

高压 CO₂ 激光器宽带输出频谱特性的理论研究

丁长林^{1,2} 万重怡¹

(1 中国科学院电子学研究所,北京 100080)

(2 中国科学院研究生院,北京 100049)

摘 要 从理论上研究了高压 CO₂ 激光器的宽带输出频谱特性. 结果表明,在 20 个大气压下, CO₂ 激光器有宽带输出,带宽高达 5.0 cm⁻¹ (相当于 150 GHz),从 971 cm⁻¹ ~ 976 cm⁻¹,峰值在 10R(16)线处,10R(14)线和 10R(18)线差不多对称地分布其两侧. 很小的增益差异(4.6%)造成了很大的能量输出差异(100 多倍). 比较了谐振腔内有无色散元件时的输出频谱,理论证明了谐振腔内无任何色散元件时的宽带输出频谱是光滑连续的,而频率依赖的反馈引起了输出频谱很强的精细结构. 理论计算结果与实验测量结果符合较好.

关键词 高压 CO₂ 激光器;激光动力学;宽带输出;增益谱线重叠

中图分类号 TN248.2⁺2

文献标识码 A

文章编号 1004-4213(2007)01-0021-5

0 引言

高压脉冲 CO₂ 激光器由于粒子数反转密度大、激发速率高、能级弛豫快,以及碰撞加宽引起的分立振动-转动谱线重叠,能产生高功率密度、高能量密度、超短脉冲输出,并能在 9~11 μm 的宽谱带上连续调谐^[1],因而可应用于激光化学、激光分离同位素、激光光谱学、激光雷达、超快过程等诸多领域^[2-5]的研究;还可作为很强的泵浦源,用于产生 THz 波段的连续调谐激光辐射^[6].

高压 CO₂ 激光器是从 TEA CO₂ 激光器^[7]发展而来的. 低气压下,CO₂ 分子的发射谱线是分立的,只能实现线调谐;高压下,谱线重叠造成宽带增益,自由振荡的谐振腔可以输出宽带激光. 利用电子束预电离^[8]或紫外光预电离^[9]的高压 CO₂ 激光器在 20 个大气压下获得了宽带输出,带宽约为 5.0 cm⁻¹,中心在 10R(16)线. 宽带频谱输出是产生超短脉冲的基础.

对于各类 CO₂ 激光器的动力学过程,许多作者都做了理论分析^[10-12],但是还未见应用理论模型解释高压 CO₂ 激光器动力学过程的报道. 高压 CO₂ 激光器中包含着大量复杂过程,故精确处理是极其困难的. 本文利用脉冲 CO₂ 激光器的六温度多频动力学模型^[13]从理论上研究了高压 CO₂ 激光器的宽带输出频谱特性,不仅考虑了增益谱线重叠效应,而且考虑了序列带、热带的影响和非洛仑兹线型效应,计算结果和实验结果一致.

1 理论模型

高压 CO₂ 激光器小信号增益的研究^[14],虽可

证明 CO₂ 激光器在高压下具有宽带输出特性,但不能说明其输出光谱的详细结构和其它输出特性. 为解决这一问题,充分考虑了增益谱线重叠效应,序列带和热带的影响,以及非洛仑兹线型效应,建立了适用于各种气压下(0.026atm~20atm)的脉冲 CO₂ 激光器的六温度多频动力学模型^[13]如下

$$\frac{dE_1}{dt} = N_e(t) N_{CO_2} h\nu_1 X_1 - \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{10}(T)} - \frac{E_1 - E_1^e(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} + \frac{h\nu_1}{h\nu_3} \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{h\nu_1}{h\nu_5} \frac{E_5 - E_5^e(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} + h\nu_1 c \frac{1}{L} \sum_i [Q_i(\sigma_a(\nu_i) N_{001} - \sigma_b(\nu_i) N_{100})] \quad (1)$$

$$\frac{dE_2}{dt} = N_e(t) N_{CO_2} h\nu_2 X_2 + \frac{E_1 - E_1^e(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} - \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}(T)} + \frac{h\nu_2}{h\nu_3} \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{h\nu_2}{h\nu_5} \frac{E_5 - E_5^e(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} \quad (2)$$

$$\frac{dE_3}{dt} = N_e(t) N_{CO_2} h\nu_3 X_3 - \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{E_4 - E_4^e(T_3)}{\tau_{43}(T)} + \frac{h\nu_3}{h\nu_5} \frac{E_5 - E_5^e(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} - h\nu_3 c \frac{1}{L} \cdot \sum_i [Q_i(\sigma_a(\nu_i) N_{001} - \sigma_b(\nu_i) N_{100})] \quad (3)$$

$$\frac{dE_4}{dt} = N_e(t) N_{N_2} h\nu_4 X_4 - \frac{E_4 - E_4^e(T_3)}{\tau_{43}(T)} + \frac{h\nu_4}{h\nu_5} \frac{E_5 - E_5^e(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)} \quad (4)$$

$$\frac{dE_5}{dt} = N_e(t) N_{CO} h\nu_5 X_5 - \frac{E_5 - E_5^e(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} - \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} - \frac{E_5 - E_5^e(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)} \quad (5)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{10}(T)} + \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}(T)} + (1 - \frac{\nu_1}{\nu_3} - \frac{\nu_2}{\nu_3}) \cdot \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + (1 - \frac{\nu_1}{\nu_5} - \frac{\nu_2}{\nu_5}) \frac{E_5 - E_5^e(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} + (1 - \frac{\nu_4}{\nu_5}) \frac{E_5 - E_5^e(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)} + (1 - \frac{\nu_3}{\nu_5}) \frac{E_5 - E_5^e(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} \quad (6)$$

$$\dot{Q}_i = c \frac{l}{L} [Q_i (\sigma_a(\nu_i) N_{001} - \sigma_b(\nu_i) N_{100})] - \gamma_i Q_i + N_{001} \omega_{si} \quad (7)$$

式中

$$\sigma_a(\nu_i) = \frac{hcB}{4\pi kT} (1 + 2\exp(-\frac{h\nu_3}{kT_3}) + \exp(-\frac{h\nu_2}{kT_2})) \cdot \{ \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j-1) A_{P_j} C_{P_j} \tilde{g}(\nu_i, \nu_j) \exp[-F(j-1) \frac{hc}{kT}] + \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j+3) A_{R_j} C_{R_j} \tilde{g}(\nu_i, \nu_j) \exp[-F(j+1) \frac{hc}{kT}] \} \quad (8)$$

为上能级受激辐射截面

$$\sigma_b(\nu_i) = \frac{hcB}{4\pi kT} (1 + 2\exp(-\frac{h\nu_3}{kT_3}) + \exp(-\frac{h\nu_2}{kT_2})) \cdot \{ \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j-1) A_{P_j} C_{P_j} g(\nu_i, \nu_j) \exp[-F(j) \frac{hc}{kT}] + \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j+3) A_{R_j} C_{R_j} g(\nu_i, \nu_j) \exp[-F(j) \frac{hc}{kT}] \} \quad (9)$$

为下能级受激辐射截面,式(8)和(9)中的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, C_{P_j} 和 C_{R_j} 分别为 P 分支和 R 分支由谱线相互作用而引起的非洛仑兹线型修正因子, A_{P_j} 和 A_{R_j} 分别为 P 分支和 R 分支振转谱线的自发辐射系数. N_{001} 、 N_{100} 分别为上下振动能级 $00^0 1$ 、 $10^0 0$ 的粒子数密度. 其余物理参量和物理常量的含义及表达式或数值在文献[10-11]中已详尽地给出.

谐振腔内的增益系数可表达为

$$\text{Gain} = N_{001} \sigma_a(\nu_i) - N_{100} \sigma_b(\nu_i) \quad (10)$$

把方程(1)~(6)中的受激辐射项去掉或令光子数密度 $Q_i = 0$, 进行数值计算就可得到某一频率处的小信号增益系数随时间的演变关系和小信号增益系数峰值谱.

方程(7)描述的是激光器内第 i 个频率间隔的光子数密度 Q_i 的变化, 因而方程(1)~(7)实际上是由成千上万个一阶非线性常微分方程组成的多频动力学方程组. 第 i 个频率间隔的激光输出能量为

$$E_v = -\frac{A}{2} F \ln R \frac{1-R-K_{\text{loss}}}{1-R} hc\nu [Q_i] dt \quad (11)$$

式中 F 为填充因子, 等于增益长度 l 与谐振腔长度 L 之比, A 、 R 分别为输出耦合镜的横截面积和反射率, K_{loss} 为除输出耦合镜的透射损耗之外的一切损耗(包括腔镜的衍射、吸收等损耗), 本文中计算时假定 $K_{\text{loss}} = 0$, h 为普朗克常量, c 为光速, ν 为激光频率. 右边的积分在输出激光脉冲的持续时间内进行. 激光输出能量 E_v 与激光频率 ν 之间的函数曲线就是激光器的输出频谱.

数值计算的初始条件为

$$E_i(t=0) = \frac{g_i N_i h\nu_i}{\exp(\frac{h\nu_i}{kT}) - 1} \quad (i=1\sim 5, g_i \text{ 为简并度})$$

$$E = (\frac{5}{2} N_{\text{CO}_2} + \frac{5}{2} N_{\text{N}_2} + \frac{3}{2} N_{\text{He}} + \frac{5}{2} N_{\text{CO}}) kT$$

$$Q_i(t=0) = 5 \times 10^8 (\text{m}^{-3}),$$

$$T(t=0) = 300\text{K}.$$

在进行具体的数值计算时, 一般应先在 $900 \text{ cm}^{-1} \sim 1100 \text{ cm}^{-1}$ 频率范围内计算, 得出激光发射频谱的精确范围, 然后在此精确范围内再次计算以获得输出频谱的详细结构. 计算的光强方程数 = 频率范围/频率间隔, 所以频率间隔的选取以能反映小信号增益谱的变化趋势为准, 避免计算的方程太多而耗时太长导致死机现象.

2 计算结果及与实验的比较

2.1 输出耦合镜为普通的平行平面镜情形

首先研究了一个采用普通的平行平面输出耦合镜的激光器. 该激光器采用紫外光预电离和放电抽运, 放电长度为 40 cm , 电极间距和放电宽度均为 1 cm , 即激活体积为 $1 \times 1 \times 40 \text{ cm}^3$. 激光混合气体气压为 20 atm , 气体配比为 $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} : \text{CO} = 2 : 1 : 80 : 0.1$, 其中 CO 的存在是考虑了脉冲放电实验中 CO_2 的分解产生的. 激光器谐振腔由曲率半径为 4 m 的凹面全反射钼镜和单面镀抗反射膜 ZnS 的平面平行锗镜组成, 谐振腔长度为 120 cm . 输出耦合镜未镀抗反射膜的一面的反射率理论上为 36% . 激光器输出的频谱如图 1. 输出激光的频谱表现出相当强的精细结构, 总的频谱宽度约为 5.0 cm^{-1} (相当于 150 GHz), 从 $971 \text{ cm}^{-1} \sim 976 \text{ cm}^{-1}$ (相当于从 $29130 \text{ GHz} \sim 29280 \text{ GHz}$).

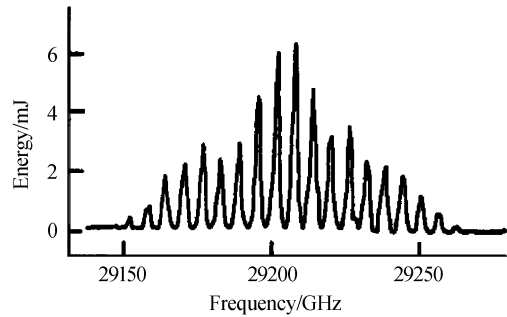


图 1 平行平面输出耦合镜时的宽带输出频谱(实验测量)
Fig. 1 Broadband spectrum with the flat germanium output coupler (experimental measurement)

频谱的精细结构与谐振腔的频率选择特性有关. 仔细研究发现, 抗反射膜 ZnS 的折射率为 $n_{\text{ZnS}} = 2.3$, 锗镜 Ge 的折射率为 $n_{\text{Ge}} = 4.0$, 而 $n_{\text{ZnS}} \neq n_{\text{Ge}}$, 所以两者折射率不完全匹配, 没能达到完全消反射, 其反射率理论上计算约为 2% . 这样, 光在两个界面进行多光束干涉, 干涉的结果是总的有效反射率是入射光频率的周期函数, 即输出耦合镜可以等效为一个固体 ($n > 1$) Fabry-Perot 标准具. 考虑光束沿法线方

向入射,且不考虑任何损耗,则标准具的等效反射率 R 可由式(12)表示

$$R = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \varphi}{(1 + \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \varphi} \quad (12)$$

$$(\varphi = 2\pi nd/\lambda)$$

式(12)表明,锗镜的反射率 R 是光频率(λ^{-1})的周期函数,周期为 $\Delta(\lambda^{-1}) = (2nd)^{-1}$. 对于研究的锗镜, $R_1 = 36\%$, $R_2 = 2\%$, $n = 4.0$, $d = 6$ mm, 则 $R_{\max} = 46.7\%$, $R_{\min} = 25.1\%$, $\Delta(\lambda^{-1}) \approx 0.208$ cm⁻¹, 图 2(a)给出了平行平面锗镜的反射率 R 随入射光频率 ν 的变化曲线.

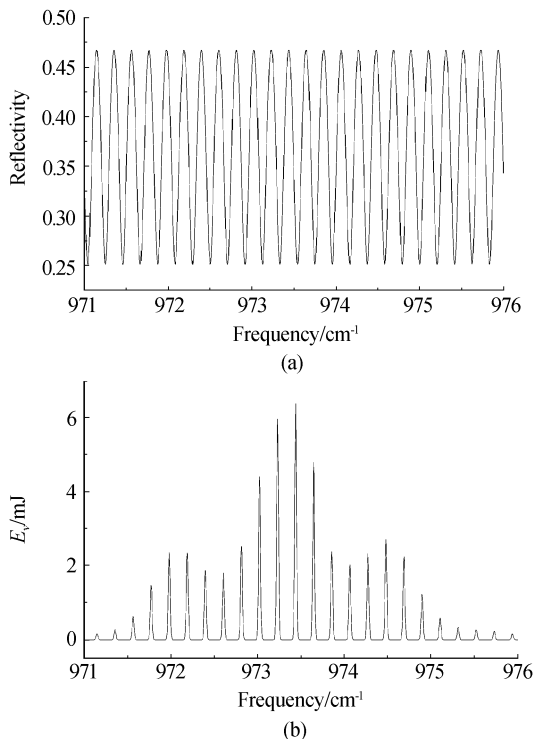


图 2 (a)平行平面输出耦合镜的反射率;(b)平行平面输出耦合镜时的宽带输出频谱(理论计算)

Fig. 2 (a)Reflectivity of the flat germanium output coupler; (b)Broadband spectrum with the flat germanium output coupler (theoretical calculation)

对比图 1 与图 2(a),可见输出激光频谱的相邻峰值之间的频率间距约为 0.208 cm⁻¹,恰好为 6 mm 厚平行锗镜的自由光谱区(FSR). 为了从理论上解释测量的实验结果,将式(12)代入前面的多频动力学方程组,基于 Runge-Kutta 数值计算方法,利用计算机软件 Microsoft Visual Basic 6.0 编写了数值计算程序. 泵浦电子数密度函数 $N_e(t)$ 和实验中的放电电路、激光混合气体组成、气压等有关,求解相当复杂,数值计算时采用如下的经验公式

$$N_e(t) = 1.0 \times 10^{21} \exp\left(\frac{-t}{1.0 \times 10^{-7}}\right) \cdot [1 - \exp\left(\frac{-t}{2.0 \times 10^{-7}}\right)] \quad (13)$$

每条振转谱线的中心频率、自发辐射寿命、碰撞加宽宽度和振动能级的转动常量数据来自文献[15],非洛仑兹线型效应的数据来自文献[16]. 数值计算的结果如图 2(b). 理论计算曲线与实验测量曲线基本吻合. 最大峰值都在 29206 GHz 处(约 973.5 cm⁻¹),即 R(16)线临近,左右两个次峰值分别与 R(14)线和 R(18)线临近. 以最大峰值为中心,两侧各有十个左右的分立谱线,间隔相等,约为 0.208 cm⁻¹. 这些分立谱线出现的位置正好都是输出耦合镜反射率最大的位置,这正是反射率大,透射损耗小,易形成振荡的缘故.

2.2 输出耦合镜为楔形镜情形

将输出耦合镜由平行平面锗镜换成楔形锗镜后,则不存在 Fabry-Perot 多光束干涉效应,输出耦合镜的反射率不再是随光频率变化的函数,而是常量, $R = 36\%$. 此时,激光器输出的频谱如图 3(a). CO₂ 激光器在 20 atm 获得了光滑连续的宽带输出,带宽仍为 5.0 cm⁻¹(相当于 150 GHz),从 971 cm⁻¹ ~ 976 cm⁻¹,且输出频谱峰值在 R(16)线, R(14)线和 R(18)线差不多对称地分布于它的两侧. 将 $R = 36\%$ 代入前面的多频动力学方程组,数值计算的结果如图 3(b). 理论计算与实验测量的宽带输出频谱特性吻合得非常好.

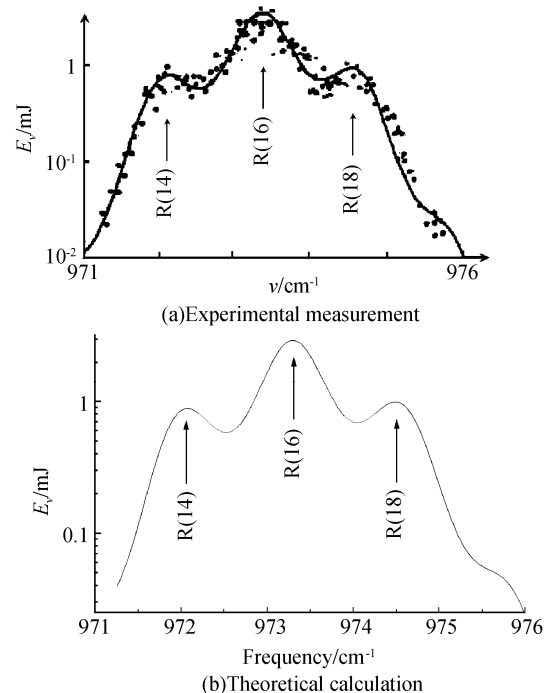


图 3 楔形输出耦合镜时的宽带输出频谱
Fig. 3 Broadband spectrum with the wedge-shaped germanium output coupler

为了更好地理解高压下脉冲 CO₂ 激光器的宽带输出特性,再来看看增益谱的情况. 图 4 给出了小信号增益系数峰值谱的理论计算结果. 图 4

(b)是图4(a)中的一段相应于输出激光频谱的增益谱.可以看出,在高气压下,相邻振转跃迁线的增益重叠使得两条线间隔中的任一频率处都获得了相当大的增益,增益谱曲线变化变得平缓.且由于R支振转跃迁线的间隔(平均为 1.3 cm^{-1})小于P支(平均为 1.8 cm^{-1}),因此,虽然在低气压下R支的增益低于P支,但当气压高于 12 atm 时,R支的增益超过了P支.因而在激光器中没有任何色散元件时,获得了10R支的以R(16)线为最高峰值的宽谱带输出.这进一步说明了增益重叠是研究高气压 CO_2 激光器的关键所在,它使得增益随波长的分布与气压紧密相关.

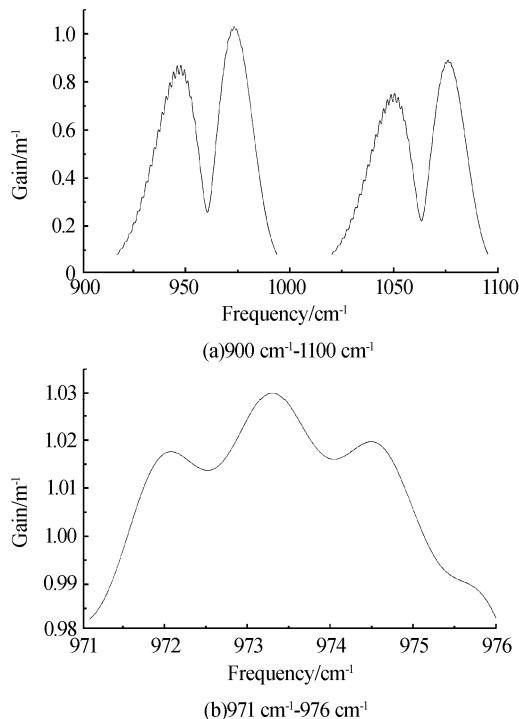


图4 频率范围的增益谱
Fig. 4 Gain over a range

对比图3与图4(b),增益谱在 $971\text{ cm}^{-1}\sim 976\text{ cm}^{-1}$ 之间变化很平缓,最大增益(1.03 m^{-1})与最小增益(0.982 m^{-1})之间仅有4.6%的差异;而输出激光频谱则起伏很大,最大值与最小值相差100倍多.这是因为光在谐振腔内来回振荡,被激活介质放大了.这更说明了只有在高气压下,增益变化很平缓时,自由振荡的激光器才有宽带输出.

3 结论

本文利用六温度多频动力学模型首次从理论上研究了高气压 CO_2 激光器的宽带输出频谱特性,理论计算结果很好地符合了实验测量结果.理论和实验均表明,谐振腔内无任何色散元件的 20 atm CO_2 激光器获得了光滑连续的宽带频谱输出,频率依赖

的反馈引起了输出频谱很强的精细结构.计算结果还表明,很小的增益差异造成了很大的能量输出差异,说明了只有在高气压下,增益变化很平缓时,自由振荡的激光器才有宽带输出.增益重叠效应是高气压 CO_2 激光动力学的最重要特征,对序列带、热带的影响和非洛仑兹线型效应的考虑可更加详细地研究输出激光的频谱特性.

致谢 感谢 Professor K. F. Renk 的支持和帮助.

参考文献

- [1] WAN Chong-yi, JIAN Zhuang-hua, XIA Sheng-qin, *et al.* A ultraviolet preionizing high air pressure tunable CO_2 laser[J]. *Acta Electronica Sinica*, 1978, **1**(1):42-48.
万重怡, 蹇庄华, 夏生芹, 等. 紫外预电离高气压可调谐 CO_2 激光器[J]. 电子学报, 1978, **1**(1):42-48.
- [2] ROMANN A, SIGRIST M W. Continuously tunable frequency doubled CO_2 laser-based photoacoustic spectrometer for trace gas detection[C]. In: ORAEVSKY A A, ed. *SPIE*, 2002, **4618**: 121-127.
- [3] APOLLONOV V V, KAZAKOV K Kh, PLETNYEV N V, *et al.* Picosecond terawatt CO_2 laser system Picasso-2 [C]. In: ABRAMSKI K M, PLINSKI E F, WOLINSKI W, eds. *SPIE*, 2003, **5120**:291-296.
- [4] ALEXANDROV B S, ARSENJEV A V, AZAROV M A, *et al.* Increase of efficiency of optical pumping of a broadband CO_2 laser amplifier as a result of the use of a multicomponent active medium[C]. In: ABRAMSKI K M, PLINSKI E F, WOLINSKI W, eds. *SPIE*, 2003, **5120**:551-556.
- [5] NIU Yan-xiong, ZHANG Peng, YAO Jian-quan, *et al.* Investigation of laser disturbance and damage to a satellite-borne photoelectric detecting system[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(7):793-796.
牛燕雄, 张鹏, 姚建诠, 等. 强激光对星载光电探测系统的干扰与破坏研究[J]. 光子学报, 2004, **33**(7):793-796.
- [6] WERLING U, RENK K F, WAN C Y. Tuning characteristics of a high pressure CO_2 laser pumped CH_3F Raman laser[J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 1986, **7**(6):881-889.
- [7] Lü Yan, YU Yan-ning, WAN Chong-yi, *et al.* A 3.6 kW TEA laser using printed circuit board preionization [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(7):965-970.
吕岩, 于延宁, 万重怡, 等. 印刷电路板预电离 3.6 kW TEA CO_2 激光器[J]. 光子学报, 2005, **34**(7):968-970.
- [8] WAN C Y, SCHWAB C, FUSS W, *et al.* A self-sustained discharge multiatmospheric CO_2 laser with electron-beam preionization[J]. *Opt Commun*, 1983, **46**(5):311-314.
- [9] WAN C Y, WERLING U, RENK K F. Study of broadband emission of an ultraviolet preionized 20-atm CO_2 laser[J]. *J Appl Phys*, 1985, **57**(3):990-991.
- [10] CHENG Cheng. Optimization of three gas components in a CO_2 laser by a genetic algorithm[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2002, **31**(6):748-753.
程成. 基于遗传算法的 CO_2 激光器三气体组份优化[J]. 光子学报, 2002, **31**(6):748-753.

- [11] BADRAN H, TIAN Z S, WANG Q. Mathematical modelling of gain-switched RF-excited CO₂ waveguide laser[J]. *Chinese Physics*, 2004, **13**(4): 501-504.
- [12] WU Jin. Theoretical calculative model of grating tuning TEA CO₂ laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(4): 472-476.
吴谨. 光栅调谐 TEA CO₂ 激光器理论计算模型[J]. *光学学报*, 2004, **24**(4): 472-476.
- [13] DING Chang-lin, WAN Chong-yi. Multifrequency dynamic model of pulse CO₂ laser[J]. *Acta Phys Sinica*, 2006, **55**(3): 1165-1170.
丁长林, 万重怡. 脉冲 CO₂ 激光器的多频动力学模型[J]. *物理学报*, 2006, **55**(3): 1165-1170.
- [14] TAYLOR R S, ALCOCK A J, SARJEANT W J, *et al.* Electrical and gain characteristics of a multiatmosphere UV-preionized CO₂ laser[J]. *IEEE J Quant Electron*, 1979, **15**(10): 1131-1140.
- [15] WITTEMAN W J. The CO₂ laser [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1987. 23-56.
- [16] MILLER J L. The high-pressure absorption spectra of the CO₂ 10.6- and 9.4 μm laser bands[J]. *J Appl Phys*, 1978, **49**(6): 3076-3083.

Theoretical Study on Broadband Emission Characteristics of High-pressure CO₂ Lasers

DING Chang-lin^{1,2}, WAN Chong-yi¹

(1 *Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080*)

(2 *Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049*)

Received date: 2005-10-31

Abstract Broadband emission characteristics of high-pressure CO₂ lasers was theoretically investigated for the first time. Calculated results indicate that, at gas pressure of 20 atm, CO₂ lasers have broadband emission with an overall bandwidth of 5.0 cm⁻¹ (about 150 GHz) from 971 cm⁻¹ to 976 cm⁻¹, centered at the maximum 10R(16) line with 10R(14) line and 10R(18) line distributed over its two sides almost symmetrically. Small gain difference (4.6%) results in large energy difference (more than 100 times). For a resonator without a dispersive element broadband spectrum is smooth and continuous, while frequency dependent feedback causes strong modulation on output laser spectrum. Theoretical calculations of output laser spectrum have good agreement with experimental results.

Key words High-pressure CO₂ laser; Laser dynamics; Broadband emission; Rotational line overlap



DING Chang-lin was born in 1981, in Anhui Province, China. Now he studies at Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, for Ph. D. degree in Physical Electronics. His research interest is in high power laser technology and its applications.