

# 一种连续 Nd : YAG 激光锁模的新技术\*

邬起 周建英 黄旭光 李振先 李庆行

(中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室, 广州 510275)

## 提 要

本文首次报道了在连续运转的 Nd : YAG 激光器上通过移动腔镜实现锁模的实验研究. 获得平均宽度为 60 ps 的锁模脉冲序列. 文中提出了实验结果的初步解释, 表明这种锁模现象是一种增强的自锁模.

**关键词** Nd : YAG 激光器, 锁模, 自相位调制.

## 1 引 言

锁模方法是产生超短激光脉冲的重要途径. 近年出现了附加脉冲锁模(APM)<sup>[1]</sup>以及自起自动附加脉冲锁模<sup>[2]</sup>技术. Ti : Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 激光器的自锁模则是目前追求简便且输出脉冲窄的锁模方法研究的热点. 普遍认为三阶非线性引起的克尔透镜效应是 Ti : Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 激光器自锁的主要机制<sup>[3]</sup>. 利用基于克尔透镜效应的锁模新技术也获得了飞秒量级的超短脉冲<sup>[4]</sup>. 在 Ti : Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 激光器出现之前, 一般认为固体激光器中的自锁模只是部分锁模<sup>[5]</sup>. 在最近关于脉冲 Nd : YAG 激光器自锁模<sup>[6]</sup>的报道中, 获得了较深的调制. 作者曾研究了连续氩灯泵浦 Nd : YAG 激光器的自锁模, 也得到了调制较深的输出, 但没有观察到真正的锁模脉冲序列. 可见, 由于材料性质和工作条件的限制, 不能苛求所有固体激光器都能通过自锁模获得稳定的超短脉冲输出. 然而, 自锁模现象又是普遍存在的, 用简便的方法使自锁模效应加强进而得到实用的超短脉冲, 应是值得努力的方向. 本文报道用移动腔镜的方法增强自锁模, 在 Nd : YAG 激光器上获得脉宽仅为 60 ps 的锁模脉冲序列的实验研究.

## 2 实验结果与分析

实验装置如图 1 所示. 采用简单的平-平腔结构. 全反射镜  $M_1$  置于导轨上, 由步进马达驱动; 输出镜  $M_2$  的透过率为 15%; 增益介质 Nd : YAG 为  $\Phi 4\text{mm} \times 83\text{mm}$ , 由单根  $\Phi 10\text{mm} \times 120\text{mm}$  的氩灯泵浦,  $D$  为高速响应光电二极管 ( $< 0.5\text{ns}$ ), 同高速示波器 (Tektronix 7904) 结合起来观测激光的锁模特性; 用电动机驱动使光反射到  $D$  的反射镜旋转时, 则可同时研究光束的空间性质. 脉冲宽度用扫描自相关器 (Spectra-Physics) 进行实时测量;  $L_2 = 60\text{cm}$ ;  $L_1$  在 75 至 105 cm 的范围内变化, 实验还用到一块  $7 \times 7 \times 6\text{mm}$  的 KTP 倍频晶体, 通光长度为 6 mm, 正入射时满足第 I 类相位匹配条件. 下面简要介绍实验中观察到的一些自锁现象.

收稿日期: 1992年8月10日; 收到修改稿日期: 1992年10月26日

\* 广东省科委青年自然科学基金项目.

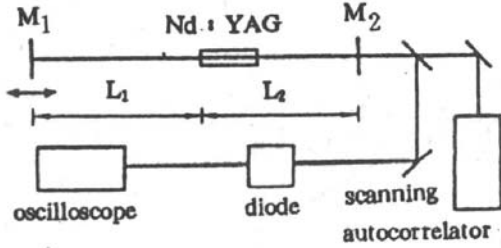


Fig. 1 Experimental setup

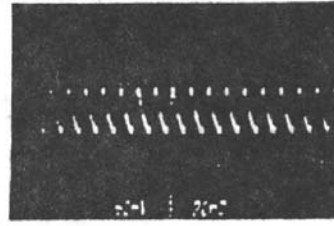


Fig. 2 Oscillograph of self-mode locked laser output on a time scale of 20 ns/div

## 2.1 连续 Nd : YAG 激光器的自锁特性

固定  $M_1$ , 泵浦电流略高于阈值时, 适当调节腔镜, 可在示波器上观察到激光输出呈现较深的调制, 如图 2 所示, 调制深度可以达到 70% 甚至更大. 这时,  $L_1 = 98 \text{ cm}$ , 有效腔长  $L = L_1 + L_2 + 8.3 \times (1.82 - 1) = 165 \text{ cm}$ , 调制周期为 11 ns, 恰好对应于光在长为  $L$  的空腔中运行一周的时间. 光束中部的调制深度稍小于边缘. 腔镜的调节也能使输出波形仅表现为弛豫振荡. 升高泵浦电流, 输出较稳定时, 自锁模引起的调制减弱. 在腔内加入非线性折射率系数  $n_2$  较大的 KTP 晶体, 适当调节晶体的入射角, 则能使自锁模调制加深.

## 2.2 移动腔镜时的锁模特性

既然从自由运转的 Nd : YAG 激光器难以直接得到 100% 调制深度的锁模脉冲序列, 可以设法用外加作用增强已有的自锁模, 从而得到超短脉冲输出. 在自锁模  $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$  激光器中, 常用轻轻敲击腔镜的方法“启动”锁模<sup>[7]</sup>, 但外界扰动也会使激光器从锁模运转变为自由运转. 在本文实验中, 敲击腔镜只是引起调 Q 不能加深自锁模.

一般情况下, 移动  $M_1$  只能观察到无规的调 Q 现象. 实验发现, 当具有条件: 1) 泵浦电流足够大, 使输出功率超过某一阈值, 这一阈值与腔型有关, 一般大于 3 W. 2) 腔镜的运动速度也存在一个阈值, 约为 10 cm/s, 对泵浦电流的变化不灵敏. 3) 腔镜持续以大于阈值速度运动的距离大约须长于 1 mm.  $M_1$  的运动就能导致锁模现象的产生. 条件 1) 实际上等价于要求增益介质内的光功率密度足够大. 考虑到激光棒的热透镜效应, 当谐振腔较长且激光棒靠近一块腔镜时, 如图 1 所示, 能满足这一条件, 且能得到基模运转, 因而可以观察到锁模. 当  $L_1$  也较小时, 出现高阶横模, 不利于锁模. 必须在腔内加入小孔限模. 其他腔型如平-凹腔也能取得较好的效果. 若泵浦电流在锁模阈值电流附近, 腔镜的每一次运动并不总导致锁模, 而是存在一个几率, 且与腔镜调节有关. 自锁模最强的状态对应最大的锁模几率. 继续增加泵浦电流, 这个几率才等于 1, 并且对腔镜的微调相对不灵敏. 一个有趣的现象是腔内加入一块 KTP 倍频晶体时, 锁模所需的阈值泵浦电流可大大降低. KTP 晶体靠近 YAG 棒时, 这种加强锁模的作用不明显, 靠近腔镜时则效果最好. 由于平-平腔的光场分布是棒端处的光束直径最大, 腰斑在腔镜上, 可见 KTP 晶体内部光功率密度越大, 越能加强锁模. 同时, 应使晶体的入射角略为偏离相位匹配角, 否则较强的腔内倍频会使锁模质量变差, 因为倍频过程使基频光脉冲光强越大的部分损耗越大, 是一种展宽基波脉冲的过程. 实验发现, 若自由运转时二次谐波输出功率超过 200 mW, 则锁模现象几乎消失, 移动  $M_1$  只引起调 Q. 因此 KTP 晶体内部起促进锁模作用的非线性过程应是自相位调制 (SPM) 效应. YAG 棒同样具有较大的非线性折射率系数  $n_2$ , 自相位调制也是引起锁模的重要非线性过程<sup>[8]</sup>.

腔镜的运动速度稍低于阈值速度时, 输出的锁模脉冲序列的波形不清晰, 并伴随着一些随机噪声及较小的直流背景. 运动速度大于 10 cm/s 时, 可得到较“干净”的锁模脉冲形. 匀速运

动时锁模脉冲序列的幅度最稳定. 锁模效果与运动方向无关. 腔镜的最大运动范围由腔型决定. 一般使谐振腔的 Q 值对某一腔镜的位置变化不灵敏. 对于图 1 的腔型,  $M_2$  运动时, 也能锁模, 但效果不如  $M_1$  运动时的情况. 腔镜运动不平稳可导致调 Q 锁模, 调 Q 包络一般在  $\mu\text{s}$  量级. 腔镜停止运动, 激光器则变为自由运转. 锁模脉冲序列的长度由腔镜运动的时间决定, 可长达 1 s 以上.

图 3 是  $M_1$  运动时锁模脉冲序列的示波器波形. 图 3(a) 中, 拍摄瞬间  $L_1 = 83 \text{ cm}$ , 脉冲间隔为 10 ns, 与此相应的有效腔长为  $L = 8.3 \times (1.82 - 1) + L_1 + L_2 = 150 \text{ cm}$ . 从示波器上可以清楚地看到脉冲间距随腔长的变化而变化. 图 3(a) 中脉冲右侧的余辉就是在此之前腔长所对应的脉冲序列留下的, 腔镜朝腔长变短的方向运动. 激光输出平均功率为 6.4 W, 与自由运转情形相同. 不降低固体激光器的平均功率而又能实现锁模输出, 是本实验技术的最大优点之一. 用扫描自相关器测得脉冲平均宽度 (FWHM) 为 60 ps, 如图 4 所示.

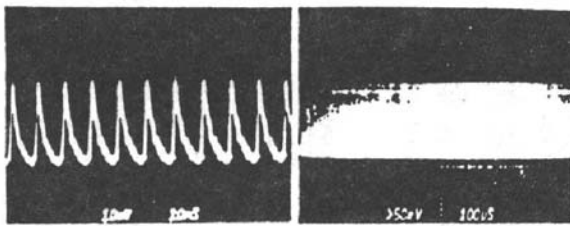


Fig. 3 Oscilloscope of modelocked pulse train on a time scale of (a) 10 ns/div and (b) 100  $\mu\text{s}$ /div

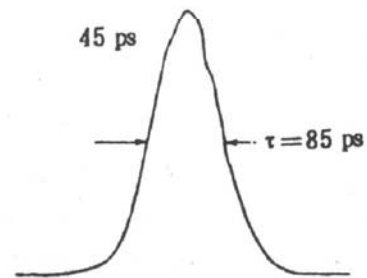


Fig. 4 Background-free autocorrelation trace of the mode locked pulse. Assuming a Gaussian pulse shape, the full width at half maximum is about 60 ps

值得一提的是, 固定腔长, 使 YAG 棒沿光腔轴向作幅度小于 2 cm 的运动时, 变换各种条件均观察不到锁模. 相反,  $M_1$  运动时, 若增益介质没有被充分固定, 极微小的抖动就会使锁模质量变差, 甚至观察不到锁模, 适当增加泵浦电流, 提高输出稳定性, 才能实现锁模. 这是由于增益介质微小振动引起的模体积变化会导致激光功率无规、快速的起伏, 不利于腔内锁模脉冲的演化. 我们可以认为, 腔镜运动引起锁模的效应是腔长的变化. 事实上, 振动增益介质只是一种消除空间烧孔效应以获得单频输出的方法<sup>[9]</sup>.

### 3 讨 论

二十多年前, Smith<sup>[10]</sup> 和 Bambini<sup>[11]</sup> 分别在 He-Ne 和  $\text{CO}_2$  激光器上进行了非常类似的工作. 当时没有给出满意的理论解释. 最近, French 等人用振动外腔腔镜的方法在  $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$  激光器上实验了锁模<sup>[12]</sup>, 并用附加脉冲锁模<sup>[1]</sup> 的机制进行了定性解释. 这个工作和本实验存在某些类似, 但本文用的是单个直腔, 显然附加脉冲锁模机制不能解释这种锁模现象. 有必要建立更合理的理论模型.

由于锁模脉冲的间隔总能与变化着的腔长相对应, 锁模的性质是被动的. 腔镜缓慢的运动不可能引起腔内光场的快速调制, 因此它只能起着某种辅助作用. 自相位调制使腔内由于扰动、拍频等原因引起的初始脉冲两翼产生频移, 类似于频率调制, 脉冲会被压缩, 引起自锁. 但这种自锁是微扰不稳定的, 小的扰动同样可以获得较大的增益, 这就使得自锁调制深度不能达到 100%, 总存在一些背景. 从前面的实验结果可见, 足够强的自相位调制效应和足够大的腔镜运动速度是引起锁模的必要条件. YAG 晶体和 KTP 晶体都具有很大的非线性折射率系数,



分别为  $n_2(\text{YAG}) = 4.09 \times 10^{-13} \text{ esu.}$ ,  $n_2(\text{KTP}) = 1 \times 10^{-11} \text{ esu.}$ , 自相位调制效应使强的脉冲频谱展宽, 考虑到腔镜运动引起光脉冲在腔内传播时的多次都普勒频移以及有限的增益线宽, 弱的扰动逐渐被移出增益曲线; 强的脉冲由于本身具有较宽的频谱, 且经自相位调制被不断展宽, 仍能在增益线宽内获得较大的增益. 这样, 总的效果是使光强越小的扰动获得的增益越小. 所以腔镜的运动起着一种强度及带宽鉴别的作用, 腔镜停止运动, 锁模失去微扰稳定性, 因而从锁模状态回到自由运转状态. 初步的数量级估算表明, 这种锁模机制实际上是一种被动的相位调制, 其调制深度可以比一般的频率调制高出 1 个量级以上, 表明这种锁模方法得到的脉冲宽度将小于一般主动锁模得到的脉度. 由于自相位调制导致了激光器的自锁, 所以也可把这种锁模方法看成是一种增强的自锁模. (进一步的理论分析需进行计算机模拟, 这部分工作将另文发表).

前面的实验现象都不难根据这个模型作出解释. 这里, 对锁模脉冲的形成时间作半定量估算. 类似于起伏模型<sup>[13]</sup>, 腔镜开始运动时, 由于自锁, 腔内光场存在幅度不同的脉冲扰动. 当弱的光扰动被压制, 强的几个脉冲彼此竞争并不断压缩, 最后剩下唯一最强的光脉冲在腔内往复振荡, 随着压缩与展宽、增益与损耗等作用的平衡, 就形成了稳定的锁模脉冲序列. 在本文的实验中, 没有可饱和吸收体这样的介质使弱光扰动被强烈损耗, 因而整个过程需要相对较长的时间. 不妨考虑一个载频处于增益曲线中心频率的窄带弱脉冲被“移出”增益线宽所需的时间, 这个时间与锁模脉冲的形成时间同数量级. 设腔镜运动速度为  $10 \text{ cm/s}$ , 则每个周期的都普勒频移为  $2 \times 10^5 \text{ Hz}$ .  $\text{Nd:YAG}$  的增益线宽是  $120 \text{ GHz}$ , 若光在腔内运动一周的平均时间为  $10 \text{ ns}$ , 则需要运行  $3 \times 10^5$  次, 即经历  $3 \text{ ms}$ , 初始的弱扰动才被完全抑制. 这个时间必须小于腔内缓变扰动重新积累起来的时间, 因而运动速度存在一个阈值. 另一方面, 这种积累的 Doppler 频移正比于腔镜的运动速度和运动时间, 因此可以估算出腔镜运动的距离必须大于  $0.3 \text{ mm}$ . 可见, 腔镜振动幅度太小时, 锁模不能发生.

需要指出, 腔镜振动周期等于腔静止时光在腔内运行一周的时间时, 这种频率达数十兆赫以上的振动也能导致锁模<sup>[14]</sup>, 但本质上这种锁模方法属于主动的相位调制. 若以音频驱动腔镜振动也观察到了锁模, 但这两种锁模机制是不同的.

基于上面的模型, 可以推知这种锁模方法适用于其它激光器, 特别是固体激光器. 在腔内加入棱镜对补偿群速度色散可进一步压窄脉冲. 输出的锁模脉冲序列中脉冲间距是不相同的, 但可以用与腔镜同步运动的延迟线进行补偿, 使输出脉冲的间隔相等. 进一步优化腔型, 提高工作稳定性, 可以获得峰值功率更高、脉宽更窄的脉冲. 脉冲宽度与实验参数的关系等也是有待进一步深入的工作. 锁模脉冲序列可长达  $1 \text{ s}$  以上, 能用于各种超快速激光光谱技术中. 这种锁模技术突出的优点是简便、耐用、廉价和适用范围广.

## 4 结 论

在连续  $\text{Nd:YAG}$  激光器上首次用移动腔镜的方法实现了锁模, 获得脉宽为  $60 \text{ ps}$  的超短脉冲序列, 并初步提出了理论模型. 自相位调制引起  $\text{Nd:YAG}$  激光器的自锁模, 导致激光输出达  $70\%$  以上的强度调制; 腔镜的运动抑制了随机微扰, 起着增强自锁模的作用, 使自锁调制加深, 从而得到  $100\%$  调制深度的超短脉冲序列. 这种锁模技术可推广到其它激光器上, 具有一定的应用潜力.

邵向斌 谢景山

中国科学院上海光学精密机械研究所

本工作得到余振新教授的热情支持和丘志仁、林位株、张诗友等同志的帮助,姚建铨教授(天津大学)以及本所吕振国、余卫龙和魏志义博士等与本文作者进行了有益的讨论,在此对他们表示衷心感谢。

### 参考文献

- [1] J. Mark, L. Y. Liu, K. L. Hall *et al.*, Femtosecond pulse generation in a laser with a nonlinear external resonator, *Opt. Lett.*, 1989, **14**(1):48~50
- [2] J. Goodberlet, J. Jacobison, J. G. Fujimoto, Self-starting additive-pulse mode locked diode-pumped Nd : YAG laser, *Opt. Lett.*, 1990, **15**(9):504~506
- [3] H. A. Haus, Additive pulse mode locking and Kerr lens mode locking, in Technical Digest of 8-th International Conference on Ultrafast Phenomena, *E. N. S. T. A.*, Paris, June 1992, paper MA1, 2~3
- [4] G. Gabetta, D. Huang, J. Jacobison *et al.*, Femtosecond pulse generation in Ti : Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> using microdot mirror mode locker, *Opt. Lett.*, 1991, **16**(22):1756~1758
- [5] V. I. Malyshev, A. S. Markin, A. V. Masilove *et al.*, On modelocking in ruby and neodymium lasers operating under free oscillation conditions, *Sov. Phys. -JETP*, 1969, **57**(3):827~831
- [6] 樊立明,朱国英,陈时胜等 Nd : YAG 激光器中的自锁模, *光学学报*, 1992, **12**(1):16~19
- [7] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, 60 fs pulse generation from a self-mode-locked Ti : sapphire laser, *Opt. Lett.*, 1992, **16**(1):42~44
- [8] H. A. Haus, Y. Silberberg, Laser mode locking with addition of nonlinear index, *IEEE, J. Quant. Electron.*, 1986, **QE-22**(2):325~331
- [9] H. G. Danielmeyer, W. G. Nilson, Spontaneous single-frequency output from a spatially homogeneous Nd : YAG laser, *Appl. Phys. Lett.*, 1970, **16**(1):124~126
- [10] P. W. Smith, Phase locking of laser modes by continuous cavity length variation, *Appl. Phys. Lett.*, 1967, **10**(2):51~53
- [11] A. Bambini, R. Vallauri, Phase locking of a multimode gas laser by means of low-frequency cavity-length modulation, *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**:4864~4865
- [12] P. M. W. French, S. M. J. Kelly, J. R. Taylor, Mode locking of a continuous-wave titanium-doped sapphire laser using a linear external cavity, *Opt. Lett.*, 1990, **15**(7):378~380
- [13] V. S. Letokhov, Generation of ultrashort light pulses in a laser with a nonlinear absorber, *Sov. Phys. -JETP*, 1969, **28**:562~568
- [14] A. L. Pardue, Jr., G. J. Dezenberg, CO<sub>2</sub> laser mode locking produced by sinusoidal cavity-length modulation, *IEEE J. Quant. Electron.*, 1971, **QE-7**(2):95~97

## A novel mode locking technique for CW Nd : YAG laser

WU Qi      ZHOU Jianying      HUANG Xuguang      LI Zhenxian

LI Qingxing

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

(Received 10 August 1992; revised 26 October 1992)

### Abstract

A new mode locking technique for CW Nd : YAG laser by moving one of the cavity mirror is reported. Pulse-trains with average FWHM of 60 ps are obtained. An explanation accounting for the experimental results is presented, indicating that the mode locking is in essence a kind of enhanced self-mode locking.

**Key words** Nd : YAG laser, mode locking, self phase modulation.