

# 克尔介质自锁模激光器的锁模启动及稳定性理论初探<sup>1)</sup>

孙 逊

(天津大学物理系,天津 300072)

王 清 月

(天津大学精密仪器系超快激光研究室,天津 300072)

**摘要** 描述了克尔介质自锁模激光器的锁模工作原理,建立了自锁模系统光强分辨率的概念,并指出光强分辨率对自锁模系统的锁模启动和工作稳定性起着决定性的作用。通过合理控制克尔介质自锁模激光器的腔镜失谐角,可以提高系统的光强分辨率,从而使自锁模系统易于自锁模启动并提高其自锁模工作的稳定性。

**关键词** 克尔介质,克尔镜效应,光强分辨率,腔镜失谐角

## 1 方兴未艾的克尔介质自锁模激光器

近年来在固体激光器锁模技术中,利用具有较大三阶(克尔)非线性系数的非线性克尔介质构成锁模激光系统,已成为获取极短超快脉冲的有效手段之一。先后出现了耦合腔锁模技术<sup>[1,2]</sup>、附加锁模技术<sup>[3-5]</sup>、相干叠加锁模技术<sup>[6]</sup>等。其主要工作原理都是利用克尔介质的非线性作用,对光脉冲进行自相位调制,从而改变光脉冲的空间和时间分布特性来获取超短光脉冲的。

1991年,Spence等人首次报道了Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>激光器自锁模的实验结果,获得了60fs脉宽的超短光脉冲输出<sup>[7]</sup>。这一实验的成功,为固体激光锁模技术揭开了新的一页。具有优越的性能和应用潜力的克尔介质激光器的自锁模技术诞生了!此后,关于Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>自锁模激光器实验研究的报道不断涌现,所获得的自锁模脉冲的宽度也越来越窄<sup>[8-14]</sup>。目前已获取了脉宽仅为11fs的Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>自锁模激光器的自锁模光脉冲<sup>[14]</sup>,这是迄今为止人类从锁模激光器中所能直接获得的最短脉冲输出。由于Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>激光器自锁模时,腔内除Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>介质本身既

作为增益工作物质又作为非线性克尔介质外,无其他任何主、被动锁模工作物质。因此,人们普遍认为,其自锁模机理是Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>介质自身的三阶非线性导致的克尔镜效应,使光脉冲发生自相位调制,展宽其频谱;并且,由于克尔镜效应,使光脉冲在克尔介质中发生自聚焦,改变了光脉冲的空间与时间的分布,从而使时域中脉冲的峰值附近光强较强处比两翼及边沿附近光强较低处能获得更大的净增益,即获取更高的能量。因此,随着光脉冲在克尔介质自锁模激光器腔内不断往返,能量将不断向脉冲峰值处转移,脉宽不断被压窄。最后,当这种净增益的差额达到饱和后,脉冲的形状和宽度才趋于稳定,形成规整的自锁模脉冲输出序列。根据上述克尔镜原理产生的微点克尔腔镜锁模技术也取得了较大的成功,获得了190fs脉宽的自锁模脉冲输出<sup>[15]</sup>。同样,利用克尔镜效应在Nd:YAG, Nd:YLF,及Nd:glass等多种固体激光器中,均成功地实现了稳定的自锁模运转<sup>[16]</sup>。这一切都标志着克尔镜效应自锁模已不再仅仅是一种实验现象,而已成为一种具有很高实用价值和广阔应用前景的、切实可行的固

1) 1994年6月8日收到。

体激光器锁模技术,成为获取固体激光极短超快光脉冲的有效手段。

然而,由于目前所普遍采用的克尔工作物质的克尔非线性系数一般均较小(如  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  的克尔系数  $n_2$  值约为  $10^{-16}\text{esu}$  量级),因此一般不足以使自锁模系统自锁模启动自开启。通常,需要给系统注入一个足够强的能量起伏,即所谓的“种子”脉冲,才能使克尔镜效应发生足够强的作用,使系统由连续工作状态进入锁模工作状态,即开启锁模。目前普遍采用的开启锁模的方法是在激光腔内使用可饱和吸收体<sup>[17]</sup>、主动锁模头<sup>[18]</sup>等锁模介质,或给激光腔一个足够强的微扰,使之瞬间失谐,如弹击腔镜<sup>[7]</sup>等方法,使激光腔内产生一个足够强的起始“种子”脉冲,从而使克尔镜效应发生作用,使“种子”脉冲不断被整形、放大,最后形成稳定的自锁模脉冲输出。显然,以上方法增加了系统结构的复杂性,但又没有根本解决系统不易自维持锁模运转的问题,即使轻微的外扰,甚至是灰尘落入激光腔内,都可能使系统由锁模工作状态回到连续工作状态。所以,合理地提高克尔介质自锁模激光器的锁模启动性和提高锁模工作状态的稳定性,是真正发展克尔介质自锁模激光器并使之实用化的前提。本文将结合自己工作,对此作出尝试性的探讨与建议。

## 2 如何使克尔介质自锁模激光器容易锁模自启动并稳定地工作?

现在我们以  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  自锁模激光器为例来探讨这个问题。图 1 为  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  自锁模激光器的实验装置图。图中  $M_1$  为平面输出镜,  $M_2, M_3$  为球面全反镜,  $M_0$  与  $M_4$  为平面全反镜,  $P_1, P_2$  为负色散棱镜,  $L$  为透镜,  $KG$  为克尔增益介质,  $BWL$  为带宽限制片,  $A$  为小孔光阑。

实验中,仔细调整光路及棱镜对  $P_1$  和  $P_2$  在光路中的插入量及其间距,使  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  激光器在连续最佳状态下工作,然后轻轻敲击腔镜  $M_1$  或  $M_4$  或色散棱镜  $P_1$  或  $P_2$ ,即可启动锁

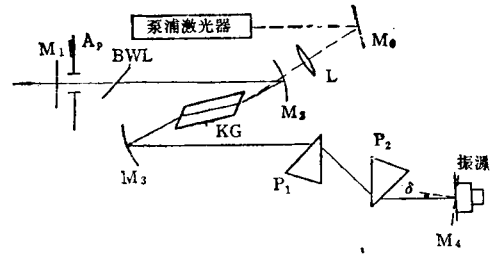


图 1  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  自锁模激光器的实验装置图

模,使系统由连续工作状态进入锁模工作状态。然后再仔细调谐腔中诸元件和泵浦光功率,并通过改变色散棱镜对  $P_1$  和  $P_2$  在光路中的插入量及其间距,以改变其负色散量,使锁模工作条件最佳,即可获得最窄的自锁模脉冲输出。但在锁模工作状态下,往往由于锁模系统外界的轻微扰动,甚至是空气中灰尘的落入,都会使系统由锁模工作状态回到连续运转状态。因此,仅靠弹击腔镜的方法只能开启自锁模,但却不足以维持自锁模稳定运转的。这就给自锁模激光器的实际应用带来了不便和困难。文献[19]给出了一种简单有效的开启自锁模并维持其稳定运转的方法。如图 1 所示,将腔镜  $M_4$  的外端固定在一个以一定频率和振幅沿腔轴方向周期性往复振动的振源上,使激光器始终工作在腔长周期性往复变化的非稳态。对于一定的泵浦功率,当振动幅度与振动频率的乘积大于某启动阈值时,激光器可以锁模自开启,并稳定地

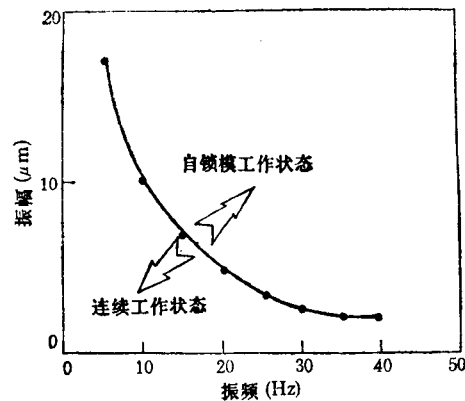


图 2  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  自锁模激光器开启和维持自锁模运转的阈值条件  
(在阈值处,振镜的振幅与振频的乘积近似为一常数,振镜峰值速率为  $0.26\text{mm/s}$ )

工作在锁模状态。当泵浦功率增加时,启动阈值会随之降低。图2给出了在泵浦光功率10W的条件下,振幅与振动频率(简称振频)的乘积所满足的启动阈值关系。

这一方法的工作原理可以定性地解释为:当腔镜的速度超过某一阈值时,即可以在短于纵模间相互作用时间的时间内扫描竞争模的频率,以致于使增益带宽下的诸竞争模之间的能量交换减小,从而使诸模间保持一定的相位关系。当腔镜振动到正负最大振幅处时(一个振动周期内两次),其速度为0。此时,诸竞争模之间能量交换达到最大,即模竞争最激烈,产生的能量起伏也最大。当这种能量起伏大到超过锁模阈值时,即可作为“种子”脉冲,发生锁模。然而,这种定性的解释却缺乏坚实的理论定量基础,并且脱离了克尔介质本身所具有的将光脉冲的时间和空间分布进行相关调制的克尔镜效应的特性。因此,只单纯地将模竞争导致能量起伏形成“种子”脉冲进而发生锁模的机制,作为振镜技术在克尔介质自锁模激光器中应用的主要机理,是有些模糊和片面的。通过细致的实验分析和理论研究,笔者认为,由于腔镜的不完全轴向运动而导致的腔内光脉冲与谐振腔轴呈轻微失谐角传播,会使自锁模系统的光强分辨率发生改变,从而对于自锁模开启的难易和锁模工作的稳定性发生至关重要的影响。

自锁模激光器的光强分辨率可以唯象地定义为不同的光强 $I_1$ 和 $I_2$ ,其中 $I_1 > I_2$ ,在腔内经一个往返后所获得的净增益之差 $g(I_1) - g(I_2)$ 与其光强之差 $I_1 - I_2$ 的比值,即

$$\text{光强分辨率 } r = \frac{g(I_1) - g(I_2)}{I_1 - I_2}, \quad (1)$$

$r$ 表示每一单位的光强差可获得净增益之差能力的大小。显然, $r$ 越大,则对于同一光脉冲光强较高处(峰值附近)在腔内经一个往返后,会比较小光强处(两翼及边沿)获得更大的净增益,脉宽就更容易被压窄,自锁模也就越容易启动,自锁模工作状态也就越稳定,形成稳定的自锁模脉冲所需要的时间也就越短。

对于克尔工作物质,其折射率 $n$ 与其固有折射率 $n_0$ 和克尔非线性系数 $n_2$ 以及入射光的光强 $I$ 有关。对于光强为 $I$ 处的入射光,其折射率 $n$ 满足

$$n = n_0 + n_2 I. \quad (2)$$

因此,对于在腔内振荡的光脉冲,由于光强分布在峰值处较两翼及边沿处大(时域、空域中均如此),这就导致其不同时空位置的折射率也不同,因而克尔介质可以等效为多个薄透镜的叠加,此即所谓的克尔镜效应。若假设振荡光脉冲为高斯型分布,即光强

$$I(t, r) = I_0 e^{-\frac{2t^2}{\tau^2}} e^{-\frac{2r^2}{\omega^2}}, \quad (3)$$

其中 $I_0$ 为峰值功率( $t=0, r=0$ 时 $I$ 的大小), $\tau$ 和 $\omega$ 分别为 $\frac{1}{e^2}$ 能量处的脉宽和光斑直径的 $\frac{1}{2}$ , $t$ 和 $r$ 分别为距离脉冲峰值处的时间和空间的距离。则每个薄克尔透镜的等效焦距由下式给出<sup>[20]</sup>:

$$f(t) = \frac{\omega(t)^2}{4n_2 I(t)d}, \quad (4)$$

其中 $I(t)$ 为光脉冲的光强在时域中的分布函数, $f(t)$ 和 $\omega(t)$ 分别为对应光脉冲不同位置的等效薄透镜的焦距和光斑半径, $n_2$ 为克尔介质的三阶非线性系数, $d$ 为每一薄层克尔介质的厚度。光脉冲经过克尔工作物质后,所得到的增益由下式给出:

$$g(r) = g_0 \exp(-2r^2/\omega_{\text{pump}}^2), \quad (5)$$

$$I_{\text{out}} = I_{\text{in}} \exp\left(\frac{g(r)}{1 + I_{\text{AV}}/I_s}\right), \quad (6)$$

式中 $g(r)$ 为距离谐振腔轴 $r$ 处的增益因子, $g_0$ 为小信号增益系数, $\omega_{\text{pump}}$ 为泵浦光光斑半径, $I_{\text{AV}}$ 和 $I_s$ 分别为谐振腔内的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脉冲强度。显然,由(5)式和(6)式可知,越靠近轴心处,所得到的增益因子越大,获得的净增益也就越大。

当振荡光脉冲入射克尔介质后,由于克尔镜效应而发生自聚焦。光脉冲在不同的 $t$ 位置时通过的透镜焦距 $f(t)$ 不同,其自聚焦的程度

也就不同。 $f(t)$  越小, 则自聚焦后的光斑半径  $\omega(t)$  就越小, 所得到的增益因子  $g(r)$  就越大, 得到的净增益量也就越大, 这对应于脉冲峰值 ( $t = 0$ ) 附近; 反之, 对应于脉冲两翼及边沿处得到的净增益量就越小。因此, 每经过一次克尔介质后, 脉冲峰值处都会较两翼及边沿获取更大的净增益, 能量也就逐渐向峰值处转移, 脉宽不断被压窄。当这种增益的差额趋向饱和后, 即差值为 0 时, 脉冲形状及宽度保持不变, 形成稳定的自锁模脉冲输出序列。显然, 在上述过程中, 自锁模激光器的光强分辨率  $r$  起至关重要的作用。

当腔镜振动时, 由于腔镜的不完全轴向运动, 导致腔镜  $M_1$  不再始终与腔轴垂直, 而存在一个随振动变化的很小的失谐角  $\delta$ , 如图 1 中虚线所示。这使光脉冲也以一定的、很小的失谐角偏离谐振腔轴线传播。当光脉冲以一定的偏离腔轴的小失谐角射入克尔介质后, 将发生克尔效应, 这将使光脉冲的能量峰值向腔轴方向偏折。对于脉冲峰值处的光线, 由于其经过的凸透镜焦距  $f(0)$  短于脉冲两翼及边沿处的焦距  $f(t)(t > 0)$ , 所以向腔轴偏折的程度也较两翼及边沿处为大。因此, 在克尔介质中的传播过程中, 会越来越向腔轴靠近, 所获得的净增益量也就越大; 而对于两翼及边沿处的光线, 由于克尔透镜焦距较大, 因此向腔轴偏折的较少, 所以它在克尔介质中传播时, 会较峰值处光线远离腔轴传播, 所获得的净增益量也就较峰值处为少。每次往返, 峰值与两翼及边沿处所获得的净增益量均不同。显然, 前者高于后者。图 3 给出了这种不同光强处的光线在克尔介质中的传播方向亦不相同的情况。

显然, 如果每次光脉冲入射克尔介质时与腔轴的失谐角  $\delta'$  合适, 则可使上述不同光强处所获得的净增益量差值最大, 即较光线只沿轴向传播的谐振腔工作情况提高了自锁模系统的光强分辨率  $r$ , 同时, 亦提高了自锁模系统的锁模工作稳定性, 并使锁模易于开启。启动阈值的存在是由于只有当腔镜的振幅与振频的乘积达到启动阈值时, 才有可能给系统提供足够

合适的失谐角。

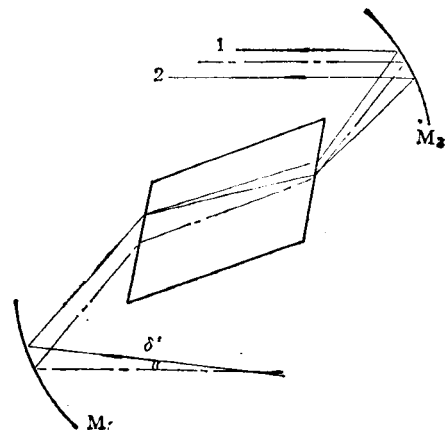


图 3 不同光强处的光线在克尔介质中的传播  
(点划线为谐振腔轴线, 出射光线 1, 2 分别对应脉冲两翼和脉冲峰值处的光线,  $\delta'$  为入射光偏离谐振腔轴的失谐角)

在对长期进行  $Ti:Al_2O_3$  激光器自锁模实验研究的人员提供的实验记录进行细致分析后, 发现在实验中确实存在当谐振腔适度失谐导致光线偏离腔轴传播时, 更容易启动系统自锁模, 并提高自锁模工作状态的稳定性这一事实。但由于此时的最佳失谐角往往很小, 因此不易获取精确的最佳失谐角的实验量值。

### 3 结语

本文在实验分析与理论研究的基础上, 提出通过合理控制克尔介质自锁模激光器的腔镜失谐角, 可以提高自锁模激光器的能量分辨率, 从而使系统易于自启动和自维持自锁模。这一问题的提出, 对于改进克尔介质自锁模激光器的工作性能及新腔型克尔介质自锁模激光器的设计工作, 具有一定的参考意义。进一步的理论定量分析和细致的实验研究以获得最佳腔失谐角的工作有待进行。

作者在此对天津大学精密系超快激光研究室的张贵忠教授、向望华教授及戴建明博士给予的有益讨论和建议表示衷心感谢!

(下转第 438 页)