

## 高功率光隔离器的热效应分析与优化

胡姝玲, 赵东伟, 牛燕雄, 王欢欢, 肖泽宇

(北京航空航天大学 仪器科学与光电工程学院, 北京 100191)

**摘要:** 为提高光隔离器在高功率激光条件下的工作性能, 基于琼斯理论研究了隔离器的热致退偏效应, 设计了一种外置补偿晶体的隔离器, 着重分析了隔离器隔离度及热透镜效应随入射光功率的变化规律。结果表明: 通过调整氟化钙晶体的晶轴方向和长度, 隔离器的热致退偏和热透镜效应可以得到有效抑制。在 100 W 激光条件下, 外置补偿晶体后隔离度提高了 16.3 dB, 功率损耗降低 8%。研究结果可优化设计隔离器结构, 有效提升高功率隔离器的隔离度并减小功率损耗。

**关键词:** 高功率; 隔离度; 退偏; 热透镜

中图分类号: O43 文献标志码: A 文章编号: 1007-2276(2015)11-3186-05

## Thermal effects analysis and optimization design of high-power optical isolator

Hu Shuling, Zhao Dongwei, Niu Yanxiong, Wang Huanhuan, Xiao Zeyu

(School of Instrumentation Science and Opto-electronics Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

**Abstract:** In order to improve the performance of the operation of optical isolator at high power laser conditions, thermally induced depolarization effect in optical isolator was investigated with the use of Jones theory. An optical isolator system with external compensation crystal was proposed in this paper. Further the rules of the changes of both isolation degree and thermal lens effects with the increasing of input optical power were also analyzed. The results show that thermally induced depolarization and thermal lens in magneto-optic crystal can be effectively suppressed by regulating the crystal axis direction and changing length of  $\text{CaF}_2$ . Compared with traditional isolator, the isolation degree is increased by 16.3 dB and the power loss is reduced by 8% when the incident laser power is 100 W. Through the analysis result of this paper, the isolator structure can be optimized to both improve the isolation degree and reduce the power loss at high power laser conditions.

**Key words:** high power; isolation degree; depolarization; thermal lens

收稿日期: 2015-03-13; 修订日期: 2015-04-17

基金项目: 国家自然科学基金(61307021)

作者简介: 胡姝玲(1971-), 女, 副教授, 主要从事大功率光纤激光器等方面的研究。Email: hulxi@hotmail.com

## 0 引言

光隔离器是一种只允许单向通光的光无源器件,在高功率激光器中可以保护前端激光系统的安全。随着激光器输出功率的不断提高,隔离器的研究意义显得日益重要<sup>[1]</sup>。激光经过隔离器后,由于磁光晶体的吸收系数非常高,在磁光晶体横截面上会产生热致双折射以及热透镜效应。热致双折射会影响磁光晶体的法拉第效应,使得通过隔离器后激光偏振面的旋转角度偏离设计角度,降低了隔离度。热透镜效应会导致激光产生波前畸变,影响激光光束质量并对隔离器的功率损耗、出射光的焦距等产生影响。为解决上述问题,目前主要采用对隔离器冷却降温,增大旋转器内磁场强度,优化设计隔离器结构等方法<sup>[2]</sup>。文中应用琼斯理论,通过建立高功率隔离器热致退偏分析模型,设计了一种基于外置补偿方案的隔离器结构,可对热致退偏和热透镜效应进行补偿。

## 1 基本原理

隔离器一般由偏振器、半波片和法拉第旋转器组成<sup>[3]</sup>。通过在普通隔离器的法拉第旋转器外添加补偿材料,可以得到外置补偿方案的隔离器结构如图 1 所示,图中  $P_1$ 、 $P_2$  分别为通光方向为水平方向的偏振棱镜,1 为光轴与水平方向成  $67.5^\circ$  夹角的半波片,2 为补偿材料,3 为磁光晶体。在理想情况下,偏振方向沿水平方向的正向入射光经过隔离器后,在 B 点的偏振方向保持水平方向不变,完全通过偏振棱镜  $P_2$ 。反向通光时,反射光在 A 点的偏振方向与  $P_1$  起偏方向垂直,不能通过隔离器。但由于热效应的影响,反向光在 A 点的偏振方向不垂直于通光方向,部分激光通过偏振器  $P_1$  进入前端激光系统中,导致隔离器的隔离度降低。

设磁光晶体琼斯矩阵为  $F$ ,偏振器  $P_1$  与  $P_2$  的琼斯矩阵分别为  $P_1$  与  $P_2$ ,半波片的琼斯矩阵为  $L$ ,有<sup>[4]</sup>:

$$F(\delta_c, \delta_{in}, \Psi) = \sin \frac{\delta}{2} \begin{bmatrix} \cot \frac{\delta}{2} - i \frac{\delta_{in}}{\delta} \cos 2\Psi & -\frac{\delta_c}{\delta} - i \frac{\delta_{in}}{\delta} \sin 2\Psi \\ \frac{\delta_c}{\delta} - i \frac{\delta_{in}}{\delta} \sin 2\Psi & \cot \frac{\delta}{2} + i \frac{\delta_{in}}{\delta} \cos 2\Psi \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$P_1(\alpha) = P_2(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha & \frac{\sin 2\alpha}{2} \\ \frac{\sin 2\alpha}{2} & \sin^2 \alpha \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$L(\beta) = \begin{bmatrix} \cos 2\beta & \sin 2\beta \\ \sin 2\beta & -\cos 2\beta \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中:  $\Psi$  为本征坐标系与已建坐标系之间夹角;  $\alpha$ 、 $\beta$  分别为偏振器起偏方向和半波片光轴与水平方向的夹角;  $\delta$  为激光通过磁光晶体后的总相位变化;  $\delta_c$ 、 $\delta_{in}$  分别为圆双折射与线性双折射产生的相位延迟量,并且满足  $\delta^2 = \delta_{in}^2 + \delta_c^2$ 。

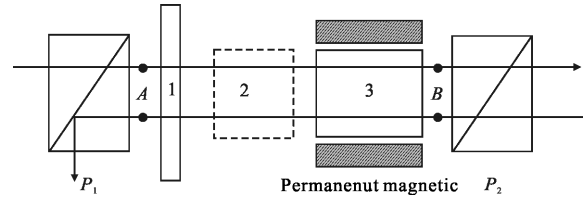


图 1 外置补偿方案隔离器结构图

Fig.1 Structure of external compensation isolator scheme

单模激光反向通过隔离器时,入射光及出射光的电场矢量分别为:

$$E_{in} = E_0 x_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right) \quad (4)$$

$E_{out} = P_1 L(3\pi/8) F(0, \delta_{in}', \Psi') \cdot F(\delta_c, \delta_{in}, \Psi) P_2 E_{in}$  (5)  
式中:  $x_0$  为沿  $x$  轴方向的单位矢量。此时,隔离器横向截面某点退偏值可以表示为:

$$\Gamma(r, \varphi) = |E_{out}|^2 / |E_{in}|^2 \quad (6)$$

以束腰半径为  $r_0$  的高斯光束为参考光束,在磁光晶体整个横截面内积分求和,光隔离器的隔离度为:

$$ISO = 10 \lg \left( \frac{\pi r_0^2}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \Gamma(r, \varphi) \exp(-r^2/r_0^2) r dr} \right) \quad (7)$$

考虑线性双折射极小的情况,即  $\delta_{in}, \delta_{in}', 1$ ,将公式(1)~(5)分别代入公式(6),其中,  $\alpha=0, \delta_c=\pi/2$ 。隔离器横截面某点处的退偏量为:

$$\Gamma(r, \varphi) = \left[ \frac{\sqrt{2}}{\pi} \delta_{in} \sin\left(2\Psi - \frac{\pi}{4}\right) - \frac{1}{2} \delta_{in}' \cos(2\Psi') \right]^2 + \delta_{in}'^2 \delta_{in}^2 \cos(2\Psi') \sin(4\Psi - 2\Psi') \quad (8)$$

上式适用于任意两种不同的磁光晶体和补偿材料,从公式(8)可知,隔离器的退偏量与  $\delta_{in}$  的平方项

相关。当忽略线性双折射的高阶因子影响时,通过选择合适的补偿晶体和补偿晶体可以减小单点退偏量,提高光隔离器的隔离度。

## 2 外置补偿方案设计

TGG 晶体具有较大的磁光常数,低光损失,高导热性和高激光损伤阈值等优点,实际应用中[111]晶向的 TGG 晶体加工生产工艺成熟且装配方便(在装配隔离器时,对晶体的晶轴角  $\theta$  没有要求),因此文中选用[111]晶向的 TGG 晶体作为磁光晶体进行理论分析,同时采用[001]晶向的立方晶系作为补偿晶体进行补偿方案的设计。

### 2.1 退偏补偿理论分析

对于[001]向及[111]向的立方晶系晶体,横截面上极径为  $r$ 、极角为  $\varphi$  的某点  $\delta_{\text{in}}$  分别为<sup>[5]</sup>:

$$\begin{aligned} \delta_{\text{in}} &= ph \sqrt{\cos^2(2\varphi-2\theta) + \xi^2 \sin^2(2\varphi-2\theta)} \\ \tan(2\varphi-2\theta) &= \xi \tan(2\varphi-2\theta) \\ \delta_{\text{in}} &= \frac{ph(1+2\xi)}{3}, \tan(2\Psi) = \tan(2\varphi) \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} p &= \frac{Q(1-\exp(-\alpha_0 L))P_{\text{in}}}{\lambda \kappa} \approx \frac{Q\alpha_0 L P_{\text{in}}}{\lambda \kappa}, \xi = \frac{2P_{44}}{P_{11}-P_{12}}, \\ Q &= \left( \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right) \frac{n_0^3}{4} \frac{1+\nu}{1-\nu} (P_{11}-P_{12}), \\ h &= \frac{(r/r_0)^2 + \exp(-r^2/r_0^2) - 1}{(r/r_0)^2} \end{aligned} \quad (10)$$

式中:  $\theta$  为晶轴的倾斜角;  $P_{\text{in}}$  为入射激光功率;  $\lambda$  为激光波长;  $\kappa$  为热导率;  $p_{ij}$  为光弹系数;  $\alpha_0$  和  $L$  分别为材料的吸收系数和长度;  $n_0$  和  $\nu$  分别为折射率和泊松比;  $Q$  为与弹光效应相关的常量。忽略线性双折射的高阶因子,结合公式(8)和公式(9)横截面上某点的退偏值为:

$$\begin{aligned} \Gamma(r, \varphi) &= \{ p' [(\xi' - 1) \cos 4\theta' - 1 - \xi'] - \\ &4(1+2\xi)p/3\pi \} h \cos 2\varphi + [4(1+2\xi)p/3\pi + \\ &p'(\xi' - 1) \sin 4\theta'] h \sin 2\varphi / 16 \end{aligned} \quad (11)$$

当公式(11)恒为零时,横截面上各点的退偏量取得最小值,有:

$$\begin{cases} \sin(4\theta') + \cos(4\theta') = \frac{\xi' + 1}{\xi' - 1} \\ \frac{p}{p'} = \frac{3\pi(1-\xi') \sin(4\theta')}{4(1+2\xi)} \end{cases} \quad (12)$$

由上式得到的任意一组补偿晶体和旋光晶体的

参数  $\xi'$  与参数  $p'/p$  的关系如图 2 所示,根据图 2 可以得到能够补偿隔离器热致退偏效应的晶体及其结构参数。

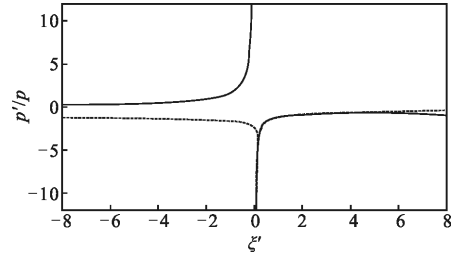


图 2 参数  $p'/p$  和  $\xi'$  的关系

Fig.2 Relationship between parameters  $p'/p$  and  $\xi'$

假设波长为 1 064 nm,光斑半径为 1 mm 的激光反向通过光隔离器,TGG 晶体的直径为 6 mm,长度为 25.6 mm,  $\kappa=7.4 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{T})$ ,  $Q=17 \times 10^{-7}/\text{K}$ ,  $\alpha_0=2 \times 10^{-3}/\text{cm}$ ,  $\xi=2.2$ <sup>[6]</sup>。选用[001]向的氟化钙  $\text{CaF}_2$  作为补偿材料,具体参数为<sup>[7]</sup>  $\kappa=9.71 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{T})$ ,  $\alpha_0=1 \times 10^{-3}/\text{cm}$ ,  $\xi=-0.47$ ,  $p_{11}-p_{12}=-0.513$ ,  $\nu=0.26$ 。由公式(10)、(12)可得氟化钙的最佳角度为  $\theta'=0.65$ ,最佳长度为  $L=25.1 \text{ mm}$ 。

结合公式(7)和公式(11),隔离度随入射光功率的变化如图 3 所示,图中虚线表示采用外置补偿方案设计光隔离器的隔离度,实线表示普通光隔离器的隔离度。

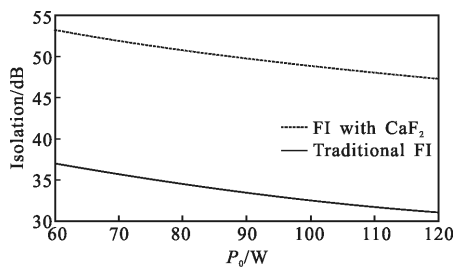


图 3 隔离度与输入光功率的关系

Fig.3 Relationship between isolation and the input optical power

以激光功率为 100 W 时为例进行分析,从图 3 可知,该功率下采用外置补偿方案扼隔离器,其隔离度为 48.8 dB,较普通隔离器提高了 16.3 dB。可见,氟化钙晶体可以有效补偿 TGG 晶体的热致退偏效应,提高隔离器的隔离度。

### 2.2 热透镜补偿理论分析

激光经过隔离器后,要求出射光的光束质量好、

功率损耗足够低,但高功率激光条件下,晶体的折射率受温度分布影响较大。当激光通过晶体时由于折射率的变化产生波前畸变,导致热透镜效应并影响激光光束质量,因此需要对磁光晶体的热透镜效应及其补偿方法进行研究。

当磁光晶体的温度折射率系数为正数时,激光通过晶体时产生的热透镜效应为正透镜效应,通过引入能产生负热透镜效应的材料,可以实现对热透镜效应的补偿。由于磁光晶体 TGG 的  $dn/dt=2\times 10^{-6}/K$ , 氟化钙的  $dn/dt=-9.6\times 10^{-6}/K$ , 因此氟化钙可以补偿 TGG 晶体的热透镜效应。仅考虑激光经过磁光晶体后的相位变化,当激光正向通过图 1 所示隔离器后,出射光的电场矢量以及忽略热效应时的电场矢量为:

$$E_{out}=E_0x_0\exp\left[-\frac{r^2}{2r_0^2}+ik(Ln_0+L'n_0')\right] \quad (13)$$

$$E_{ref}=E_0x_0\exp\left[-\frac{r^2}{2r_0^2}+ik(Ln_r+L'n_r')\right] \quad (14)$$

式中: $n_r$ 、 $n_r'$ 分别为磁光晶体和补偿晶体在横截面的折射率; $M$ 、 $M'$ 分别为两种晶体与热透镜效应有关的热光常量,且有

$$\begin{aligned} n_r &= n_0 + [T(r) - T(0)]P \\ n_r' &= n_0' + [T(r) - T(0)]P' \\ M &= \frac{dn}{dT} - \alpha_r \frac{n_0}{4} \frac{1+v}{1-v} (p_{11} + p_{12}) - \frac{\xi-1}{3} Q \\ M' &= \frac{dn'}{dT} - \alpha_r' \frac{n_0'}{4} \frac{1+v'}{1-v'} (p_{11}' + p_{12}') \end{aligned} \quad (15)$$

对于连续单模激光条件下,温度梯度在晶体横截面内可以表示为:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{-\alpha P_0}{2\pi\kappa} \frac{1 - \exp(-r^2/r_0^2)}{r} \quad (16)$$

正向入射光通过隔离器后,由热透镜效应引起的功率损耗<sup>[9]</sup>为:

$$X = 1 - \frac{\left| \int_0^{2\pi} \int_0^\infty d\varphi \int_0^\infty E_{out} E_{ref}^* r dr \right|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E_{out}|^2 r dr \int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E_{ref}|^2 r dr} \quad (17)$$

结合公式(15)、(16),将公式(13)、(14)带入公式(17)中,由热透镜效应引起的功率损耗为:

$$X = \frac{0.067P_0^2}{\lambda^2} \left( \frac{\alpha_0 M L}{\kappa} + \frac{\alpha_0' M' L'}{\kappa'} \right)^2 \quad (18)$$

同时,激光经过补偿晶体和磁光晶体后,其等效热透镜焦距可以表示为<sup>[9]</sup>:

$$F = \frac{4\pi r_0^2}{\lambda P} \left( \frac{M}{Q} + \frac{P'M'}{PQ'} \right)^{-1} \quad (19)$$

假设  $N = \frac{P'M'}{PQ' \frac{Q}{M}}$ , 当  $-2 < N < 0$  时,补偿晶体可以实现对磁光晶体热透镜效应的补偿。选用氟化钙对 TGG 进行补偿时,利用上节得到的最佳补偿参数,计算得到  $N = -0.24$ , 补偿前后热透镜焦距随激光功率的变化如图 4 所示。可见,氟化钙的等效焦距为负值,随激光功率的增大而增大;TGG 晶体的等效焦距为正值,随激光功率的增大而减小。

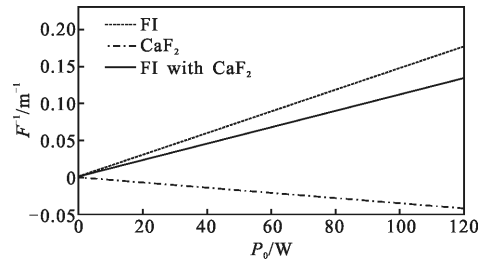


图 4 热透镜焦距变化

Fig.4 Thermal lens focal length changes

结合图 4 和公式(18)可知,在 100 W 入射激光条件下,外置补偿方案隔离器的焦距较普通隔离器增大了 2.1 m,此时两者功率损耗分别为 12%和 20%。可见,氟化钙可有效补偿 TGG 晶体的热透镜效应,减小隔离器的功率损耗。通过增加氟化钙晶体的长度可进一步得到补偿磁光晶体的热透镜效应,但氟化钙过长会影响退偏补偿效果。当氟化钙长度为 120 mm 时,隔离器功率损耗可降至 0.2%以下,此时热透镜补偿效果最佳,但隔离度较普通隔离器降低了 10 dB。

### 3 结论

文中从理论上分析和设计了利用补偿材料补偿高功率光隔离器的热致退偏效应的隔离器结构,并研究了磁光晶体的热透镜效应补偿效果。通过在法拉第旋转器外置补偿材料氟化钙,调节晶体长度、晶向角等参数,可同时对 TGG 晶体内的热致退偏和热透镜效应进行补偿,提高隔离度并减小功率损耗。研究表明,外置补偿方案的隔离器与普通隔离器相比,100 W 功率下隔离度可提高 16.3 dB,功率损耗

降低 8%。实际应用中可以根据对隔离度和激光光束质量的要求,进一步优化隔离器结构,调整氟化钙及 TGG 的结构参数,得到较高的隔离度和较小的功率损耗。

#### 参考文献:

- [1] Li Wei, Wu Zichun, Chen Xi, et al. A high power fiber laser with 1 kW [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, 18(6): 890–895. (in Chinese)  
李伟, 武子淳, 陈曦, 等. 大功率光纤激光器输出功率突破 1 kW[J]. *强激光与粒子束*, 2006, 18(6): 890–895.
- [2] Mironov E A, Voitovich A V, Starobor A V, et al. Compensation of polarization distortions in Faraday isolators by means of magnetic field inhomogeneity [J]. *Applied Optics*, 2014, 53(16): 3486–3491.
- [3] Khazanov E A. Compensation of thermally induced polarization distortions in Faraday isolators [J]. *Quantum Electronics*, 1999, 29(1): 59–64.
- [4] Ge Tingwu, Lu Dan, Wu Jian, et al. Depolarization in high power Faraday isolators with single mode and multi-mode laser incidences [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2010, 22(6): 1229–1233. (in Chinese)  
葛廷武, 陆丹, 伍剑, 等. 高功率隔离器单模与多模工作退偏特性[J]. *强激光与粒子束*, 2010, 22(6): 1229–1233.
- [5] Zhao Qin, Zhang Haitao, Zheng Chao, et al. Investigation of nonlinear and thermal effects of high power pulsed laser isolators [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2013, 188(2): 281–286. (in Chinese)  
赵钦, 张海涛, 郑超, 等. 高功率脉冲光隔离器非线性及热效应分析[J]. *强激光与粒子束*, 2013, 188(2): 281–286.
- [6] Snetkov I L, Mukhin I, Palashov O V, et al. Compensation of thermally induced depolarization in Faraday isolators for high average power lasers [J]. *Opt Express*, 2011, 19(7): 6374–6384.
- [7] CaF<sub>2</sub> Product Information Sheet (Corning Incorporated 2003). [http://www.corning.com/assets/0/965/989/1081/DE05B274\\_7588-4CB0-83AB-99CE391DDE31.pdf](http://www.corning.com/assets/0/965/989/1081/DE05B274_7588-4CB0-83AB-99CE391DDE31.pdf)
- [8] Victor Zelenogorsky, Oleg Palashov, Efim Khazanov, et al. Adaptive compensation of thermally induced phase aberrations in Faraday isolators by means of a DKDP crystal [J]. *Optics Communications*, 2007, 278: 8–13.
- [9] Ivan Mukhin, Alexandr Voitovich. 2.1 Tesla permanent magnet Faraday isolator for subkilowatt average power lasers [J]. *Optics Communications*, 2009, 282: 1969–1972.