

CO₂波导激光器可调谐特性的研究

虞钢 曹余黎 齐桂云 于世彭 韩涌

(电子工业部第十二研究所)

提要: 本文对 CO₂ 波导激光器的可调谐性能进行了理论分析和实验研究。结果表明, 只有在一定的条件下才能实现单一支线调谐。调谐宽度是器件的光学增益、总损耗、充气气压和配比及放电电流等参量的函数。

Investigation on tunability of CO₂ waveguide lasers

Yu Gang, Cao Yuli, Qi Guiyun, Yu Shipeng, Han Yong

(Beijing Vacuum Electron Devices Research Institute)

Abstract: The characteristics tunability of CO₂ waveguide lasers have been analyzed theoretically and experimentally. It has been shown that the frequency tuning on one line can only be realized under given conditions. The tuning range is the function of the laser gain, total loss, gas pressure and gas mixture, as well as the discharge current.

一、引言

CO₂ 波导激光器具有尺寸小、结构紧凑、增益高、横模选控力好等一系列优点。此外, 还由于充气气压高而大大增加了输出的频率可调性能。因此, 这类器件在激光雷达、多普勒测距、光学制导等外差法应用以及在高分辨红外光谱分析中都有着广泛的应用前景。

在这些系统应用中, 除了对器件的模式和功率有要求外, 主要还对器件输出的频率可调谐性能具有较高的要求。本文就 CO₂ 波导激光器的可调谐性能进行了探讨。

二、理论分析

1. 实现单一支线调谐的条件

如果腔内无其它选模元件, 最大的可调谐宽度受谐振腔自由光谱范围的限制^[1~3]:

$$\delta\nu = |\nu_q - \nu_{q+1}| = \frac{c}{2nL} = \frac{c}{2L} \quad (1)$$

式中 $\nu_q = qc/2nL$ 为纵模频率, q 为正整数, c 为光速, L 为谐振腔长, 而 n 为工作气体的折射率 ($n \approx 1$)。

若用光栅作为选模元件构成激光谐振腔时, 其分辨率和色散特性必然影响器件的调谐性能。带光栅的激光谐振腔一般都采用

收稿日期: 1984年9月3日。

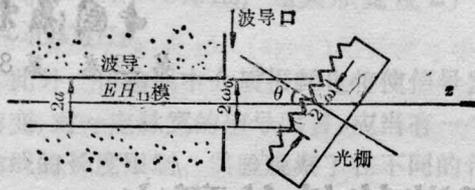


图1 Littrow 自准结构示意图

Littrow 自准结构(见图1),当光栅工作在一
级时,它的最小分辨率波长和角色散分别为:

$$\Delta\lambda = \lambda_0/N, D_\theta = 1/d \cos \theta. \quad (2)$$

图1中 z 为光轴方向, θ 为光栅的 Littrow
自准角,对于圆波导来说 $2a$ 为直径,对于方
波导来说 $2a$ 为边长,而 ω_0 为 EH_{11} 波导模从
波导端口处辐射到自由空间时的光束束腰。
通常为了减少耦合损耗,光栅距波导端口很
近($<10\text{mm}$),因而可忽略准 Gauss 束的发
散^[5]。光栅上光斑复盖的总刻划数 N 为:

$$N = \frac{2\omega}{d} \approx \frac{2\omega_0}{d \cos \theta} \quad (3)$$

式中 $\theta = \arcsin(\lambda_0/2d)$,对于圆波导 $\omega_0 =$
 $0.6435 a^{[19]}$,对于方波导 $\omega_0 = 0.7032 a^{[6]}$ 。将
式(3)代入式(2)可以得出最小分辨率波长的表
示式:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0 d \cos \theta}{2\omega_0} \quad (4)$$

为了实现在单一支线上进行调谐,就需
要满足一定的条件。这个条件就是要使激光
谐振腔在调谐过程中,中心支线的增益总要
处处高于其它支线的增益,保证在模式竞争
过程中始终占有优势。在理论分析时要考虑

的影响因素很多,如光栅的分辨率和角色散,
诸模式的光学增益和损耗,由色散引起的“倾
斜损耗”和改变腔长时模式的空间竞争效应
等等。这样就会使得计算过程十分繁杂。下
面我们将要给出一种实验上得到的判据条
件:当光栅的最小分辨波长 $\Delta\lambda$ 可分辨与中心
支线的相邻两条支线的波长差 $\delta\lambda$ 时(见图2),
就可实现单一支线的调谐。

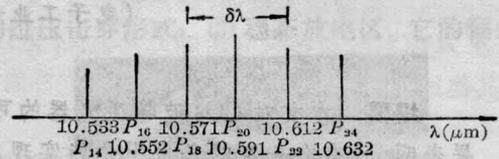


图2 CO₂分子(00⁰1)~(10⁰)跃迁谱线

判据条件可以写成下面的表达式:

$$\Delta\lambda \leq \delta\lambda, \text{ 或者 } d \leq \frac{2\omega_0}{\lambda_0 \cos \theta} \delta\lambda \quad (5)$$

将式(5)与 Littrow 条件 $2d \sin \theta = \lambda_0$ 联立可
得:

$$d \leq \frac{2\omega_0 \delta\lambda}{\lambda_0 \cos \left[\arctg \frac{\lambda_0^2}{4\omega_0 \delta\lambda} \right]} \quad (6)$$

式(6)即为实现单一支线调谐的条件。其中
 d 为光栅常数, λ_0 为中心波长, $\delta\lambda$ 为谱线间
隔。可以看出,谱线间隔 $\delta\lambda$ 愈宽就愈容易满
足不等式,此处 a 适当大些也容易满足不等
式。然而光栅常数 d 不宜过小,因为 Littrow
自准装置限制光栅法线与光轴夹角 θ (自准
角)不能超过 60° 。

表1 CO₂激光波长真空测量值

波 长 (μm)	(00 ⁰ 1)~(10 ⁰) P 支	波 长 (μm)	(00 ⁰ 1)~(10 ⁰) R 支	波 长 (μm)	(00 ⁰ 1)~(02 ⁰ 0) P 支	波 长 (μm)	(00 ⁰ 1)~(02 ⁰ 0) R 支
10.5326	P(14)	10.2860	R(14)	9.5045	P(14)	9.3055	R(14)
10.5518	P(16)	10.2855	R(16)	9.5195	P(16)	9.2937	R(16)
10.5713	P(18)	10.2605	R(18)	9.5360	P(18)	9.2825	R(18)
10.5912	P(20)	10.2470	R(20)	9.5526	P(20)	9.2715	R(20)
10.6118	P(22)	10.2335	R(22)	9.5690	P(22)	9.2605	R(22)
10.6324	P(24)	10.2200	R(24)	9.5860	P(24)	9.2500	R(24)

表 1 给出了 CO₂ 分子(00⁰1)~(10⁰0) 振转跃迁 P 支和 R 支, 以及(00⁰1)~(02⁰0) 振转跃迁 P 支和 R 支部分谱线激光波长测量值。可以看出, (00⁰1)~(10⁰0) 跃迁的 P 支谱线间隔较宽, 因此分辨率一定的光栅在该支谱线工作更易实现单支线调谐而不易产生跳线现象^[2, 4]。

2. 调谐宽度的计算

由于波导激光器的气压较高(一般 >50 Torr), 因而谱线线型以碰撞加宽为主, 均匀加宽下的大信号增益系数为^[17]:

$$G_H(\nu, I_\nu) = G_H^0(\nu_0) \times \frac{\left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2 (1 + I_\nu/I_s)} \quad (7)$$

式中 ν 为频率, ν_0 为中心频率, $G_H^0(\nu_0)$ 为小信号增益系数, I_ν 为频率 ν 处的光强, I_s 为饱和光强。谱线碰撞宽度 $\Delta\nu_H$ 为

$$\Delta\nu_H = 2.4(\psi_{\text{CO}_2} + 1.1\psi_{\text{N}_2} + 0.7\psi_{\text{He}} + 0.8\psi_{\text{Xe}}) \times \left(\frac{400}{T}\right)^{1/2} P \quad (8)$$

式中 ψ_x 为气体 x 所占的比例, T 为气体温度, P 为总气压。

由阈值条件 $G_H(\nu_0, I_\nu)l = \alpha$ 即可得到调谐宽度表示式:

$$|\nu_0 - \nu_0| = \frac{\Delta\nu_H}{2} \left(\frac{G_H^0(\nu_0)l}{\alpha} - 1 - I_\nu/I_s \right)^{1/2} \quad (9)$$

式中 ν_0 为截止频率, l 为增益区长度。而总损耗 α 为:

$$\alpha = \alpha_{\text{传输}} + \alpha_{\text{耦合}} + \alpha_{\text{反射}} \quad (10)$$

对 EH₁₁ 波导模来说, $\alpha_{\text{传输}}$ 比其它两项损耗小得多, 可以忽略^[12, 13]。耦合损耗(用 % 表示)^[6, 10]和反射损耗分别为

$$\alpha_{\text{耦合}} = 161.8 \left(\frac{z}{ka^2} \right)^2 \quad [\text{方波导}]$$

$$= 605 \left(\frac{z}{ka^2} \right)^{3/2} \quad [\text{圆波导}] \quad (11-a)$$

$$\alpha_{\text{反射}} = -\frac{1}{2} \ln r_1 r_2 \quad (11-b)$$

式中 z 为反射镜离开波导的距离, r_1 和 r_2 分别是镜片 1 和镜片 2 的反射率, $k = 2\pi/\lambda_0$ 为波数。若能满足式(6)给出的实现单线调谐的条件同时使增益带宽大于自由光谱范围, 则激光器的频率可调谐宽度就可达到最大值^[2, 8, 9]。

三、实验研究

1. 器件的设计与实验装置

实验使用的 CO₂ 波导激光器为内腔式结构(见图 3)。光波导由四块磨光 BeO 板用环氧粘接而成, 截面为 1.5 × 1.5 mm²。作为反射镜和选频元件的金属光栅通过 PZT 双压电晶片可沿光轴做微小移动^[11]。电极材料为镍, 放电区长为 130 mm, 波导长为 150 mm, 输出镜距波导口 1 mm, 光栅距波导口 5 mm。

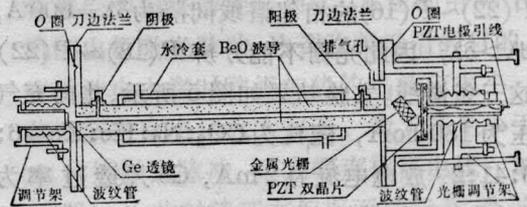


图 3 CO₂ 波导激光器结构示意图

光学谐振腔长为 156 mm, 由式(1)可知自由光谱范围 $\delta\nu = 962$ MHz。该器件工作在 10P(20) 线, $\lambda_0 = 10.5912 \mu\text{m}$, 查表 1 可知谱线间隔 $\delta\lambda = \lambda_{P(22)} - \lambda_{P(18)} = 405 \text{ \AA}$ 。将上述数据代入式(6)即可得出实现单线调谐的条件: $d \leq 0.00666$ mm, 也即必须使用至少 150 线/mm 的光栅。

实验中采用了图 4 给出的测试光路图。

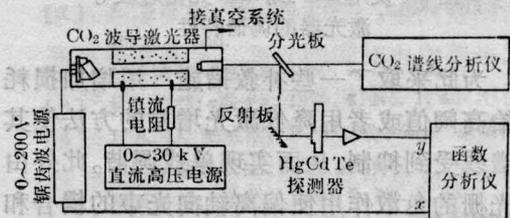


图 4 测试系统装置图

用 $\sim 30\text{ kV}$ 负高压直流电源作为波导激光器的激励源。镇流电阻为 $4.5\text{ M}\Omega$ 。激光束通过分光板后,一小部分进入 HgCdTe 红外探测器,并将放大后的电信号送入函数分析仪的一端;绝大部分光束进入一台 CO_2 谱线分析仪,以便在调谐进程中同步监视输出谱线。一台 $\sim 200\text{ V}$ 锯齿波发生器作为 PZT 晶片的驱动电源,同时也将信号送函数分析仪的另一端。由于驱动电压与压电晶片的伸长成近似线性关系^[11],则函数仪上就可记录到激光功率随腔长变化的关系曲线-调谐曲线。

2. 实验结果与讨论

按上面的计算应选用 150 线/mm 的光栅,但由于目前国内市场缺乏较理想的 150 线/mm 光栅(效率 $>90\%$),因此在实验中选用了 120 线/mm 的光栅。由式(3)和(2)可知最小分辨波长 $\Delta\lambda = 646\text{ \AA}$,查表1可知 $P(22)\sim P(16)$ 的相邻谱线间隔为 $\delta\lambda = 600\text{ \AA}$, $\Delta\lambda > \delta\lambda$,因此光栅不能分辨 $P(18)\sim P(22)$ 这三条谱线。实验结果如图5所示。此时充气压为 180 Torr ,配比为 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{Xe}=6:3:41:2$,放电电流为 2 mA ,Ge片透过率为 5% ,光栅衍射效率为 92.8% 。若选用 d 更大的光栅,则跳线就会更加严重(例如参见[4],其 $a=1\text{ mm}$, $d=0.01333\text{ mm}$,由本文给出的公式计算知至少不能分辨7条谱线,与其实验结果相吻合)。

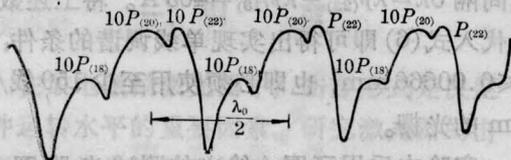


图5 使用 120 线/mm 光栅时波导激光器的调谐特性

为此采取了一些补救措施:用增加损耗来抬高阈值或者用降低激光增益的方法使其它谱线受到抑制,从而实现单线调谐。此外由于光栅的色散作用使偏离轴向光束的耦合和传输损耗大大增加,则若以最强线 $10P(20)$

(或 $R(20)$)作为中心支线,虽然光栅分辨率未满足式(6),仍可采用“强制”方法抑制其它谱线,而实现中心支线的单频调谐。应该注意,这是以损失调谐宽度和输出功率作为代价的。

图6为采取了补救措施后 $(00^\circ 1)\sim(10^\circ 0)$ 跃迁 $P(20)$ 支线的调谐特性。横向表示腔长变化(每格 10 V),纵向表示功率变化。实验条件: 120 线/mm 光栅衍射效率为 90% , Ge镜透过率 5% ,充气压 150 Torr ,气体配比 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{Xe}=2:1:13:1$,放电电流 1.8 mA 。实测峰值功率 740 mW ,最大调谐宽度 474 MHz 。

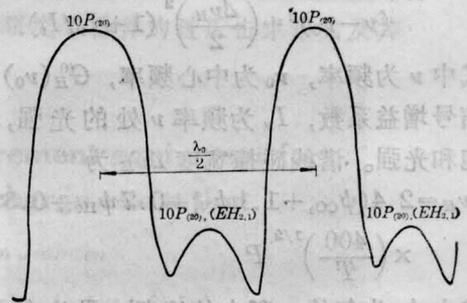


图6 $P(20)$ 支线的调谐特性

图7给出了 $(00^\circ 1)\sim(10^\circ 0)$ 跃迁 $P(20)$ 支线的调谐宽度与充气压和放电电流间的关系。实验条件: 120 线/mm 光栅衍射效率 92% , Ge镜透过率 5% ,气体配比 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{Xe}=2:1:13:1$ 。可以看出,对不同的放电电流,当充气压达 150 Torr 左右时得到了

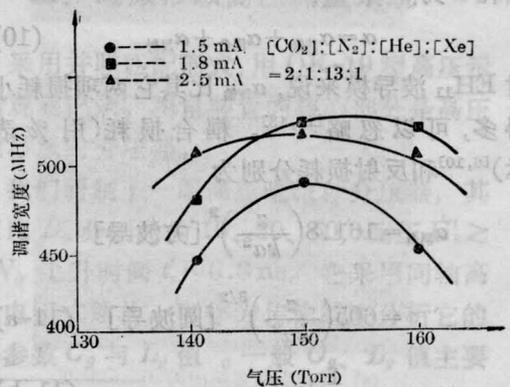


图7 调谐宽度与充气压的关系

最大的调谐宽度。对 150 Torr 的充气压, 当放电电流为 1.8 mA 时调谐宽度最大。这种最佳值关系表明, 调谐宽度是同小信号增益系数成正比的, 只有在增益最佳化时才能得到最大的调谐宽度。但此时输出功率却不一定达到最大^[7]。

为了用式(9)和(11-a)、(11-b)来计算图6的调谐宽度, 我们取 $I_s = 5 \text{ kW/cm}^2$ ^[14, 15], $T = 400 \text{ K}$ ^[16, 18], $G_H^0(\nu_0) = 0.021/\text{cm}$ ^[16], 则 $2|\nu_c - \nu_0| = 477 \text{ MHz}$, 这与实测值很接近。

附 录

CO₂ 波导激光器碰撞线宽 $\Delta\nu_H$ 的推导:

由于充气气压较高 (> 50 Torr), 因此碰撞引起的谱线加宽占主导地位。考虑到 CO₂-N₂-He-Xe 气体组份^[17]

$$\Delta\nu_H \approx \Delta\nu_L = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\tau_L} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{(\tau_L)_{\text{CO}_2-\text{CO}_2}} + \frac{1}{(\tau_L)_{\text{CO}_2-\text{N}_2}} + \frac{1}{(\tau_L)_{\text{CO}_2-\text{He}}} + \frac{1}{(\tau_L)_{\text{CO}_2-\text{Xe}}} \right) \quad (\text{A-1})$$

式中 τ_L 为平均碰撞时间, $(\tau_L)_{\text{CO}_2-x}$ 为 CO₂ 气体与 x 气体的平均碰撞时间:

$$\frac{1}{(\tau_L)_{\text{CO}_2-x}} = N_x Q_{\text{CO}_2-x} \left[\frac{8kT}{\pi} \left(\frac{1}{m_{\text{CO}_2}} + \frac{1}{m_x} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{A-2})$$

式中 N_x 为单位体积气体中 x 粒子数, Q_{CO_2-x} 为 CO₂ 分子与 x 粒子的碰撞截面, k 为波尔兹曼常数, T 为气体温度, m_x 为 x 粒子的质量。由于 N_x 与 x 气体的分压强有关, 则^[17]:

$$N_x \left[\frac{\text{分子数}}{\text{m}^3} \right] = 9.65 \times 10^{24} \frac{P_x [\text{Torr}]}{T [\text{K}]} \quad (\text{A-3})$$

将式(A-3)和(A-2)及 $Q_{\text{CO}_2-\text{CO}_2} \approx 10^{-8} \text{ m}^2$, $Q_{\text{CO}_2-\text{N}_2} \approx 10^{-8} \text{ m}^2$, $Q_{\text{CO}_2-\text{He}} \approx 0.3 \times 10^{-8} \text{ m}^2$, $Q_{\text{CO}_2-\text{Xe}} \approx 10^{-8} \text{ m}^2$, $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$, $m_{\text{CO}_2} = 7.36 \times 10^{-26} \text{ kg}$, $m_{\text{N}_2} = 4.69 \times 10^{-26} \text{ kg}$, $m_{\text{He}} = 6.69 \times 10^{-27} \text{ kg}$, $m_{\text{Xe}} = 2.20 \times 10^{-25} \text{ kg}$ ^[17] 代入式(A-1)可得:

$$\Delta\nu_H \approx \frac{1}{2\pi} (14.9P_{\text{CO}_2} + 16.9P_{\text{N}_2} + 11.0P_{\text{He}} + 12.2P_{\text{Xe}}) \left(\frac{400}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ MHz}$$

或 $\approx 2.4(\psi_{\text{CO}_2} + 1.1\psi_{\text{N}_2} + 0.7\psi_{\text{He}} + 0.8\psi_{\text{Xe}})$

$$\times P \left(\frac{400}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ MHz} \quad (\text{A-4})$$

式中 P_x 为 x 气体分压强, ψ_x 为 x 气体所占的比例, P 为总气压(Torr)。应该说明, 式(A-4)未考虑自然加宽 $\Delta\nu_N = 15.9 \text{ MHz}$ 的影响, 精确计算时应加上 $\Delta\nu_N$; 此外当气压不太高时式(A-4)可写成:

$$\Delta\nu_H \approx \alpha P \text{ MHz} \quad (\text{A-5})$$

式中 α 为一实验常数(1/Torr), P 为总气压(Torr)。

参 考 文 献

- [1] A. V. Lerberghe et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1978, **QE-14**, No. 7, 481~486.
- [2] G. Schäfer et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1982, **QE-18**, No. 1, 87~90.
- [3] W. R. Leeb; *Appl. Opt.*, 1975, **14**, No. 7, 1706~1709.
- [4] P. Lavigne et al.; *GRA*, 1980, **80**, No. 6, Order No. AD-A07741 9/10, NTIS, PC A03.
- [5] J. J. Degnan; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, No. 5, 1026~1030.
- [6] D. M. Henderson; *Appl. Opt.*, 1976, **15**, No. 3~4, 1065.
- [7] J. J. Degnan; *J. Appl. Phys.*, 1974, **45**, No. 1, 257~262.
- [8] R. L. Abrams; *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **25**, No. 11, 304~306.
- [9] M. Endemann, W. Englisch; *GRA*, 1982, **82**, No. 4, Order No. N82~27738/5, AO4.
- [10] S. Avriillier, J. Verdonck; *J. Appl. Phys.*, 1977, **48**, No. 11~12, 4937~4940.
- [11] 电子工业部 12 所 7X005 课题组; 《电子技术会议录, 气体激光技术专辑》, 1978, p. 43~49.
- [12] H. Krammer; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976, **QE-12**, No. 8, 505~507.
- [13] H. Shirata et al.; *J. Appl. Phys.*, 1976, No. 6, 2452~2458.
- [14] V. V. Grigor'yants et al.; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1979, **9**, No. 2, 158~162.
- [15] V. V. Grigor'yants et al.; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1979, **9**, No. 4, 452~455.
- [16] S. C. Cohen; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976, **QE-12**, No. 4, p. 237~244.
- [17] 周炳琨等; 《激光原理》, 第二章, 国防工业出版社, 1980, p. 36~41.
- [18] H. Shield, A. L. S. Smith; *J. Appl. Phys.*, 1977, **48**, No. 11~12, 4807~4808.
- [19] R. L. Abrams; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, **QE-8**, No. 11, 838