

一种实用的准单色光退偏器的研究

池 灏 高 军* 徐森禄

(浙江大学光电与科学仪器工程学系, 杭州 310027)

摘 要 用矩阵方法对一种准单色光退偏器——Lyot 改进型退偏器进行了详细的理论分析, 得到了该退偏器的有效退偏条件为: 1) 退偏器的总延迟必须足够大; 2) 晶体楔角或通光孔径必须足够大; 3) 二晶体光轴夹角必须是 45° 。实验表明, 该退偏器在 $400\sim 800\text{ nm}$ 宽光谱范围内对 $\pm 10\text{ nm}$ 的任意准单色偏振光进行退偏后, 平均的残余偏振度小于 1.2% 。

关键词 退偏器, 准单色光, 晶体。

1 引 言

自从 1808 年马吕斯发现了光的偏振现象以来, 发明了各种各样的偏光器件, 并在许多领域得到了广泛的应用。相反对于退偏振的研究却很少, 产生退偏的方法也有限。1928 年, Lyot 最早发明了适用于白光退偏的 Lyot 型退偏器。后来有人制作了单板式退偏器^[1]、直角棱镜型退偏器^[2]、单光楔型退偏器^[3]等各种类型的退偏器, 但这些退偏器的局限性限制了它们的应用。

本文将介绍一种适用于准单色光 ($\pm 10\text{ nm}$) 的退偏器——Lyot 改进型退偏器, 其结构如图 1 所示, 它由二块任意厚度比的光楔组成, 光轴夹角为 45° 。这种退偏器的退偏效果好且退偏效果不依赖于入射光的偏振方向, 它将在空间多光谱遥感、高精度分光光度计、光电检测技术等方面得到应用。本文将给出其退偏机理的理论分析与该退偏器的实验结果。

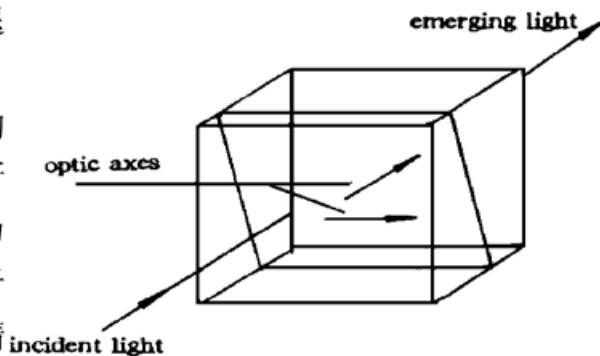


Fig. 1 Construction of the improved Lyot depolarizer

2 退偏机理

Lyot 型退偏器由二块厚度比为 $2:1$ 的 X 切割的石英晶体组成, 二晶体的光轴间有 45° 的夹角, 这种退偏器适用于白光。当入射偏振光垂直入射后, 由于入射光具有各种不同的波长, 通过双折射晶体后具有不同的相位延迟, 使出射光成为具有不同椭圆偏率的椭圆偏振光, 那么

* 北京空间机电研究所, 北京 100076。

收稿日期: 1996 年 3 月 28 日; 收到修改稿日期: 1996 年 7 月 15 日

在同一出射处的光就有各种各样的偏振状态, 整个光束就是这种随机状态的合成, 结果使得光束有效地退偏。可以把这种退偏方式理解为在频域(即波长范围)上的积分效果是退偏的。Loeber 曾对该退偏器进行过理论分析, 并得出了该退偏器需满足的三项条件^[4]。

而另一种单色光退偏器——单光楔退偏器, 其光轴在通光平面内, 当入射光以其偏振方向与光轴成 45° 角入射时, 由于楔角的存在, 不同位置的出射光具有不同的位相差。可以看出, 随着厚度的变化, 位相差也不断变化, 出射光将在线偏振光、椭圆偏振光和圆偏振光之间不断变化。可以推知, 只要厚度变化足够大, 在晶体的出射处将包括所有的偏振状态, 即其合成结果是退偏的。可以把这种退偏方式理解为在空域上的积分效果是退偏的。

Lyot 型退偏器, 只适用于波长范围较广的白光退偏, 而单光楔型退偏虽能较好地退偏单色光, 但其退偏效果依赖于入射光的偏振方向。Lyot 改进型退偏器是上述两种退偏机理的组合, 因此也综合了二者的优点: 1) 能退偏准单色光($\pm 10 \text{ nm}$); 2) 退偏效果不依赖于入射光偏振方向。这种退偏器的退偏机理实际上是空域和频域上积分效果的综合。

3 数学推导

McGuire 和 Chipman 曾对由两个巴比涅补偿器组成的退偏器进行过类似的分析^[5], 在他们的分析中, 1) 省略了相位延迟项中不依赖于坐标的项(即本文的 y_1 和 y_2 , 而在本文这一项不能省略; 2) 并未考虑波长, 而本文必须对波长域进行积分, 否则得不到一个理想的退偏密勒矩阵, 同样也得不出本文分析得到的三条结论。因此, 作者用密勒矩阵的方法作了更为细致的推导, 以比较完整地得到退偏器退偏效果, 最终将得到一个该退偏器的平均密勒矩阵, 同时, 这些理论计算得到较好的实验验证。

为简化问题, 1) 假定入射光是平行、均匀、正入射的圆光束; 2) 假定入射单色光的谱线是矩形分布的; 3) 忽略晶体表面的反射; 4) 忽略晶体对 e 光、o 光不同的吸收系数, 5) 不考虑色散。

如果 $[V_e]$ 和 $[V_i]$ 分别代表输出光和输入光的斯托克斯矢量, 那么问题可以表述为如下形式:

$$[V_e] = [M_{45}][M_0][V_i] = [D][V_i] \quad (1)$$

式中 $[M_{45}]$ 和 $[M_0]$ 分别为两块晶体的密勒矩阵, $[D]$ 为两块晶体的组合即退偏器的密勒矩阵。通过在空域(即光瞳范围)和频域(即波长范围)上对 $[D]$ 积分得到退偏器的平均密勒矩阵 $[D]$, 如果 $[D]$ 接近于理想退偏器的密勒矩阵:

$$[D] \rightarrow \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

那么此时对于任意偏振的入射光, 出射光的残余偏振度将接近于零:

$$V = \frac{(m_e^2 + c_e^2 + s_e^2)^{1/2}}{i_e} \rightarrow 0 \quad (3)$$

光轴分别为 0° 和 45° 放置的线延迟器的密勒矩阵分别为:

$$[M_0] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Delta_1 & \sin \Delta_1 \\ 0 & 0 & -\sin \Delta_1 & \cos \Delta_1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$[M_{45}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Delta_2 & 0 & -\sin \Delta_2 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \Delta_2 & 0 & \cos \Delta_2 \end{bmatrix} \quad (5)$$

(4)、(5)式中, Δ_1 和 Δ_2 分别是两片晶体的延迟, 它们是坐标 x 与波长 λ 的函数:

$$\Delta_1 = \frac{2\pi\Delta n \operatorname{tg} \alpha}{\lambda} R x + \frac{2\pi d_1 \Delta n}{\lambda} = \delta x + \gamma_1 \quad (6)$$

$$\Delta_2 = -\frac{2\pi\Delta n \operatorname{tg} \alpha}{\lambda} R x + \frac{2\pi d_2 \Delta n}{\lambda} = -\delta x + \gamma_2 \quad (7)$$

式中 x 为归一化坐标, α 为楔角, d_1 和 d_2 分别为两片晶体中心处的厚度, Δn 为晶体的双折射, R 为光瞳半径, $\delta = (2\pi\Delta n \operatorname{tg} \alpha/\lambda)R$ 是两片晶体延迟随坐标 x 变化的斜率, $\gamma_1 = 2\pi d_1 \Delta n/\lambda$ 和 $\gamma_2 = 2\pi d_2 \Delta n/\lambda$ 分别为两片晶体在 $x = 0$ 处的延迟。

(4) 式和(5) 式相乘将得到退偏器的密勒矩阵:

$$[D] = [M_{45}][M_0] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Delta_2 & \sin \Delta_1 \sin \Delta_2 & -\cos \Delta_1 \sin \Delta_2 \\ 0 & 0 & \cos \Delta_1 & \sin \Delta_1 \\ 0 & \sin \Delta_2 & -\sin \Delta_1 \cos \Delta_2 & \cos \Delta_1 \cos \Delta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A & B & C \\ 0 & 0 & D & E \\ 0 & F & G & H \end{bmatrix} \quad (8)$$

(8) 式描述了任意不同波长的光线入射到退偏器任意位置的密勒矩阵, 它是坐标和波长的函数。为方便起见, 用 A 、 B 、 C 等代表各矩阵元。

$$\left. \begin{aligned} A &= \cos \Delta_2 = \cos(-\delta x + \gamma_2) = \cos \gamma_2 \cos \delta x + \sin \gamma_2 \sin \delta x \\ B &= \sin \Delta_1 \sin \Delta_2 = \sin(\delta x + \gamma_1) \sin(-\delta x + \gamma_2) \\ &= [-\cos(\gamma_1 + \gamma_2) + \cos(\gamma_1 - \gamma_2) \cos 2\delta x - \sin(\gamma_1 - \gamma_2) \sin 2\delta x]/2 \\ C &= -\cos \Delta_1 \cos \Delta_2 = -\cos(\delta x + \gamma_1) \sin(-\delta x + \gamma_2) \\ &= [\sin(\gamma_1 - \gamma_2) \cos 2\delta x + \cos(\gamma_1 - \gamma_2) \sin 2\delta x - \sin(\gamma_1 + \gamma_2)]/2 \\ D &= \cos \Delta_1 = \cos(\delta x + \gamma_1) = \cos \gamma_1 \cos \delta x - \sin \gamma_1 \sin \delta x \\ E &= \sin \Delta_1 = \sin(\delta x + \gamma_1) = \sin \delta x \cos \gamma_1 + \sin \gamma_1 \cos \delta x \\ F &= \sin \Delta_2 = \sin(-\delta x + \gamma_2) = -\sin \delta x \cos \gamma_2 + \sin \gamma_2 \cos \delta x \\ G &= -\sin \Delta_1 \cos \Delta_2 = -\sin(\delta x + \gamma_1) \cos(-\delta x + \gamma_2) \\ &= [-\sin(\gamma_1 - \gamma_2) \cos 2\delta x - \cos(\gamma_1 - \gamma_2) \sin 2\delta x - \sin(\gamma_1 + \gamma_2)]/2 \\ H &= \cos \Delta_1 \cos \Delta_2 = \cos(\delta x + \gamma_1) \cos(-\delta x + \gamma_2) \\ &= [\cos(\gamma_1 - \gamma_2) \cos 2\delta x - \sin(\gamma_1 - \gamma_2) \sin 2\delta x + \cos(\gamma_1 + \gamma_2)]/2 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

为了得到平均密勒矩阵 $[\bar{D}]$, 有必要对 $[D]$ 在光瞳范围 Σ 和波长范围 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 上求积分:

$$[\bar{D}] = \iint_{\lambda \Sigma} [D] \, d\sigma \, d\lambda \quad (10)$$

首先对(9)中各式在光瞳范围 Σ 上求积。

$$\begin{aligned} A_{\Sigma} &= \int_{\Sigma} A \, d\sigma = \frac{1}{\pi} \int_{\Sigma} \cos(-\delta x + \gamma_2) \, dx \, dy = \frac{1}{\pi} \int_{\Sigma} (\cos \delta x \cos \gamma_2 + \sin \delta x \sin \gamma_2) \, dx \, dy \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^1 \rho \, d\rho \int_0^{2\pi} \cos \gamma_2 \cos(\delta \rho \cos \theta) \, d\theta = 2 \cos \gamma_2 J_1(\delta) / \delta \end{aligned} \quad (11)$$

上式中, 由于积分范围呈圆对称, 故奇函数正弦项得以消去。类似地有

$$\left. \begin{aligned} B_{\Sigma} &= \int_{\Sigma} B \, d\sigma = \frac{1}{2} [-\cos(\gamma_1 + \gamma_2) + \cos(\gamma_1 - \gamma_2) J_1(2\delta) / \delta] \\ C_{\Sigma} &= \int_{\Sigma} C \, d\sigma = \frac{1}{2} [-\sin(\gamma_1 + \gamma_2) + \sin(\gamma_1 - \gamma_2) J_1(2\delta) / \delta] \\ D_{\Sigma} &= \int_{\Sigma} D \, d\sigma = 2 \cos \gamma_1 J_1(\delta) / \delta \\ E_{\Sigma} &= \int_{\Sigma} E \, d\sigma = 2 \sin \gamma_1 J_1(\delta) / \delta \\ F_{\Sigma} &= \int_{\Sigma} F \, d\sigma = 2 \sin \gamma_2 J_1(\delta) / \delta \\ G_{\Sigma} &= \int_{\Sigma} G \, d\sigma = \frac{1}{2} [-\sin(\gamma_1 + \gamma_2) - \sin(\gamma_1 - \gamma_2) J_1(2\delta) / \delta] \\ H_{\Sigma} &= \int_{\Sigma} H \, d\sigma = \frac{1}{2} [\cos(\gamma_1 + \gamma_2) + \cos(\gamma_1 - \gamma_2) J_1(2\delta) / \delta] \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

在(11)和(12)式, J_1 为一阶贝塞尔函数。如果延迟的变化斜率 δ 足够大, 那么有 $J_1(\delta) / \delta \rightarrow 0$ 。由 δ 的定义可知, δ 足够大意味着楔角 α 、或者光瞳半径 R 即通光孔径足够大。若这一条件满足, 那么(11)和(12)式中除以下几项外都趋于零。

$$\left. \begin{aligned} B_{\Sigma}, H_{\Sigma} &\rightarrow \mp \frac{1}{2} \cos(\gamma_1 + \gamma_2) = \mp \frac{1}{2} \cos \gamma \\ C_{\Sigma}, G_{\Sigma} &\rightarrow -\frac{1}{2} \sin(\gamma_1 + \gamma_2) = -\frac{1}{2} \sin \gamma \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

其中,

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = 2\pi d_1 \Delta n / \lambda + 2\pi d_2 \Delta n / \lambda = 2\pi d \Delta n / \lambda$$

为退偏器的总延迟, $d = d_1 + d_2$ 为退偏器的总厚度。

然后, 对(13)式中的 $\cos \gamma$ 项和 $\sin \gamma$ 项在波长范围 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ 上求积:

$$\frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \cos \delta \, d\lambda = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \cos\left(\frac{2\pi \Delta n d}{\lambda}\right) \, d\lambda \quad (14)$$

$$\frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sin \delta \, d\lambda = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sin\left(\frac{2\pi \Delta n d}{\lambda}\right) \, d\lambda \quad (15)$$

可以证明, 对于一个固定的波段范围 $\lambda_1 \sim \lambda_2$, 如果退偏器的总延迟足够大 ($\frac{2\pi d \Delta n}{\lambda} \gg \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$), (14)式和(15)式都将趋于零。此时退偏器的平均密勒矩阵将接近于理想的退偏器

的密勒矩阵, 亦即可有效退偏各种偏振的入射光。

如果退偏器二晶体的光轴夹角并非 45° , 此时^[4]:

$$[D] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\alpha + \sin^2 2\alpha \cos \Delta_2 & [\sin 2\alpha \cos 2\alpha(1 - \cos \Delta_2)] & \sin 2\alpha \cos 2\alpha(1 - \cos \Delta_2) \sin \Delta_1 \\ & & \times \cos \Delta_1 + \sin 2\alpha \sin \Delta_2 \sin \Delta_1 & - \sin 2\alpha \sin \Delta_2 \cos \Delta_1 \\ 0 & \sin 2\alpha \cos 2\alpha(1 - \cos \Delta_2) & \cos \Delta_1(\sin^2 \alpha + \cos^2 2\alpha \cos \Delta_2) & \sin \Delta_1[\sin^2 2\alpha + \cos^2 2\alpha \cos \Delta_2] \\ & & - \sin \Delta_1 \cos 2\alpha \sin \Delta_2 & + \cos \Delta_1 \cos 2\alpha \sin \Delta_2 \\ 0 & \sin^2 \alpha \sin \Delta_2 & - \cos \Delta_1 \cos 2\alpha \sin \Delta_2 & - \sin \Delta_1 \cos 2\alpha \sin \Delta_2 \\ & & - \sin \Delta_1 \cos \Delta_2 & + \cos \Delta_1 \cos \Delta_2 \end{pmatrix} \quad (15)$$

式中 α 为光轴夹角。若退偏器满足总延迟足够大、楔角或通光孔径足够大的条件时:

$$[\bar{D}] = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\alpha & 0 & 0 \\ 0 & \sin 2\alpha \cos 2\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

可知此时, 平均密勒矩阵将依赖于光轴夹角, 而不能趋近于理想退偏器的密勒矩阵, 这表明退偏器的二光轴夹角必须是 45° 才能有效地退偏。

通过以上的理论分析, 得出了该退偏器必须满足的三项条件: 1) 退偏器的总延迟足够大; 2) 晶体楔角或通光孔径必须足够大(晶体楔角不能太大, 否则影响像质, 一般以不超过 2° 为宜); 3) 二晶体的光轴夹角必须是 45° 。实际上这三项条件刚好满足下列对应的三个要求: 1) 在频域(即波长范围)上的积分效果退偏的要求; 2) 在空域(即光瞳范围)上的积分效果退偏的要求; 3) 退偏效果不依赖于入射光偏振方向的要求。

4 实验结果

作者试制的 Lyot 改进退偏器选用水晶材料, 两片光楔板中心厚度分别为 6 mm 和 12 mm, 楔角 1° , 直径 20 mm。二晶体光轴夹角 45° 。表 1 分别给出计算机数值结果和实验所得的数据, \bar{V} 为平均残余退偏度, V_{\max} 为对应于某一偏振方向的最大的残余偏振度, 入射光为完全线偏振光。数值计算结果与实验结果得到较好的一致。

Table 1.

wavelength (nm)	calculated results		expermental results	
	\bar{V} (%)	V_{\max} (%)	\bar{V} (%)	V_{\max} (%)
443±10	0.69	1.20	1.12	1.57
490±10	0.71	1.22	0.61	1.56
520±10	0.53	0.87	0.72	1.21
560±10	0.77	1.50	0.69	1.00
680±10	0.31	0.53	0.56	0.96
750±20	0.53	0.93	0.34	0.61

参 考 文 献

- [1] Shanling Lu, A. P. Loeber Depolarization of white light by a birefringent crystal. *J. Opt. Soc. Am.*,

1975, **65**(3) : 248~ 251

- [2] E. Schmidt, K. Vedam, Depolarizing Prism. *Optica Acta* 1971, **18**(9) : 713~ 718
- [3] J. H. Jaffe, H. Jaffe, K. Rosenheck, New method of measuring linear dichroism in the ultraviolet: application to helical polymers. *Rev. Scient. Instrum.*, 1967, **38**(7) : 935~ 938
- [4] A. P. Loeber, Depolarization of white light by a birefringent crystal. II. The Lyot depolarizer. *J. Opt. Soc. Am.*, 1982, **72**(5) : 650~ 656
- [5] J. P. McGuire, Jr., R. A. Chipman, Analysis of spatial pseudo depolarizers in imaging systems. *Opt. Engng.*, 1990, **29**(12) : 1478~ 1484

A Novel Practical Quasi-Monochromatic Depolarizer

Chi Hao Gao Jun* Xu Senlu

(Department of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 28 March 1996; revised 15 July 1996)

Abstract A novel quasi-monochromatic depolarizer — improved Lyot depolarizer was fabricated and analysed in detail. Three conditions for effective depolarization were concluded: 1) retardance of the depolarizer should be large enough; 2) the optical pupil or the wedge angle of the crystal should be large enough; 3) angle between two crystal's optical axes should be 45° . The experimental results indicated that, for arbitrary incident quasi-monochromatic polarized light (± 10 nm) ranging of 400~ 800 nm, the average residual polarization degree is less than 1.2% after depolarized by this depolarizer.

Key words depolarizer, quasi-monochromatic light, crystal.

* Beijing Institute of Space Machine and Electricity, Beijing 100076