11**(3): 409~414
- [9] Mender J, Search P, Roff K *et al.*. Blue cesium Faraday and Voigt magnetooptic atomic line filters. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(19): 1388~1390
- [10] Yeh P. Dispersive magnetooptic filters. *Appl. Opt.*, 1982, **21**(11): 2069~2075
- [11] Comey A, Kibble B P, Series G W. The forward scattering of resonance radiation, with special reference to double resonance and level crossing experiments. *Proc. Roy. Soc. (A)*, 1966, **293**(1432): 70~93

Mechanism of Voigt Anomalous Dispersion Optical Filter

Wang Jiangbo Tang Junxiong Duan Minghao Li Jihong

(Department of Electronics, Local Fiber Optic Communication Networks and Advanced Optical Communication System Lab, Peking University, Beijing 100871)

(Received 8 October 1999; revised 8 January 2000)

Abstract The mechanism and performances of Voigt anomalous dispersion atomic optical filter (VADOF) are studied. The experimental results agree well with the theoretical calculation. When the magnetic field is 0.02 T and the cell temperature is 110 °C, this kind of filter exhibited a FWHM of 0.8 GHz which is 0.5 GHz smaller than that of Faraday anomalous dispersion optical filter (FADOF), and the VADOF is easy to be integrated than FADOF. VADOF has a potential application in the field of optical communication inter-satellite.

key words: Voigt effect; Voigt anomalous dispersion atomic optical filter; transmission spectrum; bandwidth; frequency shift