

偏振干涉成像光谱仪中格兰-泰勒棱镜全视场角 透过率的分析与计算^{*}

张淳民¹⁾[†] 刘 宁¹⁾ 吴福全²⁾

1)(西安交通大学理学院, 非平衡物质结构与量子调控教育部重点实验室, 西安 710049)

2)(曲阜师范大学激光研究所, 曲阜 273165)

(2009 年 1 月 18 日收到; 2009 年 6 月 19 日收到修改稿)

论述了自行设计研制的偏振干涉成像光谱仪的工作原理, 分析了其核心部件格兰-泰勒棱镜的分光机理; 运用光线追迹方法, 推导出了格兰-泰勒棱镜全视场角透过率计算公式; 通过计算机模拟分析了入射面、入射角和空气隙厚度对该棱镜透过率的影响, 并利用方解石 Sellmeier 色散方程, 给出了该棱镜在仪器系统要求的光谱范围内透过率与波长的关系曲线; 实验测试结果与理论计算公式相符, 验证了理论公式的正确性.

关键词: 偏振干涉成像光谱仪, 格兰-泰勒棱镜, 透过率, 多光束干涉

PACC: 4225B, 4280G, 0765

1. 引 言

1996 年, 美国华盛顿大学研制了基于 Wollaston 棱镜角剪切的数字阵列扫描干涉成像光谱仪 (DASI), 它是一种静态的空间调制型干涉成像光谱仪, 其缺点是含有由空间分辨率决定的狭缝, 从而对远距离目标和微弱信号的探测受到限制. 2000 年以来, 张淳民、相里斌、赵葆常等^[1-20]提出了时空混合的新型偏振干涉成像光谱技术, 并研制了基于 Savart 偏光镜的稳态偏振干涉成像光谱仪 (SPIIS) 和稳态大视场偏振干涉成像光谱仪 (SLPIIS). 由于以视场光阑取代了入射狭缝, 从而具有超小型、高稳态、高通量、大视场和高分辨率等显著特点.

格兰-泰勒棱镜是该偏振干涉成像光谱仪中的重要偏光器件, 它采用冰洲石晶体设计而成, 由于冰洲石晶体的光学性能好、光谱透射范围广、双折射率大, 且棱镜采用空气隙胶合, 所以它的消光比优于 10^{-5} , 使用光谱范围为 300—2500 nm^[21], 是获得偏振光不可缺少的重要偏光器件. 曲阜师范大学激光研究所对格兰-泰勒棱镜的理论和制造工艺有

较为深入的研究, 但对于其透过率的分析大都局限于主截面内^[22]. 文献[23]运用空间几何的方法讨论了全视场角下棱镜的透过率, 但并没有给出全视场角下棱镜透过率精确的计算公式. 本文采用光线追迹的方法推导了全视场角下(任意入射面、任意入射角)棱镜的透过率精确计算公式, 运用 Matlab 软件进行了详细的分析, 并将主截面内实验测得数据与理论计算所得的数据进行了对比, 验证了理论计算公式的正确性. 该研究对偏振干涉成像光谱仪的研制具有指导意义.

2. 偏振干涉成像光谱仪原理与偏光镜 格兰-泰勒棱镜分光机理

图 1 是偏振干涉成像光谱仪的原理图, 它的核心部分是偏振干涉仪, 其主要由 Savart 偏光镜、起偏器 P_1 和检偏器 P_2 组成, 其主要作用是进行横向剪切. 从光源 s 发出的一束光, 经 P_1 后变为沿 P_1 偏振化方向振动的一束线偏振光, 经 Savart 偏光镜后被剪切成两束振动面相互垂直的线偏振光, 通过检偏器变成振动方向完全一致的二束线偏振光, 经成像

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 40537031)、国家高技术研究发展计划(批准号: 2006AA12Z152)、国防基础科学基金(批准号: A1420080187)、国家自然科学基金(批准号: 40875013, 40375010, 60278019)、陕西省科技攻关计划(批准号: 2001K06-G12, 2005K04-G18) 和西安交通大学“985”二期电子信息平台资助的课题.

† E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn

镜后在探测器上相遇,形成干涉图样。对干涉图采集并经傅氏变换,即可得到光源的光谱分布,经系统处理,即可得到光源的像。

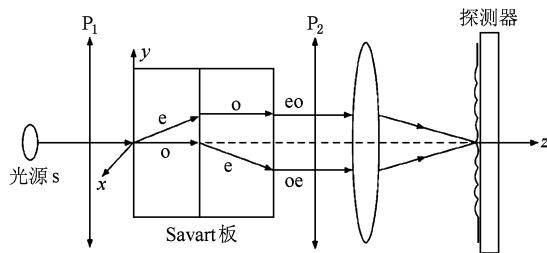


图 1 偏振干涉成像光谱仪的原理图

偏振干涉成像光谱仪中使用格兰-泰勒棱镜作为起偏器和检偏器。其结构如图 2 所示,它由两块直角形方解石组成,两切割面间隔有等厚的空气隙,两块方解石晶体的光轴如箭头所示,都平行于入射端面和出射端面,S 是棱镜的结构角。一束自然光经过端面 1 入射到格兰-泰勒棱镜后,由于 e 光和 o 光的折射率不同,在晶体切割面 2 处 o 光发生全反射,e 光保持原来的入射方向,从端面 4 射出。最终出射格兰-泰勒棱镜的光为偏振方向平行于纸面的线偏振光。由于格兰-泰勒棱镜的起偏方向在纸平面方向,故作为起偏器和检偏器用于偏振干涉成像光谱仪中,将两个格兰-泰勒棱镜沿光学系统光轴同时旋转 45° 放置,如图 3 所示。

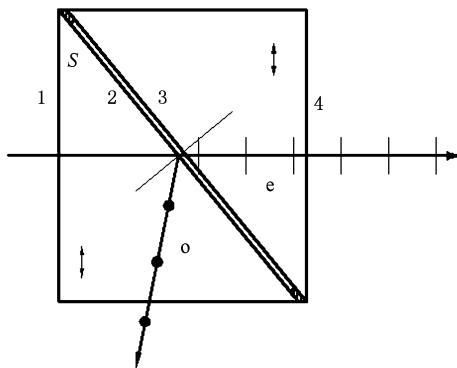


图 2 格兰-泰勒棱镜结构示意图

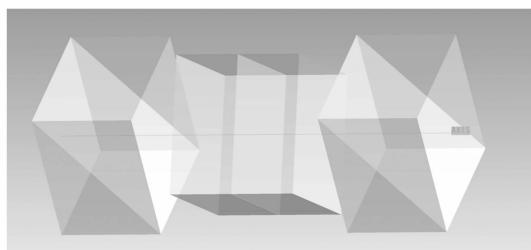


图 3 格兰-泰勒棱镜在偏振干涉成像光谱仪中应用示意图

3. 格兰-泰勒棱镜全视场角透过率的分析与计算

3.1. 格兰-泰勒棱镜中的光路计算

光线入射到格兰-泰勒棱镜只有 e 光透过,因此只讨论 e 光在棱镜中的传播规律。如图 4 所示,以入射端面 1 的中心为坐标原点建立坐标系,z 轴为晶体的光轴方向,x 轴为棱镜界面的法线方向。光线从空气中以任意入射角 i 入射棱镜中,波矢 k 的折射角为 θ_e ,且与晶体光轴的夹角为 θ 。 xoz 面为主截面,入射面和棱镜主截面之间的夹角为 ω 。由几何关系可以得到 e 光波矢为^[24]

$$\mathbf{k} = (\cos\theta_e, \sin\omega\sin\theta_e, \cos\omega\sin\theta_e), \quad (1)$$

并且

$$\cos\theta = \cos\omega\sin\theta_e, \quad (2)$$

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

其中 n'_e 为 e 光波矢的折射率

$$n'_e = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}}, \quad (4)$$

这里 n_o, n_e 为晶体的主折射率。

联立(2)–(4)式可得

$$n'_e = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \omega \sin^2 \theta_e + n_o^2 (1 - \cos^2 \omega \sin^2 \theta_e)}}, \quad (5)$$

$$\theta_e = \arctan \frac{n_o \sin i}{\sqrt{n_e^2 n_o^2 - n_o^2 \sin^2 i - (n_e^2 - n_o^2) \sin^2 i \cos^2 \omega}}. \quad (6)$$

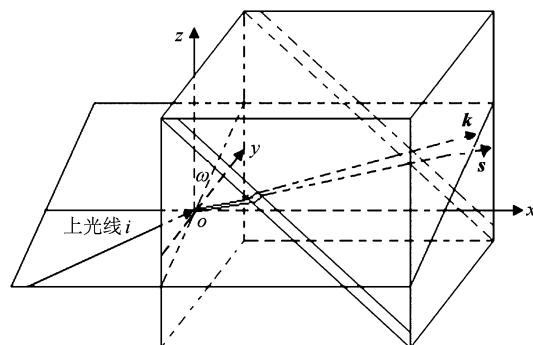


图 4 e 光在格兰-泰勒棱镜中传播示意图

在单轴晶体中光线 s 往往与波矢方向存在一定的离散角,设光线与光轴之间的夹角为 ξ ,则

$$\tan\xi = \frac{n_o^2}{n_e^2} \tan\theta. \quad (7)$$

已知棱镜的光轴方向为 $\mathbf{w} = (0, 0, 1)$, 它与 e 光波矢、光线方向满足关系式

$$\mathbf{s} = \eta \mathbf{k} + \chi \mathbf{w}, \quad (8)$$

又有 $\mathbf{s} \cdot \mathbf{w} = \cos\xi$, $|\mathbf{s}| = 1$, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{w} = \cos\theta$, 因此光线方向为

$$\begin{aligned} \mathbf{s} = & \eta \cos\theta_e \mathbf{e}_x + \eta \sin\omega \sin\theta_e \mathbf{e}_y \\ & + (\eta \cos\omega \sin\theta_e + \chi) \mathbf{e}_z, \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\eta = \frac{n_o^2 \cos\xi}{n_e^2 \cos\theta}, \chi = \left(1 - \frac{n_o^2}{n_e^2}\right) \cos\xi, \quad (10)$$

波矢和光线的离散角 α 满足 $\sin\alpha = |\mathbf{k} \times \mathbf{s}|$, 整理后可得

$$\theta' = \arcsin \frac{n_o n_e / \sqrt{\sin^2 \omega \sin^2 \theta_e + (\cos\theta_e \sin S - \cos\omega \sin\theta_e \cos S)^2}}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \omega \sin^2 \theta_e + n_o^2 (1 - \cos^2 \omega \sin^2 \theta_e)}}. \quad (14)$$

由于空气隙等厚的特性,e 光在第二块晶体中的传播方向和在第一块晶体中的情况一致,故不另加讨论.

综上所述,通过(1),(6),(9),(12)和(14)式可以精确地确定任意入射面入射角 e 光波矢和光线在格兰-泰勒棱镜中的传播规律.

3.2 全视场角透过率公式的推导

由上可知,e 光波矢和光线往往不在同一个平面内,二者存在一定的离散角,故格兰-泰勒棱镜在端面 1 和端面 4 的透射系数一般需要运用电磁场理论来进行求解,其过程相当繁琐^[25]. 但在格兰-泰勒棱镜的实际应用中,其视场角一般不会超过 3.5° ,e 光波矢和光线之间的离散角 α 是非常小的. 例如,在 $\omega = 45^\circ$ 的入射面内以 3.5° 入射,由(6)和(11)式可得出离散角 α 仅为 0.3° . 所以,在这样的小角度入射且棱镜厚度很小的情况下(约为 25 mm),可以近似认为 e 光的波矢和光线的方向一致. 因此,可以运用菲涅耳公式来计算端面 1 和端面 4 的反射系数

$$r_p = \frac{\cos\theta_e - n'_e \cos i}{n'_e \cos i + \cos\theta_e}. \quad (15)$$

若不考虑界面对光的吸收,则 e 光在端面 1 和端面 4 的透过率为

$$T_1 = T_4 = 1 - r_p^2$$

$$\sin\alpha = \sqrt{\chi^2 \sin^2 \omega \sin^2 \theta_e + \chi^2 \cos^2 \theta_e}. \quad (11)$$

通过(1),(6)和(9)式可得出 e 光波矢和光线入射端面 1 到切割面 2 的传播方向. 下面讨论 e 光波矢从切割面 2 到切割面 3 的传播过程. 设波矢在界面 2 上的入射角为 i' , 在空气隙中的折射角为 θ' . 由几何关系可知 $|\mathbf{k} \times \mathbf{n}| = \sin i'$, \mathbf{n} 为界面 2 的法线方向, $\mathbf{n} = (\cos S, 0, \sin S)$, 所以

$$\begin{aligned} i' &= \arcsin(\sin^2 \omega \sin^2 \theta_e \\ &+ (\cos\theta_e \sin S - \cos\omega \sin\theta_e \cos S)^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (12)$$

波矢在入射面内满足折射定律

$$\sin\theta' = n'_e \sin i'. \quad (13)$$

代入(5)和(12)式可得波矢(光线)在空气隙内的传播方向,即

$$= 1 - \left(\frac{\cos\theta_e - n'_e \cos i}{n'_e \cos i + \cos\theta_e} \right)^2. \quad (16)$$

e 光在空气隙处的传播情况比较复杂,将在空气隙两表面上发生振荡反射,产生多光束干涉,如图 5 所示.

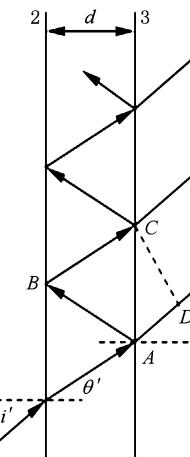


图 5 空气隙之间的多光束干涉

根据多光束干涉理论可知 e 光在空气隙处的透过率为^[25]

$$T_{23} = \frac{(1 - \rho)^2}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}}, \quad (17)$$

式中 $\Delta\varphi$ 为光波在两界面内传播引起的相邻相干光束的位相差,由几何关系和折射定律可得

$$\begin{aligned}\Delta\varphi &= \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = AB + BC - n'_e AD \\ &= \frac{4\pi d \cos\theta'}{\lambda},\end{aligned}\quad (18)$$

ρ 为空气隙内表面的反射率,由下式给出:

$$\rho = r^2 = \left(\frac{n'_e \cos\theta' - \cos i'}{n'_e \cos\theta' + \cos i'} \right)^2. \quad (19)$$

联立(16)和(17)式可得到棱镜任意入射面和入射角 e 光的透过率 T_e ,

$$\begin{aligned}T_e &= T_1 T_4 T_{23} = \left[1 - \left(\frac{\cos\theta_e - n'_e \cos i}{n'_e \cos i + \cos\theta_e} \right)^2 \right]^2 \\ &\times \frac{(1 - \rho)^2}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2 \frac{2\pi d \cos\theta'}{\lambda}},\end{aligned}\quad (20)$$

其中, $n'_e, \theta_e, i', \theta'$ 和 ρ 分别由(5),(6),(12),(14)和(19)式可得.

考虑以下两种特殊情况:

1) 光线在主截面内入射的情况,即 $\omega = 0^\circ$. 由(5),(6),(12)和(14)式可得

$$\begin{aligned}n'_e &= \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta_e + n_o^2 \cos^2 \theta_e}}, \\ \theta_e &= \arctan \frac{n_o \sin i}{\sqrt{n_e^2 n_o^2 - n_e^2 \sin^2 i}}, \\ i' &= S + \theta_e, \\ \theta' &= \arcsin [n'_e \sin(S + \theta_e)].\end{aligned}\quad (21)$$

代入(20)式可得主截面内棱镜的透过率表达式.

2) 光线正入射时的情况,即 $i = 0^\circ, \omega = 0^\circ$. 由(5),(6),(12),(14)和(20)式可得正入射棱镜的透过率

$$\begin{aligned}T_e &= \frac{16n_e^2}{(1 + n_e)^4} \\ &\times \frac{(1 - \rho)^2}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2 \frac{2\pi d \cos\theta'}{\lambda}}.\end{aligned}\quad (22)$$

4. 格兰-泰勒棱镜全视场角透过率的计算机模拟

由(20)式可知,格兰-泰勒棱镜的透过率是关

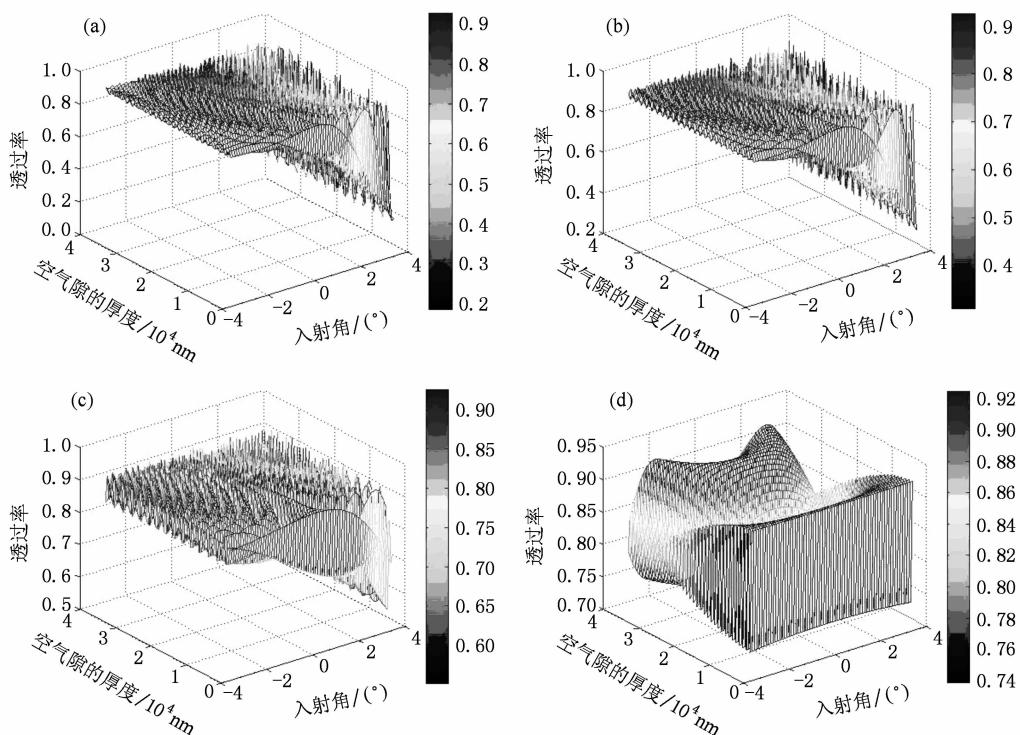


图 6 格兰-泰勒棱镜透过率随入射角度和空气隙厚度变化的三维图 (a) $\omega = 0^\circ$, (b) $\omega = 30^\circ$, (c) $\omega = 60^\circ$, (d) $\omega = 90^\circ$

于 ω, i, d, S 和 λ 的函数。在进行计算机数值计算之前, 应该对这些量进行约定。如图 2 所示, 考虑到棱镜的对称性, 只需分析 ω 在 0° — 90° 的范围。对于入射角度的符号规定如下: 下光线(以 xoy 面为基准从上到下的入射光线)取正值, 上光线(以 xoy 面为基准从下到上的入射光线)为负值。按照系统的要求, 格兰-泰勒棱镜的最大入射角为 3.5° , 结构角 $S = 39.6^\circ$ 。设定 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, d 的变化范围设为 1000 — 36000 nm 。运用 Matlab 软件, 根据(20)式得到透过率 T_e 随入射角度 i 和空气隙厚度 d 变化的三维图(见图 6), 四个分图分别是入射面和棱镜主截面之间的夹角 ω 为 $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ 和 90° 时的情况。以下将对其进行详细分析。

4.1. 入射面对棱镜透过率的影响

比较图 6 的四幅分图可看出, 不同入射面内格兰-泰勒棱镜的透过率之间的差别非常大。图 7 对其中三个人射面的透过率随入射角变化曲线进行了比较, 从曲线振荡的幅值和周期可以看出, ω 越大透过率振荡的周期越大, 而其振荡幅值越小。并通过计算可知, $\omega = 0^\circ, 60^\circ$ 和 90° 的三个人射面的透过率平均值分别为 78.17% , 81.94% 和 82.87% 。因此, 主截面($\omega = 0^\circ$)内透过率随入射角的振荡最为剧烈且其透过率最低, 而在垂直主截面($\omega = 90^\circ$)内的透过率随入射角的振荡最为平稳且其透过率最高, 其他入射情况介于二者之间。所以, 主截面内光线透过率过低成为限制器件整体的透过率的主要瓶颈, 这也是常常在主截面内讨论格兰-泰勒棱镜透过率的原因所在。

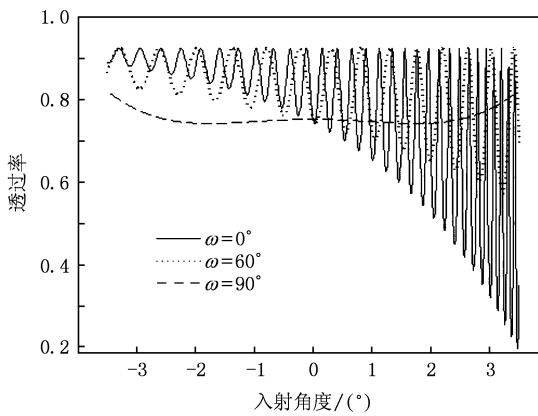


图 7 不同入射面的透过率随入射角变化曲线的比较

4.2. 入射角对棱镜透过率的影响

图 8 是主截面内($\omega = 0^\circ$), 厚度 $d = 30000 \text{ nm}$

时整个孔径角范围空气隙透过随入射角的变化曲线。可以看出, 棱镜透过率是一个随入射角增大呈急剧振荡衰减趋势的函数。不同入射角对应的透过率有很大的差异, 透过率在某些角度能达到峰值的 92.5% , 而边缘光线(入射角 $i = 3.5^\circ$)的光透过率仅为 19.6% 。

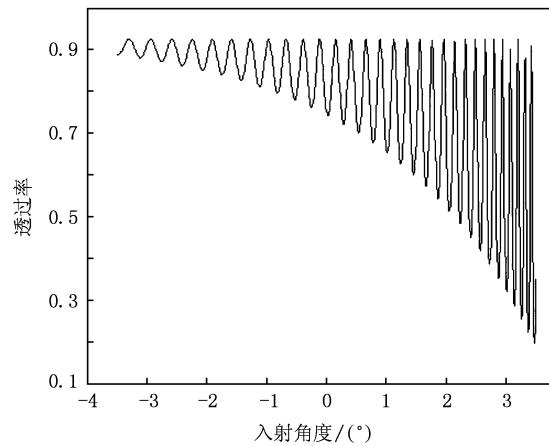


图 8 主截面内透过率与入射角的关系曲线

4.3. 空气隙厚度对棱镜透过率的影响

图 9 是在正入射($i = 0^\circ$)时, 透过率随空气隙厚度的变化曲线。可以看出, 透过率随空气隙的厚度按余弦函数变化。计算可得, 透过率随空气隙厚度在峰值的 92.28% 与谷值的 74.5% 之间余弦振荡。可见空气隙厚度对透过率的影响非常大, 恰当选择空气隙的厚度, 可以使得棱镜的透过率达到最大值。因此, 选用适当厚度的垫层来保证一定的空气隙厚度, 可实现对棱镜的优化设计。

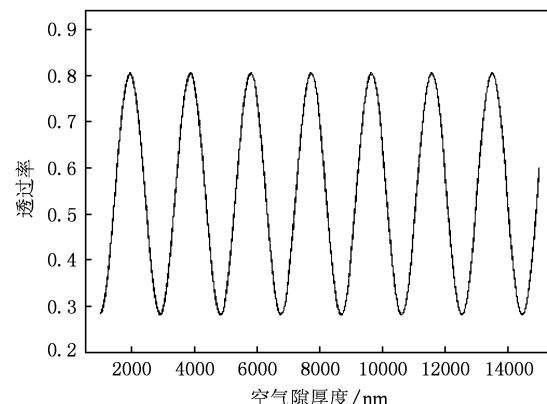


图 9 正入射时透过率与空气隙厚度的关系曲线

4.4. 入射波长对棱镜透过率的影响

仪器系统要求的光谱范围为 480—960 nm, 如此宽的光谱范围, 方解石的色散必须考虑。方解石 Sellmeier 色散方程 ($\lambda/\mu\text{m}$) 为^[26]

$$n_o^2 = 2.69705 + \frac{0.0192064}{\lambda^2 - 0.01820} - 0.0151624\lambda^2, \quad (23)$$

$$n_e^2 = 2.18438 + \frac{0.0087309}{\lambda^2 - 0.01018} - 0.0024411\lambda^2. \quad (24)$$

运用(22)–(24)式, 可以得出正入射时格兰-泰勒棱镜透过率与波长的关系曲线。图 10 为 $d = 30 \mu\text{m}$ 时透过率随波长的变化曲线。由图 10 可看出, 随着波长的增大透过率呈现出上升趋势, 并具有明显的波动特征。经计算, 在 480—960 nm 的光谱范围内正入射时棱镜的透过率介于 72.84%—92.54% 之间, 其平均值能达到 83.04%。

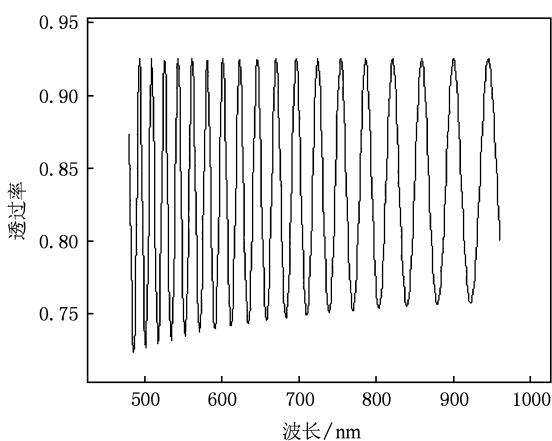


图 10 正入射时透过率与波长的关系曲线

5. 格兰-泰勒棱镜透过率实验测试

为了验证理论结果的正确性, 我们对格兰-泰勒棱镜在不同入射角下的透过率进行了测试。图 11 展示了该实验测试系统几个主要组成部分。

用计算机控制步进电机带动起偏器转动, 直到输出光强最大停止转动, 用探测器测出此时经过起偏器后的光强值 I_0 。转动测角仪的样品台, 使入射光束位于主截面内并以入射角 i 入射到待测棱镜上, 记录下此时的输出光强 I , 则该棱镜在入射角 i 下的透过率 $T_e = I/I_0$ 。通过旋转测角仪可以得到不

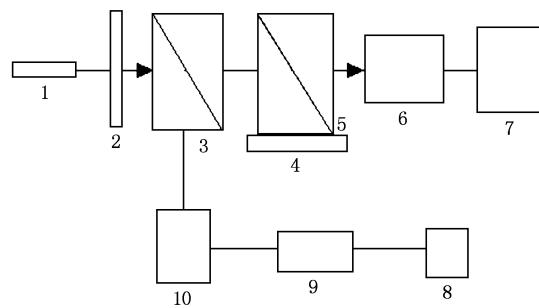


图 11 实验系统示意图 1 为半导体激光器, 2 为衰减器, 3 为标准起偏器, 4 为测角仪的样品台, 5 为待测棱镜, 6 为探测器, 7 为光功率计, 8 为计算机, 9 为 A/D 转换器, 10 为电机^[27]。标准起偏器在步进电机的控制下旋转, 电机运转由计算机控制

同入射角下棱镜的透过率, 从而得到入射角和棱镜透过率的关系曲线。

待测格兰-泰勒棱镜样品的结构角 $S = 39.6^\circ$, 空气隙厚度 $d = 0.03 \text{ mm}$ 。测试数据如图 12 所示, 其中“*”点表示不同入射角下的透过率测试数据。并由(20)和(21)式, 可得到透过率随入射角变化的理论曲线(如图 12 中实线所示)。对比可知, 实验数据与理论值二者十分接近, 经计算, 其平均相对误差为 7.3%; 从理论曲线上可看出主截面内棱镜的透过率随入射角度增大呈急剧振荡衰减趋势, 而实验值也正好显示了这一趋势, 由此验证了理论计算公式的正确性。

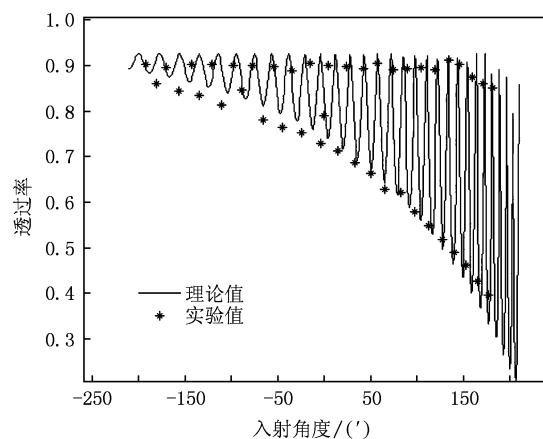


图 12 不同入射角下透过率实验和理论数据的对比

6. 讨 论

下面对实验产生误差的原因及透过率曲线呈现出的急剧振荡衰减趋势的原因进行讨论。

1) 产生误差的两个主要原因:一是在理论分析中,忽略了晶体材料对光的吸收作用,并近似认为 e 光的波矢和光线方向一致,造成理论数值和实验数值存在一定的偏差。对于上述这一近似造成的偏差需做以下补充说明:通过电磁场理论,可严格推导出主截面内棱镜端面 1 和端面 4 的反射系数^[28]

$$r_p = \frac{\cos\theta_e - n'_e \cos i \cos\alpha}{n'_e \cos i \cos\alpha + \cos\theta_e}, \quad (25)$$

其中, α 为 e 光波矢和光线之间的离散角,由(11)式给出。由于入射角 $i \leq 3.5^\circ$, 计算可得 α 非常小。在一级近似条件下, $\cos\alpha \approx 1$, 即 $\alpha \approx 0$ (e 光的波矢和光线方向一致), 此时(25)式可用(15)式代替。这一近似引入的理论数值与实验数据之间的偏差分布如图 13 所示, 可见其偏差值始终保持在 10^{-3} 量级上。因此这一近似引入的误差很小, 说明此近似方法具有很好的可靠性。

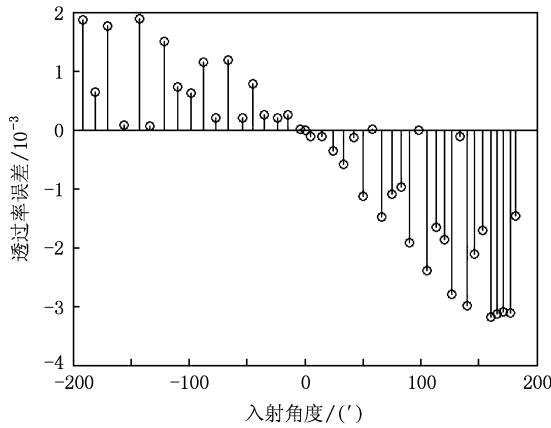


图 13 近似方法引入的理论值与实验数据之间的偏差

产生误差的另一个原因是由于主截面内光的透过率随入射角的变化非常敏感, 在实验中样品台微小的角度误差就会严重影响测得的结果。这方面是产生误差的主要原因, 在实验测试中应予以重视。

2) 小角度入射时, 格兰-泰勒棱镜入射和出射端面反射系数基本保持不变, 所以空气隙处的透

率的变化趋势决定整个棱镜的透过率的变化趋势。计算可得光线经空气隙时其入射角 i' 变化范围为 16.56° — 41.98° , 在这个范围内晶体切割面的透过系数随入射角的增加急剧降低, 从而导致棱镜整体透过率随入射角增大急剧衰减; 同时由于空气隙处的多光束干涉, 入射角度的不同导致光透过空气隙后可能干涉加强或干涉相消, 故棱镜的透过率随入射角度的变化会出现振荡特征。

7. 结 论

1) 运用光线追迹方法, 结合菲涅耳公式和多光束干涉理论, 给出的格兰-泰勒棱镜全视场角(任意入射面和入射角时)透过率的理论计算公式, 与目前国内文献报道的公式相比更加精确和具有普遍性。

2) 通过对格兰-泰勒棱镜的透过率进行的实验测试, 其结果与理论计算公式相符, 验证了理论公式的正确性。

3) 采用计算机模拟给出的入射面、入射角和空气隙厚度与棱镜透过率的关系曲线表明:与其他的入射面相比, 主截面内棱镜的透过率随入射角变化振荡最为剧烈, 且其透过率值最小, 成为限制器件整体的透过率的主要瓶颈; 棱镜透过率是一个随入射角增大而急剧衰减的振荡函数; 棱镜透过率随空气隙的厚度按余弦函数变化, 在实际应用中适当选取空气隙的厚度可实现对格兰-泰勒棱镜的优化设计。

4) 从正入射时格兰-泰勒棱镜在仪器系统要求的光谱范围内透过率与波长的关系看出, 随着入射波长的增大, 格兰-泰勒棱镜透过率呈现出上升趋势, 并具有明显的波动特征。同时计算得出在 480—960 nm 的光谱范围内, 格兰-泰勒棱镜的平均透过率可达到 83.04%, 对干涉成像光谱仪的研制提供了理论依据和实践指导。

- [1] Zhang C M, Yan X G, Zhao B C 2008 *Opt. Commun.* **281** 2050
- [2] Zhang C M, He J 2006 *Opt. Express* **14** 12561
- [3] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C 2004 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6** 815
- [4] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B 2004 *Appl. Opt.* **43** 6090
- [5] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C 2002 *Opt. Commun.* **203** 21

- [6] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B, Li Y C 2006 *Optik* **117** 265
- [7] Zhang C M, Zhao B, Xiangli B 2003 *Opt. Commun.* **227** 221
- [8] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C 2000 *Proc. SPIE* **4087** 957
- [9] Zhang C M, Zhao B C, Yuan Y, He J 2006 *Proc. SPIE* **6032** 60320T1
- [10] Zhang C M, Zhao B C, Yuan Z L, Huang W J 2009 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 085401

- [11] Zhang C M , Sun M Z , Yuan Z L , Song X P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1758 (in China) [张淳民、孙明昭、袁志林、宋晓平 2009 物理学报 **58** 1758]
- [12] Ren W Y , Zhang C M , Mu T K 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 084209
- [13] Zhang C M , Zhao B C , Xiangli B 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 1077 (in Chinese) [张淳民、赵葆常、相里斌 2000 光学学报 **20** 1077]
- [14] Zhang C M , Xiangli B , Yang J F , Zhao B C 2000 *J. Xi'an Jiaotong Univ.* **34** 93 (in Chinese) [张淳民、相里斌、杨建峰、赵葆常 2000 西安交通大学学报 **34** 93]
- [15] Peng Z H , Zhang C M , Zhao B C , Li Y C , Wu F Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6374 (in Chinese) [彭志红、张淳民、赵葆常、李英才、吴福全 2006 物理学报 **55** 6374]
- [16] Wu L , Zhang C M , Zhao B C 2007 *Opt. Commun.* **273** 67
- [17] Yuan Z L , Zhang C M , Zhao B C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6413 (in Chinese) [袁志林、张淳民、赵葆常 2007 物理学报 **56** 6413]
- [18] Jian X H , Zhang C M , Zhao B C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 824 (in Chinese) [简小华、张淳民、赵葆常 2007 物理学报 **56** 824]
- [19] Ye J Y , Zhang C M , Zhao B C 2007 *Acta Phys. Sin.* **57** 67 (in Chinese) [叶健勇、张淳民、赵葆常 2007 物理学报 **57** 67]
- [20] He J , Zhang C M , Zhang Q G 2007 *Spectroscopy and Spectral Analysis* **27** 423 (in Chinese) [贺 健、张淳民、张庆国 2007 光谱学与光谱分析 **27** 423]
- [21] Liao T B 2003 *Polarization Optics* (Beijing: Science Press) p62 (in Chinese) [廖延彪 2003 偏振光学(北京:科学出版社) 第 62 页]
- [22] Shi M , Wu F Q , Fan J Y 2005 *Optics & Optoelectronic Technology* **3** 50 (in Chinese) [史 萌、吴福全、范吉阳 2005 光学与光电技术 **3** 50]
- [23] Zhu H F , Song L K , Zhen C H , Wang X M 2004 *Acta Photon. Sin.* **33** 204 (in Chinese) [朱化凤、宋连科、郑春红、王秀民 2004 光子学报 **33** 204]
- [24] Wu H Y , Zhang C M , Zhao B C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3499 (in Chinese) [吴海英、张淳民、赵葆常 2008 物理学报 **57** 3499]
- [25] Born M , Wolf W (Translated by Yang J S) 1985 *Principles of Optics* (I) (Beijing: Science Press) p61 (in Chinese) [波恩 M、沃尔夫 E 著(杨葭荪译) 1985 光学原理(上册)(北京:科学出版社)第 61 页]
- [26] Zhao T S , Li G H , Peng H D , Jia P 2007 *Chinese J. Lasers* **34** 1383 (in Chinese) [赵廷生、李国华、彭捍东、贾 朋 2007 中国激光 **34** 1383]
- [27] Kong F Z(M. S. Thesis) 2006 (Qufu: Qufu Normal University) p35 (in Chinese) [孔凡震 2006 (曲阜: 硕士学士论文) 第 35 页]
- [28] Song Z , Liu L R , Zhou Y , Liu D A 2004 *Acta Opt. Sin.* **24** 1701 (in Chinese) [宋 哲、刘立人、周 煜、刘德安 2004 光学学报 **24** 1701]

Analysis and calculation of Glan-Taylor prism's transmittance at full angle of view in a polarization interference imaging spectrometer*

Zhang Chun-Min¹⁾ † Liu Ning¹⁾ Wu Fu-Quan²⁾

1) (Key Laboratory for Non-equilibrium Condensed Matter and Quantum Engineering of Ministry of Education, School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

2) (Laser Research Institute, Qufu Normal University, Qufu 273165, China)

(Received 18 January 2009; revised manuscript received 19 June 2009)

Abstract

The principle of the polarization interference imaging spectrometer (PIIS) developed in our laboratory is described. The principle of the beam splitting of Glan-Taylor prism which is one of the key components in the PIIS is analyzed. Using the ray-tracing method, we obtain the transmittance of Glan-Taylor prism at full angle of view. By computer simulation, we analyze the influence of the incidence plane, incidence angle and thickness of air gap on transmittance, and the dependence of the transmittance on wavelength is given in the spectral range which is required by the instrument system using Sellmeier dispersion equation. The transmittance of Grand-Taylor prism is tested in experiment, and the results are in good agreement with the theoretical results, so the correctness of the theory is verified.

Keywords: polarization interference imaging spectrometer, Glan-Taylor prism, transmittance, multiple-beam interference

PACC: 4225B, 4280G, 0765

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40537031), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2006AA12Z152), the National Defense Basic Scientific Research Foundation of China (Grant No. A1420080187), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 40875013, 40375010, 60278019), the Science and Technology Key Program of Shaanxi Province, China (Grant Nos. 2001K06-G12, 2005K04-G18), and the Second Phase of the "985 Project" of the Electronic Information Platform of Xi'an Jiaotong University, China.

† E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn