

## 具有模体积形状放电管的 He-Ne 激光器

王 诺 唐令西 强春生 王英才

(西北大学物理系, 西安)

### A He-Ne laser with discharge plasma tube of mode-volume shape

Wang Nuo, Tang Lingxi, Qiang Chunsheng, Wang Yingcai

(Department of Physics, North-west University, Xi'an)

**提要:** 本文按照腔内模体积几何形状来设计放电等离子体管, 提高了激光增益。文中给出了此类放电管的热成型工艺, 并测量了两种类型的放电等离子体管的增益特性。

**关键词:** 模体积形状, 放电等离子体管, 圆柱形管

He-Ne 激光器中获得证实。

### 一、引 言

光腔的理论指出, 对于具有球面腔结构的放电激励气体激光器来说, 采用圆柱形放电管是不适宜的, 尤其是当放电长度较长时。

另外, 由于直而长的、内径尺寸精确的圆柱形放电管, 通常不易得到, 因而在设计中常常放宽孔径尺寸, 或者为可靠地获得基模 (TEM<sub>00</sub>), 又不得不适当地减小孔径, 这样制作的长激光管, 往往在模式和输出功率方面不能同时获得保障。

为克服上述困难, 本文在已往工作的基础上<sup>[1]</sup>, 按照腔内模体积的几何形状来设计放电管<sup>[2]</sup>, 并利用二次成型工艺, 制作出内孔形状为双曲面、圆柱形和长圆台形的放电管。分析表明, 对于平-凹谐振腔、双曲面放电等离子体管, 有助于提高小信号增益和基模输出功率。这一结论已在制作的 CO<sub>2</sub> 激光器和

### 二、放电等离子管的设计

通常, He-Ne 激光放电管, 多采用圆柱形的毛细管, 虽然也曾使用矩形放电管, 但输出光束为高阶模<sup>[3]</sup>。

在一般稳定球面腔中, 基模振荡高斯光束的光斑直径  $W(Z)$  沿腔轴随坐标  $Z$  按双曲线规律而改变<sup>[4]</sup>:

$$\frac{W^2(Z)}{W_0^2} - \frac{Z^2}{f^2} = 1 \quad (1)$$

式中,  $W_0$  为束腰,  $W_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} [L(R-L)]^{\frac{1}{2}}$ ,  $f$  为共焦参数,  $f^2 = [L(R-L)]$ ,  $R$  为曲率半径,  $L$  为腔长。显然, 两个腔镜面上的光斑尺寸并不相等, 致使光束不能最大限度地来“填充”放电等离子体管中所约束的激活介质。

为克服此困难, 我们按照腔内膜体积的

收稿日期: 1988年1月7日。

几何形状(遵从式(1)),来设计放电孔径,实现激活体积与模体积之间的“最佳匹配”。为此,我们采用了有芯成型技术,对柱形放电管进行二次成型。其做法是:首先,由选取的腔型(平-凹腔)和给定的腔参数,求得 $W_0(Z=0)$ 的值,再由下式

$$D_z = K'W(Z) \quad (2)$$

求出 $Z=0$ 处的直径 $D_0$ 值。式中 $K'$ 为常数,为使其孔径的衍射损耗保持在合理的低值,并能可靠地获得基模( $TEM_{00}$ ), $K'$ 的取值应使得 $D_0 < ZX_1$ 。 $ZX_1$ 为 $TEM_{10}$ 模在平面镜上的光斑尺寸。 $X_1$ 的值由下式给定:

$$e^{-\frac{3}{2}} \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{R_1^2 L}{R_1 - L} \right)^{\frac{1}{4}} = X_1 \exp \left[ \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{R_1 - L}{R_1^2 - L} \right)^{\frac{1}{2}} X_1^2 \right] \quad (3)$$

计算与实验表明, $3 < K' < 4$ 较为适宜。

求得 $W_0$ 之后,再将 $Z=Z_1, Z_2, \dots, Z_L$ 代入(1)式,求出一系列 $W(Z)$ ,最后再由式(2)求得相应的 $D_1, D_2, \dots, D_L$ 值。依照这些值来加工芯棒。芯棒成型后,放入被成型的玻管中,经加热直至玻管软化温度,借助真空收缩技术,即可控制成具有模体积几何形状的放电管。

### 三、双曲型放电管结构的 He-Ne 激光器的制作

激光器的制作工艺与普通 He-Ne 管相同,但凹面镜需靠近放电孔径较大的一端。我们利用此类放电管,制作出的全外腔 He-Ne 激光器,每米放电长度可获得基模功率 60 mW 以上;功率稳定度每小时小于  $\pm 15\%$ 。预计在实现最佳耦合条件下,输出功率还将会有所提高。

此外,为了比较模体积形状的放电等离子体管与圆柱型的放电管对腔内增益和输出功率的影响,我们制作了具有不同类型放电管结构的全外腔 He-Ne 激光器。其中放电

长度 $l=850$  mm,放电孔径分别按式(2)和式(3)来选取,并使其双曲形放电管的最大直径近似地等于圆柱形放电管的直径。器件制成后,在相同的气压、气比和运转参数以及采用同一腔型和腔参数的条件下,测得这两支激光管的最大输出功率分别为 $P_{\text{双曲}}=30.6$  mW,  $P_{\text{圆柱}}=22.5$  mW。并且利用“极大损失法”,按照图1的装置,分别测定了腔内的增益。实验结果如图2所示。从测得的曲线(A)可知,当光腔内放置的光学平板转至与光轴的夹角为 $\theta_1=13^\circ 5'$ 时,激光器处于临界振荡状态,因此,借助菲涅耳公式:

$$R(\theta) = \frac{\operatorname{tg}^2 \left[ \theta - \arcsin \left( \frac{1}{n} \right) \sin \theta \right]}{\operatorname{tg}^2 \left[ \theta + \arcsin \left( \frac{1}{n} \right) \sin \theta \right]}$$

以及下式

$$\alpha_1 = [1 - R(\theta)] \times \{1 + R(\theta) + [1 - R(\theta)] \times [R(\theta) + R_2 - R_2 R(\theta)] + [1 - R(\theta)]^2 [R(\theta) + R_1 - R_1 R(\theta)]\}$$

可求出单程反射损耗为 $\alpha_1=1.97\%$ ,若取腔内的衍射损耗 $\alpha_d=1\%$ ,则可求得增益系数 $g_1=9.2\%$ (取 $n=1.53, R_2=0.998, R_1=0.97$ )。

同样,对圆柱形放电管的 He-Ne 激光

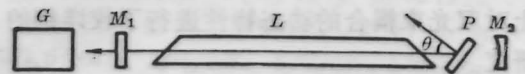


图 1

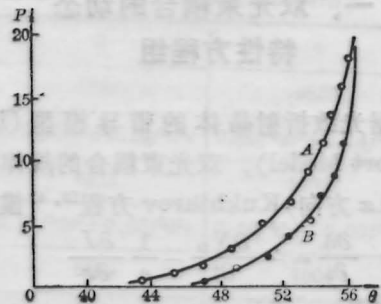


图 2

(下转第 482 页)

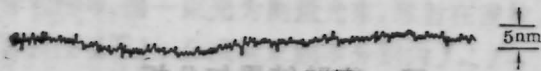


图2 Talysurf触针仪的表面轮廓测量复性,图2为放大的Tolysurf-6型金钢石触针仪对同一光学表面的高度测量曲线,高度起伏测量的均方根值RMS为4.0nm。比较光学超外差法和触针仪的测量结果,两者仅相差一个小量,主要由于两种测量仪本身的测量精度所产生的。

精密测量中,空气扰动对测量精度的影响较大,因此,干涉光路需调节至最佳状态。当入射光束在渥拉斯顿棱镜中的分束点偏离透镜后焦点时,两束由待测表面反射的反射光束,经透镜和渥拉斯顿棱镜后,将不完全重合。它们各自光程受气流影响的增大,导致了其光程差的不断波动,在示波器上,即可观察到测量信号的持续抖动。同时,入射光束和反射光束的中心距离应尽可能小,使两反射光束在渥拉斯顿棱镜中的共光束点与入射光的分束点尽可能接近,则两反射光束经过渥拉斯顿棱镜后,能更好地重合。另外,相位测量系统与计算机相连,对大量数据取平均,减小由空气扰动所产生的随机误差对测量的

(上接第461页)

器,测得当 $\theta_2=10^\circ 41'$ 时,振荡处于临界状态,从而可求得 $\alpha_2=2.72\%$ ,及 $g_2=7.78\%$ 。

#### 四、放电等离子体管的特性的初步分析

跟柱型放电管相比,具有模体积几何形状的放电等离子体管,其光场的空间分布形式与激活介质中反转粒子数的分布形式大体相同,因而,可产生最有效的感应辐射速率<sup>[5]</sup>。

另外,在此类放电管中,腔内的激活介质已被最大限度地基模光束所“填充”,从而减少了对基模无贡献的激活体积,这样有效放电空间将相对减小。这就意味着该放电管具

影响。

#### 四、结 论

实验结果和理论分析表明,光学超外差方法是一种高精度的光学表面粗糙度测量方法,其高度测量灵敏度为0.1nm量级,且干涉仪不需要参考面,待测表面可以是镀膜的、非镀膜的和任何高度分布统计规律的表面,避免了散射测量和多光束干涉测量中,测量精度受限于参考面、镀膜面和表面高度分布规律的现象。同时,干涉仪的非接触测量,避免了表面划痕的现象。

#### 参 考 文 献

- 1 J. Zavislan, *Laser Focus*, 21(9), 82(1985)
- 2 王景山, *光学技术与信息*, (1), 26(1986)
- 3 J. M. Bennett, *Appl. Opt.*, 15(11), 2705(1976)
- 4 J. M. Bennett, *Appl. Opt.*, 20(10), 1785(1981)
- 5 胡岳风, *光学技术*, (2), 2(1984)
- 6 梁铨廷, *物理光学*, (机械工业出版社, 1980) 211
- 7 梁铨廷, *物理光学*, (机械工业出版社, 1980) 283
- 8 赵克功, *计量与仪器*, (3), 2(1977)
- 9 郭继华, *清华北大理工学报*, 2(4), 53(1975)
- 10 中国计量院, *物理*, 2(1), 35(1973)
- 11 林跃, 周志尧, 王润文, *中国激光*, 15(11), 652(1988)

有较小的平均有效放电孔径,于是伴随孔径的减小,激光下能级 $Ne(2p_1)$ 的弛豫速率将增强,从而间接地扩大了粒子数反转的差值。故这种放电管可提供较大的小信号增益和较大的输出功率密度;高阶模的模体积也受到较大的抑制,从而能可靠地获得高功率基模输出。

#### 参 考 文 献

- 1 强春生 *et al.*, *应用激光联刊*, (1), 52(1981)
- 2 Wang Nuo, *ISLA'87 Technical Digest*, 113(1987)
- 3 凌一鸣, *应用激光*, 7(1), (1987)
- 4 G. Hucbt., *Introduction to Opt. Electronics*, 66(1976).
- 5 气体激光编写组, *气体激光(下册)*, 上海人民出版社, 1975, 35