

复合腔可调谐 CO₂ 波导激光器的研究

陈钰清 马养武 楼波

(浙江大学光仪系)

摘要: 研究了用光栅复合腔调谐的 CO₂ 波导激光器, 在 63 条激光谱线上获得了激光输出, 单支谱线最大功率为 1 W。分析了复合腔理论, 理论与实验结果是一致的。

CO₂ waveguide laser tuned by a grating compound cavity

Chen Yubin, Ma Yangwu, Lou Bo

(Department of Optical Instruments, Zhejiang University)

Abstract: A CO₂ waveguide laser tuned by a grating compound cavity was investigated. The laser operated at more than 63 emission lines and the maximum single line power is about 1W. The theory of the compound cavity was analyzed. The experimental results are consistent with the theory.

一、引言

1964 年, Marcatili 和 Schmeltzer^[1] 从理论上导出: 空心电介质波导在光频区是低损耗的, 并且提出将这种中空电介质波导用于制作激光器。P. W. Smith^[2] 在 1971 年成功地实现了第一台波导 He-Ne 激光器, 次年, CO₂ 波导激光器也成功运转^[3]。

起初的可调谐 CO₂ 波导激光器使用的是普通光栅腔, 后来又有作者对此种腔作了进一步研究^[4, 5], 发现这种腔型分辨率和耦合效率都较低, 并且在选频过程中会出现跳线现象。文献 [6、7] 在光栅前加了一块扩束透镜来提高分辨率和耦合效率, 获得了较满

意的结果。但此种腔导致了较长的腔长, 失去了 CO₂ 波导激光器小型化这一最大优点, 它的结构也较为复杂, 影响了其实用性。此外, 在调谐过程中还不能完全避免跳线现象。近来有人对球面光栅腔^[8]和 Fox-Smith 腔^[9] (见图 1) 作过研究, 但小曲率半径的球面光栅加工极为困难, 且要获得好的光束质量必须使球面光栅的象差最小。Fox-Smith 腔具有较小的损耗, 图 1(a) 结构具有很小的损耗, 干涉条件也能完全满足, 但光栅放在光束束腰处, 所以分辨率较低, 也有跳线现象; 图 1(b) 结构能提高光栅的分辨率, 但调整困难。Fox-Smith 腔结构复杂、尺寸大, 所以对激光器的小型化和实用化就有一定的限制。

收稿日期: 1984 年 11 月 2 日。

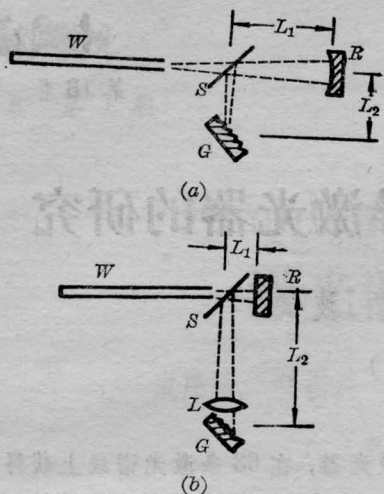


图1 两种 Fox-Smith 腔构型
W—波导管; S—分束板; G—光栅; L—透镜

二、理论分析

图2是三镜复合腔和光栅复合腔 CO₂ 波导激光器的结构简图。M₁ 和 M_g 组成 F-P 腔, 其作用相当于一个 F-P 干涉仪, 它们与 M₂ 一起组成复合腔。改变腔长 L₁ 可连续改变 F-P 干涉仪的总反射率, 这样可用来选择谱线并使之最强。

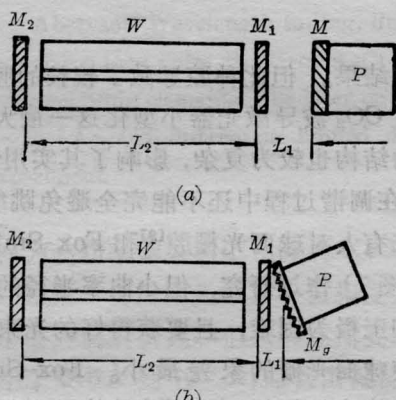


图2

(a) 三镜复合腔; (b) 光栅复合腔
W—波导管; M 及 M₁—平面反射镜; M₂—平面全反镜;
M_g—平面光栅; P—压电陶瓷

有关复合腔的一些基本特性简单总结如下。文献[10]给出了由 M₁ 和 M_g 构成的 F-P 干涉仪的总反射率:

$$R_{tot} = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_{g1}})^2 + 4\sqrt{R_1 \cdot R_{g1}} \cdot \sin^2 \delta}{(1 - \sqrt{R_1 \cdot R_{g1}})^2 + 4\sqrt{R_1 \cdot R_{g1}} \cdot \sin^2 \delta} \quad (1)$$

式中 R₁ 及 R_{g1} 分别为 M₁ 及光栅的一级反射率, $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot L_1$ 为单程相差。

当 $\sin^2 \delta = 1$ 时, R_{tot} 达最大值 R_{tm} = $(\sqrt{R_1} + \sqrt{R_{g1}})^2 / (1 + \sqrt{R_1 \cdot R_{g1}})^2$, 改变 L₁ 可使 R_{tot} 连续变化。

图3和图4分别是 R_{tot} ~ δ、R_{tm} ~ R_{g1} 的曲线。

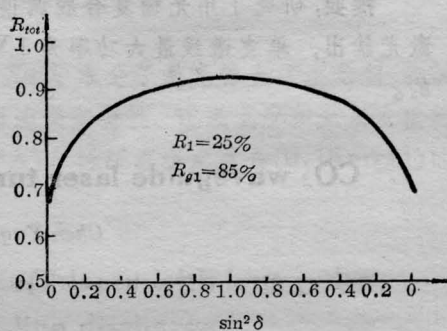


图3 R_{tot} 随 δ 的变化

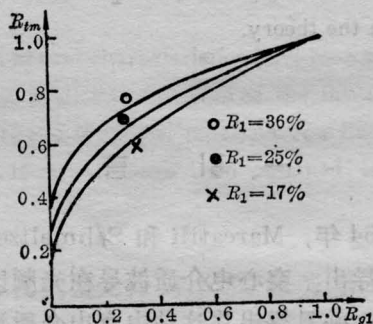


图4 R_{tm} 随 R_{g1} 的变化

我们取 R_{g1} = 85%, 对不同的 R₁ 和 sin² δ 值计算 R_{tot}, 结果见表1。

由表1、图3和图4可以看出, 提高 R₁(R_{g1}), 控制 L₁, 可使 R_{tot} 达到最大值。这样便可获得由 M₁-M_g 构成的 F-P 型可提高反色散元件。

如在 M₁ 的辐射功率为 I₁, 则光栅上的辐射功率 I_g 为^[10]:

表1 R_{tot} 随 R_1 和 $\sin^2 \delta$ 的变化表 $R_{g1}=35\%$

$R_{tot}(\%)$ \ $R_1(\%)$ \ $\sin^2 \delta$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
17	67.60	76.78	81.91	85.19	87.46	89.12	90.40	91.41	92.22	92.90	93.46
25	61.28	76.31	82.94	86.67	89.06	90.72	91.95	92.89	93.63	94.23	94.73
36	51.92	77.19	85.05	88.88	91.15	92.65	93.71	94.51	95.13	95.62	96.02

$$\frac{I_g}{I_1} = \frac{1 - R_1}{(1 - \sqrt{R_1 \cdot R_{g1}})^2 + 4\sqrt{R_1 \cdot R_{g1}} \cdot \sin^2 \delta} \quad (2)$$

当 $\sin^2 \delta = 1$ 时, 即 $R_{tot} = R_{tm}$ 时:

$$\frac{I_g}{I_1} = \frac{1 - R_1}{(1 + \sqrt{R_1 \cdot R_{g1}})^2} \quad (3)$$

所以有 $I_g/I_1 < 1$ 。所算得的结果见图 5, 它说明 R_1 的插入导致了光栅上辐射功率下降。

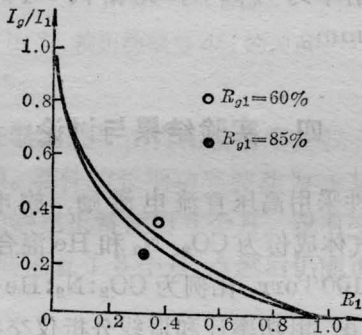


图5 光栅上的辐射功率随 R_1 的变化关系

如 $\lambda = \lambda_0$ 时光栅的一级反射率为 R_{g1} , 则当 $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ 时,

$$R_{g1}(\lambda) = R_{g1} \cdot \text{sinc}^2\left(\pi \cdot N \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right) \quad (4)$$

式中 N 为光栅的分辨本领。将(4)代入(1)可得:

$$R_{tot}(\lambda) = \frac{\left\{ \left[\sqrt{R_1} - \text{sinc}\left(\pi \cdot N \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_1}\right) \cdot \sqrt{R_{g1}} \right]^2 + 4 \text{sinc}\left(\pi \cdot N \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right) \cdot \sqrt{R_1 \cdot R_{g1}} \cdot \sin^2 \delta \right\}}{\left\{ \left[1 - \text{sinc}\left(\pi \cdot N \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right) \cdot \sqrt{R_1 \cdot R_{g1}} \right]^2 + 4 \text{sinc}\left(\pi \cdot N \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}\right) \cdot \sqrt{R_1 \cdot R_{g1}} \cdot \sin^2 \delta \right\}} \quad (5)$$

图6是复合腔总反射率的色散曲线, 虚线是简单光栅腔的色散曲线。

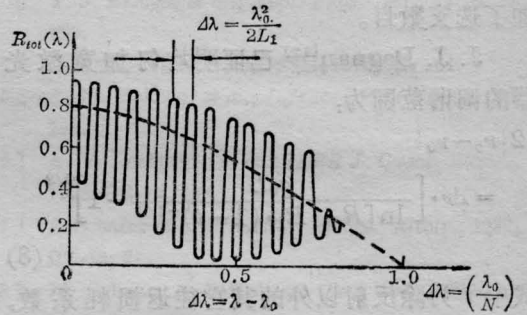


图6 复合腔总反射率的色散曲线

由图6可见, 复合 F-P 干涉仪是一个窄带反射器, 只要精确控制 L_1 , 复合腔比光栅腔具有更高的波长分辨本领。

在只考虑光栅损耗的条件下, 文献[11]给出了从光栅零级光输出的功率(对满足共振的波长):

$$I_{out} = \frac{R_{g0}}{(R_{g0} + \alpha)} \left[g_0 \cdot L + \ln\left(\frac{\sqrt{R_1} + \sqrt{R_{g1}}}{1 + \sqrt{R_1 \cdot R_{g1}}}\right) \right] \cdot I_s \quad (6)$$

式中 g_0 为小信号增益系数, L 为增益长度, I_s 为饱和强度, R_{g0} 和 α 分别为光栅的零级反射率和损耗系数。

如用简单的光栅腔, 则输出功率为

$$I_{out} = \frac{R_{g0}}{(R_{g0} + \alpha)} \cdot [g_0 L + \ln \sqrt{R_{g1}}] \cdot I_s \quad (7)$$

将(6)与(7)相比较, 由于

$$R_{tm} = \frac{(\sqrt{R_1} + \sqrt{R_{g1}})^2}{(1 + \sqrt{R_1 \cdot R_{g1}})^2} > R_{g1},$$

所以用 R_{tm} 代替 R_{g1} 可使 I_{out} 有显著的提高, 对于低增益谱线则提高更多。

在复合腔中, 我们将 M_1 尽可能地靠近波导管口, 这使得 EH_{11} 模以很低的耦合损耗耦合入 TEM_{00} 模中^[11]; 光栅的吸收与散射损耗是光栅上的辐射功率与损耗系数 α 的乘积。光栅上的辐射功率下降, 也就减小了光栅上的损耗; 此外由于 $R_{tm} > R_{g1}$, 所以反射损耗也随之减小。上面三个因素使复合腔具有低的光损耗, 能使更多的弱谱线起振, 增加了选支数目。

J. J. Degnan^[12] 已证明均匀加宽激光器的调谐范围为:

$$2|\nu_c - \nu_0| = \Delta\nu \cdot \left[\frac{g_0 L}{\ln[R_{tm} \cdot R_1 \cdot (1-t)^{-1/2}] - 1} \right]^{1/2} \quad (8)$$

式中 t 为除反射以外的其它往返损耗系数, $\Delta\nu$ 为增益曲线半最大值处的全宽度。由(8)式可以看出: 由于 $R_{tm} > R_{g1}$, 且 t 较小, 所以复合腔具有更大的频率调谐范围。

三、实验装置〔见图 2(b)〕

1. 波导管 W

用 Pyrex 玻璃作为波导材料, 经实验研究后取下列参数: 放电管内径 1.75 mm, 管长 170 mm, 壁厚 1.5 mm。两端用 M_1 和 M_2 密封, M_1 、 M_2 离波导管口的距离分别为 10 mm 和 5 mm。

2. 平面反射镜 M_1

对反射率 R_1 的要求是在无光栅时, 最强线振荡也不能发生。研究发现我们的激光器 R_1 的上限为 36% 左右。

对 M_1 的另一要求是一面要镀增透膜, 另一面镀增反膜或不镀膜。因如不镀增透膜 M_1 本身也会产生 F-P 干涉, 而它的反射率随着环境温度的变化是随机的, 这样会出现功率起伏和调谐过程中的跳线现象。

本实验所用的 M_1 是一面镀增透膜另一面不镀膜的 ZnSe 平镜, R_1 为 17%, 稍低于设计指标。

3. 衍射光栅 M_2

(1) 为减小光栅的插入损耗, 光栅常数应控制在 80~150/mm 之内, 为提高波长选择性, 光栅常数可选择在 120~150/mm 左右。

(2) 光栅的一级反射率应为 85% 左右, 零级反射率应为 10% 左右, 散射和吸收损耗应尽量小。

(3) 光栅有偏振选择作用, 以使得 EH_{11} 模优先振荡而输出线偏振光。

实验用的光栅是不锈钢基底镀铝原刻光栅, 光栅常数为 120/mm, 闪耀波长 10.6 μ m, 一级反射率约为 65%, 光栅离 M_1 的距离 $L_1 = 20$ mm。

四、实验结果与讨论

器件采用高压直流电激励, 放电电流 3 mA, 气体成份为 CO_2 、 N_2 和 He 混合气体, 气压为 100 Torr, 比例为 $CO_2:N_2:He = 16.5:15:68.5$, 用功率计和谱线分析仪交替探测信号。

实验分两步进行: (1) 转动光栅选择谱线; (2) 调压电陶瓷电压来分辨谱线并使输出最佳。

实验一共调出 63 条谱线(由于光栅转角的限制, $00^\circ 1 \sim 10^\circ 0$ 的 P 支谱带并没有全部调出来, 如改进装置, 可望获得更多的谱线), 它们是 $9R(8)-9R(50)$ 、 $9P(12)-9P(38)$ 、 $10R(6)-10R(44)$ 、 $10P(10)-10P(22)$ 、 $10P(20)$ 的最大单线功率为 1 W, 实验结果有较好的重复性。图 7 是所记录的激光谱线的输出功率。

调节压电陶瓷电压对激光输出有强烈的作用。图 8 是光栅在某个位置时激光输出功率与 ΔL_1 (即压电陶瓷上所加的电压) 的关系

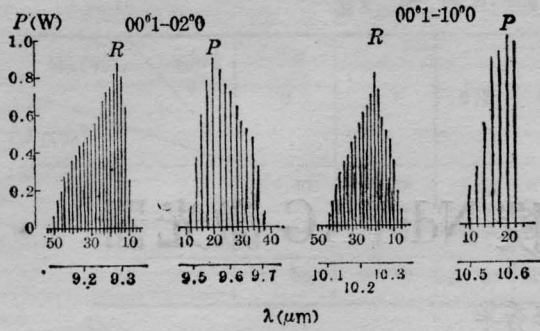


图7 所记录的激光谱线的输出功率

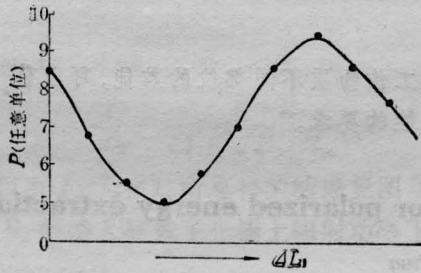


图8 输出功率与 ΔL_1 的关系

曲线。

激光器的远场图样比较清晰，没有变形和高阶模。器件的长期功率波动为 $\pm 1.5\%$ 。

激光器已正常使用6个月，没有变坏的迹象，其间隔置了3个月，点燃后仍能正常出光。

(上接第35页)

重复率：1、4、10 pps；

Q 开关脉冲能量：240 mJ；

脉冲宽度：5 ns；

包含 87% 能量的光束全角：0.55 mrad；

光斑能量分布：高斯型(如图4)；

稳定度(250 个脉冲均方差)：<10%；

KDP II 型匹配倍频输出：86 mJ；

倍频效率：36%。

由于振荡级小孔仅 $\phi 1.4$ ，在此小区域内 YAG 棒不均匀性影响可忽略。返回放大由于是单次通过，棒的不均匀性影响要比处于振荡级为小。图5为本实验使用过的 Nd:YAG 棒的干涉图。

作者感谢杜银南、何太舒同志在电源上

激光输出功率 $00^\circ 1-02^\circ 0$ 带并不比 $00^\circ 1-10^\circ 0$ 带明显小，其原因是 $00^\circ 1-02^\circ 0$ 带的波长比 $00^\circ 1-10^\circ 0$ 带短，所以波导损耗来得小^[1]。对占优势的 EH_{11} 模， $9.2 \mu\text{m}$ 的损耗约为 $10.6 \mu\text{m}$ 的 80%。

参 考 文 献

- [1] E. A. J. Marcetili, R. A. Schmeltzer; *BSTJ*, 1964, **43**, 1783.
- [2] P. W. Smith; *Appl. Phys. Lett.*, 1971, **19**, 123.
- [3] T. J. Bridges *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **20**, 403.
- [4] 木村滋等;《电波研究所季报》, 1976, **22**, 151.
- [5] A. M. Holohan *et al.*; *Infrared Phys.*, 1983, **23**, 149.
- [6] A. V. Lerberghe *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1978, **QE-14**, 481.
- [7] J. Schafer *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1982, **QE-18**, 87.
- [8] H. Sielman, A. Waksberg; *Rev. Sci. Instrum.*, 1982, **53**, 1544.
- [9] G. Merkle, J. Heppner; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983, **QE-19**, 1663.
- [10] C. J. Ernst, W. J. Wittman; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1971, **QE-7**, 484.
- [11] R. L. Abrams; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, **QE-8**, 838.
- [12] J. J. Degnan.; *J. Appl. Phys.*, 1974, **45**, 257.



图5 本实验曾使用的 Nd:YAG 棒干涉图 ($\phi 8 \times 124$)

提供的协助，赵振香、王秀鸾同志为光场分布提供了黑度测量。

参 考 文 献

- [1] J. Steffen *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, **QE-8**, 239.
- [2] R. L. Herbst, R. L. Byer; *Opt. Commun.*, 1975, **21**, 5.
- [3] D. C. Hanna *et al.*; *Opt. Commun.*, 1981, **37**, 359; *Opt. and Quant. Electr.*, 1981, **13**, 493.