

# 高重复频率非稳腔 Nd:YAG 激光技术

**Abstract:** Experimental results of an unstable Nd:YAG resonator working at high-repetition-rate with confocal-positive-branch-construction are reported. Q-switched outputs of 158 mJ in 7 ns have been obtained in a diffraction limited beam with a divergence of 0.33 mrad at 10 pps.

## 一、引言

高亮度的 Nd:YAG 激光器对于非线性光学实验、激光测距、加工等都是极为重要的。我们以前曾采用稳定腔选模使激光器的亮度大大提高。但是,采用稳定腔不可能充分利用 Nd:YAG 晶体。因为无内透镜的稳定腔,腔内最大的基模半径总是位于一个腔镜上,它等于:

$$\omega = \left( \frac{\lambda L}{\pi} \right)^{1/2} \left[ \frac{g_2}{g_1(1-g_1g_2)} \right]^{1/4} \quad (1)$$

其中,  $\lambda$  为激光工作波长;  $L$  为腔长;  $g_1 = 1 - L/R_1$ ;  $g_2 = 1 - L/R_2$ ;  $R_1$ 、 $R_2$  为腔镜的曲率半径。

对于 Nd:YAG 激光器,由(1)式可知,在腔长小于 1 米且基模工作时,可利用的晶体直径只有 2~3 毫米。因此,不可能在要求光束质量高的同时获得大的能量输出。采用非稳腔则可以克服上述困难。

## 二、谐振腔设计

设计这种谐振腔可以直接采用 [1, 2] 所给出的公式:

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= \frac{2ML}{M-1}, \quad R_2 = \frac{-2L}{M-1}, \\ L &= -\frac{1}{2} |R_2| + \frac{1}{4} d \left( \frac{|R_2|}{\lambda N_{eq}} \right)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中  $d$  为激光晶体棒的直径;  $M$  为放大率;  $N_{eq}$  为等效费涅耳数。

对于高重复频率工作的非稳腔激光器,正确考虑激光晶体的热透镜效应,对保证共焦条件、获得高质量的输出光束极为重要。

如果把晶体看成是一个焦距为  $f_T$  的简单透镜,并设它与后镜  $R'_1$  间的距离为  $l$ ,则由几何光学关系可以求得:

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{f_T} \left( 1 - \frac{l}{f_T} \right) + \frac{1}{R'_1} \left( 1 - \frac{l}{f_T} \right)^2 \quad (3)$$

其中,  $R'_1$  为后镜的真实曲率半径;  $f_T$  为晶体的热焦距。若  $f_T \gg l$ ,则(3)式简化为文献 [2] 所给出的结

果。

由(3)式可以看出,若晶体的透镜效应太严重,当  $f_T = l$  时,共焦条件就不可能满足了。因此必须尽可能减小热透镜效应。

在实际工作中是选定  $R'_1$  和  $l$ 。为使激光器正常工作,在设计时应该允许  $f_T$  有一定的变化范围,当  $f_T$  在这个允许范围内变化时,等效曲率半径  $R_1$  必须基本不变,这样的谐振腔才具有一定的热稳定性。进一步分析可以证明,虚共焦非稳腔激光器不可能在输入平均功率很大范围内变化时正常工作。对某一特定的腔参数,只能在某一特定的平均输入功率下工作。为热稳定起见,要求  $l$  有一定的取值而并非越小越好,当然这与有效利用晶体是相矛盾的。

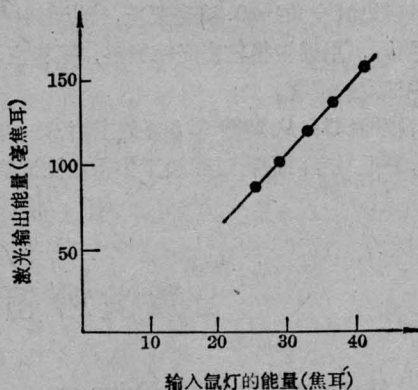


图1 激光器输出能量与输入氙灯能量之间的关系

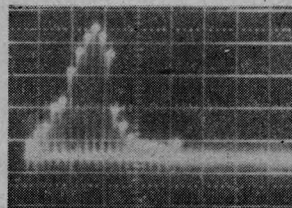


图2 激光器输出脉冲波形  
(时标: 1 毫秒/点)

### 三、实验装置和结果

Nd:YAG 棒为  $\phi 5.5 \times 64$  毫米, 椭圆聚光腔, 共同水冷, KD\*P 调 Q。R<sub>1</sub>=3000 毫米的凹面全反射镜, R<sub>2</sub>=500 毫米的凸面全反射镜。输出镜 R<sub>2</sub> 是非常关键的一个元件, 我们是直接在曲面标准具上镀全反射小圆斑。

激光输出能量与输入氙灯的能量测量结果示于图 1, 工作重复频率 10 次/秒。用 GD-44 强流二极管并配 DMC-毫微秒脉冲存储器观察到的激光波形示于图 2。在输入氙灯 40.5 焦耳时, TEM<sub>00</sub> 模输出 158 毫焦耳, 斜率效率 0.44%, 脉冲宽度 ~7 毫微秒。同样这根晶体, 采用稳定腔只能得到 ~40 毫焦耳的 TEM<sub>00</sub> 模调 Q 输出。很明显采用非稳腔对获得大能量的 TEM<sub>00</sub> 模输出是有利的。当然, 这里报导的数据并不是非稳腔激光器的最大输出。因为我们没有得到尺寸较大的优质晶体。例如, 采用另一根晶体棒, 我们曾获得了 180 毫焦耳的动态输出。

在距输出端 8.5 米处用照相纸记录到的远场光斑如图 3。可以清楚看到大部分能量集中在中心, 同时周围有弱的暗环。用同步相机拍摄远场花样, 然后用 II 型快速光度计判读, 可获得远场光强分布 (图 4), 它很接近高斯型分布。由强度的  $1/e^2$  点算得远场发散角(全角)~0.33 毫弧度, 接近衍射极限。在阈值附近, 用透镜将输出光束聚焦, 可将空气击穿, 产生稳定的火花。

这台激光器自从 1980 年 5 月建立以来一直运转正常, 最近又专门进行过连续工作稳定性试验, 在



图 3 距输出端 8.5 米处记录到的远场光斑花样

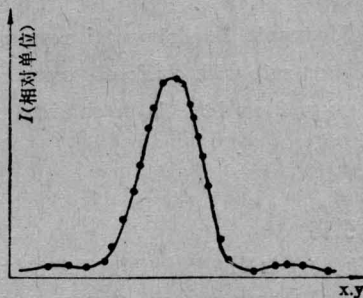


图 4 激光束远场(8.5 米)强度分布

输入 32 焦耳, 10 次/秒重复频率下连续工作 10 分钟后对激光参数重新进行测量。发现光斑形状、远场光强分布、发散角等均无变化, 只是脉冲输出能量由开机初期的 123 毫焦耳下降为 121 毫焦耳, 实际上这是在能量测量的误差范围之内。

### 参 考 文 献

- [1] A. E. Siegman; *Laser Focus*, 1971, 7, No. 5, 42~47.
- [2] R. L. Herbst et al.; *Opt. Commun.*, 1977, 21, No. 1, 5~7.

(华北光电所 周寿桓 吴龙吉  
何美娟 王惠茹 姚雪年 孙玉蓉  
1981 年 7 月 7 日收稿)

## 微微秒超加宽光谱的研究

**Abstract:** Superbroadening spectrum in H<sub>2</sub>O and CS<sub>2</sub> by focused picosecond pulses at 5300 Å is investigated.

我们实验采用钽玻璃锁模激光器, 输出光束方向性为 0.5 毫弧度。脉冲宽度测量用双光子荧光法, 测得约 5 微微秒。

为了获得较强功率输出, 我们将锁模脉冲序列通过两级  $\phi 20 \times 500$  毫米的钽玻璃棒放大, 输出的脉冲序列经过 KDP 晶体倍频, 变为 5295 埃的绿光脉冲序列。绿光脉冲序列总能量约为 0.1 焦耳。用

绿光脉冲序列照射液体样品, 产生超加宽的“白光”脉冲用 1.3 米光栅光谱仪接收, 光谱仪闪烁波长为 22870 埃, 光栅常数 288 条/毫米, 照象面 35 毫米, 拍照用 24D 胶片。

实验装置如图 1。在测水的超加宽光谱时, 没用洛匈棱镜。我们采用 30 厘米长的样品盒, 用  $f=40$  厘米透镜进行聚焦, 拍照用一级谱, 仪器色散