

文章编号: 0253-2239(2004)02-279-5

考虑晶体应力情况下的单块非平面环形腔分析*

王 青 高春清 魏光辉

(北京理工大学光电工程系, 北京 100081)

摘要: 简要分析了单块非平面环形腔单频激光器的基本原理, 并采用琼斯矩阵计算了单块单向行波非平面环形腔内的本征偏振态。深入分析了磁场强度、输出面偏振反射系数、入射角、非平面角及腔内其它参量对各本征偏振态的损耗及两本征偏振态间损耗差的影响, 并且指出如何选择各参量以降低本征偏振态的损耗且增大两本征偏振态间的损耗差。最后还通过计算晶体应力在两个本征偏振态方向引起的相位差, 讨论了应力作用方向以及应力双折射系数对腔内本征偏振态的损耗和两本征偏振态间损耗差的影响。

关键词: 激光技术; 单频激光器; 非平面环形腔; 本征值; 应力双折射; 损耗差

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

Analysis of Monolithic Nonplanar Ring Oscillators by Considering the Stress-Induced Birefringence

Wang Qing Gao Chunqing Wei Guanghui

(Department of Optoelectronic Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081)

(Received 25 November 2002)

Abstract: The principle of monolithic nonplanar ring single-frequency laser was introduced, and eigenpolarization states of monolithic unidirectional traveling wave nonplanar ring oscillator (NPRO) were calculated by Jones matrix. The influences of magnetic field strength, reflection coefficients of the output coupler, incident angle, nonplanar angle and other parameters inside cavity on the loss and loss difference of eigenpolarizations were analyzed. How to choose the parameters of cavity to decrease the loss of eigenpolarization states and increase the loss difference between two eigenpolarization states was pointed out. The influences of the stress direction and the stress-induced birefringence coefficient on the loss and loss difference of the eigenpolarization states in the cavity were discussed by calculating the phase difference between two eigenpolarization states induced by stress birefringence.

Key words: laser techniques; single-frequency laser; nonplanar ring oscillators; eigenvalue; stress-induced birefringence; loss difference

1 引 言

激光二极管抽运的单频稳频固体激光器具有优异的时间、空间相干特性, 在相干光通信、光纤传感、全息照相、精密干涉测量和相干探测激光雷达等领域具有广阔的应用前景。目前实现激光二极管抽运固体激光器单频输出的方法有微片谐振腔法、腔内

插入纵模选择元件的法布里-珀罗标准具法、扭转模腔法和非平面单向行波环形腔法^[1]。在各种产生单频激光的方法中, 微片法最简单易行, 由薄片激光晶体组成谐振腔, 可得到窄线宽的单频激光, 但由于增益体积有限, 使激光输出功率受到限制。扭转模腔、法布里-珀罗标准具腔、加入声光调制器法和法拉第光学单向器法都需要在谐振腔内插入其它元件, 腔内损耗因此变大, 输出频率稳定性受环境影响较大。单块非平面环形腔激光器以其优良的频率特性和稳定性受到了广泛的关注^[2,3]。这种器件由单块晶体

* 国家“十五”预研项目资助课题。

E-mail: leonwangq@hotmail.com

收稿日期: 2002-11-25

构成,其实现单频激光的原理类似于加入法拉第光学单向器的单向行波平面环形腔。它集增益介质、光学单向器和输出耦合于一身,因而具有结构简单稳固,频率及功率噪声小,线宽窄,调节容易,效率及单频输出功率相对较高的优点。

由于非平面环形振荡器(NPRO)在一单块晶体上实现振荡,因而其对单块结构设计有较高要求,受加工和晶体自身质量的多方面影响。曾经有人对非平面环形振荡器进行了详细的理论分析^[4],求解了单块非平面环形腔的各个本征态。本文在前人的基础上,对腔内各参量对谐振腔特性的影响进行了深入的分析,并且讨论了晶体应力引起的双折射对各本征偏振态损耗及两偏振态间的损耗差的影响。为了使后面的讨论便于理解,我们先简要介绍一下非平面环形振荡器的基本原理及本征值的求解方法。

2 非平面环形振荡器的本征偏振态

2.1 非平面环形腔单频激光器的基本原理

在平面型单向行波环形腔中,单向器(又称“光学二极管”)由偏振器、二分之一波片和法拉第磁光旋转器组成。非平面环形腔获得单向行波的原理与其相似,它利用光波在腔内不同空间取向的全反射面上的相位延迟、由外加磁场引入的法拉第旋光效应使正向和反向传播的光线具有不同的本征偏振态和本征值,通过在输出耦合面上镀膜使不同方向的偏振光具有不同的反射系数,最终只让一个传播方向的某一偏振态起振而实现单向行波振荡。

目前国际上流行的单块非平面单向行波环形腔如图 1 所示, A 点既是抽运光的入射点,又是振荡激光的输出点,光在 B、C 和 D 点全反射。A 点的介质膜不仅要抽运光高透还要对振荡光的 s 偏振光和 p 偏振光有不同的透射率,以起到选择输出单频的作用。

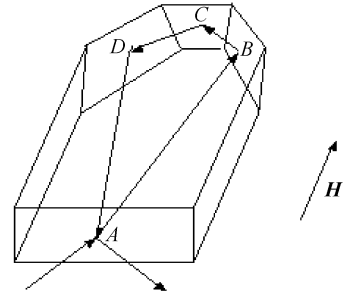


Fig. 1 Scheme of nonplanar ring oscillators

2.2 单块非平面环形腔的本征值求解

下面用琼斯矩阵计算非平面环形腔内沿顺时针和逆时针两个方向传播的四个本征偏振态对应的本征值及其损耗。

图 2 描述了腔内光线传输路径,并定义了各点的全反射角 θ_A 、 θ_B 、 θ_C 和二面角 β 。整个光路图具有四个自由度,我们选取 AE 、 CE 、 θ_A 和 β 作为确定腔结构的四个基本参量。其中 θ_A 决定了整个谐振腔的像散和输出耦合面上 s 偏振光和 p 偏振光反射系数的差值,二面角 β 反映了谐振腔的非平面度, AE 和 CE 决定了法拉第磁旋效应作用的距离和谐振腔的光程长。在腔内振荡光应该有顺时针(CW)和逆时针(CCW)两个传播方向,综合考虑各反射面相移、坐标系变换和法拉第磁旋所引入的琼斯矩阵,两个方向上的琼斯矩阵可表示为

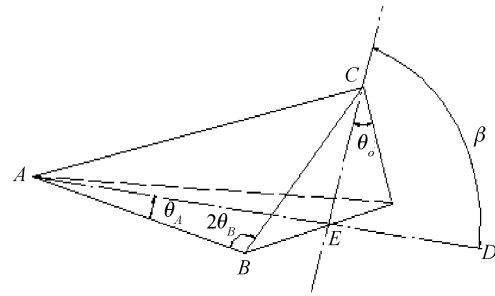


Fig. 2 Scheme of light pass inside cavity

$$M_{CCW} = M_A R(\theta_{DA}) R(-\rho_{DA}) M_D R(-\theta_{CD}) R(-\rho_{CD}) M_C R(\rho_{BC}) R(\theta_{BC}) M_B R(-\theta_{AB}) R(\rho_{AB}), \quad (1)$$

$$M_{CW} = R(-\rho_{AB}) R(-\theta_{AB}) M_B R(\theta_{BC}) R(-\rho_{BC}) M_C R(\rho_{CD}) R(-\theta_{CD}) M_D R(\theta_{DA}) R(\rho_{DA}) M_A, \quad (2)$$

其中

$$M_A = \begin{bmatrix} r_p \exp[i(\Delta/2)] & 0 \\ 0 & r_s \exp[-i(\Delta/2)] \end{bmatrix}$$

为 A 点的琼斯矩阵。 r_s 和 r_p 是输出耦合面上 s 偏振光和 p 偏振光的振幅反射系数, Δ 是介质膜所引起两偏振态间的相位差。

$$M_k = \begin{bmatrix} \exp[i(\Delta_k/2)] & 0 \\ 0 & \exp[-i(\Delta_k/2)] \end{bmatrix},$$

$k = B, C, D$, 表示 B、C、D 各点全内反射的琼斯矩阵,其中

$$\tan\left(\frac{\Delta_k}{2}\right) = \frac{\cos \theta_k \sqrt{\sin^2 \theta_k - 1/n^2}}{\sin^2 \theta_k}, \quad (3)$$

$\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$, $\theta = \theta_{AB}, \theta_{BC}, \theta_{CD}, \theta_{DA}$, 表示光线从一个反射面内转到另一个反射面时坐标变换引起的坐标系旋转矩阵。例如 $\mathbf{R}(\theta_{AB})$ 表示从反射面 ABD 转到反射面 ABC 的坐标变换矩阵, θ_{AB} 是反射面 ABD 和 ABC 间的二面角。

$$\mathbf{R}(\rho) = \begin{bmatrix} \cos \rho & -\sin \rho \\ \sin \rho & \cos \rho \end{bmatrix} (\rho = \rho_{AB}, \rho_{BC}, \rho_{CD}, \rho_{DA}),$$

表示法拉第磁旋引入的琼斯矩阵。 $\rho = VL\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}$ 为偏振态在法拉第磁旋效应作用下所转过的角度。 \mathbf{B} 为所加的磁场强度, V 为增益介质中的韦尔代 (Verdet) 常数, L 是光线在晶体中传播的长度, \mathbf{k} 是传播方向上的单位矢量。两方向上本征偏振态的本征值 λ_{CCW} , λ_{CW} 和本征矢量 $\mathbf{V}_{\text{CCW}}, \mathbf{V}_{\text{CW}}$ 分别满足方程

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{M}_{\text{CW}} \cdot \mathbf{V}_{\text{CW}} &= \lambda_{\text{CW}} \cdot \mathbf{V}_{\text{CW}} \\ \mathbf{M}_{\text{CCW}} \cdot \mathbf{V}_{\text{CCW}} &= \lambda_{\text{CCW}} \cdot \mathbf{V}_{\text{CCW}} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

求解方程可得到 4 个本征值, CW 和 CCW 方向上各存在两个本征值, 本征值模表示不计增益时本征偏振态环绕一周后振幅与原振幅的比, 相位包含了环绕一周后的相移信息。环绕一周后各本征模所对应的功率损耗 (L) 为

$$L_{\text{CW}} = 1 - |\lambda_{\text{CW}_i}|^2, \quad L_{\text{CCW}} = 1 - |\lambda_{\text{CCW}_i}|^2, \quad i = s, p \quad (5)$$

Clobes^[5] 指出, 在均匀加宽增益介质中, 若两个偏振模的损耗差大于 0.01%, 则较小损耗值的模首先振荡, 并消耗腔内增益, 抑制其它偏振模起振, 从而实现单向单纵模的运转。

3 单块非平面环形腔各参量的选择

由上面的分析可知, 在单块非平面环形腔中, 每个传播方向上都有两个损耗不同的本征偏振态, 我们所关心的是两个传播方向上具有较低损耗的本征偏振态间的损耗差大小, 下面我们讨论各个腔参量与本征态的损耗及其损耗差间的关系。

如果我们选定了构成谐振腔的增益介质和单频输出的激光辐射波长, 那么谐振腔的折射率 n 和韦尔代常数也就随之确定。所以我们可以选择的参量为腔外所加磁场强度 \mathbf{B} , 输出耦合面上两个偏振态的振幅反射系数 r_s 和 r_p , AE 、 CE 的长度, 以及 A 点反射角 θ_A 和二面角 β 。

图 3 给出了损耗及损耗差随磁场的变化情况, 随着磁场强度 \mathbf{B} 的增大, 法拉第磁旋效应增强, 损耗差不断增大, 损耗变化甚微, 故选择大的磁场, 有

利于单频的输出。但实验中大都采用永磁铁提供磁场, 其磁感应强度一般不会高于 0.5 T, 所以不能完全依赖增大磁场来加大损耗差。

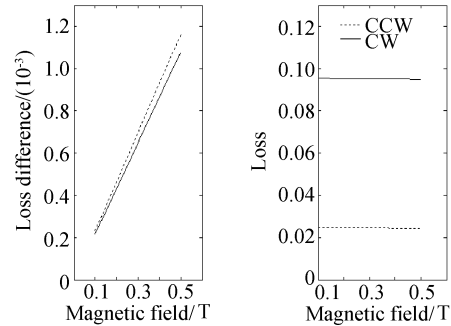


Fig. 3 Loss and loss difference as a function of magnetic field

图 4 给出了损耗及损耗差随两偏振态振幅反射系数之比的变化情况, 随着 r_p 与 r_s 的比值 P 的减小, 即 r_p 与 r_s 相差变大, 损耗差也增大, 但由于此时损耗也跟着增大, 所以选择 r_p 时不能过小。

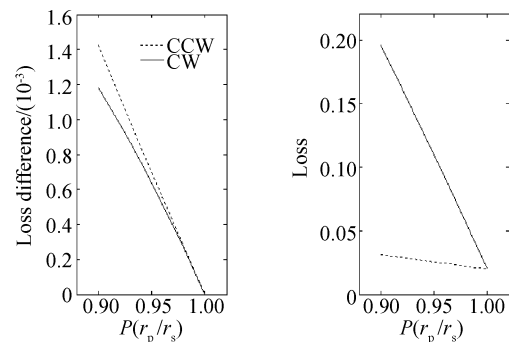


Fig. 4 Loss and loss difference as a function of ratio between r_s and r_p

图 5 和图 6 反映了 AE 和 CE 对本征值损耗及损耗差的影响。如果给定 CE 的大小, 损耗会随着 AE 的增大而不断减小, 损耗差却是先增大后减小。若是给定了 AE 的大小, 损耗会随着 CE 的增大而增大, 损耗差也是先增大后减小。可以看出它们两个互相影响, 所以在选取 AE 和 CE 时, 要综合考虑, 而且要选在损耗差对 AE 和 CE 变化最不敏感的地方, 这样有利于降低加工精度的要求。同时, AE 和 CE 的大小直接影响到单块加工所需原材料的尺寸大小和谐振腔的纵模间隔。

图 7 和图 8 表示输出面上的入射角 θ_A 和二面角 β 对本征值损耗及损耗差的影响。如果 θ_A 不变, 损耗和损耗差在 β 由 0° 变到 90° 的过程都先增大后减小。如果 β 保持不变, 随着 θ_A 的增大, 损耗差也是先增大后减小, 而损耗是不断减小。它们两者也是互相

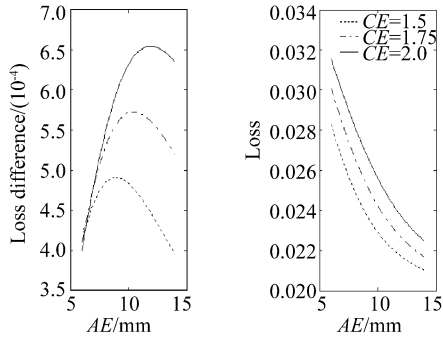


Fig. 5 Loss and loss difference as a function of AE

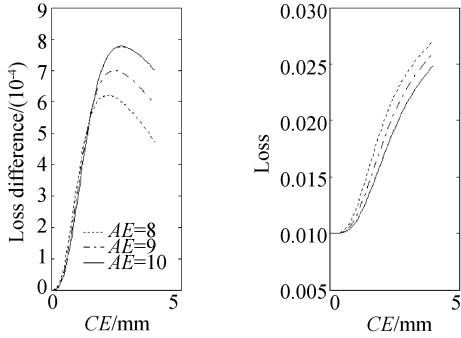
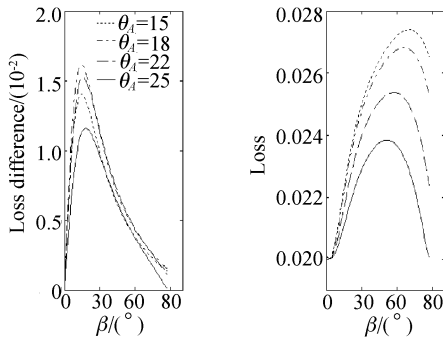
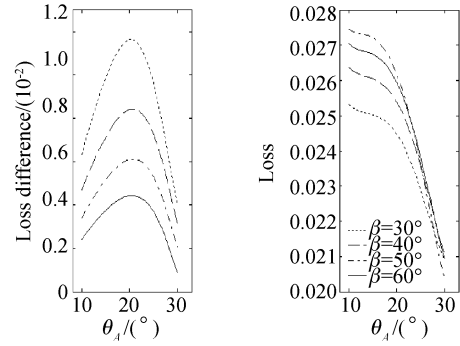


Fig. 6 Loss and loss difference as a function of CE

影响,所以选择时也要同时考虑。且要注意 θ_A 不能太大,以防超过全反射临界角,也不能太小,否则当抽运光斜入射时的入射角小于 45° 时,很难在输出耦合面上镀膜来区分两个偏振态。选择 β 时也不能太小,从图 7 可以看出, β 取较小的值时,斜率较大,说明它的微小变化对损耗差的影响很大,这对加工的精度要求就很高。

Fig. 7 Loss and loss difference as a function of β Fig. 8 Loss and loss difference as a function of θ_A

4 对应力双折射影响的分析

一般情况下,退火不均匀或装夹不良的光学玻璃或元件内部存在应力,由于光弹性效应,会呈现不希望的双折射,而且它们的分布通常是不均匀的,这样就会对非平面环形腔内的本征态产生我们所不希望的影响。下面我们在琼斯矩阵中考虑应力双折射引起的相移,分析它对本征值损耗差的影响。

通常晶体中的双折射可以用折射率椭球来表示。在晶体主轴坐标系 $Oxyz$ 中,折射率椭球的一般形式如下式,其中 n_x, n_y, n_z 称为晶体的三个主折射率。

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1, \quad (6)$$

若晶体内沿任意方向传播的光波的方向矢量为 $(\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$,则其法线面方程可写作

$$\cos \alpha \cdot x + \cos \beta \cdot y + \cos \gamma \cdot z = 0, \quad (7)$$

联立方程(7)和(6)可以得到该法线面与折射率椭球的交线是一个椭圆,该椭圆的长短半轴分别表征两个本征偏振态的折射率,这样可以求得两本征态的折射率差 δ 。那么由双折射引起的琼斯矩阵为

$$\mathbf{R}_s(l) = \begin{bmatrix} \exp[j(\pi\delta l/\lambda)] & 0 \\ 0 & \exp[-j(\pi\delta l/\lambda)] \end{bmatrix}, \quad (8)$$

其中 l 表示沿光线传播方向上的长度,在环绕一周的琼斯矩阵中加入上面应力双折射的影响后,可写为

$$\mathbf{M}_{CCW} = \mathbf{M}_A \mathbf{R}(\theta_{DA}) \mathbf{R}(-\rho_{DA}) \mathbf{R}_s(DA) \mathbf{M}_D \mathbf{R}_s(CD) \mathbf{R}(-\theta_{CD}) \mathbf{R}(-\rho_{CD}) \times \\ \mathbf{M}_C \mathbf{R}(\rho_{BC}) \mathbf{R}(\theta_{BC}) \mathbf{R}_s(BC) \mathbf{M}_B \mathbf{R}(-\theta_{AB}) \mathbf{R}_s(AB) \mathbf{R}(\rho_{AB}), \quad (9)$$

$$\mathbf{M}_{CW} = \mathbf{R}(-\rho_{AB}) \mathbf{R}_s(AB) \mathbf{R}(-\theta_{AB}) \mathbf{M}_B \mathbf{R}_s(BC) \mathbf{R}(\theta_{BC}) \mathbf{R}(-\rho_{BC}) \times \\ \mathbf{M}_C \mathbf{R}(\rho_{CD}) \mathbf{R}(-\theta_{CD}) \mathbf{R}_s(CD) \mathbf{M}_D \mathbf{R}(\theta_{DA}) \mathbf{R}_s(DA) \mathbf{R}(\rho_{DA}) \mathbf{M}_A, \quad (10)$$

这样我们同样可以求出本征偏振态的损耗及损耗差。一般来说光轴的方向与应力平行,双折射率与应力大小成正比。我们假设应力双折射的作用相当于是一个单轴晶体,且光轴位于 ABD 平面,设光轴与 AE 的夹角为 α ,顺时针为正。这样两本征态的折射率差 $\delta_n \approx (n_e - n_o) \sin^2 \theta$,其中 θ 是光波传播方向与光轴的夹角。然后利用(8)式~(10)式计算本征值和本征向量,并考察损耗和损耗差的变化。

图 9 表示单轴晶体中应力的方向对损耗差的影响。该图中的损耗差是当应力双折射系数(描述单位长度上由应力双折射引起两偏振方向上的光程差)为 1.3 nm/mm 时计算得到的。可以看出在 α 由 0° 变为 180° 的过程中,损耗差变化经历了一个周期。在我们优化后的一组腔参量下,若是不考虑应力双折射的影响,损耗差是 5.81×10^{-4} ,可见应力双折射对损耗差的影响还是很明显的。当平行光垂直光轴通过晶体时,产生的双折射率光程差最大,此时对损耗差的影响最强。

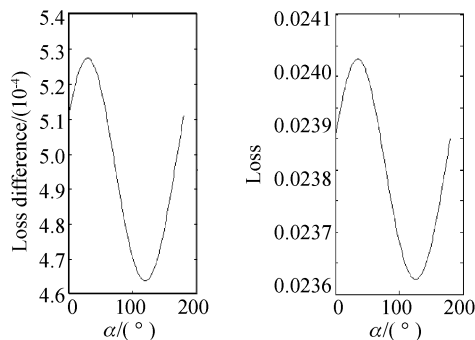


Fig. 9 Loss and loss difference as a function of stress direction

我们还可以从图 10 看出随着应力双折射系数增大,它的影响也越来越大,即损耗差变小,损耗也变小。而且当应力双折射系数大于 11.4 nm/mm 的

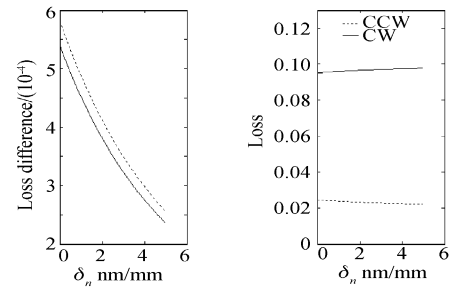


Fig. 10 Loss and loss difference as a function of stress birefringence coefficient

时候,损耗差就会小于 0.01% ,就可能有两个本征值同时起振。这样我们在选择晶体时就要考虑其应力的

大小。

结论 本文用琼斯矩阵计算了非平面环形腔内的本征偏振态,讨论了如何选择腔内各参量以得到具有较低损耗和较高损耗差的单块非平面环形腔。同时分析了应力双折射对腔内本征偏振态的影响,对于单块非平面环形腔的设计和参量选择有一定的借鉴和指导作用。

参 考 文 献

- 1 Kane T J, Byer R L, Zhou B K. Monolithic single-mode Nd: YAG ring laser. *CLEO '84 USA*, Digest, 1984, WM3. 114~116
- 2 Wu Keying, Wei Guanghui, Zhao Changming *et al.*. Design of LD pumped nonplanar traveling wave ring single-frequency laser. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2000, **20** (9): 1245~1250 (in Chinese)
- 3 Zang Erjun. *Study on Monolithic Semi-Nonplanar Ring Laser and Its Frequency Doubling Outside Cavity*. National Institute of Metrology, Research Report, 2002
- 4 Nilsson A C, Gustafson E K, Byer R L. Eigenpolarization theory of monolithic nonplanar ring oscillators. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, **25**(4): 767~790
- 5 Clobes A R, Brienze M J. Single-frequency traveling-wave Nd: YAG laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **21**(6): 265~267