

晶体偏光棱镜光强透射比研究

朱化凤^{1,2} 宋连科¹ 郑春红¹ 王秀民³

(1 曲阜师范大学激光研究所, 曲阜, 山东 273165)

(2 上海光学精密机械研究所强光光学开放实验室, 上海 201800)

(3 寿光一中物理组, 寿光, 山东 262700)

摘要 在菲涅耳公式、相位匹配条件和多光束干涉理论的基础上, 将晶体偏光棱镜的各参量表示为合理的几何模型, 得出了光强透射比随空间入射角的变化关系, 并设计了验证光强透射比的实验, 实验结果和理论推导相一致. 结果表明: 胶合层间的多光束干涉对棱镜光强透射比的影响不可忽略, 对于空气隙型偏光棱镜, 由于空气隙间多光束干涉的影响, 光强透射比随任意角度变化较大, 而用胶合介质胶合的棱镜, 其透射比对空间入射角不是很敏感.

关键词 e光; 晶体偏光棱镜; 胶合层; 光强透射比

中图分类号 O436.3 **文献标识码** A

0 引言

晶体偏光棱镜以其消光比好, 抗光损伤阈值高等优点, 在光纤通讯、激光调制、光信息处理、生物组织研究^[1,2]以及其他许多领域^[3]得到了广泛的应用. 目前最普遍采用的格兰型棱镜, 按光轴与切割面的方位关系主要分为: 1) 光轴与切割面平行结构类; 2) 光轴与入射端面法线和切割面法线所组成的平面平行结构类. 偏光棱镜的主要制作材料冰洲石晶体, 在近红外和可见光范围内对光几乎无吸收, 然而偏光棱镜的光强透射比因设计形式的不同差别很大, 尤其是在斜入射时. 作为棱镜的一个重要参量的偏光透射比, 人们大都只考虑平面光波垂直入射棱镜的情况, 而对于平面光波斜入射和会聚光束入射情况的探讨, 现有的文献中报道非常少.

本文以相位匹配条件和非涅耳公式为基础, 考虑多光束干涉理论, 借助几何模型, 得到了激光偏光棱镜的光强透射比分析公式, 讨论了胶合介质的折射率、胶合层的厚度、光束的入射角和方位角对光强透射比的影响, 并进行了实验验证, 实验结果与理论是一致的.

1 偏光棱镜的光强透射比理论分析

为了讨论方便, 我们先对几个面做一些规定: 如图1所示, 以入射端面的法线 n_1 为界限, 称切割面的法线 n_2 与 n_1 所组成的平面中含有切割斜面法线的半平面为 K 面; 称系统光轴的方向 n_0 与 n_1 所组成的平面中, 含有入射光线的半平面为入射面. 入射端面上的折射光波沿 n' 方向. 在偏光棱镜的视场角范围内入射的光束在任意方位角 φ' (入射面绕 n_1 轴顺时

针转动到 K 面所转过的角度) 面内入射时, 入射端面和出射端面的光能反射比均可以按照正入射时进行计算. 而在切割斜面上因入射角度要明显增大, 能量反射比对入射角的变化较为敏感, 但光波法线在此面上的方位角在 180° 左右微小的范围内变化, 可按方位角为 180° 时的公式进行分析计算. 入射光会在两切割面内发生多次的反射和透射, 形成多光束干涉, 并且由于棱镜切割面上光能反射比的不同使得光强透射比随入射角的变化发生了波动.

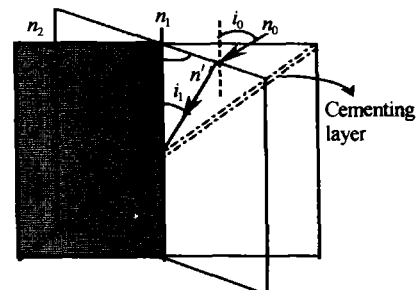


图1 入射光束与偏光棱镜的方位关系
Fig. 1 The relation between incident beam and a polarizing prism

1.1 切割斜面上光能的反射比

由于偏光棱镜的出射光为晶体中的 e 光, 所以只讨论 e 光即可. 设棱镜的入射端面上的入射角在视场角范围内以 i_0 入射, 折射角 i'_0 满足

$$\sin i_0 = n'_e \sin i'_0 \quad (1)$$

在棱镜切割斜面上的入射角 i 满足

$$\cos i = \cos S \cos i'_0 + \sin S \sin i'_0 \cos \varphi' \quad (2)$$

式中 S 为棱镜的结构角.

光轴在 K 平面内时, e 光的振动面近似在入射面内, 相当于菲涅耳公式中的 P (平行分量) 振动. 设胶合层介质的折射率为 n , 光在切割斜面上的折射角 θ 满足

$$n'_e \sin i = n \sin \theta \quad (3)$$

由于棱镜的半视场角小于 3° , 在视场角范围内入射

的光,非常光的折射率近似取主折射率 n_e , 以后的计算中 e 光的折射率都取主折射率. 在胶合层内光强反射比可表示为

$$R_p = \left(\frac{E_{rp}}{E_{ip}} \right)^2 = \left(\frac{n_e \cos \theta - n \cos i}{n_e \cos \theta + n \cos i} \right)^2 \quad (4)$$

对于光轴平行于切割斜面的棱镜, e 光的振动面近似垂直于入射面, 相当于菲涅耳公式中的 S(垂直分量) 振动, 其光强反射比可表示为

$$R_s = \left(\frac{E_{rs}}{E_{is}} \right)^2 = \left(\frac{n \cos \theta - n_e \cos i}{n \cos \theta + n_e \cos i} \right)^2 \quad (5)$$

1.2 光强透射比

从厚度为 h 的胶合层出射的每相邻的两透射光之间的的位相差为

$$\delta = 4\pi n h \cos \theta / \lambda \quad (6)$$

由多光束干涉理论, 在胶合面上的光强透射比为^[4]

$$T_1 = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\delta}{2}} \quad (7)$$

考虑到棱镜出射和入射端面上的光能反射损失, e 光的光强透射比可表示为

$$T = \left[\frac{4n_e}{(1+n_e)^2} \right]^2 \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\delta}{2}} = \left[\frac{4n_e}{(1+n_e)^2} \right]^2 \frac{1}{1+M} \quad (8)$$

式中 $M = NF = \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}$, $N = \sin^2 \frac{\delta}{2}$, $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$. M 取值越大, 实际值偏离理想值就越大, 我们称之为斜面透射抖动因子. 由上面的公式, 分别作出了 $N-\varphi'$ 、 $F-\varphi'$ 、 $M-\varphi'$ 曲线如图 2 所示, 由图 2 可以看到, N 决定抖动的周期, 称为周期调制因

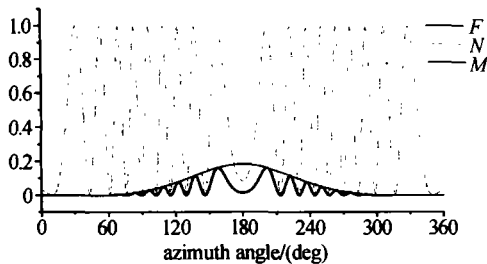


图2 在入射角为 2° 时 M 随方位角的变化关系
Fig.2 $M-\varphi'$ theory curve with incident angle of 2°

子, F 对抖动振幅的大小进行调制, 称为振幅调制因子. 由式(8)可以看出, 晶体偏光棱镜的光强透射比随空间角度的变化完全由周期调制因子决定. 而 M 又与光束的入射角的大小, 方位角和胶合层的厚度以及入射波长有关. 下面就分别看一下各参量对棱镜光强透射比的影响.

对于不同形式的棱镜, 在入射角一定的情况下, 自然光的光强透射比随方位角的变化而有所不同, 图 3 给出了入射角的大小为 2° 时光强透射比随方位角

的变化关系曲线. 图 3 表明, 在入射角不为零时, 空气隙型偏光棱镜和胶合型偏光棱镜随方位角的振荡周期都是在 90° 和 270° 附近振荡周期小. 总体来说, 空气隙型偏光棱镜透射比受方位角影响较大, 在图 3 中表现为振荡周期较胶合型的棱镜小得多, 并且随着方位角向 180° 靠近, 振荡幅度越大, 而胶合型棱镜的振幅变化不大. Glan-Taylor 棱镜, 在方位角 0° (或 360°) 左右近 90° 的范围内基本没有波动.

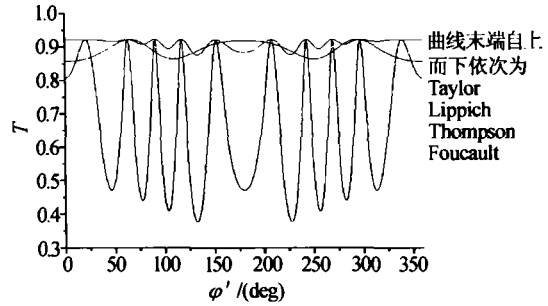


图3 $T-\varphi'$ 理论曲线 ($i_0 = 2^\circ, h = 26 \mu\text{m}$)

Fig.3 $T-\varphi'$ theory curve with $i_0 = 2^\circ, h = 26 \mu\text{m}$

实际上, 在方位角一定的情况下, 光强透射比随入射角也呈现周期性的变化, 图 4 给出了 φ' 为 0° 时 (在 K 平面内) 光强透射比随入射角的变化关系. 胶合层的厚度对透射比的影响也是周期性的. 图 5

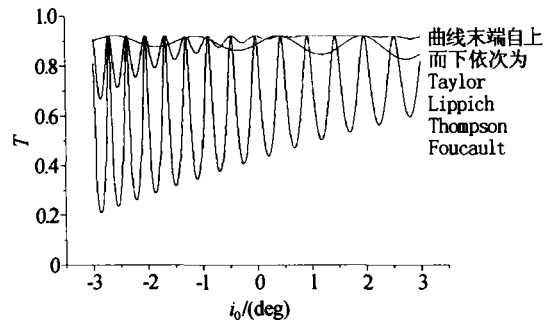


图4 $T-i_0$ 理论曲线 ($\varphi' = 90^\circ, h = 26 \mu\text{m}$)

Fig.4 $T-i_0$ theory curve with $\varphi' = 90^\circ, h = 26 \mu\text{m}$

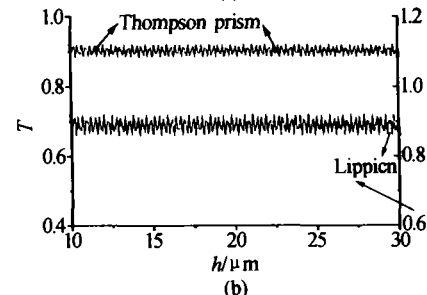
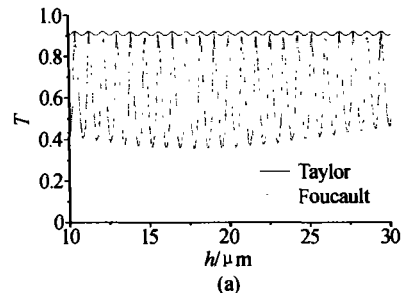


图5 光束正入射时的 $T-h$ 理论曲线

Fig.5 $T-h$ theory curve with the normal incidence of light

所示的理论曲线是在光束正入射时,透射比随胶合介质厚度的变化关系. 由于版面限制,波长对光强的透射比的影响,作者将给出另文讨论.

2 光强透射比实验及分析

由于在实验的过程中,所用的激光器输出的光均为部分偏振光和准线偏振光,很难获得自然光入射被测晶体,并且直接验证光强透射比随各参量之间的关系较为困难. 为此,我们将实验与验证马吕斯定律的实验相结合,以线偏振光入射被测晶体. 建立如图6所示的光路,让激光依次通过起偏器、检偏器、光探测器和光信息处理系统. 起偏器选用高消光比的 Glan-Taylor 型棱镜,检偏镜是待测棱镜,检偏器在步进电机控制下旋转,步进角可调. 系统数据的采集处理和步进电机的转动均由微机控制自动完成. 以 n'' 待测棱镜转轴的方向,设 n'' 偏离 n_1 的角度为 α , n' 偏离 n'' 的角度为 β , n_1 与 n_2 的夹角为 S (S 亦称待测棱镜的结构角的大小). 它们的相对关系如图7所示.

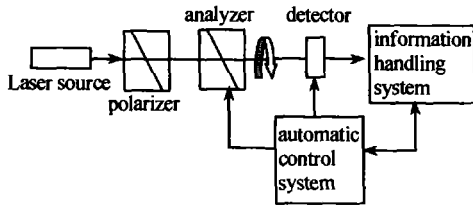


图6 实验装置
Fig. 6 Setup of experiment

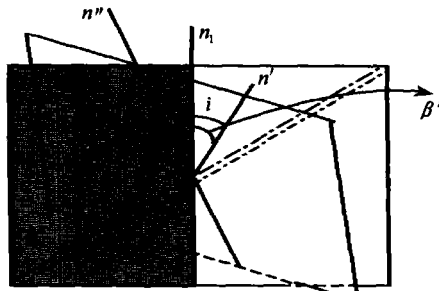


图7 n', n'', n_1, n_2 轴间的相对关系
Fig. 7 Relative position of axis n', n'', n_1, n_2

在步进电机转动的过程中,光入射角的表达式为

$$\cos i_0 = \cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta \cos (180^\circ - \Phi') \quad (9)$$

我们再对图7中相应的平面做了如下规定: K 平面的规定同上. 以 n'' 为界限, n', n'' 确定的平面中包含系统光轴的半个平面为 $n'n''$ 半平面; K 平面中,含有棱镜切割面法线的半个平面为 n_2n'' 半平面. Φ' 在图2中表示为, $n'n''$ 半平面绕 n'' 轴顺时针转动到 n_2n'' 半平面时所转过的角度,它与待测棱镜转动的角度 Φ 之间的关系为 $\Phi' = \Phi + \Phi_0$, Φ_0 为待测棱镜初始 Φ' 值. 在入射端面上, K 平面与入射面的夹角

γ 满足

$$\cos \gamma = \frac{\cos \beta - \cos i_0 \cos \alpha}{\sin i_0 \sin \alpha} \quad (10)$$

在棱镜的入射端面上入射光和折射光同样满足式(1),则在晶体中的光波法线与 n'' 的夹角 β' 满足

$$\cos \beta' = \cos \alpha \cos i_0' + \sin \alpha \sin i_0' \cos \gamma \quad (11)$$

切割面上的入射角 i 可表示为

$$\cos i = \cos S \cos \beta' + \sin S \sin \beta' \cos \Phi' \quad (12)$$

根据式(8)可得偏光透射光强为

$$I = I_0 \left[\frac{4n_c}{(1+n_c)^2} \right]^2 \frac{1}{1+M} \cos^2 \xi \quad (13)$$

式中 ξ 入射光电矢量的方向与棱镜主截面的夹角,其值满足 $\xi = \Phi' + \xi_0$ (ξ_0 为光电矢量的方向与棱镜主截面的初始夹角), I_0 代表入射待测棱镜的光强.

我们以应用最为广泛的 Glan-Taylor 棱镜进行实验测试. 取 $n=1$, 光强反射比公式取式(4)的形式,对 $\alpha, \beta, \Phi_0, \xi_0$ 取不同值时分别进行测试. 图8(b)给出了在步进电机转动一周的范围内 (Φ 从 0° 取到 360°), 当 $\alpha = -1^\circ, \beta = 3^\circ, \Phi_0 = 90^\circ, \xi_0 = 5^\circ$ 时,通过计算机扫描的 Glan-Taylor 棱镜的光强透射比实验曲线,与理论曲线图8(a)相符.

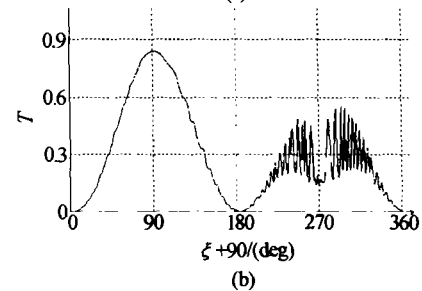
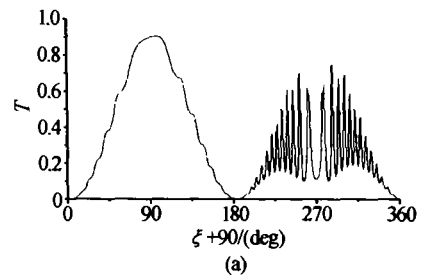


图8 (a) $T-\xi$ 理论曲线 ($\alpha = -0.1^\circ, \beta = 3^\circ, \Phi_0 = 90^\circ, \xi_0 = 5^\circ$); (b) $T-\xi$ 实验曲线 ($\alpha = -0.1^\circ, \beta = 3^\circ, \Phi_0 = 90^\circ, \xi_0 = 5^\circ$)

Fig. 8 (a) $T-\xi$ theoretical curve with $\alpha = -0.1^\circ, \beta = 3^\circ, \Phi_0 = 90^\circ, \xi_0 = 5^\circ$; (b) $T-\xi$ experimental curve of Taylor prism with $\alpha = -0.1^\circ, \beta = 3^\circ, \Phi_0 = 90^\circ, \xi_0 = 5^\circ$

3 结论

从以上的理论和实验曲线看出,切割斜面间形成的多光束干涉对光强透射比的影响不可忽视. 激光偏光棱镜对空间任意角度入射的光束光强透射比随各参量的连续变化均产生周期性的抖动,相同条件下,胶合型棱镜的光强透射比振荡的振幅较小,空

气隙型偏光棱镜的振荡幅度较大. 对于空气隙型偏光棱镜, 此影响较大. 对于胶合棱镜, 光入射角、方位角、胶合层的厚度也会一定程度的影响其光强透射比, 但这种影响比空气隙型设计的棱镜要小得多. 只要胶合介质相同, 光强透射比随方位角、入射角和厚度变化的周期都是相同的. 同时我们也注意到, 并非只要调整光束与入射端面完全垂直就可以得到最大的光强透射, 在棱镜的胶合层厚度处于某些值时, 输出光强也可能较小, 在使用 Glan-Foucault 棱镜时尤其需要注意这一点. 适当的调整棱镜入射光束的入射角和方位角可以得到大的透射比. 但由于空气隙型偏光棱镜对入射角敏感, 所以当平面光波入射时, 可以适当调节入射角, 使透射光达最大值. 对于光强分布均匀的非平面光波入射时, 透射比对入射角和方位角的敏感也将使出射光斑的均匀性受到很大影响, 尤其是空气隙型偏光棱镜, 胶合型偏

光棱镜对出射光斑的影响则相对小得多, 对出射光斑, 光强可以看作是均匀分布的.

参考文献

- 1 Sankaran V, Everett M J, Maitland D J, *et al.* Comparison of polarized-light propagation in biological tissue and phantoms. *Opt Lett*, 1999, **24**(15): 1044 ~ 1046
- 2 Tolguenece G L, Devaux F, Lantz E. Two-dimensional time-resolved direct imaging though thick biological Tissues: a new step toward noninvasive medical imaging. *Opt Lett*, 1999, **24**(15): 1047 ~ 1049
- 3 Schmitt J M, Gandjbakhche A H, Bonner R F. Use of polarized light to discriminate short-path photons in a multiply scattering medium. *Appl Opt*, 1992, **31**(30): 6535 ~ 6545
- 4 廖延彪. 物理光学. 北京: 电子工业出版社, 1986. 86
Liao Y B. Physical Optics, Peking: Electronic Industrial Publishing Company, 1986. 86

Study of Light Intensity Transmission of Crystal Polarizing Prisms

Zhu Huafeng¹, Song Lianke¹, Zheng Chunhong¹, Wang xiumin²

¹ Laser Research Institute of Qufu Normal University, Qufu, Shandong 273165

² Physics Department of Shouguang No. 1 Middle School, Shouguang, Shandong 262700

Received date: 2003-03-04

Abstract On the base of Fresnel refraction formulas and Snell's law, and by using geometric model, the reflectance of light intensity and incident angle on the cut plane are obtained. Then the light intensity transmission of polarizing prisms with the incidence of random spatial light beam is studied. Both experimental and theoretical results indicate that the light intensity transmission of air-spaced polarizing prisms are affected more by the change of random spatial incident angle than dielectric-spaced polarizing prisms.

Keywords e light; Crystal polarizing prism; Glued film; Light transmission



Zhu Huafeng was born in November, 1977. She got her B. S. degree at physics department of Liaocheng Normal University in 2000, Now she is pursuing her Doc. degree in Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics and her major research areas indude the design and the parameter testing of polarizing prisms and femtosecond pulse holography. M. S. degree at Laser Research Institute of Qufu Normal University in 2003.