

文章编号: 1001-4322(2001)01-0047-04

# 损耗调制 CO<sub>2</sub> 激光脉冲的噪声特性

张卫<sup>1</sup>, V. D. Mironov<sup>2</sup>, A. B. Logvin<sup>2</sup>

(1. 中国工程物理研究院应用电子学研究所, 四川 绵阳 621900; 2. 俄罗斯莫斯科工程物理学院, 莫斯科 115409)

**摘要:** 由于自发辐射噪声的涨落, CO<sub>2</sub>激光器的脉冲峰值强度与时间延迟密切相关。理论和实验研究发现, 对于典型的B类CO<sub>2</sub>激光器, 在损耗调制情况下, 当脉冲峰值出现在最低腔损耗  $t_0$  之前时, 初始自发辐射噪声越大, 相对于阈值点的第一个渡跃时间  $t_{FP}$  越小, 对应的峰值强度越小; 当脉冲峰值出现在最低腔损耗  $t_0$  之后时, 初始自发辐射噪声越大, 相对于阈值点的第一个渡跃时间  $t_{FP}$  越小, 对应的峰值强度则越大。

**关键词:** 自发辐射噪声; B类激光器; 第一个渡跃时间

**中图分类号:** TN248.22 **文献标识码:** A

损耗调Q脉冲CO<sub>2</sub>激光器的动力学特性分为两个区域。在第一个区域, 脉冲强度很小, 由自发辐射噪声缓慢地放大到饱和强度  $I_s$ , 该区域称为线性区。第二个区域, 由于脉冲强度与反转粒子数之间的耦合使其热力学方程表现为强烈的非线性特性<sup>[1]</sup>, 激光脉冲的强度和时间特性与线性区的时间涨落密切相关, 即与初始的自发辐射噪声特性密切相关, 甚至出现脉冲强度随增益系数变化出现饱和现象<sup>[2]</sup>。

激光阈值点的统计特性是由激光介质特性决定的。对于A类激光器(如He-Ne, Ar<sup>+</sup>等), 由于其反转粒子数的弛豫速度  $\gamma_0$  大于电磁场的弛豫速度  $\gamma_c$ , 其动力学跃迁过程的统计特性与调制参数无关。对于B类激光器(如Nd:YAG, CO<sub>2</sub>等), 由于其反转粒子数的弛豫速度  $\gamma_0$  小于电磁场的弛豫速度  $\gamma_c$ , 其动力学跃迁过程的统计特性与调制参数密切相关<sup>[3]</sup>。当有效调制频率在  $10^4 \sim 10^6$  Hz 间时, 由于调制速度与CO<sub>2</sub>激光转动能级间的弛豫速度相当, 其动力学过程更为复杂。本文理论分析和实验研究了这种情况下的调Q-CO<sub>2</sub>激光器的脉冲强度随自发辐射噪声涨落的变化。理论和实验发现, 峰值强度  $I_p$  与自发辐射噪声导致的第一渡跃时间  $t_{FP}$  的涨落密切相关; 当脉冲峰值出现在最低腔损耗  $t_0$  之前时, 初始噪声越大, 相对于阈值点的第一个渡跃时间  $t_{FP}$  越小, 对应的峰值强度越小; 当脉冲峰值出现在最低腔损耗  $t_0$  之后时, 初始噪声越大, 相对于阈值点的第一个渡跃时间  $t_{FP}$  越小, 对应的峰值强度则越大。

## 1 理论分析及模拟

应用典型的四能级模型<sup>[1]</sup>, 假设产生激光跃迁的两个振-转动能级为  $J_1$  与  $J_2$ , 相应的振动能带为  $v_1, v_2$ 。能级间的跃迁如图1所示。由速率方程可得

$$\left. \begin{aligned} \dot{M}_2 &= -|E|^2 B(M_2 - M_1) - (\gamma_R + \gamma_2)M_2 + \gamma_R M_2 + \alpha_2 P \gamma_2 \\ \dot{M}_1 &= |E|^2 B(M_2 - M_1) - (\gamma_R + \gamma_1)M_1 + \gamma_R M_1 \\ \dot{M}_2 &= \gamma_R M_2 - (\gamma_R + \gamma_2)M_2 + (1 - \alpha_2) P \gamma_2 \\ \dot{M}_1 &= \gamma_R M_1 - (\gamma_R + \gamma_1)M_1 \\ \dot{E} &= \frac{1}{2} E B(M_2 - M_1) + (B M_2)^{1/2} \xi(t) - f(t) E \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

这里,  $M_k (k=1, 2)$  为相应转动能级上的粒子数;  $M_k (k=1, 2)$  为相应振动能级上的粒子数(除激光转动能级);  $\gamma_R, \gamma_r$  为激光转动能级与同一振动能带的其他转动能级间的弛豫速度;  $\gamma_i$  为振动能带上粒子的自

• 收稿日期: 2000-09-17; 修订日期: 2000-11-22  
作者简介: 张卫(1967-), 男, 博士, 副研究员; 绵阳 919-1012 信箱。

发衰减速度;  $E$  为腔内电磁场的复振幅;  $B$  为电磁场与介质的作用常数;  $P$  为泵浦速度;  $\gamma_c$  为场的弛豫速度,  $\gamma_c = -(C_0/2L)\ln(1-T_0)$ ;  $f(t) = \omega^2(t-t_0)/\ln(1-T_0) = \alpha' \omega^2(t-t_0)^2$  为腔损耗调制函数,  $t_0$  为腔损耗调制到最小的时间,  $\alpha' = 1/\ln(1-T_0)$  为常数,  $T_0$  为腔内固定损耗,  $\omega = 2\pi f$  为调制角频率;  $\alpha_{i_2} = \gamma'_R/(\gamma'_R + \gamma_R)$ 。自发辐射噪声涨落用  $(BM_{i_2})^{1/2}\zeta(t)$  表示<sup>[1]</sup>,  $\zeta(t)$  为满足 0 平均和  $\delta$  关系的随机函数。

假设  $E=0$  时, 由(1)式可以得到稳态结果

$$M_{i_2} = \alpha_{i_2}P, \quad M_{i_1} = 0, \quad M_2 = (1 - \alpha_{i_2}P), \quad M_1 = 0 \quad (2)$$

引入光子数  $q = |E|^2$ , 则稳态光子数  $q_s$  为

$$q_s = q_s(\alpha_{i_2}PB/2f_{i=\infty} - 1) \quad (3)$$

这里,  $q_s = \mu_1\mu_2/B(\mu_1 + \mu_2)$  为饱和光子数, 其中  $\mu_i = \gamma_i(\gamma_R + \gamma'_R + \gamma_i)/(\gamma'_R + \gamma_i)$ ,  $i=1, 2$ 。

由电磁场方程可以得到第一渡跃时间的平均值  $\langle t_{FP} \rangle$  和其标准方差  $\sigma$ <sup>[1]</sup>

$$\langle t_{FP} \rangle = \frac{\ln(q_s/N_0) - \Psi(1)}{2a}, \quad \sigma = \frac{[\Psi(1)]^{1/2}}{2a}, \quad a = \frac{B(M_{i_2} - M_{i_1})}{2} - f(t = \infty) \quad (4)$$

其中,  $N_0$  为腔内初始自发辐射噪声光子数的分布宽度;  $\Psi^n$  为 Poligamma 函数。由(4)式可以看出, 第一渡跃时间的分布与初始自发辐射噪声光子数密切相关。

在线性放大区(对应于光子数由自发辐射噪声到  $q_s$ ), 假设其初始自发辐射噪声为  $|\zeta(t=0)|^2 \approx q_0$ ,  $\gamma_1 \approx \gamma_2 = \gamma_0$ ,  $x = q/q_s$ , 转动能级的反转粒子数为  $y$ , 振动能级的反转粒子数为  $z$ , 相应的增益常数为  $y_0$  和  $z_0 = Zy_0$ , 则方程(1)可以简化为

$$\left. \begin{aligned} \dot{x} &= -\gamma_c x [1 + f(t) - y] \\ \dot{y} &= -(\gamma_R + \gamma_0)y + \gamma_R z - \mu xy + \gamma_0 y_0 \\ \dot{z} &= -(\gamma'_R + \gamma_0)z + \gamma_R y + Zy_0 y_0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中,  $Z = \gamma_R/\gamma'_R$ 。利用方程(5), 引入模拟计算的不同调制频率, 由初始自发辐射噪声的涨落导致的峰值强度随峰值点时间的变化如图 2 所示, 其中符号点表示实验测量结果, 线为模拟结果。

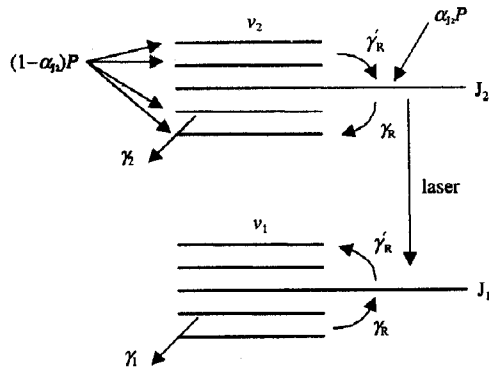


Fig. 1 Schematic diagram of the four-level system  
图 1 能级结构原理图

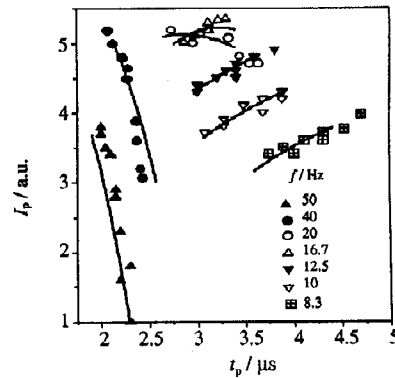


Fig. 2 Intensity of peak vs time delay  $t_p$   
图 2 峰值强度随峰值点延迟时间的变化

## 2 实验及结果

实验研究了在腔内转镜损耗调  $Q$  状态下,  $CO_2$  激光脉冲发生的动力学特性。实验布局如图 3 所示。 $CO_2$  激光腔采用  $\Gamma L-501$  激光管(1), 内径为 16mm, 长度为 130cm, 内部气压为 293Pa, 其中, 管内气体浓度比为 8.4% 的  $CO_2$ 、22.2% 的空气、66.6% 的 He 和 2.8% 的 Xe; 放电电流 10~12mA, 电源的电流稳定系数为 500。腔由球面反射镜(2)和转动平面反射镜(3)组成, 其中, 插入 100 线/毫米的衍射光栅(4)用于激光谱线 1R(18)的选择。光阑(5)用于腔内基模选模。激光经过光栅(4)的零阶衍射输出, 通过反射镜和光谱仪(6)后进入 CdHgTe 探测器(7)。在转镜频率  $f > 8Hz$  时, 转镜的频率不稳定性小于

0.05Hz。

满足激光振荡阈值的转镜角度  $\Delta\phi_r$  为  $\pm 3 \times 10^{-4}$ rad 范围,当转镜的频率  $f < 50$ Hz 时,有效的调制频率  $f_{\text{eff}} = \pi f / 2\Delta\phi_r$  达到  $10^5$ Hz。这种频率与 CO<sub>2</sub> 激光腔系统的动力学频率  $2\pi f_{\text{res}} \approx \{\gamma_0 \gamma_c (\eta - 1)\}^{1/2}$  在同一量级。这里,  $\eta$  为腔内增益与腔内损耗之差。

在实验中,采用了一台基模 He-Ne 激光器(8),通过准直系统(9)和转镜(3)的背面反射镜、小孔(10)和光电二极管(11),产生一同步信号,使其强度最大值对应于转镜的腔内损耗最小值。纳秒级响应的光电二极管和 CdHgTe 探测器的输出信号由双通道示波器(12)记录。

实验测量了不同调制频率条件下,对谱线 1R(18),由于初始自发辐射噪声导致的脉冲峰值强度  $I_p$  与脉冲峰值相对于阈值点延迟时间  $t_p$  涨落的相关性,如图 4 所示。其中,图 4(a)的调制频率  $f$  为 10Hz,图 4(b)为 25Hz。

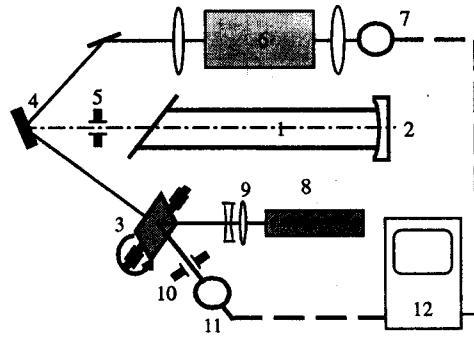


Fig. 3 Experimental setup  
图 3 实验布局

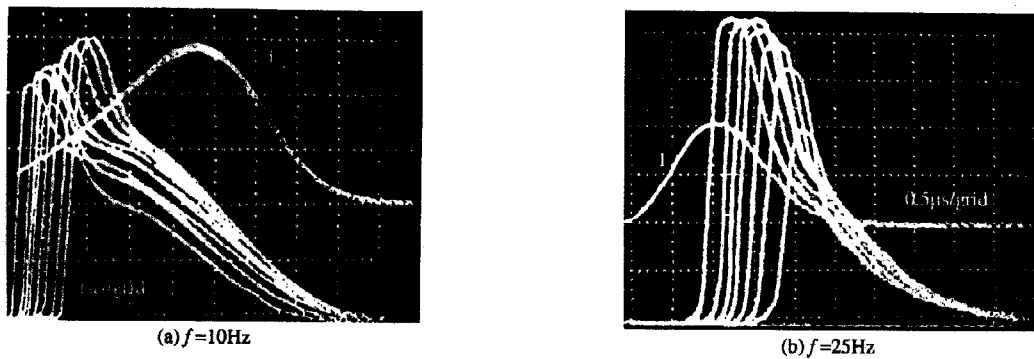


Fig. 4 Experimental intensities of peak vs time  
图 4 实验测量的峰值强度随时间的变化

通常采用第一渡跃时间  $t_{\text{FP}}$  研究 CO<sub>2</sub> 激光器的噪声延迟特性,实际上,对于同样的调制频率,  $(t_p - t_{\text{FP}})$  的值基本不变,且远远小于  $t_p$  和  $t_{\text{FP}}$ [1]。为了便于测量,采用脉冲峰值延迟时间  $t_p$ 。图中,信号 1 表示同步信号,其最大值对应于调制损耗为 0 的  $t_0$  点。由实验结果可看出,当脉冲产生在  $t_0$  之前时,随时间延迟峰值强度增加;当脉冲产生在  $t_0$  之后时,随时间延迟峰值强度减小; $t_0$  对应于最大的脉冲峰值功率。不同调制频率下的实验结果对于阈值点的时间延迟  $t_p$  的关系如图 2 所示。实验结果与理论结果一致。

### 3 讨论

由方程(5)很容易得到峰值强度与对应的反转粒子数

$$x_p = \frac{2}{\gamma_c \mu} [y_p \ln(y_p / y_0) - y_p + y_0], \quad y_p = 1 + \alpha' \omega^2 (t_p - t_0)^2 \quad (6)$$

由(6)式对时间求导得出

$$\frac{\Delta x_p}{\Delta t_p} = \frac{4\alpha' \omega^2}{\gamma_c \mu} \ln \frac{y_p}{y_0} (t_p - t_0) \quad (7)$$

由式(7)可以看出,对于一定的调制频率,由于自发噪声引起的峰值强度对应时间  $t_p$  的随机涨落,必然引起脉冲峰值强度的起伏。在(7)式中,  $y_p / y_0 < 1$ , 则  $(4\alpha' \omega^2 / \gamma_c \mu) \ln(y_p / y_0) < 0$ , 当  $t_p < t_0$  时,  $\Delta x_p / \Delta t_p > 0$ , 即随  $t_p$  的增加,激光输出脉冲的峰值功率增加;当  $t_p > t_0$  时,  $\Delta x_p / \Delta t_p < 0$ , 即随  $t_p$  的增加,激光输出脉冲的峰值功率减小。理论模拟结果与实验结果一致。

**参考文献:**

- [1] Meucci R, Cioffini M, Wang P Y. Analysis of the dynamical behavior of a Q-switched CO<sub>2</sub> laser: the linear and the nonlinear regime[J]. *Opt Comm*, 1992, **91**:444-451.
- [2] 张 卫, Mironov V D, Logvin A B. 脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器峰值功率的增益饱和现象[J]. *强激光与粒子束*, 2000, **12**(5):547-550.
- [3] Grassi H, Green C, Hoffer L M, et al. Experimental study of the turn-on statistics of class-B lasers under the influence of additive noise[J]. *Phys Rev*, 1994, **A50**:805-812.

**Noise behavior of pulse in loss switched CO<sub>2</sub> laser**ZHANG Wei<sup>1</sup>, Mironov V D<sup>2</sup>, Logvin A B<sup>2</sup>(1. *Institute of Applied Electronics, CAEP, P. O. Box 919-1012, Mianyang 621900, China;*2. *Institute of Moscow Engineering-Physics, Kashirskoi Sashi 31, Moscow 115409, Russian*)

**Abstract:** The intensity of CO<sub>2</sub> laser was correlated with the time delay by reason of the spontaneous emission fluctuation. The experimental and theoretical results show that when the laser peak present before the minimum switched loss, the larger the initial spontaneous emission, shorter the time delay, because of and the intensity of laser peak is smaller in a B-class CO<sub>2</sub> laser. When the laser peak present after the minimum switched loss, the time delay is longer because of the larger initial spontaneous emission, the intensity of laser peak is also larger.

**Key words:** spontaneous emission noise; B-class laser; first transition time