

# 自锁模钛宝石激光器谐振腔特性分析

王益民 刘玉璞 张影华 赵永华

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**A 摘要** 研究了自锁模钛宝石激光器中谐振腔参数对于自锁模运转的影响, 得到了腔的对称性、内腔曲率半径以及总腔长等参数对自锁模运转的影响关系, 与实验相符。

**关键词** 钛宝石, 自锁模, 谐振腔。

在自锁模的钛宝石激光器中, 关于其谐振腔对于自锁模过程的影响, 一直是人们比较关心的一个问题。从数值模拟, 到等效非线性矩阵模型<sup>[1~3]</sup>, 人们做了大量的工作, 特别是利用等效非线性矩阵模型, 已获得了重要结果。不过对于自锁模钛宝石激光器的谐振腔, 人们一般只着重研究其所应工作的稳定区的位置, 以及相对应的工作物质的放置位置和光阑之间的相互关系。而关于激光器谐振腔的总体结构特性对于自锁模的影响, 却并未涉及。本文将从调制度的概念出发, 忽略掉具体的工作物质, 重点研究谐振腔的总体结构参数对于钛宝石激光器自锁模运转的影响。

图1显示了自锁模钛宝石激光器最常见的四镜Z形腔结构, 其中 $M_1$ 为输出镜,  $M_2$ 为全反镜, 工作物质钛宝石长度为 $d$  (其端面切割成布儒斯特角),  $R_1$ 、 $R_2$ 为腔内凹面全反镜,  $S_1$ 、 $S_2$ 为光阑,  $P_1$ 、 $P_2$ 为色散补偿棱镜对。其中光阑 $S_1$ 是损耗调制元件, 由它与工作物质中的克尔透镜效应一起产生等效的快饱和吸收体效应, 得到自锁模运转, 因此在 $S_1$ 处振荡光束光斑的大小随光功率的变化量是一个非常重要的参数, 它直接与腔中 $S_1$ 处附加的衍射损耗的大小有关, 表征了快饱和吸收体效应的强弱。在光阑 $S_1$ 处, 调制度因子 $\delta$ 定义为:

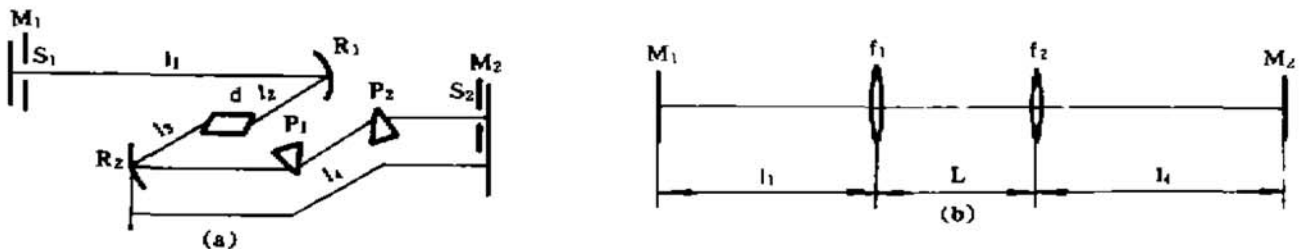


Fig. 1 Resonator configuration used for the KLM Ti:sapphire laser

$$\delta = \frac{1}{\omega} \left. \frac{d\omega}{dp} \right|_{p=0} \quad (1)$$

其中 $\omega$ 为 $S_1$ 处的光斑半径。 $\delta$ 值的大小与谐振腔在稳定区中的工作位置有很大的关系。在稳

定区中的不同位置处，可能得到的  $|\delta|$  的最大值可表述为<sup>[4]</sup>：

$$|\delta|_{\max} = 1/(2\sqrt{1-S^2}) \quad (2)$$

式中  $S = AD + BC$ ，为稳定性因子 ( $-1 < S < +1$ )， $A$ 、 $B$ 、 $C$ 、 $D$  为不考虑非线性效应时由  $M_1$  镜到  $M_2$  镜的传输矩阵的矩阵元。(2)式表明，对于稳定区的不同位置，由于  $S$  值的不同，可能获得的最大调制度  $|\delta|_{\max}$ ，也不相同，在  $S \simeq \pm 1$  时，即在稳定区的边缘处， $|\delta|_{\max}$  有最大值。所以自锁模的钛宝石激光器的谐振腔应工作于稳定区的边缘处\* 但是，由于象散等非稳定因素的影响，稳定区不可能调整在  $S \simeq -1$  处，并且从实用的角度出发，人们也希望能够在比较大的范围内获得稳定的自锁模运转，而不是仅仅局限于某些特定的条件。因此有必要对如何在大范围内获得较大的调制度的问题进行讨论。

由(2)式可以看出，在稳定区的边缘处， $|\delta|_{\max}$  有最大值，当离开稳定区边缘时，由于  $S$  值的增大，使得  $|\delta|_{\max}$  的值减小(相对于  $S = -1$  处)；但是对于不同的腔的结构参数， $S$  值增大的速率是不同的，从而使得  $|\delta|_{\max}$  的值减小的程度也不相同。下面首先研究在稳定区的边缘附近  $S$  的变化率与腔的结构参数之间的关系。

将图 1(a) 所示的谐振腔结构在子午面内展开为直腔形式，如图 1(b) 所示，其中  $f_1 = r_1 \cos \theta/2$ ， $f_2 = r_2 \cos \theta/2$  ( $\theta$  为图 1 中未标出的象散补偿角)， $L = l_2 + l_3 + d/n^3$ ；由  $M_1$  镜到  $M_2$  镜的传输矩阵矩阵元为

$$\begin{aligned} A &= 1 - L/f_1 - l_4/f_2 - l_4(1 - L/f_2)/f_1, \\ B &= l_1 + L(1 - l_1/f_1) - l_3l_4/f_2 + l_4(1 - L/f_2)(1 - l_1/f_1) \\ C &= -1/f_2 - (1 - L/f_2)/f_1, \\ D &= -l_1/f_2 + (1 - L/f_2)(1 - l_1/f_1), \end{aligned} \quad (3)$$

腔内含有双透镜的谐振腔有两个稳定区，它们分别对应于  $L$  的两个可能的取值范围，被称为长稳定区和短稳定区。令  $L = f_1 + f_2 + \Delta d$ ，以  $S$  做为稳定性因子，则图 2 所示的谐振腔的稳定性参数由表 1 给出，其中  $a_0$ 、 $a_1$ 、 $a_2$ 、 $a_3$  代表两个稳定区的四个边界。

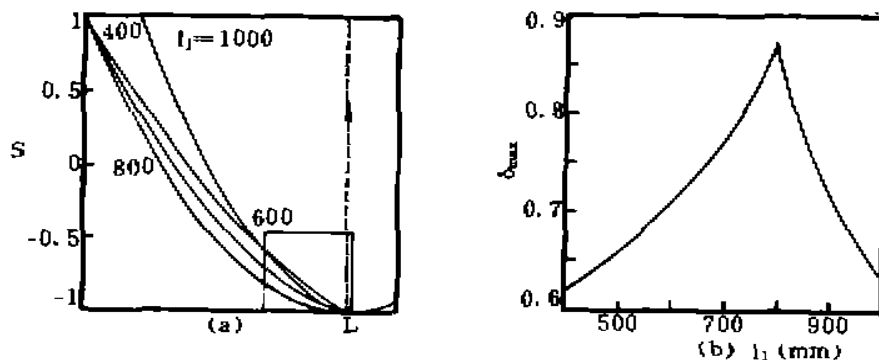


Fig. 2 (a) Behavior of  $S$  as a function of  $L$  in the short stability range, the dashed line A represents the longer edge of it ( $S = -1$ ). The resonator parameters are,  $l_4 = 800$  mm,  $f_1 = f_2 = 50$  mm; The lines are drawn for  $l_1 = 400, 600, 800, 1000$  (mm), (b) Behavior of  $|\delta|_{\max}$  as a function of  $l_1$  at a position 1 mm shorter than line A of figure (a). The parameters are the same as Fig. (a)

\* 以下讨论都是在  $S = -1$  处为出发点。

Table 1. Stability range of resonators containing two lens

$S$	short stability range		long stability range	
	+1	-1	-1	+1
	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$
$\Delta d$	0	$\min [f_1 f_2 / (l_1 - f_1),$ $f_1 f_2 / (l_4 - f_2)]$	$\max [f_1 f_2 / (l_1 - f_1),$ $f_1 f_2 / (l_4 - f_2)]$	$a_1 + a_2$

利用  $AD - BC = 1$ , 谐振腔的稳定性因子  $S$  在稳定区中的变化率可表示为:

$$\frac{dS}{dL} = 2(D \frac{dA}{dL} + A \frac{dD}{dL}) \quad (4)$$

令  $f = f_1 = f_2$ , 在  $S = -1$  处(以短稳区为例, 长稳区可类似讨论), 将  $L$  的值带入(4)式, 利用(3)式, 可推得:

当  $l_1 < l_4$  时,  $L = f_1 + f_2 + a_1 = 2f + f^2 / (l_4 - f)$

$$\left. \frac{dS}{dL} \right|_{S=-1} = \frac{2(l_1 - l_4)}{f^2} \quad (5)$$

当  $l_1 > l_4$  时,  $L = 2f + f^2 / (l_1 - f)$

$$\left. \frac{dS}{dL} \right|_{S=-1} = \frac{2(l_4 - l_1)}{f^2} \quad (6)$$

由(5), (6)式可以看出, 当  $l_1 = l_4$  时,  $dS/dL|_{S=-1} = 0$ ,  $S$  值在  $S = -1$  处有极值, 也就是说  $S$  值是慢变化, 而当  $l_1 \neq l_4$  时,  $dS/dL \neq 0$ ,  $S$  值在  $S = -1$  处变化加快, 从而导致  $|\delta|_{\max}$  的值随着  $L$  移向稳定区内而迅速减小, 并且  $l_1$  与  $l_4$  相差越多,  $|\delta|_{\max}$  减小的越快。图 2(a) 中, 令  $l_4$  为一定值, 计算了不同  $l_1$  值的情况下, 短稳定区中  $S$  值的变化情况, 可以看出, 在对称腔  $l_1 = l_4$  的情况下,  $S$  值在  $S = -1$  附近变化最慢, 而当  $l_1 \neq l_4$  时, 在离开边缘时  $S$  值迅速变大, 对称性越差,  $S$  值增大的越快。图 2(b) 计算了在离开稳定区边缘 ( $S = -1$ ) 1 mm 处  $|\delta|_{\max}$  随  $l_1$  的变化情况, 显示出对称腔的  $|\delta|_{\max}$  大于非对称腔情况, 对称性越差, 它的值越小。人们在实验中发现, 对称腔可获得比非对称腔更大的调制度和调整范围, 并且利用对称腔, 在钛宝石激光器中已经获得了完全自起动的自锁模运转<sup>[5]</sup>。同样的道理, 在(5)、(6)式中,  $S$  的变化率反比于  $f^2$ , 所以  $f$  值的大小对于调制度的变化也将产生很大的影响, 大的  $f$  值将产生大的调制度。

前面已经说明, 人们希望能够在较大范围内获得稳定的自锁模运转。因此, 下面将从调整范围的角度出发, 进一步讨论腔的参数特性对自锁模的影响。设产生稳定自锁模运转所需的调制度的大小为  $\delta_1$ , 则将  $|\delta|_{\max} = \delta_1$  所对应的点到稳定区边缘 ( $S = -1$ ) 的距离  $\Delta L$  定义为调整范围, 很明显, 在它以外, 调制度将小于  $\delta_1$ , 不能产生稳定自锁模运转。

将  $L = f_1 + f_2 + \Delta d$  代入(3)式, 得:

$$A = -\frac{f_2}{f_1} \left( 1 + \Delta d \frac{f_2 - l_4}{f_1^2} \right), \quad D = -\frac{f_1}{f_2} \left( 1 + \Delta d \frac{f_1 - l_1}{f_2^2} \right) \quad (7)$$

在对称腔的情况下,  $f = f_1 = f_2$ ,  $l_1 = l_4$ , 稳定性因子  $S$  可表示为:

$$S = 2AD - 1 = 2 \left( 1 + \Delta d \frac{f - l_1}{f^2} \right)^2 - 1 \quad (8)$$

联立(2)式与(8)式, 令  $|\delta|_{\max} = \delta_1$ , 可解出相应的  $\Delta d$ , 则在短稳定区中, 对应的调整范围为:

$$\Delta L = a_1 - \Delta d = f^2 / (l_1 - f) \sqrt{[1 - \sqrt{1 - 1/(4\delta_1^2)}] / 2} \quad (9)$$

由(9)式可以看出, 调整范围  $\Delta L$  与腔内透镜焦距  $f$  成正比,  $f$  越大, 对应的谐振腔能够工作的稳定区的范围也越大, 这与上面分析的结果是一致的, 表明大的调整范围与大的调制度是等价的; 在上式中,  $\Delta L$  反比于臂长  $l_1$ , 因为是对称腔, 所以  $l_1$  代表着总腔长, 它表示对称结构情况下, 总腔长短的谐振腔有大的调整范围。因此, 在不与其它因素相矛盾的情况下, 有可能从总体上缩小现有的自锁模钛宝石激光器的尺寸。事实上, 人们已经做出了总腔长比传统的锁模激光器小得多的自锁模钛宝石激光器<sup>[6]</sup>。图 3 中, 令  $\delta_1 = 1.0$ , 利用(9)式, 计算了对称腔中调整范围  $\Delta L$  随  $f$  的变化曲线, 可以看出调整范围随  $f$  值增大而增大的情况。其中, 几条曲线对应着不同的  $l_1$ 。

总之, 本文对于自锁模钛宝石激光器中常用的四镜 Z 形腔的总体结构特性进行了分析, 讨论了其结构参数对于自锁模运转的影响; 从理论上证明了对称腔结构、大曲率半径内腔镜对于自锁模运转的优越性, 并说明了总腔长对于自锁模的影响。其中对称性腔结构已为实验所肯定<sup>[5]</sup>, 而后面两点则是需要综合考虑的, Z 形腔结构本身就决定了凹面镜的曲率半径不可能太大, 因此相信合理选择谐振腔参数对于稳定的自锁模运转是有重要意义的。

### 参 考 文 献

- [1] M. Piché, Beam reshaping and self-mode-locking in nonlinear laser resonators, *Opt. Comm.*, 1991, 86(2): 156~160
- [2] F. Salin, J. Squier, M. piché, Mode locking of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> lasers and self-focusing; a Gaussian approximation. *Opt. Lett.*, 1991, 16(21): 1674~1676
- [3] V. Magni, G. Cerullo, S. De Silvestri, A B C D matrix analysis of propagation of gaussian beams through Kerr media. *Opt. Comm.*, 1993, 96(4, 5, 6): 348~355
- [4] V. Magni, G. Cerullo, S. De Silvestri, Closed form gaussian beam analysis of resonators containing a Kerr medium for femtosecond lasers. *Opt. Comm.*, 1993, 101(5, 6): 365~370
- [5] G. Cerullo, S. De Silvestri, V. Magni, Self-starting Kerr-lens mode locking of a Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1994, 19(14): 1040~1042
- [6] M. Ramaswamy-Paye, J. G. Fujimoto, Compact Dispersion-Compensating Geometry for Kerr-Lens Modelocked Femtosecond Lasers, in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 1994, CPD23-1/51

## Analysis Cavity of a Self-Mode-Locking Ti:Sapphire Laser

Wang Yimin    Liu Yupu    Zhang Yinghua    Zhao yonghua

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 15 December 1994; revised 15 February 1995)

**Abstract** In this paper the effects of resonator parameters on the self-mode-locking Ti:sapphire laser are discussed. The laser generation dependence on the factors such as symmetry of the cavity, the radius of the concave mirror and the total length of the cavity are obtained. The results coincide with experiments.

**Key words** Ti:sapphire, self-mode-locking, cavity.

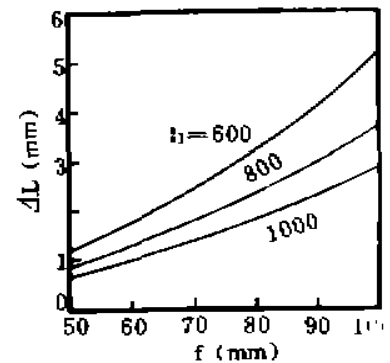


Fig. 3 Behavior of  $\Delta L$  as a function of  $f$ . The lines are drawn for  $l_1 = 600, 800, 1000$  (mm), because  $l_1$  is equal to  $l_2$ , so they represent different total cavity length