

文章编号: 0258-7025(2001)05-0391-04

# 脉冲式 Nd:YAG 激光器克尔透镜锁模的研究\*

王加贤 张文珍

(华侨大学应用物理系 泉州 362011)

**提要** 在平凹临界稳定腔脉冲式 Nd:YAG 激光器中插入 LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> 晶体实现稳定锁模运转。分析 LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> 非线性吸收在锁模过程中的作用,计算 Nd:YAG 自聚焦引起的腔的稳区范围和激光振荡模式的变化。理论和实验结果均表明,克尔透镜效应是实现该激光器锁模运转的关键因素。

**关键词** LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> 晶体,自聚焦,克尔透镜锁模,Nd:YAG 激光器

中图分类号 TN 248.1<sup>+</sup>3 文献标识码 A

## Investigation of Kerr-lens Mode-locking of a Pulsed Nd:YAG Laser

WANG Jia-xian ZHANG Wen-zhen

(Department of Applied Physics, Huaqiao University, Quanzhou 362011)

**Abstract** The stable mode-locking operation of a pulsed Nd:YAG laser was achieved by inserting a LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> crystal into the critical stable plane-concave resonator. This paper analyzed the action of nonlinear absorption of LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> in mode-locking progress, and calculated the changes of stable range of the resonator and the laser mode sizes, due to self-focus of Nd:YAG. The theoretical and experimental results showed that the Kerr lens effect was the key factor of mode-locking operation for the Nd:YAG laser.

**Key words** LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> crystal, self-focus, Kerr-lens mode-locking, Nd:YAG laser

## 1 引言

1991 年 Spence 等首次实现 Ti:sapphire 激光器的自锁模运转,获得 60 fs 的激光脉冲<sup>[1]</sup>。在以后的几年内,固体激光器的自锁模技术得到了飞速发展,理论和实验研究不断深入。始于 Ti:sapphire 飞秒激光器的自锁模技术很快就扩展到其他固体激光器。例如,1992 年 K. X. Liu 等利用 Nd:YAG 同时作为增益介质和克尔介质,实现了二极管抽运的 Nd:YAG 激光器的克尔透镜锁模,获得 8.5 ps 的激光脉冲<sup>[2]</sup>。尽管 Nd:YAG 的荧光谱线宽窄( $\sim 13 \text{ cm}^{-1}$ ),难以获得飞秒量级的光脉冲,但它的量子效率高、激光上能级寿命长( $\sim 230 \mu\text{s}$ )、受激辐射截面大,具有优良的力学和热学性能,可用氙灯或氪灯抽运,能获得高能量激光输出,所以对 Nd:YAG 锁模激光器的研究仍然有很大意义。目前脉冲式 Nd:YAG 激光器普遍采用有机染料(例如五甲川)作为可饱和吸收体实

现被动锁模<sup>[3]</sup>。本文研究采用 LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> 晶体作为非线性调制元件,利用增益介质 Nd:YAG 的自聚焦效应与腔内光阑相结合,实现脉冲式 Nd:YAG 激光器的克尔透镜锁模(KLM),获得脉宽 82 ps,能量 25 mJ 的单脉冲序列。

## 2 实验装置和实验结果

### 2.1 实验装置

脉冲式 Nd:YAG 锁模激光器的实验装置如图 1 所示。采用平凹腔结构, $M_2$  是透过率 15% 的平面输出镜; $M_1$  是曲率半径  $R_1 = 200 \text{ cm}$  的全反射球面镜; $P$  是可变光阑,其位置和孔径在实验中调整,它不但保证了单横模运转,更重要的是它与 Nd:YAG 棒的克尔自聚焦相结合,形成了 KLM 机制。采用  $\phi = 4.5 \text{ mm}$ ,长度  $d = 80 \text{ mm}$ ,Nd<sup>3+</sup> 浓度 0.8%(重量百分比)的 Nd:YAG 棒,用二根脉冲氙灯抽运,工作重复率为 1 Hz。Nd:YAG 棒尽量靠近  $M_2$  镜,以增加棒内的激光功率密度,达到较好的自聚焦效果,实验中取  $L_2 = 3 \text{ cm}$ 。棒的右端面与  $M_1$  镜的距离为  $L_1$ ,等效腔长  $L = L_1 + L_2 + d/n_0$ , $n_0 = 1.83$  为 Nd:YAG 棒

\*福建省自然科学基金和华侨大学科研基金资助项目。

收稿日期 2000-04-10;收到修改稿日期 2000-05-22

的线性折射率,实验中移动  $M_1$  镜以改变腔长。在 Nd:YAG 棒与凹面镜之间靠近 Nd:YAG 棒处放置 2 cm 长的  $\text{LiF:F}_2^-$  晶体,作为调制元件。输出激光由响应时间 1 ns 的 PIN 硅光二极管构成的光电探测器接收并输入到惠普公司 54502A 型 400 MHz 存储示波器上观察脉冲波形,用非共线自相关二次谐波法测定脉冲宽度(干涉仪移动臂的移动步长 0.2 mm),用灵敏度 0.01 mJ 的 PT-1 型激光能量计测量输出能量。

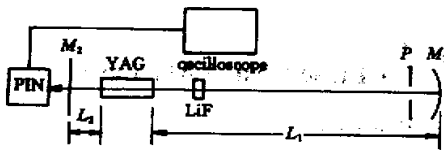


图1 Nd:YAG 锁模激光器实验装置

Fig.1 Experimental setup for mode-locked Nd:YAG laser



图2 锁模脉冲波形(扫描时间 25 ns/div)

Fig.2 Oscilloscope of mode-locked pulse train (scanning time :25 ns/div)

### 2.2 实验结果

在 Nd:YAG 激光器上沿光轴移动  $M_1$  镜进行不同腔长的实验。结果表明,腔长小于 180 cm 时,激光器运转在调 Q 状态;腔长增加,调 Q 脉冲中逐渐出现调制而且调制深度随着腔长的增加而加深;腔长约为 196 cm 时,把孔径 1.2 mm 的光阑置于离凹面镜 3 cm 处,示波器上可观察到稳定的锁模脉冲,锁模几率为 90%,调制深度达 90% 以上。锁模脉冲波形如图 2 所示,序列中的脉冲间隔近似为 13 ns,与光脉冲在腔内来回一次所需的时间相符。若把光阑去掉,锁模几率和稳定性大大下降;光阑向着 YAG 棒方向移动,锁模几率也有所下降。完全锁模时,测得单脉冲序列能量为 25 mJ。在监测锁模波形和输出能量情况下,用非共线二次谐波法测定脉宽,自相关曲线如图 3 所示,曲线上每个数据点是 10 次测量的平均值,可以看出平均脉宽约为 82 ps。

实验结果清楚地表明,当谐振腔接近介稳腔,而且放置合适的光阑时,才能达到稳定的锁模状态。通过下面的分析可看到,该实验不是  $\text{LiF:F}_2^-$  晶体饱和吸收直接导致的被动锁模, $\text{LiF:F}_2^-$  晶体只起到调制作用,KLM 机制才是实现锁模运转的关键因素。

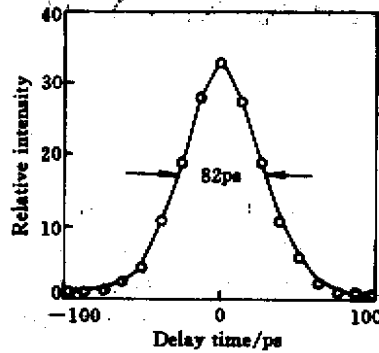


图3 非共线二次谐波自相关曲线

Fig.3 Curve of autocorrelation function of noncollinear SHG

### 3 理论分析

#### 3.1 $\text{LiF:F}_2^-$ 晶体的作用

纯净的  $\text{LiF}$  晶体从紫外到红外有着良好的透过性能,但经过一定剂量的  $\text{Co}^{60}$  产生的  $\gamma$  射线辐照后产生  $\text{F}_2^-$ ,其吸收峰在  $0.96 \mu\text{m}$  处,半宽度约为  $0.15 \mu\text{m}$ 。很明显,它和  $\text{Nd}^{3+}$  的发射谱线相重叠,在强光作用下出现可饱和吸收,其作用类似于染料分子。 $\text{F}_2^-$  有四能级结构,如图 4 所示<sup>[4]</sup>。能级 1-4 是吸收跃迁;4-3 是无辐射跃迁,弛豫时间  $\tau_{43} \approx 10^{-12} \text{ s}$ ;3-2 是辐射跃迁,亚稳态寿命  $\tau_{32} \approx 10^{-7} \text{ s}$ ;2-1 是快速弛豫过程, $\tau_{21} \approx 10^{-10} \text{ s}$ 。 $\text{F}_2^-$  的吸收截面  $\sigma_p \approx 2 \times 10^{-7} \text{ cm}^2$ ,由  $I_0 = h \cdot \nu_p / \sigma_p \cdot \tau_{32}$  可得出饱和光强  $I_0 \approx 0.93 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ <sup>[5]</sup>。把  $\text{LiF:F}_2^-$  晶体置于激光器的谐振腔内,当  $1.06 \mu\text{m}$  入射激光的光强达到或超过饱

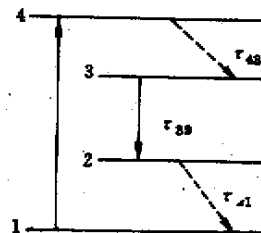


图4  $\text{LiF:F}_2^-$  能级图

Fig.4 Schematic energy level diagram of  $\text{LiF:F}_2^-$

和光强时,由于亚稳态粒子的积累,可以产生非线性饱和现象。但是,由于亚稳态寿命较长( $10^{-7}$  s),导致  $F_2^-$  基态饱和吸收的恢复时间大于光脉冲在腔内的往返时间( $\sim 1.3 \times 10^{-8}$  s),所以 LiF:F $_2^-$  晶体对  $1.06 \mu\text{m}$  激光的饱和吸收和恢复不能直接实现被动锁模,只能实现被动调 Q。因此,在图 1 所示的实验装置中, LiF:F $_2^-$  起到克尔透镜锁模的启动作用。

### 3.2 KLM 机制的分析

在锁模运转状态下,根据腔内激光能量(25 mJ/15%)、序列中的脉冲个数( $\sim 14$  个)、平均脉宽(82 ps)和光腰半径(0.38 mm),可计算出腔内平均峰值功率约为 140 MW, Nd:YAG 棒中间的平均峰值功率密度约为  $37 \text{ GW/cm}^2$ 。由于文献 [2] 报道的二极管连续抽运的 Nd:YAG 激光器在克尔透镜锁模时,棒内激光峰值功率密度只有  $100 \text{ MW/cm}^2$ ,所以,可认为对于脉冲抽运的 Nd:YAG 激光器,当棒内的激光峰值功率密度达到  $\text{GW/cm}^2$  量级时,完全能产生 KLM 效应。

图 1 的实验装置中,由于 LiF:F $_2^-$  晶体相对 Nd:YAG 棒较短,克尔系数也较小,低重复率工作时腔内各光学元件的热透镜现象可忽略,所以只需考虑 Nd:YAG 棒的自聚焦对谐振腔参数的影响。为了计算自聚焦所引起的腔的稳区范围和激光振荡模式的变化,采用 Magni 的方法<sup>[6]</sup>,把光在 Nd:YAG 棒内的传输用下式表示

$$M_K = \sqrt{1 - \gamma} \cdot \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n_0} \\ -\frac{n_0 \gamma}{(1 - \gamma)d} & 1 \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\gamma = \frac{P}{P_c} \cdot \left[ 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{2\pi n_0 w_c^2}{\lambda d} - \frac{\lambda d}{2\pi n_0 w_0^2} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2)$$

式中,  $P$  为光脉冲瞬时功率;  $P_c = c\zeta_0\lambda^2/2\pi n_2$  为自聚焦的临界功率,其中  $n_2 = 6.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  是 Nd:YAG 介质的克尔非线性系数<sup>[7]</sup>;  $w_0, w_c$  分别是不考虑自聚焦时的光腰半径及 Nd:YAG 棒中间的光束半径。克尔介质矩阵  $M_K$  和自由空间的传输矩阵及二个反射镜的变换矩阵结合起来,可得到光线在腔内往返一周的 ABCD 矩阵,据此可求出克尔透镜锁模时腔的稳定性条件、激光振荡模式等有关性能。

根据实验中的参数,计算了不考虑和考虑 Nd:YAG 晶体的自聚焦效应(取  $K = P/P_c = 0.6$ )时光腰半径与腔长的关系,如图 5 中的实线和虚线所示。可以看出,当腔长约等于 197.25 cm 时,虚线出现一个拐点,经计算此处属于介稳腔。自聚焦使得

腔的稳区范围略有减小。克尔透镜锁模一般都发生在腔的稳定区域的边界,为此选取等效腔长  $L = 196 \text{ cm}$ ,计算了  $K = P/P_c = 0.6$  两种情况下腔内不同位置处的光束半径,如图 6 中的实线和虚线所示。图中表明,距离平面镜约 40 cm 以上的位置, Nd:YAG 的自聚焦效应使得光束半径减小,越靠近凹面镜,减小得越多。因此,在腔内靠近凹面镜处插入光阑,自聚焦与光阑相结合形成 KLM 效应,即锁模脉冲受到与光强有关的自振幅调制,脉冲中部功率大,光束半径小,损耗低,而脉冲前后沿功率小,光束半径大,损耗高。这种机制相当于快饱和吸收体,从而实现 Nd:YAG 激光器的锁模运转,上述的理论分析与实验结果相符合。

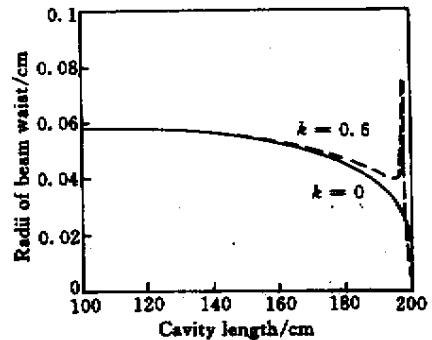


图 5 光腰半径与腔长的关系

Fig. 5 Radii of beam waist versus cavity length

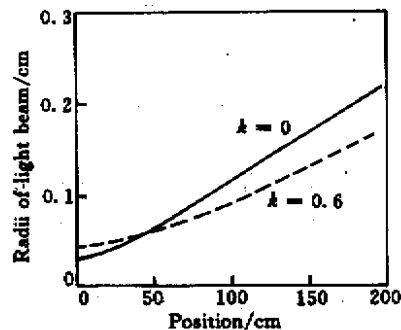


图 6 腔内不同位置的光束半径

Fig. 6 Radii of beam light in different positions

## 4 结论与讨论

在平凹临界稳定腔 Nd:YAG 激光器中放置 LiF:F $_2^-$  晶体作为调制元件,并在腔内适当位置插入光阑,实现了脉冲式 Nd:YAG 激光器的锁模运转。通过对 LiF:F $_2^-$  能级结构的分析可知,由于基态饱和吸收的恢复时间大于腔的渡越时间,所以 LiF:F $_2^-$  的饱和

吸收不能直接导致被动锁模。理论计算和实验结果表明, Nd:YAG 的克尔自聚焦与腔内光阑相结合形成的 KLM 效应是实现 Nd:YAG 激光器锁模运转的关键因素。

与可饱和染料(如五甲川)比较, 本文的实验装置输出的激光脉冲脉宽较大。其原因主要是: 在克尔透镜锁模中, 窄脉冲的形成需要一个较长的时间过程, 而在脉冲闪光灯抽运下, 激光的持续时间太短, 不足以达到最窄锁模脉冲的状态。因此, 脉冲式运转的固体激光器的克尔透镜锁模的最佳化条件还有待于进一步研究。

### 参 考 文 献

1 D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett. 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. R. Walker *et al.*. Kerr lens mode locking of a diode-pumped Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(19):1361~1363
- 3 Wang Jiaxian, Zhang Wenzhen. Analyses of cavity structure and choice of dye concentration for CPM unstable resonator Nd:YAG laser. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1993, **A20**(12):881~884 (in Chinese)
- 4 Zhang Guangrong, Mu Rongping, Ren Jianping *et al.*. Study on LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> crystal Q-switch characteristics. *Laser Journal* (激光杂志), 1987, **8**(6) 358~361 (in Chinese)
- 5 Zhang Guifen. LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> colour center laser. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1984, **11**(3):196~198 (in Chinese)
- 6 V. Magni, G. Cerullo, S. D. Silvestri. ABCD matrix analysis of propagation of gaussian beams through kerr media. *Opt. Comm.*, 1993, **96**(4~6) 348~355
- 7 R. Adair, L. L. Chase, S. A. Payne. Nonlinear refractive index of optical crystals. *Phys. Rev. B*, 1989, **39**(5) 3337~3350