

# 单模 CO<sub>2</sub> 激光器的腔长调制效应\*

高锦岳 张汉壮 国秀珍 金光旭  
(吉林大学 物理系, 长春)

N. B. Abraham

(Department of Physics, Bryn Mawr College, Pa 19010, U.S.A)

## 提 要

本文从速率方程出发, 讨论了单模激光的稳态解及其解的稳定性问题。在此基础上, 着重分析了腔长的小讯号调制效率以及它对“B类”激光器的动力学研究的意义, 并报道了一个在单模 CO<sub>2</sub> 激光器上所做的腔长调制效应的实验结果。

关键词: 单模, 腔长调制。

## 一、引 言

自从六十年代激光问世以来, 描述激光器的理论不断地丰富和发展, 人们利用这些理论从不同角度来研究激光器的工作特性, 指导激光器的设计和应用。描述 CO<sub>2</sub>, YAG 等“B类”激光器的均匀加宽二能级理论已广泛用于分析这类激光器的许多动力学行为<sup>[1]</sup>。但是在处理腔内带有饱和吸收体以及带有调 Q 参数的 CO<sub>2</sub> 激光器的动力学行为时, 二能级速率方程理论不能给出与实验一致的结论。在这种场合下, 人们采用与激光有关的振-转能级间的弛豫起着重要作用的<sup>[2,3]</sup>复杂理论来描述 CO<sub>2</sub> 激光器的动力学行为。但是在许多问题的研究中, 人们仍然喜欢采用简单的二能级速率方程理论, 因为它可以给出比较直观的结果。所以, 建立起联系上述两种理论模型参数的方法是一个重要的研究课题。

CO<sub>2</sub> 激光器对调制讯号的非线性响应已被用在研究光学混沌现象上, 其中包括腔损耗调制<sup>[4]</sup>, 增益调制<sup>[5]</sup>以及腔长调制<sup>[6]</sup>。其它“B类”激光器对调制讯号的非线性响应也有报道<sup>[7]</sup>。但是, “B类”激光器对小讯号调制的线性响应方面的研究很少, 文献[8]从理论上分析了调制频率与工作介质弛豫振荡频效相等时的情形, 而且只限于调制频率低于激光最高弛豫频率的范围。

本文从描述 CO<sub>2</sub> 激光器动力学行为的均匀加宽二能级速率方程理论出发, 分析了该系统的小讯号调制效应, 由此给出一种测量激光介质弛豫振荡参数的方法, 并指出此法得到的激光动力学参数与采用考虑-转能级间的弛豫作用在内的复杂理论所给出的激光动力学参数之间的联系。最后, 本文给出了在一个选支 CO<sub>2</sub> 激光器上所做的实验结果。

## 二、理论分析

### 1. 速率方程及其稳态解

描述单模 CO<sub>2</sub> 激光器动力学过程的二能级速率方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dI}{dt} &= -2KI \frac{1-AD}{1+\delta_0^2}, \\ \frac{dD}{dt} &= -\gamma_L \left[ D-1 + \frac{ID}{1+\delta_0^2} \right], \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中  $I$  为激光光强,  $K$  为谐振腔的损耗速率,  $A$  为激光介质增益,  $D$  为激光工作物质上下能级粒子数的几率差,  $\delta_0$  为失谐量, 它是激光跃迁谱线中心频率与最靠近它的空腔模频率之差, 并以激光介质极化强度衰减速率常数  $\gamma_L$  作为它的单位。(1)式的稳态解可由条件

$$(dI/dt) = (dD/dt) = 0$$

得到(此处只取非零解)

$$I_{ss} = A - (1 + \delta_0^2), \quad (2)$$

$$D_{ss} = \frac{1 + \delta_0^2}{A}, \quad (3)$$

式中  $I_{ss}$ ,  $D_{ss}$  分别为稳态时激光光强与激光上下能级粒子数几率差。由(2)式可知产生激光的增益阈值为  $(1 + \delta_0^2)$ , 激光光强与增益  $A$  成线性关系。图 1 给出了根据(2)式所作的稳态时光强作为失谐量  $\delta_0$  函数的理论曲线。显然, 当  $\delta_0 = 0$  时, 即原子谱线中心频率与腔的一个模频率完全重合时, 激光光强达到极大值  $(A-1)$ , 当失谐  $\delta_0$  增加到  $\pm\sqrt{A-1}$  时激光强度降为零。

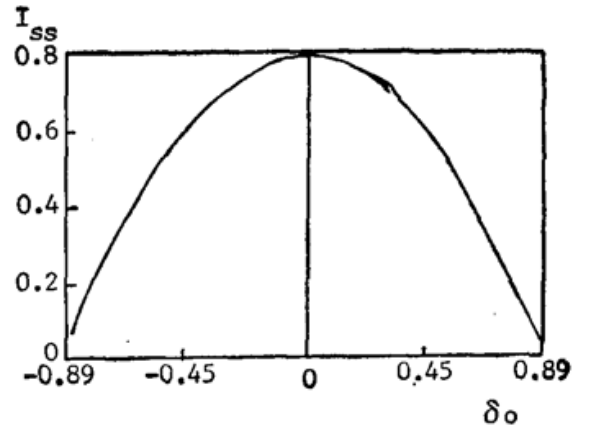


Fig. 1 Plot of steady state intensity versus detuning using gain  $A=1.8$

### 2. 线性稳定性分析

现在分析稳态解的稳定性, 令

$$\left. \begin{aligned} I &= I_{ss} + a', \\ D &= D_{ss} + b', \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中  $a'$ ,  $b'$  分别为对所分析的稳态激光光强  $I_{ss}$  及粒子数差  $D_{ss}$  所加的微扰。将(4)式代入方程(1), 并注意到  $I_{ss}$ ,  $D_{ss}$  的解(2)、(3)式, 且忽略  $a'^2$ ,  $b'^2$ ,  $a'b'$  等阶小量, 可以得到关于微扰  $a'$ ,  $b'$  的如下运动方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{da'}{dt} &= -2KA \left( 1 + \frac{A}{1+\delta_0^2} \right) b', \\ \frac{db'}{dt} &= -\gamma_L \left( \frac{a'}{A} + \frac{Ab'}{1+\delta_0^2} \right), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

进一步设

$$\begin{pmatrix} a' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a'_0 \\ b'_0 \end{pmatrix} e^{\lambda t}. \quad (6)$$

并将其代入(5)式得到

$$\left. \begin{aligned} \lambda a'_0 + 2KA \left(1 - \frac{A}{1 + \delta_0^2}\right) b'_0 &= 0, \\ \frac{\gamma_I}{A} a'_0 + \left(\lambda + \frac{\gamma_I A}{1 + \delta_0^2}\right) b'_0 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

从(6)式可以看出, 稳态的稳定性将取决于 $\lambda$ 的可能取值。如果 $\text{Re}\lambda > 0$ , 那么随时间的发展, $a'$ 将趋于无穷, 即稳态光强经扰动以后不再回到原来的稳态值, 这样的稳态就是不稳定的。相反, 如果 $\text{Re}\lambda < 0$ , 则所研究的稳态就是稳定的。 $\lambda$ 的虚部 $\text{Im}\lambda$ 则给出微扰 $a'$ 、 $b'$ 随时间变化的振荡频率。

关于 $a'_0$ 、 $b'_0$ 的(7)式, 具有非零解的条件是其系数行列式等于零, 由此可以得到关于 $\lambda$ 的可能取值

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\gamma_I \tilde{A}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma_I \tilde{A}}{2}\right)^2 - 2K\gamma_I(\tilde{A}-1)}, \quad (8)$$

式中 $\tilde{A} = [A/(1 + \delta_0^2)]$ 。对于一个实际的 $\text{CO}_2$ 激光器,  $\gamma_I \sim 10^4$ ,  $K \sim 10^7$ ,  $\tilde{A} \sim 1.5$ , 从而 $2K\gamma_I(\tilde{A}-1) \gg (\gamma_I \tilde{A}/2)^2$ , 因此(8)式可以简化为

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\gamma_I \tilde{A}}{2} \pm i \sqrt{2K\gamma_I(\tilde{A}-1)}. \quad (9)$$

由(9)式可以看出, 在速率方程近似下,  $\lambda$ 的实部总是小于零的, 即激光的稳态都是稳定的。又因为 $\text{Im}\lambda \neq 0$ , 所以一个稳态的激光经扰动以后, 都以振荡的方式逐渐恢复到原来的稳定状态。此振荡频率 $\sqrt{2K\gamma_I(\tilde{A}-1)}$ (记为 $\omega_0$ )。可以看出, 在激发速率 $A$ 固定的情况下, 激光的弛豫振荡频率 $\omega_0$ 随失谐量 $\delta_0$ 的大小而变化。当 $\delta_0 = 0$ 时, 它将达到其最大值

$$\omega_{0 \max} = \sqrt{2K\gamma_I(A-1)}.$$

### 3. 腔长的小讯号调制效应

如果一个激光器的腔长按照一定的规律被调制, 那么输出的激光不再是稳定的, 但这时从输出激光的不稳定特性中可以得到关于激光动力学行为的一些有用信息。下面研究在速率方程的基础上, 给腔长加一个余弦调制讯号以后, 其激光的输出行为。给激光腔长加一个调制讯号, 实际上就相当于给速率方程(1)中的失谐量 $\delta_0$ 加一个调制讯号。在这样的情况下, 描述激光的基本方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dI}{dt} &= -2KI \left(1 - \frac{AD}{1 + \delta^2}\right), \\ \frac{dD}{dt} &= -\gamma_I \left(D - 1 + \frac{ID}{1 + \delta^2}\right), \\ \delta &= \delta_0 + m \cos \Omega t, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

式中 $\delta_0$ 表示无调制时的失谐量,  $m$ 表示调制深度,  $\Omega$ 是调制频率。设方程组(10)的解为

$$I = I_{ss} + a, \quad D = D_{ss} + b, \quad (11)$$

式中 $a$ 、 $b$ 为有调制时光强与粒子数差离开稳态值的微扰量。进一步设 $4\delta_0 \gg m$ 即小讯号调制, 并将(11)式代入(10)式得到

$$\left. \begin{aligned} \ddot{a} + \beta \dot{a} + \omega_0^2 a &= F \cos(\Omega t + \varphi + \pi), \\ \beta &= \gamma_I \tilde{A}, \quad \omega_0 = \sqrt{2K\gamma_I(\tilde{A}-1)}, \\ F &= 4Km\delta_0(\tilde{A}-1) \sqrt{\Omega^2 + \gamma_I^2}, \\ \tan \varphi &= (\Omega/\gamma_I), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

(12)式是一个标准的受迫振动方程,它的解可以写成如下形式

$$\left. \begin{aligned} a &= a_0 \cos(\Omega t + \varphi + \pi + \theta), \\ \tan \theta &= -\frac{\beta \Omega}{\omega_0^2 - \Omega^2}, \\ a_0 &= \frac{F}{\sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + \beta^2 \Omega^2}} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

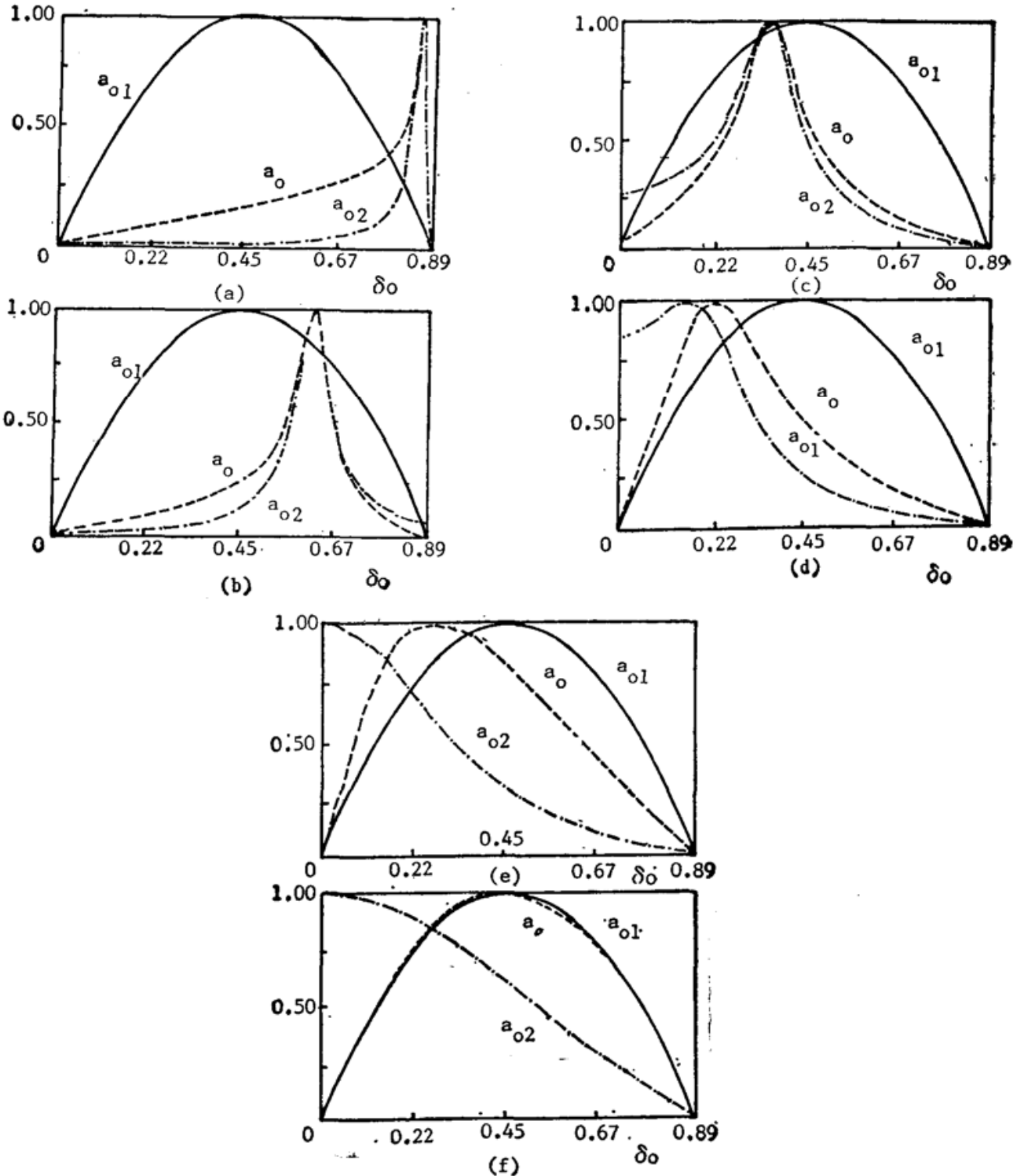


Fig. 2 Theoretical curves of modulated laser output intensity versus detuning. Where  $a_{01}$ ,  $a_{02}$  and  $a_0$  were defined by equation (16). Parameters used are  $A = 1.8$ ,  $k = 1.0 \times 10^7$ ,  $\gamma_f = 6.0 \times 10^4$ . Each curve was normalized to their peak value.

- (a)  $\Omega = 2.0 \times 10^5$ ; (b)  $\Omega = 6.0 \times 10^5$ ; (c)  $\Omega = 8.5 \times 10^5$ ; (d)  $\Omega = 9.5 \times 10^5$ ;
- (e)  $\Omega = 1.6 \times 10^6$ ; (f)  $\Omega = 3.0 \times 10^6$

(13)式表明,如果激光器腔长按照余弦函数作小讯号调制,则输出光强也按照同样的频率作余弦变化,其振幅  $a_0$  是调制频率  $\Omega$  和激光弛豫振荡频率  $\omega_0$ ,从而也是失谐量  $\delta_0$  的复杂函数。图 2 给出一组调制频率  $\Omega$  取不同值时,  $a_0$  随  $\delta_0$  的变化曲线(图中每条曲线都按其最大值归一化)。为了分析  $a_0$  随  $\delta_0$  的变化规律,在图 2 中还作出了  $a_{01}$  及  $a_{02}$  在同一调制频率  $\Omega$  下随  $\delta_0$  的变化曲线,其中

$$\left. \begin{aligned} a_{01} &= 4K m \delta_0 (\tilde{A} - 1) \sqrt{\Omega^2 + \gamma_I^2}, \\ a_{02} &= [(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + \beta^2 \Omega^2]^{-\frac{1}{2}}, \\ a_0 &= a_{01} a_{02}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

从图 2 可以看出,  $a_{01}$  随  $\delta_0$  的变化有一峰值,此峰值的位置不随调制频率  $\Omega$  而改变,它仅取决于激光介质的增益  $A$ 。  $a_{01}$  取极大值时,对应的  $\delta_0$  数值可由(14)式中令  $(da_{01}/d\delta_0) = 0$  求出,其值为

$$\delta_0^* = \sqrt{\frac{\sqrt{A^2 + 8A} - (A + 2)}{2}}. \quad (15)$$

$a_{02}$  随  $\delta_0$  的变化也有一个峰值,且此峰值位置随  $\Omega$  的增加逐渐移向  $\delta_0$  取值小的一边。其极限位置在  $\delta_0 = 0$  处,如图 2(e)、(f)所示。当  $\Omega < \omega_{0 \max}$  时,  $a_0$  的峰值主要由  $a_{02}$  决定,如图 2(a)、(b)、(c)所示;当  $\Omega \sim \omega_{0 \max}$  时,  $a_0$  的峰值位置由  $a_{01}$  与  $a_{02}$  的峰值共同决定,如图 2(d)所示;当  $\Omega > \omega_{0 \max}$  时,  $a_0$  的峰值位置将主要由  $a_{01}$  决定,如图 2(f)所示。这样一来,随着调制频率由小到大变化,开始时  $a_0$  的峰值与  $a_{02}$  的峰值重合且此峰值出现在  $\delta_0$  值比较大的一侧;随着  $\Omega$  的增加,  $a_0$  与  $a_{02}$  的峰值都逐渐向  $\delta_0$  取值小的一侧移动;当  $\Omega \sim \omega_{0 \max}$  时,两个峰值逐渐分开;当调制频率  $\Omega$  比  $\omega_{0 \max}$  高很多时,  $a_0$  的峰值位置最终与  $a_{01}$  的峰值位置重合,而  $a_{02}$  的峰值则留在  $\delta_0 = 0$  处,如图 2(f)所示。由上面的规律不难看出,在一个实际的激光腔长小讯号调制实验中,只要在  $a_0 \sim \delta_0$  曲线中发现  $a_0$  峰值随  $\Omega$  的变化改变移动方向,则此

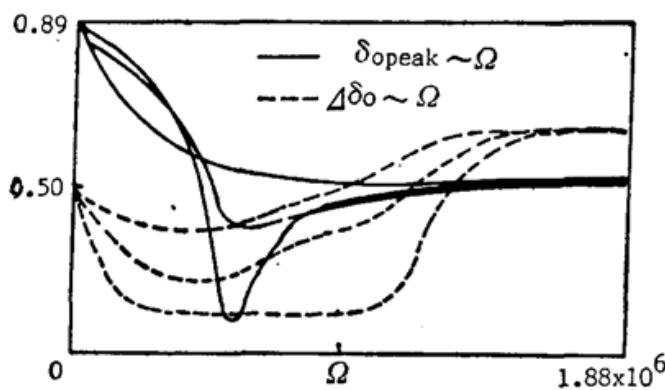


Fig. 3

The value of  $\delta_0$  with which each curve  $a_0$  has its maximum in Fig. 2 versus modulation frequency

curve 1:  $K = 2.0 \times 10^8, \gamma_I = 1.0 \times 10^3$   
 curve 2:  $K = 2.5 \times 10^3, \gamma_I = 8.0 \times 10^4$   
 curve 3:  $K = 4.4 \times 10^5, \gamma_I = 4.5 \times 10^5$

----- This figure gives the half width at half maximum of the curve  $a_0$  in Fig. 2 as a function of  $\Omega$

curve 1:  $K = 8.75 \times 10^8, \gamma_I = 1.0 \times 10^3$   
 curve 2:  $K = 5.83 \times 10^6, \gamma_I = 1.5 \times 10^5$   
 curve 3:  $K = 3.50 \times 10^6, \gamma_I = 2.5 \times 10^5$

时的调制频率  $\Omega$  就与激光的最大弛豫振荡频率  $\omega_{0 \max}$  相等。这就提供了一种测定激光最大弛豫振荡频率的简单方法。

图 3 总结了图 2 的变化规律。其中图 3(a) 给出了图 2 中  $a_0$  的峰值处所对应的  $\delta_0$  (图中标为  $\delta_{0 \text{ peak}}$ ) 与  $\Omega$  的关系。而图 3(b) 则是图 2 中每一条  $a_0$  曲线的半峰值宽度  $\Delta\delta_0$  与  $\Omega$  的关系。由此可以看出,只要在实验中先测得激发参数  $A$  并从实验上得到如图 2 的曲线,由此画出图 3(a)、(b),再用理论曲线与之拟合就可以求出激光动力学参数  $K$  与  $\gamma_I$ 。由此可以进一步计算出  $\omega_{0 \max}$  与  $\beta_{\max}$ , 这是求  $\omega_{0 \max}$  的又一方法。

值得注意的是方程(12)中出现的  $\beta$  以及  $\omega_0$  与文献[3]发展的理论模型中出现的此二值的定义有如下对应关系

$$\left. \begin{aligned} \beta &\rightarrow \gamma_1 [\tilde{A} + JK'(\tilde{A} - 1)], \\ \omega_0^2 &\rightarrow K' \omega_0^2, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

式中  $K'$  是近似为 1 的常数, 它是 CO<sub>2</sub> 振-转能级间的弛豫速率与腔的损耗速率  $K$  之比,  $J$  表示文献[3]理论模型中所包括的转动能级数。这样由实验并根据二能级理论模型得到的激光动力学参数就可以与根据包括激光转动带弛豫在内的复杂模型得到同一动力学参数之间建立起联系。本文下部分的实验工作就是根据上面的分析, 比较了根据二能级速率方程理论以及根据文献[3]理论模型所给出的激光动力学参数  $K$  与  $\gamma_1$ 。

### 三、实 验

实验装置如图 4 所示。

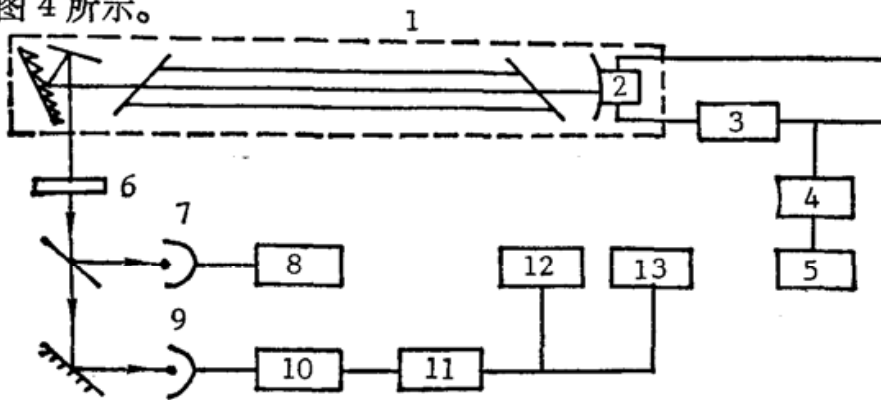


Fig. 4 Schematic of the experimental set up

(1) CO<sub>2</sub> laser; (2) piezoelectric ceramic used for cavity length modulation; (3) DC power supply  
(4) amplifier; (5) signal generator, (6) attenuator; (7) pyroelectric detector; (8) galvanometer;  
(9) HgCdTe detector; (10) preamplifier; (11) frequency selective amplifier; (12) oscilloscope;  
(13) high frequency voltmeter

#### 1. 激光介质增益 $A$ 的测量

由公式(2)可知, 当激光跃迁中心谱线频率与腔的一个模重合时,  $\delta_0 = 0$ ,  $I_{ss} = A - 1$ 。激光在小功率工作状态时, 可认为增益  $A$  与放电电流  $i$  成正比。这样, 若测得阈值时的放电电流  $i_0$  与正常工作时的放电电流  $i$ , 就可以求得激光正常工作时对应的增益  $A^{[9]}$ 。实验时, 首先调节压电陶瓷上所加的直流电压, 直至激光输出强度达到极大值, 这时腔镜的位置就对应  $\delta_0 = 0$ , 然后用上述方法分别记录放电管在激光阈值处及工作处的放电电流就可以算得激光增益  $A$  的值, 本实验中, 用上述方法测得  $A = 1.8 \pm 0.1$ 。

#### 2. 调制输出幅度 $\alpha_0$ 与失谐量 $\delta_0$ 关系的测量

固定一个调制频率  $\Omega$ , 通过调节加在压电陶瓷上的直流偏压而连续改变  $\delta_0$ , 同时记录激光调制输出强度  $\alpha_0$ , 图 5 给出几条针对不同调制频率  $\Omega$  所得的测量结果 (每一条都按其峰值处的强度归一化画出)。这个实验规律与图 2 所示的理论分析结果一致, 而随着调制频率  $\Omega$  的增加, 其振幅移向  $\delta_0$  取值小的一侧, 且共振曲线变宽。由于实验中所采用的压电陶瓷时高频响应的限制, 最高调制频率测至 300 kHz。

### 四、分析与讨论

与图 3 的理论曲线相对应, 由图 5 的实验结果可以求出每一条实验曲线峰值处对应的

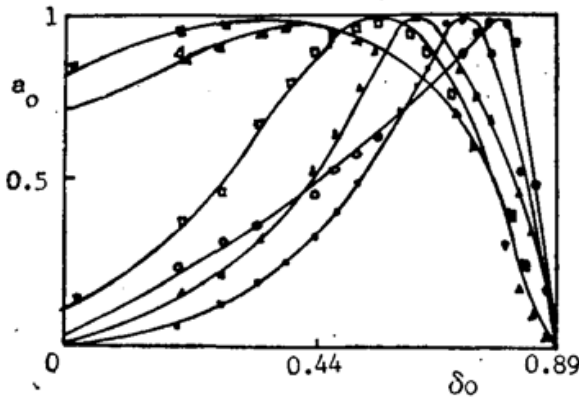


Fig. 5 Experimental results for  $a_0$  at different values of  $\Omega$

Values of  $\Omega$  are:

- $5 \times 10^4$ ; ●  $3.76 \times 10^5$ ; ▲  $6.28 \times 10^5$ ;
- $9.42 \times 10^5$ ; ■  $1.26 \times 10^6$ ; △  $1.88 \times 10^6$

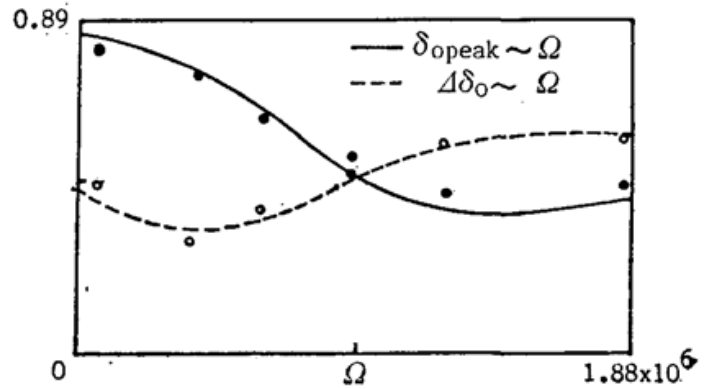


Fig. 6 Collection of experimental results for (—) value of  $\delta_0$  at the peak of  $a_0(\delta_0)$  and (---) half width at half maximum of that curve as functions of  $\Omega$  with best fitted values of decay rates giving  $K = (3.5 \pm 0.5) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $\gamma_{II} = (2.5 \pm 0.5) \times 10^5 \text{ s}^{-1}$

$\delta_{0 \text{ peak}}$  与调制频率  $\Omega$ , 以及共振曲线的半峰值宽度  $\Delta\delta$  随  $\Omega$  的变化。图 6 分别给出  $\delta_{0 \text{ peak}} \sim \Omega$ ,  $\Delta\delta \sim \Omega$  的实验测量点并给出最佳理论拟合曲线。从拟合曲线的理论参数可以得到根据二能级速率方程理论测得的激光动力学参数  $K$  及  $\gamma_{II}$ 。由此得到的  $K$  及  $\gamma_{II}$  经(12)式算得  $\beta_{\text{max}}$  及  $\omega_{0 \text{ max}}$  以后, 再利用(16)式就可以算出根据包括振-转能级间弛豫的理论所得到的系统动力学参数。上述两个动力学参数还可根据实验条件利用文献[10]的经验公式进行估算。为了便于比较, 表 1 列出利用上述三种方法得到的  $K$  与  $\gamma_{II}$  的值。从表中的数值可以看出, 根据简单的二能级理论测得的值与利用经验公式估算的值有较大差别, 而根据包括振-转能级间弛豫理论测得的值与经验公式估算的值非常接近。上述实验结果还表明, 从简单的二能级理论出发经由(16)式可以得到根据包括振-转能级间弛豫在内的较复杂理论所算得的激光动力学参数。这种方便的过渡办法在涉及  $\text{CO}_2$  激光器动力学过程的其他问题中也可以使用。

Table 1

		$\gamma_{II}$	$K$
Estimated value		$(6.5 \pm 1.3) \times 10^4$	$(1.7 \pm 0.3) \times 10^7$
Calculated values from experimental data according different theoretical models	Two level rate equation model	$(2.5 \pm 0.5) \times 10^6$	$(3.5 \pm 0.5) \times 10^6$
	Vibration-rotational mode. $J=5$	$(7.8 \pm 0.8) \times 10^4$	$(1.1 \pm 0.5) \times 10^7$

作者感谢长春光机所牛振亚副研究员及吉林大学物理系王清文师傅, 姜云助理工程师在选支  $\text{CO}_2$  激光器的调整和制作方面的大力帮助。

参 考 文 献

[1] J. R. Tredice, F. T. Arecchi *et al.*; *J. O. S. A. (B)*, 1985, 2, No. 1 (Jan), 173~182.  
 [2] F. Arimondo, F. Casagrade *et al.*; *Appl. Phys. (B)*, 1983, 30, No. 2 (Feb), 57~76.  
 [3] R. A. Rooth, J. A. Van Der Pol *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, QE-23, No. 8 (Aug), 1372~1377.

- [4] G. P. Puccioni, A. Poggi *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **55**, No. 4 (Jul), 339~341.
- [5] D. J. Biswas, V. Dev *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1987, **35**, No. 1 (Jan), 456~458.
- [6] F. Papoff, D. Dangoisse *et al.*; *Opt. Commun.*, 1988, **67**, No. 5 (Aug), 358~362.
- [7] D. C. Hanna, R. G. Smart *et al.*; *Opt. Commun.*, 1988, **68**, No. 2 (Sep), 128~131.
- [8] B. K. Goswami, D. J. Biswas; *Phys. Rev. (A)*, 1987, **36**, No. 2 (Jul), 975~977.
- [9] G. L. Lippi, N. B. Abraham *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1987, **35**, No. 9 (May), 3978~3981.
- [10] P. K. Cheo; «CO<sub>2</sub> Lasers», (Marcel Dekker, New York, 1971), 111~115, 161~163.

## Cavity length modulation effect of a single mode CO<sub>2</sub> laser

GAO JINYUE, ZHANG HANZHUANG, GUO XIUZHEN AND JIN GUANGXU

*(Physics Department, Jilin University, Changchun)*

N. B. ABRAHAM

*(Department of Physics, Bryn Mawr College, Bryn Mawr, U.S.A.)*

(Received 13 March 1989; revised 7 August 1989)

### Abstract

In this paper, we discussed the steady state solutions and their stabilities for a single mode laser starting from rate equations. The emphasis was on the effect of small cavity length modulation and its significance to the study of class B laser-dynamics. We demonstrated this method of applying it to a single mode CO<sub>2</sub> laser and the results were reported.

**Key words:** single mode; cavity length modulation.