

文章编号: 0258-7025(2009)07-1835-08

Cr⁴⁺:YAG 飞秒脉冲激光器光路结构的优化设计

彭 建^{1,2} 逯志欣¹ 杨伯君¹ 于 丽¹

(¹北京邮电大学理学院, 北京 100876; ²华北电力大学数理系, 北京 102206)

摘要 通过理论分析和数值计算,对 Cr⁴⁺:YAG 飞秒脉冲激光器光路结构的优化设计进行了研究。提出了在谐振腔内插入一薄聚焦透镜代替另一折叠镜以降低光路的复杂性。为研究起色散补偿作用的棱镜对对腔的稳定性和像散带来的影响,导出了棱镜对的光传输矩阵。通过编程计算得出了连续运转和锁模运转两种工作方式下的不同参数的谐振腔稳区图,对激光器工作点的选择做出了论述。定义了像散补偿失配因子 F ,做出了像散补偿区域分布图。指出 $F < 0.05$ 的区域具有良好的像散补偿特性,也是激光器光路结构参数设计必须要考虑的重要方面。论证了改变抽运光聚焦透镜的位置可实现抽运光与腔内振荡光的匹配。

关键词 激光器; 飞秒激光; 优化设计; 矩阵光学; 谐振腔; 像散补偿

中图分类号 TN248.1; TN242 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20093607.1835

Optimum Design of Optics Structure for Femto-Second Laser Based on Cr⁴⁺:YAG Crystal

Peng Jian^{1,2} Lu Zhixin¹ Yang Bojun¹ Yu Li¹

(¹ School of Science, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China
² Department of Mathematics and Physics, North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

Abstract Optimum design of the optics structure for the femto-second laser aimed at Cr⁴⁺:YAG crystal is investigated by theoretic analysis and numerical calculation. So as to reduce the complexity, a thin focus lens is plugged into the resonator to replace the fold-mirror. The pair of prisms can affect the stability and astigmatism besides the dispersion compensation, so the optics transmission matrix is deduced to eliminate them. The stability diagrams are obtained for continue-wave-operation and mode-lock-operation with diverse parameters by computer programming, and the way for, selecting the work point is described. The un-match factor (F) of the astigmatism compensation is defined, and the area distribution diagram is painted according to it. The excellent astigmatism compensation can be possessed for running laser on the stable area with $F < 0.05$. The match of pump and oscillating laser beams within the cavity can be achieved by changing the position of the focus lens.

Key words lasers; femto-second laser; optimum design; matrix optics; resonator; astigmatism compensation

1 引 言

利用钛宝石激光器的克尔透镜锁模(KLM),可以获得短至几飞秒的激光脉冲^[1,2],因而为超快激光脉冲的产生和应用开辟了广阔的前景。钛宝石激光器产生的激光局限于 850 nm 波段,而对于重要的光纤通信 1300~1550 nm 波段而言,必须发展出

新的激光材料。1988 年首次报道生长出可用于产生激光的 Cr⁴⁺:YAG 晶体^[3],并于 1991 年利用它产生了连续激光^[4]。Cr⁴⁺:YAG 晶体也是克尔介质,可利用它产生 KLM^[5,6],辅以其他的措施,如采用半导体可饱和吸收镜(SESAM),可以解决自启动困难的问题,产生稳定的锁模脉冲输出^[7~10]。进一

收稿日期: 2008-08-05; 收到修改稿日期: 2008-12-01

基金项目: 国家自然科学基金(60578043)和北京市教委共建项目(XK100130837)资助课题。

作者简介: 彭 建(1968—),男,博士研究生,教师,现从事激光技术以及量子通信方面的研究工作。

E-mail: pjian@ncepu.edu.cn。

导师简介: 杨伯君(1939—),男,教授,博士生导师,主要从事光纤通信、非线性光学、量子通信等方面的研究工作。

E-mail: bojunyang99@sina.com

步控制腔内色散,可以获得几十飞秒的锁模脉冲激光^[8~10]。

目前国内还只能生长用于调 Q 的 Cr⁴⁺:YAG 晶体,因而只有少数单位开展了 Cr⁴⁺:YAG 飞秒脉冲激光器的研究^[11,12]。Cr⁴⁺:YAG 晶体本身的增益较低,对谐振腔的设计和光学元件的要求很高,故不容易输出激光。本文从光传输的 ABCD 矩阵出发,针对改进的腔型结构在色散补偿的基础上做出了谐振腔的稳区图和像散补偿图,并研究其随各种光路参数变化的规律,对抽运光与腔内振荡光的匹配也做出了分析。

2 激光器光路结构的优化设计

针对钛宝石 KLM 激光器的设计的某些方面已有一些文献进行了报道^[13~15]。Cr⁴⁺:YAG 激光器光路结构的优化设计必须综合考虑到谐振腔的腔型及稳定性、色散元件的参数选择、像散补偿、抽运光

与腔内振荡光的匹配等方面。

图 1 是拟采用的 Z 型谐振腔。M₁ 与 M₁ 为平面反射镜。M₂ 与 M₃ 为曲率半径 R 相同的凹面反射镜。不同于有关文献的是在腔内插入一镀有增透膜的短焦距的会聚薄透镜取代另一折叠镜。紧靠 M₄ 的 SESAM 处于该透镜的焦面上,以保证照射在其上的光束有较高的功率密度,足以启动锁模过程。这样与广泛采用的 5 镜腔结构比较^[7,9~12],在保持损耗大致相同的情况下,可以降低光路调节的复杂性。Cr⁴⁺:YAG 晶体以布儒斯特角切割,其长度为 T,折射率 n=1.82。采用材质为 SF10 或熔融石英棱镜对进行色散补偿。F 为抽运光聚焦透镜,其焦距为 f_p,L₁~L₄ 为各臂的长度,S 为抽运光聚焦透镜至 M₂ 的距离,L 为抽运激光器至聚焦透镜的距离。M_a,M_b,⋯,M_n 为各光学单元的传输矩阵。RP₁,RP₂,⋯,RP₆ 为所选取的参考面。

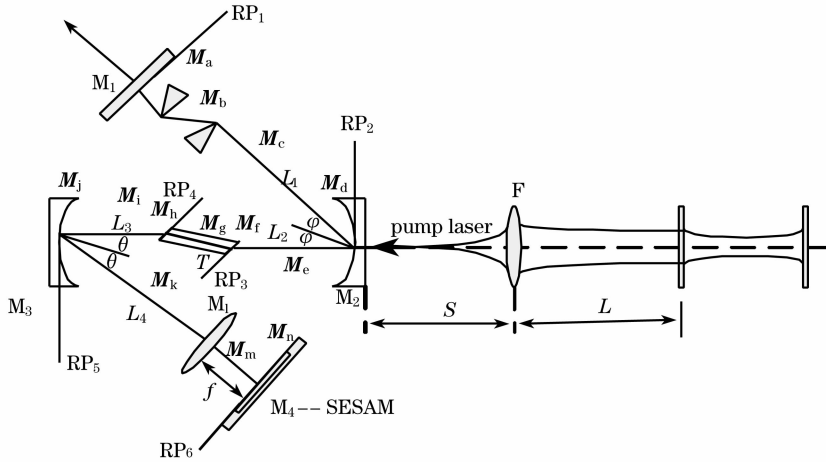


图 1 Cr⁴⁺:YAG 激光器的 Z 型谐振腔

Fig. 1 Z-fold cavity for Cr⁴⁺:YAG laser

具有像散的谐振腔内椭圆高斯光束的电场可表示为^[16,17]

$$E(x, y, z, t) = E_0 \left(\frac{\omega_{0s} \omega_{0t}}{\omega_s \omega_t} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp \left[-\frac{ik}{2} \left(\frac{r_s^2}{q_s} + \frac{r_t^2}{q_t} \right) \right] \cdot \exp \left[\frac{i}{2} \left(\arctan \frac{z}{z_{0s}} + \arctan \frac{z}{z_{0t}} \right) \right] \cdot \exp \left[-i(kz - 2\pi\nu t) \right], \quad (1)$$

其中下标 s,t 分别代表弧矢面和子午面,k=2π/λ 为传播常数,ω₀ 与 ω 分别代表束腰和不在束腰位置的光斑半径,z₀=πω₀²/λ 为瑞利长度,q 为高斯光束的复参数,定义为

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2(z)}. \quad (2)$$

高斯光束通过一光学系统后,其复参数的变换

满足

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}. \quad (3)$$

光从折射率为 n₁ 的媒质进入到折射率为 n₂ 的媒质,入射角和折射角分别为 θ₁ 和 θ₂,则在两种媒质界面的传输矩阵为^[18]

$$M_t = \begin{pmatrix} \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} & 0 \\ 0 & \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} \end{pmatrix}, \quad M_s = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

光以折叠角 θ 入射到曲率半径为 R 的反射面

上,其反射矩阵为

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_t &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R\cos\theta} & 1 \end{pmatrix}, \\ \mathbf{M}_s &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2\cos\theta}{R} & 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (5)$$

2.1 棱镜对设计及光传输矩阵

要获得尽可能短的飞秒脉冲,首先要考虑激光晶体的色散,再去设计色散补偿元件。通常要保证谐振腔内所有光学元件的二阶总色散量为零,其他高阶色散尽可能小。但对于孤子锁模的情况,腔内总色散反而要维持一个合适的值^[19~21]。通常采用的色散补偿元件有光栅、双啁啾镜^[9,12]、棱镜对等^[7,8,11,22,23]。采用双啁啾镜,可使光路结构变得简单,也可一定程度地降低腔内插入棱镜对引起的损耗,并可提供较优的宽频带和部分补偿高阶群速度色散(GVD),但由于制作困难,价格昂贵,所以通常情况下还是采用棱镜对。在孤子锁模情况下^[21],可以利用棱镜对方便地调节二阶色散量的大小,以使输出激光脉冲宽尽可能窄。

根据文献[5,9], $\text{Cr}^{4+} : \text{YAG}$ 晶体腔内往返的二阶色散量在 1500 nm 处 GVD 为 $22.5 \text{ fs}^2/\text{mm}$ 。如实验中拟采用的晶体长度为 18 mm,则其总色散量为 405 fs^2 。棱镜对的二阶色散可表示为^[22,23]

$$D_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 P}{d\lambda^2}, \quad (6)$$

式中 P 表示光程, λ 为波长。以 L 表示棱镜顶与顶的距离,以熔融石英作为材料(折射率 n 取 1.444),则当 λ 的单位取微米, P 与 L 的单位取毫米时,近似表达式为

$$\frac{d^2 P}{d\lambda^2} = -0.02715 - 0.00111L. \quad (7)$$

依据(6)与(7)式,在 1500 nm 处棱镜对两项之间的距离应为 6.4 mm。为了减小损耗,光应以布儒斯特角入射。还要考虑光通过棱镜对的入射面和出射面平行,这样棱镜对的顶角应满足

$$\alpha = 2\arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{n^2+1}}\right) = 69.392^\circ. \quad (8)$$

一般取 $L\sin\beta=2 \text{ mm}$ (β 为一棱镜顶相对于另一棱镜顶的光束的张角),这样光束在棱镜对中通过的最大距离为

$$d = 2L\sin\beta \sin\frac{\alpha}{2} = 2.28 \text{ mm}. \quad (9)$$

棱镜对的引入将会引起相应的像散。实际上不同波长的光通过棱镜对的玻璃中的距离是不同的,因而像散会是波长的函数。做一粗略的估计,可以取 $d=2 \text{ mm}$ 。这样棱镜对对高斯光束传输的变换矩阵可以写为

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_t &= \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n^3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ \mathbf{M}_s &= \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (10)$$

2.2 谐振腔的稳定性

对于较简单的谐振腔,可采用 G 参数等价腔法或基于失调量的分析法^[24]进行稳定性研究。但对于较复杂的腔型,通常采用 $ABCD$ 矩阵分析法,要求光在谐振腔内往返一周的矩阵

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_b\mathbf{M}_c\mathbf{M}_d \cdots \mathbf{M}_1\mathbf{M}_m \times \mathbf{M}_n\mathbf{M}_m\mathbf{M}_1 \cdots \mathbf{M}_c\mathbf{M}_b\mathbf{M}_a, \quad (11)$$

在子午面 t 和弧矢面 s 同时满足

$$\left| \frac{A_{t,s} + D_{t,s}}{2} \right| < 1. \quad (12)$$

(11)式中的 $\mathbf{M}_a, \mathbf{M}_b, \mathbf{M}_c, \cdots, \mathbf{M}_1, \mathbf{M}_m, \mathbf{M}_n$ 表示图 1 中各光学元件的传输矩阵。(11)与(12)式的计算是非常复杂繁琐的,为此采用 Matlab 进行编程处理,得到谐振腔的稳区图。

在进行计算时,分两种情况考虑:一是不考虑棱镜对和腔内聚焦透镜时,即连续光运转(CW-operation)的情况;二是考虑棱镜对和腔内聚焦透镜均存在时,即锁模运转(ML-operation)的情况,这时为了降低计算的复杂性,假设棱镜对靠近输出镜 \mathbf{M}_1 。

计算结果表明:

1) 稳定区被分裂为上下左右 4 个子区。与 5 镜腔比较^[14],稳定区分裂比较规整。

2) 在其他参数相同下,晶体长度越大, L_3 的值越小,但 L_3 的范围基本保持不变,见图 2(a)和(b)。

3) 当由 CW 方式转向 ML 方式工作时,左子稳区的大小、形状、位置保持不变;右子稳区向 L_3 增大的方向平移,但其大小、形状同样保持不变。总体上相当于非稳区向 L_3 增大的方向平移扩张,同时抬升上子稳区,压缩下子稳区。具体如图 3 与图 4 所示。

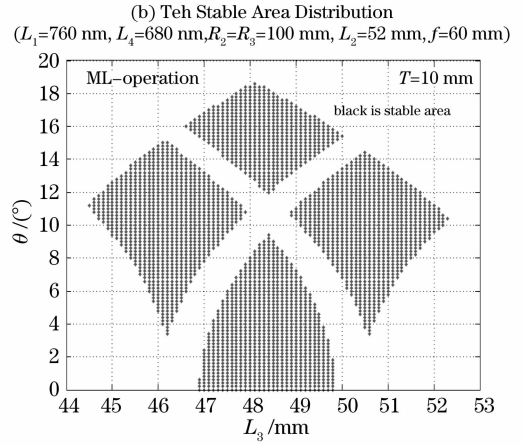
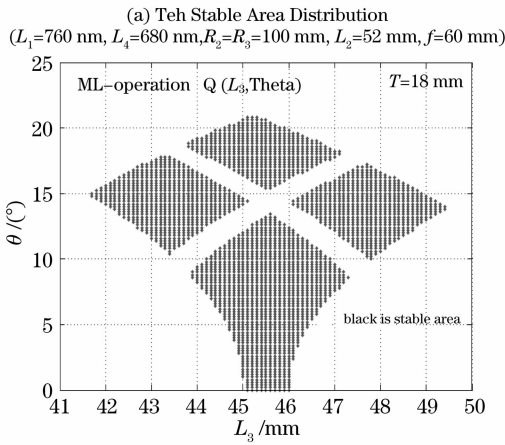


图 2 $T=18\text{ mm}$ (a)和 $T=10\text{ mm}$ (b)晶体对应的稳区图

Fig. 2 Stability diagram with T of 18 mm (a) and 10 mm (b)

4) 在 L_1 与 L_4 变小时, 左子稳区 L_3 的最小值保持不变, 但范围向 L_3 增大方向扩张, 折叠角的近似中心值保持不变, 其范围增大。非稳区向右平移

扩张, 同时抬升上子稳区, 压缩下子稳区。右子稳区与左子稳区形状类似, 大小基本一致。具体如图 3 与图 4 所示。

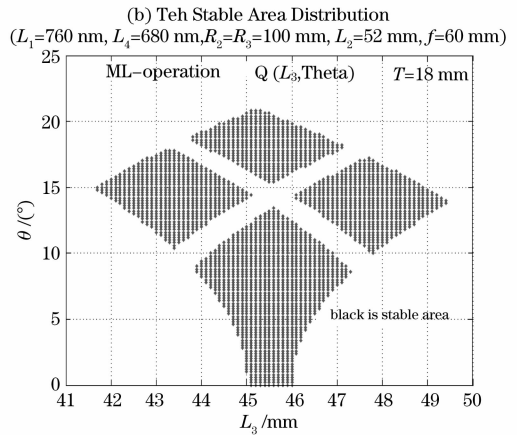
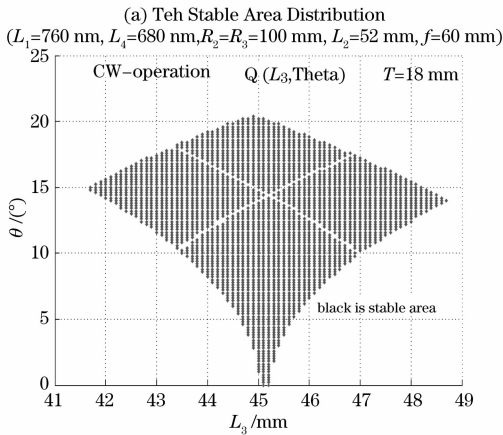


图 3 L_1 与 L_4 较大时 CW 工作方式的稳区图(a)和 ML 工作方式的稳区图(b)

Fig. 3 Stability diagram for CW-operation (a) and ML-operation (b) with longer L_1 and L_4

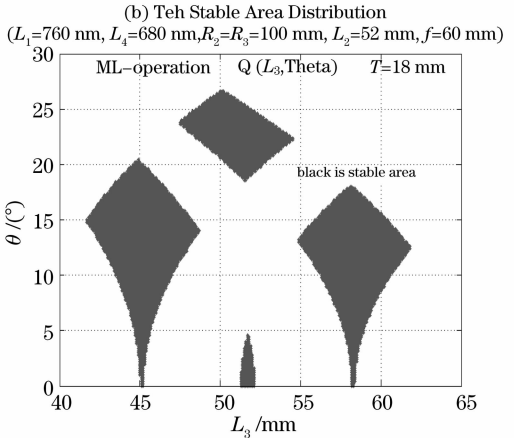
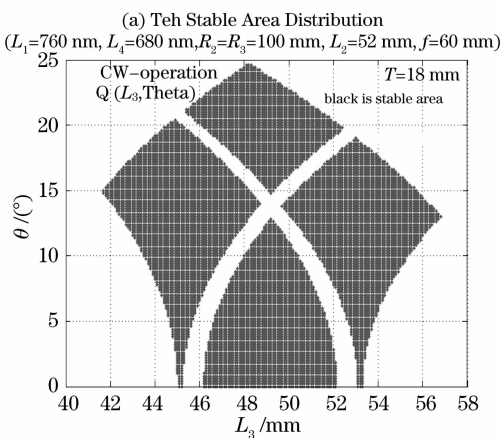


图 4 L_1 与 L_4 较小时 CW 工作方式(a)和 ML 工作方式(b)的稳区图

Fig. 4 Stability diagram for CW-operation (a) and ML-operation (b) with shorter L_1 and L_4

5) 在固定 L_1 与 L_4 , 保持折叠角及其他参量不变的情况下, L_2 增大时, L_3 变小, 如图 5 所示。其上下两带区分别对应于图 3(b) 和图 4(b) 的右和左子稳区。

6) 其他参量不变的情况下, 随着 L_1 的增大, 稳定区对应的 L_4 的范围变小, 如图 6 所示。相对于 L_2 与 L_3 的变化, L_1 与 L_4 变化的敏感性要低些。

综上所述, 对于计算给出的图 3 和图 4 的稳区图, 首先应该选择左子稳区, 其稳定区范围大, 且对其他参量的变化相对迟钝, 因而能使光路系统具有良好的稳定性。其次可以选择右子稳区, 上、下子稳区一般不宜选择。由于稳定区对 L_1 与 L_4 的变化相对迟钝, 而对于 L_2 与 L_3 的变化相对灵敏, 因而在光路的实际调试中, 应固定好最佳折叠角, 保持合适的 L_1 与 L_4 不变, 微调 L_2 与 L_3 。

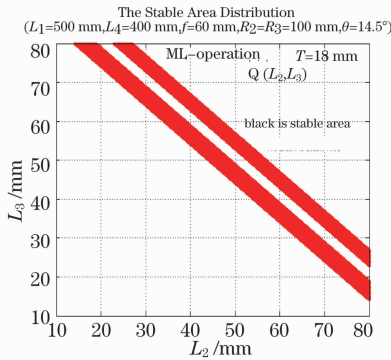


图 5 L_2 与 L_3 变化时的稳区图

Fig. 5 Stability diagram with changing L_2 and L_3

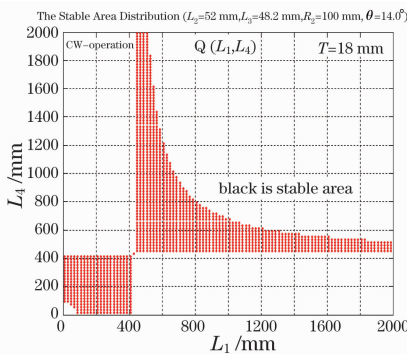


图 6 L_1 与 L_4 变化时的稳区图

Fig. 6 Stability diagram with changing L_1 and L_4

2.3 像散补偿及光斑半径

对于激光器各参数的选取, 除了考虑稳定性之外, 还应考虑像散补偿特性, 以使输出光束具有良好的空间性能。选取某一参考面 RP_i , 腔内高斯光束的自再现模场往返一周后应满足(3)式, 由此可得该参考面的光斑半径和等相位面曲率半径为

$$\omega = \frac{\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} |B|^{\frac{1}{2}}}{\left[1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2\right]^{\frac{1}{4}}},$$

$$R = \frac{2B}{D-A}. \quad (13)$$

达到像散补偿后, 要求输出镜输出光束满足

$$\omega_i = \omega_s. \quad (14)$$

要满足补偿条件(14)式, 对光路的调节和设计将带来很高的要求。为此定义像散补偿失配因子 F 为

$$F = \frac{|\omega_i - \omega_s|}{\omega_i + \omega_s}, \quad (15)$$

考虑输出激光的实际应用和后续光路耦合, 当 $F < 0.05$ 是可以接受的。

现依据(15)式在保持谐振腔稳定性的基础上对输出光束的像散特性进行研究。保持 $L_2 = 52 \text{ mm}$, 研究 ML-operation 下在子午面和弧矢面的输出光斑及其他参考面处的光斑半径随折叠角 ($\theta = \varphi = \text{Theta}$) 与 L_3 的变化, 并找出像散补偿的范围。具体计算结果见图 7, 浅色区域表示 $F < 0.15$, 像散补偿特性稍差, 而深色区域表示 $F < 0.05$, 像散补偿特性较好。

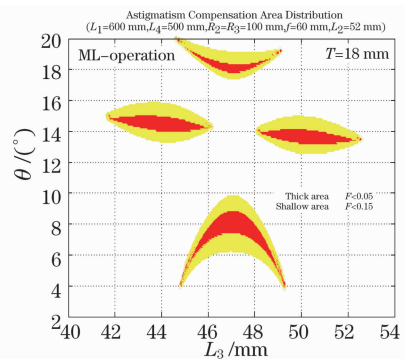


图 7 像散补偿区域分布

Fig. 7 Astigmatism compensation area distribution

选取图 7 中左子稳区 $F < 0.05$ 区域的某一点 ($\text{Theta} = \theta = \varphi = 14.5^\circ$, $L_3 = 44 \text{ mm}$), 各参考面光斑半径经过计算如图 8 所示。从图 8 可看到晶体内的光斑半径约在 $0.05 \sim 0.15 \text{ mm}$ 的范围内, 比晶体的横向尺寸(通常在几毫米)要小很多。还可看出腔内聚焦透镜的作用, 使得 M_4 表面的光斑半径远小于 M_1 表面的光斑半径, 起到了文献[7, 9~12]中另一凹面反射折叠镜同样的作用, 但这种改进可在保持腔内损耗基本相同的情况下, 降低光路的复杂性。

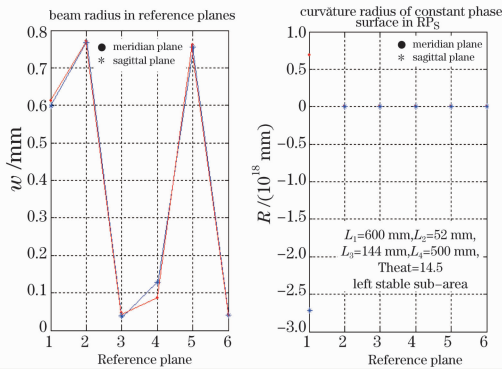


图 8 各参考面的光斑半径

Fig. 8 Beam radius in the selected reference plane

从左右子稳区选择不同的像散补偿点作为激光器的工作参数,通过计算机编程计算可以得出:输出光束可以获得良好的像散补偿;在参考面 RP_3 (抽运光入射面),子午面和像散面的光斑半径相等,都约

为 0.05 mm,且与谐振腔的工作参数没有明显的关联;在晶体中,光斑半径均增大,且弧矢面的光斑半径总大于子午面的光斑半径;腔内光束束腰位置近似在参考面 RP_3 上。这些结果可为抽运光与振荡光匹配的设计提供参考。

2.4 抽运光与振荡光的匹配

要使激光器获得最佳的工作效率,必须考虑到抽运光和腔内振荡光的匹配。理想情况是抽运光和腔内振荡光在晶体内的各处重合,且分别在子午面内和弧矢面内相等。实际情况中可考虑调节抽运光聚焦透镜 F 至 M_2 的距离 S ,使抽运光斑半径略大于腔内振荡光斑半径。

从抽运激光器出射的光至参考面 RP_3 和 RP_4 的传输矩阵^[17]为

$$\mathbf{T}_{\text{TPL-RP}_3} = \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{n_m \left(\frac{1}{n_m^2} - \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta} & 0 \\ \cos \theta + \left(\frac{1}{n_m^2} - \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} & \cos \theta \\ R \cos \theta \left(\frac{1}{n_m^2} - \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} & \left(\frac{1}{n_m^2} - \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \left(n_m^2 - \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} & 0 \\ n_m \cos \theta & \frac{\cos \theta}{\left(n_m^2 - \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \left(n_m^2 - \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} & 0 \\ 0 & \frac{\cos \theta}{\left(n_m^2 - \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

$$\mathbf{T}_{\text{TPL-RP}_4} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{T}{n^3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \mathbf{T}_{\text{TPL-RP}_3}, \quad (17)$$

$$\mathbf{T}_{\text{SPL-RP}_3} = \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \cos \theta + \left(\frac{1}{n_m^2} - \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} & \cos \theta \\ \frac{R}{n_m} & \left(\frac{1}{n_m^2} - \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} \end{pmatrix} n_m \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_m} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & S \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$$\mathbf{T}_{\text{SPL-RP}_4} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{T}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \mathbf{T}_{\text{SPL-RP}_3}. \quad (19)$$

(16)~(19)式中, L 表示抽运光束腰至聚焦透镜 F 的距离, θ 表示折叠角,也是抽运光入射到 M_2 表面的入射角, n_m 表示 M_2 材料的折射率,可以近似取 $n_m=1.52$ (BK7), $n=1.82$ 是 Cr^{4+} :YAG晶体的折射率, $R=100$ mm表示 M_2 的曲率半径。

以 ω_{0t} 和 ω_{0s} 表示抽运光的束腰半径,经推导可得相应参考面抽运光束的光斑半径为

$$\omega_i = \omega_{0i} \left[\frac{\mathbf{A}_i^2 + \left(\frac{\lambda_p}{\pi \omega_{0i}^2} \right)^2 \mathbf{B}_i^2}{\mathbf{A}_i \mathbf{D}_i - \mathbf{B}_i \mathbf{C}_i} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (i = t, s) \quad (20)$$

式中的 \mathbf{A}_i 、 \mathbf{B}_i 、 \mathbf{C}_i 、 \mathbf{D}_i 表示相应面内的光传输矩阵。 RP_3 和 RP_4 参考面的光斑半径随 S 的变化经计算如图9所示,计算中使用的有关参数已一并标示在

图中。从图 9 可看出子午光斑在晶体两端面基本保持不变,在 $S=93\text{ mm}$ 时最小,而弧矢光斑在 $S=85\text{ mm}$ 得到最小的聚焦后,随着 S 的增大而增大。结合图 8 可以确定在 $S=90\text{ mm}$ 附近是比较合适的。

3 结 论

理论分析和数值计算的结果说明了可在腔内插入一薄聚焦透镜代替文献中的另一折叠镜以降低光路系统的复杂性。棱镜对的引入,在补偿色散的同时,对谐振腔的稳定性和像散补偿特性带来的影响

可通过其光传输矩阵一并予以考虑。较长的晶体有利于提高谐振腔的增益,但要求同时减小 L_3 的长度。做出了谐振腔稳区图和像散补偿区域分布图,并分析其随谐振腔参数的变化规律。指出谐振腔的工作参数选取在左子稳区和右子稳区的像散补偿区域之内是比较合适的。在可能的情况下选取较长的两臂 L_1 和 L_4 ,以取得较大的稳定范围和像散补偿范围。可通过改变抽运光聚焦透镜至 M_2 的距离,以取得抽运光和振荡光的匹配。这些结果可以为 Cr^{4+} : YAG 飞秒脉冲激光器光路结构参数的选取和光路的实际调试提供参考。

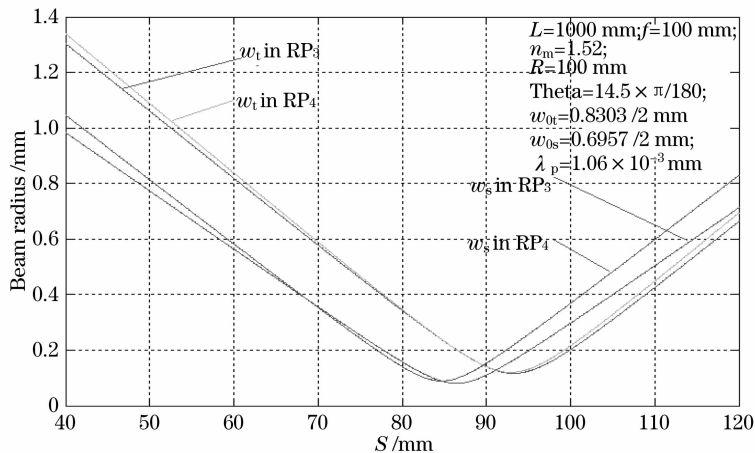


图 9 抽运光在 RP_3 和 RP_4 上的子午光斑和弧矢光斑随 S 的变化

Fig. 9 Beam radius of the pump laser changing with S in RP_3 and RP_4

参 考 文 献

- 1 D. H. Sutter, G. Steinmeyer, L. Gallmann *et al.*. Semiconductor saturable-absorber mirror-assisted Kerr-lens mode-locked Ti : sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime[J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(9):631~633
- 2 R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner *et al.*. Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti : sapphire laser[J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(6):373~375
- 3 N. B. Angert, N. I. Borodin, V. M. Garmash *et al.*. Lasing due to impurity color centers in yttrium aluminum garnet crystals at wavelengths in the range $1.35 \sim 1.45\ \mu\text{m}$ [J]. *Sov. J. Quantum Electronics*, 1988, **18**(1): 73~74
- 4 A. V. Shestakov, N. I. Borodin, V. A. Zhitnyuk *et al.*. Tunable Cr^{4+} : YAG lasers [C]. *Conference on Laser and Electro-Optics*, 1991, paper CPDP11.
- 5 Yuzo Ishida, Kazunori Naganuma. Characteristics of femtosecond pulses near $1.5\ \mu\text{m}$ in a self-mode-locked Cr^{4+} : YAG laser[J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(23): 2003~2005
- 6 Y. P. Tong, J. M. Sutherland, P. M. W. French *et al.*. Self-starting Kerr-lens mode-locked femtosecond Cr^{4+} : YAG and picosecond Pr^{3+} : YLF solid-state lasers[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(9): 644~646
- 7 B. C. Collings, J. B. Stark, S. Tsuda *et al.*. Saturable Bragg reflector self-starting passive mode locking of a Cr^{4+} : YAG laser pumped with a diode-pumped Nd : YVO₄ laser[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(15): 1171~1173
- 8 Zhigang Zhang, Tadashi Nakagawa, Kenji Torizuka *et al.*. Self-starting mode-locked Cr^{4+} : YAG laser with a low-loss broadband semiconductor saturable-absorber mirror [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(23): 1768~1770
- 9 D. J. Ripin, C. Chudoba, J. T. Gopinath *et al.*. Generation of 20-fs pulses by a prismless Cr^{4+} : YAG laser[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(1): 61~63
- 10 S. Naumov, E. Sorokin, V. L. Kalashnikov *et al.*. Self-starting five optical cycle pulse generation in Cr^{4+} : YAG laser [J]. *Appl. Phys. B: Laser and Optics*, 2003, **76**(1): 1~11
- 11 Pei Weihua, Song Lijun, Song Yanrong *et al.*. SESAM started KLM Cr^{4+} : YAG laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(1):13~15
- 裴为华,宋丽军,宋晏蓉等. 半导体可饱和吸收镜自启动的 Kerr 锁模 Cr^{4+} : YAG 激光器[J]. *中国激光*, 2004, **31**(1): 13~15
- 12 Zhou Binbin, Zhang Wei, Zhan Minjie *et al.*. Self-starting mode-locked Cr^{4+} : YAG laser with Gires-Tournois interferometer mirror for dispersion compensation [J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, **57**(3): 1742-1744
- 周斌斌,张炜,詹敏杰等. Gires-Tournois 干涉镜补偿色散的自启动飞秒 Cr^{4+} : YAG 激光器实验研究[J]. *物理学报*, 2008, **57**(3): 1742~1744
- 13 Huang Xuguang, Huang Feiran, Yu Zhenxin *et al.*. Research on the stability of a Ti : sapphire lase resonator [J]. *Chinese J. Lasers*, 1997, **A24**(11): 961~966
- 黄旭光,黄斐然,余振新等. 掺钛蓝宝石固体激光谐振腔的稳定特性研究[J]. *中国激光*, 1997, **A24**(11), 961~966

- 14 Sun Jinghua, Zhang Ruobing, Hu Youfang *et al.*. Theoretical analyses of the cavity of a self-starting Kerr-lens mode-locked Ti : sapphire laser[J]. *Acta Physica Sinica*, 2002, **51**(6): 1272~1278
孙敬华, 章若冰, 胡有方 等. 自启动 KLM 钛宝石激光器谐振腔的理论计算[J]. *物理学报*, 2002, **51**(6): 1272~1278
- 15 An Wensheng, Zhou Guosheng, Li Zhonghao *et al.*. Study on Kerr lens mode-locked laser with astigmatic resonator[J]. *Acta Optica Sinica*, 1999, **19**(4): 457~462
安文生, 周国生, 李仲豪 等. 具有像散的克尔透镜锁模腔的研究[J]. *光学学报*, 1999, **19**(4): 457~462
- 16 Lü Baida. Laser Beam Propagation and Beam Quality Control [M]. Chengdu: Sichuan University Press, 1992. 60~63, 118~120
吕百达. 激光光学. 激光束的传输变换与质量控制[M]. 成都: 四川大学出版社, 1992. 60~63, 118~120
- 17 Lu Yaxiong, Yang Yapei, Chen Shufen. Laser Transmission and Transform [M]. Chengdu: UESTC Publishing House, 1999. 53~58, 117~118
卢亚雄, 杨亚培, 陈淑芬. 激光束传输与变换技术[M]. 成都: 电子科技大学出版社, 1999. 53~58, 117~118
- 18 Wang Xinglong, Wu Xiaoying, Qiao Jinyuan *et al.*. Matrix analysis of end-pumped cavities and cavities with tilted cylindrical reflecting mirrors[J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 1994, **11**(1): 1~6
王兴龙, 吴小英, 乔金元 等. 端泵浦腔及带柱面反射镜腔的矩阵分析方法[J]. *量子电子学*, 1994, **11**(1): 1~6
- 19 O. E. Martinez, R. L. Fork. Theory of passively mode-locked lasers including self-phase modulation and group-velocity dispersion[J]. *Opt. Lett.*, 1984, **9**(5): 156~158
- 20 F. X. Kärtner, I. D. Jung, U. Keller. Soliton mode-locking with saturable absorbers [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 1996, **2**(3): 540~556
- 21 J. Theimer, M. Hayduk, M. F. Krol *et al.*. Mode-locked Cr⁴⁺: YAG laser; model and experiment[J]. *Opt. Commun.*, 1997, **142**(1): 55~60
- 22 R. L. Fork, O. E. Martinez. Negative dispersion using pairs of prisms[J]. *Opt. Lett.*, 1984, **9**(5): 150-152
- 23 J. P. Gordon, R. L. Fork. Optical resonator with negative dispersion[J]. *Opt. Lett.*, 1984, **9**(5): 153~155
- 24 Wan Daping, Wang Yumin, Gui Zhenxing *et al.*. A novel method for stability analysis and design of laser folded cavity[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(9): 1217~1221
王大平, 王裕民, 归振兴 等. 一种激光折叠腔稳定性分析及设计的新方法[J]. *中国激光*, 2007, **34**(9): 1217~1221