

0.2微米范围内的扫描非线性为0.4%。按标准时间间隔读取锯齿信号的电压值,测得扫描锯齿波非线性在0.2%左右,曲线呈凸形;加上周期为1/10示波器扫描周期的信号于示波器,测出每个信号的间隔长度可得示波器基线最大非线性为0.3~0.4%,曲线呈凹形,这些可作系统误差处理。

利用F-P装置,特别是用激光器的纵模得到很细的分度值测量压电陶瓷的线性度,解决了动态扫

描时变化太快无法读数的困难和具有很高的精度与灵敏度。

### 参 考 文 献

- [1] B. Jaffe *et al.*:《压电陶瓷》,科学出版社,1979,9.  
(中国科学院安徽光机所 钱石南  
1983年8月1日收稿)

## 横向流动 CO<sub>2</sub> 激光器振动和平动温度的确定

**Abstract:** The gain distribution for 00°1-10°0 vibration-rotation transitions were measured at three positions on a cross section perpendicular to the light axis and the vibration-translation temperatures, population densities and output powers were calculated.

### 一、前言

振动温度和上、下激光能级粒子数密度对了解激光器件的性能是非常重要的,它们决定了从该器件可以得到的最大能量。用测量激光介质对各振跃迁的增益系数来确定这些参数是简单易行的办法<sup>[1,2]</sup>。我们在电激励横向流动 CO<sub>2</sub> 激光器中垂直于光轴截面上的三个位置测量了 00°1-10°0 带 P 支和 R 支共 30 条谱线的增益系数,并由此计算出平动温度(即气体温度)和振动温度。

### 二、实验结果

实验装置和光腔结构与 [3] 基本相同,只是用 CO<sub>2</sub> 激光光谱仪代替探测器 I,以便随时监视激光谱

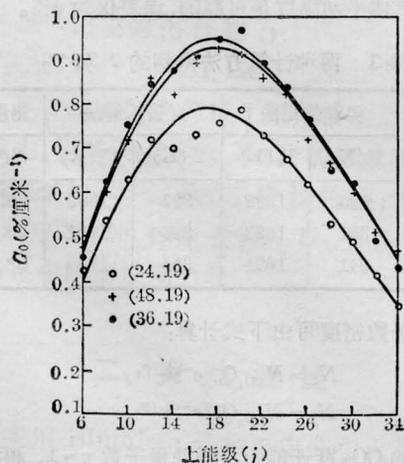


图1 P支增益系数随j值的分布

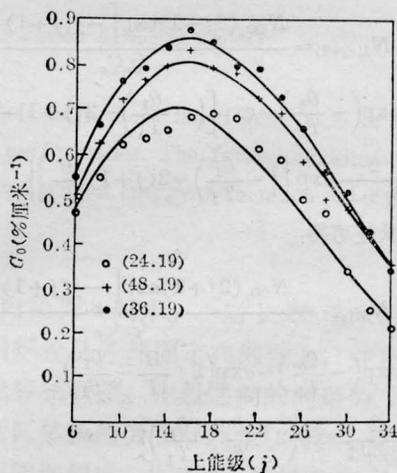


图2 R支增益系数随j值的分布

线。激光介质总气压为20托,成分为 CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He:O<sub>2</sub>=5:27:63:3,流速为70米/秒,电流为10安培,输入电功率为8500瓦。图1和图2分别是沿流动方向的三个位置上测量的P支和R支的增益分布。图中坐标原点取在阴极处(参看[3])。用热电偶测得辉光区入口和出口处的气体温度分别为28°C和144°C。图中曲线是测量值的最小二乘方拟合,每个数据点都是2~3次测量结果的平均。数据点的分散是由于调节光栅和压电晶体时,使得输出的探测光束略有偏移,因而穿过光腔的位置有一定的变化造成的。

### 三、理论分析

谱线中心的小信号增益系数可写成:

$$G_0 = g(\nu_0) \frac{\lambda_j^2}{8\pi\tau} \left( \frac{g_1}{g_3} N_3 - N_1 \right) \quad (1)$$

其中  $\nu_0$  为谱线中心频率,  $g(\nu_0)$  是谱线加宽线型因子,  $\lambda_j$  为辐射频率,  $\tau$  为辐射寿命,  $g$  为能级统计权重,  $N$  为粒子数密度, 下标 3, 1 分别表示上、下激光能级。

激光介质的温度为 340 K 左右, 计算可知, 碰撞加宽  $\Delta\nu_C = 122$  兆赫, 多普勒加宽  $\Delta\nu_D = 56$  兆赫, 因此, 对碰撞加宽线型做多普勒修正还是需要的。这时, 增益曲线中心的线型因子为<sup>[4]</sup>:

$$g(\nu_0) = \frac{2}{\Delta\nu_D} \left( \frac{\ln 2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} e^{x^2} [1 - \operatorname{erf}(x)] \quad (2)$$

其中  $x = \Delta\nu_C \sqrt{\ln 2} / \Delta\nu_D$ ,  $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx$ 。

对选定的  $\text{CO}_2$  激光能级,  $g_1 = g_3$ 。对  $P$  支跃迁可得:

$$\begin{aligned} N_{3,j} - N_{1,(j+1)} &= \frac{N_{\text{CO}_2} (2j+1) \exp\left[-j(j+1) \frac{B}{T}\right]}{Q_v Q_r} \\ &\times \left\{ \exp\left(-\frac{\theta_3}{T_3}\right) - \exp\left[\left(-\frac{\theta_1}{T_1}\right) - 2(j+1) \frac{B}{T}\right] \right. \\ &\left. + \frac{2}{2j+1} \exp\left[\left(-\frac{\theta_1}{T_1}\right) - 2(j+1) \frac{B}{T}\right] \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

对  $R$  支跃迁可得:

$$\begin{aligned} N_{3,j} - N_{1,(j+1)} &= \frac{N_{\text{CO}_2} (2j+1) \exp\left[-j(j+1) \frac{B}{T}\right]}{Q_v Q_r} \\ &\times \left\{ \exp\left(-\frac{\theta_3}{T_3}\right) - \exp\left(2j \frac{B}{T} - \frac{\theta_1}{T_1}\right) \right. \\ &\left. - \frac{2}{2j+1} \exp\left(2j \frac{B}{T} - \frac{\theta_1}{T_1}\right) \right\} \quad (4) \end{aligned}$$

其中  $N_{\text{CO}_2}$  为  $\text{CO}_2$  的粒子数密度,  $j$  为上激光能级转动量子数,  $Q_v$  为振动配分函数,  $Q_r$  为转动配分函数,  $B$  为转动常数, 因为上、下激光能级相差很小, 故取同一  $B$  值为 0.565 (K), 下标 1, 3 则分别相应于  $\text{CO}_2$  的  $\nu_1$  和  $\nu_3$  振动模式。  $T$  为气体平均温度。假定转动温度等于平均温度。

可以看出, 如果忽略(3)和(4)式大括号中最后一项和较小的转动项  $2(j+1) \frac{B}{T}$  和  $2j \frac{B}{T}$ , 则对  $P$  支和  $R$  支跃迁的粒子数密度差可得到同样的表达式。由后面的结果可知, 这种忽略只造成 2% 左右的误差。因此, 可用同样的形式表示  $P$  支和  $R$  支的增益系数:

$$G_0 = A \frac{\lambda_j^3 (2j+1) \exp\left[-j(j+1) \frac{B}{T}\right]}{T^{3/2}} \quad (5)$$

其中

$$A = \frac{B e^{x^2} [1 - \operatorname{erf}(x)]}{4\sqrt{2} \pi^{3/2} \tau \sqrt{R/M_{\text{CO}_2}}} N_{\text{CO}_2} \left[ e^{-\frac{\theta_3}{T_3}} - e^{-\frac{\theta_1}{T_1}} \right] [1 - e^{-\frac{\theta_1}{T_1}}] [1 - e^{-\frac{\theta_2}{T_2}}] [1 - e^{-\frac{\theta_4}{T_4}}] \quad (6)$$

这里,  $R$  是气体常数,  $M_{\text{CO}_2}$  为  $\text{CO}_2$  克分子量,  $\theta_2$  和  $T_2$  则分别相应于  $\text{CO}_2$  的  $\nu_2$  振动模式的特征温度和实际温度, 由于能级间的快速弛豫, 计算中将假定  $T = T_1 = T_2$ 。

对(5)式取  $G_{0,j}$  和  $G_{0,(j+1)}$  可得到多组二元联立方程, 解出  $T$  和  $T_3$  然后取其平均值。为计算简单起见, 也可如(1)的作法对(5)式取对数变为线性方程:

$$L_n \left[ \frac{\lambda_j^3 G_0}{\lambda_j^3 (2j+1)} \right] = L_n \left[ \frac{A \lambda_0^4}{T^{3/2}} \right] - j(j+1) \frac{B}{T} \quad (7)$$

作出  $L_n \left[ \frac{\lambda_j^3 G_0}{\lambda_j^3 (2j+1)} \right]$  随  $j(j+1)$  变化图, 由斜率确定  $T$ , 由截矩确定  $T_3$ 。  $\lambda_0$  的引入是为使方程无量纲化, 对  $P$  支可取  $\lambda_0 = 10.6$  微米, 对  $R$  支可取  $\lambda_0 = 10.25$  微米。

### 四、计算结果

表 1 列出了由(7)式作图得到的结果和由(5)式两两联立得到结果的平均值, 两种处理方法得到的结果略有差异。这是由于平均量的不同造成的。前者是取  $L_n \left[ \frac{A \lambda_0^4}{T^{3/2}} \right]$  和  $\frac{B}{T}$  的平均值, 然后解出  $T_3$  和  $T$ , 后者是直接由实验数据求解  $T_3$  和  $T$ , 然后求出它们的平均值。后者似较合理。表中的平均温度测量值是由进出口温度测量值线性内插得到的。比较可知, 计算的气体平均温度是可靠的, 误差仅为 4%。

表 1 两种计算方法得到的  $T$  和  $T_3$

位置 (毫米)	斜率截矩法		直接求解法		测量值 $T$ (K)
	$T$ (K)	$T_3$ (K)	$T$ (K)	$T_3$ (K)	
(24, 19)	305	1392	327	1582	321
(36, 19)	331	1623	346	1831	331
(48, 19)	341	1621	355	1749	341

粒子数密度可由下式计算:

$$N_3 = N_{\text{CO}_2} Q_v^{-1} e^{-\theta_3/T_3} \quad (8)$$

$$N_1 = N_{\text{CO}_2} Q_v^{-1} e^{-\theta_1/T_1} \quad (9)$$

对选定的  $\text{CO}_2$  跃迁能级, 振动量子数  $\nu = 1$ , 根据直接求解法得到的粒子数密度列于表 2。

表2 粒子数密度及最大输出功率

位置 (毫米)	$N_3(\times 10^{15} \text{厘米}^{-3})$	$N_1(\times 10^{13} \text{厘米}^{-3})$	$\frac{N_3}{N_1}$	$\frac{N_3}{N_{\text{CO}_2}}$	$\frac{N_1}{N_{\text{CO}_2}}$	$P_{\text{max}}$ (瓦)	$E_{\text{max}}$ ( $\frac{\text{焦耳}}{\text{克}}$ )
(24, 19)	3.291	7.856	41.9	0.0930	0.00262	1015	36.35
(36, 19)	4.049	9.979	40.6	0.115	0.00283	1422	50.90
(48, 19)	3.793	11.73	32.3	0.107	0.00304	1278	45.74

Djeu 等人在一个纵向流动 CO<sub>2</sub> 激光器中也做了类似测量<sup>[5]</sup>, 工作条件是  $P_{\text{CO}_2}=0.65$  托,  $P_{\text{N}_2}=1.40$  托,  $P_{\text{He}}=2.9$  托,  $V=192$  厘米/秒。得到的粒子数密度分别是  $N_3=3.27 \times 10^{15}$  厘米<sup>-3</sup>,  $N_1=1.44 \times 10^{15}$  厘米<sup>-3</sup>, 而  $\frac{N_3}{N_1}=2.27$ 。显然, 由于横向器件的高速流动, 更有效地冷却了下激光能级, 使得  $N_3/N_1$  扩大了近 20 倍, 从而大大增加了可利用的振动能。

由振动温度和平动温度计算该器件单位质量介质中可以获得的最大能量<sup>[1]</sup>:

$$E_{\text{max}} = \eta \frac{R\theta_3}{M} (\psi_{\text{O}} + \psi_{\text{N}}) \left( \frac{1}{\exp(\theta_3/T_3) - 1} - \frac{1}{\exp(\theta_1/T) - 1} \right) \quad (10)$$

其中, 量子效率  $\eta=0.409$ ,  $\psi_{\text{O}}$  和  $\psi_{\text{N}}$  分别为 CO<sub>2</sub> 和 N<sub>2</sub> 的克分子分数, M 为激光介质平均分子量。最大功率则为:

$$P_{\text{max}} = E_{\text{max}} \cdot \dot{m} \quad (11)$$

其中  $\dot{m}$  是 CO<sub>2</sub> 和 N<sub>2</sub> 的质量流量和。由光腔长度 87 厘米, 高度 4 厘米, 结合流速和所用介质, 可以算出  $\dot{m}=27.93$  克/秒。 $E_{\text{max}}$  和  $P_{\text{max}}$  计算结果也列在表 2。在这种工作条件下测量的输出功率为 900~1000 瓦, 计算的最大功率平均值为 1238 瓦, 考虑到光腔损耗等因素, 计算结果是可靠的。

### 参 考 文 献

- [1] P. V. Arizonis et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **23**, 375.
- [2] G. Girard et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1973, **QE-9**, 426
- [3] 赵建荣等;《中国激光》, 1983, **10**, No. 10, 743.
- [4] T. A. Cool; *J. Appl. Phys.*, 1969, **40**, 3563.
- [5] N. Djeu et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1968, **QE-4**, 256.

(中国科学院力学研究所 赵建荣 李旭昌  
李春金 姜在英 1983 年 7 月 20 日收稿)

## 一种特定掺杂 YAG 晶体及其多功能特性的研究

**Abstract:** A YAG crystal which possesses multi-function properties such as self Q-switching, self mode-locking, self transverse mode-selecting and beam polarising has been grown by means of a special doping technique.

自从 1978 年至 1981 年发现个别偶然着色的 Nd:YAG 晶体具有自调 Q、选横模、输出偏振、自锁模和可做被动开关等多种功能特性以来, 经一年多的研制, 初步掌握了生长该种晶体的规律性, 为深入研究该种晶体的多功能特性和新型激光器的研制提供了良好的物质条件。生长该种特定掺杂的 YAG 晶体更容易出现组分过冷, 目前已能生长出  $\phi 20 \times 100$  毫米的优质单晶。实验发现, 特定掺杂 YAG 晶体是一种兼有增益和饱和吸收二重特性的晶体, 其增益来自激活中心 Nd<sup>3+</sup>, 而饱和吸收则来自于特

定掺杂形成的色心。这种色心在 0.2~0.6 微米波段和 0.9~1.35 微米波段有强的宽带附加吸收, 后者复盖了 Nd:YAG 晶体的激光波长, 见图 1。该种晶体的多功能特性实验结果如下。

### 1. 自 Q 开关

随着特定掺杂 YAG 晶体 1.06 微米的起始透过滤率的降低, 基横模激光阈值升高, 脉宽变窄, 输出能量和效率增高。典型数据见表 1。

### 2. 自选横模

特定掺杂 YAG 晶体对 1.06 微米的非线性可