

文章编号: 0253-2239(2006)11-1705-5

# 脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器注入锁定特性的数值模拟

丁长林<sup>1,2</sup> 万重怡<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 中国科学院电子学研究所, 北京 100080)  
(<sup>2</sup> 中国科学院研究生院, 北京 100049)

**摘要:** 扩展了脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的多频动力学理论。将多频动力学模型中的光强方程用光场方程代替, 建立了脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器注入锁定的理论计算模型。采用四阶经典龙格-库塔(Runge-Kutta)算法, 计算了不同注入信号强度和失谐频率下的激光输出功率、瞬时频率和增益系数。研究了注入锁定宽调谐横向激励大气压(TEA) CO<sub>2</sub> 激光器模式锁定的稳定性问题。研究结果表明, 当频率偏离谱线中心 600 MHz 时, 为了实现稳定的模式锁定所需要的注入信号强度应比在谱线中心处高出两个数量级。理论结果和已发表的实验数据符合得很好。研究进一步预示: 当激光器气压增大至 10 倍大气压时, 对于同样调谐范围所需的注入信号强度仅比在谱线中心处高出 10% 左右。

**关键词:** 激光物理; CO<sub>2</sub> 激光器; 注入锁定; 多频动力学模型; 失谐

中图分类号: TN248.2<sup>+</sup>2 文献标识码: A

## Numerical Simulation of Injection Locking of Pulsed CO<sub>2</sub> Lasers

Ding Changlin<sup>1,2</sup> Wan Chongyi<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> Institute of Electronics, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)  
(<sup>2</sup> Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049)

**Abstract:** Multifrequency dynamical theory of pulsed CO<sub>2</sub> lasers is extended. By substituting optical field equations for optical intensity equations, a theoretical model for injection locking of pulsed CO<sub>2</sub> lasers is presented. The output power, instantaneous frequency and gain coefficient are calculated with the classic fourth order Runge-Kutta method for different input signal intensity and detuning frequency. The mode-locking stability of injection-locked broad tuned TEA CO<sub>2</sub> lasers is studied. Calculated results show that for frequency detuning of 600 MHz, the injected intensity should be two orders of magnitude larger than that at frequency center for stable injection locking. Theoretical results agree well with the published experimental data. Further study indicates that, when gas pressure is up to 10<sup>6</sup> Pa, for the same tuning range, the injection intensity is only about 10% higher than the intensity at frequency center.

**Key words:** laser physics; CO<sub>2</sub> laser; injection locking; multifrequency dynamical model; detuning

## 1 引言

很多脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的实际应用, 如光抽运 THz 波产生、相干探测等, 要求脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器不仅能选线输出, 而且为单纵模输出。已有很多实现脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器单纵模输出的方法<sup>[1]</sup>, 在这些方法中, 注入锁定方法由于工作效率、稳定性及紧凑性高而被广泛采用<sup>[2]</sup>。关于脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器注入锁定已有的动力学理论研究, 基本上是针对一种实验现象, 相应地提出一种理论模型<sup>[3~7]</sup>。还未见有一个完整统一的动力学模型, 能同时解释大气压和高气压脉冲 CO<sub>2</sub>

激光器的注入锁定特性, 并进行两者的比较。

本文在脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的多频动力学模型<sup>[8,9]</sup>的基础上, 给出了脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器注入锁定的数值模型, 模拟了大气压和多气压脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器注入锁定的激光动力学过程, 并对其频率失谐特性进行了比较分析。

## 2 数值模型

### 2.1 光场方程

当注入信号频率不等于某一腔频, 即纵模失配

作者简介: 丁长林(1981~), 男, 安徽芜湖人, 中国科学院电子学研究所博士研究生, 主要从事气体激光技术和动力学理论方面的研究。E-mail: clding@mails.gucas.ac.cn

导师简介: 万重怡(1939~), 男, 江西南昌人, 中国科学院电子学研究所研究员, 博士生导师, 主要从事气体激光方面的研究。E-mail: cywan@mail.ie.ac.cn

收稿日期: 2006-02-16; 收到修改稿日期: 2006-04-27

时,通常的光强速率方程不再适用,必须搞清楚腔内信号的振幅和相位的变化。对于一般直腔,注入光的腔场变化可表示为<sup>[3]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{E}_i(t)}{dt} &= m(t)\tilde{E}_i(t) + \frac{m(t)\tilde{E}_0(t)}{e^{2\tau m(t)} - 1}, \\ m(t) &= -\frac{1}{2T_0} + \frac{cl\alpha(t)}{2L} + j\frac{c\phi}{2L}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中光子在腔内的往返渡越时间  $2\tau = 2L/c$ ,  $c$  为光速,  $L$  为腔长,  $T_0$  为腔内光子平均寿命, 定义为  $-2L/[c\ln(RT_r)]$ ,  $R$  为输出镜的反射率,  $T_r$  为空腔功率透射率,  $\alpha(t)$  为增益系数,  $l$  为放电长度,  $\phi$  为失谐角, 定义为  $4\pi Ldf/c$ ,  $df$  为注入信号频率邻近腔频之差。

腔内的自发辐射信号和注入信号发生竞争, 类似(1)式, 第  $n$  个纵模的自发辐射腔场的变化可表示为

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{E}_s^n(t)}{dt} &= m_s(t)\tilde{E}_s^n(t) + \frac{m_s(t)\sqrt{\psi_n}}{e^{2\tau m_s(t)} - 1}, \\ m_s(t) &= -\frac{1}{2T_0} + \frac{cl\alpha(t)}{2L}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中, 自发辐射噪声强度  $\psi_n$  为

$$\psi_n = N_{001}\omega_s T_0, \quad (3)$$

$N_{001}$  为上振动能级粒子数密度,  $\omega_s$  表示频率落在无源谐振腔的发射谱线宽度内、传播方向在与谐振腔轴线的夹角为衍射极限角的立体角范围内的自发辐射部分

$$\begin{aligned} \omega_s(\nu) &= A_{21}(\nu) \cdot \Delta\nu \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} = \\ &= \frac{8\pi}{\lambda^2} \sigma_a(\nu) \cdot \frac{1}{2\pi T_0} \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{1.22^2 \pi}{2AT_0} \cdot \sigma_{001}(\nu), \end{aligned} \quad (4)$$

$A_{21}(\nu)$  为频率  $\nu$  处单位频率间隔内的自发辐射系数,  $A$  为最小腔镜的反射面积,  $\sigma_{001}(\nu)$  为上振动能级受激辐射截面。

腔场振幅的平方  $|\tilde{E}(t)|^2$  表示了光子数密度的大小。从自发辐射噪声信号或注入信号产生的激光输出功率可表示为

$$P_\nu = -\frac{A}{2} \cdot F \cdot \ln(RT_r) \cdot h\nu \cdot |\tilde{E}(t)|^2, \quad (5)$$

$h$  为普朗克常量,  $\nu$  为光场频率,  $F$  为填充因子, 定义为  $F = l/L$ 。激光输出能量为  $E_\nu = \int P_\nu dt$ , 积分在输出激光脉冲的持续时间内进行。如果将注入信号的腔场写为  $\tilde{E}_i(t) = |\tilde{E}_i(t)| \exp[i\theta(t)]$ , 则其相位  $\theta(t)$  的导数表示了注入信号的瞬时频率。

## 2.2 多频动力学方程组

一般的六温度模型能够全面地反映脉冲  $\text{CO}_2$  激光器工作气体中不同分子能级的能量转移过程, 但它是单频模型, 不能用来研究多频的激光振荡特性<sup>[10,11]</sup>。综合分析电子对  $\text{CO}_2$ 、 $\text{N}_2$  和  $\text{CO}$  分子的碰撞激发过程, 分子间碰撞时发生的各种能量转移过程, 以及多频的自发辐射与受激辐射过程, 充分考虑增益谱线重叠效应, 序列带、热带的影响, 以及非洛仑兹线型效应, 建立了脉冲  $\text{CO}_2$  激光器的多频动力学模型<sup>[8]</sup>。应用到注入锁定时, 将模型中的光子数密度用腔场振幅的平方代入, 受激辐射项对注入信号和所有自发辐射信号的腔场进行求和, 描述各个振动模式的能量密度变化方程和环境能量密度变化方程分别为

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dt} &= N_e(t)N_{\text{CO}_2}h\nu_1 X_1 - \frac{E_1 - E_1^c(T)}{\tau_{10}(T)} - \frac{E_1 - E_1^c(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} + \frac{\nu_1}{\nu_3} \frac{E_3 - E_3^c(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \\ &+ \frac{\nu_1}{\nu_5} \frac{E_5 - E_5^c(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} + h\nu_1 cF \sum |\tilde{E}(t)|^2 [\sigma_{001}(\nu)N_{001} - \sigma_{100}(\nu)N_{100}], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_2}{dt} &= N_e(t)N_{\text{CO}_2}h\nu_2 X_2 + \frac{E_1 + E_1^c(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} - \frac{E_2 - E_2^c(T)}{\tau_{20}(T)} + \\ &+ \frac{\nu_2}{\nu_3} \frac{E_3 - E_3^c(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{\nu_2}{\nu_5} \frac{E_5 - E_5^c(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_3}{dt} &= N_e(t)N_{\text{CO}_2}h\nu_3 X_3 - \frac{E_3 - E_3^c(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{E_4 - E_4^c(T_3)}{\tau_{43}(T)} + \frac{\nu_3}{\nu_5} \frac{E_5 - E_5^c(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} - \\ &- h\nu_3 cF \sum |\tilde{E}(t)|^2 [\sigma_{001}(\nu)N_{001} - \sigma_{100}(\nu)N_{100}], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{dE_4}{dt} = N_e(t)N_{\text{N}_2}h\nu_4 X_4 - \frac{E_4 - E_4^c(T_3)}{\tau_{43}(T)} + \frac{\nu_4}{\nu_5} \frac{E_5 - E_5^c(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)}, \quad (9)$$

$$\frac{dE_5}{dt} = N_e(t)N_{\text{CO}}h\nu_5 X_5 - \frac{E_5 - E_5^c(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} - \frac{E_5 - E_5^c(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} - \frac{E_5 - E_5^c(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)}, \quad (10)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_1 - E_1^s(T)}{\tau_{10}(T)} + \frac{E_2 - E_2^s(T)}{\tau_{20}(T)} + \frac{\nu_3 - \nu_1 - \nu_2}{\nu_3} \frac{E_3 - E_3^s(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{\nu_5 - \nu_1 - \nu_2}{\nu_5} \frac{E_5 - E_5^s(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} + \frac{\nu_5 - \nu_4}{\nu_5} \frac{E_5 - E_5^s(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)} + \frac{\nu_5 - \nu_3}{\nu_5} \frac{E_5 - E_5^s(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)}, \quad (11)$$

方程(1)式,(2)式以及(6)式~(11)式就构成了脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器注入锁定的多频动力学方程组。其中,上振动能级受激辐射截面为

$$\sigma_{001}(\nu) = \frac{hcB}{4\pi kT} \left[ 1 + 2\exp\left(-\frac{h\nu_3}{kT_3}\right) + 2\exp\left(-\frac{h\nu_2}{kT_2}\right) \right] \times \left\{ \sum_{J=\text{even}} \lambda_J^2 (2J-1) A_{PJ} C_{PJ} \tilde{g}(\nu, \nu_J) \exp\left[-F(J-1) \frac{hc}{kT}\right] + \sum_{J=\text{even}} \lambda_J^2 (2J+3) A_{RJ} C_{RJ} \tilde{g}(\nu, \nu_J) \exp\left[-F(J+1) \frac{hc}{kT}\right] \right\}, \quad (12)$$

下振动能级受激辐射截面可表达为

$$\sigma_{100}(\nu) = \frac{hcB}{4\pi kT} \left[ 1 + 2\exp\left(-\frac{h\nu_3}{kT_3}\right) + 2\exp\left(-\frac{h\nu_2}{kT_2}\right) \right] \times \left\{ \sum_{J=\text{even}} \lambda_J^2 (2J-1) A_{PJ} C_{PJ} \tilde{g}(\nu, \nu_J) \exp\left[-F(J) \frac{hc}{kT}\right] + \sum_{J=\text{even}} \lambda_J^2 (2J+3) A_{RJ} C_{RJ} \tilde{g}(\nu, \nu_J) \exp\left[-F(J) \frac{hc}{kT}\right] \right\}, \quad (13)$$

上面两式中,求和是对 9~11 μm 波段的所有振转谱线,前两个指数项分别反映的是序列带和热带的增益对受激辐射截面的贡献,  $\tilde{g}(\nu, \nu_J)$  为洛伦兹线型函数,  $A_{PJ}$  和  $A_{RJ}$  分别为 P 分支和 R 分支振转跃迁的自发辐射系数,  $C_{PJ}$  和  $C_{RJ}$  分别为 P 分支和 R 分支由相邻振转跃迁的相互作用而引起的非洛伦兹线型修正因子,其余各参量意义见文献<sup>[8,9]</sup>。

### 3 计算结果及分析

#### 3.1 模拟数据及结果

针对上述模型,选用四阶经典龙格-库塔(Runge-Kutta)算法,利用 Visual Basic 6.0 软件进行模拟计算。模拟计算时假定被选谱线为 10P(32),注入信号为连续信号,有 21 个纵模与注入信

号进行竞争。抽运电子数密度函数  $N_e(t)$  采用如下的经验公式描述:

$$N_e(t) = N_0 \cdot \exp(-t/t_A) \cdot [1 - \exp(-t/t_B)], \quad (14)$$

$t_A$  和  $t_B$  这两个常量决定电子数脉冲的形状,常量  $N_0$  的大小取决于电容放电能量的多少。

为便于与已有的实验结果比较,对于大气压脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的注入锁定,各参量参照文献[12]选取为:  $P=10^5$  Pa,  $x_{\text{CO}_2}:x_{\text{N}_2}:x_{\text{He}}=1.4:1:2.5$ ,  $l=59$  cm,  $L=88$  cm,  $A=(\pi/16)$  cm<sup>2</sup>,  $R=0.8$ ,  $T_r=0.67$ ,  $N_0=1 \times 10^{20}$ ,  $t_A=1 \times 10^{-7}$  s,  $t_B=1 \times 10^{-7}$  s; 对于高压脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的注入锁定,各参量参照文献[13]选取为:  $P=10^6$  Pa,  $x_{\text{CO}_2}:x_{\text{N}_2}:x_{\text{He}}=2:1:10$ ,  $N_0=2.5 \times 10^{20}$ ,  $t_A=5 \times 10^{-8}$  s,  $t_B=1 \times 10^{-7}$  s, 谐

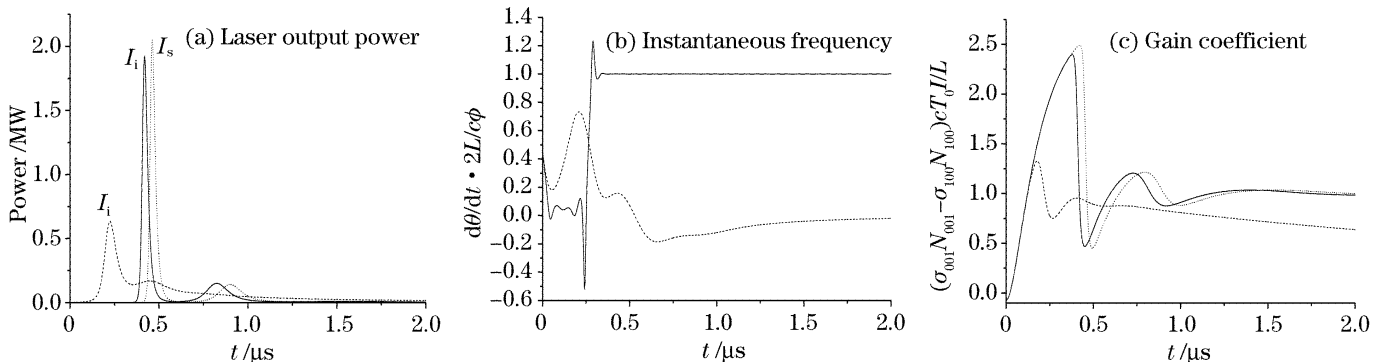


图 1 横向激励大气压(TEA)情况下的模拟结构。(a)激光输出功率,(b)瞬时频率,(c)增益系数

Fig. 1 Calculated time evolution of the (a) laser output power, (b) instantaneous frequency and (c) gain coefficient for the case of transversely excited atmospheric

振腔参量与大气压情况下一样。图 1 和图 2 给出了具有代表性的模拟结果。图中,点线模拟的是失谐角  $\phi=0.6\pi$ ,注入强度  $|\tilde{E}_i(t)|^2=10^{-7} \text{ W/cm}^2$ ;实线

模拟的是失谐角  $\phi=0.2\pi$ ,注入强度  $|\tilde{E}_i(t)|^2=0.1 \text{ W/cm}^2$ ;虚线模拟的是失谐角  $\phi=0.01\pi$ ,注入强度  $|\tilde{E}_i(t)|^2=5000 \text{ W/cm}^2$ 。

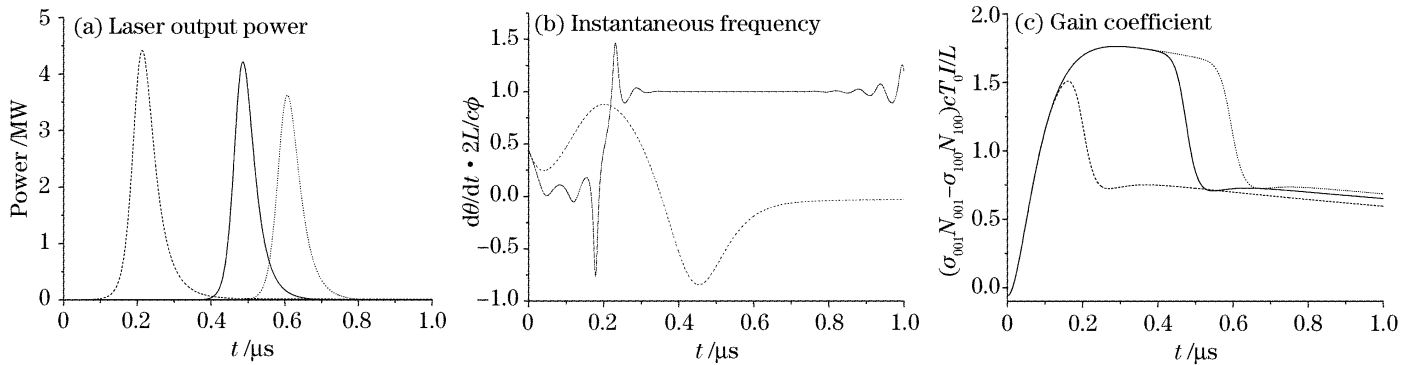


图 2 横向激励高压(TEHP)情况下的模拟结果。(a)激光输出功率,(b)瞬时频率,(c)增益系数

Fig. 2 Calculated time evolution of the (a) laser output power, (b) instantaneous frequency and (c) gain coefficient for the case of transversely excited high pressure

从图中的计算结果可以看出:在注入信号频率与邻近腔频的失谐频率比较大,而注入强度又很小的情况下,激光脉冲特性与无注入时一样,激光器工作在自发辐射机理;在注入信号频率与邻近腔频的失谐频率和注入强度都适中的情况下,自发辐射噪声对注入信号不产生影响,输出激光的频率被牵引到邻近腔频,激光器工作在模式选择(或模式锁定)机理;在注入信号频率与邻近腔频的失谐频率很小,而注入强度又很大的情况下,激光脉冲仍由注入信号统治,但它的瞬时频率不再被牵引到邻近腔频,而是趋于注入信号的频率,与连续激光器的注入锁定

特性很相似,激光器工作在频率锁定机理。对比三种机制,当注入强度增加,失谐频率减小时,增益系数就会减小,相应地激光脉冲提前形成,这与通常的实验结果是一致的。

### 3.2 频率失谐特性分析

实际应用中,稳定性和调谐性是个重要问题,因而需要研究频率失谐时所需要最小注入强度。当由注入信号产生的激光输出能量占据整个激光输出能量的 99.5% 以上时,就可认为激光器为单纵模输出。图 3 给出了在谱线中心和偏离谱线中心 600 MHz 两种情况下频率失谐所需要的最小注入强

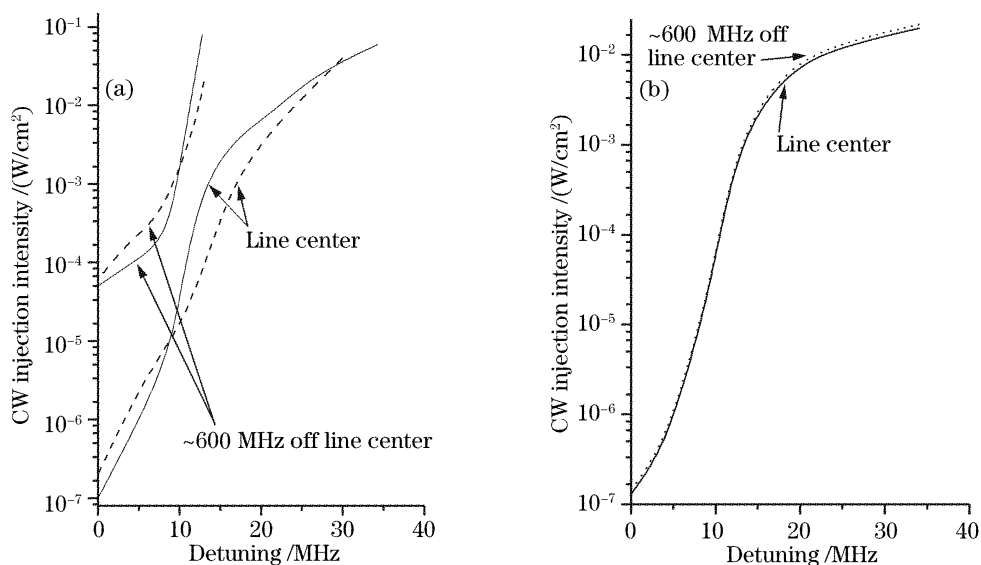


图 3 在谱线中心和偏离谱线中心 600 MHz 时单纵模工作所需的最小注入强度。

(a) 横向激励大气压情况,实线为计算结果,虚线为文献[12]的实验结果,(b) 横向激励高压情况

Fig. 3 Minimum injected intensity required for single-longitudinal-mode operation versus detuning at frequency center and at  $\sim 600$  MHz off frequency center. (a) Case of transversely excited atmospheric; solid lines, model prediction, dashed lines, experimental results of Ref. [12], (b) case of transversely excited high pressure

度的计算结果。

从计算结果可以发现以下的重要现象:失谐频率越大,单纵模工作所需要的最小注入强度越大,呈非线性增长的趋势;失谐频率相等,偏离谱线中心时在谱线中心时所需要的注入强度要大,对于标准大气压,两者相差约两个数量级,而对于 10 倍大气压,两者相差仅为 10% 左右。这时由于高压下,压力加宽使得增益谱不再是谱线分立的,相邻振转跃迁线发生强烈的增益重叠,这使得两条谱线间隔中的任一频率处都获得了相当大的增益,增益曲线变化变得平缓,偏离谱线中心时增益只是微弱减小,因而所需要的最小注入强度增加很少。这说明了光栅选线的谐振腔通过注入锁定方法可以获得连续调谐的单纵模输出,而且所需要的注入强度很低,1 mW/cm<sup>2</sup> 的注入强度就已经足够了,只要失谐频率在 10 MHz 以内,这在实验上是很好控制的,Angelié 等<sup>[13]</sup> 的初步实验结果已经证实了这一点。

另外,图 3 中,还给出了文献[12]中关于大气压脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器注入锁定频率失谐的实验研究结果,与计算结果相比,考虑到测量的误差以及模型中注入过程的一些近似处理,两者的一致性令人满意的。

## 4 结 论

将脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的多频动力学模型中的光强方程用光场方程取代,建立了脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器注入锁定的数值模型,模拟了连续注入式大气压和多大气压脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器中的激光动力学过程,并讨论了其频率失谐特性。研究表明:对于大气压脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器,偏离谱线中心 600 MHz 失谐时产生单纵模激光所需的最小注入强度比在谱线中心失谐时高两个数量级;理论进一步预言,对 10 倍大气压脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器,两者的差距仅为 10% 左右。这对于研制宽调谐脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器具有参考价值。

## 参 考 文 献

- 1 S. L. Chin. Various techniques for producing a single longitudinal mode TEA-CO<sub>2</sub> laser[J]. *Opt. Laser Technol.*, 1980, **12**(2): 85~88
- 2 K. Silakhori, A. Behjat, F. Soltanmoradi *et al.*. A compact injection locked single longitudinal mode TEA CO<sub>2</sub> laser[C]. *Proc. SPIE*, 2005, **5777**: 433~437
- 3 J. L. Lachambre, P. Lavigne, G. Otis *et al.*. Injection locking and mode selection in TEA-CO<sub>2</sub> laser oscillators[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1976, **QE-12**(12): 756~764
- 4 T. Okada, Y. Manabe, K. Muraoka *et al.*. Off-line center operation of an injection-locked single-mode TEA CO<sub>2</sub> laser[J]. *Appl. Opt.*, 1981, **20**(13): 2176~2178
- 5 L. R Botha, E. G. Rohwer. Modeling of injection seeding of a pulsed high pressure CO<sub>2</sub> laser[C]. *Proc. SPIE*, 2001, **4184**: 311~314
- 6 Ye Donglai, Lin Taiji. Characteristics analysis of permissible detuning-frequency in a CW injection TEA CO<sub>2</sub> laser[J]. *Chin. J. Lasers*, 1989, **16**(9): 553~555 (in Chinese)  
叶东来,林太基. 连续注入式 TEA CO<sub>2</sub> 激光器允许失谐频率特性分析[J]. *中国激光*, 1989, **16**(9): 553~555
- 7 Guo Siji, Zhan Yushu, Wang Lijun. Analysis of laser impulse character of injection locking TEA CO<sub>2</sub> laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 1995, **24**(4): 331~335 (in Chinese)  
过巳吉,詹玉书,王立军. 注入锁定 TEA CO<sub>2</sub> 激光器激光脉冲特性分析[J]. *光子学报*, 1995, **24**(4): 331~335
- 8 Ding Changlin, Wan Chongyi. Multifrequency dynamical model of pulsed CO<sub>2</sub> lasers[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(3): 1165~1170 (in Chinese)  
丁长林,万重怡. 脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的多频动力学模型[J]. *物理学报*, 2006, **55**(3): 1165~1170
- 9 Ding Changlin, Wan Chongyi. Pulse characteristics of high-pressure CO<sub>2</sub> lasers[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(suppl.): 78~82 (in Chinese)  
丁长林,万重怡. 高压 CO<sub>2</sub> 激光器的脉冲瞬态特性[J]. *中国激光*, 2006, **33**(增刊): 78~82
- 10 Jin Wu, Chongyi Wan, Rongqing Tan *et al.*. High repetition rate TEA CO<sub>2</sub> laser with randomly coded wavelength selection[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(10): 601~603
- 11 Wu Jin. Theoretical model on calculating grating tuned TEA CO<sub>2</sub> laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(4): 472~476 (in Chinese)  
吴 谨. 光栅调谐 TEA CO<sub>2</sub> 激光器理论计算模型[J]. *光学学报*, 2004, **24**(4): 472~476
- 12 P. Cassard, J. M. Lourtioz. Limits in CW injection-locking of stable resonator CO<sub>2</sub> TEA lasers[J]. *Opt. Commun.*, 1984, **51**(5): 325~330
- 13 C. Angelié, R. Capitini, P. Girard. Longitudinal mode selection by injection in a high pressure CO<sub>2</sub> laser[J]. *Appl. Opt.*, 1987, **26**(6): 1074~1080