

自锁模钛宝石激光器的谐振腔设计

赵永华 刘玉璞 张影华

(中国科学院上海光机所激光技术实验室, 上海 201800)

摘要 对自锁模掺钛宝石激光器的原理作了较详细的描述, 指出克尔透镜效应是形成自锁模的主要原因。在自聚焦理论基础上, 从无象散近似出发, 推导出钛宝石棒的非线性矩阵, 由此得出钛宝石激光器的谐振腔设计方法, 并且讨论了谐振腔稳定性对自锁模的影响、软光阑与硬光阑的不同之处以及腔内的群速度色散补偿。最后, 将计算结果与实验作了比较, 两者符合得很好。

关键词 自锁模, 钛宝石激光器, 自聚焦, 谐振腔

1 引 言

最近, 各种锁模的钛宝石激光器已成为产生超短脉冲的主要手段, 特别是在 1991 年, D. E. Spence^[1] 首次将自锁模技术用于钛宝石激光器, 获得了短至 60 fs 的激光脉冲。从此, 自锁模技术在钛宝石激光系统中获得了前所未有的发展。在 Spence 等人之后, L. Spinelli^[2] 和 U. Keller^[3] 等人将一个狭缝加在谐振腔的端反射镜旁, 加大了自锁模激光器的调制度, 使脉冲变得更短, 激光器也更加稳定。此后, M. T. Asaki^[4] 等人采用了长度仅为 6 mm 的钛宝石晶体以便只用一对石英棱镜就能补偿激光腔内的各种群速度色散, 并降低了高阶色散, 获得了脉宽仅为 11 fs 的自锁模激光脉冲, 这是迄今为止人们直接从激光器获得的最短脉冲。

关于自锁模的物理机制, 目前普遍认为与钛宝石中的非线性光学效应——特别是克尔透镜效应有关^[5~7]。所以, 自锁模也常被称作 Kerr 透镜锁模(KLM)。其锁模的形成机制可简述如下: 激光束通过钛宝石晶体时将引起介质折射率的改变, 即 Kerr 透镜自聚焦, 这种自聚焦效应将使激光振荡光束的模式或参数随着激光功率(峰值功率)变化。如果谐振腔内存在某种硬边的或软边的光阑, 那么, 激光束参数的变化必然会引起腔内净增益的变化。只要谐振腔设计合理, 光阑位置正确, 大的峰值功率将使腔内净增益变大(平均功率不变)。这样, 激光器必定运转在自锁模状态而非连续波状态。由于 KLM 没有粒子数受激吸收跃迁过程, 并且其锁模机理与波长无关。因此, KLM 对于新的宽调谐固体激光材料产生 fs 脉冲是最有发展前途的锁模技术。

对自锁模的理论研究, 国外学者已做了不少工作, 但均着重于无象散的理想情况^[5~7]。本文也从无象散理论出发, 再将之推广至有象散的情况, 并且讨论了谐振腔稳定性对自锁模的影响、软光阑与硬光阑的不同之处和谐振腔内色散棱镜的距离等问题。

2 无象差设计理论

自锁模掺钛宝石激光器的通常结构如图 1 所示。泵浦光源一般采用氩离子激光器,图中 M_1 、 M_2 为平面镜, M_3 、 M_4 为球面反射镜, P_1 、 P_2 为色散补偿棱镜。之所以采用这种结构,主要有两方面的考虑。首先,是为了提高激光器对泵浦光的利用效率。理论和实验均表明,泵浦光和振荡光束越细,从泵浦光到振荡光的能量转换效率就越高。其次,是为了补偿象散。因为钛宝石晶体较长,并以布儒斯特角放置在激光腔中,这就不可避免地带来象散,所以,必须采用折叠腔的方法,用球面反射镜的象散来补偿钛宝石晶体的象散,以改善振荡光束质量,增加泵浦效率。为了理论计算的方便,这时先不考虑激光器内的象散与色散,而仅仅采用图 2 的简化装置对自锁模的某些特征作理论上的探讨,然后再将其推广至有象散与色散的实际系统中。

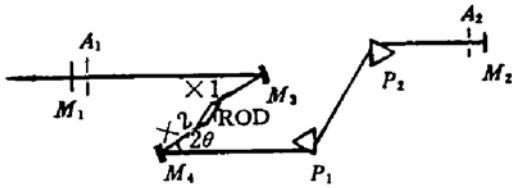


Fig. 1 Optical schematic of a resonator for self-mode-locking with a hard-aperture A_1 closed to M_1 and another aperture A_2 closed to M_2 for selecting wavelength. P_1 , P_2 : prism pair

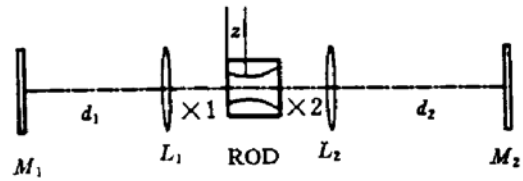


Fig. 2 Schematic setup of the self-mode-locked laser with a Ti:sapphire rod in the cavity as Kerr media. L_1 , L_2 : lenses with $R/2$ focal length

谐振腔设计通常采用 $ABCD$ 矩阵方法,这要求谐振腔内的每一个光学元件都能用光线变换矩阵来描述其光束传播特性。设光线在谐振腔内来回一周后其变换矩阵为 $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$,则谐振腔稳定的条件是^[7]

$$S = \left| \frac{D+A}{2} \right| \leq 1$$

可见,若 S 越接近于 1,则腔越不稳定,因此我们可以用 S 来表示腔的稳定程度。利用上式,可以推得如图 2 所示的谐振腔的稳定条件为: $l_1 \leq d \leq l_2$ 或 $l_3 \leq d \leq l_4$,其中 l_1, l_2, l_3, l_4 的值为

$$\begin{aligned} l_1 &= 2f \\ l_2 &= 2f + \frac{f^2}{d_2 - f} \\ l_3 &= 2f + \frac{f^2}{d_1 - f} \\ l_4 &= 2f + f^2/(d_1 - f) + f^2/(d_2 - f) \end{aligned} \quad (1)$$

式中 d_1, d_2 为谐振腔的两臂长度 ($d_1 < d_2$), f 为透镜焦距, d 为透镜间的距离。

如果把钛宝石晶体当作一段线性的、均匀的光学介质,其传输矩阵将是非常简单的,即 $T = \begin{pmatrix} 1 & l/n_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$, l 为晶体长度, n_0 为晶体的折射率。但是,在考虑到钛宝石晶体的 Kerr 透镜效应之后,晶体的折射率将不再是均匀分布的,而与光强 I 有关

$$n = n_0 + \frac{n_2 |I|^2}{2} \quad (2)$$

式中 n_2 为晶体的非线性折射率。当激光功率较小,远低于自聚焦的阈值功率时,高斯光束在晶

体中的传播将依然保持为高斯光束。此时可用下面的矩阵来表示光在非线性晶体中的传播^[8]

$$T_{NL} = \sqrt{1-\gamma} \begin{pmatrix} 1 & l/n_0 \\ -n_0\gamma/[(1-\gamma)l] & 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

式中 γ 可表示为零功率时光束参数与归一化功率 P/P_c 的乘积, 即

$$\gamma = \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi n \omega_c^2}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi n \omega_0^2} \right)^2 \right] \frac{P}{P_c} \quad (4)$$

其中 ω_c 是钛宝石晶体中间的光斑半径, ω_0 是激光束的腰斑半径, P 为激光功率, P_c 为自聚焦的阈值功率。采用一阶近似, ω_c, ω_0 都可以认为是 $P/P_c = 0$ 时的值。阈值功率 $P_c = c\epsilon_0\lambda^2/2\pi n_2$ 。这样, 就可以继续使用 $ABCD$ 定律来计算高峰值功率时(自锁模状态)激光束的参数。定义

$$\Delta\omega_i = (\omega_i - \omega_i|_{P=0})/\omega_0 \quad (5)$$

式中 $i = 0, 1, 2$ 分别为钛宝石棒中的束腰变化量及端反射镜 M_1, M_2 上的束腰变化量。由于谐振腔在稳定区图中的位置是由透镜 f_1 和 f_2 之间的距离 d 决定的, 谐振腔稳定的条件是 $l_1 \leq d \leq l_2$, 或 $l_3 \leq d \leq l_4$, 利用 $ABCD$ 定律就可以计算出 $\Delta\omega_i$ 相对于 d 的变化, 如图 3 所示。此外, 我们还计算了稳定性变量 S 随 d 的变化情况, 如图 4 所示。计算时取 $d_1 = 600$ mm, $d_2 = 900$ mm, $f = 50$ mm, 并假定束腰在棒中央。从图 3 中可以归纳出以下几点:

(1) 如果谐振腔中居中放置一个硬边光阑(如狭缝等), 则该狭缝必须放置在镜 M_1 处, 即短臂的一端。

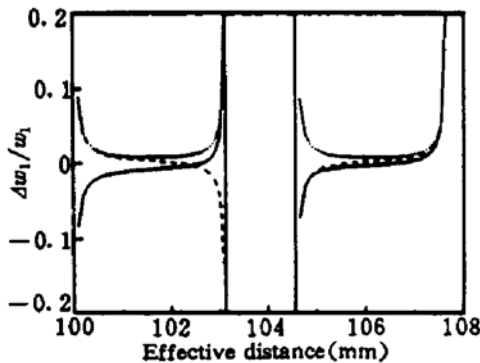


Fig. 3 Relative change of beam waist radius in the rod (Solid line), on mirror M_1 (dashed) and M_2 (dotted) versus the effective distance between L_1 and L_2

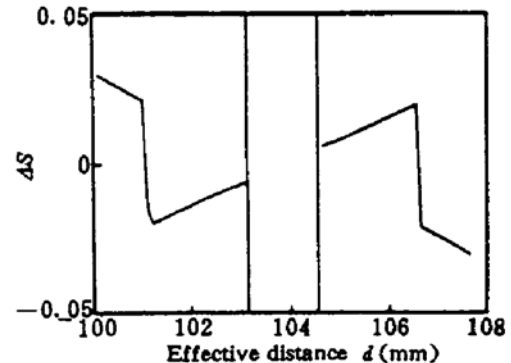


Fig. 4 Relative change of the stability parameter S versus the effective distance between L_1 and L_2

(2) 当 d 接近于 l_2 或 l_3 时, 光斑半径的变化将急剧增大, 从而使调制度增大。因此在调整谐振腔时, 应使 d 尽量接近 l_2 或 l_3 。

(3) 当 d 接近 l_2 时, 钛宝石棒中的束腰也将变大, 由此将影响泵浦光到振荡光的转换效率。若这种变化使泵浦光与振荡光的耦合变好, 转换效率增大, 则将使调制度变得更大, 锁模也就变得更为容易。反之, 将减小调制度。一般情况下, 采用焦距较短的透镜 f_1 和 f_2 , 将使调制变得更大。

当 d 接近于 l_3 时, 情形刚好相反。此时宜选用焦距较长的透镜 f_1 和 f_2 , 以加大调制度。

(4) 当 d 接近于 l_2 时, 稳定性变量 S 的变化是负的。也就是说, 自锁模时将使激光器远离稳定区的边缘。此时, 激光器将变得更为稳定, 从而有利于锁模。

当 d 接近于 l_3 时,稳定性变量 S 的变化是负的,这意味着自锁模会使激光器更加靠近稳定区的边缘,从而增大了衍射损耗,激光器也变得更为不稳。因此不利于锁模。

综上所述,自锁模激光器应选用焦距较短的透镜,并将狭缝放置在腔的短臂端反射镜旁。调整谐振腔时则应使透镜的距离尽量接近于 l_3 。

3 实际设计方法

如前所述,自锁模钛宝石激光器的实际结构如图 1 所示,腔镜 M_3, M_4 折叠的目的是为了补偿钛宝石晶体引起的象散。也就是说,在子午面和弧矢面的光线变换矩阵因为象散将有不同。以布儒斯特角放置的钛宝石晶体在子午面和弧矢面的光线变换矩阵分别为

$$T_r = \begin{pmatrix} 1 & l/n_0^3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad T_s = \begin{pmatrix} 1 & l/n_0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

另一方面,球面反射镜对斜入射的光束,其成像特性在子午面和弧矢面内也不一样。设入射角为 θ ,则光束在子午面和弧矢面内的焦距分别为

$$f_r = \frac{R}{2} \cos\theta, \quad f_s = \frac{R/2}{\cos\theta}$$

式中 R 为球面镜的半径。适当地选取 θ ,就能消除输出镜处光束的象散。但是,输出光束实现象散补偿的同时,往往增益介质内部依然存在着象散,这意味着在钛宝石晶体内部子午面和弧矢面的光束束腰位置不一样,这必将削弱晶体内部克尔透镜效应。此时,可调整钛宝石晶体的位置,使子午面和弧矢面的束腰重合。这里,我们依然用 $ABCD$ 矩阵方法,算出晶体位置 x_1 随小腔长 d 的变化情况如图 5 所示。

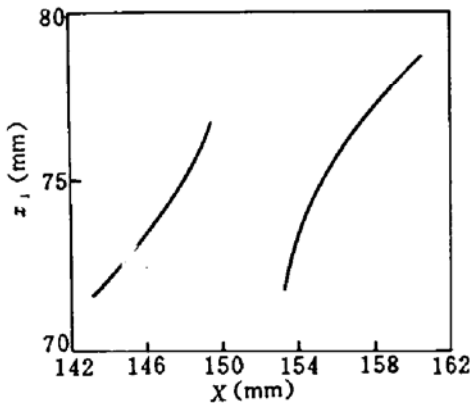


Fig. 5 To start self-mode-locking easier, the rod position x_1 versus the distance $X = x_1 + x_2$ is shown

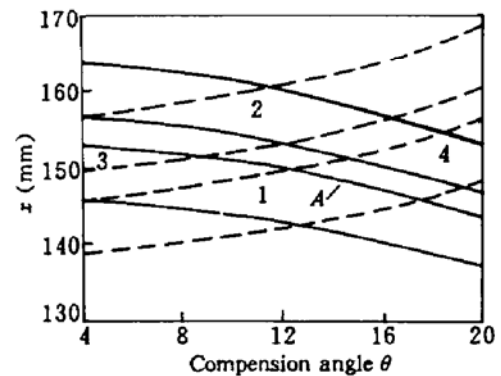


Fig. 6 Stable range of a folded-mirror cavity for the self-mode-locked laser. Solid line; tangent plane; Dashed line; sagittal plane

另一方面,子午面和弧矢面光线矩阵的不一致将引起稳定区的改变。图 6 分别显示了子午面和弧矢面的 l_1, l_2, l_3 和 l_4 随补偿角 θ 的变化情况。图中的 1, 2, 3, 4 这四个区域即为共同的稳定区。前面已指出,为了让激光器能更容易锁模, d 必须接近于 l_2 。此外,作为硬光阑的狭缝通常是垂直放置的。也就是说,硬光阑位于子午面内。因此, θ 的选择应使 d 接近于子午面的 l_2 , 如图中的 A 点。

因此,在考虑了钛宝石激光器内的象散之后,应仔细地选择象散补偿角 θ , 并仔细调整钛

宝石棒的前后位置, 才能获得较大的调制度。

4 色散补偿

在飞秒激光系统中, 色散补偿是个极关键的问题。这方面, 已有一套较为成熟的理论。由于钛宝石晶体较长, 因此常常采用重火石玻璃制作的棱镜以加大色散补偿量。仅考虑二阶色散时, 棱镜间的距离应为

$$d_{pr} = \frac{C_{rod}l + D_r}{C_r} \quad (6)$$

式中 C_{rod} 为钛宝石棒的群速度色散系数, D_r 为棱镜的材料色散, C_r 为棱镜的角色散系数。上式没有考虑介质膜引起的色散, 而认为激光器内的色散主要是由钛宝石晶体引起的。其中角色散系数 C_r 可表示为

$$C_r = \left[\frac{1}{\cos(\theta_r)} \frac{dn_r}{d\lambda} \right]^2 \quad (7)$$

式中 n_r 为棱镜折射率, θ_r 为棱镜顶角。为了获得更短的脉冲, 还需考虑三阶甚至更高阶的色散。一般情况下, 棒越短, 棱镜距离越短, 三阶色散也就越小。因此, 若要获得更短脉冲, 则应选用短棒, 并使棱镜距离尽量短, 或者使用石英棱镜。

5 实验和结论

我们利用前面的理论, 设计了自锁模钛宝石激光器, 已获得了脉宽 50 fs, 谱宽大于 10 nm 的自锁模脉冲。锁模脉冲序列稳定, 启动后自锁模持续时间超过半小时。激光器的结构如图 1 所示。其中在实验过程中发现, d , x_1 与色散补偿量均是极为重要的参数, 直接影响自锁模能否启动, 这与前面的理论分析基本一致。

综上所述, 利用本文的理论模型, 可以较为方便地计算出激光器在图 6 中的位置, 从而确定出该工作点是否有利于自锁模的形成。通过改变 M_3 和 M_4 的象散补偿角、距离 l , 就能优化自锁模激光器的工作状态。实验时通过调整 x_1 和色散补偿, 就能获得稳定的自锁模激光输出。

参 考 文 献

- 1 D. E. Spence *et al.*. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1991, 16(1):42
- 2 L. Spinelli *et al.*. *CLEO*, paper CPDP7
- 3 U. Keller *et al.*. Femtosecond pulses from a continuously self-starting passively mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1991, 16(13):1022
- 4 M. T. Asaki *et al.*. Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1993, 18(12):977
- 5 M. Piché. Beam reshaping and self-mode-locking in nonlinear laser resonators. *Opt. Commun.*, 1991, 86:156
- 6 T. Brabec *et al.*. Hard-aperture Kerr-lens mode locking. *J. Opt. Soc. Am. B.* 1993, 10(6):1029
- 7 F. Salina *et al.*. Mode-locking of Ti: Al₂O₃ lasers and self-focusing; a Gaussian approximation. *Opt. Lett.*, 1991, 16(21):1674
- 8 V. Magni *et al.*. ABCD matrix analysis of propagation of Gaussian beams through Kerr media. *Opt. Commun.*, 1993, 96:348~355

Resonator Design of a Self-mode-locked Ti:sapphire Laser

Zhao Yonghua Liu Yupu Zhang Yinghua

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

Abstract A theory of self-mode-locking of Ti:sapphire laser is described. A nonlinear *ABCD* matrix, derived from the aberrationless theory of self-focusing, is introduced to treat the propagation of Gaussian beams in materials with Kerr nonlinearity, showing that self-focusing in the laser rod leads to modification of the Gaussian beam parameters either in the rod or on the resonator mirrors. An optimum resonator design for Kerr-lens-mode-locking with (or without) hard-aperture is given. A theoretical prediction is confirmed by the experimental result.

Key words self-mode-locking, Ti:sapphire laser, Kerr-lens-effect, resonator

基础光学与国民经济结合远景讨论会在乌鲁木齐市召开

1995年8月26~30日,中国光学学会基础光学专业委员会在乌鲁木齐市召开会议,讨论基础光学与国民经济结合的问题,各部和中国科学院所属研究所、高等院校、科协等部门的62名专家出席了讨论会。

讨论会的第一个议程是学术报告。安排的报告有30篇,它们包括了光学技术在光电子学、能源、工业、信息处理以及基础科学研究中的应用;新型相干光源和光学元件;新光学现象等。《光学与能源》、《关于极短波相干辐射应用前景》、《Cluster的受激发射》、《光通过漫射物质的光谱学与成象术》、《纳米材料的非线性光学性质》、《光子晶体和光子定域研究》、《Paul势阱中激光冷却离子的混沌运动》、《全固化自调Q激光器理论和应用》、《用遗传算法设计衍射光学元件》等,向人们展示了光学技术发展的新成就和发展的动态。第二个议程是讨论基础光学研究与国民经济发展的关系。与会科学家热烈的发言表达了基础研究要与国民经济发展相结合的愿望,只有这样,基础研究才有源泉,自身也才有发展的动力。与会科学家也抨击了当前出现的伪科学,维护科学的尊严,并希望有关部门加强科学普及教育,提高全民科学意识水平,提高识别伪科学的能力。

(纪 钟)