

高增益激光的饱和效应和最佳输出耦合

S. B. Zhu

楼祺洪

(皮秒和量子辐射实验室, 德克萨斯技术大学, 美国)

(中国科学院上海光机所, 201800)

提要: 本文在均匀和非均匀谱线加宽情况下, 计算了高增益介质在不同小信号增益系数和吸收系数下的激光输出特性, 并讨论了饱和效应和最佳输出耦合。

关键词: 高增益激光, 饱和效应

Saturation effects and optimum output coupling in high gain lasers

S. B. Zhu

(Picosecond and Quantum Radiation Lab., Texas Tech. University, Lubbock, TEXAS 79409 USA)

Lou Qihong

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

Abstract: The laser output characteristics were calculated at various small signal gains and net absorption coefficients for both homogeneously broadened and inhomogeneously broadened high gain medium. The saturation effects and the optimum output coupling in high gain lasers were discussed.

Key words: high gain lasers, saturation effect

一、引 言

Rigrod^[1~3] 采用稳态近似计算了均匀加宽高增益激光的饱和效应。Rokni^[4] 和 Rice^[5] 等分别将这个模型用于 KrF 和 XeF 准分子激光器中, Schindler^[6] 用这个模型计算了带有常数损耗的均匀加宽激光增益介质, 确定了最佳输出耦合和最大提取效率。这种分析方法还可以推广到具有不均匀损耗的介质腔中^[7] 以及非均匀谱线加宽的情况。

本文在均匀和非均匀谱线加宽情况下, 计算了高增益介质在不同小信号增益系数和吸收系数下的激光输出特性, 并讨论了饱和效应和最佳输出耦合。采用一定的近似方法, 获得了最佳输出耦合和最大输出强度与小信号增益系数和激光跃迁波长下非饱和吸收系数之间的函数关系。这些计算及函数表达式对于激光谐振腔的设计和激光器性能的理论分析都有一定的参考意义。

二、具有均匀加宽介质的谐振腔

如图 1 所示, 具有窗口 W_1 和 W_2 的气体激光介质, 由反射镜 M_1 和 M_2 组成谐振腔。其

增益介质长度为 L_p , 谐振腔腔长为 L_0 。 M_1 和 W_1 的总等效反射率为 R_a ; M_2 和 W_2 的总等效反射率为 R_b 。 这种谐振腔的输出功率可表达为:

$$P_{out} = T_{W_2} T_{M_2} \phi_s (S/R_b)^{1/2} \tag{1}$$

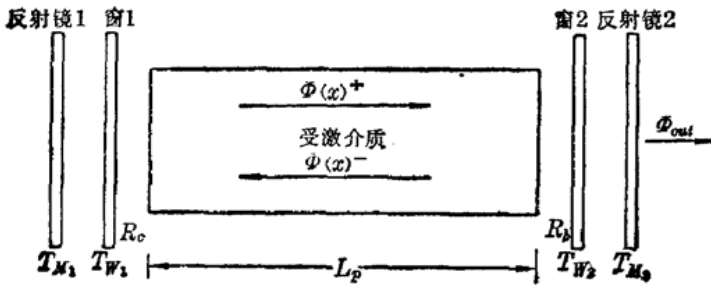


图 1 激光谐振腔示意图

式中 T_{W_2} 和 T_{M_2} 分别表示窗口 W_2 和反射镜 M_2 的透过率(在激光波长下), ϕ_s 为饱和激光场强, 在均匀加宽激光介质情况下, 它表示在这个激光场强下, 介质的增益系数为小信号增益系数的 $1/2$ 。

一般而言, 输出窗口的透过率可采用增透膜技术做得很高, 即 $T_{M_2} \approx 1$ 。 如

果忽略输出反射镜本身对激光的吸收, 则有 $T_{M_2} \approx 1 - R_b$ 。 由此, 公式(1)可简化为:

$$P_{out} \approx (1 - R_b) \phi_s (S/R_b)^{1/2} \tag{2}$$

其中 S 是一个与位置无关的参量, 它定义为:

$$S \equiv \sqrt{\phi^+(x)\phi^-(x)} / \phi_s \tag{3}$$

式(3)中 $\phi^+(x)$ 和 $\phi^-(x)$ 分别表示激光谐振腔中正、反二个方向传播的激光场强, 其物理意义表示正反二个方向传播的激光场强分量的几何平均。 S 值可以从解下列方程求得:

$$\ln \sqrt{R_a R_b} - K_1 L_p = \frac{\gamma}{\beta^+ + \beta^-} \cdot \ln \frac{(\sqrt{\frac{S}{R_b}} - \beta_+) (\sqrt{S R_a} - \beta_-)}{(\sqrt{\frac{S}{R_b}} - \beta_-) (\sqrt{S R_a} - \beta_+)} \tag{4}$$

式(4)中 γ 为净小信号增益与非饱和吸收之间的比例系数

$$\gamma \equiv (g_0 - K_2) / K_1 \tag{5}$$

K_1 和 K_2 分别表示不存在激光腔内场时的非饱和与饱和吸收系数; g_0 为小信号增益系数。 而

$$\beta_{\pm} \equiv \frac{1}{2} \left[(\gamma - 1) \pm \sqrt{(\gamma - 1)^2 - 4S} \right] \tag{6}$$

文献[5]针对电子束泵浦 KrF 激光的参量进行了一些数值计算。 为了获得在更广泛范围内的理论计算结果, 本文在较宽的 γ 值(3~11)及 $(g_0 - K_2)L_p$ (1~13)条件下进行了参量 S 随 T_{M_2} 的变化曲线, 在计算中假定 $R_a = 100\%$, $T_{W_1} = 100\%$ 。 这些计算结果, 由于其参量范围较大, 不仅可对应于高强度电子束泵浦准分子激光, 而且亦可对应于放电型低功率的准分子激光。 从图 2 的两组曲线可见, S 值随 T_{M_2} 的增大与单调下降, $(g_0 - K_2)L_p$ 愈小, S 值随 T_{M_2} 的增大下降愈快。

在上述条件下, 我们还计算了 ϕ_{out}/ϕ_s 随 T_{M_2} 变化的关系曲线。 对于不同的净增益长度乘积, 对应于不同的最佳输出耦合。 例如, 当 $(g_0 - K_2)L_p = 1$ 时, 最佳输出耦合为 35~40%; 而当 $(g_0 - K_2)L_p = 3$ 时, T_{M_2} 最佳值为 75~80%; 如果 $(g_0 - K_2)L_p \geq 5$, 则 T_{M_2} 最佳值会大于 90%。

图 3 的结果还表明, 一旦 $(g_0 - K_2)L_p$ 确定后, γ 值的变化仅影响曲线峰值大小, 而对 T_{M_2} 最佳值的影响不大。 这一结果在准分子激光器谐振腔输出耦合的选择上具有参考意义。

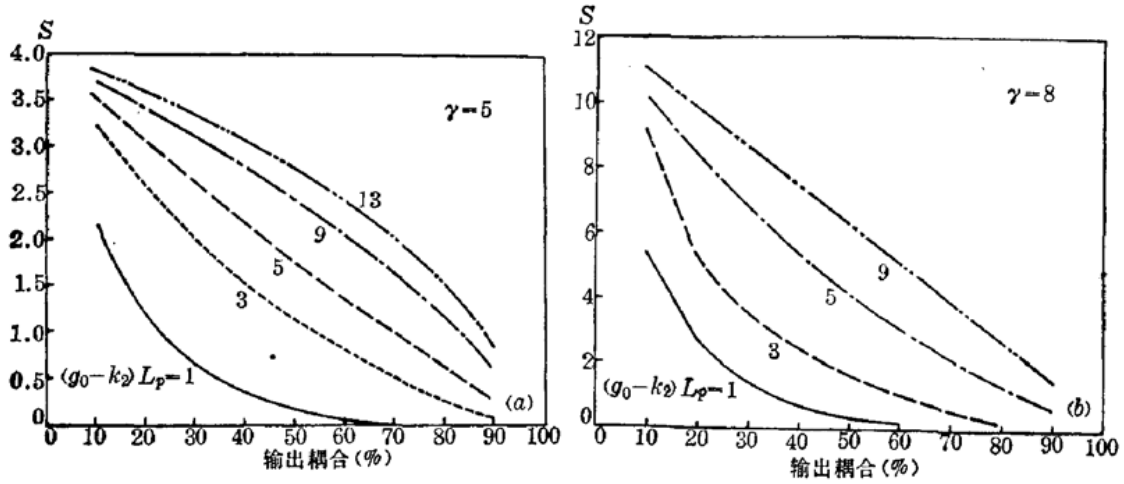


图 2 均匀加宽情况下,不同 γ 值时参量 S 与输出耦合率之间的关系

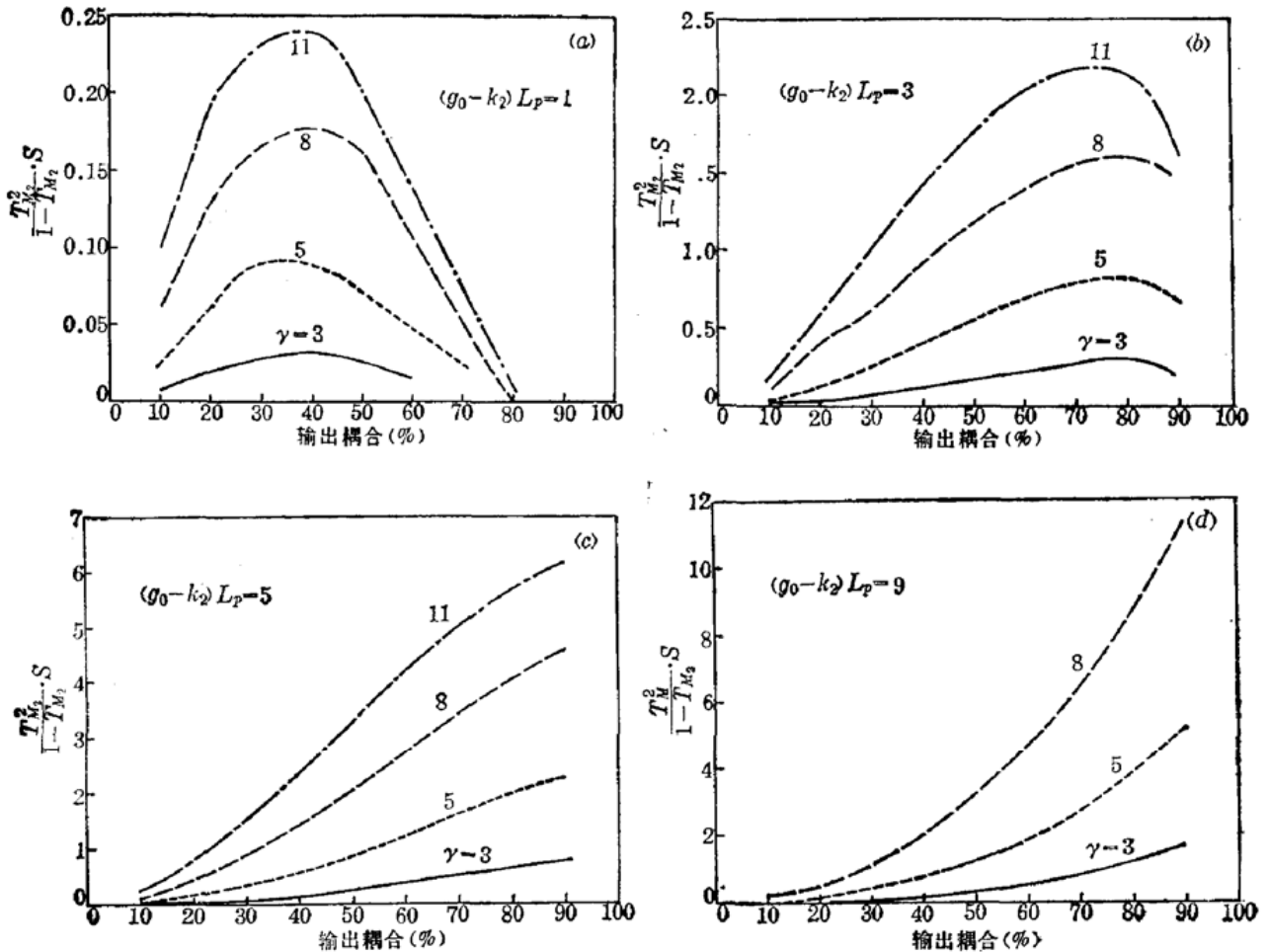


图 3 不同参量下, $T_{M_2}^2 S / (1 - T_{M_2})$ (该值正比于激光功率) 与输出耦合率之间的关系, 此时介质为均匀加宽

三、具有非均匀加宽介质的谐振腔

文献[4~6]的计算分析都是对均匀加宽介质而言, 本文将这种方法推广到非均匀加宽介质, 此时参量 S 满足下列方程:

$$K_2 L_p = \ln \sqrt{\frac{R_a}{R_b}} + \gamma \int \frac{\sqrt{SR_b} + \sqrt{\frac{S}{R_b}}}{\sqrt{SR_a} + \sqrt{\frac{S}{R_a}}} \frac{dz}{(\gamma - \sqrt{1+z})\sqrt{z^2 - 4S}} \quad (7)$$

图4给出 $\gamma=3$ 和 8; $(g_0 - k_2)L_p=1, 3, 5, 9$ 和 13 时, S 随 T_{M_2} 的变化曲线。与均匀加宽时计算结果图 2 相比, 二者呈现相同的变化趋势, 而图 4 中 S 值随 T_{M_2} 增加的下降趋势比图 2 略快一些。 ϕ_{out}/ϕ_s 与 T_{M_2} 的关系曲线由图 5 给出。

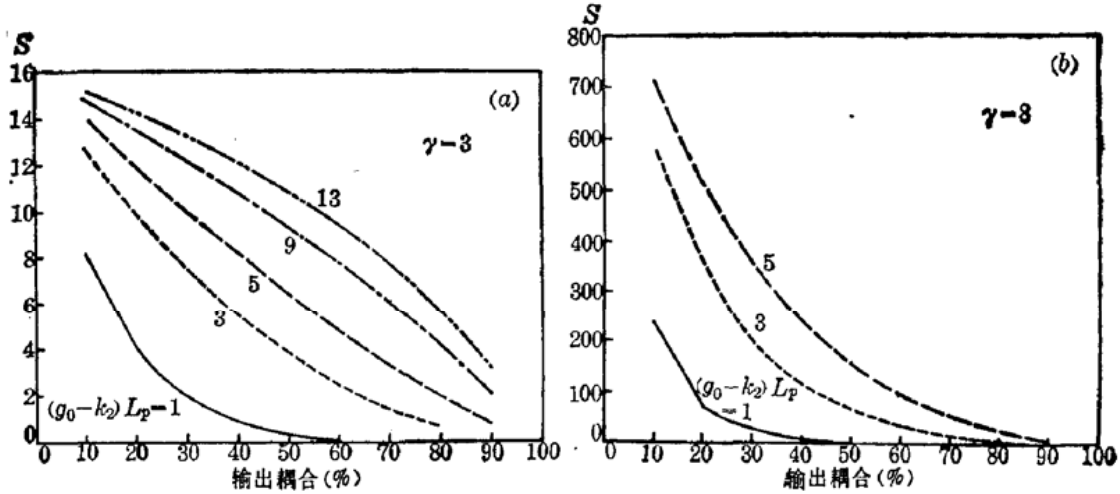


图4 非均匀加宽情况下,不同 γ 值时参量 S 与输出耦合率之间的关系

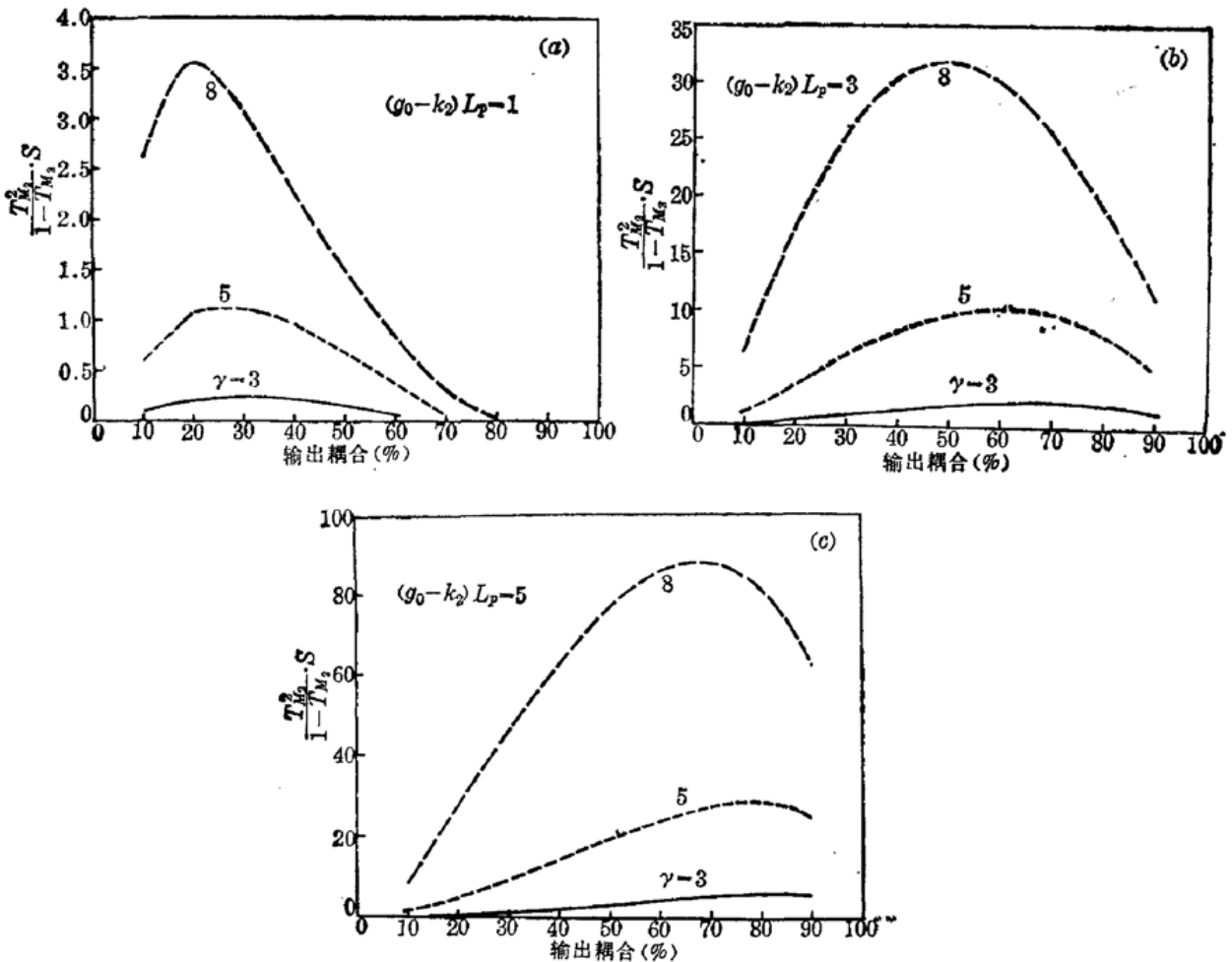


图5 不同参量下, $T_{M_2}^3 / (1 - T_{M_2})$ (该值正比于激光功率) 与输出耦合率之间的关系, 此时介质为非均匀加宽

当 $(g_0 - K_2)L_p = 1$ 时, 最佳输出耦合为 20~30%; 而当 $(g_0 - K_2)L_p = 3$ 时, T_M 最佳值为 50~70%, 因为它还取决于 γ 值的大小, 当 $\gamma = 8$, T_M 最佳值为 50%; γ 值为 3 时, T_M 最佳值上升到 70%。进一步将 $(g_0 - K_2)L_p$ 增大到 5, T_M 最佳值随 γ 值的不同在 65% 以上。由此可见, 对于非均匀加宽激光介质, 由 γ 和 $(g_0 - K_2)L_p$ 二个参量才能确定最佳输出耦合系数, 而对于均匀加宽激光介质, 起决定性因素的是 $(g_0 - K_2)L_p$, γ 的影响较小。

利用公式(4)和(7)可以计算激光谐振腔内的增益分布。图 6(a)和(b)分别给出均匀加宽和非均匀加宽情况下不同的 γ 和 T_M 值下的相对增益分布。这些结果表明, 除了 $T_M \geq 90\%$ 的情况, 腔内的增益分布基本上是均匀的。

将激光介质作放大器使用时, 由增益分布还可以计算放大倍数随 $(g_0 - K_2)L_p$ 值的变化曲线。除了 γ 因子之外, 放大倍数还与输入场强 $\phi(0)$ 的大小有关。当 $\phi(0)$ 分别为 10^{-2} 和 10^{-6} 时, 前者显示出明显的饱和特性。相对于均匀加宽情况而言, 非均匀加宽曲线显示出在较小的 $(g_0 - K_2)L_p$ 值下呈现饱和的趋势(图 7)。

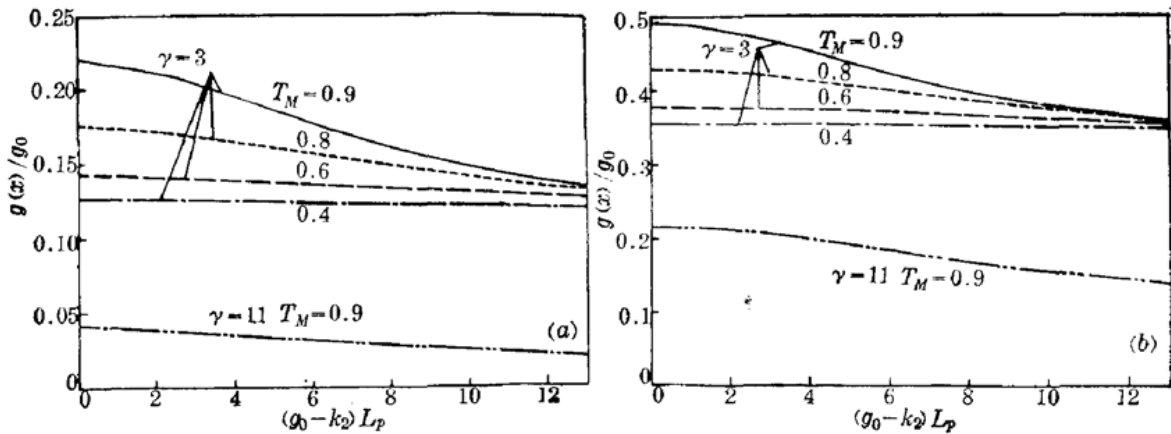


图 6 二种加宽情况下, 激光腔内增益系数的分布

(a) 非均匀加宽; (b) 均匀加宽

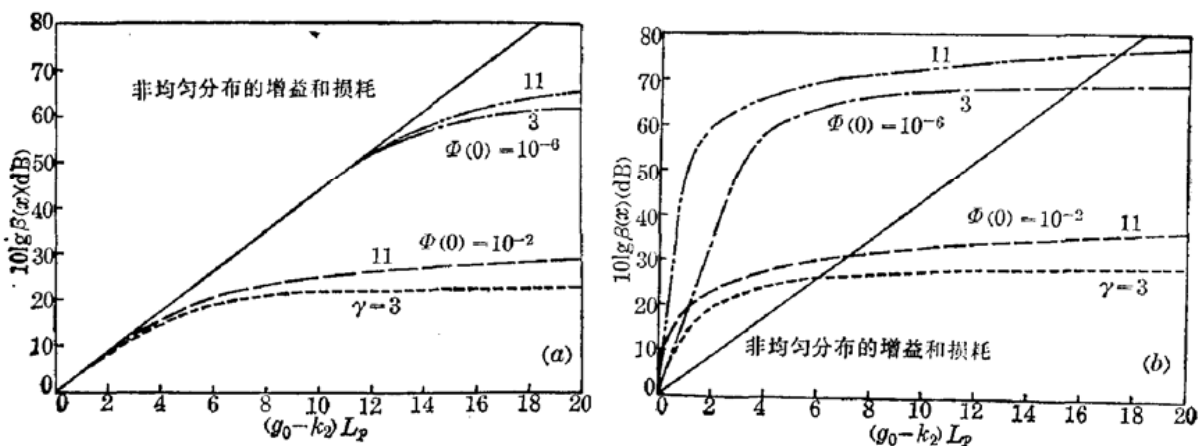


图 7 二种加宽情况下, 放大倍数随 $(g_0 - K_2)L_p$ 的变化, 初始信号分别假设为 10^{-2} 和 10^{-6}

(a) 均匀加宽; (b) 非均匀加宽

四、近似公式

上述众多的计算曲线虽然可以为激光腔的设计提供参数, 但随着参量的变化需要大量的

计算曲线,而且这些曲线又缺少清晰的物理图象。为此,我们希望采用近似方法,得到一些近似公式来描述参量之间的关系。

根据光子传播方程^[8],

$$\frac{\partial \phi^{\pm}(x \cdot t)}{\partial t} \pm c \frac{\partial \phi^{\pm}(x \cdot t)}{\partial x} = c \sigma \phi^{\pm}(x \cdot t) \Delta n(x \cdot t) - c \phi^{\pm}(x \cdot t) \sum_i \sigma_i^a n_i(x \cdot t) \quad (8)$$

假定在稳态条件下,激光场在谐振腔内来回一周后其幅度及位相保持不变,则有

$$\phi_{out} = T_w T_M \phi_s \frac{[g_0 - K_2 - (1 + \frac{\phi}{\phi_s}) K_1] L_p + \ln \sqrt{R_a R_b}}{1 - R_b + \sqrt{\frac{R_b}{R_a}} (1 - R_a)^2} \quad (9)$$

式中 ϕ 为腔内激光场的平均值,如图 7 所示,在大多数情况下, ϕ 为均匀分布与座标关系不大,其值可表达为(对均匀加宽情况)

$$\phi = \phi_s \left[\frac{(g_0 - K_2) L_p}{K_1 L_p - \frac{1}{2} \ln R_a R_b} - 1 \right] \quad (10)$$

而

$$\phi_{out} \simeq T_w T_M \frac{\ln \sqrt{R_a R_b}}{(1 + \sqrt{R_b/R_a})(1 - \sqrt{R_a R_b})} \cdot \left(\frac{(g_0 - K_2) L_p}{K_1 L_p - \ln \sqrt{R_a R_b}} - 1 \right) \quad (11)$$

我们可以发现公式(11)与 Rigrod 的近似公式一致,从而表明我们在第二节中的计算比 Rigrod 的近似公式更具有普遍性。对于非均匀加宽情况,公式(10)要改为

$$\phi = \phi_s \left\{ \left[\frac{(g_0 - K_2) L_p}{K_1 L_p - \frac{1}{2} \ln R_a R_b} \right]^2 - 1 \right\} \quad (12)$$

大量的计算表明,当 γ 从 1 变化到 11, $(g_0 - K_2) L_p$ 从 1 变化到 13 时,采用公式(9)与公式(1)计算结果误差仅为 0.1%。当 γ 及 $(g_0 - K_2) L_p$ 取更大值时误差亦只有百分之几。二者之间的差别主要来源于公式(10)或(12)中, $\phi(x)$ 用 ϕ 的空间平均值代替所致。对式(9) $\partial \phi_{out} / \partial R_b = 0$ 可以求得最佳输出耦合及相应的光场:

$$R_{opt} = \exp \{ -2 L_p [\sqrt{(g_0 - K_2) K_1} - K_1] \} \quad (13)$$

$$\phi_{max} = L_p (\sqrt{g_0 - K_2} - \sqrt{K_1})^2 \quad (14)$$

(13)与(14)式适用于均匀加宽情况,对于非均匀加宽,则有

$$R_{opt} = \exp \left\{ 2(g_0 - K_2) L_p \left(y + \frac{1}{\gamma} \right) \right\} \quad (15)$$

$$\phi_{max} = \frac{2(g_0 - K_2) L_p \left(y + \frac{1}{\gamma} \right)^2}{y + \frac{2}{\gamma}} \quad (16)$$

其中

$$y = \sqrt[3]{\sqrt{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{27}} - \frac{1}{\gamma}} - \sqrt[3]{\sqrt{\frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{27}} + \frac{1}{\gamma}} \quad (17)$$

Casperson^[9] 曾对谐振腔输出功率进行了理论分析,并对各种近似进行了讨论。他对非均匀加宽情况认为是很难近似,只可以用数值求解。本文在大量计算基础上,对非均匀加宽的近似作了初步的尝试,给出了简单的表达式。

参 考 文 献

- 1 W. W. Rigrod, *J. Appl. Phys.*, **34**, 3602 (1963)
- 2 W. W. Rigrod, *J. Appl. Phys.*, **36**, 2487 (1965)
- 3 W. W. Rigrod, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-14**, 377 (1978)
- 4 M. Rokni *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-14**, 464 (1978)
- 5 J. K. Rice *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-16**, 1315 (1980)
- 6 G. M. Schindler, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-16**, 546 (1980)
- 7 J. J. Ewing *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-15**, 368 (1979)
- 8 S. C. Lin *et al.*, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **31**, 499 (1984)
- 9 L. W. Casperson, *Appl. Opt.*, **19**, 422 (1980)

(上接第 533 页)

在不改变气体组分和风速的情况下,维持鞘层压降 $V_p = 30$ V,主放电电流 15 A,沿气流方向(x 轴),测量不同位置的电子密度(电极沿气流方向的长度为 6 cm),其电子密度的顺流分布如图 5 所示。在横流放电 CO_2 激光器中,放电区等离子体区轮廓不对称,而随电极结构和风速而异,在 $x=0$ 处,电子密度为 $6.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$,在 $x=2.0$ cm 处,电子密度最大 $n_e = 1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。在 y 方向,由于电场的的作用,电子从阴极向阳极漂移,但由于气流的作用,电子被吹向下游,作用结果电子密度最大的地方不在电极的上游,而是在顺流方向 $x=2.0$ cm 的地方。

利用单探针测量电子密度有一定的局限性,因为探针电位一定要以放电盒的阳极或阴极为参考点;另一方面,要测到饱和离子流,往往造成探针电流过大,使探针热效应增加,歪曲特性曲线。而且对等离子区干扰也严重。为了克服上述缺点,用双探针法较好。

感谢毛英立、陆宾等同志在实验中的大力协作。

参 考 文 献

- 1 庄国良等译,激光等离子体原理,上海科学技术出版社, p. 314
- 2 V. A. Seugui *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **60** (9), 3088 (1986)
- 3 S. H. Lam, *AIAA J.*, **2**(2), 256 (1964)
- 4 P. R. Smy, *Adv. Phys.*, **25** (5), 517~553 (1976)