

文章编号: 1001-3806(2005)05-0455-04

双级式楔形光隔离器中的光路分析

徐 程^{1,2}, 马晓明², 刘劲松^{1*}

(1. 华中科技大学 激光技术与工程研究院, 武汉 430074; 2 深圳职业技术学院 通信工程系, 深圳 518055)

摘要: 通过建立五维坐标系, 根据几何光学和晶体物理学的理论, 对光在双级式偏振无关楔形光隔离器中的光轨迹情况进行了研究。把光轨迹根据介质的不同分为若干段, 法拉第旋转器作为平行平板, 等效为空气介质处理, 从而使结构和计算简洁化。为定量地表达光隔离器输出的两束光的偏移、相互距离与光程差提供方法。

关键词: 光隔离器; 光楔; 法拉第旋转器; o光; e光; 光轨迹; 五维坐标

中图分类号: TN253 **文献标识码:** A

Analysis of tracks of light rays in dual-stage wedge type fiber optical isolator

XU Cheng^{1,2}, MA Xiaoming², LIU Jin-song¹

(1. Institute of Laser Technology and Engineering, HUST, Wuhan 430074, China; 2 Department of Communication Engineering, Shenzhen Polytechnic, Shenzhen 518055, China)

Abstract: The rays' transmitting tracks in the dual-stage wedge type fiber optical isolator was described. Five dimensions coordinates were built at first, then the theories of crystal optics and solid geometry were used to get the right locations of the rays in between interfaces. At the same time the Faraday rotators were simplified in the analysis. The tracks of extraordinary ray were emphasized especially. With the method, the rays' lateral displacements, distance between two output rays and optical path difference can be computed precisely for a certain wedge type fiber optical isolator.

Key words: fiber optical isolator; wedge; Faraday rotator; o-ray (ordinary ray); e-ray (extraordinary ray); light track; five-dimension coordinates

引 言

光隔离器是一种只允许单向光通过的光无源器件, 其工作原理是基于法拉第旋转器的非互易性。某些光器件, 如激光器及光放大器等, 对来自光路中的反射光非常敏感, 导致其自身性能的恶化, 因此需要用光隔离器来阻止光反射。但是光隔离器的使用也会对光通信系统带来一些无源器件所固有的消极影响——如增大插入损耗、增加系统偏振模色散 (polarization mode dispersion, PMD) 与偏振相关损耗等不确定因素。作者通过对光路的分析, 讨论了双级式楔形光隔离器的光束分离和光程变化情况。

1 楔形光隔离器

1.1 结 构

双级式楔形光隔离器如图 1 所示^[1]。其优点在

作者简介: 徐 程 (1971-), 男, 硕士研究生, 主要从事偏振无关光隔离器的研究。

* 通讯联系人。E-mail: jsliu4508@vip.sina.com

收稿日期: 2004-07-07; 收到修改稿日期: 2004-11-08

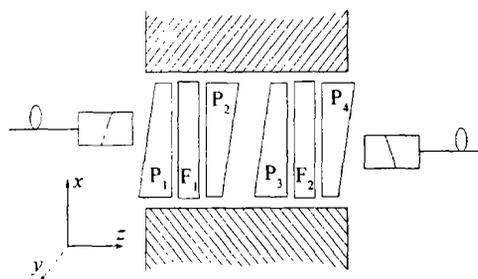


Fig 1 The structure of dual-stage optical isolator

于, 它的前后两部分在结构上相当于两个单级楔形光隔离器, 具有互补性。这种光隔离器的隔离度、PMD 等性能比单级楔形光隔离器都有明显的提高, 其缺点是对装配精度要求很高。作者将讨论光在光楔中和法拉第旋转器中的光轨迹情况。图 1 中 $P_1 \sim P_4$ 为具有双折射性的光楔, 通常由单轴晶体制成, 普通的平面光 (经过自聚焦透镜的高斯光束) 通过时, 如果光线与光轴方向不一致, 则发生双折射现象, 在晶体中称为 o 光 (寻常光) 和 e 光 (非寻常光)。F₁ 和 F₂ 是法拉第旋光器, 它们把偏振光的偏振面顺时针旋转 45°。对返程光的旋转方向也相同, 光通过时不具有可逆性。

1.2 建立坐标

在光楔中传输的 e光和 o光不同,一般并不位于入射面内。为了准确地表达光在各段均匀介质中的光路情况,引入了五维坐标:除了用 $x-y-z$ 来表示起始点的空间坐标外,同时引入光线与 z 轴的水平方向和垂直方向的角度坐标来定义光线,如图 2 所示。在坐标

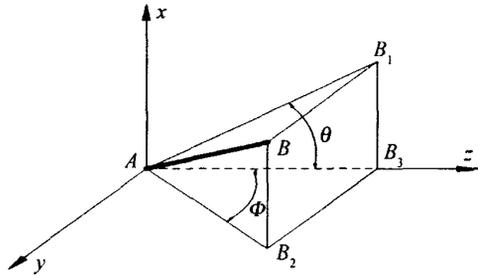


Fig 2 5-D coordinates

系中,对于光线 AB 而言, A 处为入射点 (x_i, y_i, z_i) , Φ 为 AB 在水平面 $y-z$ 中的投影 AB_2 与 z 轴夹角; θ 为 AB 在垂直面 $x-z$ 中的投影 AB_1 与 z 轴的夹角,这样就能准确地定义在同一连续介质中光轨迹 AB 的位置以及 AB 上任一点确切的坐标值。

光楔 $P_1 \sim P_4$ 的楔角都相同,设为 γ ;光轴方向平行于 $x-y$ 面,其相对夹角如图 3 所示。这样设计的目

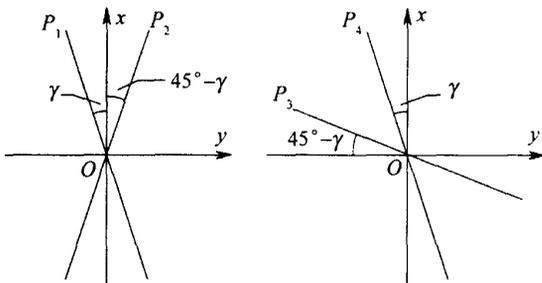


Fig 3 The directions of optical axes in wedges

的就是使光在正向传播时具有较小的光线间偏移和较小的光程差;而对于反射光则使光线间的偏角与偏移足够大以使其尽量少地进入入射端自聚焦透镜。此类光隔离器的原理,相关文献中^[1,2]已经有论述;一般取 $\gamma = 22.5^\circ$ ^[3]。

因为 o光在晶体中的传播遵守光的折射定律,不再累述,这里重点分析 e光在楔形晶体中的传播和光在法拉第旋转器中的等效处理。

2 分析

2.1 光楔 P_1 中的 e光

对 e光的处理,首先确定 e光波法线 BC 段的方向,然后确定 e光线与其波法线的夹角 δ_1 ,再将这个夹角在 $x-z$ 面和 $y-z$ 面内分解,最后可确定此段 e光线的轨迹。 CC' 表示通过 C 点的光轴方向。见图 4。

首先分析 e光的波法线方向。e光的波法线位于入射面内,遵守光的折射定律,不过重要的是,e光波

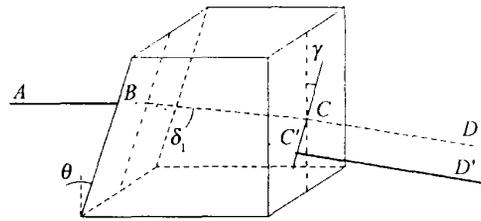


Fig 4 Track of e-ray in wedge P_1

法线的折射率 n_2 与波法线和光轴夹角有关。设 BC 在界面处折射角为 θ_2 ,则其与 z 方向夹角为 $(\theta - \theta_2)$,设光轴与 $x-z$ 面夹角 γ (位于平行于 $x-y$ 的面内), β_1 为光轴与波法线 BC 的夹角,下式第 3 部分为折射公式:

$$\cos^2 \beta_1 = \sin^2 (\theta - \theta_2) \cos^2 \gamma$$

$$n_2 = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 + (n_e^2 - n_o^2) \cos^2 \beta_1}} \quad (1)$$

$$n_1 \sin \theta = n_2 \sin \theta_2$$

式中, $n_1 = 1$ 为空气折射率, n_2 为光楔中 e光波法线折射率, n_o, n_e 分别为单轴晶体的 o光折射率和 e光主折射率。将 $\sin(\theta - \theta_2)$ 分解, β_1 作变量代换^[4], (1) 式可表示为:

$$A \tan^2 \theta_2 + B \tan \theta_2 + C = 0 \quad (2)$$

式中, $A = n_o^2 n_e^2 - n_o^2 \sin^2 \theta - \frac{\sin^2 2\theta \cos^2 \gamma (n_e^2 - n_o^2)}{4}$, $B = \sin^2 \theta \sin 2\theta \cos^2 \gamma (n_e^2 - n_o^2)$, $C = -(n_e^2 - n_o^2) \sin^4 \theta \cos^2 \gamma - n_o^2 \sin^2 \theta$ 。可求得波法线折射角 θ_2 的表达式为:

$$\theta_2 = \arctan \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (3)$$

其次分析 e光方向。e光 BC 位于光轴和波法线 BC 组成的平面内,如图 4 所示。光线与波法线的夹角 δ_1 由下式确定^[5]:

$$\tan \delta_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_o^2 \sin^2 \beta_1 + n_e^2 \cos^2 \beta_1} \sin 2\beta_1 \quad (4)$$

设 γ 为 P_1 光楔光轴与 $x-z$ 面夹角,则平面 BCC' 的法向量为其面内相交的波法线矢量与光轴矢量的叉乘:

$$n_{BCC'} = [-\sin \gamma \cos(\theta - \theta_2), \cos \gamma \cos(\theta - \theta_2), \sin \gamma \sin(\theta - \theta_2)] \quad (5)$$

定义平面 BCC' 与 $x-y$ 平面的夹角为 β_2 ,根据其法矢量关系则:

$$\cos \beta_2 = \frac{\cos \gamma \cos(\theta - \theta_2)}{\sqrt{1 - \cos^2 \gamma \sin^2(\theta - \theta_2)}} \quad (6)$$

e光在晶体内是沿着直线传播的,为直观起见,将 e光与波法线 BC 夹角 δ_1 分别投影到 $x-z$ 与 $y-z$ 平面内,其投影角分别以 δ_{1v} 和 δ_{1h} 表示。由立体几何易得: $\tan \delta_{1v} = \tan \delta_1 \cos \beta_2$, $\tan \delta_{1h} = \tan \delta_1 \sin \beta_2$ 。

显然 e光的方向角为:与 $x-z$ 平面夹角 $\phi_{P_1} = \delta_{1h}$, 与 $y-z$ 平面夹角为 $\theta_{P_1} = (\delta_{1v} + \theta - \theta_2)$ 。

2.2 光楔 P_2 中的 e光

偏振光经法拉第旋转器旋转 45° 入射,由于光轴

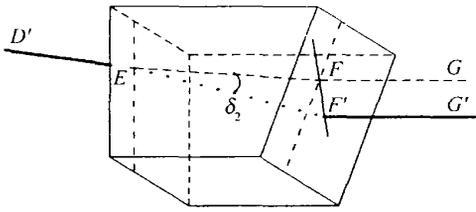


Fig 5 Track of e-ray in wedge P₂

相对于 P₁ 也同方向转动了 45°, 原晶体中的 e 光仍为 e 光, o 光仍为 o 光。在图 5 中, FF' 为光轴在光楔斜面里的投影方向。

首先, 求 e 光波法线方向。与 P₁ 的入射界面不同, 这里晶体界面为垂直于 z 轴的平面, 设 β₃ 为波法线与光轴的夹角, θ₃ 为界面处的入射角, θ₄ 为波法线的折射角, 同样地, 不难得到下面的关系:

$$\begin{cases} \cos^2 \beta_3 = \sin^2 \theta_4 \cos(45^\circ - \gamma) \\ n_4 = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 + (n_e^2 - n_o^2) \cos^2 \beta_3}} \\ n_1 \sin \theta_3 = n_4 \sin \theta_4 \end{cases} \quad (7)$$

式中, n₄ 为 P₂ 中 e 光波法线折射率, θ₃ 入射角也即是光由光楔 P₁ 出射时的折射角。由 (7) 式解得 θ₄:

$$\sin \theta_4 = \frac{n_o \sin \theta_3}{\sqrt{n_o^2 n_e^2 - (n_e^2 - n_o^2) \sin^2 \theta_3 \cos^2(45^\circ - \gamma)}} \quad (8)$$

其次求 e 光方向。e 光位于光轴和波法线 EFF 组成的平面 EFF 内, 如图 5 所示。光线与波法线的夹角为 δ₂, 则:

$$\tan \delta_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_o^2 \sin^2 \beta_3 + n_e^2 \cos^2 \beta_3} \sin 2\beta_3 \quad (9)$$

与 P₁ 中处理方法相似, 分解 δ₂ 就可以求出 δ_{2h} 和 δ_{2v}, 以下直接写出结果。面 EFF 的法向量为:

$$n_{EFF} = [-\sin(45^\circ - \gamma) \cos \theta_4, \cos(45^\circ - \gamma) \cos \theta_4, \sin(45^\circ - \gamma) \sin \theta_4] \quad (10)$$

面 EFF 与 x-z 面的夹角 β₄:

$$\cos \beta_4 = \frac{\cos(45^\circ - \gamma) \cos \theta_4}{\sqrt{1 - \cos^2(45^\circ - \gamma) \sin^2 \theta_4}} \quad (11)$$

δ₂ 在 x-z 和 y-z 面内投影角 δ_{2v}, δ_{2h} 表达式为: tan δ_{2v} = tan δ₂ cos β₄, tan δ_{2h} = tan δ₂ sin β₄。则 P₂ 中 e 光的方向角为: 与 x-z 平面夹角 φ_{p₂} = δ_{2h}, 与 y-z 平面夹角为 θ_{p₂} = (δ_{2v} + θ₄)。

在晶体中的 e 光出射到空气中时, 由于空气不是双折射晶体, 各向同性, 因此, 光的传播方向是与波法线方向一致, 如图 4 和图 5 所示, 光线 CD 与 C'D', FG 与 F'G 都是平行的。

2.3 法拉第旋转器的等效计算

法拉第旋转器可以看作是一个具有一定折射率的平行平板, 它对偏振光的偏振面有 45° 的旋转作用。

至于光轨迹与光程的等效, 如图 6 所示。定义 α

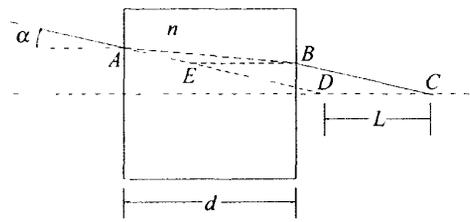


Fig 6 Light track in Faraday rotator

为左界面处入射角, α 为折射角, d 表示法拉第旋光器的厚度, L 表出射光相对入射光的轴向偏移。在

$$\triangle ABE \text{ 中: } \frac{AB}{\sin \alpha} = \frac{BE}{\sin(\alpha - \alpha')} \quad (12)$$

同时, AB = d / cos α 且 sin α = n sin α', 得: L = BE = d [1 - tan α' / tan α]。

由分析可知, 在光轨迹的计算中, 平行平板可以等效为一个空气平板, 结果的位置坐标可以等效为光源的平行右移 L, 而方向不变所得到的光轨迹。

当计算光程时, 定义晶体的折射率为 n, 以 S 代表光程, 则:

$$S = AB n = \frac{dn}{\cos \alpha} \quad (13)$$

在近轴区内, α 与 α' 均很小的情况下, L 表达式可以简化为:

$$L = d(1 - \frac{1}{n}) \quad (14)$$

$$(13) \text{ 式可以简化为: } S = dn \quad (15)$$

这样处理的好处在于, 计算时对法拉第旋转器的等效结果直接引用可以简化步骤, 以减少计算的复杂性。

2.4 总体光轨迹描述

对光在光隔离器中轨迹的计算, 关键是光在光楔 P₁ ~ P₄ 和法拉第旋转器中的光路情况的确定。光在 P₃, P₄ 中的传播情况除光轴方向不同外, 与光在 P₁, P₂ 传播情况相似, 由于光轴方向的变化, 在 P₁, P₂ 中的 e 光和 o 光在 P₃, P₄ 中表现为 o 光和 e 光, 这里不作具体分析。通过对以上光在光隔离器中的关键部分传播情况的分析, 把光轨迹分为光楔 P₁、光楔 P₂、光楔 P₃、光楔 P₄ 和若干段空气介质 (法拉第旋转器 F₁, F₂ 被等效处理为空气介质) 中直线段光轨迹的组合。具体过程, 采用 MATLAB 工具来辅助完成这些繁杂的计算。如图 7 所示, 图中给出了在等效光隔离器中正反向传输时光轨迹的一般情况, 其中虚线段表示正向光轨迹 (由左至右), 而实线表示为光反向传输情况 (由右至左); 为表达清楚, 俯视部分将光在 y-z 面的投影轨迹分开表示。只要得到具体的光楔、法拉第旋转器的相关参数和位置关系, 就可以等效为如图所示的结构形式; 参数不同, 也会得到不完全一样的光束相对位置关系。如果要得到更加精确的结果, 对分开的两束光来说, 还要考虑它们相对于法拉第旋转器 (平行平板) 的

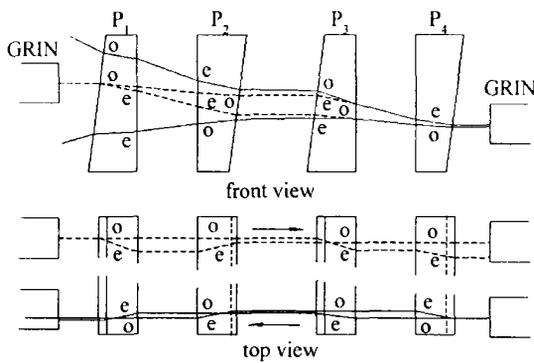


Fig 7 Light track in isolator equivalent

入射角不同所造成的误差。确定了初始界面处的三维坐标 (x_i, y_i, z_i) , 依次演算下去, 就能得到两束偏振光 (在晶体中表现为 o 光或 e 光) 在每段介质中光轨迹的五维坐标、光程差和光束的侧移距离。

3 结论

双级光隔离器中的出射光束分离程度要小得多;

就光程差而言, 如果选择合适的入射位置, 双级光隔离器可以使之为零, 而单级光隔离器光程差是无法消除的, 只有采用补偿器; 同时发现对于单级光隔离器或单个偏振片, 光束的分离以垂直方向为主, 水平方向的分离与之相比要小得多, 不在同一个数量级上; 而双级光隔离器可以有效地减小甚至消除垂直方向的侧移。这样的计算, 对于光隔离器或光环行器的工艺设计具有一定的指导意义。

参考文献

- [1] 龚学文, 何华辉. 两段型高性能光隔离器的设计与分析 [J]. 光通信技术, 1998, 22(3): 205~210.
- [2] 向清, 黄德修. 钽酸钇晶体楔形光隔离器 [J]. 中国激光, 1996, 23(3): 225~228.
- [3] 林学煌. 光无源器件 [M]. 北京: 人民邮电出版社, 1998. 147~199.
- [4] 沈为民, 邵中兴. 单轴晶体中光轴任意取向时寻常光与非寻常光间的离散 [J]. 光学学报, 2002, 22(6): 765~768.
- [5] 郁道银, 谈恒英. 工程光学 [M]. 北京: 机械工业出版社, 2001. 322~348.

(上接第 454 页)

变形量, 窗口厚度最大总变形约 $0.43\mu\text{m}$, 相当于 0.3 倍的入射激光波长。窗口出光面局部最高应力约为 9.4MPa , 与迎光面的应力基本相同。窗口迎光面变形的均方根值为 $0.039\mu\text{m}$, 出光面变形的均方根值为 $0.036\mu\text{m}$ 。

还研究了中红外空心矩形激光束辐照下氟玻璃窗口温度、变形和应力的分布规律。窗口迎光面附近单位体积吸收的平均激光功率为 $37\text{W}/\text{cm}^3$, 光强沿 x 方向分布的空间梯度 $\gamma = 10\text{m}^{-1}$ 。结果表明, 激光出光 2s , 窗口局部最高温升约 31C 、局部最大变形约 $1.1\mu\text{m}$ 、最大等效应力约 16MPa , 也小于其 49MPa 的断裂强度。窗口出光面局部最高温升与迎光面最高温升约相等, 也为 31C ; 窗口出光面沿光束方向最大伸长 $0.8\mu\text{m}$, 加上迎光面的变形量, 窗口厚度最大总变形约 $1.9\mu\text{m}$, 相当于 0.5 倍的入射激光波长。最大等效应力也近似为 16MPa 。窗口迎光面变形的均方根值为

参考文献

- [1] MANSELL J D, HENNAW I J, GUSTAFSON E K *et al* Evaluating the effect of transmissive optic thermal lensing on laser beam quality with a Shack-Hartmann [J]. Appl Opt, 2001, 40(3): 366~374.
- [2] CLANDE A K Materials for high-power laser optics: figures of merit for thermally induced beam distortions [J]. Opt Engng, 1997, 36(6): 1586~1595.
- [3] 陈金宝, 刘泽金, 蒋志平 *et al* 非稳腔 DF 激光窗口热效应及其对远场光斑的影响 [J]. 强激光与粒子束, 1994, 6(2): 243~249.
- [4] 马毅勇, 程祖海, 张耀宇. 高功率激光与窗口热变形分析的有限元方法 [J]. 强激光与粒子束, 1999, 11(1): 6~10.
- [5] 陈发良, 李有宽. 环形分布激光束引起光学窗口热变形理论分析 [J]. 强激光与粒子束, 2003, 15(8): 736~740.
- [6] HARRIS D C. Materials for infrared windows and domes (properties and performances) [M]. Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 1999. 126~129.
- [7] 李景镇. 光学手册 [M]. 西安: 陕西科学技术出版社, 1985. 1328~1337.
- [8] 竹内洋一. 热应力 [M]. 北京: 科学出版社, 1977. 47~50.