

异面腔四频差动激光陀螺的色散平衡

汪之国 龙兴武 王 飞

(国防科技大学光电科学与工程学院光电工程系, 湖南 长沙 410073)

摘要 为了减小异面腔四频差动激光陀螺(DLG)腔长变动导致的零漂,对 DLG 的色散平衡进行了研究。利用气体激光的经典理论,推导了 DLG 零偏与工作点和轴向磁场的函数关系,给出了色散平衡的理论证明。利用在 DLG 增益管上缠绕通电线圈,给增益介质施加大小可控的轴向磁场,通过驱动腔平移镜上的压电换能器调节腔长来改变工作点,做出了零偏随腔长和线圈电流的变化曲线。结果表明,零偏对腔长变化的灵敏度是轴向磁场的函数,当增益曲线的塞曼分裂量等于非互易分裂量时零偏对腔长变动不敏感。色散平衡技术减小了腔变动对 DLG 的影响,有利于提高 DLG 精度。

关键词 光学测量;异面腔四频差动激光陀螺;色散平衡;零漂;工作点

中图分类号 V241.5⁺58 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092910.2892

Dispersion Equalization of Four-Frequency Differential Laser Gyroscope with Non-Planar Resonator

Wang Zhiguo Long Xingwu Wang Fei

(Department of Opto-Electronic Engineering, College of Opto-Electronic Science and Engineering,
National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract In order to reduce drift caused by cavity variation, dispersion equalization of non-planar four-frequency differential laser gyro was investigated. Expression of DLG bias as a function of operating point and axial magnetic field was derived from classic theory of gas laser. Consequently the dispersion equalization was proved theoretically. Coil around gain tube was used to provide axial magnetic field with controllable strength for gain medium, and piezoelectric transducer attached to cavity mirror was used to adjust cavity length or operating point. Afterwards, experimental curve of bias versus cavity length and coil current was obtained. The results showed that bias sensitivity to cavity-length change was a function of axial magnetic field, which was zero with Zeeman splitting of gain curve equal to nonreciprocal splitting. Dispersion equalization reduces drift caused by cavity variation, so it helps to improve DLG precision.

Abstract optical measurement; non-planar four-frequency differential laser gyro; dispersion equalization; zero drift; operating point

1 引 言

机械抖动和四频差动是克服激光陀螺^[1~14]闭锁问题最成功的两种方案。四频差动激光陀螺(DLG)没有机械活动部件、不过锁区,具有机械陀螺无法比拟的优势^[1],但是使用水晶旋光的传统 DLG 对温度变化非常敏感,因而应用范围受到限制。为了消除水晶片这个导致 DLG 温度敏感性的

最主要来源,我们使用异面光路来产生互易偏频,研制了腔长为 20.4 cm 的异面腔 DLG。对增益介质的反常色散效应所引入的次要误差进行了研究。

DLG 正常工作时,稳频电路将左、右旋陀螺稳定在增益曲线对称的两边,使它们的色散量大小相等,从而在输出中抵消。但腔长变动、增益曲线的不对称及变形都会使左、右旋陀螺的色散量在输出中

收稿日期: 2008-12-02; 收到修改稿日期: 2009-02-13

作者简介: 汪之国(1982—),男,博士研究生,主要从事四频差动激光陀螺方面的研究。E-mail: maxborn@163.com

导师简介: 龙兴武(1958—),男,教授,博士生导师,主要从事光电检测技术、光学元件加工工艺学、薄膜光学及技术、新型激光器技术和激光在惯性制导技术中的应用等方面的研究。E-mail: xwlong110@sina.com(通信联系人)。

不能完全消除。“色散平衡”(Dispersion equalization) 或称“色散补偿”(Dispersion compensation), 是通过在 DLG 的增益区外加轴向磁场, 利用增益曲线的塞曼 (Zeeman) 分裂, 使左、右旋陀螺各自的一对相向行波模具有相同的色散量, 从而实现 DLG 对腔长变化和增益曲线变化不敏感的方法。该方法最早由美国联合技术公司的 Ferrar^[4] 提出但尚未在国内发现相关研究报道, 主要原因是当水晶片导致的零漂占主要地位时, 色散平衡没有什么作用。本文利用气体激光的经典理论, 给出了色散平衡的理论基础, 然后做出了 DLG 零偏随工作点和磁场强度变化的实验曲线。结果表明色散平衡使 DLG 对腔长变化的灵敏度显著降低。

2 理论基础

2.1 DLG 的工作原理

图 1 是 DLG 的结构示意图^[2], 它由四个反射镜组成环形腔, 腔内置有增益介质、互易旋光器和非互易旋光器。DLG 的本征偏振模是圆偏振模, 互易旋光器消除了左旋本征模和右旋本征模的简并, 产生互易频率分裂, 频率分裂的大小由互易旋光器决定, 通常互易旋光 90°。非互易旋光器使用光学玻璃的法拉第效应来产生, 它使同偏振的相向行波产生频率分裂远离锁区, DLG 的四个模式在增益曲线上的分布如图 2 所示^[3,4]。

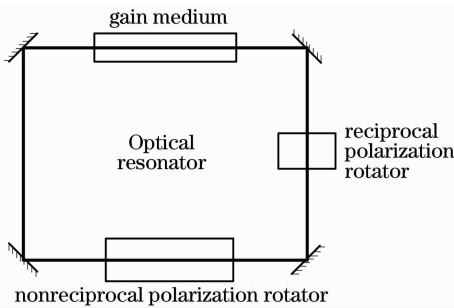


图 1 DLG 的原理结构图

Fig. 1 Schematic diagram of DLG

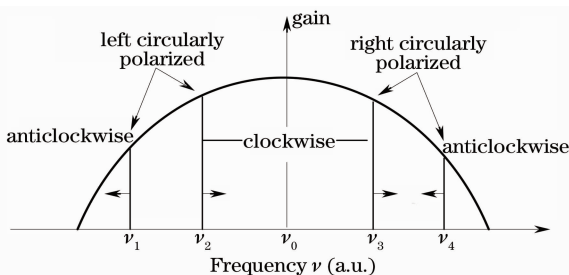


图 2 DLG 的模式分布

Fig. 2 Modes spectrum of DLG

当输入角速率为 ν_{in} 时, 左旋对模的拍频为

$$\nu_{LCP} = \nu_F + S\nu_{in}, \tag{1}$$

右旋对模的拍频为

$$\nu_{RCP} = \nu_F - S\nu_{in}, \tag{2}$$

式中 ν_F 为非互易偏频, S 为 DLG 的几何比例因子。将左旋对模和右旋对模的拍频差动即得 DLG 的输出

$$\nu_{out} = \nu_{LCP} - \nu_{RCP} = 2S\nu_{in}, \tag{3}$$

于是非互易偏频在输出信号中被差动掉, 并得到了两倍单陀螺的灵敏度。

本文研究的 DLG 由整块超低膨胀的微晶玻璃加工而成, 采用异面环形光路而非原先的水晶片来实现 90° 旋光, 腔长为 20.4 cm。增益管由直接在腔体上加工的毛细管构成, 并使用对称放电结构以减小朗缪尔效应。由光路中的法拉第室提供非互易偏频, 在法拉第室通光表面镀增透膜以减小损耗和散射。

2.2 增益曲线的 Zeeman 分裂

当在增益管上外加与光束平行的轴向磁场时, Ne 原子能级产生 Zeeman 分裂^[5, 6, 15], 导致正、负旋圆偏振光增益曲线的分裂(图 3)。以轴向磁场为参考方向定义的正、负旋光中, 正旋光的增益曲线向高频方向移动 $\nu_z/2$, 而负旋光的增益曲线向低频方向移动 $\nu_z/2$ 。 ν_z 与磁场强度 H 的关系为

$$\nu_z = 2b \frac{\mu_B H}{h}, \tag{4}$$

式中玻尔磁子 $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{J/T}$, 普朗克常量 $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$, b 为朗德因子, 对氦氖激光器的 632.8 nm 谱线 $b = 1.3$, 所以

$$\nu_z = 3.64 \times 10^{10} H. \tag{5}$$

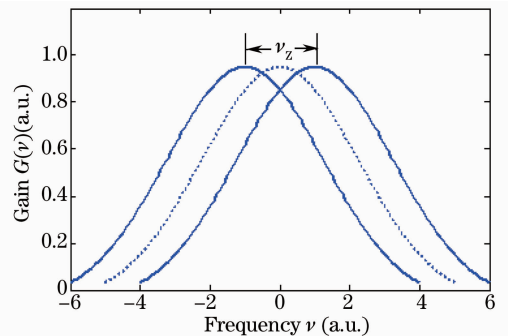


图 3 增益曲线的 Zeeman 分裂

Fig. 3 Zeeman splitting of gain curve

由于跃迁选择定则的限制, 正旋光只能在正旋增益曲线上获取增益, 负旋光只能在负旋增益曲线上获取增益。在下面的分析中, 以图 2 中的 ν_1 为负

旋光,则 ν_2 为正旋光, ν_3 为负旋光, ν_4 为正旋光。

2.3 DLG 的色散误差^[5]

(3)式是 DLG 的理想公式,实际上腔长的变化、激活原子的流动、外界磁场的变化等因素都会通过增益介质的反常色散效应而产生零偏,使 DLG 的输出偏离理想输出。下面分析零偏与工作点和外界磁场的关系。

DLG 的四个模式以及 Ne^{20} 和 Ne^{22} 峰值发光频率的相对位置如图 4 所示。在图中坐标轴上,以 Ne^{20} 和 Ne^{22} 峰值发光频率的中点为坐标原点,二者的峰值频率间隔为 ν_S 。设互易分裂为 ν_A ,非互易分裂为 ν_F ,四个模式频率的平均值为 ν_{dt} ,则没有转速输入时 DLG 四个模式的空腔频率分别表示为

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \nu_{dt} - \frac{\nu_A}{2} - \frac{\nu_F}{2}, \\ \nu_2 &= \nu_{dt} - \frac{\nu_A}{2} + \frac{\nu_F}{2}, \\ \nu_3 &= \nu_{dt} + \frac{\nu_A}{2} - \frac{\nu_F}{2}, \\ \nu_4 &= \nu_{dt} + \frac{\nu_A}{2} + \frac{\nu_F}{2}. \end{aligned}$$

对于设计好的 DLG,互易偏频和非互易偏频为常量,四个模式的空腔频率只受 ν_{dt} 的影响, ν_{dt} 即代表工作点。

腔长和 q 阶纵模频率的关系如下式:

$$\nu_q = q \frac{c}{L}, \tag{6}$$

式中 c 为光速, L 为腔长,所以 ν_{dt} 由腔长决定。

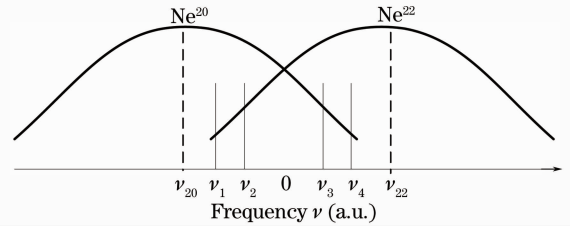


图 4 DLG 激光频率与 Ne^{20} 和 Ne^{22} 中心频率坐标

Fig. 4 Relative displacement of DLG laser frequencies and central frequencies of Ne isotopes

设 DLG 四个模式的光强分别为 I_1, I_2, I_3, I_4 , 则考虑到增益饱和效应时的发光频率为 ν_0 的单位 Ne 原子为频率为 ν 的激光提供的增益为

$$g(\nu, \nu_0) = g_0 \left[1 + \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1} \times \left\{ 1 + \sum_{i=1}^4 \frac{I_i}{I} \left[1 + \left(\frac{\tilde{\nu}_i - \nu_0}{\Delta\nu_{L_i}} \right)^2 \right]^{-1} \right\}^{-1}, \tag{7}$$

式中 g_0 为峰值增益, $\Delta\nu_L$ 为 Ne 原子的均匀展宽, I 为饱和光强, $\tilde{\nu}_i$ 为由于不同方向和偏振的行波与不同的原子群作用导致的第 i 个模的转换频率 (Transfer frequency), 每个模式的转换频率见表 1, 对 Ne^{20} 和 Ne^{22} 来说表中 k 分别为 20 和 22。

表 1 转换频率表

Table 1 Transfer frequencies

Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4
$\tilde{\nu}_1 = \nu_1$	$\tilde{\nu}_1 = 2\nu_k - \nu_1$	$\tilde{\nu}_1 = 2\nu_k - \nu_1 - \nu_2$	$\tilde{\nu}_1 = \nu_1 + \nu_2$
$\tilde{\nu}_2 = 2\nu_k - \nu_2$	$\tilde{\nu}_2 = \nu_2$	$\tilde{\nu}_2 = \nu_2 - \nu_2$	$\tilde{\nu}_2 = 2\nu_k - \nu_2 + \nu_2$
$\tilde{\nu}_3 = 2\nu_k - \nu_3 - \nu_2$	$\tilde{\nu}_3 = \nu_3 + \nu_2$	$\tilde{\nu}_3 = \nu_3$	$\tilde{\nu}_3 = 2\nu_k - \nu_3$
$\tilde{\nu}_4 = \nu_4 - \nu_2$	$\tilde{\nu}_4 = 2\nu_k - \nu_4 + \nu_2$	$\tilde{\nu}_4 = 2\nu_k - \nu_4$	$\tilde{\nu}_4 = \nu_4$

与增益 $g(\nu, \nu_0)$ 相应的色散为

$$d(\nu, \nu_0) = g(\nu, \nu_0) \frac{\nu - \nu_0}{2\Delta\nu_L}, \tag{8}$$

考虑到增益介质的非均匀展宽,则总的色散为

$$D(\nu) = N \int_{-\infty}^{\infty} d(\nu, \nu_0) W(\nu_0) d\nu_0, \tag{9}$$

式中 N 为总的激活原子数, $W(\nu_0)$ 为非均匀展宽的权重函数。

Ne^{20} 和 Ne^{22} 的权重函数分别为

$$W_{20}^{\pm}(\nu_0) = \frac{1}{\Delta\nu_{D20}} \exp \left[-\frac{(\nu_0 + \nu_S/2 \mp \nu_Z/2)^2}{\Delta\nu_{D20}^2} \right],$$

$$W_{22}^{\pm}(\nu_0) = \frac{1}{\Delta\nu_{D22}} \exp \left[-\frac{(\nu_0 - \nu_S/2 \mp \nu_Z/2)^2}{\Delta\nu_{D22}^2} \right],$$

总权重函数为

$$W^{\pm}(\nu_0) = F_{20} W_{20}^{\pm}(\nu_0) + F_{22} W_{22}^{\pm}(\nu_0), \tag{10}$$

式中 \pm 表示正、负旋, F_{20} 和 F_{22} 分别为 Ne^{20} 和 Ne^{22} 所占百分比, $\Delta\nu_{D20}$ 和 $\Delta\nu_{D22}$ 分别为 Ne^{20} 和 Ne^{22} 的非均匀展宽参量。

色散 $D(\nu)$ 导致的频率变化为

$$\Delta f = -\frac{c}{2\pi L} D(\nu), \tag{11}$$

所以色散导致的零偏为

$$\nu_0 = -\frac{c}{2\pi L} \{ [D(\nu_2) - D(\nu_1)] - [D(\nu_4) - D(\nu_3)] \}.$$

2.4 色散平衡

由于 ν_1 和 ν_2 模的频率非常接近,获得的增益基本相等,所以有 $I_1 \approx I_2$, 同样 $I_3 \approx I_4$ 。下面证明当

$\nu_F = \nu_Z$ 时,即外加磁场产生的 Zeeman 分裂等于法拉第室的非互易分裂时,色散零偏 ν_b 为 0。

ν_1 在 Ne^{20} 负旋增益曲线上获取增益因而伴随的色散量为

$$D_{20}^-(\nu_1) = F_{20} N g_0 \frac{1}{\Delta\nu_{D20}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + [(\nu_1 - \nu_0)/\Delta\nu_L]^2} \left\{ 1 + \sum_{i=1}^4 \frac{I_i}{I} \left[1 + \left(\frac{\tilde{\nu}_i - \nu_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1} \right\}^{-1} \frac{\nu_1 - \nu_0}{2\Delta\nu_L} \times \exp\left[-\frac{(\nu_0 + \nu_S/2 + \nu_Z/2)^2}{\Delta\nu_{D20}^2}\right] d\nu_0. \quad (13)$$

ν_2 在 Ne^{20} 正旋增益曲线上获取增益因而伴随的色散量为

$$D_{20}^+(\nu_2) = F_{20} N g_0 \frac{1}{\Delta\nu_{D20}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + [(\nu_2 - \nu_0)/\Delta\nu_L]^2} \left\{ 1 + \sum_{i=1}^4 \frac{I_i}{I} \left[1 + \left(\frac{\tilde{\nu}_i - \nu_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1} \right\}^{-1} \frac{\nu_2 - \nu_0}{2\Delta\nu_L} \times \exp\left[-\frac{(\nu_0 + \nu_S/2 - \nu_Z/2)^2}{\Delta\nu_{D20}^2}\right] d\nu_0. \quad (14)$$

将 ν_1 对应的 Ne^{20} 的转换频率代入(13)式,并令 $\nu'_0 = \nu_0 + \nu_Z/2$, 则(13)式可以化为

$$D_{20}^-(\nu_1) = F_{20} N g_0 \frac{1}{\Delta\nu_{D20}} \int_{-\infty}^{\infty} [1 + f_1(\nu'_0)]^{-1} \frac{\nu_{dt} - \nu_A/2 - \nu'_0}{2\Delta\nu_L} \left[1 + \left(\frac{\nu_{dt} - \nu_A/2 - \nu'_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1} \times \exp\left[-\frac{(\nu'_0 + \nu_S/2)^2}{\Delta\nu_{D20}^2}\right] d\nu'_0,$$

其中

$$f_1(\nu'_0) = \frac{I_1}{I} \left[1 + \left(\frac{\nu_{dt} - \nu_A/2 - \nu'_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1} + \frac{I_2}{I} \left[1 + \left(\frac{-\nu_S - \nu_{dt} + \nu_A/2 - \nu'_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1} + \frac{I_3}{I} \left[1 + \left(\frac{\nu_S - \nu_{dt} - \nu_A/2 - \nu'_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1} + \frac{I_4}{I} \left[1 + \left(\frac{\nu_{dt} + \nu_A/2 - \nu'_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1},$$

经过类似推导,(14)式可以化为

$$D_{20}^+(\nu_2) = F_{20} N g_0 \frac{1}{\Delta\nu_{D20}} \int_{-\infty}^{\infty} [1 + f_2(\nu'_0)]^{-1} \frac{\nu_{dt} - \nu_A/2 - \nu'_0}{2\Delta\nu_L} \left[1 + \left(\frac{\nu_{dt} - \nu_A/2 - \nu'_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1} \times \exp\left[-\frac{(\nu'_0 + \nu_S/2)^2}{\Delta\nu_{D20}^2}\right] d\nu'_0,$$

其中

$$f_2(\nu'_0) = \frac{I_1}{I} \left[1 + \left(\frac{-\nu_S - \nu_{dt} + \nu_A/2 - \nu'_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1} + \frac{I_2}{I} \left[1 + \left(\frac{\nu_{dt} - \nu_A/2 - \nu'_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1} + \frac{I_3}{I} \left[1 + \left(\frac{\nu_{dt} + \nu_A/2 - \nu'_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1} + \frac{I_4}{I} \left[1 + \left(\frac{\nu_S - \nu_{dt} - \nu_A/2 - \nu'_0}{\Delta\nu_L} \right)^2 \right]^{-1}.$$

将 $I_1 \approx I_2, I_3 \approx I_4$ 代入,即可证明 $D_{20}^+(\nu_1) = D_{20}^-(\nu_2)$, 即 Ne^{20} 对 ν_1 和 ν_2 的色散相同。同理可以证明, Ne^{20} 和 Ne^{22} 合成的总增益曲线对同偏振的相向行波提供相同的增益和色散,而与 $F_{20}, N g_0, \nu_{dt}$ 等参量无关,这样就消除了增益曲线不对称、增益曲线整体抬升、工作点变化等因素导致的零偏。

3 实验装置和实验结果

下面对不同轴向磁场下零偏随工作点的变化进行实验研究。

3.1 实验装置

实验装置如图 5 所示。DLG 输出的光信号经过信号处理,通过测试电路将拍频信息送入计算机。在 DLG 的增益管上缠绕导电线圈,然后通以电流,即产生沿增益管轴线方向的磁场,调节电流的方向和大小即可改变磁场的方向与强度。计算机通过 NI 公司生产的 PCI6221 数据采集卡上的 16 位数模转换器(D/A converter)输出控制电压,经过压电陶瓷(PZT)驱动器放大后推动 DLG 腔平移镜,从而实现腔长以及工作点的控制。计算机在每一个压电陶瓷控制电压下采集相应的零偏,得到零偏与工作

点的扫描曲线,然后改变线圈电流得到不同电流下的扫描曲线。为了减小外界磁场的影响,将 DLG 置于磁屏蔽盒之中。

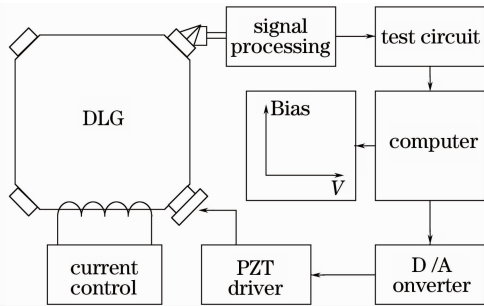


图 5 实验装置图

Fig. 5 Diagram of experimental setup

3.2 实验结果

将腔长变化限制在一个波长之内,分别在 0, 20, 27 和 40 mA 线圈电流下对某异面腔 DLG 作出了零偏随驱动电压变化曲线,结果如图 6 所示。

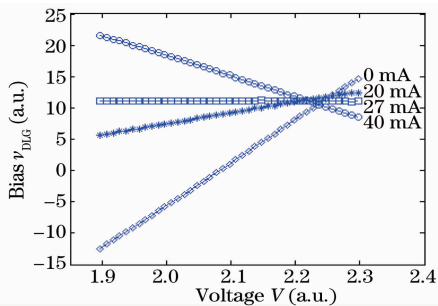


图 6 不同线圈电流下 DLG 零偏随驱动电压的变化曲线

Fig. 6 DLG bias versus driver voltage for different coil current

由图 6 的实验结果可以看出:

1) 在 DLG 的工作区内,零偏与驱动电压近似为线性关系;

2) 零偏随驱动电压变化的灵敏度是轴向磁场的函数,线圈电流为 0 表示没有外加磁场时零偏随驱动电压的变化曲线,这时工作点变化会带来不小的零漂。当线圈电流为 27 mA 时,DLG 零偏不随驱动电压即工作点变化而变化,即该 DLG 的色散平衡电流是 27 mA。色散平衡大大减小了 DLG 工作时增益曲线变形、工作点漂移所导致的零漂,而且也降低了对稳频精度的要求。

3.3 环境干扰对色散平衡的影响

从上面的分析可知,对于每个 DLG,其所需的色散平衡电流/磁场是固定的。当环境温度发生变化、或者环境磁场作用于 DLG 时,色散平衡条件将受影响。为了增强色散平衡技术的工程适用性,可以采取如下措施:

1) 对 DLG 进行多层磁屏蔽减小环境磁场干扰,根据温度对色散平衡所需线圈电流进行标定,然后建立温度补偿模型,以适应环境温度变化;

2) 根据 DLG 的特性进行闭环主动控制,如文献[14]采取了测量 DLG 顺时针和逆时针出射光束的光强来控制色散平衡所需磁场的方法。通过闭环控制,使色散平衡不受环境干扰的影响。

4 结 论

增益介质的反常色散效应是异面腔 DLG 的主要误差来源之一,由于 DLG 增益曲线的不对称、增益曲线随温度变化的变形以及工作点的变化等原因,导致 DLG 的零漂。轴向磁场引起增益介质的能级发生 Zeeman 分裂,导致 DLG 的零偏随腔长变化的灵敏度与磁场有关。通过选择合适的磁场,可以使 DLG 不受腔长变化、增益曲线的不对称以及变形的影响,实现色散误差的补偿,提高 DLG 的精度。

参 考 文 献

- 1 Fernandez M, Ebner B, Dahlen N. Zero-Lock™ Laser Gyro[C]. *Proceedings of the Annual Rocky Mountain Guidance and Control Conference, Keystone, CO*, 1989; 235~241
- 2 C. H. Volk, S. C. Gillespie, J. G. Mark *et al.*. Multioscillator Ring Laser Gyroscopes and Their Applications [A]. In: Loukianov D, Rodloff R, Sorg H, *et al.* *Optical Gyros and Their Application*[C]. RTO AGARDograph 339, 1999; 4. 1~4. 26
- 3 Weng W. Chow, Jarel B. Hambenne, Thomas J. Hutchings *et al.*. Multioscillator laser gyros[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1980, **16**(9): 918~936
- 4 Carl M. Ferrar. Dispersion Compensated Laser Gyro[P]. US Patent 3973851, 1976. 08. 10
- 5 Hermann Statz, Terry A. Dorschner, Michael Holtz *et al.*. *The Multioscillator Ring Laser Gyro*[M]. Amsterdam: North Holland Press, 1985. 229~332
- 6 Jiang Yanan. *Ring Laser Gyro* [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 1985. 187~189
姜亚南. *环形激光陀螺*[M]. 北京: 清华大学出版社, 1985. 187~189
- 7 Jin Shilong, Li Xiaohong, Huang Yun *et al.*. A new grooved mirror of the ring laser gyro[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(2): 259~263
金世龙,李小红,黄云等. 激光陀螺新型槽片[J]. *光学学报*, 2006, **26**(2): 259~263
- 8 Jin Shilong, Long Xingwu, Wang Fei *et al.*. Technology research for ring laser gyro to overcome the environmental temperature variation[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(3): 409~414
金世龙,龙兴武,王飞等. 激光陀螺克服高、低温冲击的技术研究[J]. *光学学报*, 2006, **26**(3): 409~414
- 9 Wang Zhiguo, Long Xingwu, Wang Fei *et al.*. Choice of operating point for the four-mode differential laser gyros[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(2): 301~304
汪之国,龙兴武,王飞等. 四频差动激光陀螺工作点的选择[J]. *光学学报*, 2008, **28**(2): 301~304
- 10 Gao Yukai, Deng Zhenglong. A new method for eliminating the

- lock-in error of mechanically dithered ring laser gyro[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(3): 354~358
- 高玉凯, 邓正隆. 消除机械抖动激光陀螺闭锁误差的方法[J]. *中国激光*, 2007, **34**(3): 354~358
- 11 Gao Yukai, Lin Yurong, Deng Zhenglong. A method for improving the performance of ring laser gyro by injecting the multi-cycles step noise with white noise[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(4): 481~484
- 高玉凯, 林玉荣, 邓正隆. 改善激光陀螺输出特性的随机噪声注入方法[J]. *中国激光*, 2007, **34**(4): 481~484
- 12 Jin Shilong, Long Xingwu, Li Xiaohong *et al.*. Research on new type control mirror of light path and optical path length for ring laser gyroscope[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(4): 562~566
- 金世龙, 龙兴武, 李晓红 等. 激光陀螺新型光路程长控制镜的研制[J]. *光学学报*, 2006, **26**(4): 562~566
- 13 W. W. Chow, J. Gea-Banacloche, L. M. Pedrotti *et al.*. The ring laser gyro[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 1985, **57**(1): 61~104
- 14 Robert A. Mitchell, Tae Whan Hahn. Means and method for active dispersion equalization of a Multioscillator ring laser gyroscope[P]. US. Patent 5786895, 1998. 7. 28
- 15 Zhou Bingkun, Gao Yizhi, Chen Ti'rong *et al.*. *Laser Principle* [M]. (Fourth Edition) Beijing: National Defence Industry Press, 2000. **217**
- 周炳琨, 高以智, 陈侗嵘 等. *激光原理* [M]. (第四版) 北京: 国防工业出版社, 2000. **217**