

CO₂ 流动气体波导激光器的研究

王明常 王悟成 陈杏凤

(中国科学院上海光机所)

提 要

本文对波导模的传输损耗、耦合损耗以及波导弯曲引起的附加损耗进行了分析和计算。研制成功 CO₂ 流动气体波导激光器, 获得稳定连续的输出, 功率达 600 毫瓦。描述了器件的结构。

引 言

波导激光器是七十年代初期才发展起来的一种新型气体激光器件。E. A. J. Marcatili 最早提出了中空波导可用作气体激光器的建议^[1]。1971年, P. W. Smith 研制出第一台 He-Ne 气体波导激光器^[2]。第二年, T. J. Bridges 等人^[3]和 R. E. Jeson 等人^[4]研制成功 CO₂ 气体波导激光器。由于可以实现紧凑的小型化的气体激光器件而引起人们的注意。

普通 CO₂ 气体激光器, 放电管直径约为 1 厘米, 气压约为 10~20 托。按气体放电的相似定律^[5], 波导毛细管的直径为 1 毫米时, 气压可以增加至 300 托以上。波导毛细管管径的减少, 气压的增高, 可以加大分子扩散到管壁的速度, 产生消激励的作用; 可以加快热能传递给管壁的速度, 更好地冷却放电管内的气体; 还可以增大激励电流密度, 一般为 200 毫安/厘米² 左右^[6]。

我们在对波导激光器的增益和损耗进行分析的基础上, 研制出一台 CO₂ 流动气体波导激光器, 获得稳定连续的输出, 功率达 600 毫瓦。本文对波导模的传输损耗、耦合损耗

以及波导弯曲引起的附加损耗进行了计算, 和实验符合。

波导模的传输损耗

E. A. J. Marcatili 推导了中空波导内电磁场的分布和波导模的传输常数公式。他的基本假设是圆波导内径远大于波长, 而且只考虑较低阶次模式的情况。在中空圆柱形介质波导中, 传输损耗最低、也是我们感兴趣的是 EH₁₁ 波导模。在圆柱坐标系中, 它的六个场分量为

$$\left. \begin{aligned} E_{11}^{\theta} &= J_0 \left(u_{11} \frac{r}{a} \right) \cos \theta \exp[i(\gamma z - \omega t)] \\ E_{11}^r &= J_0 \left(u_{11} \frac{r}{a} \right) \sin \theta \exp[i(\gamma z - \omega t)] \\ E_{11}^z &= -i \frac{u_{11}}{K a} J_1 \left(u_{11} \frac{r}{a} \right) \times \\ &\quad \sin \theta \exp[i(\gamma z - \omega t)] \\ H_{11}^{\theta} &= \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} E_{11}^r \\ H_{11}^r &= -\sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} E_{11}^{\theta} \\ H_{11}^z &= -\sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} E_{11}^z \operatorname{ctg} \theta \end{aligned} \right\} (1)$$

其中, u_{11} 是零阶贝塞尔函数第一个根,

θ 、 r 为圆柱坐标的角向和径向分量, ϵ_0 、 μ_0 为自由空间的介电常数和磁导率,

收稿日期: 1979 年 1 月 18 日。

$K = \frac{2\pi}{\lambda}$ 是波在自由空间的传输常数,

γ 为波导模的复传输常数, 它可写作

$$\gamma = \beta + i\alpha$$

实部 β 是波导模的位相常数, 虚部 α 是波导模的衰减常数, 反映光波在波导中的传输损耗。

对于直的中空介质波导, EH_{11} 模的波导损耗为

$$\alpha_{11} = \left(\frac{u_{11}}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \text{Re}(\nu_n) \quad (2)$$

它和波长 λ 的平方成正比, 和管半径 a 的立方成反比。 ν_n 和管壁材料的复折射率 ν 有关,

$$\nu_n = (\nu^2 + 1) / 2\sqrt{\nu^2 - 1} \quad (3)$$

波导损耗和管壁材料的复折射率是二次曲线关系。对 ν 求极值, 得 $\nu = \sqrt{3}$, 这时损耗最小。由此选择管壁材料, 常用的材料是氧化铍、氧化铝、熔石英和派莱克斯玻璃等。

我们选用派莱克斯玻璃毛细管, 在 $\lambda = 10.6$ 微米处的折射率 $\nu = 1.5$ 。当管半径 $a = 0.73$ 毫米时, 由式 (2) 求得传输损耗为 0.55 分贝/米。

波导模的耦合损耗

J. J. Degnan 计算了有限孔径反射镜的耦合损耗^[7], 提出了三种低耦合损耗的谐振腔结构:

- (1) 平面反射镜, 靠近波导端部。
- (2) 大曲率半径反射镜, 其中心在波导入口处。
- (3) 小曲率半径反射镜, 距波导端面距离为曲率半径的一半。

情况 (2)、(3) 需要用布儒斯特窗片贴封放电管端面, 从而在腔内引入较大的损耗。对于外腔式结构我们进行了一些实验, 结果表明, 由于条件较为苛刻而难以振荡。对于情况 (1), 当平面镜贴在波导口处时, 耦合损耗显然为零。而当平面镜离开波导口的间隔 d

很小时, 则耦合损耗近似等于

$$\alpha_c \approx 6.05 \left(\frac{d}{Ka^2} \right)^{3/2} \quad (4)$$

取 $a = 0.73$ 毫米, 对于不同 d 值, 计算的耦合损耗如下表:

距离 d (毫米)	2	2.5	3	4
(%)	0.28	0.39	0.51	0.79
耦合损耗 (分贝)	0.012	0.017	0.026	0.034

波导弯曲引起的损耗

直电介质波导, EH_{11} 模的传输损耗十分低, 可是实际测量结果却比计算值大三倍^[8]。这是由于波导轴线的弯曲、波导内壁光滑度和清洁度欠佳等原因, 引起波导模的附加传输损耗。设波导弯曲的曲率半径为 R , 则对于所选定的情况, 波导弯曲引起最大的附加传输损耗由下式决定:

$$\alpha_b \approx 19.3 \left(\frac{a^3}{R^2 \lambda^2} \right) \quad (5)$$

根据目前的技术条件, 波导弯曲的横向偏离量 X 可以限定在 10~50 微米之间, 相应的弯曲半径 R 为 210~42 米。由上式计算出波导弯曲引起的附加传输损耗约为 (0.017~0.43) 分贝/米。器件长度为 13 厘米, 则单程总传输损耗约为 0.13 分贝。

设平面镜距波导端面距离 $d \leq 3$ 毫米, 则两端的耦合损耗在 0.05 分贝以下。输出端的透过率取作 10%, 即有用的损耗为 0.4 分贝。

波导激光器在典型情况下的增益测量数值约为 10~24 分贝/米^[3,9]。对于我们所考虑的增益长度, 单程增益约为 1.3~3.1 分贝。满足振荡要求, 这样设计的器件已经实现激光输出, 表明理论分析和实际情况是符合的。

若波导弯曲严重, 损耗进一步加大, 则将

(下转第 44 页)

过去,所有干涉测量法均做不到这一点。正是基于 Δn 和 Δh 的同时测量和定量区分,才使全息干涉测量的精度大大提高。 Δh 中的楔形差和面形差也可进行区分。

3. 二次曝光全息差分干涉降低了对干涉仪光学元件的质量要求

普通干涉仪平板面形要求 $N = \frac{\lambda}{20}$, $\Delta N = \frac{\lambda}{40}$; 材料 1~2 级。若要研制一台口径 200 毫米以上的这类干涉仪,那是相当不容易的。而要制造一台口径 300 毫米的激光全息干涉仪,并不算困难。因为这种干涉仪平面光学元件的面形要求: $N = 1$, $\Delta N = \frac{1}{5}$, 材料 3~4 级。

参考文献

- [1] F. E. Roberte *et al.*; *Appl. Opt.*, 1979, **8**, No. 11, 2311.
- [2] F. Reitmauger *et al.*; *Appl. Opt.*, 1972, **11**, No.5, 1107.
- [3] “大尺寸钹玻璃棒的光学质量检验及其与激光输出特性的关系”,《中国科学院上海光机所研究报告集》第二集, p. 167~181.
- [4] E. N. Lieth *et al.*; *JOSA*, 1962, **52**, 1123.
- [5] A. Masumura *et al.*; *Optics and Laser Technol.*, 1971, **3**, No. 1, 36~40.
- [6] J. W. Goodman, “Introduction to Fourier Optics”, 1968, 287~302.
- [7] H. M. Smith; “全息学原理”, 1972.

(上接第 56 页)

不能振荡。由此可以确定出极限弯曲的数值,在 $X = 100$ 微米时,附加传输损耗为 1.7 分贝/米,比直波导的损耗大三倍以上,这时单程总损耗将超过 1 分贝而使振荡受到抑制。

器件的结构

器件采用派莱克斯玻璃管,波导内径为 1.5 毫米,长度为 130 毫米。采用自来水冷却,水冷外套直径为 20 毫米。流动气体入口气压为 110 托,出口气压为 5 托,水银气压计测量。

谐振腔一端是镀金膜的 K_8 玻璃全反射镜,另一端为 GaAs 平面镜,对 10.6 微米激光透过 10%。气体的组份为 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1.2:3.3$ 。

采用高压直流电源进行放电激励,改变镇流电阻、放电电压和气体组份进行了实验。

在镇流电阻 2.47 兆欧、放电电流 4.5 毫安、管压降 11.8 千伏时,获得 600 毫瓦激光输出。

参考文献

- [1] E. A. J. Marcatili *et al.*; *Bell. Syst. Tech. J.*, **43** (1964), 1783~1809.
- [2] P. W. Smith; *Appl. Phys. Lett.*, **19**(1971), 132~134.
- [3] T. J. Bridges *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, **20** (1972), 403~405.
- [4] R. E. Jeson *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, **20** (1972), 508~510.
- [5] V. K. Konyukhov; *Sov. Phys.-Tech. Phys.*, **15** (1971), 1283~1287.
- [6] Hiromichi Shirahata *et al.*; *J. Appl. Phys.*, **46**, 6 (1975), 2627~2628.
- [7] J. J. Degnan *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-9** (1973), 901~910.
- [8] D. R. Hall *et al.*; *J. Appl. Phys.*, **48**, 3 (1977), 1212~1216.
- [9] R. L. Abrams; *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-9** (1973), 940~946.