

自缩短效应对 Kerr 被动锁模激光器稳定区的影响

刘畅

(中国科学院西安光学精密机械研究所, 瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

摘要 利用谐振腔的往返矩阵理论以及谐振腔的稳定性条件研究了锁模激光器的稳定区与激光腔内光功率的关系, 从而得出在高脉冲功率下自缩短效应对 Kerr 被动锁模飞秒激光器的稳定区的影响. 利用激光谐振腔的此性质可以对 Kerr 被动锁模激光器的谐振腔的设计进行优化, 从而提高其锁模的可实现性以及谐振腔的稳定性.

关键词 锁模; 稳定区; 自聚焦; 自缩短

中图分类号 TN241 **文献标识码** A

0 引言

利用 Kerr 自聚焦效应的被动锁模技术是一种非常有效的产生飞秒激光脉冲的方法, 它被广泛的用于固体激光器的飞秒激光脉冲的产生^[1,2]. 但在产生自聚焦效应的同时还伴随着自缩短效应, 自缩短效应的产生将对谐振腔的稳定性产生一定的影响, 因为自缩短长度是功率的函数, 当归一化功率 P_n 较小时 ($P_n \approx 0$), 由自缩短效应引起的谐振腔的稳定区的分布变化很小, 可以忽略不记, 但当 P_n 逐渐增大时, 这种影响将逐渐变得明显而不可被忽略. 本文从这个角度出发分析了稳定区的分布与自缩短效应的关系, 阐述和证明了其产生原因, 并且从这一角度讨论了其对 Kerr 锁模激光器可实现性和稳定性设计方面的应用.

1 数值计算与分析

通常 Kerr 被动锁模激光器所采用的四镜 Z 型结构谐振腔, 如图 1. 两个端镜 M_1 和 M_2 为平面镜, M_1 镜对波长为 800 nm 的光全反射, M_2 为对 800 nm 光的透射率为 5% 的耦合输出镜. 切割成 Brewster 角的钛宝石 (Ti:sapphire) 棒放置于两折叠凹面镜之

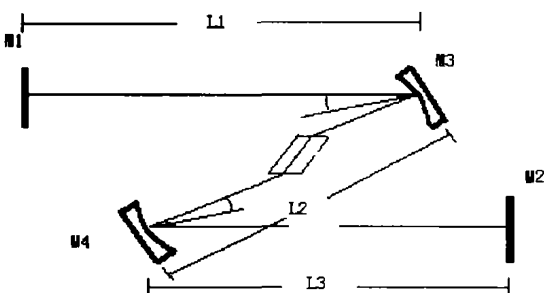


图 1 Z-型折叠腔
Fig. 1 Schematic of the Z-styled cavity

间. 腔的参量: 折叠镜 M_3 和 M_4 的曲率半径 $R_3 = R_4 = 100$ mm, 钛宝石棒的长度 $d = 20$ mm, 折射率 $n = 1.76$, 为了实现像散补偿取折叠 $\theta = 14.5^\circ$.

锁模运转下的光与未锁模 (即 CW 连续) 运转下的光具有不同的光传输矩阵, 其区别在于, 光经过钛宝石棒时有不同的传输矩阵表示 (以下考虑子午面). 光经钛宝石棒的传输矩阵为^[3]

$$M = \frac{1}{\sqrt{1-\gamma}} \begin{bmatrix} 1 & d_c \\ -\gamma/[(1-\gamma)d_c] & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d_c/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times M_k \times \begin{bmatrix} 1 & d_c/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中

$$\gamma = \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi w_c^2}{\lambda d_c} - \frac{\lambda d_c}{2\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{-1} \frac{P}{P_c} \quad (2)$$

$$M_k = 1/\sqrt{1-\gamma} \begin{bmatrix} 1-\gamma/2 & -\gamma d_c/4 \\ -\gamma/d_c & 1-\gamma/2 \end{bmatrix} \quad (3)$$

P_c 为钛宝石的自聚陷 (self-trapping) 临界光功率, 对于钛宝石 $P_c \approx 2.6$ mW, P 为腔内光功率, d_c 为有效长度. 由式(2)可知: 当 $w_c \cdot w_0 = \lambda d_c / 2\pi$ 时 γ 取得最大 $\gamma = P/P_c$, 此式即为最佳聚焦条件.

当 γ 较小时, 可以将式(3)展开并取一次近似可得

$$M_k \approx \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & Z_k \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中 $Z_k = -\gamma d_c / 4 < 0$, 为自缩短长度 (self-shortening)^[3]. 即, 光经钛宝石的传播矩阵在小 γ 条件下近似为一位移为负的均匀介质传播矩阵和一焦距为 f 的薄透镜传播矩阵的乘积. 自缩短效应的物理表现是: 此非线性效应使得高斯光束的光斑半径和曲率半径的单位长度的变化率小于无此效应时的变化率. 一特殊情况是, 当 $P_n = 1$ (即光功率 $P = P_c$) 且高斯光束的束腰在 Kerr 介质的端面上时, 高

斯光束的光斑半径和曲率半径将在 Kerr 介质中无变化的传播,这相当于高斯光束经过一零距离的传播过程.

$$\text{设 } M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \text{ 则}$$

$$r_2 = A \times r_1 + B \times \theta \tag{5a}$$

$$\theta_2 = C \times r_1 + D \times \theta_1 \tag{5b}$$

因为 $A, D > 0$, 由式(5a)和(5b)可知传输矩阵元素 A 和 D 有使光束发散的作用, 而 $B, C < 0$, 则它们有使光束汇聚的作用. 在小 γ 近似的条件下, A 和 D 近似等于零, 即使光束发散的因素消失, 而此时, 当谐振腔的参数满足最佳聚焦条件下时, B 和 C 不可忽略, 即当谐振腔工作在小 γ 条件下时, Kerr 效应对谐振腔内光场的主要作用是使光场汇聚. 而当 γ 逐渐增大时, 使光场发散的因素将逐渐增强(自缩短效应是产生原因之一, 有与此等效的作用, 其使汇集速率减慢), 这时发散和汇聚作用将共同决定高斯光束的传播.

γ 的大小取决于两个因素, 即最佳聚焦条件和归一化光功率. 图 2 为 $L_2 = 114 \text{ mm}$, $P_n = 0.25$ 时, γ 的值随钛宝石棒的右端面到凹面镜 M_3 的距离 x (如图 1) 变化的曲线图(谐振腔束腰在钛宝石棒内时). 图中有一个 γ 的峰值, 在 $x = 50.5 \text{ mm}$ 处. 在此条件下, 可得到最佳的聚焦, 但由图中可以看出 γ 的值并不等于 P_n , 即最佳聚焦条件并未得到满足, 所以并不是在任何谐振腔参数条件下, 任一 L_2 都能满足最佳聚焦条件, 在所讨论的谐振腔参数条件下, 当 $L_2 = 116 \text{ mm}$ 时最佳自聚焦条件可以得到满足. 由式(4)可以看出 γ 越大则在 γ 较小时自锁模和自聚焦的强度就越大. 图 3 是 Kerr 锁模强度(即 γ 较小时的相对光斑变化率) $\delta = w^{-1} (dw/dp)_{p=0}$ [4,5] 分别等于 0, -0.1, -0.3, -0.5 和 -1 时距离 x 与 L_2 的关系图, 图中的两块分裂的稳定区分别对应着谐振腔的高失调敏感区(HMS)和低失调敏感区(LMS) 因为锁模强度 δ 负的越大, 则激光器越易自启动和实现锁模, 所以由图 3 可看出, 当 $L_2 = 114 \text{ mm}$ 时, 距离 x 的长度取 49 ~ 52 mm 范围内的值时可得到较高的 Kerr 锁模强度, 对照图 2 可得, 当距离的长度取图 2 中峰值附近的值时, 激光谐振腔可同时得到最佳聚焦和较高的锁模强度. 由 $x = 50.5$ 的点对应与谐振腔的束腰恰好在钛宝石棒中心点时的情况, 由此可知, 在 Kerr 锁模激光器谐振腔的设计时, 将增益介质的中心位置设置在谐振腔的束腰处时可得高的锁模强度(在 L_2 处于稳定区中间上下边界附近).

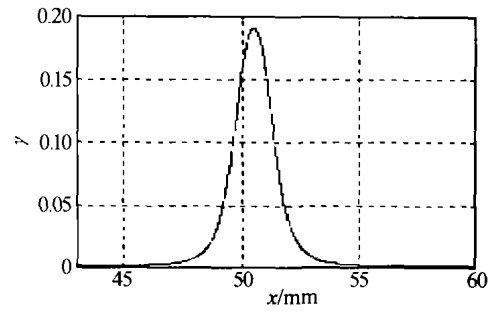


图 2 γ 随 x 的变化曲线
Fig. 2 The variation of γ with x

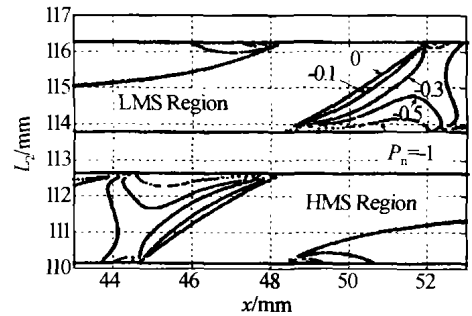


图 3 δ 取不同值时 x 与 L_2 的关系曲线
Fig. 3 The dependence of L_2 on x when mode-locking intensity δ varies

图 4 为在条件 $L_2 = 114 \text{ mm}$, $x = 50.5 \text{ mm}$ 下, 取不同近似时, 腔镜 M_1 处光斑半径随归一化功率 P_n 的变化曲线图(其中点曲线对应于式(1), 空心圆曲线对应于式(4)). 由图可以看出, 在只考虑自缩短条件下和无近似条件下的曲线都在 $P_n = 0.28$, 即 $\gamma = 0.27$ 附近截至, 由计算可知, 当 γ 大于 0.27 时, 谐振腔的稳定因子以不再满足稳定性条件. 为了证明此结论, 取距离低失调敏感区(LMS)边界较远处 $L_2 = 115 \text{ mm}$ 点做一比较, 同样作出腔镜 M_1 处光斑半径随归一化功率 P_n 的变化曲线图, 如图 5 所示, 由图可看出无小 γ 近似时的 M_1 随 P_n 的变化曲线在 $P_n = 0 \sim 1$ 范围内都连续, 即 $L_2 = 115 \text{ mm}$ 点始终处于稳定区内. 经计算, 当 $L_2 = 114 \text{ mm}$, $x = 50.4 \text{ mm}$, $\gamma = 0.27$ 时, $Z_k \approx -0.2 \text{ mm}$, 设 $L'_2 = L_2 + Z_k$, 则 $L'_2 = 113.8 \text{ mm}$; 当 $L_2 = 115 \text{ mm}$, $x = 50.6 \text{ mm}$, $\gamma = 0.6$ 时, $Z_k \approx -0.6 \text{ mm}$, $L'_2 = 114.4 \text{ mm}$, 而低失调敏感区(LMS)的下边界为 $L_2 = 13.8 \text{ mm}$ 左右, 对于前一种情况, 当 γ 取值大于 0.27 时, L'_2 将小于 13.8 mm, 从而这一点偏移出稳定区; 而对于第二种情况, 因为最大的 $Z_{k_{\max}} \leq -\gamma d_c/4$, 子午面 $d_c = 3.7 \text{ mm}$, γ 最大等于 1, $Z_{k_{\max}} \leq 0.92 \text{ mm}$, 所以在这一情况下 L'_2 不会偏移出稳定区, 即由图 5 所示, W_1 的变化范围在 $P_n = 0 \sim 1$ 的整个范围内都有有限值. 由此可见, 自缩短效应可以造成谐振腔稳定区的变化. 其产生原因为, 自缩短效应可使光束经历一段其光斑半径和曲率半径保持不变的光程, 它等效于谐振腔的折叠镜

之间的距离被缩短了一个自缩短长度 Z_k , 如果 L_2 仍在谐振腔的连续光 (CW) 工作的稳定区内时, 光脉冲仍可稳定振荡, 否则光脉冲将不能稳定振荡, 即 Kerr 锁模将不能发生.

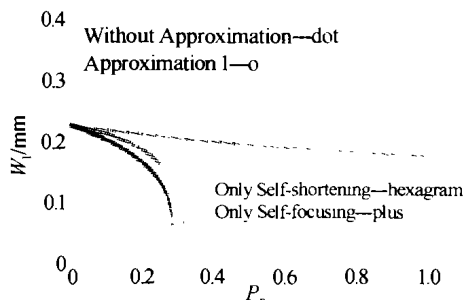


图4 $L_2 = 114 \text{ mm}, x = 50.5 \text{ mm}$ 时不同近似下 P_n 与 W_1 的关系曲线

Fig. 4 The dependence of W_1 on normalized power P_n under different approximations when $L_2 = 114 \text{ mm}, x = 50.5 \text{ mm}$

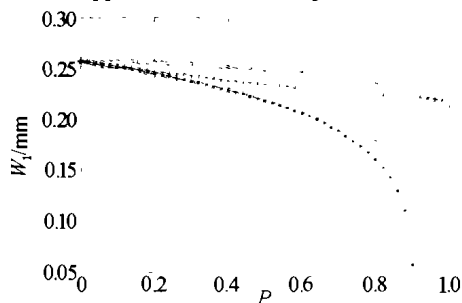


图5 $L_2 = 115 \text{ mm}$ 时不同近似下 P_n 与 W_1 的关系曲线. 曲线样式规定与图4相同

Fig. 5 The dependence of W_1 on normalized power P_n when $L_2 = 115 \text{ mm}$. The prescriptions of the styles of the lines are the same as in the Fig. 4

2 Kerr 被动锁模激光器的设计

因为, 如图3, 被动 Kerr 锁模激光器的锁模强度只有当谐振腔的工作点 L_2 靠近谐振腔的低失调度 (LMS)^[6] 稳定区域的右下边界附近且通过适当调整钛宝石棒的位置时, 其值才可得到较大的负值, 但不可过于靠近边界, 以免造成谐振腔的稳定性变差^[4]. 而且, 当将谐振腔设置在越接近最佳聚焦状态时, 超过产生 Kerr 效应的域值条件的光脉冲部分受到的 Kerr 效应达到最大, 即自聚焦效应越明显, 所以越有利于锁模的自启动 (self-starting), 同时自缩短效应 (self-shortening) 也得到了最大限度的加强, 而且其效应不可忽略. 由于自缩短效应造成的谐振腔稳定区的变化, 使得在低失调敏感区的右下

边界附近的工作点有可能移出稳定区, 再加之由于外界干扰对激光器稳定性的影响, 所以在谐振腔的设计时, 要实现锁模激光器的良好的稳定运转状态且有较大的锁模强度, 应将折叠镜之间的距离 L_2 取在距离低失调敏感区的右下边界 1 ~ 1.5 mm 左右的范围内. 以上是对非对称腔的讨论, 当谐振腔为对称腔时, 由于高低两个稳定区合并为一大的稳定区, 当把 L_2 设置在稳定区的中间区域附近时, 一可以得到较高的 Kerr 锁模强度, 二是由于 L_2 在谐振腔稳定区域的中心, 所以自缩短引起的稳定区的变化对其稳定性不造成影响. 故对称谐振腔更利于 Kerr 自锁模和谐振腔的稳定性.

3 结论

通过对锁模激光器的稳定区的数值模拟, 并讨论了在自缩短效应不可忽略时其对稳定区分布的影响以及此因素在 Kerr 被动锁模激光器谐振腔的设计上的应用, 指出利用 Kerr 被动锁模激光器的谐振腔的此性质可以对谐振腔的设计进行优化, 从而提高其锁模的可实现性以及谐振腔的稳定性.

参考文献

- 1 Brabec T, Spielmann C, Curley P F, et al. Kerr-lens mode locking. *Optics Letters*, 1992, **17**(18): 1292 ~ 1294
- 2 Brabec T, Curley P F, Spielmann C, et al. Hard-aperture Kerr-lens mode locking. *Journal of the Optical Society of America(B)*, 1993, **10**(6): 1029 ~ 1034
- 3 Vittorio Magni, Giulio Cerullo, Sandro De Silvestri. ABCD matrix analysis of propagation of Gaussian beams through Kerr media. *Optics Communications*, 1993, **96**(6): 348 ~ 355
- 4 Cerullo G, Silvestri S D, Magni V. Self-starting Kerr-lens mode locking of a Ti:sapphire laser. *Optics Letters*, 1994, **19**(14): 1040 ~ 1042
- 5 Cerullo G, Silvestri S D, Magni V, et al. Resonators for Kerr-lens mode-Locked femtosecond Ti:sapphire lasers. *Optics Letters*, 1994, **19**(11): 807 ~ 809
- 6 Cybo-Ottone A, Nisoli M, Magni V, et al. New configuration for highly stable hybrid mode-locked femtosecond dye lasers. *IEEE J Quantum Electron*, 1992, **28**(8): 1825 ~ 1829

The Effect of Self-shortening on the Stability Region of Passive Kerr Mode-locking Laser

Liu Chang

*State Key Laboratory of Transient Optics Technology, Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710068*

Received date: 2003-06-03

Abstract By using the matrix theory and the stability region theory of laser cavity, the relationship between the stability region and the pulse power in the cavity was studied, and the effect of self-shortening on the stability region of passive Kerr mode-locked laser resonators was described. By considering this effect, the realizability and the stability of the cavity can be improved, when a high power and asymmetric laser cavity is considered.

Keywords Mode locking; Stability region; Self-focusing; Self-shortening



Liu Chang was born in 1977. He received the B. S. degree from Technical Physics Department of Xidian University in 2001. Now he is pursuing his M. S. degree in Xi'an Institute of Optics & Precision Mechanics.