

# 电光调 QCO<sub>2</sub> 激光器的六温度模型理论与速率方程理论比较分析

田兆硕 王 骥 李自勤 王雨三

(可调谐激光技术国家重点实验室 哈尔滨工业大学 哈尔滨 150001)

(2001 年 5 月 23 日收到 2001 年 7 月 1 日收到修改稿)

分别利用速率方程理论和六温度模型理论对 Q 开关 CO<sub>2</sub> 激光器动力学过程进行了理论分析比较,实验上测得电光调 Q 射频波导 CO<sub>2</sub> 激光器脉冲激光建立时间及峰值功率与速率方程理论和六温度模型理论计算结果一致,但速率方程理论计算的激光脉冲宽度较“窄”,并且几乎没有拖尾,而六温度模型理论计算的脉冲激光波形有明显的拖尾,符合实际测量的波形.另外,六温度模型理论可以全面反映激光器工作气体中不同分子能级的能量转移过程,因此六温度模型理论分析更全面.

关键词:电光调 QCO<sub>2</sub> 激光器,六温度模型理论,速率方程理论

PACC: 4255D, 0520D

## 1 引 言

电光调 QCO<sub>2</sub> 激光器已广泛应用在相干成像雷达、激光通信、成像制导等诸多方面<sup>[1,2]</sup>,为此我们研制了电光调 Q 射频激励波导 CO<sub>2</sub> 激光器<sup>[3,4]</sup>.1989 年 Letalick<sup>[5]</sup>采用速率方程理论对 Q 开关 CO<sub>2</sub> 激光器动力学过程进行了理论分析,但是他们忽略了 CO<sub>2</sub> 气体的分解、各能级电子碰撞激发过程、振动能级间的振动弛豫过程,而是主要考虑了转动能级的弛豫过程,因此与实验结果比较,理论计算的调 Q 激光脉冲宽度较“窄”,而且激光脉冲拖尾太小<sup>[5,6]</sup>.

目前已经应用激光器动力学六温度模型理论成功地解释了 TEA CO<sub>2</sub> 激光器的动力学过程<sup>[7,8]</sup>,但是还未见应用温度模型理论解释 Q 开关 CO<sub>2</sub> 激光器动力学过程的报道.我们采用 CO<sub>2</sub> 激光器动力学的六温度模型对于 Q 开关 CO<sub>2</sub> 激光器动力学过程进行了较全面的分析,不仅考虑了转动能级的弛豫过程而且考虑了 CO<sub>2</sub> 气体的分解、各能级电子碰撞激发过程、振动能级间的振动弛豫过程,理论计算的调 Q 激光脉冲峰值功率、脉冲宽度与实验符合较好,拖尾现象也与实验符合.

## 2 激光器速率方程理论

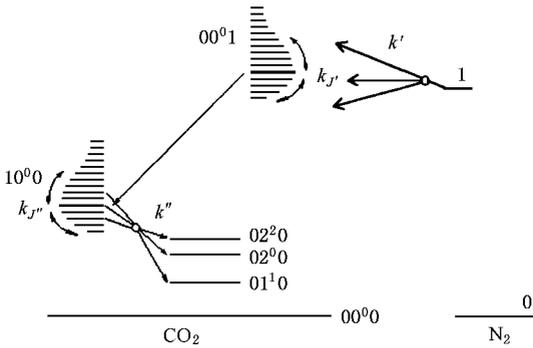
图 1 表示计算调 Q 脉冲所涉及到的 CO<sub>2</sub> 分子

的有关能级和碰撞弛豫常量.当我们选择阈值反转粒子数  $N_{th}^v$  作为光子数和粒子数的度量单位,同时所有的速率均以腔寿命  $t_c$  为时间度量单位时,此微分方程组可以得到简化,包括这些比例因子后的速率方程组可写为如下形式<sup>[5-7]</sup>:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\phi}{dt} &= (n_{J'} - n_{J''} - 1)\phi + \frac{n_{J'}}{N_{th}^v}, \\ \frac{dn_{J'}}{dt} &= (n_{J''} - n_{J'})\phi + (P_{J'}n_{v'} - n_{J'})k_{J'}, \\ \frac{dn_{J''}}{dt} &= (n_{J'} - n_{J''})\phi + (P_{J''}n_{v''} - n_{J''}) \\ &\quad \times k_{J''} - n_{J''}k'', \\ \frac{d(n_{v'} - n_{J'})}{dt} &= (n_{J'} - P_{J'}n_{v'})k_{J'}, \\ \frac{d(n_{v''} - n_{J''})}{dt} &= (n_{J''} - P_{J''}n_{v''})k_{J''} \\ &\quad - (n_{v''} - n_{J''})k'', \end{aligned} \right. \quad (1)$$

式中  $\phi$  为激光一个光波模式下的光子数,  $n_{J'}$  为  $00^0 1$  能级中转动量子数为  $J'$  的转动能级上的粒子数,  $n_{v'}$  为激光振动上能级( $00^0 1$ )粒子数,  $n_{J''}$  为  $10^0 0$  能级中转动量子数为  $J'' = J' + 1$  的转动能级上的粒子数,  $n_{v''}$  为激光振动下能级( $10^0 0, 02^0 0$ )粒子数,  $k_{J'}$  为转动能级弛豫速率,  $k''$  为振动下能级( $10^0 0, 02^0 0$ )的粒子弛豫到其他振动态的弛豫速率.

激光在腔内寿命可表示为

图1 CO<sub>2</sub> 有关能级和弛豫常数

$$t_c = \frac{L'}{\delta c}, \quad (2)$$

式中  $\delta$  为激光在腔内单程损耗,  $L'$  为腔的光学长度,  $c$  为真空中的光速.

在激光脉冲建立时, 激光下能级的粒子数密度  $N_{j'}$  与激光上能级粒子数密度相比很小, 可以忽略, 于是阈值反转粒子数为

$$N_{th}^V = \frac{\bar{\alpha}}{\sigma_{se}} V, \quad (3)$$

式中  $\sigma_{se}$  为受激辐射截面,  $V$  为模体积,  $\bar{\alpha}$  为腔内单位长度损耗.

$P_J$  为上、下能级在初始状态下的波耳兹曼分布

$$P_J = \frac{(2J+1)}{Q_{rot}} \exp\left[-\frac{hcB_J(J+1)}{kT}\right], \quad (4)$$

式中  $Q_{rot}$  为转动配分函数,  $B$  为转动常量.  $00^0 1$  振动模上粒子数的初值可由如下的激光上能级粒子数关系式给出:

$$n_{v'} = \frac{n_{j'}}{P_{j'}}. \quad (5)$$

光子从激光腔中耦合到腔外的速率由  $\bar{\alpha}_{out}$  给出, 并有

$$\bar{\alpha}_{out} = -\frac{\ln(1-T)}{2L'}. \quad (6)$$

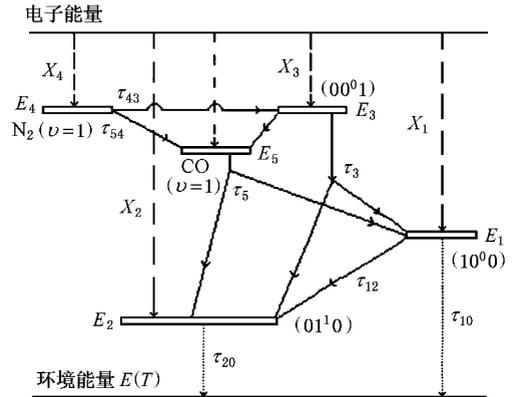
于是有用的输出功率为

$$P_{out} = \phi h\nu \bar{\alpha}_{out} N_{th}^V. \quad (7)$$

### 3 电光调 QCO<sub>2</sub> 激光器六温度模型理论

#### 3.1 动力学模型

图 2 所示, 在综合考虑电子对 CO<sub>2</sub> 分子、N<sub>2</sub> 分子和 CO 分子的碰撞激发过程, 分子间碰撞时发生

图2 N<sub>2</sub>-CO<sub>2</sub>-CO 系统能级图(箭头实线表示 V-V 能级跃迁, 箭头点线表示 V-T 能量转移过程, 箭头点划线表示电子激发过程)

的各种能量转移过程, 以及受激发射与自发发射过程的基础上, 可得到一组描述各个振动模的振动能量变化的方程<sup>[8,9]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dt} = & n_e(t) f n_{CO_2} X_1 h\nu_1 - \frac{E_1 - E_1(T)}{\tau_{10}(T)} \\ & - \frac{E_1 - E_1(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} + \frac{h\nu_1}{h\nu_3} \frac{E_3 - E_3(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} \\ & + \frac{h\nu_1}{h\nu_5} \frac{E_5 - E_5(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} \\ & + \nu_1 \Delta N W I_{v_0}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_2}{dt} = & n_e(t) f n_{CO_2} X_2 h\nu_2 + \frac{h\nu_2}{h\nu_3} \frac{E_3 - E_3(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} \\ & - \frac{E_1 - E_1(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} - \frac{E_2 - E_2(T_2)}{\tau_{20}(T)} \\ & + \frac{h\nu_2}{h\nu_5} \frac{E_5 - E_5(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_3}{dt} = & n_e(t) f n_{CO_2} X_3 h\nu_3 + \frac{E_4 - E_4(T_3)}{\tau_{43}(T)} \\ & - \frac{E_3 - E_3(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{h\nu_3}{h\nu_5} \\ & \times \frac{E_5 - E_5(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} - \nu_3 \Delta N W I_{v_0}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_4}{dt} = & n_e(t) n_{N_2} X_4 h\nu_4 - \frac{E_4 - E_4(T_3)}{\tau_{43}(T)} \\ & + \frac{h\nu_4}{h\nu_5} \frac{E_5 - E_5(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_5}{dt} = & n_e(t) (1-f) n_{CO_2} X_5 h\nu_5 - \frac{E_5 - E_5(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} \\ & - \frac{E_5 - E_5(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} \end{aligned}$$

$$-\frac{E_5 - E_5(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)}. \quad (12)$$

以上 5 个式中  $n_{\text{CO}_2}$ ,  $n_{\text{N}_2}$ ,  $n_{\text{He}}$ ,  $n_{\text{CO}}$  分别为 CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He, CO 的浓度,  $n_e(t)$  为单位体积内电子密度<sup>[10]</sup>。(8)~(10) 式表示单位体积内 CO<sub>2</sub> 分子三个振动模的总能量随时间的变化。(11) 和 (12) 式分别表示 N<sub>2</sub> 分子及由 CO<sub>2</sub> 分子分解的 CO 分子振动态的总能量随时间的变化,  $f$  表示未分解的 CO<sub>2</sub> 分子比例。

对于 CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-He-CO 系统, 环境温度随时间的变化可表示为

$$\begin{aligned} \frac{dE_k}{dt} = & \frac{E_1 - E_1(T)}{\tau_{10}} + \frac{E_2 - E_2(T)}{\tau_{20}} \\ & + \left(1 - \frac{h\nu_1}{h\nu_3} - \frac{h\nu_2}{h\nu_3}\right) \frac{E_3 - E_3(T, T_1, T_2)}{\tau_3} \\ & + \left(1 - \frac{h\nu_3}{h\nu_5}\right) \frac{E_5 - E_5(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} \\ & + \left(1 - \frac{h\nu_1}{h\nu_5} - \frac{h\nu_2}{h\nu_5}\right) \frac{E_5 - E_5(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} \\ & + \left(1 - \frac{h\nu_4}{h\nu_5}\right) \frac{E_5 - E_5(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)}, \quad (13) \end{aligned}$$

单位体积的总气体动能  $E_k$  为

$$E_k = \left(\frac{5}{2}n_{\text{N}_2} + \frac{5}{2}fn_{\text{CO}_2} + \frac{3}{2}n_{\text{He}} + \frac{5}{2}(1-f)n_{\text{CO}}\right)kT. \quad (14)$$

当激光脉冲宽度为 ns 量级时, 则转动弛豫时间就不能认为等于零, 而必须加以考虑。上下能级粒子数密度差的变化速率为

$$\begin{aligned} \frac{d\delta^0}{dt} = & -2\delta^0 W I_{\nu_0} \\ & - \left\{ \frac{\delta^0 - [P(J_0)n^u - P(J_0 + 1)n^l]}{\tau_r} \right\}, \quad (15) \end{aligned}$$

式中  $\tau_r$  为混合气体的转动弛豫时间。

综合受激发射、自发发射及激光器存在的损耗, 得到激光腔内光强变化速率方程

$$\frac{dI_{\nu_0}}{dt} = -\frac{I_{\nu_0}}{\tau_c} + ch\nu_0 \left[ \frac{\Delta N W I_{\nu_0}}{h} + n_{001} P(J) S \right], \quad (16)$$

式中  $c$  为光速,  $h$  为普朗克常量,  $\nu_0$  为激光频率,  $\tau_c$  腔内光子寿命

$$\tau_c = -\frac{2L}{c \ln(r_1 r_2)}, \quad (17)$$

式中  $L$  为谐振腔光学长度,  $r_1$  为反射镜一端等效反射系数,  $r_2$  为输出镜一端等效反射系数。

$$W = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 \nu_0 \Delta\nu_c \tau_{sp}}, \quad (18)$$

式中  $\lambda$  为激光波长,  $\Delta\nu_c$  为碰撞加宽引起的线宽,  $\tau_{sp}$  为自发辐射寿命。

利用麦克斯韦-玻耳兹曼能量分配定律, 可推出上下振动能级粒子数密度差

$$\Delta N = n_{001} P(J) - \frac{2J+1}{2J+3} n_{100} P(J+1), \quad (19)$$

式中上下振动能级粒子数密度

$$n_{001} = n_{\text{CO}_2} \exp\left(-\frac{h\nu_3}{kT_3}\right) Z, \quad (20)$$

$$n_{100} = n_{\text{CO}_2} \exp\left(-\frac{h\nu_1}{kT_1}\right) Z, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} Z = & \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_1}{kT_1}\right)\right] \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_2}{kT_2}\right)\right]^2 \\ & \times \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_3}{kT_3}\right)\right], \quad (22) \end{aligned}$$

$P(J)$  表示第  $J$  个转动能级上粒子数占整个振动能级上粒子数的百分数

$$P(J) = \frac{n_{v,J}}{n_v} = \left(\frac{hcB_v}{kT}\right) g_J \exp\left[-\frac{hcB_v J(J+1)}{kT}\right]. \quad (23)$$

### 3.2 调 Q 过程数值计算

CO<sub>2</sub> 激光器的调 Q 过程可分为两个过程:

1. Q 开关未打开 此时没有激光输出, 相当于腔内损耗无穷大, 腔内光强近似为零。因此微分方程(13)~(16)等于零, 上述 5 个微分方程, 有五个变量, 即  $T_1$  (CO<sub>2</sub> 分子对称振动模等效振动温度),  $T_2$  (CO<sub>2</sub> 分子形变振动模等效振动温度),  $T_3$  (CO<sub>2</sub> 分子反对称振动模等效振动温度),  $T_4$  (N<sub>2</sub> 分子等效振动温度) 和  $T_5$  (CO 分子等效振动温度)。

而  $E_1$  (单位体积 CO<sub>2</sub> 分子对称振动模的总能量),  $E_2$  (单位体积 CO<sub>2</sub> 分子形变振动模的总能量),  $E_3$  (单位体积 CO<sub>2</sub> 分子反对称振动模的总能量),  $E_4$  (单位体积分子 N<sub>2</sub> 振动态总能量) 和  $E_5$  (单位体积 CO 分子振动态总能量) 则分别由  $T_1, T_2, T_3, T_4$  和  $T_5$  所决定。在解方程组时, 所需的有关数据列在表 1 中。利用 Matchcad 计算机语言解这 5 个非线性方程组可以得出 5 个温度值, 即  $T_1, T_2, T_3, T_4$  和  $T_5$ 。这 5 个温度值与气体平均温度  $T$  即为 Q 开关打开时激光器的调 Q 过程的初值。

2. Q 开关打开后 此时激光器输出镜透过率

为  $t_0$  并将  $\Delta N$  用  $\delta^0$  代替.  $Q$  开关  $\text{CO}_2$  激光器的数学模型由 8 个微分方程组成, 即  $\frac{dE_1}{dt}, \frac{dE_2}{dt}, \frac{dE_3}{dt}, \frac{dE_4}{dt}, \frac{dE_5}{dt}, \frac{dE_k}{dt}, \frac{dI_{v_0}}{dt}, \frac{d\delta^0}{dt}$ , 其相应的变量为  $T_1, T_2, T_3, T_4, T_5, T, I_{v_0}$  和  $\delta^0$ . 这组微分方程中, 包含 6 个温度变量 ( $T_1, T_2, T_3, T_4, T_5, T$ ), 因此可称之为六温度模型.

这 8 个微分方程的具体形式为 (8)–(11) 和 (15)–(16) 式. 但必须注意, 列式时要将式中原来的  $\Delta N$  改为  $\delta^0$ . 在解方程式时, 考虑了激光器的调  $Q$  过程的初值<sup>[11]</sup>, 利用 Matchcad 计算机语言采用 Rung-Kutta 方法可以从这 8 个微分方程可以解出 8 个变量, 即  $T_1, T_2, T_3, T_4, T_5, T, \delta^0$  和  $I_{v_0}$ . 知道了  $I_{v_0}$  的值, 即可算出激光输出功率

$$P_{\text{out}} = \frac{AI_{v_0}LG(1-\alpha)t_0}{r_2(e^{GL}-1)+(1-e^{-GL})} \times 10^{-7}, \quad (24)$$

式中  $A$  为激光束有效截面积,  $G$  为增益系数,  $t_0$  为等效输出镜透过率,  $\alpha$  为等效输出镜等效损耗.

## 4 两种理论计算比较

### 4.1 速率方程理论结果

根据在实验中光栅选支电光  $Q$  开关射频激励波导  $\text{CO}_2$  激光器的有关工作条件: 气体比例为  $\varphi_{\text{CO}_2} : \varphi_{\text{N}_2} : \varphi_{\text{He}} = 1:1:3$ , 充气气压为 8kPa, 射频注入功率为 200W, 射频源频率为 120MHz.  $Q$  开关打开前气体温度为 500K, 可以认为单位体积内电子密度为常量  $n_e = 1.5 \times 10^{11[11-12]}$ , 输出镜透过率为 10%; 腔内单程损耗为 17%<sup>[13]</sup>, 假设  $\text{CO}_2$  有 60% 分解.

根据激光器的有关弛豫速率数据<sup>[8,9]</sup> 及激光器的测量结果<sup>[13]</sup>, 计算出该激光器的参数为  $N_{\text{th}}^V = 1.67 \times 10^{14}$ ,  $t_c = 23\text{ns}$ ,  $\delta = 17\%$ ,  $P_J = 0.064$ ,  $\Phi_0 = 5 \times 10^{-15}$ ,  $K_J = K_{J'} = 11.87$ ,  $K'' = 0.147$ ,  $n_{J'}|_{t=0} = 1.82$ ,  $n_v|_{t=0} = 28.2$ ,  $n_{J''}|_{t=0} = 0$ ,  $n_{v''}|_{t=0} = 0$ ,  $J' = 19$ . 代入方程组 (1), 用 Runge-Kutta 方法进行数值计算, 可得到激光输出功率随时间变化的曲线如图 3 所示, 计算出调  $Q$  激光脉冲建立时间为  $t_D = 864\text{ns}$ , 脉冲宽度为  $\Delta t = 180\text{ns}$ , 峰值功率为  $P_{\text{peak}} = 135\text{W}$ .

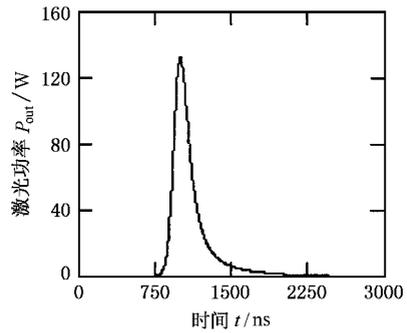


图 3 激光输出功率随时间变化

### 4.2 六温度模型理论计算结果

用六温度模型对  $Q$  开关  $\text{CO}_2$  激光器动力学过程进行计算, 在输出镜透过率为  $t = 5\%, 10\%, 15\%$  时, 由 (24) 式可计算出调  $Q$  激光脉冲波形 (如图 4 所示), 当输出镜透过率为  $t = 10\%$  时, 可得出脉冲激光峰值功率为 149W, 脉冲宽度为 210ns, 脉冲建立时间为 800ns, 拖尾现象明显.

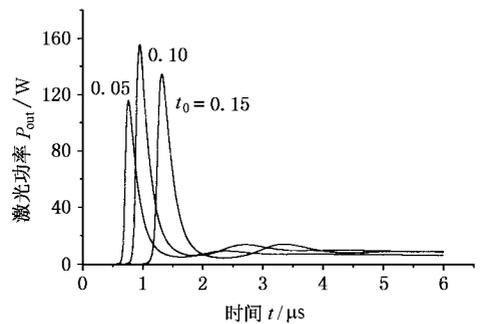


图 4 调  $Q$  脉冲激光波形作为输出镜透过率的函数

## 5 实验结果与结论

实验装置如图 5 所示. 实验中, 激光器工作气体比例为  $\varphi_{\text{CO}_2} : \varphi_{\text{N}_2} : \varphi_{\text{He}} = 1:1:3$ , 充气气压为 8kPa, 射频注入功率为 200W, 射频源频率为 120MHz. 当输出镜距透镜为 10mm 时, 激光输出功率为 5W. 输出镜拉远到距透镜为 190mm 时, 激光输出功率为 3W. 插入调  $Q$  装置后, 旋转布氏窗, 使透射光偏振方向垂直于波导侧壁, 再旋转四分之一波片, 使光轴方向平行于光偏振方向, 此时激光连续输出功率降至 1.5W. 再旋转波片光轴方向  $45^\circ$  角, 在调  $Q$  晶体加上方波调制脉冲电压, 即可获得调  $Q$  脉冲激光输出.

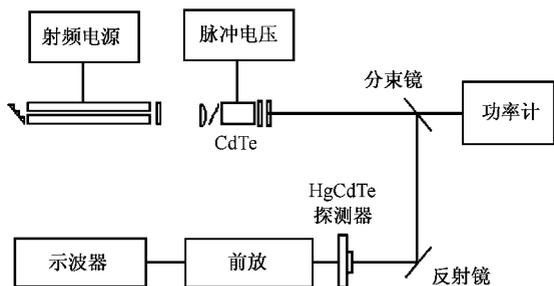
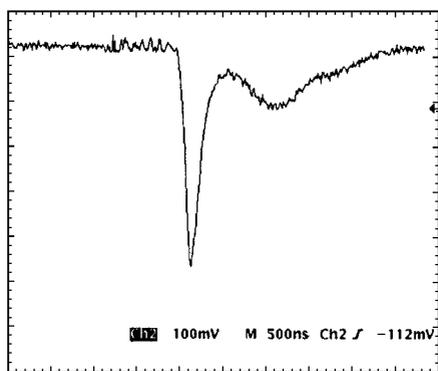


图 5 实验装置简图

图 6 电光调  $Q$  激光脉冲波形(500ns/div)

在调  $Q$  运转状态下,脉冲重复频率为 1Hz—10kHz 可调,晶体所加  $\lambda/4$  电压为 2.65 为 kV。在脉冲重复频率为 10kHz 时,脉冲激光输出经衰减后,由液氮冷却带宽为 300MHz 的光伏 HgCdTe 探测器,测

量脉冲波形,用带宽为 1GHz 的美国 TDS684A 数字存储示波器显示光脉冲波形,显示结果如图 6 所示,调  $Q$  激光脉冲宽度为 200ns,光脉冲建立时间为 800ns,采用 Cohorent 公司 model201 功率计测得平均功率为 0.31W,可得出光脉冲峰值功率为 155W。可见实验测得调  $Q$  激光脉冲建立时间及峰值功率与速率方程理论及六温度模型理论计算结果一致。但速率方程理论计算的脉冲激光宽度较“窄”并且几乎没有拖尾,而六温度模型理论计算的脉冲激光波形有明显的拖尾,符合实际测量的波形。在相干激光雷达系统中,正是利用了调  $Q$  脉冲激光拖尾进行鉴频并实现偏频锁定。两种理论计算结果和测量结果如表 1 所示。

表 1 速率方程理论及六温度模型理论与实验结果比较

	速率方程理论	六温度模型理论	实验结果
峰值功率 $P/W$	135	149	155
脉冲宽度 $\Delta t/ns$	180	210	200
脉冲建立时间 $t/ns$	864	800	800
脉冲拖尾	很小	明显	明显

另外,六温度模型理论可以全面反映激光器工作气体中不同分子能级的能量转移过程,而速率方程理论忽略了不同分子能级的能量转移过程,只能反映上下能级粒子数转移过程,因此六温度模型理论分析更全面,对于激光器的优化设计提供重要的理论依据。

[1] H. Ahlberg, S. Lanqvist *et al.*, *Appl. Opt.*, **25**(1986), 2891.  
 [2] G. H. Pearson, B. J. Rye, *Appl. Opt.*, **31**(1992), 6475.  
 [3] Q. Wang, Z. S. Tian, Y. S. Wang *et al.*, *Chin. J. Laser*, **A22**(2000), 97 [in Chinese] [王 骐、田兆硕、王雨三等,中国激光, **A22**(2000), 97].  
 [4] Z. S. Tian, Q. Wang, Y. S. Wang *et al.*, *J. Optoelectronics Laser*, **11**(2000), 282 [in Chinese] [田兆硕、王 骐、王雨三等,光电子·激光, **11**(2000), 282].  
 [5] D. Letalick, *Opt. Engineer.*, **28**(1989), 172.  
 [6] J. J. Li, W. Y. Chen, *Chin. J. Laser*, **22**(1995), 195 [in Chinese] [李军键、王瑞峰,中国激光, **22**(1995), 195].  
 [7] F. Song, J. Q. Yao, J. Y. Qiao, *Acta Phys. Sin.*, **46**(1997), 1726 [in Chinese] [宋 峰、姚建铨、乔金元,物理学报, **46**(1997), 1726].

[8] K. Smith, R. M. Thomson, *Computer Modeling of Gas Laser* (Plenum Press, New York, 1978).  
 [9] M. Soukheil, B. A. Ghani, M. Hammadi, *Opt. Laser Techn.*, **30**(1998), 451.  
 [10] T. Wang, Q. M. Chen, D. S. Mao, *Acta Phys. Sin.*, **49**(2000), 2369 [in Chinese] [王 涛、陈清明、毛代胜,物理学报, **49**(2000), 2369].  
 [11] H. C. Shen, *Acta Phys. Sin.*, **49**(2000), 201 [in Chinese] [沈惠川,物理学报, **49**(2000), 201].  
 [12] C. G. Parzoli, K. R. Chen, *IEEE J. Quant. Electron.*, **22**(1986), 479.  
 [13] Z. S. Tian, Q. Wang, Y. S. Wang *et al.*, *Chin. J. Laser*, **A27**(2000), 785 [in Chinese] [田兆硕、王 骐、王雨三等,中国激光, **A27**(2000), 785].

# COMPARISON BETWEEN THE THEORIES OF SIX-TEMPERATURE MODEL AND THE RATE EQUATION FOR $Q$ -SWITCHED $\text{CO}_2$ LASER

TIAN ZHAO-SHUO WANG QI LI ZI-QIN WANG YU-SAN

( *State Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China* )

( Received 23 May 2001 ; revised manuscript received 1 July 2001 )

## ABSTRACT

The theories of rate equation and six-temperature model for  $\text{CO}_2$  lasers are used to describe the process of the dynamic emission in the electrooptically  $Q$ -switched  $\text{CO}_2$  laser. The peak power and delay time of  $Q$ -switched laser calculated by the two theories are well consistent with the experiments. The calculated pulse width of  $Q$ -switched laser using the theory of rate equation is narrow and the tailing is too short. However, a theoretical analysis by using the six-temperature model is consistent with the measured waveform and the tailing is obvious. In addition, the processes of energy-transfer of all kinds of molecular levels are considered in the six-temperature model. So compared to the rate equation, the six-temperature model makes a better analysis.

**Keywords** : electrooptically  $Q$ -switched  $\text{CO}_2$  laser, six-temperature model, rate equation

**PACC** : 4255D, 0520D