

一种测量 CO₂ 激光器小信号增益的方法

Abstract: A method of measuring small signal gain of CO₂ lasers is studied by using a CdTe crystal as a loss tunable cell in the cavity. By using the equivalent cavity mirrors and considering the thermo-lensing effect, the small signal gains of lasers in different structures were measured.

一、引言

测量 CO₂ 激光器的小信号增益, 通常是将被测放电管作为一支放大器, 测量其放电时的输入输出光强; 或者在腔内插入衰减片, 测量其停振时的腔损耗。这里我们提出另一种可以方便地测量小信号增益的方法。该方法是在腔内置入一个电光晶体, 由于晶体的损耗可随加在它上面的电压而连续地改变, 于是便得到一种可连续调整腔内损耗的元件。改变施加在晶体上的电压, 很容易测出恰好使激光振荡停止的阈值电压。然后根据内腔耦合调制的理论, 也就很容易算出不同电压下由晶体引入的损耗, 从而也就得到放电管的小信号增益。

二、损耗连续可变原理

为了分析腔内置入含电光晶体的谐振腔, 如图 1 所示, 我们虚设一个等效平面镜 M_e 来代替调制晶体、ZnSe 布氏窗和输出 Ge 平面镜的作用^[1], 其等效反射率 R_e 和等效透射率 T_e 是一个与调制过程有关的量。分析光束在腔内所受到的损耗后, 我们可得到 T_e 和 R_e 的关系;

$$T_e = I_c/I_i = a_0 \eta (1 - R_m)^4 e^{-2\alpha_m l_m} R_2 \sin^2 \Gamma \quad (1)$$

$$R_e = I_5/I_4$$

$$= a_0^2 (1 - R_m)^4 e^{-2\alpha_m l_m} R_2 (1 - \alpha_2) (1 - \alpha_f) \cos^2 \Gamma \quad (2)$$

式中 a_0 为 ZnSe 布氏窗对平行偏振分量的吸收率; η 为布氏窗对垂直偏振分量的耦合系数。 R_m 为调



图 1 插入电光晶体的谐振腔

制晶体的端面反射率, α_m 为晶体的吸收系数, l_m 为晶体长度。 R_2 为 G_e 平面镜镀膜后的反射率, Γ 为单程位相延迟。 α_2 为 G_e 片的吸收、散射等损耗; α_f 为平面镜端衍射损耗。同样也可以得到镀金凹面反射镜的等效反射率为

$$R_c = \begin{cases} (1 - \alpha_c)(1 - \alpha_1), & \text{对半内腔管} \\ \alpha_0^2(1 - \alpha_c)(1 - \alpha_1), & \text{对全外腔管} \end{cases} \quad (3)$$

式中 α_c 为凹面镜端的衍射损耗, α_1 为镀金片的吸收散射等损耗。

衍射损耗 α_f 和 α_c 与放电气体的热透镜效应和电光晶体的折射率有关。根据模象理论^[2], 热透镜效应可等效为一个位于放电管中部的薄负透镜, 如图 2 所示。用可调焦平行光管测量凹面镜反射叉丝在放电和不放电时的位置 A' 和 A , 则可得到负透镜焦距 f 满足:

$$-\frac{1}{R_1 - d_1} + \frac{1}{R'_1 - d_1} = \frac{1}{f} \quad (4)$$

若能找到一个等效球面镜 R'_1 来代替反射镜 R_1 和负透镜 f 的共同效果, 便可将三镜腔问题简化为两镜腔来处理。按照等效原则: 等效腔镜所处的高斯光束波面与原谐振腔该处波面相同, 则可由下

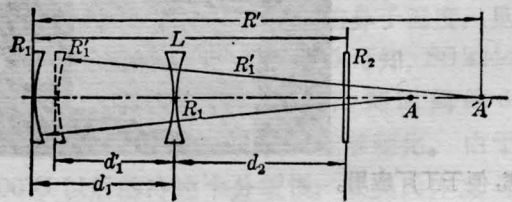


图 2

图中 R_1 为凹面谐振腔镜, R'_1 为考虑放电气体热透镜效应后的等效球面镜, d_1 为 R_1 镜到热负透镜 f 的距离, d'_1 为 R'_1 镜到 f 的距离, d_2 为 f 镜到平面谐振腔镜 R_2 的距离, L 为谐振腔长度

式确定等效镜位置为

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_1'} = \frac{1}{f} \quad (5)$$

d_1' 在 f 左方为负。再由几何关系:

$$R' - d_1 = R_1' + d_1' \quad (6)$$

便可确定等效镜的曲率半径。

若在腔内放入 CdTe 晶体, 其折射率为 2.67, 因而腔的有效长度将变为 $L + (2.67 - 1)d$, 且晶体左端元件离 G_0 平面镜的距离都将增加 $(2.67 - 1)d$ 。考虑热透镜效应和晶体折射率的影响后, 最后确定出等效无源腔的结构。再根据无源谐振腔的理论就可以求得 CdTe 和毛细管两个有效光阑处的光斑半径, 从而得出它们的有效菲涅耳数为

$$N_{ef} = a_i^2 / \pi \omega_i^2 \quad (7)$$

式中 a_i 为孔径限度, ω_i 为孔径处光束半径。最后, 根据球面平凹腔的衍射理论, 数值求解衍射积分方程, 便可得到不同菲涅耳数对应的衍射损耗值, 绘出 N_{ef} 与衍射损耗的关系曲线^[3], 从中可方便地查出相应于 N_{ef} 的衍射损耗 α_f 和 α_o 。

上面求得的有效反射率 R_o 和 R_e 已经考虑了腔内的所有损耗来源, 并将调制过程等效成了腔镜透过率和反射率的变化。注意到(2)式中 $\Gamma = \pi V / V_\pi$, V_π 为晶体的半波电压, 可知 R_o 随晶体上所加电压而连续地变化, 从而实现了腔内损耗的连续调整。当电压 V 等于某一阈值电压 V_o 时, 激光振荡恰好停止, 此时腔内损耗便等于放电管的增益系数, 即:

$$g_o L = -\ln \sqrt{R_o \cdot R_e(V_o)} \quad (8)$$

调整晶体上的电压, 观察输出功率 P_o 的变化, 很容易测得阈值电压 V_o 。

三、实验结果

实验中, 我们采用一块 $3 \times 3 \times 50 \text{ mm}^3$ 的 CdTe 电光晶体, 测量了一支半内腔 CO_2 激光器的小信号增益。该管凹面镜曲率半径 1.35 m, 放电后热透镜叉丝距凹面镜 1.50 m; 放电长度 60 cm, 管径 7 mm, 腔长 1.2 m, 毛细管远端管口距平面镜 116 cm, CdTe 远端通光孔距平面镜 9 cm。计得腔内衍射损耗 $\alpha_f = 27\%$, $\alpha_o = 30\%$ 。由此得到不同电压下的等效反射

率为:

$$\begin{cases} R_o(V) = 0.637 \cos^2[0.988 \times V(\text{kV})] \\ R_e = 0.686 \end{cases} \quad (9)$$

实验测得 $V_o = 540 \text{ V}$, 从而获得该放电管的小信号增益

$$g_o L = -\frac{1}{2} \ln(0.686 \times 0.489) = 0.55$$

我们还改变管结构和腔型, 对一支全外腔激光管进行了增益测量。全外腔管凹面镜曲率半径 1.03 m, 放电后热透镜叉丝距金片 1.09 m, 放电长度 60 cm, 管径 8 mm, 腔长 96 cm, CdTe 和毛细管有效光阑分别距平面镜 8.7 cm 和 83 cm。计算出腔的衍射损耗 $\alpha_f = 3\%$, $\alpha_o = 23\%$, 即

$$\begin{cases} R_o = 0.847 \cos^2[0.988 \times V(\text{kV})] \\ R_e = 0.7531 \end{cases} \quad (10)$$

实验测出 $V_o = 750 \text{ V}$, 则得小信号增益为 $g_o L = 0.53$ 。

另外, 从(9)式和(10)式都可以看出, 腔内的损耗可随晶体上所加电压而连续地改变, 从而导致等效反射率随电压而变。这就提供了一种可用电压控制连续地改变腔内损耗的元件。腔损耗的调整范围从 $1 - \sqrt{R_o R_e(0)}$ 到 $1 - \sqrt{R_o R_e(V_o)}$ 。对实验所用的半内腔管, 损耗可调整范围为 33.9% 到 43.1%。全外腔管损耗可调范围从 20.1% 到 41.1%。

最后, 作者衷心感谢冯志超教授和乐时晓高工对本文的指导。

参 考 文 献

- [1] A. L. Waksberg; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1973, QE-9, No. 11, 1086~1097.
- [2] H. Kogelnik; *Bell Syst. Tech. J.*, 1965, 44, No. 3, 455~495.
- [3] W. Müller et al.; *Opt. Commun.*, 1978, 24, No. 1, 143~145

(成都电讯工程学院 戴伐 曾昭信 何舜华
1986年6月2日收稿)

简 讯

应'87国际激光会议(中国厦门)邀请, 诺贝尔化学奖获得者、美国加州大学(伯克利)李远哲博士将在'87国际激光会议全体大会上作特邀报告, 报告题目为“New Approaches for IR Absorption Spectroscopy of Gases”。

(罗宁一)