

自锁模固体激光器中的腔色散不共轴性*

陈毓川 郑向阳 谢仲辉 赖天树 林位株

(中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室, 物理系, 广州 510275)

摘 要 计算布儒斯特角切割的增益介质的色散引起的不同波长光波在谐振腔的振荡轴的不共轴性, 其结果表明腔色散不共轴性的横向效应不亚于自聚焦效应, 它对自锁模脉冲的产生和压缩有严重的影响。实验结果表明, 无硬光阑钛宝石激光器的自锁模的最佳区域主要在共轴点附近, 此时不同波长的振荡轴在介质内接近或完全重合。

关键词 腔色散不共轴性, 自聚焦, 自锁模激光器。

1 引 言

自 1991 年自锁模钛宝石激光器出现以来, 克尔效应(包括自相位调制和自聚焦效应)作为一种新的锁模机制已经广泛应用于多种固体激光器以产生超短脉冲^[1, 2]。一般情况下, 自锁模钛宝石激光器需要利用硬光阑结合自聚焦效应产生较大的损耗调制才能得到稳定的锁模脉冲。影响锁模的因素很多, 讨论得比较多的主要有群速度色散(GVD)和自相位调制(SPM)的平衡、自聚焦效应对谐振腔横模的调制以及增益引导效应。事实上, 还有一个很重要的因素值得考虑, 那就是通常情况下谐振腔中的增益介质是布儒斯特角切割的, 由于介质的色散, 不同波长的光波在谐振腔中的振荡轴是不可能完全重叠的, 称之为腔色散不共轴性(CDN)。腔色散不共轴性使得形成脉冲的各波长成分的光波的不重叠情况加剧, 脉冲的光斑半径增大, 因而引起脉冲在增益介质中的损耗增大。随着脉冲的压缩, 脉冲的频谱宽度的不断增大, 腔色散不共轴性引起的损耗也不断增大, 这就产生了一种不利于脉冲压缩的损耗调制。把这种损耗调制减小到最低限度, 将使脉冲形成所需要的自聚焦效应的损耗调制降低, 而且更有利于短脉冲的形成。本文主要讨论腔色散不共轴性与谐振腔结构的关系及腔色散不共轴性在介质中被完全消除的条件, 并分析腔色散不共轴性对锁模脉冲的产生、维持以及脉冲压缩的影响。

2 理论分析

这里分析的是通常采用的包含一个布氏角切割钛宝石棒的像散补偿四镜谐振腔, 其结构如图 1(a)所示。两个折叠镜 M_1 和 M_2 的曲率半径均为 R , 它们的折叠角相等, 它们在子午面

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1997-01-15; 收到修改稿日期: 1997-04-18

t 和弧矢面 s 上的有效焦距分别为 $f_t = R \cos \theta/2$ 和 $f_s = R/2 \cos \theta$ ，两个端镜 M_3 和 M_4 是平面镜。谐振腔的两个臂长分别为 $M_4M_1 = l_4$ 和 $M_3M_2 = l_3$ ，两个折叠镜到邻近的钛宝石棒表面的距离分别为 $S_1M_1 = l_1$ 和 $S_2M_2 = l_2$ 。下面以激光的某一波长的振荡轴为基准轴，计算其它波长的激光的振荡轴的相对位置。

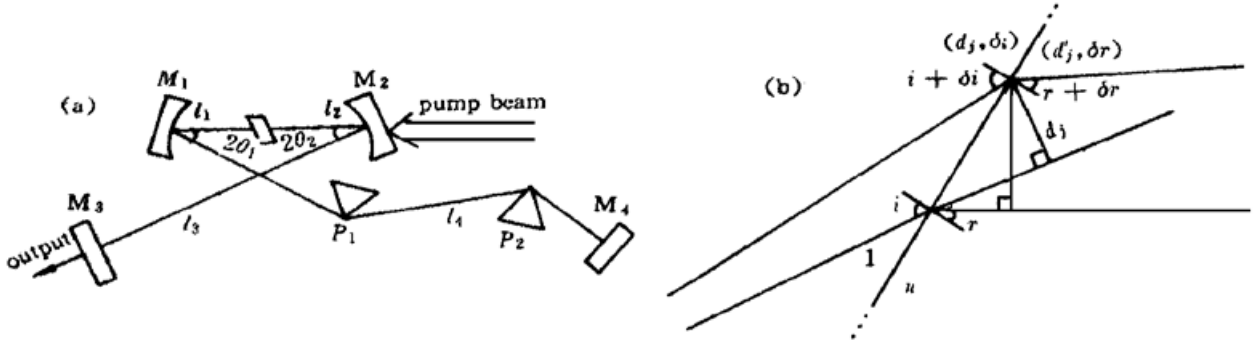


Fig. 1 (a) Schematic of the cavity configuration of a self-mode-locked Ti:sapphire laser, (b) Geometry of the cavity axis of one arbitrary wavelength on the surface of the gain medium

为了考虑棒的色散，振荡轴在钛宝石棒表面上相对棒内和棒外的基轴的坐标变换关系用折射定律的微分表示式

$$\cos i \delta i = \sin r \delta n + n \cos r \delta r, \tag{1}$$

以及几何关系式[见图 1(b)]

$$\frac{d_j}{\cos i} = \frac{d'_j}{\cos r}, \quad (j = 1, 2) \tag{2}$$

来描述。其中 i 和 r 分别为振荡轴在钛宝石棒表面上的入射角和折射角； n 为钛宝石棒的折射率； d_j 和 d'_j 分别为任一波长的振荡轴在钛宝石棒表面上相对于棒外和棒内基轴的横向坐标。当 $\delta n = 0$ 时，(1) 式和(2)式就是通常的无色散矩阵等式：

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} d'_j \\ \delta r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d_j \\ \delta i \end{bmatrix}, & (i = 0^\circ), \\ \begin{bmatrix} d'_j \\ \delta r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n & 0 \\ 0 & 1/n^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d_j \\ \delta i \end{bmatrix}, & (i + r = 90^\circ) \end{cases} \tag{3}$$

在介质内，对应于从钛宝石两端面 S_1 到 S_2 的传播， d'_2 和 d'_1 存在着以下的矩阵关系：

$$\begin{bmatrix} d'_2 \\ \delta r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d'_1 + L \delta r \\ \delta r \end{bmatrix} \tag{4}$$

在介质外，假定某一波长激光的振荡轴相对基准轴在两个端镜 M_3 和 M_4 以及钛宝石棒两端面 S_1 和 S_2 上的坐标分别为 (d_3, θ_3) 、 (d_4, θ_4) 、 (d_1, θ_1) 和 (d_2, θ_2) ，其中 $\theta_1 = \theta_2 = \delta i$ ，由光线矩阵很容易得到：

$$\begin{bmatrix} d_{1e} \\ \delta i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_e & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d_{4e} \\ \theta_4 \end{bmatrix}, \tag{5}$$

其中下标 e 表示各量在 t 或 s 面的有效值(以下各式均相同)。稳定振荡时，激光的振荡轴垂直于谐振腔的两平面端镜，所以 $\theta_3 = \theta_4 = 0$ ，(5) 式可以减化为

$$\begin{bmatrix} d_{1e} \\ \delta i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (1 - l_1/f_e) d_{4e} \\ -d_{4e}/f_e \end{bmatrix} \tag{6}$$

上式表明 $(d_1, \delta i)$ 和 $(d_4, 0)$ 的函数系数与 l_4 无关。由于任意波长的光线通过一对色散补偿棱镜只产生一定的平行位移 D_e (通常可认为 $D_s = 0$) 而方向不变, 所以当长腔臂 l_4 包含有色散补偿棱镜[图 1(a)]时, 只需将(6)式中的 d_{4e} 换成 $d'_{4e} = d_{4e} + D_e$ 即可。由(6)式消去 d_{4e} , 可以得到 d_{1e} 和 δi_e 的关系为

$$d_{1e} = (l_1 - f_e) \delta i_e \quad (7)$$

对于相同的传播方向(即从 $M_4 \rightarrow M_1 \rightarrow M_2 \rightarrow M_3$), 同理可以得到

$$d_{2e} = (f_e - l_2) \delta i_e \quad (8)$$

将(7)或(8)式代入(2)式可以得到

$$d'_{je} = (-1)^j \frac{\cos r}{\cos i} (f_e - l_j) \delta i_e, \quad (j = 1, 2) \quad (9)$$

从(5)~(8)式可以看出, 只要 δi 随折射率变化的关系可知, 则不同波长的振荡轴的相对位置就可确定。由(1)、(4)和(9)式, 可以求得 δi 和 δr 与 δn 的函数关系:

$$\begin{aligned} \delta i_e &= \left[\frac{L_e}{l_1 + l_2 - 2f_e + L_e} \right] \frac{\text{tg } i_e}{n} \delta n, \\ \delta r_e &= \left[\frac{L_e}{l_1 + l_2 - 2f_e + L_e} - 1 \right] \frac{\text{tg } r_e}{n} \delta n, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $L_e = L \cos^2(i_e) / [n \cos^2(r_e)]$ 是棒的有效长度。从(10)式可以知道, $\delta i/\delta n$ 和 $\delta r/\delta n$ 取决于谐振腔的几何结构, 反映了介质色散引起的振荡轴在介质内外随折射率变化的角偏移的性质。因此定义两个参数

$$\zeta = \frac{\delta i_e}{\delta n} = \left[\frac{L_e}{l_1 + l_2 - 2f_e + L_e} \right] \frac{\text{tg } i_e}{n}, \quad (11a)$$

$$\psi_e = \frac{\delta r_e}{\delta n} = \left[\frac{L_e}{l_1 + l_2 - 2f_e + L_e} - 1 \right] \frac{\text{tg } r_e}{n} \quad (11b)$$

来衡量介质内外的腔色散不共轴性。(11)式表明, 当 $i_s = r_s = 0$ 时, 这两个参数为零。可见, 对于增益介质是布儒斯特角切割的情况。腔色散不共轴主要发生在子午面上。由(11)式可以算出 ζ 和 ψ_i 的关系为

$$\zeta = 1 + n^2 \psi_i \quad (12)$$

下面粗略估算不共轴性的横向效应。由(9)式和(11a)式可以得到脉冲光相应频谱半高全宽处两波长的振荡轴在钛宝石棒端面的相对横向距离为

$$W_j = n |l_j - f_j| \frac{\zeta \Delta \lambda \text{dn}}{\text{d}\lambda}, \quad (j = 1, 2) \quad (13)$$

其中 $\Delta \lambda$ 为频谱全半高宽度, $\text{dn}/\text{d}\lambda$ 为对应于脉冲中心波长的介质色散变化率, 在 800 nm 处钛宝石 $\text{dn}/\text{d}\lambda = 0.026 \mu\text{m}^{-1}$ 。通常的四镜腔自锁模钛宝石激光器有两个稳定区, 稳定区的共焦边界为 $2f_i - L_i$ (或 $2f_s - L_s$), 一个稳定区的大小约为 2.5~3 mm。谐振腔工作点越靠近两个稳区的中间边界, 自聚焦对腔模的调制越大^[3]。对于相同腔镜结构, 通过计算发现, 在子午面 t 当钛宝石棒的位置偏离两折迭镜间的中心位置大约 $L_i/2$ 时, 自聚焦对腔模的调制最大; 在此情况下, $|l_1 - f_1|$ 和 $|l_2 - f_2|$ 中至少有一个大于 $L_i/2$ 。假定由不共轴性引起的光斑半径变化的大小 $\Delta w_j \approx W_j$, 钛宝石的折射率为 $n = 1.76$, 如果 $L = 20 \text{ mm}$, $l_1 + l_2 - 2f_1 + L_i = 2.8 \text{ mm}$, $\delta \lambda = 20 \text{ nm}$, 这时对应于 $|l_1 - f_1| = L_i/2 = 1.83 \text{ mm}$, $\Delta w_1 \approx 2.2 \mu\text{m}$ 。一般

情况下钛宝石棒中的光斑半径大约为 $25 \sim 30 \mu\text{m}$, Δw_1 相当于光斑半径的 $7.3\% \sim 8.8\%$ 。由自聚焦产生的小信号光斑半径的相对变化率 $\frac{1}{w} \frac{dw}{d(P/P_c)}$ 通常在 $0.1 \sim 1$ 之间^[3]; 光斑半径的变化随着功率接近自陷功率 P_c 会出现饱和效应。考虑到腔内脉冲峰值功率比 P_c 小很多, 且增益引导效应会减小自聚焦效应的作用, 实际上由自聚焦引起的增益介质中的光斑半径缩小量要小于 10% 。前面只是考虑棒在两折叠镜中间附近, 如果棒偏离中心位置不只是 1.83 mm , 例如上述腔结构, 在 s 面上自聚焦效应对光斑调制的最大值出现在钛宝石棒的位置偏离两折叠镜间的中心大约 $L_s/2 = 5.7 \text{ mm}$ 的位置; 则 Δw_j 就会比自聚焦效应产生的光斑变化大, 甚至可能大很多。可见对于无硬光阑的情况消除腔色散不共轴性是非常必要的。

图 2 绘出了覆盖整个稳定区的 ζ 和 ψ_l 随腔长 $l_1 + l_2$ 的变化关系。图中曲线表明, ζ 和 ψ_l

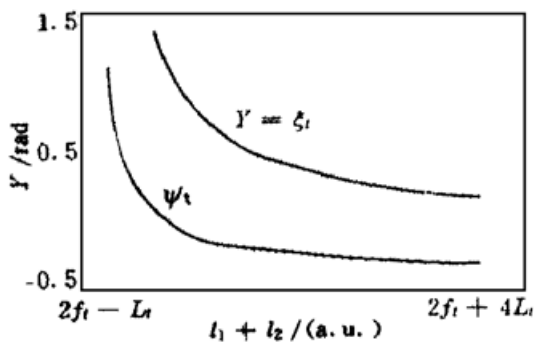


Fig. 2 Theoretical curves of the ζ and ψ_l versus $l_1 + l_2$ from the confocal stability limit $2f_t - L_t$ to $2f_t + 4L_t$. At $l_1 + l_2 = 2f_t$, $\psi_l = 0$

有个共同的特点, 即当谐振腔工作点接近稳定区共焦边界 $l_1 + l_2 = 2f_t - L_t$ 时, 它们都趋于无穷大。这表明在稳定区共焦边界附近, 由于腔色散不共轴性很高, 锁模脉冲不可能被产生^[3]。此外, ζ 总是大于零, 而且随腔长 $l_1 + l_2$ 的增大趋于零; 若使用硬光阑实现自锁模, 则在谐振腔的两个稳定区中的 $l_1 + l_2$ 较长的区不共轴性明显较小, 更容易获得稳定而且较短的脉冲^[3]。介质中的不共轴引入的损耗调制可通过适当增大泵浦光斑半径来减弱。而 ψ_l 随 $l_1 + l_2$ 的增大趋于 $-1/n^2$, 其间存在着一个零点, 从(11b)可以自出它对应于 $l_1 + l_2 = 2f_t$ 。这表明腔色散引起的不共轴在介质内是有可能被消除的。由(9)式可以看出, 当

$$l_1 = l_2 = f_t \quad (14)$$

时, $d'_1 = d'_2 = 0$, 即不共轴性被完全消除。在此称该工作点为共轴点。若利用软光阑实现自锁模, 由于介质中的不共轴性的横向效应在稳定区的大部分区域内不比自聚焦的横向效应小, 因而锁模区应在共轴点附近, 而不一定在自聚焦的横模调制大的区域内。这已被钛宝石激光器的实验所证实^[5]。如果想充分压缩脉冲, 腔外补偿是必要的。此外, 由图 2 可以知道, 长的增益介质, 尤其是 L_t 大于稳定区的范围, 在稳定区内会引入大的不共轴性, 不利于脉冲的压缩与稳定。

结 论 腔色散不共轴性是自锁模激光器设计不可忽略的一个重要因素, 它影响到自锁模的起动、维持以及锁模脉冲的压缩。一般在共轴点最容易得到短的脉冲。无光阑自锁模钛宝石激光器的锁模区域是在共轴点附近。

参 考 文 献

- [1] D. E. Spence, J. M. Evans, W. E. Sleat, 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(1): 42~44
- [2] K. X. Liu, C. J. Flood, D. B. Walker *et al.*, Kerr lens mode locking of a diode-pumped Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(19): 1361~1363

- [3] G. Cerullo, S. De Silvestri, V. Magni *et al.*, Resonators for Kerr-lens mode-locked femtosecond Ti:sapphire lasers. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(11) : 807~ 809
- [4] F. Slin, J. Squier, M. Piche, Mode locking of Ti:Al₂O₃ lasers and self-focusing: a Gaussian approximation. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(21) : 1674~ 1676
- [5] 林位株, 赖天树, 陈毓川等, 由自锁模钛宝石激光器获得 19 飞秒. 光学学报, 1995, **15**(8) : 1151~ 1152

Cavity Dispersion Nonaxiality of Self-Mode-Locked Solid State Lasers

Chen Yuchuan Zheng Xiangyang Xie Zhonghui

Lai Tianshu Lin Weizhu

(State Key Laboratory of Ultrafast Laser Spectroscopy, Department of Physics,
Zhongshan University, Guangzhou 510275)

(Received 15 January 1997; revised 18 April 1997)

Abstract The cavity dispersion nonaxiality (CDN) in a self-mode-locked solid state laser is calculated. It is shown that the transverse effect of CDN is not less than that of self-focusing in most of the stability regions and seriously affects the generation and the compression of the self-mode-locking pulse. The experimental results prove that the self-mode-locked regime of a Ti:sapphire laser without hard apertures is in the vicinity of the point where the cavity axes are coaxial in the gain medium.

Key words cavity dispersion nonaxiality, self-focusing, self-mode-locked laser.