

热透镜效应下的克尔透镜锁模*

王 勇 胡晓改 李仲豪 王钢 李建庆 贾锁堂 周国生

(山西大学电子信息技术系, 太原 030006)

摘 要 讨论了在增益介质与克尔介质分离情况下热透镜效应对克尔透镜锁模的影响, 计算了克尔透镜锁模在热不敏感腔中需满足的条件, 结果表明: 通过适当地调整激光腔参数, 有可能实现热不敏感的克尔透镜锁模。最后通过计算机数值模拟获得了对典型振荡腔设计参量的修正。

关键词 克尔透镜锁模, 热透镜效应, 热不敏感。

1 引 言

在固体激光系统中克尔透镜锁模已经成为产生飞秒脉冲的最有效技术之一。由于克尔介质的准瞬时响应, 在具有长的增益衰减寿命的固体激光器中已实现短至 11 fs 的脉冲^[1]。目前, 这种技术不仅在掺钛兰宝石^[2], 二极管激光器泵浦的 YLF^[3] 和 YAG^[4] 激光器中获得应用, 而且在理论上也已作了大量的分析及数值计算^[5~7]。但值得指出的是, 目前的实验和理论都是基于激光相干泵浦的锁模激光器, 且增益介质同时起到克尔介质的作用。它的优点是结构简单, 缺点是克尔系数不大。为了引入有大克尔系数的介质, 需要考虑增益介质与克尔介质分离的情况。另外, 对于激光泵浦的锁模激光器, 增益介质的热效应不是至关重要的^[8]。但在用灯泵浦的激光器中要实现克尔透镜锁模, (比如: 灯泵浦的 YAG 激光器), 增益介质的热透镜效应对克尔透镜锁模的影响将会变得很大^[9]。因而, 对于这类激光器, 讨论它们实现克尔透镜锁模的热不灵敏条件是非常必要的。本文就是针对增益介质与克尔介质分离的激光系统, 分析了热效应对克尔透镜锁模稳定性的影响, 并通过数值分析获得了典型情况下的既满足热不灵敏条件又可达到最佳克尔透镜锁模的设计参数。

2 硬光阑克尔透镜锁模

考虑一增益介质与克尔介质分离的锁模激光腔, 其基本结构如图 1 所示, 腔的两端由两个平面镜 M_1 , M_2 组成。为了增大克尔效应, 将长度为 l 的克尔介质放在两个聚焦镜中间, 其焦距分别为 f_1 , f_2 , 两镜间的距离为 $f_1 + f_2 + \delta$, 两个端面镜与相邻透镜之间的距离分别是 d_1 和 d_2 , 光阑插在腔镜附近以获得较大的强度调制。

为了简化分析起见, 作者将增益介质引起的热效应简化为一个焦距为 f_T 的透镜, 它与透

* 本课题由国家自然科学基金和山西省自然科学基金资助。

收稿日期: 1995年6月4日; 收到修改稿日期: 1995年9月1日

镜 f_2 和端面镜 M_2 的距离分别为 $d_3, d_2 - d_3$ 。此外, 不失一般性地, 可假定 $d_1 > f_1, d_2 > d_3 > f_2$, 若将透镜 f_2 、热透镜 f_T 视为薄透镜, 则它们的作用可等效为一焦距为 f_{2T} 的透镜, 这样, 图 1 可简化为一四镜腔的激光系统如图 2 所示, 相应的各个参量为:

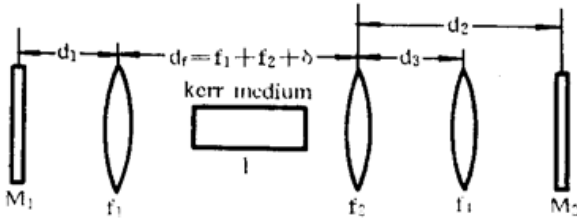


Fig. 1 Schematic of the cavity used in the calculation

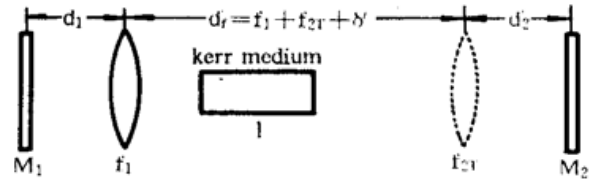


Fig. 2 The equivalent four-mirror cavity configuration

$$f_{2T} = \frac{f_2 f_T}{f_T + f_2 - d_3}, \quad d'_2 = \frac{d_2 f_T + (d_2 - d_3) f_2 - d_2 d_3}{f_T + f_2 - d_3} \quad (1)$$

$$d'_f = f_{2T} + f_1 + \delta', \quad \delta' = \delta + f_2^2 / (f_2 + f_T - d_3) \quad (2)$$

进一步可将该四镜腔等价为一双镜共焦腔, 其中两个镜的曲率半径和等价腔的长度分别为:

$$R_1 = -f_1^2 / (d_1 - f_1), \quad R_2 = -f_{2T}^2 / (d'_2 - f_{2T}),$$

$$t = R_1 + R_2 + \delta' \quad (3)$$

对于腔中不含非线性介质的情况, 其共焦参量为:

$$Z_{r0}^2 = \frac{n^2 t (R_1 - t) (R_2 - t) (R_1 + R_2 - t)}{(R_1 + R_2 - 2t)^2} \quad (4)$$

式中 n 为克尔介质中的线性折射率。当腔内放置有克尔介质时, 共焦参量应修正为 Z_{r0} / η , 其中 $\eta = (1 - P/P_{cr})^{1/2}$ [10], P/P_{cr} 是腔内脉冲峰值功率与自陷临界功率的比值。根据文献[10], 通过类似地分析, 可获得如图 1 所示的激光腔的稳定区域为 $0 < \delta' < -R_2, -R_1 < \delta' < -(R_1 + R_2)$, 为了考察克尔介质的最佳位置, 设克尔介质中心与聚焦透镜的焦平面有一微小偏移 ϵ , 在激光运转达到稳定时, 利用高斯光束传输的自相似条件, 可获得由非线性克尔效应导致的在端面处高斯光束的束腰平方的变化:

$$\Delta \omega_{ci}^2 = \bar{P} \frac{n R_i}{l [1 + (2Z_{r0}/l)^2]} \left[1 + (-1)^i \left\{ \frac{R_1^2 - R_2^2}{(R_1 + R_2 + 2\delta')} - \frac{8l\epsilon}{n [1 + (l/2Z_{r0})^2]} \frac{1}{R_1 + R_2 + 2\delta'} \right\} \right] \quad (5)$$

这里只取 \bar{P} 和 ϵ 的一阶近似, 其中 $i = 1$ 和 $i = 2$ 分别代表两个臂。如果光阑插入引起的基横模的线性损耗为 $L \ll 0.1$, 则增益的改变量应为

$$\Delta g_i = L \Delta \omega_{ci}^2 \quad (6)$$

对于固定的 R_1, R_2 , 由(5)式(6)式可求得使增益改变量最大的克尔介质长度应为 $l = 2Z_{r0}$ 。图 3 给出了典型情况下对不同的偏移量 ϵ 的增益改变量 Δg_i 与归一化参量 δ' 的关系曲线。其中对应的参数分别为 $\bar{p} = 0.25, R_1 = -0.486, R_2 = -0.324, L = 0.1$, 曲线 1、2 代表光阑分别

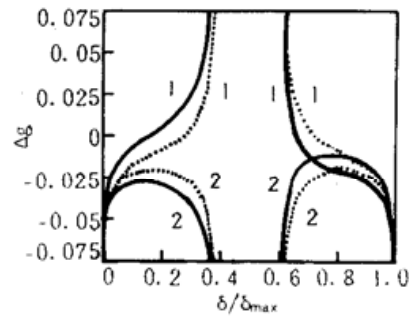


Fig. 3 Absolute change in gain versus the normalized stability parameter $\delta_{\max} = -(R_1 + R_2)$. Mode-locking operation is possible for $\Delta g > 0$. The parameters are $\bar{P} = 0.25, R_1 = -0.486, R_2 = -0.324, L = 0.1$ and $l = 2Z_{r0}$. The vertical lines denote the limit of the stability range. Curves 1 and 2 show the results when the aperture is inserted near the output coupler mirror M_1 and M_2 , respectively. The dashed curves are for $\epsilon = 0$ and the solid curves are for a shifted Kerr medium such that $\epsilon = 0.25$

插到两端镜 M_1 、 M_2 时的结果；而虚线和实线则分别代表着参数 $\epsilon = 0$ 和 $\epsilon = 0.25$ 的情况。由图 3 可见，最大的振幅调制发生在稳定区的边界附近。克尔介质的中心与聚焦面的偏移 ϵ 也影响着调制强度。一定的 ϵ ，在 $0 < \delta' < -R_2$ 时，对应于图 3 中稳定区 I，有利于克尔锁模；在 $-R_1 < \delta' < -(R_1 + R_2)$ 时，对应于图 3 中稳定区 II，却不利于克尔锁模。若选取两个稳定区的取值范围为

$$\left. \begin{aligned} -\frac{1}{2}R_2 < \delta' < -\frac{3}{4}R_2, \\ -(R_1 + \frac{R_2}{4}) < \delta' < -(R_1 + \frac{R_2}{2}). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

对应的 δ 在两个稳定区的取值为

$$\left. \begin{aligned} -\frac{R_2}{2} - \frac{f_2^2}{f_2 + f_T - d_3} < \delta < -\frac{3}{4}R_2 - \frac{f_2^2}{f_2 + f_T - d_3}, \\ -R_1 - \frac{R_2}{4} - \frac{f_2^2}{f_2 + f_T - d_3} < \delta < -R_1 - \frac{R_2}{2} - \frac{f_2^2}{f_2 + f_T - d_3}, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

与文献[10]相比可知热透镜效应对稳定区有着直接的影响，由于克尔透镜的较佳运转点在稳定区的临界处，故此，热效应的浮动对克尔透镜锁模的影响至关重要。

3 克尔透镜锁模的热稳定性

为了获得稳定的克尔透镜锁模输出，必须设法消除热浮动，有关此方面已有较成熟的理论基础^[11~13]。对于本文特定问题最简洁的做法可能是：在满足前述的克尔透镜锁模条件的基础上，再附之以热不灵敏条件，若这两个条件是相容的，则就可实现热稳定的克尔透镜锁模。按照通常的做法，从 M_1 镜到 M_2 镜的矩阵为：

$$\begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & d_2 - d_3 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -p & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} h_1 & b_1 \\ c_1 & a_1 \end{vmatrix} \quad (9)$$

其中 $\begin{vmatrix} 1 & d_2 - d_3 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}$ 为透镜 M_2 到热透镜 f_T 的传输矩阵， $\begin{vmatrix} h_1 & b_1 \\ c_1 & a_1 \end{vmatrix}$ 为透镜 M_1 到热透镜 f_T 的传输矩阵。

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{1}{f_T}, & a_1 &= \frac{d_1}{f_2} + (1 - \frac{d_f}{f_2})(1 - \frac{d_1}{f_1}), \\ b_1 &= d_1 - d_1 \frac{d_f}{f_1} + d_3[-\frac{d_1}{f_2} + (1 - \frac{d_f}{f_2})(1 - \frac{d_1}{f_1})] \\ c_1 &= -\frac{1}{f_2} + \frac{d_f}{f_1 f_2} - \frac{1}{f_1}, & h_1 &= 1 - \frac{d_f}{f_1} + d_3(-\frac{1}{f_2} + \frac{d_f}{f_1 f_2} - \frac{1}{f_1}), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

M_1 和 M_2 处的光束半径为^[14]

$$W_2^4 = -(\frac{\lambda}{\pi})^2 \frac{AB}{CD}, \quad W_1^4 = -(\frac{\lambda}{\pi})^2 \frac{DB}{CA} \quad (11)$$

由于输出光束的发散角及棒内模体积都与输出光斑半径有关，故要使激光器能稳定输出，必须要求光斑半径 W_2 不随热浮动而变化，即 $dW_2/df_T = 0$ ，也就是

$$\frac{B}{CD} \frac{dA}{dp} + \frac{A}{CD} \frac{dB}{dp} - \frac{AB}{C^2 D} \frac{dC}{dp} - \frac{AB}{CD^2} \frac{dD}{dp} = 0$$

经过整理可得关于增益介质的相对位置 d_3 的代数方程：

$$ad_3^5 + bd_3^4 + cd_3^3 + dd_3^2 + ed_3 + g = 0 \quad (12)$$

其中:

$$\left. \begin{aligned} a &= -2p^2, & b &= 2p^2(d_2 - 2u) + 2p, & c &= 2p^2(2d_2u - u^2 - 2v) - 2p(2d_2 - u) \\ d &= 2p^2(d_2u^2 + 2d_2v - 2uv) - 6pd_2u + 2d_2u, \\ e &= 2p^2(2d_2uv - v^2) - 2p(d_2u^2 + 2d_2v + uv) + 2d_2u + 4v, \\ g &= 2p^2d_2v^2 - 2pv^2 - 2pd_2uv + d_2u^2 - 2d_2v + uv, \\ u &= m_{02} + m_{13} & v &= m_{02}m_{13} \\ m_{02} &= \frac{1 - (d_f/f_1)}{-(1/f_1) - (1/f_2) + (d_f/f_1f_2)}, \\ m_{13} &= \frac{d_1 + d_f - d_1(d_f/f_1)}{-(d_1/f_2) + [1 - (d_f/f_2)][1 - (d_1/f_1)]}, & d_f &= f_1 + f_2 + \Delta \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

方程(12)即为图 1 所示谐振腔腔参数所满足的热不敏感条件, 由于方程的系数与 d_1 、 d_2 有关, 故存在一个相应于 d_1 、 d_2 的热不敏感区域。如果方程(12)与克尔透镜锁模的稳定条件可以相容, 就可实现热稳定的克尔透镜锁模。

图 4(a)和图 4(b)分别给出了在典型的克尔透镜锁模(KLM)激光腔中, 固定 $d_1 = 0.6$ m 和 $d_2 = 1.2$ m 时, 满足克尔透镜锁模和热不敏感条件时 d_3 与 d_2 和 d_1 的关系曲线。其中典型参数值选为: $f_1 = f_2 = f = 0.06$ m, $f_T = 0.5$ m, 实线和虚线分别代表在稳定区域 I, II 中的热不敏感条件, 而点划线代表着最佳克尔透镜锁模。从图中可以看到, 在实现克尔透镜锁模的稳定区域 I 中, 只要选取适当的 d_1 、 d_2 和 d_3 是有可能实现热不敏感的克尔透镜锁模的。但在稳定区域 II 中, 由于克尔透镜锁模条件和热不敏感条件不能同时满足, 故不可能实现克尔透镜锁模的热稳定运转, 上述结论有可能为灯泵浦的激光器实现克尔透镜锁模的腔体设计提供有用的参考数据。

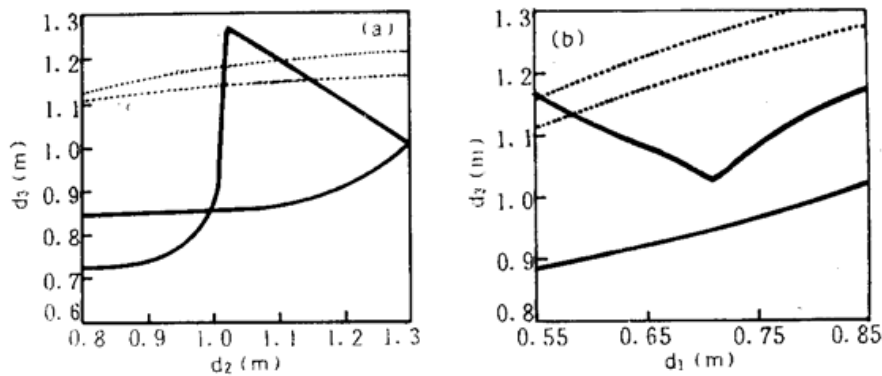


Fig. 4 (a) The gain medium position d_3 versus cavity arms d_2 , $d_1 = 0.6$ m, (b). The gain medium position d_3 versus cavity arms d_1 , $d_2 = 1.2$ m. The parameters are $f_1 = f_2 = f = 0.06$ m, $f_T = 0.5$ m. The solid line denotes the limit of d_3 fitting the thermal-insensitive resonator in stability range I; The dash line denotes the limit of d_3 fitting the thermal-insensitive resonator in stability range II; The dot line denotes the limit of d_3 fitting the optimum Kerr mode-locking resonator

结 论 在增益介质与克尔介质分离的情况下, 若增益介质的热透镜效应不能忽略时, 克尔透镜锁模的设计参数需要修正, 而且只有对某些适当的参数才能同时满足热不灵敏条件和克尔透镜锁模。克尔介质的长度为 $2Z_0$ 时获得最大的增益变化。在固定腔长 d_1 、 d_2 的情况下, 适

当的选取 δ , 克尔介质长度 l 和增益介质的位置 d_3 , 是有可能实现热稳定的克尔透镜锁模的。

参 考 文 献

- [1] Melanie T. Asaki, Chung-Po Huang, Dennis Garrvey *et al.*, Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(12): 977~979
- [2] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, 60-fs pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(1): 42~44
- [3] G. P. A. Malcolm, A. I. Ferguson, Self-mode locking of a diode-pumped Nd:YLF laser. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(24): 1967~1969
- [4] K. X. Liu, C. J. Flood, D. R. Walker *et al.*, Kerr lens mode locking of a diode-pumped Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(19): 1361~1363
- [5] S. Chen, J. Wang, Self-starting issues of passive self-focusing mode. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(21): 1689~1691
- [6] M. Piché, Beam reshaping and self-mode-locking in nonlinear laser resonators. *Opt. Commun.*, 1991, **86**(2): 156~160
- [7] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, Analytic theory of addition pulse and Kerr lens mode-locking. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, **QE-28**(10): 2086~2096
- [8] D. Georgiev, J. Herrmann, U. Stamm, Cavity design for optimum nonlinear absorption in Kerr-lens mode-locked solid-state lasers. *Opt. Commun.*, 1992, **92**(4, 5, 6): 368~375
- [9] J. Chung, A. E. Siegman, Optical-Kerr-enhanced mode locking of a lamp-pumped Nd:YAG laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1995, **QE-31**(3): 582~590
- [10] T. Brabec, P. F. Curley, Ch. Spielmann *et al.*, Hard-aperture Kerr-lens mode-locking. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10**(6): 1029~1034
- [11] 曹 清, 罗治江, 张为俊等, 动态热不敏感谐振腔分析. *物理学报*, 1993, **42**(9): 1452~1458
- [12] 李世忱, 倪文俊, 杨 巍等, 低热敏激光谐振腔理论和实验. *物理学报*, 1989, **38**(4): 567~572
- [13] 张光寅, 热不敏感腔的解与特征. *物理学报*, 1991, **40**(3): 407~413
- [14] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Book, Mill Valley, 1986, ch. 20, 777~811

Kerr Lens Mode-Locking under the Thermal Lens Effects

Wang Yong Hu Xiaogai Li Zhonghao Wang Gang

Li Jianqing Jia Suotang Zhou Guosheng

(Department of Electronic and Information Technology, Shanxi University, Taiyuan 030006)

(Received 4 June 1995; revised 1 September 1995)

Abstract In this paper we discuss the influence of thermal lens effect on the Kerr lens mode-locking in a solid-state laser system containing an extra nonlinear Kerr medium. The conditions of the Kerr lens mode-locking insensitive to thermal effects are analytically obtained. The corrections of the design parameters for a typical resonator are given by means of numerical studies.

Key words Kerr lens mode-locking, thermal lens effect, thermal-insensitivity