

正号为玻色子气体,负号为费米子气体。得到(16)式也就是给出了散射积分,与用其他方法所得结果一致^[7]。

非平衡统计算符方法还广泛应用于其他非平衡过程,如弛豫过程、化学反应速率的计算^[5]、布朗运动^[8]、涨落的动力理论^[9]、流体方程^[6,10]等。

以上简单介绍了非平衡统计算符方法及其应用。算符(4)满足刘维方程,描述实际的非平衡过程。由于推导过程中只要求体系满足热力学极限,未做近似处理,因而所得结果(4)是严格的,应用范围较广,可描述处于运动学阶段或流体力学阶段的非平衡体系。另一方面,因为它所提供的是个一般的方法,对实际问题,还要根据具体情况把(4)加以改写,并做适当的近似处理,所得结果也与处理方法有关。

非平衡统计算符方法把吉布斯统计力学推

广到非平衡过程,至少在线性非平衡范围内如此^[11]。至于在远离平衡态的非线性范围内是否有效,尚难断言,有待于今后的工作。

参 考 文 献

- [1] R. Kubo, *J. Phys. Soc., Japan*, **12**(1957), 570.
- [2] H. Mori, *Prog. Theo. Phys.*, **33**(1965), 424.
- [3] H. Grabert, *Z. Phys.*, **B, 26**(1977), 79.
- [4] J. A. MacLennan, Jr., *Phys. Fluids*, **4**(1961), 1319; *Advan. Chem. Phys.*, **5**(1963), 261.
- [5] D. N. Zubarev, *Nonequilibrium Statistical Thermodynamics*, Consultants Bureau, (1974).
- [6] С. В. Тищенко, *ТМФ*, **26** (1976), 96.
- [7] Л. Р. Кадановф, Г. Ваум, *Quantum Statistical Mechanics*, (1962).
- [8] И. П. Борокин, Т. Н. Хазанович, *ТМФ*, **21** (1974), 130.
- [9] О. Г. Мишнев, *Изв. выс. учеб. завед., Физика*, No. 5, (180) (1977), 145.
- [10] М. Ф. Сергеев, *ТМФ*, **21**(1974), 402.
- [11] R. Kubo, *Prog. Theo. Phys., Supplement*, **64** (1978), 1.

波 导 气 体 激 光 器

程 泽 东

(成都电讯工程学院)

一、概 述

自从1971年贝尔实验室的P. W. Smith^[1]作成第一台波导He-Ne激光器以来,波导气体激光器有了很大的发展^[2-5],特别是波导CO₂激光器已经获得很宽的频率调谐范围,在激光通信、激光雷达、激光光谱学和污染检测等应用中是很有用的一种激光器。

在图1中画出了普通激光器和波导激光器的原理示意图。在普通的激光器中,光在两个反射镜之间完全按照自由空间的传播规律传播,而在波导激光器的两个反射镜之间的某些部分,光是在波导中传播的。因此,普通激光器谐振腔的理论对波导激光器已不适用。

波导激光器的工作物质有气体、液体、固体

物理

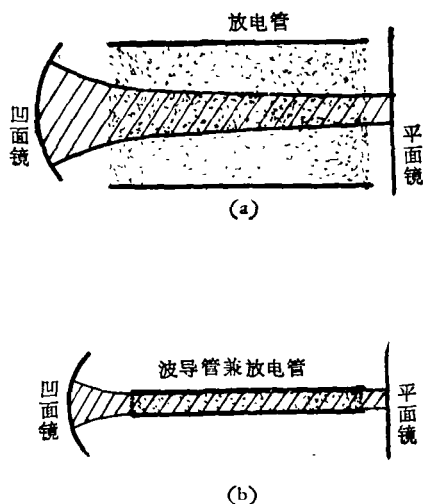


图1 波导激光器与普通激光器原理图
(a) 普通气体激光器; (b) 波导气体激光器

和半导体等。在气体和液体波导激光器中，必须使用空心波导，而在固体和半导体波导激光器中使用的则是实心波导。波导材料可以是介质也可以是金属。采用放电激励的波导气体激光器需要使用空心的介质波导，在光泵的波导气体激光器中，也可以使用空心的金属波导。在波导气体激光器中，空心的光波导同时也作为放电毛细管，所以它既要导引光波又要容纳放电气体。

波导气体激光器最基本的结构特征之一是放电管的孔径很小。例如，一般的 CO₂ 激光器，放电管的内径大约在 5—15 毫米之间，而波导 CO₂ 激光器的放电管孔径则大约只有 0.5—3 毫米^[6]。

波导气体激光器的另一个基本结构特征是反射镜必须适当地配置，即波导激光器的输出与反射镜的曲率半径及反射镜到波导口的距离有很大关系。

波导 CO₂ 激光器最重要的特性是频率调谐范围宽。这是由于采用了很小的放电管孔径，许可的充气总压强高，因而谱线的压强展宽很宽的缘故。

波导气体激光器的另一个重要的特性是输出激光束的方向稳定性好。这是因为在波导气体激光器中，光束方向的稳定性基本上决定于波导轴线的稳定性，而不像普通气体激光器中那样由谐振腔反射镜的角度稳定性决定。

此外，和普通气体激光器相比还有镜子的调整精度要求比较低，工作比较稳定等优点。

二、空心光波导的传输损耗

首先以图 2 所示的圆形截面的空心介质波导为例。

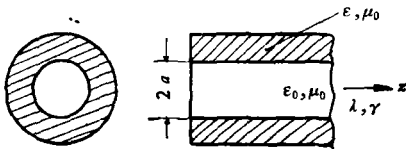


图 2 圆形截面空心介质光波导管

按照电磁场理论，光在空心介质波导中传

输的模式有三种，即横电模 TE、横磁模 TM 和混合模 EH^[7]。若假设

$$\begin{cases} a \gg \lambda, \\ \left| \frac{\gamma}{K} - 1 \right| \ll 1, \end{cases} \quad (1)$$

这里 a 为波导管直径； λ 为自由空间的波长； γ 为波导中光沿 z 方向的传播常数； $K = \omega \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 2\pi/\lambda$ 为真空中的传播常数。利用管壁上的边界条件，通过求解麦克斯韦方程可以得到 TE_{0m}，TM_{0m} 和 EH_{nm} 模的场分量公式。根据这些公式画出的较低阶次的那些模的横向电场分布如图 3^[7]。

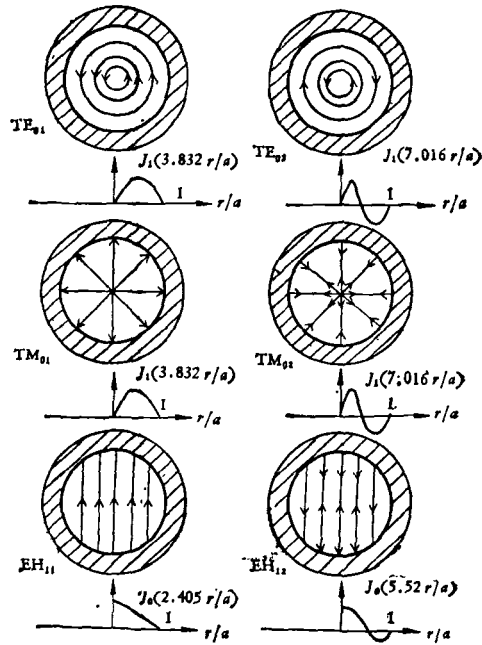


图 3 空心介质波导模的电场分布图

图 3 表明 EH_{1m} 类波导模是线偏振的模。

场分量公式中的因子 $e^{i(\gamma z - \omega t)}$ 描述光沿 z 方向的传播，传播常数 $\gamma = \beta_{nm} + i\alpha_{nm}$ 。这里 β_{nm} 为相位系数， α_{nm} 为衰减系数。对于理想的空心直波导低阶模式的衰减系数为

$$\alpha_{nm} = \text{Im}[\gamma] = \left(\frac{u_{nm}}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} \text{Re}(v_n), \quad (2)$$

其中 u_{nm} 是贝塞尔函数 J_{n-1} 的 m 次根， v_n 与介质管壁的材料(折射率 ν) 有关， v_n 与 ν 的关系决定于波导模的类别

$$\nu_n = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\nu^2 - 1}}, & \text{TE}_{0m} \text{ 模 } (n = 0), \\ \frac{\nu^2}{\sqrt{\nu^2 - 1}}, & \text{TM}_{0m} \text{ 模 } (n = 0), \\ \frac{\nu^2 + 1}{2\sqrt{\nu^2 - 1}}, & \text{EH}_{nm} \text{ 模 } (n = 1), \end{cases} \quad (3)$$

波导管壁材料的折射率 ν 一般情况下是一个复数, 即 $\nu = n - ik$, n 和 k 分别决定于介质材料的介电常数和电导率。

从(2)式和(3)式我们得到

1. $\alpha_{nm} \propto (u_{nm})^2$, u_{nm} 的数值列于表 1 中。从该表中我们可以看出, 在 TE_{0m} , TM_{0m} 和 EH_{nm} 中, TE_{01} , TM_{01} 和 EH_{11} 是次数最低的模, 也是损耗最低的模。随着模的次数增加, 衰减系数

表 1 贝塞尔函数 J_{n-1} 的 m 次根

$n \backslash m$	1	2	3	4
1	2.405	5.520	8.654	11.796
2 或 0	3.832	7.016	10.173	13.324
3 或 -1	5.136	8.417	11.620	14.796
4 或 -2	6.380	9.761	13.015	16.223

增加。

2. $\alpha_{nm} \propto \lambda^2/a^3$, 即损耗随波导孔径的减小而剧增。

3. $\alpha_{nm} \propto \text{Re}(\nu_n)$, 对于 ν 为实数的情况, 如玻璃, $\nu = \sqrt{\epsilon/\epsilon_0}$, ϵ 和 ϵ_0 分别为介质和真空中的介电常数。根据(2)式和(3)式画出的 α_{nm} 随 ν 变化的曲线示于图 4 中。该图表明, 在所

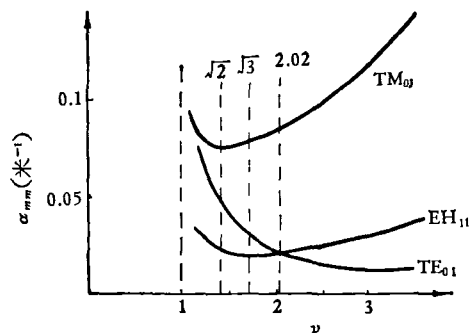


图 4 衰减系数与折射率的关系

有三种最低阶次的模式中, TM_{01} 模的损耗总是最大的。至于 TE_{01} 和 EH_{11} 模的损耗情况, 则要看所用的波导材料(ν 的大小)而定。当 $\nu > 2.02$ 时, TE_{01} 模的损耗最低; 当 $\nu < 2.02$ 时, EH_{11} 模的损耗最低。传输 EH_{11} 模的最理想的介质的折射率应是大约 $\sqrt{3}$ 左右。

数例: 若用 $\nu \approx 1.5$ 的硼硅玻璃作空心光波导, 传输的最低损耗模是 EH_{11} 模, 当 $\lambda = 1$ 微米, $a = 1$ 毫米时, 将 $u_{11} = 2.405$ 代入(2)式, 可计算得到 $\alpha_{11} = 0.213 \times 10^{-5} (\text{厘米})^{-1}$ 。因为单位长度的传输损耗 L_T 为 $e^{-\alpha_{11}}$, 或用分贝表示为

$$L_T = 20 \log e^{-\alpha_{11}} = 8.686 \alpha_{11} [\text{分贝/厘米}], \quad (4)$$

所以对于该数例 $L_T = 1.85 \times 10^{-5}$ 分贝/厘米 $= 1.85$ 分贝/公里。

这里我们所讲的损耗是所谓“漏模”损耗^[6], 它与介质的损耗正切无关, 而且还没有包括表面不完善引起的散射损耗。“漏模”损耗是由于空心介质波导的波导区的折射率比区外的折射率小的原因所造成的。因为按照几何光学的观点, 这时对于从波导内射到波导内壁的光来说, 是从光疏媒质到光密媒质, 即使以很小的掠射角入射, 也不能形成全内反射, 这一部分“漏”出波导区的光就形成上面讨论的空心介质波导的传输损耗。

当空心光波导不直时, 传输损耗要增加, Marcattili^[7] 已经讨论了波导轴线以半径 R 均匀弯曲时的情况, 得到

$$\alpha_{nm}(R) = \alpha_{nm}(\infty) + \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{u_{nm}} \right)^2 \times \left(\frac{a^3}{\lambda^2 R^2} \right) \text{Re}[\nu_n V_{nm}(\nu)], \quad (5)$$

其中第一项 $\alpha_{nm}(\infty)$ 为由(2)式给出的空心直波导($R \rightarrow \infty$)中的衰减系数, 比例于 $u_{nm}^2 \lambda^2 / a^3$, 第二项为波导轴弯曲引起的衰减系数的增加, 且比例于 $a^3 / \lambda^2 u_{nm}^2 R^2$ 。(5)式中 $\text{Re}[\nu_n V_{nm}(\nu)]$ 是折射率 ν 和波导轴弯曲平面与传播的辐射场的偏振方向之间的夹角的函数。由(5)式可得到衰减系数为直波导时的两倍弯曲半径为

$$R_0 = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(\frac{2\pi}{u_{nm}} \right)^2 \frac{a^3}{\lambda^2} \text{Re} V_{nm}(\nu). \quad (6)$$

对于 $\lambda = 1$ 微米, $a = 1$ 毫米的空心玻璃 ($\nu = 1.5$) 波导, 最低损耗模 EH_{11} 的 $\alpha_{11} = 1.85$ 分贝/公里, 损耗加倍的弯曲半径 $R_0 \approx 10$ 公里, 因此, 这种空心玻璃光波导的传输损耗对波导弯曲是很敏感的。

和空心介质光波导相比, 空心金属光波导的传输损耗要小得多, 而且对于波导弯曲的影响不那么敏感。因为, 在光频范围金属的介电常数比介质大得多, 如图 4 所示的那样, 空心金属波导中传输的最低损耗模是 TE_{01} 模, 而且比空心介质波导中的 EH_{11} 模的损耗小得多。以铝为例, 当 $\lambda = 1$ 微米, $a = 1$ 毫米时, TE_{01} 模的传输损耗只有 0.028 分贝/公里。当 $\lambda = 1$ 微米, $a = 0.25$ 毫米时, 传输损耗才达 1.8 分贝/公里, 这时损耗增加一倍的弯曲半径 R_0 只有大约 48 米, 即波导弯曲对传输损耗的影响比较小了。 R_0 减小的原因是(6)式中的 a 减小以及 u_{01} (TE_{01} 模)比 u_{11} (EH_{11} 模)大的缘故。

空心金属光波导在光泵远红外波导气体激光器中可能用到, 因为在那里已不需要放电激励。

虽然空心光波导存在“漏模”损耗, 但是只要适当选择波导材料, 加上波导内表面有好的光学加工, 就可以使波导的实际传输损耗和激光器的增益相比很小, 从而不致过份影响波导激光器的工作。

在 10.6 微米波段, 一般实际使用的材料如 BeO , Al_2O_3 和 SiO_2 (熔融石英) 等都是具有损耗的材料, 即折射率为复数。Abrams^[3]用 BeO , Al_2O_3 单晶材料在 $E//c$ 和 $E \perp c$ 两种情况下的数据计算了 $\text{Re}(\nu_n)$, 如图 5。并认为多晶材料的损耗值应介于两种情况之间, 于是给出了这些介质波导损耗的估计值, 对于 $d = 1$ 毫米的管子,

$$\alpha_{11} \begin{cases} 4.3 \times 10^{-3} (\text{厘米})^{-1} (\text{对于 BeO}), \\ 1.8 \times 10^{-3} (\text{厘米})^{-1} (\text{对于 SiO}_2). \end{cases}$$

图 5 中, Al_2O_3 和 SiO_2 的损耗相差不多; 而 BeO 比所有 10.6 微米的其它材料的波导传输损耗小 10 倍以上。Hall^[6]使用了 BeO , Al_2O_3

和派莱克斯玻璃三种介质材料的波导进行的传输损耗的实验测量, 证实了 α_{11} 与 $1/a^3$ 成正比的关系, 以及 BeO 的损耗比其它材料的小得多的预计。对玻璃和 Al_2O_3 测得的损耗值, 比

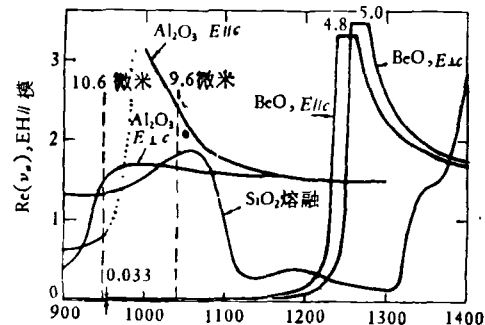


图 5 BeO , Al_2O_3 和 SiO_2 的 $\text{Re}(\nu_n)$ 与频率的关系
预计的大 2—3 倍, 可用波导不直、表面不够光。特别是用波导内部不够清洁(有外来物质微粒)来解释。Hall 认为, 单从波导损耗的观点, 直径大于大约 1.5 毫米的空心光波导, 即使 Al_2O_3 和玻璃的损耗较 BeO 的大 10 倍以上, 在实际中同样也是可以采用的。

三、耦合损耗

波导气体激光器的镜子和波导是离开的, 因此, 光从波导口辐射到自由空间然后传播到镜子处被反射回来, 重新进入波导中时, 会出现耦合不完全有效引起的损耗——耦合损耗。它包括两部分:

- (1) 场离开波导口以后要扩展, 经过反射镜反射以后, 一部分不再进入波导口内;
- (2) 重新进入波导口中的能量的一部分转化成了高次模(即不全部进入 EH_{11} 模)。

我们实际感兴趣的问题是波导激光器的镜子应当怎样适当地配置, 方能使 EH_{11} 模的耦合损耗最小。Abrams^[9]使用一定的简化假设, 分析得到 EH_{11} 模的耦合损耗与镜子的曲率半径 R 和镜子到波导口的距离 z 的关系如图 6 所示。其中 b 定义为“近似”高斯束的共焦参数,

$$b = \pi \omega_0^2 / \lambda, \quad (7)$$

这里 ω_0 是用场振幅最大值的 $1/e$ 值点定义的波导口处的光束半径, $\omega_0 = 0.6435a$ ^[9]。

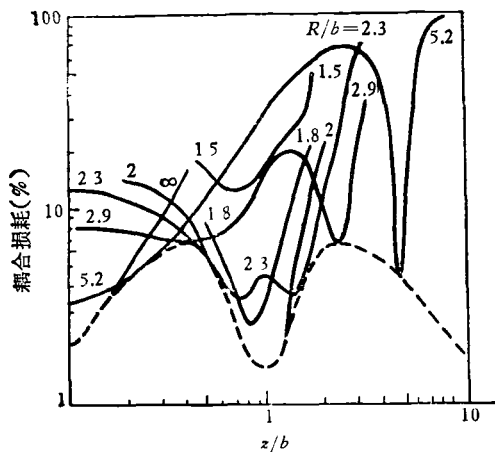


图6 EH_{11} 模的耦合损耗与规格化镜子距离 z/b 的关系

波长和孔径 a 一定的波导激光器， b 是一个常数。例如， $\lambda = 10.6$ 微米，当 $a = 0.75$ 毫米时， $b = 6.9$ 厘米；当 $a = 0.5$ 毫米时， $b = 3.1$ 厘米。

一般说来，对于 EH_{11} 模有三个低耦合损耗 ($< 2\%$) 的腔结构：

- (1) 非常靠近波导口的平面镜 ($z/b < 0.1$, $R/b \rightarrow \infty$).
- (2) 曲率中心大约在波导口的大曲率半径凹面镜 ($z \approx R \geq 8b$).
- (3) 焦点在波导口的凹面镜 ($z = b, R = 2b$).

利用“近似”高斯光束，可对上述低耦合损耗腔结构加以定性解释。因为距离波导口的距离为 z 的地方波前曲率是

$$R' = b(z/b + b/z). \quad (8)$$

当镜子表面与碰到镜子的波前相匹配时，可原样返回，所以耦合很有效。在波导口附近，波前比较平，所以平面镜有高的耦合效率。当 z 增加，由于发散，耦合损耗增加，并有

$$L \approx 57(z/b)^{3/2} \% \quad (z/b \leq 0.4). \quad (9)$$

当 z 很大时，波前变成弧形，只有适当曲率的凹面镜方可实现损耗很小的耦合。

从图 6 中的耦合损耗与 z 的关系，我们可以预计到波导气体激光器的输出功率 P 与 z 的关系如图 7。对于平面镜， P 随 z 的增加单调下降。对于凹面镜， $R \leq 2b$ 时， P 随 z 的变化

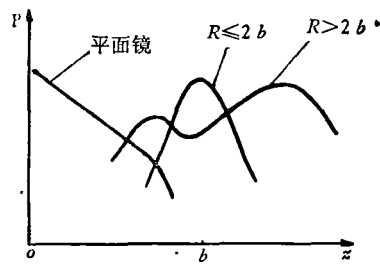


图7 输出功率 P 与 z 的关系

出现一个峰值。而当 $R \geq 2b$ 时， P 随 z 的变化将出现两个峰值。实验证实了上述预计。

在上述三种腔结构中，经常使用的是平面镜。若是要在腔内放置其它元件，可使用 $R = 2b, z = b$ 的结构。如若没有总长度限制，第二种腔结构可以得到很小的耦合损耗。

四、输出功率

和普通 CO_2 激光器一样，输出功率可用均匀展宽情况的公式进行计算^[10]，即

$$P = \frac{I_s A \sqrt{r_1 r_2} t_2 [g_0 l - \ln(r_1 r_2)]^{-1/2}}{(\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})}, \quad (10)$$

式中 A 为有效光束面积； t_2 为输出镜透过率； l 为放电长度； r_1, r_2 为两个反射镜的反射率，对于波导气体激光器， r_1 和 r_2 是考虑到扣除波导传输损耗和耦合损耗以后的反射镜反射率^[11]。

(10) 式表明， $P \propto I_s g_0$ 。理论与实验证明，饱和光强 $I_s \propto p^2$ ，而谱线中心的小信号增益 g_0 则随气压 p 的增加而降低，所以存在一个使输出功率最大的最佳充气压强 p_{opt} ，如图 8 所示。

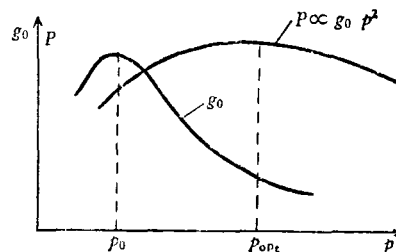


图8 输出功率与充气压强的关系原理图

若忽略波导激光器的所有损耗，输出功率为^[3,5]

或

$$P = Al, g_0 l, \quad (11)$$

$$P/l = Al, g_0.$$

按照相似放电的等比定律^[3], 在最佳充气条件与最佳放电电流情况下, g_0 与放电管直径 (即波导孔直径 $2a$) 无关; $I_s \propto \frac{1}{a^2}$; 而 $A = \pi a^2$, 所以 P/l 与 a 无关. 即不能期望使用小的波导孔径来提高从波导激光器所能得到的单位长度的输出功率. 例如, 目前波导 CO_2 激光器最高已达 0.41 瓦/厘米^[5]. 和一般 CO_2 激光器能够达到的 40—50 瓦/米相当.

五、振荡带宽

在均匀展宽情况下, 激光器停止振荡的频率偏为^[11]

$$|\nu_c - \nu_0| = \frac{\Delta\nu}{2} \left[\frac{g_0 l}{\ln(r_1 r_2)^{-1/2}} - 1 \right], \quad (12)$$

式中 ν_c 为振荡下降为零的频率; ν_0 为谱线中心频率; $\Delta\nu$ 为谱线的压强展宽宽度. 所以全振荡带宽为 $\Delta\nu_{\text{osc}} = 2|\nu_c - \nu_0|$.

Abrams^[12] 的实验测量得到, $\Delta\nu$ 与充气压强成正比, 并且与混合比和气体温度有关, 对于典型的波导 CO_2 激光器的气体混合, 在工作温度下, 展宽率为 4.5 兆赫/托^[4].

(12) 式表明, $\Delta\nu_{\text{osc}} \propto \Delta\nu_{g_0}$. 由于 $\Delta\nu$ 随充气压强 p 成正比地增加, 而 g_0 则随 p 的增加而降低, 所以存在一个使振荡带宽最大的最佳充气压强 p'_{opt} . 可以证明^[11], 使波导 CO_2 激光器的振荡带宽达到最大的最佳充气压强 p'_{opt} 也使输出功率达到最大.

在最佳充气条件与最佳放电电流情况下, g_0 与 p_{opt} 的大小无关, 而 $\Delta\nu$ 则随 p_{opt} 成正比例地增加, 所以 $\Delta\nu_{\text{osc}}$ 也与 p_{opt} 成正比例地增加, 即与放电管孔径 a 的大小成反比.

综上所述, 为了得到尽量宽的振荡带宽, 必须采用比较小的放电管孔径 a .

Abrams^[4] 采用 $a = 1$ 毫米 $l = 8.5$ 厘米的 BeO 波导管作成的波导 CO_2 激光器, 充气压强为 260 托, $r_1 = 0.99$, $r_2 = 0.97$, 计算得到的

$\Delta\nu = 1170$ 兆赫, 用 $g_0 = 0.005$ (厘米)⁻¹ 计算得到的 $2|\nu_c - \nu_0| = 1285$ 兆赫, 实验观测到的为 1.2 千兆赫, 与计算预计的很符合.

根据 (12) 式, $\Delta\nu_{\text{osc}}$ 还随波导 CO_2 激光器的增益长度 l 的增加和总损耗 (通过 r_1, r_2) 的减小而增加. 然而, 为使频率能在整个振荡带宽内连续调谐, l 的增加有一个上限. 因为, 若腔长 L_c 大于 $c/2\Delta\nu_{\text{osc}}$ 时 (c 为光速), 便出现第二个纵模振荡. 要克服这一限制, 以便使用更大的增益长度 l , 就需要采用纵模选择技术^[13].

六、波导 CO_2 激光器的结构

在波导 CO_2 激光器中, 容纳气体放电的放电管也就是光波导管, 因此, 放电管的结构不仅要有电学上的考虑, 而且要有光学上的考虑. 此外, 波导 CO_2 激光器工作气体的冷却是一个很突出的问题^[14]. 因为, 在最佳充气条件与最佳放电电流情况下, 波导管单位长度输入的电功率以及管轴上的气体温度与内壁上的温度之差都与放电管孔径 $2a$ 无关, 而作为冷却面积的波导管侧面积则随 a 成比例地减小, 所以波导孔径越小, 单位冷却面积需要传走的热量也越大, 对冷却方式和波导材料的导热性能的要求也就越高.

对于圆形和矩形波导管内外壁之间的温度差 ΔT_w , 可分别用以下公式加以计算.

对于圆形孔^[14],

$$\Delta T_w = \frac{P_{\text{in}}}{2\pi l k_w} \ln \frac{R_0}{R_i}, \quad (13)$$

式中 P_{in} 为在波导管中放电产生的功率; l 为波导长度; k_w 为波导材料的热导率; R_0, R_i 为波导管的外半径和内半径.

对于矩形孔:

$$\Delta T_w = \frac{b P_{\text{in}}}{2 a l k_w}, \quad (14)$$

式中尺寸 a 和 b 如图 9 所示.

ΔT_w 的公式表明, 波导材料的导热率越高, 波导壁越薄, 波导内外壁之间的温度差就越

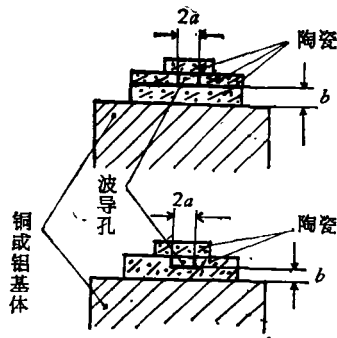


图9 陶瓷矩形空心波导横截面图

表2 几种常用材料的导热性能

材料	热导率(卡/厘米·秒·度)
BeO	5.24×10^{-1}
BN	$\sim 1 \times 10^{-1}$
Al ₂ O ₃	5.4×10^{-2}

小。表2中列出了几种常用波导材料的导热性能^[15]。由于热导率的大小与材料的纯度和质密程度很有关系,所以表中给出的数据只供参考。但是无论如何,从冷却波导CO₂激光器的工作气体的角度,BeO是最好的材料。

无论从波导传输损耗的角度,还是从放电管冷却的角度来说,孔径越小的波导CO₂激光器,越必须采用BeO陶瓷作波导介质材料。由于要求振荡带宽很宽的波导CO₂激光器,放电管孔径必须很小,因此,在这种波导CO₂激光器中,应当选用BeO作波导,尽管BeO有不少缺点,如有毒、较脆,致密性差等。但是,不要求振荡带宽很宽的波导CO₂激光器,波导孔径可以(而且应当)作得大一些,这时,也可以采用

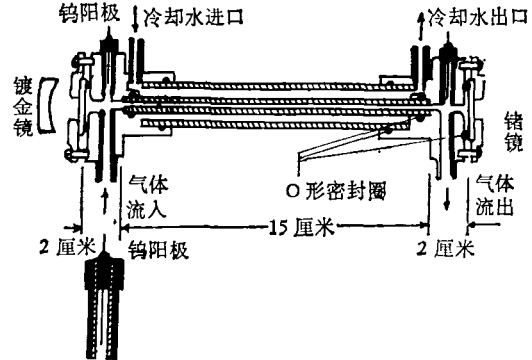


图10 装配式玻璃波导CO₂激光器

Al₂O₃或普通硼硅玻璃之类的材料作波导管。

下面介绍几个报道过的具体结构。

图10中给出了一种易于制作的试验用玻璃波导CO₂激光器^[16],放电管两端使用缩醛树脂加工成可拆卸的结构,并使用O型密封圈装配成激光管,因此,这种结构便于更换和改装。

图11给出的也是一个用玻璃作的波导CO₂激光器^[17],采用双放电,并用NaCl作放电管的窗片。光学谐振腔由一个150条/毫米的绕射光栅和一个固定在压电陶瓷上的镀金的凹面镜所组成。通过旋转光栅以选择激光跃迁;在增益线形内的振荡频率则是通过压电陶瓷稍微改变腔长来调整。在L=26.5厘米时,观察到的调谐范围在570兆赫以上。使用平面镜代替凹面镜时,腔长L_c可缩短到21.5厘米,调谐范围可超过700兆赫。

图12是使用两片具有台阶并经过抛光的Al₂O₃陶瓷组成的方波导CO₂激光器^[3]。在其中一个Al₂O₃陶瓷板上,打有三个孔,中间的

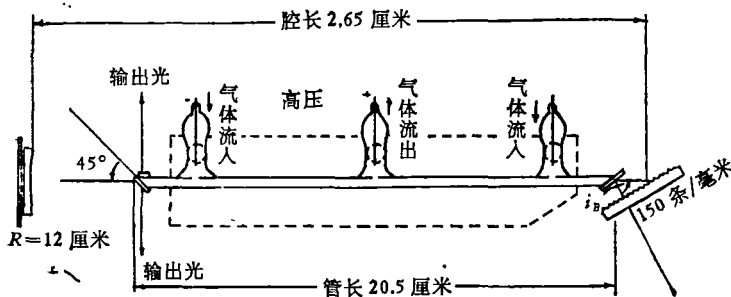


图11 频率可调的玻璃波导CO₂激光器

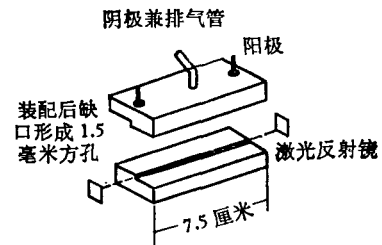


图12 Al₂O₃陶瓷方波导CO₂激光器

一个孔和一金属管封接以作阴极和排气管，两端的孔封以针形电极作阳极。

图 13 所示结构^[3]采用 99.5% 纯度的 BeO 竿 (12.9 厘米) 钻出直径 2.25 毫米的孔作成波导管，激光器的冷却使用流动的绝缘的碳氟 (fluorocarbon) 液体，从该激光器得到了目前最高的单位长度输出 (410 毫瓦/厘米)。使用殷钢外壳和压电陶瓷，可得到频率稳定而可调的

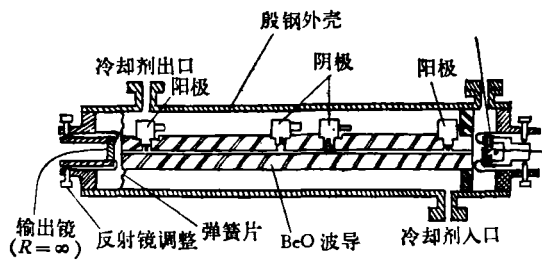


图 13 频率可调的 BeO 圆波导 CO₂ 激光器

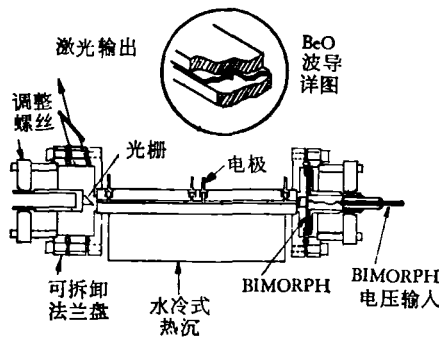


图 14 频率可调的 BeO 方波导 CO₂ 激光器

输出。反射镜的角度调整是利用殷钢的微弱易变形性通过四个螺丝来调整的。

图 14 所示的结构采用四片 BeO 组成 1 毫米见方的波导^[4]，并使用水冷式热沉通过一片 BeO 陶瓷冷却波导中的工作气体。激光器的输出是从一个 150 条/毫米的绕射光栅的零级反射中耦合出来。光栅起谱线选择器的作用并使振荡为线偏振模。

参 考 文 献

- [1] P. W. Smith, *Appl. Phys. Lett.*, 19-5(1971), 132—134.
- [2] J. J. Degnan, *Appl. Phys.*, 12(1976), 26.
- [3] R. L. Abrams, *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-9 (1973), 940.
- [4] R. L. Abrams, *Appl. Phys. Lett.*, 25(1974), 304.
- [5] D. R. Hall, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 10(1977), 1—6.
- [6] D. R. Hall, *J. Appl. Phys.*, 48-3(1977), 1212
- [7] E. A. J. Marcatili, *B. S. T. J.*, 43(1964), 1783.
- [8] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, New York, 1974.
- [9] B. L. Abrams, *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-8 (1972), 838.
- [10] W. W. Rigrod, *J. Appl. Phys.*, 36(1965), 2487.
- [11] J. J. Degnan, *J. Appl. Phys.*, 45(1974), 257.
- [12] R. L. Abrams, *Appl. Phys. Lett.*, 25(1974), 609.
- [13] W. R. Leeb, *Appl. Opt.*, 14(1975), 1706.
- [14] H. Shields, *J. Appl. Phys.*, 48-11(1977), 4807—4808.
- [15] A. Papayocanou, *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-13 (1977), 27—29.
- [16] 木村滋な，電波研究所季報，(1976)，151—162.
- [17] M. Lyszyk et al., *J. Phys. E: Scientific Instruments*, 10-11(1977), 1110—1112.

光 学 场 的 相 干 性

詹 达 三

(中国科学院物理研究所)

一、引 言

电磁波的干涉和衍射现象常常是用理想的相干振动或理想的不相干振动来描述的，完全

不考虑居于两者之间的部分相干状态。其实上述两种情形都是数学上理想化的极端情形。

大约在 1869 年，Verdet 证明了：如果两个针孔的间距小于 0.05mm 的话，由太阳照明的这两个针孔来的光束在杨氏干涉实验中也能