

静态偏振风成像干涉仪中光在四面角锥棱镜中的传播规律研究*

王金婵 张淳民[†] 赵葆常 刘 宁

(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)

(2009 年 5 月 13 日收到; 2009 年 6 月 22 日收到修改稿)

简述了自行设计的新型静态偏振风成像干涉仪的原理和四面角锥棱镜的分光机理; 应用光线追迹法, 推导出了主截面内任意光线在棱镜中的传播方向及出射点坐标, 建立了平行光束经角锥棱镜后的偏向角和透过率的理论表达式; 采用计算机模拟给出了偏向角和透过率随入射角的变化关系曲线; 根据静态偏振风成像干涉仪的具体参数确定了四面角锥棱镜的侧面和底面夹角以及底边长度. 该研究为静态偏振风成像干涉仪的研制提供了理论依据.

关键词: 静态偏振风成像干涉仪, 四面角锥棱镜, 分光, 偏向角

PACC: 0760, 4278M, 4215D

1. 引 言

被动式大气风场探测由于具有较高的灵敏度, 并且无需自带发射源, 更适合星载探测, 是近年来的研究热点. 它的基本原理是干涉成像光谱技术和电磁波的多普勒效应, 以高层大气中的气辉(极光)作为被探测源, 在大光程差的条件下探测干涉条纹的调制度和谱线的频移, 从而反演出高层大气的温度、速度等信息^[1-16].

目前国内外高层大气风场被动式探测仪器的研究多集中在非偏振迈克耳逊干涉仪上^[17-23], 对于使用偏振迈克耳逊干涉仪探测大气风场的研究却很少. 1949 年 Evans 描述了偏振迈克耳逊干涉仪^[24], 1980 年 Title 和 Ramsey 描述了广角偏振迈克耳逊干涉仪^[25], 然而这些干涉仪都是用作滤波器件. 1988 年 Harvey 描述了用于观测太阳振荡的偏振迈克耳逊干涉仪^[26]. 第一台用于测量大气热层风的偏振迈克耳逊干涉仪是 1995 年由 Bird 等人提出并且研制成功的^[27]. 它是利用旋转偏振片的方

法代替了普通迈克耳逊风场探测干涉仪中的动镜, 不同时获得四个不同相位的干涉图. Gault 等在四分区镀膜的迈克耳逊干涉仪中利用了四面角锥棱镜的分光作用^[28,29], 在 CCD 探测器上同时得到四个不同强度的干涉图. Millerd 利用偏振阵列同时得到四个不同相位的干涉图^[30].

我们提出了一种新型的静态偏振风成像干涉仪^[31], 在偏振迈克耳逊干涉仪基础上, 利用四面角锥棱镜这个重要器件将一束光等分成四束光, 经过偏振阵列在四分区 CCD 探测器上同时得到四个不同相位的干涉图, 直接使用四强度法反演出大气温度和风场速度. 这种干涉仪与其他偏振大气迈克耳逊干涉仪的主要区别在于无运动部件, 可实时、同时探测, 结构简单稳定, 对随时间变化迅速的目标和目标光源比较微弱的情况, 更显示出其优越性.

虽然有人已经利用了四面角锥棱镜的分光作用^[28,29,31,32], 但对于它的传播规律和具体尺寸确定的研究, 目前尚未见报道, 仍然没有人给出它的推演过程. 本文简述了静态偏振风成像干涉仪的原理和四面角锥棱镜的分光机理; 采用光线追迹法分析

* 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(863)项目(批准号:2006AA12Z152), 国防基础科学研究项目(批准号:A1420080187), 国家自然科学基金(批准号:40875013, 40375010, 60278019), 陕西省科技攻关项目(批准号:2001K06-G12, 2005K04-G18)和西安交大“985”二期电子信息平台资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn

计算了光在四面角锥棱镜中的传播规律;根据静态偏振风成像干涉仪的具体参数确定了四面角锥棱镜的侧面和底面夹角 α 以及底边长度. 这些研究为静态偏振风成像干涉仪的设计提供了理论依据.

2. 静态偏振风成像干涉仪的原理和四面角锥棱镜的分光机理

2.1. 静态偏振风成像干涉仪原理

静态偏振风成像干涉仪(如图 1 所示的平面示意图)是一种新型的探测大气温度和风场速度的干涉仪,它主要由起偏器 P_1 、偏振分束器、宽场玻璃、三个 $\lambda/4$ 波片、两个全反射镜、四面角锥棱镜、偏振阵列以及 CCD 探测器组成. 其原理为当光线入射到起偏器 P_1 时,将成为一束偏振化方向与纸面夹角为 45° 的线偏振光,该线偏振光在偏振分束器的分束膜上将被分解为相等分量的水平 p 偏振光和垂直 s 偏振光并分别被透射和反射进入干涉仪的两臂. 在两臂的末端各有一个 $\lambda/4$ 波片和一个全反射镜,光通过 $\lambda/4$ 波片后被镜子全反射再通过一次 $\lambda/4$ 波片,这时光的偏振态转动了 90° . 因此上臂的 s 偏振光返回时转变为 p 偏振光透过分束器;水平臂的

p 偏振光返回时转变为 s 偏振光被分束器反射(为了更好地表现光线偏振方向的改变,此处有意将反射光线做了横向偏移处理). 最后两束光射出并经过 $\lambda/4$ 波片后经成像镜 L_1 和准直镜 L_2 通过四面角锥棱镜分为四束光,经过偏振阵列和成像镜 L_3 在四分区 CCD 探测器上得到四个不同相位的干涉图,直接采用四强度法反演出大气温度和风场速度. 由于偏振分束器透射所有的水平偏振光和反射所有的垂直偏振光,偏振干涉所利用的光能量就提高了一倍.

2.2. 四面角锥棱镜的分光机理

四面角锥棱镜(如图 2 所示),底面 $abcd$ 为正方形,侧面 oab, obc, ocd 和 oda 是对称的等腰三角形,直线 oo' 为四面角锥的对称轴,垂直于底面 $abcd$ 且在三角形 ofe 中,角 α 是侧面和底面的夹角. 假设有一束半径为 R 的圆形平行光束对称地从顶点 o 垂直于底面 $abcd$ 入射到四面角锥棱镜上,被分成相等的四部分,投射到角锥的四个侧面上为扇形. 如图,投射到侧面 ocd 上的扇形光束经过第一次折射进入四面角锥. 在四面角锥棱镜里传播时,光束向 oo' 轴线偏折,投射到底面 $abcd$ 上,光束形状仍然为扇形. 光束在底面又发生第二次折射,进而从四面角锥的底面继续偏折出射. 类似地,在其余三个面 oda, oab, obc 上,入射的扇形光束也经过两次折射从四面角锥底面以一定偏向角出射. 经过四个侧面分光,圆形平行光束被分成四个相等的扇形光束. 正是在四面角锥中光束发生两次折射,适当选择四面角锥棱镜的高度 oo' 和角 α ,就可以在棱镜里实现四束光的完全分开,也可以使四束光透过棱镜后在 $o'z$ 方向某个位置处完全分开,实现四面角锥棱镜的分光.

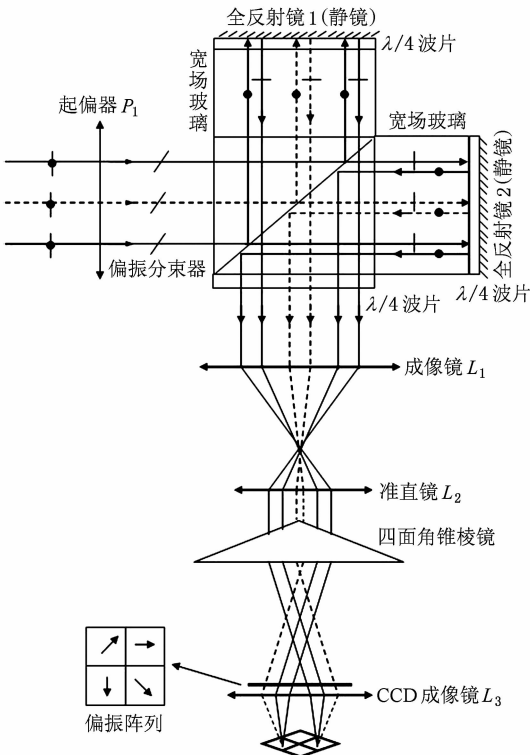


图 1 静态偏振风成像干涉仪平面示意图

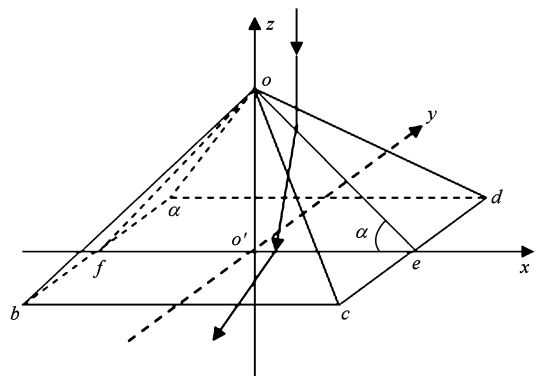


图 2 四面角锥棱镜

四面角锥棱镜在整个干涉仪中起着关键作用, 光线能否全部通过并且均等分成四束光直接影响 CCD 探测器上所获得的干涉图强度值, 从而影响了所测大气温度和风场速度的准确性。

3. 光线在四面角锥棱镜中的传播规律

3.1. 光线在四面角锥棱镜主截面内的传播方向及出射点坐标

下面我们应用光线追迹法推导出四面角锥棱镜中的光线传播路径。由于在静态偏振风成像干涉仪中的光线是准平行光束, 因此我们只研究平行光束垂直底面入射到角锥棱镜上的特殊情况。

如图 2 所示, 以入射到侧面 ocd 上的任意一条光线为例。在主截面 ofe 内, 设光线垂直底面入射, 在侧面 ocd 上发生第一次折射, 入射到底面 $abcd$ 上发生第二次折射, 从四面角锥棱镜底面射出。入射光线的波矢方向为 $\kappa = (0, 0, -1)$, 第一次折射后的波矢方向为 $\kappa_1 = (-\sin(\alpha - r), 0, -\cos(\alpha - r))$, 其中 $r = \arcsin(n_0 \sin \alpha / n)$; 第二次折射后的波矢方向为 $\kappa_2 = (-\sin(\delta), 0, -\cos(\delta))$, 其中 $\delta = \arcsin(n \sin(\alpha - r) / n_0)$ 。设 e 点坐标 $(A, 0, 0)$, 任意一条光线入射点的坐标为 $(x, 0, (A - x) \tan \alpha)$, 那么在底面出射时的坐标为 $(x - (A - x) \tan \alpha \tan(\alpha - r), 0, 0)$ 。

要使半径为 R 的一束光在四面角锥棱镜的底面 $abcd$ 就分开, 首先考虑半径 R 的光束边缘入射点的情况, 设入射点的坐标为 $(R, 0, (A - R) \tan \alpha)$, 在底面出射时的坐标为 $(R - (A - R) \tan \alpha \tan(\alpha - r), 0, 0)$ 。要使光线在底面完全分开, 就是要求出射点的坐标满足关系式 $A \geq \sqrt{2} \frac{1 + \tan \alpha \tan(\alpha - r)}{\tan \alpha \tan(\alpha - r)} R$, 其中

$$n_0 \sin \alpha = n \sin r.$$

我们选择石英玻璃来制造四面角锥棱镜。由于静态偏振风成像干涉仪定位于空基探测, 探测波段为可见波段 550—770 nm。对于 100 km 以上 300 km 以下热层风场的探测考虑选用高层氧原子绿线 557.7 nm、氧原子红线 630 nm 和极光谱线 732 nm。由于氧原子红线 630 nm 和氦氖激光器的输出波长 632.8 nm 接近, 在实验室模拟探测装置中选用氦氖激光器输出的波长 632.8 nm 激光作为入射光源。石英玻璃在 632.8 nm 的折射率为 1.45702, 空气的折射率为 $n_0 = 1.00027$ 。

平行光束的半径 R 和四面角锥棱镜底半边长 A

和角 α 之间的变化关系曲线, 如图 3 所示。从图中可以看出, 在角 α 一定时, 四面角锥棱镜的底半边长比光束半径大两个量级。如果选择四个光束在棱镜内完全分开, 要求棱镜非常大, 使得干涉仪的设计出现困难。因此, 可以选择光束在棱镜外交叉, 在 $o'z$ 方向较远的位置处分开, 四面角锥棱镜就可以根据干涉仪的设计要求确定合适的尺寸。

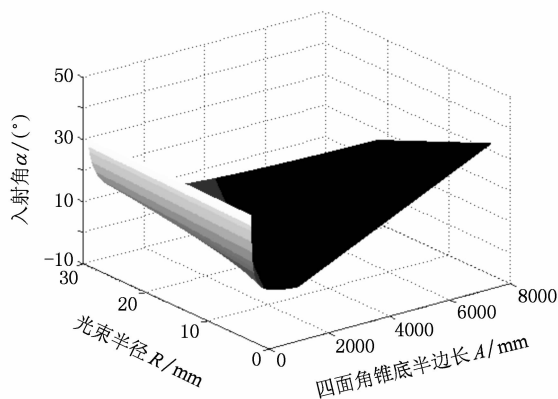


图 3 光束半径 R 和四面角锥底半边长 A 和角 α 的关系

3.2. 平行光束经四面角锥棱镜后的偏向角

假设有一半径为 R 的平行光束对称地从四面角锥棱镜的顶点 o 垂直底面入射, 经过四个侧面以后从底面有一定偏折地射出。这样, 一束光就被等分成四束光。下面计算偏向角和入射角的关系。如图 4 所示, 光线在界面 oe 上发生第一次折射, 在这里是由光疏媒质进入光密媒质, 折射角 r 小于入射角 i 。进入棱镜的光线在界面 ef 上发生第二次折射, 在这里是由光密媒质进入光疏媒质, 折射角 δ (也就

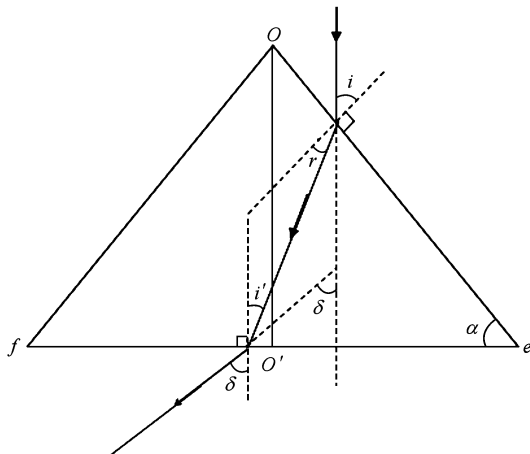


图 4 光线在四面角锥棱镜主截面内的折射

是光线的偏向角)大于入射角 i' , 光线经两次折射而有一定偏折地射出. 假设空气折射率为 n_0 , 光在介质中的折射率 n , 根据折射定律和几何关系可以求出偏向角 (δ) 和入射角 ($i = \alpha$) 的关系为

$$n_0 \sin \delta = \sin \alpha \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \alpha} - n_0 \cos \alpha \sin \alpha, \quad (1)$$

根据(1)式, 选择 $n = 1.45702$, $n_0 = 1.00027$, 可以计算出 δ 和 α 的关系曲线, 如图 5 所示, 偏向角随着入射角的增大而增大. 当入射角在 $0-50^\circ$ 之间时几乎是线性变化的; 当入射角大于 50° 时, 偏向角随着入射角的增大而急剧增大; 当偏向角为 90° 时, 在四面角锥棱镜的底面有全反射发生.

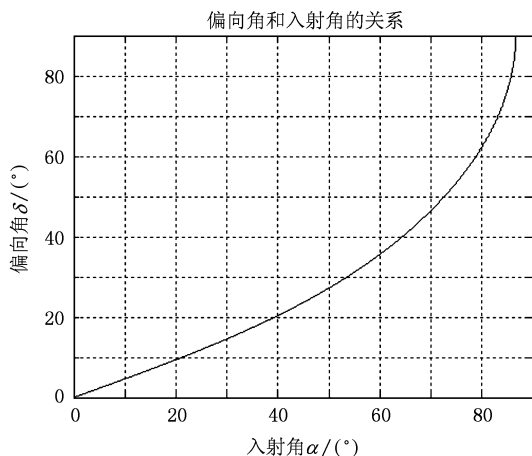


图 5 偏向角和入射角的关系曲线

3.3. 平行光束入射到四面角锥棱镜时角 α 的取值范围

为了充分利用入射到四面角锥棱镜上的光线, 就要保证光线全部入射到四面角锥棱镜上且全部从底面射出, 也就是说光线既不能从角锥侧面射出也不能在角锥底面发生全反射. 这样才可以将一束光均等分成四束光.

1) 光线在角锥底面发生全反射.

当偏向角 $\delta = 90^\circ$ 时, 根据(1)式, 将 $n = 1.45702$, $n_0 = 1.00027$ 代入求出入射角 $\alpha = 86.61^\circ$. 说明当入射角大于 86.61° 时光线在底面发生了全反射, 没有光线从四面角锥棱镜的底面射出, 无法讨论角锥的分光情况.

2) 光线从角锥侧面射出.

如图 4 所示, 当进入棱镜内的光线与 of 平行时, 光线刚好全部从底面射出, 在棱镜的四个侧面没有光线射出. 这时, $r = 2\alpha - \frac{\pi}{2}$, 可以得到

$$2 \sin^2 \alpha - \frac{n_0}{n} \sin \alpha - 1 = 0. \quad (2)$$

将 $n = 1.45702$, $n_0 = 1.00027$ 代入上式可以求出入射角 $\alpha = 64.08^\circ$. 如果入射角 α 大于 64.08° , 说明在棱镜的四个侧面就会有一部分光线射出, 而从底面射出的四束光只是将入射到角锥上的部分光进行了分光.

因此, 根据上面的分析可知, 要使入射到四面角锥棱镜上的光线全部从底面射出, 入射角 α (亦是四面角锥棱镜侧面与底面的夹角) 的取值范围是 $0 < \alpha \leq 64.08^\circ$.

3.4. 平行光束经四面角锥棱镜后的透过率

如图 4 所示, 光线在界面 oe 上发生第一次折射, 折射角为 r , 入射角为 α . 进入棱镜的光线在界面 ef 上发生第二次折射, 入射角 i' ($i' = \alpha - r$), 折射角 δ (也就是光线的偏向角), 光线经两次折射而有一定偏折地射出. 假设空气折射率为 n_0 , 光在介质中的折射率 n , 根据菲涅耳公式^[33] 得到振幅透过率和光强透过率

$$t_p = \frac{2n_0 \cos \alpha}{n \cos \alpha + n_0 \cos r} \times \frac{2n \cos(\alpha - r)}{n_0 \cos(\alpha - r) + n \cos \delta}, \quad (3)$$

$$t_s = \frac{2n_0 \cos \alpha}{n_0 \cos \alpha + n \cos r} \times \frac{2n \cos(\alpha - r)}{n \cos(\alpha - r) + n_0 \cos \delta}, \quad (4)$$

$$T_p = |t_p|^2, \quad (5)$$

$$T_s = |t_s|^2, \quad (6)$$

其中 t_p 和 T_p 表示水平 p 偏振光的振幅透过率和光强透过率, t_s 和 T_s 表示垂直 s 偏振光的振幅透过率

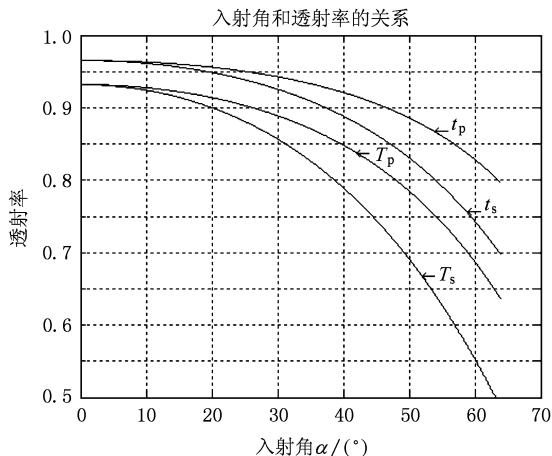


图 6 t_p, t_s, T_p, T_s 和 α 的关系曲线

和光强透过率。

透射率随入射角 α 的关系如图 6 所示。透射率 t_p, t_s, T_p, T_s 均随着角 α 的增大而减小, 其中 T_s 减小的最快。当入射角在 $0-20^\circ$ 之间时, 透射率在 $0.9-0.97$ 之间, 其变化比较缓慢; 当入射角在 $20^\circ-64^\circ$ 之间时, 透射率随着入射角的增大而迅速减小, 因此入射角的选择不易太大。当 $T_s = 0.85$ 时, 求出角 $\alpha = 31.31^\circ$ 。当角锥的侧面和底面夹角 $\alpha \leq 31.31^\circ$ 时, 通过四面角锥棱镜的光线透过率大于 85%。

3.5. 计算机模拟

利用 Tracepro 软件在计算机中进行平行光束经过四面角锥棱镜的光线追迹模拟, 如图 7 所示, 半径为 R 的一束圆形平行光对称入射到四面角锥棱镜

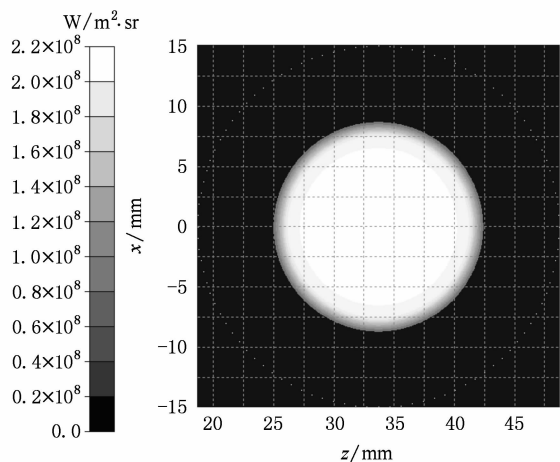


图 7 入射到角锥棱镜上的圆形光束

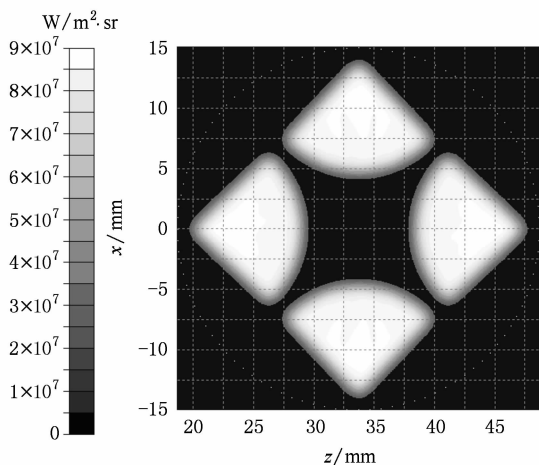


图 8 光束分开时的形状分布图

上。平行光束经过角锥棱镜分光后, 在角锥棱镜外被分成了四束扇形光, 如图 8 所示。从图中可以看出, 入射到角锥棱镜上的一个圆形光束在棱镜外被等分成了四个扇形光束, 没有重叠区域, 实现了四面角锥棱镜的分光作用。由于发生两次偏折, 四个扇形光束出现在底面的边缘, 而在底面的中心部分没有光线通过。在 CCD 探测器上接收到的光强分布如图 9 所示, 此时 CCD 所示结果是相对于图 8 所示的位置旋转了 45° 后的情况, 四束光的成像点分别在 CCD 四分区的中心位置, 充分利用了 CCD 的探测面。

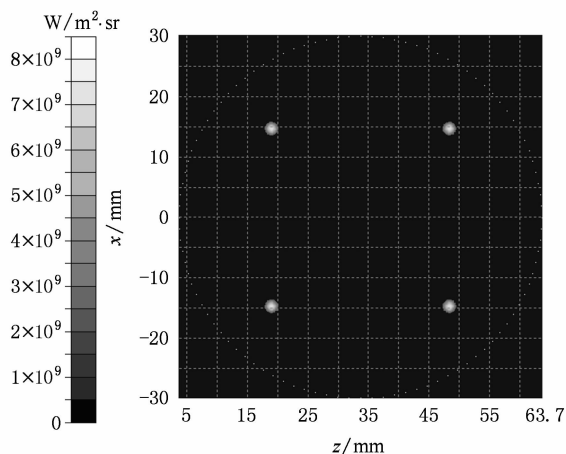


图 9 CCD 探测器接收到的光强分布图

4. 静态偏振风成像干涉仪中四面角锥棱镜尺寸的确定

从上文的分析, 我们选择光线在四面角锥棱镜外交叉, 在某个位置处分开 (如图 10 所示)。

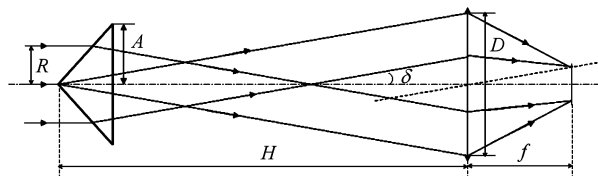


图 10 一束平行光经四面角锥棱镜分光通过收集透镜会聚在 CCD 上的示意图

假设平行光束的半径为 R , CCD 成像镜所在的位置是光线分开时的位置, 此时四面角锥棱镜的锥顶到成像镜的距离为 H , 成像镜的通光孔径为 D , 焦

距为 f , CCD 的对角线长为 l , 放置在 CCD 成像镜的后焦面处, 棱镜侧面和底面的夹角为 α , 底半边长为 A , 光线的偏向角为 δ . 根据折射定律和几何关系有

$$f = \frac{l}{4\text{tg}\delta}, \quad (7)$$

$$n_0 \sin\delta = \sin\alpha \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2\alpha} - n_0 \cos\alpha \sin\alpha, \quad (8)$$

$$D = 2\sqrt{2}[R + R\text{tg}\alpha\text{tg}(\alpha - r)], \quad (9)$$

$$n_0 \sin\alpha = n \sin r, \quad (10)$$

$$H = A\text{tg}\alpha + \frac{[\sqrt{2}R + (\sqrt{2}R - A)\text{tg}\alpha\text{tg}(\alpha - r)]}{\text{tg}\delta}. \quad (11)$$

我们采用的 CCD 为 DALSA 公司的 1M60, 像元数为 1024×1024 , 像元尺寸为 $12 \mu\text{m} \times 12 \mu\text{m}$, CCD 边长为 $1024 \times 0.012 \text{ mm} = 12.288 \text{ mm}$, 对角线长 17.3779 mm , 成像镜的焦距 $f = 46.5 \text{ mm}$, 通光孔径 $D = 50 \text{ mm}$.

根据上面的参数, 代入(7)–(11)式可得, 光束偏向角 $\delta = 5.3^\circ$, 侧面和底面夹角 $\alpha = 11.6^\circ$, 而入射到角锥上的光束半径 $R = 17.45 \text{ mm}$, 选择角锥底边长为 50 mm , 锥顶到成像镜的距离 $H = 269.54 \text{ mm}$, 此时光线通过四面角锥棱镜的透过率大于 92.17% .

5. 结 论

1. 四面角锥棱镜将偏振迈克耳逊干涉仪的出射光束等分成了四束光, 使得整个干涉仪中没有运动部件, 可实时、同时探测, 系统更加简单稳定.

2. 应用光线追迹法, 分析表明光线全部通过四面角锥棱镜并且都在底面射出时角锥的侧面与底面的夹角 α 取值范围为 $0 < \alpha \leq 64.08^\circ$.

3. 采用计算机模拟, 表明四面角锥棱镜为石英玻璃材料时, 偏向角随入射角的增大而增大, 当入射角在 $0-50^\circ$ 时偏向角与入射角几乎是线性变化的; 当入射角大于 50° 时, 偏向角随着入射角的增大而急剧增大. 透过率随入射角的增大而减小, 当入射角在 $0-20^\circ$ 时, 透射率在 $0.9-0.97$ 之间, 其变化比较缓慢; 当入射角在 $20^\circ-64^\circ$ 时, 透射率随着入射角的增大而迅速减小. 当角锥的侧面和底面夹角 $\alpha \leq 31.31^\circ$ 时, 通过四面角锥棱镜的光线透过率大于 85% .

4. 根据静态偏振风成像干涉仪中的参数要求得到了四面角锥棱镜的尺寸, 侧面和底面夹角 $\alpha = 11.6^\circ$, 底边长 50 mm , 此时光强透过率大于 92.17% . 由于我们需要同时得到四幅干涉图, 采用四面角锥棱镜进行四分光. 根据本文研究的内容, 可以扩展到研究多面角锥棱镜的分光机理.

[1] Zhang C M, Wang W, Xiang L B, Zhao B C 2000 *Acta Optica Sinica* **20** 234 (in Chinese) [张淳民、王 炜、相里斌、赵葆常 2000 光学学报 **20** 234]

[2] Zhang C M, Xiang L B, Zhao B C, Yuan X J 2002 *Opt. Commun.* **203** 21

[3] Zhang C M, Zhao B C, Xiang L B, Zha X W 2003 *Opt. Commun.* **227** 221

[4] Zhang C M, Zhao B C, Xiang L B 2004 *Appl. Opt.* **33** 6090

[5] Zhang C M, He J 2006 *Optics Express* **14** 12561

[6] Wu L, Zhang C M, Zhao B C 2007 *Opt. Commun.* **273** 67

[7] 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]

[8] Wang L, Zhao B C, Xiang L B, Zhang C M, Qin A L 2007 *Acta Photonica Sinica* **36** 1697 (in Chinese) [汪 丽、赵葆常、相里斌、张淳民、秦爱丽 2007 光子学报 **36** 1697]

[9] Zhang C M, Xiang L B, Zhao B C 2000 *Proc. SPIE* **4087** 957

[10] Zhang C M, Xiang L B, Zhao B C 2004 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6** 815

[11] Zhang C M, Yan X G, Zhao B C 2008 *Opt. Commun.* **281** 2050

[12] Zhang C M, Zhao B C, Yuan Y, He J 2006 *Proc. SPIE* **6032** 60320T1

[13] Zhang C M, Zhao B C, Yuan Z L, Huang W J 2009 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 085401

[14] Zhang C M, Zhao B C, Xiang L B, Li Y C, Peng Z H 2006 *Proc. SPIE* **6150** 615001

[15] Zhang C M, Zhao B C, Li Y C, Ye J Y 2007 *Proc. SPIE* **6279** 62791D1

[16] Zhang C M, Zhao B C, Xiang L B, Li Y C 2006 *Optik* **117** 265

[17] Gault W A, Shepherd G G 1983 *Adv. Space Re.* **2** 111

[18] Rochon Y J, Rahnama P, McDade I C, Scott A, Gault W A, Lukovich J 2004 *Proceedings of SPIE* **5234** 335

[19] Gault W A, McDade I C, Rochon Y J, Scoot A 2003 *Proceedings of SPIE* **4881** 60

[20] McDade I C, Shepherd G G, Gault W A, Rochon Y J, McLandress C, Scott A, Rowlands N, Buttner G 2001 *IEEE* 1344

[21] Gault W A, Ward W E, Shepherd G G, Rowlands N 1999 *IEEE* **1612**

- [22] Gault W A, Brown S, Moise A, Liang D, Sellar G, Shepherd G, Wimperis J 1996 *Appl. Opt.* **35** 2913
- [23] Ward W E, Gault W A, Rowlands N, Wang S G, Shepherd G, McDade I C, McConnell J C, Michelangeli D, Caldwell J 2002 *Proceedings of SPIE* **4833** 226
- [24] Evans J W 1949 *J. Opt. Soc. Am* **39** 229
- [25] Title A M, Ramsey H E 1980 *Appl. Opt.* **19** 2046
- [26] Harvey J W, Kennedy J R, Leibacher J W 1987 *Sky and Telescope* **74** 470
- [27] Bird J C, Liang F C, Solheim B H 1995 *Meas. Sci. Technol.* **6** 1368
- [28] Gault W A, Sargoytchev S I, Shepherd G G 1996 *SPIE* **2830** 15
- [29] Gault W A, Sargoytchev S I, Brown S 2001 *Proceedings of SPIE* **4306** 266
- [30] Millerd J E, Brock N J, Hayes J B, North-Morris M B, Novak M, Wyant J C 2004 *Proceedings of SPIE* **5531** 304
- [31] Wang L, Zhao B C, Zhang C M 2008 *Acta Optica Sinica* **4** 700 (in Chinese) [汪丽、赵葆常、张淳民 2008 光学学报 **4** 700]
- [32] Tang Y H, Zhang C M, Liu H C, Chen G D, He J 2005 *Acta Physica Sinica* **54** 4065 (in Chinese) [唐远河、张淳民、刘汉臣、陈光德、贺健 2005 物理学报 **54** 4065]
- [33] Zhao kaihua, zhong xihua 1982 *Optics: volume I* (Peking University Press) p245 (in Chinese) [赵凯华、钟锡华 1982 光学, 上册(北京大学出版社)第 245 页]

Study on the rule of light transmission through the four – sided pyramid prism in the static polarization wind imaging interferometer*

Wang Jin-Chan Zhang Chun-Min[†] Zhao Bao-Chang Liu Ning

(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)

(Received 13 May 2009; revised manuscript received 22 June 2009)

Abstract

The principles of the new static polarization wind imaging interferometer and the light beam splitting of the four-sided pyramid prism were briefly introduced. Both the light ray's transmitting direction and the transmitted point coordinates in the section of the prism were deduced by the ray tracing method. When the parallel ray had passed through the four-sided pyramid prism, the relation between the incidence angle and the deviation angle was calculated, the relation between the incidence angle and the transmissivity was also calculated. All the above relations were simulated by the computer. According to the parameters of the static polarization wind imaging interferometer, both the angle between the side and the base and the length of the base were determined. This research was very important to the design and manufacture of the static polarization wind imaging interferometer.

Keywords: static polarization wind imaging interferometer, four-sided pyramid prism, light beam splitting, deviation angle

PACC: 0760, 4278M, 4215D

* Project supported by the State Key Program of 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 Project (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) the Second Phase of the "985 Project" Electronic Information Platform of Xi'an Jiaotong university.

[†] Corresponding author. E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn