

# 易于开启和维持自锁模的适度失谐腔克尔介质自锁模激光器

孙 逊

(天津大学物理系, 天津 300072)

郝雪岭

(天津大学电子工程系, 天津 300072)

徐 朗

(天津医科大学生物医学工程系, 天津 300070)

辛建国

(北京理工大学信息工程学院光电工程系, 北京 100081)

**提要** 提出工作于谐振腔适度失谐时的克尔介质自锁模激光器易于开启和维持自锁模的理论。根据克尔镜锁模原理和动态可饱和高斯增益特性, 利用激光传输矩阵理论, 对系统进行了数值模拟计算, 确证了最佳腔镜失谐角的存在。结论与已有的实验结果相符, 并对它们赋予了新的合理解释。

**关键词** 克尔介质自锁模激光器, 克尔镜锁模, 动态可饱和高斯增益, 腔失谐角

## 1 引言

利用具有较大三阶非线性(克尔)系数的非线性克尔介质作为锁模工作物质来获取超短脉冲的方法, 已成功运用于耦合腔锁模技术<sup>[1]</sup>、APM技术<sup>[2]</sup>、相干叠加锁模技术等多种固体激光器锁模技术中。Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>自锁模激光器的研制成功<sup>[3,4]</sup>, 更加确证了克尔工作物质在现代固体激光锁模技术中的地位, 并成为新一代固体锁模激光器中的研究热点。但在Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>自锁模激光器中既作为增益介质, 又作为非线性工作物质的Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>介质本身所具备的克尔非线性系数较小(10<sup>-16</sup>esu量级), 往往不足以使系统锁模自开启, 同时, 还降低了自锁模系统的光强分辨率, 给自锁模系统的稳定运转带来一定困难<sup>[5]</sup>。在其它克尔介质自锁模激光器<sup>[6]</sup>, 微点克尔镜自锁模激光器<sup>[7]</sup>等的应用和实际工作中, 也存在同样问题。而普遍采用的启动和维持自锁模的方法, 是在激光腔内插入主、被动锁模介质<sup>[8,9]</sup>或“振镜”<sup>[10]</sup>等手段, 却无疑又增加了系统的复杂程度。因此, 克尔工作物质这种非线性系数较小的特点, 给克尔介质自锁模激光器的实际应用带来一定困难和不便。如何使系统易于开启和维持自锁模, 是进一步发展克尔工作物质固体激光器自锁模技术的关键。

本文根据克尔介质自锁模激光器的克尔镜锁模原理和增益介质的动态可饱和高斯增益特性, 利用激光传输矩阵, 对自锁模系统中超短光脉冲的形成和脉宽压窄速率进行了数值模拟计算, 得出了工作于适度失谐腔的克尔介质自锁模激光器最易于开启和维持自锁模的结论。结论

与以往实验结果相符并对新型克尔介质自锁模激光器的设计工作具有一定的参考价值。

## 2 理论分析与计算

对于任何克尔介质自锁模激光器,其自锁模机理均可归结为克尔介质自身的非线性产生克尔镜效应,使光脉冲发生自聚焦和自相位调制,光脉冲频谱展宽,其空间与时间包络发生相关调制,从而在每次的腔内往返中,脉冲峰值较其两翼及边沿处可获得更大的净增益。随往返次数的增加,能量不断由脉冲两翼和边沿处向脉冲峰值处转移,脉宽不断被压窄。当增益介质的动态可饱和增益性质使这种脉宽压窄的速率不断减慢,以至于与群速度色散等因素导致的脉宽展宽速率趋于相等,即达到动态平衡后,可形成稳定的自锁模脉冲输出。其中群速度色散等因素只对于超短脉冲形成后的脉宽影响较大,并可以通过改变实验参数来控制<sup>[3,4,11]</sup>。而克尔介质本身的自聚焦镜作用和其动态可饱和增益特性决定着系统自锁模的开启和脉冲压窄速率以及脉宽压缩量。因此,它对于系统中自锁模脉冲的形成过程及难易程度、形成的速率以及系统工作的稳定性,起着至关重要的作用。显然,在相同条件下具有最快脉宽压缩速率和最大脉宽压缩量的克尔介质自锁模激光器,最易于开启自锁模和稳定地工作于锁模状态。

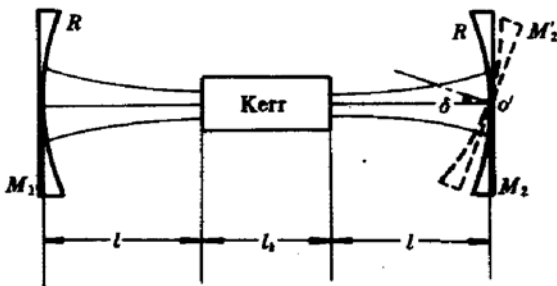


Fig. 1 Schematic of the equivalent resonator of the Kerr medium self mode-locked laser

任何复杂程度和类型的克尔介质自锁模激光器都可以等效为一个与之具有相同谐振腔参数的有源谐振腔。图 1 是这种等效谐振腔的示意图。为简单起见,可假设等效谐振腔二腔镜  $M_1$  和  $M_2$  曲率半径相同,均为  $R$ ,且各自到克尔增益介质的距离相等,均为  $l$ ,克尔介质的长度为  $l_k$ 。

对于被高斯光泵浦的克尔增益介质,其单程增益系数为

$$g(r) = g_0 \exp(-2r^2/W^2) \quad (1)$$

$$I_{\text{out}} = I_{\text{in}} \exp\left\{\frac{g(r)}{1 + I_{\text{av}}/I_s}\right\} \quad (2)$$

式中  $g(r)$  为距离谐振腔轴  $oo'$  为  $r$  处的增益因子,  $g_0$  为小信号增益系数,  $W$  为泵浦光光斑半径,  $I_{\text{av}}$  和  $I_s$  分别为谐振腔内平均光强和增益介质的饱和光强,  $I_{\text{in}}$  和  $I_{\text{out}}$  分别为入射和出射克尔增益介质的光强。

假设腔内振荡的光脉冲为高斯线型,其光强写作

$$I(t, r) = I_0 \exp(-t^2/\tau^2 - r^2/\omega^2) \quad (3)$$

其中  $I_0$  为峰值光强,  $\tau$  和  $\omega$  分别为  $1/e$  能量处的半脉宽和光斑半径,  $t$  和  $r$  分别为距离脉冲峰值处的时间和空间距离。

光脉冲从  $M_1$  和  $M_2$  腔镜到增益介质之间的光传输规律由光线传输矩阵描述,其具体形式写作

$$T_{M_1 \rightarrow \text{Kerr}} = T_{M_2 \rightarrow \text{Kerr}} = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

光脉冲从  $M_1$  和  $M_2$  表面的入射和出射传输矩阵均为

$$T_{-M_1} = T_{-M_2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

对于入射光脉冲, 由于克尔镜效应的发生, 可将克尔工作物质看作  $N$  个薄层的叠加, 每一个薄层可以等效为一个薄透镜, 其传输矩阵写作<sup>[12]</sup>

$$T_{i=1,2,\dots,N}(t) = \begin{bmatrix} \cos\left(k_i \frac{l_k}{N}\right) & \frac{1}{k} \sin\left(k_i \frac{l_k}{N}\right) \\ -k \sin\left(k_i \frac{l_k}{N}\right) & \cos\left(k_i \frac{l_k}{N}\right) \end{bmatrix}$$

式中

$$k_i = \sqrt{\frac{2n_2 I_i(t) \cdot \frac{1}{\omega_i(t)^3}}{n_0 + n_2 I_i(t)}} \quad (6)$$

$n_0$  和  $n_2$  分别为克尔工作物质的线性折射率和克尔非线性系数,  $I_i(t)$  和  $\omega_i(t)$  分别为入射第  $i$  薄层克尔介质的高斯脉冲在相对峰值 ( $t = 0$ ) 为  $t$  时刻的光强和光束光斑半径。由 (6) 式易知, 第  $i$  薄层等效克尔透镜的焦距为

$$f_i(t) = \frac{\omega_i(t)^2}{2n_2 I_i(t) l_k / N} \quad (7)$$

由 (7) 式可知, 对于发生自聚焦的光脉冲, 其时域分布各处的等效克尔透镜焦距均不同, 且与时域光强分布  $I(t)$  大小成反比。光强越高处 (脉冲峰值), 等效克尔镜焦距越短, 自聚焦程度就越大; 光强越低处 (脉冲两翼及边沿), 等效克尔镜焦距越长, 自聚焦程度就越小。此即“克尔镜效应”。

对于光脉冲在自锁模系统中的形成和脉宽压窄过程, 可分以下两种情况讨论。

(1) 当腔镜准直, 即未失谐时, 在谐振腔中振荡的光脉冲始终沿谐振腔轴传播。由于克尔镜效应使其在克尔介质中发生自聚焦。对应脉冲峰值 ( $t = 0$ ) 处, 光强较大, 自聚焦程度也就最大, 聚焦后的光斑较小, 所得到的空间平均增益因子  $\overline{g(r)}$  较大, 因此获得的净增益较大; 而对于光脉冲两翼及边沿处 ( $t > \tau$ ) 的光强较小, 自聚焦后光斑较大, 所得到的平均增益因子  $\overline{g(r)}$  较小 (即只有靠近光斑内部的能量得到高斯增益中心的增益作用, 而光斑外围部分却远离增益中心, 得到的增益很小), 因此, 所得到的净增益就较小。这样, 脉冲峰值处与两翼及边沿处所得到的净增益存在一个差值。由于此差值的存在, 使脉冲两翼及边沿处能量随往返次数的增加, 不断向脉冲峰值处转移, 脉宽得以压缩。在此过程中, 光脉冲不同能量处聚焦前后的光斑都始终以高斯增益曲面中心为空间对称分布。

(2) 当谐振腔发生很小程度失谐后, 不妨假设  $M_2$  失谐, 失谐角为  $\delta$ , 如图 1 中虚线所示,  $M_2$  变为  $M_2'$ 。则在腔内振荡的光脉冲不再始终沿谐振腔轴线传播, 而以一定的小的失谐角在克尔介质中发生克尔镜效应。因为在克尔介质中的折射率  $n = n_0 + n_2 I$ , 所以对于光脉冲能量  $I$  较高的部分, 其折射率也较大。根据在媒质中传播的光其传播方向会由光疏向光密方向偏折的性质可知, 光脉冲传播方向会向腔轴处偏折, 即向可获得更大能量增益的高斯增益中心处偏折。能量越高, 其等效折射率就越大, 偏折的程度就越大, 获得的增益也就越多, 因而峰值处光线会较两翼及边沿处光线更大程度地偏向腔轴, 这使自聚焦后的脉冲峰处光斑比两翼和边沿处光斑更小并且更为靠近高斯增益中心, 因此会得到更大的净增益。随往返次数的增加, 脉冲峰值处

光线将随光强的增大而越来越靠近高斯增益中心传播,而两翼及边沿处的光将随光强的相对减小而越来越远离腔轴即高斯增益中心,最后甚至溢出增益模体积之外。这样,脉冲峰值和两翼处净增益之差就会越来越大,脉宽也就越来越窄。

显见,对于(1)、(2)两种情况,脉冲的峰值和两翼处净增益之差大小是不同的,并且对于(2)情况,可能存在一最佳失谐角,使这一差额在整个自锁模脉冲的形成过程中,其平均值始终保持最大,其脉宽压窄速率和压窄量均最大。在同等条件下,具有最快脉宽压缩程度的克尔介质自锁模激光器,是最容易启动和维持系统自锁模运转的。

根据以上分析和公式(1)~(7),可以用计算机对不同工作条件下的自锁模系统的脉冲形成和压窄情况进行数值模拟计算。具体计算方法如下:首先假定腔内存在一初始能量起伏,并设其为标准高斯型脉冲。然后将其在空域和时域内做 $2+1$ 维离散采样处理,即在光传播法平面的 $x$ 轴、 $y$ 轴以及时间轴 $t$ 轴上分别采点取样。计算光脉冲上每点在腔内的空间位置变化和相应处可获增益量的大小。然后将具有相同时间 $t$ 大小的空间各点能量合成为光脉冲在 $t$ 时刻能量的值。最后,根据文献[13]给出的“均方根法”可以算出压缩后光脉冲的脉宽。

### 3 结果与讨论

图2给出了在如式(3)所示的峰值功率为 $I_0 = 10^8 \text{ W/cm}^2$ 的标准高斯脉冲在腔失谐角 $\delta$ 取不同值的情况下,经腔内有限次往返后的脉宽变化情况。

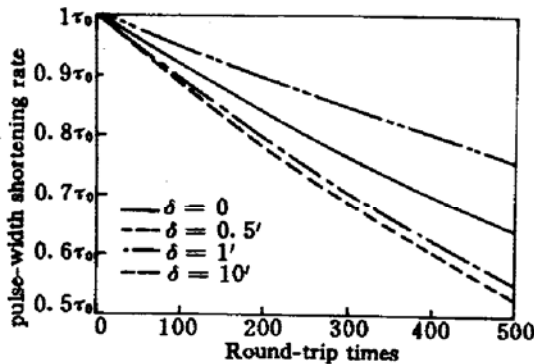


Fig. 2 Variation of both the pulse shortening rate and the compressed pulse width after limited cavity round-trips with different angles of cavity. Parameters are as follows:  $n_0 = 1.76$ ,  $n_2 = 3 \times 10^{-16} \text{ esu}$ ,  $g_0 = 0.25$ ,  $I_s = 330 \text{ kW/cm}^2$ ,  $I_0 = 10^8 \text{ W/cm}^2$ ,  $R = 15 \text{ cm}$ ,  $l_1 = 2 \text{ cm}$ ,  $l = 7.3 \text{ cm}$ ,  $W_s = 40 \mu\text{m}$ , and  $N = 20$ ,  $l$  is fixed by the typical Z-type self mode-locked Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser

由图2可知,在不同的工作条件下,脉宽压窄速率和脉宽压窄量不同。当腔镜失谐角 $\delta$ 分别取 $0.5'$ 和 $1'$ 时,脉宽的压缩速率(对应于图2中曲线斜率的绝对值)和脉宽压缩量(对应于曲线的纵轴上经500次光脉冲腔内往返后的脉宽取值)均快于无失谐腔( $\delta = 0$ )和失谐角过大( $\delta = 10'$ )的情况。所以,对于工作参数一定的自锁模系统,必然存在一个最佳腔镜失谐角,使得脉宽压缩速率最大,系统的能量分辨率也最高,此时,系统最易于启动和维持自锁模运转。

在对长期从事Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>自锁模激光器实验研究人员提供的实验现象分析后发现,在具有典型Z型腔结构的Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>自锁模激光器中,当一端腔镜发生不同程度的失谐时,会使其自锁模开启变得容易或困难,其运转的稳定性也随之升高或降低。实验中将连续工作状态的系统输出功率调至最高点附近,即腔模式匹配和准直程度最高时(这对应于无失谐腔工作情况),再轻调二平面端反射镜,使腔发生适度轻微失谐,则可以很容易地使系统由连续工作状态进入自锁模工作状态,其运转情况也将十分稳定。但是,调节腔端镜失谐角过大时,则又可使系统由锁模运转回到连续工作状态。此时,系统开启和维持自锁模都将变得十分困难,并导致系统输出功

率下降,甚至不能工作(不出光)。显然,这是由于失谐过大时,系统的能量分辨率反而下降。经过有限次往返后光脉冲各部分均溢出增益模体积,造成腔内振荡光得不到高于振荡阈值的增益,以致于系统不能正常工作。在文献[14]中,也得到了同样的实验结果。在以往关于  $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$  激光器自锁模技术的研究报道中<sup>[3,4]</sup>,均是利用敲击腔镜或震动实验台等方法来开启自锁模的。目前普遍认为这是由于系统在瞬间(几十毫秒)失谐时,相当于一个类似转镜“调Q”的过程,当系统恢复准直态时释放一个巨脉冲,即足够的“种子”脉冲能量起伏,来提供初始脉冲条件。我们认为其中还有一个不容忽视的重要原因就是,谐振腔在几十毫秒的失谐过程中,系统的能量分辨率得以提高,脉宽压缩速率增大,加快了自锁模脉冲的形成过程。估算和研究表明<sup>[10]</sup>:在几十毫秒内,足以建立起稳定的自锁模脉冲。在 Y. M. Liu 等人采用的连续振动腔镜的方法来启动和维持系统自锁模运转<sup>[10]</sup>,但并未对其工作机理给出合理的解释。结合自己的工作,我们认为连续振镜法开启和维持自锁模的机理,是由于腔镜振动时的不完全轴向运动,使腔始终工作于微度且适度,即振动频率和振幅要保证在一定范围内的失谐条件下,因此提高了整个自锁模系统的能量分辨率和脉宽压缩速率而使系统易于开启和维持自锁模。

目前,实验中已观察到通过适度调节系统腔失谐程度,可以使系统锁模自启动(其中包括参考文献[14]的工作和我们对间接实验结果分析后得出的结论)并稳定工作于自锁模状态。但是由于实验条件所限,目前尚不能精确获取最佳失谐角的实验量值及其与脉冲形成过程,脉宽压缩速率,最终输出超短脉冲宽度等的确切关系。尤其是最终输出的脉冲宽度是否受腔失谐程度大小的明显影响?理论和实验均表明,输出脉冲宽度受克尔工作物质的增益带宽和群速度色散等因素的限制。结合以上的结论和问题综合考虑,能否设计出一种易于开启自锁模和稳定工作的新型适度失谐腔克尔介质自锁模激光器,并使之输出的超短脉冲宽度突破 10 fs 大关?进一步的研究工作有待进行。

**致谢** 在本文的完成过程中,得到了天津大学精仪系超快激光研究室的向望华教授、张贵忠教授及李世忱教授的有益讨论并提供了相关的工作参数和实验现象分析,尤其是戴建明博士所提供的大量详实的实验记录。作者在此衷心的感谢。

### 参 考 文 献

- 1 J. Goodberlet, J. Wang, F. G. Fujimoto *et al.*. Femtosecond passively mode-locked  $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$  laser with a nonlinear external cavity. *Opt. Lett.*, 1989, 14(20):1125~1127
- 2 E. P. Ippen, H. A. Haus, L. Y. Liu. Additive pulse mode locking. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1989, 6(9):1736~1745
- 3 D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked  $\text{Ti}:\text{sapphire}$  laser. *Opt. Lett.*, 1991, 16(1):42~45
- 4 M. T. Asaki, C. P. Huang, Dennis Garvey *et al.*. Generation of 11 fs pulses from a self-mode-locked laser. *Opt. Lett.*, 1993, 18(12):977~979
- 5 孙 逊, 王清月. 克尔介质自锁模激光器的锁模启动和稳定性理论初探. *物理*, 1995, 24(7):413~416
- 6 G. P. A. Malcolm, A. I. Ferguson. Self-mode locking of a diode-pumped  $\text{Nd}:\text{YLF}$  laser. *Opt. Lett.*, 1991, 16(24):1967~1969
- 7 G. Gabetta, D. Huang, J. Jacobson *et al.*. Femtosecond pulse generation in  $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$  using a microdot mirror mode locker. *Opt. Lett.*, 1991, 16(22):1756~1758
- 8 P. F. Curley, A. I. Ferguson. Actively mode-locked  $\text{Ti}:\text{sapphire}$  laser producing transform-limited pulses of 150 fs duration. *Opt. Lett.*, 1991, 16(13):1016~1018
- 9 N. Sarukura, Y. Ishida, H. Nakano. Generation of 50-fsec pulses from a pulse compressed, CW, passively mode-

- locked Ti:sapphire. *Opt. Lett.*, 1991, 16(3):153~155
- 10 Y. M. Liu, K. W. Sun, P. R. Prucnaland *et al.*. Simple method to start and maintain self-mode-locking of a Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1992, 17(17):1219~1221
- 11 R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon. Negative dispersion pairs of prisms. *Opt. Lett.*, 1984, 9(5):150~152
- 12 A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books. Calif.; Millvalley, 1986. 786
- 13 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic, Boston, 1989, chap. 3
- 14 魏志义, 黄旭光, 张诗友等. 可自启动的自锁模掺钛蓝宝石激光器. *中国激光*, 1994, 21(5):498

## An Easier Starting and Maintaining Self-mode-locked Kerr Medium Laser with a Suitably Detuned Cavity

Sun Xun

(*Department of Physics, Tianjin University, Tianjin 300072*)

Xi Xueling

(*Department of Electronic Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072*)

Xu Lang

(*Department of Biomedical Engineering, Tianjin Medical University, Tianjin 300070*)

Xin Jianguo

(*Department of Opto-Electronic Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081*)

**Abstract** This paper shows theoretically for the first time that the starting and maintaining of the self-mode-locking of a Kerr medium self-mode-locked laser (KMSMLL) can be made more easily by rationally controlling the parameters of the detuned cavity. According to the properties of the KMSMLL such as the Kerr lens mode-locking (KLM) and the dynamic saturable Gaussian gain, using the laser ray propagational matrix, we calculated the KMSMLL numerically and obtained the most suitable detuning angle of the cavity mirror.

The theory agrees with some experimental results and gives new and rational explanations.

**Key words** Kerr medium self-mode-locked laser, Kerr lens mode-locking, dynamic saturable Gaussian gain, detuning angle of cavity