

# 偏振无关的楔型光隔离器 插入损耗与反向隔离度分析

虞国华 刘水华\* 方罗珍\* 江山\* 黄德修  
(华中理工大学光电子工程系, 武汉 430074)

**摘 要** 在高斯光束传输理论基础上, 推导出求解偏振无关楔(Wedge)型光隔离器插入损耗与反向隔离度的数学解析表达式; 得出了采用不同材料隔离器的插入损耗、反向隔离度与双折射晶体倾斜角度及双折射晶体和旋转晶体间距的关系曲线; 分析了影响光隔离器插入损耗、反向隔离度的因素。实际测量结果与理论分析相吻合。

**关键词** 光隔离器, 插入损耗, 隔离度。

## 1 引 言

随着光纤技术的高速发展, 光隔离器在高速光纤通信, 相干光通信, 精密光学测量系统中的重要性越来越明显。特别是它在掺铒光纤放大器组件中的应用, 可以有效地抑制掺铒光纤放大器的自激振荡和抑制噪声<sup>[1]</sup>。衡量与偏振无关光隔离器的一些重要参数为: 插入损耗, 回波损耗, 反向隔离度, 偏振相关损耗和偏振模色散。偏振无关的光隔离器有许多种类型, 其中楔型双折射光隔离器<sup>[2]</sup>, 由于其体积小, 结构简单, 插入损耗小而广泛被人们利用。

本文在高斯光束传输理论和高斯光束耦合理论基础上, 推导出求解楔型光隔离器插入损耗与反向隔离度的数学解析表达式; 得出了隔离器的插入损耗、反向隔离度与双折射晶体倾斜角度及双折射晶体和旋转晶体间距的关系曲线; 实际制作的光隔离器的插入损耗 < 0.6 dB, 反向隔离度 > 42 dB。

## 2 理论分析

图 1 为楔型的光隔离器的结构示意图, 其中  $W_1$ 、 $W_2$  是楔形双折射晶体, 两晶体光轴间的夹角为  $45^\circ$ 。其工作原理为: 正向传输时, 光从输入光纤输入, 经自聚焦透镜 1 准直, 准直后的高斯光经双折射晶体  $W_1$  后分解为 o 光和 e 光, 再经钇铁石榴石旋转晶体旋转  $45^\circ$  后, 在双折射晶体  $W_2$  出射端面得到间距为  $h$  的两束平行光, 再经自聚焦透镜 2 耦合进输出光纤; 反向传输时, 光从输出光纤输入, 经自聚焦透镜 2 的准直和双折射晶体  $W_2$  的传输, 同样被

\* 武汉邮电科学研究院固体器件研究所, 武汉 430074。

收稿日期: 1996 年 6 月 17 日; 收到修改稿日期: 1996 年 8 月 12 日

分解为 o 光和 e 光，再经钇铁石榴石旋转晶体后，由于旋转晶体的非互易性，对  $W_1$  来说，原来的 o 光变成了 e 光，e 光变成了 o 光，经  $W_1$  传输，原来的 o 光和 e 光分别以夹角  $\theta_o$ 、 $\theta_e$  和偏轴距离  $h_o$ 、 $h_e$  射向自聚焦透镜 1，从而使得反向传输的光不能耦合进输入光纤，达到反向隔离的目的。上述的  $h$ 、 $\theta_o$ 、 $\theta_e$ 、 $h_o$  和  $h_e$  均是双折射晶体  $W_1$ 、 $W_2$  的倾斜角度和双折射晶体与旋转晶体间距的函数。

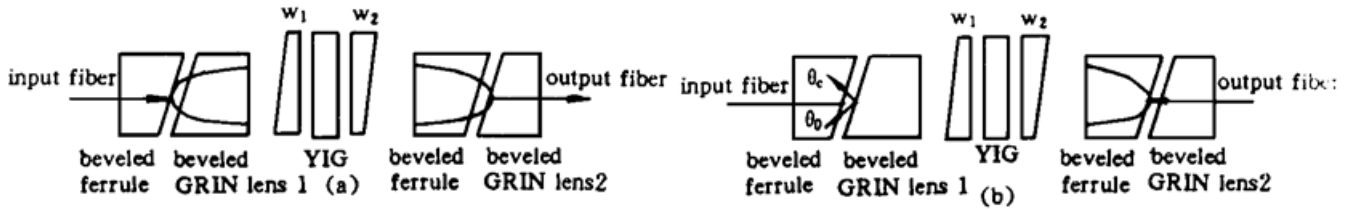


Fig. 1 Wedge-type polarization independent optical isolator with beveled GRIN lens. (a) forward, (b) backward

下面进行楔型光隔离器插入损耗与反向隔离度的数学解析表达式的推导。

自聚焦透镜的折射率是渐变分布的，它一般服从平方律分布：

$$n^2(r) = n_0^2(1 - Ar^2) \tag{1}$$

式中的  $n_0$  为轴线折射率， $A$  为透镜的聚焦常数， $r$  为离轴距离。

当只考虑近轴子午光线的传播时，利用近轴近似条件和光线方程可得到如下的光线传输矩阵方程<sup>[3]</sup>：

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ r_2' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\sqrt{A}z) & \sin(\sqrt{A}z)/n_0 \sqrt{A} \\ -n_0 \sqrt{A} \sin(\sqrt{A}z) & \cos(\sqrt{A}z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_1 \\ r_1' \end{bmatrix} \tag{2}$$

式中  $r_1$ 、 $r_1'$  是入射光线的入射点位置和自聚焦透镜在该点的局部数值孔径。 $r_2$ 、 $r_2'$  是出射光线的出射点位置和自聚焦透镜在该点的局部数值孔径。 $z$  表示自聚焦透镜的轴向长度。

当自聚焦透镜的长度为四分之一节距时，即  $\sqrt{A}z = \frac{\pi}{2}$  时，自聚焦透镜的传输矩阵可写为：

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1/n_0 \sqrt{A} \\ -n_0 \sqrt{A} & 0 \end{bmatrix} \tag{3}$$

由高斯光束传输理论可知，当一腰斑半径为  $w_0$  的高斯光束经(3)式的矩阵变换后，可得到腰斑半径为  $w_1$  的另一高斯光束：

$$w_1 = \frac{\lambda}{n_0 \sqrt{A} \pi w_0} \tag{4}$$

式中  $\lambda$  为高斯光束的光波波长。

在单模光纤中传输的光束可以近似用高斯波形来描述，其归一化形式如公式(5)所示：

$$\Phi = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_0} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right) \tag{5}$$

式中  $x$ 、 $y$  为垂直光传播方向的平面坐标。

(5)式描述的高斯光束经四分之一节距的自聚焦透镜变换后，变为如(6)式所描述的高斯光束。

$$\mathcal{Q} = \frac{\sqrt{2\pi A} n_0 w_0}{\lambda} \exp \left[ - (x^2 + y^2) \left[ \frac{n_0 \sqrt{A} \pi w_0}{\lambda} \right]^2 \right] \quad (6)$$

将实际用到的一种自聚焦透镜参数:  $n_0 = 1.5901$ ,  $\sqrt{A} = 0.326 \text{ mm}^{-1}$  及  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ,  $w_0 = 4.5 \mu\text{m}$  代入(4)式, 可得  $w_1 = 210.8 \mu\text{m}$ , 则经自聚焦透镜变换后, 高斯光束的焦距为  $f = \frac{\pi w_1^2}{\lambda} = 90.1 \text{ mm}$ 。变换后高斯光束的焦距远远大于变换前的焦距, 这也是自聚焦透镜能提高光纤与光纤间间距耦合效率的原因所在。在实际的光隔离器中, 自聚焦透镜 1 与自聚焦透镜 2 间的间距仅为 3 mm, 该值远小于扩束后高斯光束的焦距。因此, 在计算光隔离器的插入损耗与反向隔离度时, 完全可以近似认为在两自聚焦透镜间所传输的高斯光束的波形是平面波。另外, 在楔型光隔离器中, 由于从光纤输出的高斯光, 经  $W_1$ 、旋转晶体及  $W_2$  传输, 被分解为 o 光和 e 光两束光, 因此在进行理论分析时, 必须分别考虑 o 光和 e 光的情况。

## 2.1 正向传输

从前面的分析可知。从输入光纤输入的高斯光, 经两个双折射晶体和一个旋转晶体, 传到自聚焦透镜 2 的前端面时被分解为间距为  $h$  的平行的 o 光和 e 光, 为了得到小的偏振相关损耗, 接收自聚焦透镜的光轴必须位于 o 光与 e 光的中间, 则由公式(6)所描述的高斯光束传到自聚焦透镜 2 时 o 光和 e 光的光场分布  $\mathcal{Q}_o$ 、 $\mathcal{Q}_e$  为:

$$\mathcal{Q}_o = \frac{\sqrt{2\pi A} n_0 w_0}{\lambda} \exp \left[ - \left[ \left( x + \frac{h}{2} \right)^2 + y^2 \right] \left[ \frac{n_0 \sqrt{A} \pi w_0}{\lambda} \right]^2 \right] \quad (7)$$

$$\mathcal{Q}_e = \frac{\sqrt{2\pi A} n_0 w_0}{\lambda} \exp \left[ - \left[ \left( x - \frac{h}{2} \right)^2 + y^2 \right] \left[ \frac{n_0 \sqrt{A} \pi w_0}{\lambda} \right]^2 \right] \quad (8)$$

根据模场耦合理论, 光场分布为  $\mathcal{Q}_o$  的高斯光束与  $\mathcal{Q}_e$  的高斯光束的耦合效率为<sup>[4]</sup>:

$$\eta = \left| \iint \mathcal{Q}_o \mathcal{Q}_e^* ds \right|^2 / \left( \iint |\mathcal{Q}_o|^2 ds \iint |\mathcal{Q}_e|^2 ds \right) \quad (9)$$

将(6)、(7)、(8)式代入(9)式, 可得到光隔离器的插入损耗的数学表达式为:

$$\eta_{\text{loss}} = \exp \left[ - \left[ \frac{n_0 \sqrt{A} \pi h w_0}{2\lambda} \right]^2 \right] \quad (10)$$

## 2.2 反向传输

从输出光纤输入的光, 经两个双折射晶体和一个旋转晶体, 传到自聚焦透镜 1 的端面时, 被分解为 o 光和 e 光, 而且 o 光与自聚焦透镜轴线的夹角为  $\theta_o$ , 离该轴的距离为  $h_o$ , e 光与自聚焦透镜轴线的夹角为  $\theta_e$ , 离该轴的距离为  $h_e$ 。同样, 输出光纤输入的光经自聚焦透镜 2 传输后, 其光场分布如(6)式所示, 再经双折射晶体和旋转晶体的传输, o 光和 e 光在自聚焦透镜 1 端面的光场分布  $\mathcal{Q}_o$ 、 $\mathcal{Q}_e$  分别为:

$$\mathcal{Q}_o = \frac{\sqrt{2\pi A} n_0 w_0}{\lambda} \exp \left[ - \left( \cos^2 \theta_o (x + h_o)^2 + y^2 \right) \left[ \frac{n_0 \sqrt{A} \pi w_0}{\lambda} \right]^2 \right] \exp (- i n_0 k x \sin \theta_o) \quad (11)$$

$$\mathcal{Q}_e = \frac{\sqrt{2\pi A} n_0 w_0}{\lambda} \exp \left[ - \left( \cos^2 \theta_e (x + h_e)^2 + y^2 \right) \left[ \frac{n_0 \sqrt{A} \pi w_0}{\lambda} \right]^2 \right] \exp (- i n_0 k x \sin \theta_e) \quad (12)$$

将(6)式与(11)、(12)式分别代入(9)式, 则可得到 o 光和 e 光的耦合效率, 考虑实际的光隔离器中, 双折射晶体和旋光晶体的消光比均不能达到无穷大, 若双折射晶体的消光比为  $E_p$ , 旋光晶体的消光比为  $E_q$ , 最后可得到光隔离器的反向隔离度为:

$$\eta_{\text{isolation}} = \frac{1}{2} \left\{ \exp \left[ - \frac{(n_0 k^2 \sin^2 \theta_0 + 4 \cos^2 \theta_0 h_0^2)}{2(1 + \cos^2 \theta_0)} \left[ \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi A n_0 w_0}} \right]^2 \right] + \exp \left[ - \frac{(n_0 k^2 \sin^2 \theta_e + 4 \cos^2 \theta_e h_e^2)}{2(1 + \cos^2 \theta_e)} \left[ \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi A n_0 w_0}} \right]^2 \right] + (E_p + E_q) \exp \left[ - \left[ \frac{n_0 \sqrt{A} \pi h w_0}{\lambda} \right]^2 \right] \right\} \quad (13)$$

至于,  $h$ 、 $h_0$ 、 $h_e$ 、 $\theta_0$ 、 $\theta_e$  与双折射晶体的倾斜角、双折射晶体和旋转晶体间的间距的关系可利用光学折射定理推导得到。限于篇幅, 这里不再详述。

### 3 结果与分析

对(10)式、(13)式进行计算, 得到图2和图3的关系曲线。图2是采用不同双折射晶体材料时光隔离器的反向隔离度、正向插入损耗与双折射晶体楔角的关系曲线。此时假定旋光晶体为YIG, 两双折射晶体的间距为0.6 mm。工作波长为1.55  $\mu\text{m}$ 。自聚焦透镜的参数如前所述。

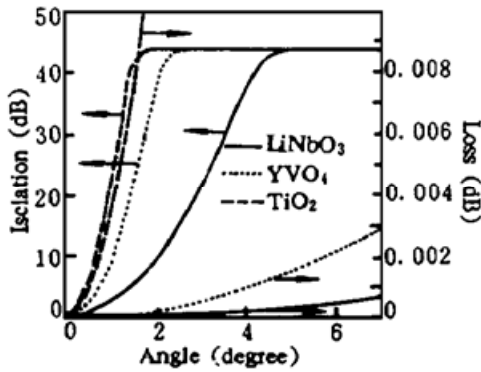


Fig. 2 Isolation and insertion loss of wedge-type isolator vs wedged-angle of birefringent crystal

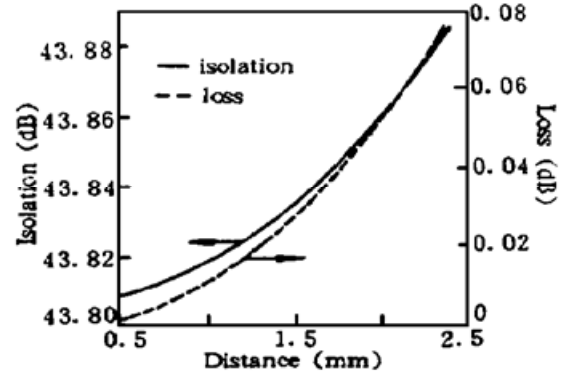


Fig. 3 Isolation and insertion loss of wedge-type isolator vs distance of two birefringent crystals

从图2可以看出: 1) 对双折射晶体为钽酸锂( $\text{YVO}_4$ )的光隔离器, 当其楔角小于2.5°时, 隔离度随角度的增大而迅速增大; 当其楔角大于2.5°时, 隔离度不随楔角增大而增大, 它基本稳定在43.8 dB左右。这是因为, 当双折射晶体的楔角小于2.5°时, (13)式中的第一项是影响隔离度的主要因素, 该项对楔角的大小非常敏感; 当双折射晶体的楔角大于2.5°时, (13)式中第二项是影响隔离度的主要因素, 该项由所使用的材料所决定, 与楔角的大小关系不大。2) 光隔离器的插入损耗随楔角的增大而增大, 这是因为双折射晶体的楔角越大, 输入到自聚焦透镜2的o光和e光的间距就越大。3) 不同材料构成的光隔离器, 其隔离度和插入损耗随双折射晶体的楔角变化曲线不一样, 其中, 金红石( $\text{TiO}_2$ )双折射晶体的变化最快, 钽酸钪次之, 铌酸锂最慢。这是因为金红石双折射晶体的o光与e光的折射率差最大, 约为0.3; 钽酸钪的次之, 约为0.2; 铌酸锂的最小, 约为0.09。从而使光隔离器在反向传输时, 计算参数 $h$ 、 $h_0$ 、 $h_e$ 、 $\theta_0$ 、 $\theta_e$ 随双折射晶体楔角的变化幅度为: 金红石的最大, 钽酸钪的次之, 铌酸锂的最小。

图3是当双折射晶体为钽酸钪, 且其楔角为7°时, 光隔离器的隔离度和插入损耗与两双折射晶体间距 $d$ 的关系曲线。如图中所示, 1) 光隔离度随间距 $d$ 的增大而变化幅度不大。因为楔型光隔离器的隔离度主要靠反向输入的o光和e光与输入自聚焦透镜1的光轴有一夹角来实现的, 而改变 $d$ 的大小, 只能改变o光和e光的轴向距离, 不能改变光线角度。2) 光隔离器的插入损耗随 $d$ 的增加而增大。这是由于 $d$ 的增加, 使输出的o光和e光的间距也相应变大所致。

在武汉邮电科学研究院固体器件研究所进行了光隔离器的实际制作。通过前面的理论分析,采用金红石和钽酸铋制作光隔离器将会得到较好的隔离性能,因此分别制作了金红石光隔离器和钽酸铋光隔离器。采用的金红石和钽酸铋材料的消光比均大于 50 dB。综合考虑光隔离器的性能指标,特别是回波损耗,这两种晶体楔角均用 7°。此外,旋光晶体采用 Bi-YIG,其消光比为 45 dB。经实验测试,实际制作的两种光隔离器在工作波长为 1.55  $\mu\text{m}$  时,获得光纤到光纤的插入损耗均 < 0.6 dB,而且它们的最大反向隔离度值相差不大,均大于 42 dB。这主要是因为,当这两种晶体的楔角为 7°时,影响光隔离器反向隔离度的主要因素是晶体的消光比和旋转晶体的消光比。而在实验中所采用的旋转晶体的消光比仅为 45 dB,因此此时金红石材料的优良性能也就体现不出来。这与图 2 所示的反向隔离度与晶体楔角的关系曲线相吻合。将理论与实际相比较,隔离度的值吻合的较好,而插入损耗相差较大。这是因为理论计算忽略了自聚焦透镜的固有损耗和晶体的插入损耗,以及耦合工艺不理想。

**结 语** 本文在高斯传输理论的基础上,推导出求解楔型光隔离器插入损耗与反向隔离度的数学解析表达式,得出了当双折射晶体采用不同材料时,光隔离器的插入损耗、反向隔离度与双折射晶体倾斜角度及双折射晶体和旋转晶体间距的关系曲线。从而为高性能光隔离器的结构设计和制作提供理论依据。实际所制作的金红石和钽酸铋的楔型光隔离器,其光纤到光纤的插入损耗均 < 0.6 dB,最大反向隔离度均 > 42 dB。

### 参 考 文 献

- [1] S. Yamashita, T. Okoshi., Performance improvement and optimization of fiber amplifier with a mid-way isolator. *IEE. Photo. Tech. Lett.*, 1992, 4(11) : 1276~ 1280
- [2] Masataka Shirasaki, Kunihiko, Compact optical isolator for fibers using birefringent Wedges. *Appl. Opt.*, 1982, 21(23) : 4296~ 4299
- [3] Robert W. Gilsdorf, Joseph C. Palais, Single-mode fiber coupling efficiency with graded-index rod lense. *Appl. Opt.*, 1994, 33(16) : 3440~ 3445
- [4] Yiqun Liu, Joseph C. Palais., Coupling efficiency of single-mode fiber component using GRIN-rod lenses. *Fiber and Integrated Opt.*, 1988, 7(1) : 85~ 107

## Analysis on Insertion Loss and Backward Isolation of Wedge-Type Polarization-Independent Optical Isolator

Yu Guohua    Liu Shuihua\*    Fang Luozhen\*    Jiang Shan\*    Huang Dexiu  
 [ Department of Optoelectronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074 ]  
 \* Solid State Devices, Wuhan Research Institute of Post & Telecommunications, Wuhan 430074

(Received 17 June 1996; revised 12 August 1996)

**Abstract** On the basis of the theory of Gaussian light beams transmission, the analytical equation is derived to calculate the insertion loss and backward isolation of Wedge-type optical isolator. The relationships between isolation, insertion loss and declined angle of birefractive crystal and distance of two birefractive crystals are obtained respectively. The factors of influencing insertion loss and isolation of optical isolator are analysed. Experimental results agree with theoretical analysis.

**Key words** optical isolator, insertion loss, isolation.