

中国科学院上海光学精密机械研究所

研究报告集

第五集

中小功率固体激光器及其应用

(内部资料)

1977

中国科学院上海光学精密机械研究所

研 究 报 告 集

中小功率固体激光器及其应用

(内部资料)

1977

前 言

收集在本集里的 21 篇文章,是我所第二和第八研究室的部分研究报告,内容为有关钕玻璃、钕铝石榴石和半导体中小功率固体激光器及有关应用和单元技术。

前面首先介绍了在重复率光泵条件下,钕玻璃激光工作物质变成了类透镜介质,从而将原来的法布里—珀罗腔变成一个等效球面腔。文章着重对输出激光光束斑点尺寸、方向性、谐振腔的稳定条件、组合谐振腔以及对热不敏感的谐振腔作出了实验结果并做了理论分析。这部分工作对于用重复率激光进行激光打孔、测距等方面的工作有一定参考价值。

接着几篇文章对染料、转镜和晶体三种调 Q 方式作了比较,提出染料调 Q 和转镜调 Q 产生单脉冲的条件,选择染料的标准;克服转镜调 Q 光轴抖动的方法;转镜转速对压缩激光脉冲宽度、增加输出功率的影响。

其后三篇文章对钕铝石榴石激光器在不同重复率运转时的热影响、风冷腔体结构和高重复率最佳供电系统(频率可调的高效率运转)作了实验与分析。这些技术已在实践中得到了广泛的应用。

本集也收集了一篇 GaAs 激光器和两篇利用 GaAs 激光器进行脉冲相位测距和宽束测距的文章。

最后是一篇有关四象限探测器的文章,这种探测器专门用于钕玻璃和钕铝石榴石激光器上进行激光准直、定位、跟踪、制导搜索及复位等。

本集仅反应第二和第八研究室的一部分工作,由于时间仓促,工作报告收集得很不完整;更由于编者水平有限,错误和不当之处在所难免,望读者批评指正。

本集由何慧娟、金德运、邱佩华、周稳观等同志编审。制图:周稳观、王菊敏。

编 者

1977 年 12 月

目 录

多次重复脉冲器件的激光发散角·····	八室重复率钕玻璃器件组 (1)
具有类透镜媒质的光学共振腔的稳定性问题·····	八室重复率钕玻璃器件组 (8)
用风钢化钕玻璃棒做高重复率激光器的工作物质·····	八室重复率钕玻璃器件组 (14)
钕玻璃重复率器件中模式、方向性、亮度与 输出能量之间的关系·····	八室重复率钕玻璃器件组 (19)
钕玻璃激光工作物质的稳态温度分布·····	八室重复率钕玻璃器件组 (23)
高功率重复频率脉冲氙灯的试制·····	八室重复率钕玻璃器件组 (29)
染料调 Q 钕玻璃大功率激光器·····	八室钕玻璃激光测距组 (35)
染料 Q 开关激光器的工作机理·····	王明常 (44)
转镜做 Q 开关时转镜角位置的测量·····	八室重复率钕玻璃器件组 (50)
转镜 Q 开关激光器单脉冲的产生条件·····	王明常 (57)
高重复率 Nd:YAG 激光器转镜 Q 开关的若干问题·····	胡企铨 朱宝铃 崔季秀 (62)
近光轴电光调制和单块晶体激光 Q 开关·····	二室晶体 Q 开关组 (67)
激光测距机光轴的调整·····	八室钕玻璃激光测距组 (79)
单脉冲激光测距仪的性能分析·····	刘立人 (85)
重复频率 YAG 激光器的热影响·····	胡企铨 朱宝铃 崔季秀 (93)
钇铝石榴石激光器的涡流风冷腔体结构及实验·····	刘玉泉 孙占鳌 乔福堂 褚春霖 (96)
高重复频率激光器的最佳供电系统·····	叶碧青 施志果 张治国 沈文达 (99)
GaAs-Al _x Ga _{1-x} As 单异质结激光器·····	二室半导体激光组 (104)
室温砷化镓激光脉冲-相位测距实验 ·····	八室测距组 (111)
GaAs 激光测距机 ·····	八室 GaAs 激光测距组 (117)
锂漂移硅四象限光电探测器·····	二室探测元件组 (121)

多次重复脉冲器件的激光发散角

八室 重复率钕玻璃器件组

多次重复脉冲器件的激光发散角取决于两个因素:一是工作物质的折射率 n 的畸变,另一是腔。 n 畸变可以分为两部分,一是规则畸变,可被看成是一串理想透镜组;一是混乱畸变,可被看成是透镜组的像差。一般,我们把一根 n 畸变的工作物质棒看成是一个类透镜介质,见图 1,即棒内 n 分布为:

$$n = n_0 - \frac{1}{2}(n_2 \pm \Delta n_2)r^2$$

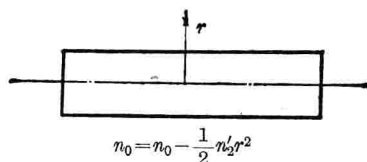


图 1

其中, n_2 表示规则 n 畸变, Δn_2 表示混乱 n 畸变。 n_2 和 Δn_2 都可以测量,有近似结果 $n_2 \pm \Delta n_2 = n_2 (1 \pm 12\%)^{[1]}$ 。 Δn_2 主要来源于双折射,其次是由于光照不均匀引起的温度分布和应力分布不规则,另外,在温度较高和应力较大的情况下,好些物理常数(杨氏模量 E , $\frac{dn}{dT}$, B_1 , B_2 , 热传导系数等等)是随温度或应力而有些变化的。

腔中有上述工作物质的谐振腔,可以被看做是好多谐振腔的组合。腔中的反射镜和其他元件都摆定,则对于每一个确定的 n'_2 就有一个确定的谐振腔,因为 n'_2 并不是一个确定的数,而有一个范围,即 $n_2 - \Delta n_2 \leq n'_2 \leq n_2 + \Delta n_2$,所以实际上有好多个谐振腔,也可以说有无穷多个谐振腔。这样的组合腔的激光振荡模,应是对应不同的 n'_2 (在 $n_2 - \Delta n_2 \sim n_2 + \Delta n_2$ 内变化)的各谐振腔的模的迭加。这里需要指出的是:同一个腔的各模是互相正交的,所以是各自独立振荡的,不能互相耦合能量,而对应不同 n' 值的谐振腔的模之间,一般是不正交的,所以是能互相耦合能量的。至于各模强度有多大,那是有很大随机性的,取决于模竞争的结果。还需指出的是,这里所讲的组合腔,实质上是对强畸变谐振腔的一种描述方法。因此,激光器输出的激光远场图形,也就是各模的远场图形按不同比例(取决于模竞争)的迭加。激光发散角当然就是迭加的结果的最大发散角。

一、单个腔发散角的计算

我们先看零阶模即高斯光束的传播,见图 2。其传播规律用 $ABCD$ 定律^[2]

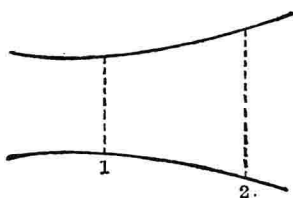


图 2

来描述。

其中复数 q 的定义为:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (1)$$

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - j \frac{\lambda}{\pi W^2},$$

R 是高斯光束波振面曲率半径, W 为高斯光束光斑半径, λ 是光波长。

q_1 、 q_2 分别是在位置 1 和 2 处的 q 。 $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ 是光线由位置 1 到位置 2 的传播矩阵。根据式(1), 在空气中就有:

$$\begin{cases} W^2 = W_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda Z}{\pi W_0^2} \right)^2 \right] \\ R = Z \left[1 + \left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda Z} \right)^2 \right] \end{cases} \quad (2)$$

Z 是到束腰处的距离。

根据式(1)可对任意的谐振腔解出零阶模^[3], 即可求出零阶模在腔内各处的 W 和 R 。因此, 再根据式(2)就可求出零阶模的发散角:

$$\frac{\alpha}{2} = \lim_{Z \rightarrow \infty} \frac{dW}{dZ} = \frac{\lambda}{\pi W_0}$$

对于 m 阶模, 我们知道, 振幅分布为:

$$u_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{W} \right) = f(m) \sqrt{\frac{W_0}{W}} H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{W} \right) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\sqrt{2}x}{W} \right)^2} \quad (3)^{[4]}$$

光斑半径为:

$$W_m = W \cdot \sqrt{m + \frac{1}{2}} \quad (4)^{[5]}$$

x 是光束的横向坐标。注意式(3)中只有 W 与光束纵向坐标 Z 有关, 其他参数与 Z 无关。 W 与 Z 的关系可由 $ABCD$ 定律求得。因此, Z 为任何值时的 u_m 和 W_m 都能求得。比如在空气中由(4)和(2)两式立刻得:

$$W_m = \sqrt{m + \frac{1}{2}} \cdot W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda Z}{\pi W_0^2} \right)^2} \quad (5)$$

由式(5)可算出 m 阶模的发散角:

$$\frac{\alpha_m}{2} = \lim_{Z \rightarrow \infty} \frac{dW_m}{dZ} = \frac{\lambda}{\pi W_0} \cdot \sqrt{m + \frac{1}{2}} \quad (6)$$

对于多模, 其光强分布由式(3)可得:

$$u(W, x) = \sqrt{\frac{W_0}{W}} \sum_{m=0}^M P_m f(m) H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{W} \right) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\sqrt{2}x}{W} \right)^2} \quad (7)$$

其中 P_m 是展开式系数。一般, P_m 是有随机性的, 但它也有一定的规律。比如, 在近场, 由于棒内各个地方的反转粒子数大体是均匀的, 振荡时反转粒子又将基本上全被感应下来, 所以近场光斑应是较均匀的。这就是说, 每次出激光时, 尽管 P_m 这组数可能很不相同, 但都会使近场光斑均匀, 也就是应有 $u(x) = u$, 即 u 与 x 无关。再注意式(7), u 等于 $\sqrt{\frac{W_0}{W}}$ 乘上一个自变量为 $\frac{x}{W}$ 的函数, 所以 W 改变时, 光振幅横向分布 $u(x)$ 的变化只是等比例地放大或缩小。所以若对任一 $W = W_1$, u 与 x 无关, 则对任意 W , u 与 x 也必然无关。当光束纵向位置 Z 改变时, 又只有 W 改变, 所以对任意的 Z , u 都与 x 无关。当然当 $Z \rightarrow \infty$ 时, u 与 x 也无关, 即远场光斑是均匀的。

由式(5)和式(3)可明显看出, 最高阶模的光斑最大, 在 $Z \rightarrow \infty$ 时当然也是这样, 所以实际激光束的发散角就是它的最高阶模的发散角, 若最高阶模的阶数 M 已知, 可由式(6)求得:

$$\frac{\alpha}{2} = \lim_{Z \rightarrow \infty} \frac{dW_M}{dZ} = \frac{\lambda}{\pi W_0} \sqrt{M + \frac{1}{2}} \quad (8)$$

M 值可由腔内等效光阑来定。在等效光阑处(令此处 Z 为 Z_0)，若等效光阑半径为 R_0 ，则 M 阶模的光斑半径应等于 R_0 ，即：

$$W_M = R_0 \quad (9)$$

在 $Z = Z_0$ 处，零阶模的光斑半径 W_1 由 $ABCD$ 定律求得，再据式(4)有：

$$W_M = W_1 \sqrt{M + \frac{1}{2}} \quad (10)$$

所以

$$R_0 = W_M = W_1 \sqrt{M + \frac{1}{2}} \quad (11)$$

$$\sqrt{M + \frac{1}{2}} = \frac{R_0}{W_1}$$

将式(11)代入式(8)就得：

$$\frac{\alpha}{2} = \frac{\lambda R_0}{\pi W_0 W_1} \quad (12)$$

这就是计算单个稳腔激光发散角 α 的公式。

实验完全证实了上述结果，既证实了远场光斑是均匀的，也证实了式(12)的计算结果和实验是一致的。

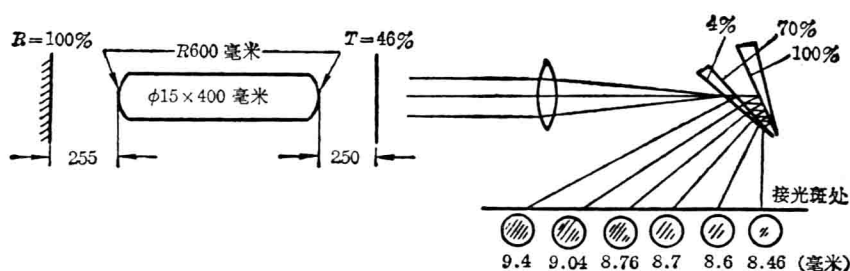


图 3

我们用了图 3 所示的实验装置。棒两端面是凸球面，两片反射镜是平面镜，在输入为 2400 焦耳 (2×150 微法，4000 伏) 的条件下，我们对激光输出的发散角用尖劈进行测量，远场光斑光强分布曲线如图 4 所示。其横坐标是远场光斑径向坐标。纵坐标表示相对光强。图中明显地表明远场光斑是均匀的。

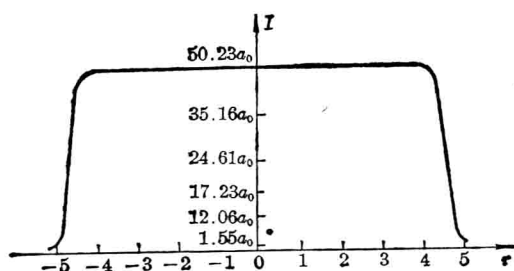


图 4 远场光斑相对光强的分布曲线

对不同的 l_1 和 l_2 (如图 5 所示), 我们用公式(12)进行了计算。计算时等效光阑选在棒端面上, 这是对的, 因为光斑在这里比在棒内大。同时, 我们也做了实验, 测了发散角 α , 结果列于表 1 中。证明计算和实验结果是符合得较好的。

关于单个非稳腔的激光发散角, 据自再生原理, 用几何光学成像公式就可算出^[6], 结果和实验符合得也较好。

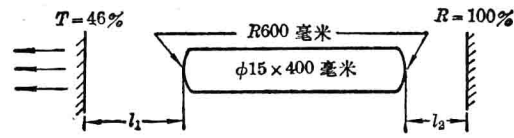


图 5

表 1

l_1 (毫米)	l_2 (毫米)	输入能量 (焦耳)	输出能量 (焦耳)	实验结果 α (毫弧度)	计算结果 α (毫弧度)	备 注
245	235	995	4.9	21.7	21.3	由此组实验可知, 发散角随输出激光能量的变化是很微小的
245	235	1521	10	22.1	21.3	
245	235	2025	16	22.2	21.3	
245	235	2600	28	22.4	21.3	
245	235	3000	32	22.6	21.3	
395	415			17~19	18.6	
100	95			28	29.1	
250	255			22	23	
390	120			23.5	24.4	
145	435			12	7.88	

二、组合腔发散角的计算

综上所述, 组合腔的远场光斑分布应是各单个腔远场光斑按一定比例的迭加, 即:

$$u = \sum_k q_k u_k \quad (13)$$

由此, 只要 q_k 已知, 根据前节讨论, 就可算出远场光强分布, 当然也就算出了发散角。

q_k 这组数, 取决于各腔的 Q 值大小和各腔的模的互相耦合关系。因此不易准确知道, 但也能知道个大概。比如, 若各腔都是很稳(即不接近临界腔)的腔, 我们知道它们的 Q 值是相差不多的, 因此, q_k 这组数应相差不多, 所以, 总的远场光斑应是比较均匀的。此时, 找到发散角最大的那个单腔(不难找), 再算出它的发散角, 这个发散角也就是组合腔的发散角。若组合腔中有稳腔、非稳腔和临界腔, 若输入能量较低, 因临界腔和非稳腔的 Q 值比稳腔低得多, 所以常常只有稳腔振荡起来, 若输入较高, 临界腔和非稳腔都会振荡起来, 并和稳腔模互相耦合, 呈现很复杂的一种情况。但此时, 临界腔的发散角总是很小, 总要淹没于整个远场光斑中, 不起明显作用。非稳腔的发散角若比稳腔小, 也要淹没在总的远场光斑中, 不起明显作用。这时远场

光斑应大体上还是均匀的。若非稳腔的发散角大于稳腔,由于稳腔 Q 值较高,稳腔的远场光斑分布常不能淹没于非稳腔的远场光斑之中,这时远场光斑将不会是均匀的。

上述从谐振腔理论出发的讨论和实验是比较相符的。我们做了下面两组实验:平面棒实验和凹面棒实验。

平面棒实验装置如图 6。反射镜是平面镜。

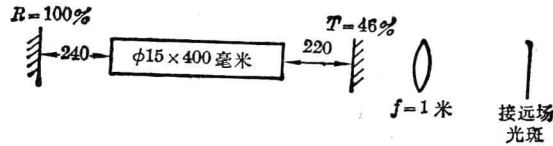


图 6

棒传播矩阵为:

$$\begin{pmatrix} \cos\left(d\sqrt{\frac{n_2'}{n_0}}\right) & \sqrt{\frac{n_0}{n_2'}} \sin\left(d\sqrt{\frac{n_2'}{n_0}}\right) \\ -\sqrt{\frac{n_2'}{n_0}} \sin\left(d\sqrt{\frac{n_2'}{n_0}}\right) & \cos\left(d\sqrt{\frac{n_2'}{n_0}}\right) \end{pmatrix}$$

其中 d 为棒长, n_0 是激光玻璃的折射率, n_2' 是单位时间输入棒内的能量的函数。因此,只要知道输入能量,棒的传播矩阵就知道了^[1]。再知道 l_1 、 l_2 , 整个腔内的传播矩阵就知道了。再根据第一节和这节的讨论,就可用公式 (12) 计算单个腔输出激光的总发散角了。由于 n_2' 不是一个值,有一个范围 $n_2 - \Delta n_2 \sim n_2 + \Delta n_2$ (实验结果是 $\Delta n_2/n_2 \approx 12\%$), 所以成为一个组合腔,因此,我们要选有最大发散角的单腔的发散角做为组合腔的发散角,即该器件的发散角。我们就这样计算了该器件的发散角,也从实验上测量了发散角,结果列于表 2。

表 2

重复率(次/秒)	每秒输入能量(焦耳)	α 实验结果(毫弧度)	α 计算结果(毫弧度)
1	1450	14~16.5	17
1	950	12~14	13.28
1	735	10.5~12	11.62
5	7250	43~47	47.6

凹面棒实验装置如图 7。棒传播矩阵同上,又知道凹面曲率半径和 l_1 、 l_2 , 腔内传播矩阵就全知道了,根据前面的原理(若稳腔发散角大,用公式 (12) 计算,若非稳腔发散角大,用非稳腔的公式计算),可算出该器件(组合腔)的发散角,其计算和实验结果列于表 3。

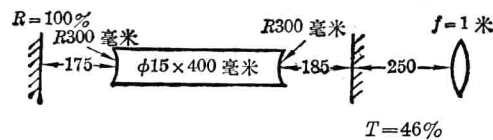


图 7

表 3

重 复 率 (次/秒)	电容个数	每秒输入能量 (焦耳)	实验结果 α (毫弧度)	计算结果 α (毫弧度)	备 注
5	1	4860	8	10	计算结果偏大是因为电容小,因而氙灯紫外光多,棒冷却液又是滤紫外的,所以棒变热轻一些
5	1	5260	10	13.3	
5	1	5705	11	16.05	
5	2	6525	22	20.6	
5	2	5875	16.5	17.2	
5	2	4880	11	10.35	计算结果 7.4 毫弧度是稳腔贡献, 15.8 毫弧度是非稳腔贡献。从远场光斑看是稳腔, 看来, 非稳腔未振荡
5	2	3980	9	7.4 15.8	
5	2	7210	24	24.1	
5	2	8150	28.5	28.3	此两计算结果均为非稳腔贡献, 从远场光斑看象非稳腔
1	4	3890	18	16.4	
1	4	4332	15	12.55	远场光斑内部象稳腔, 外缘象非稳腔, 计算结果与实验上强心符合较好。实验上测得的外缘(17 毫弧度), 可能是棒端面与反射镜构成的非稳腔的贡献
1	4	4800	17	9.725 6.66	
1	4	4560	17	7.225 8.5	

三、发散角的改善

由前两节, 我们看到理论结果和实验是符合得比较好的。因此可用上述理论来讨论如何使发散角变小这个大家关心的问题。

若 $\Delta n_2 = 0$, 器件的腔成了单个腔, 此时可以适当地改变腔(比如把棒磨凹, 把反射镜磨成凹面或凸面的, 改变反射镜到棒的距离, 腔内加适当透镜等), 使发散角变得很小。比如可使腔成为临界腔(法布里-珀罗腔)或非稳腔, 也可使腔成为稳腔, 而一块反射镜距棒远, 另一块反射镜距棒近, 从后一块反射镜输出, 这也可使腔接近于另一种临界腔(即把一块反射镜放在等效凸透镜(棒)的焦面上)。

若 $\Delta n_2 \neq 0$, Δn_2 和 n_2 都为常数。此时, 因是组合腔, 不可能使 α 改善得象单个腔那样小, 但可适当改善。把棒磨凹使腔向临界腔适当靠近, 也可使组合腔中包括临界腔。即等效地使 $n_2 \rightarrow 0$, 再适当选择腔长, 比如可选择非对称腔, 使两块反射镜与棒距离不等, 而以靠近棒那块反射镜做腔的输出端, 这样可以使发散角再改善一些。到此为止, 再想改善就不太可能了(详细讨论这些是不难的, 最好结合更具体的情况来讨论)。实际上, 由于调 Q 后激光破坏腔内元件, 这两种改善发散角的方法, 也是不能用到最佳, 即不能把 α 改善到此法所能达到的最佳值, 只能改善到适当程度。

看起来关键在于 Δn_2 , 此数的存在是发散角不能很小的主要原因。我们所用的组合腔的概念, 实际上是 Δn_2 (即折射率混乱畸变)对激光振荡的影响的一种描述。上几节的讨论说明, 这

样描述比较简单,和实验也比较符合。

减少 n 乱畸变的办法,现在已知有两个方面,第一方面是改变激光工作物质的物理参数,使 n 乱畸变减少。第二方面是在器件上想办法。比如采用圆盘激光器,使光路上 n 的畸变自相补偿,从而实际上大大减轻光路的混乱畸变。

参 考 资 料

- [1] 《玻璃激光工作物质热透镜参数的测定及激光谐振腔的补偿》,《激光》,1978, 5, No1, 3~8。
 - [2] *Appl. Opt.*, 5, No. 10 (1966), 1550.
 - [3] *B. S. T. J.*, 44, No. 3, 455~493.
 - [4] 天津大学精仪系编译《激光技术》,32 页,1972 年出版。
 - [5] *Laser Verstärkung durch induzierte Emission Sender optischer Strahlung hoher Kohärenz und Leistungsdichte.*
Herausgegeben von W. Kleen und R. Müller Springer-Verlag Berlin Heidelberg New-York 1969 Seite 63.
- (注意): 原书作者疏忽,漏算一因子 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 。
- [6] *Квантовая электроника*, 1973, № 6, 3~34.

具有类透镜媒质的光学共振腔的 稳定性问题

八室 重复率钕玻璃器件组

对于连续或高重复率的固体激光器工作物质来说,其折射指数的分布可以用下式表示:

$$n = n_0 - \frac{1}{2} n_2 r^2 \quad (1)$$

式中 n_0 为工作物质中心处的折射指数(它近似等于该工作物质常态下的折射指数)。 n_2

是表征折射指数变化的一个系数, r 为棒的径向坐标(见图 1)。

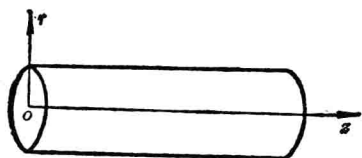


图 1 工作物质示意图

对于连续或高重复率工作的固体激光器来说,引起上述折射指数分布的原因是温度场与应力场。折射指数分布具有

(1)式表示的工作物质,我们管它叫类透镜媒质。含有类透镜媒质的共振腔,它的稳定条件与一般的球面镜腔具有不同形式。下面对这类共振腔作一分析,并对实验结果进行比较。

一、稳定性条件分析

对于一个一般的共振腔来说,其稳定条件可以写为^[1]:

$$-1 \leq \frac{1}{2} (A_0 + D_0) \leq 1 \quad (2)$$

式中 A_0 和 D_0 为光线在共振腔内走一周的光线转换矩阵元。为了计算方便,将(2)改写成其他形式。对于最一般的情况,共振腔由二块不同曲率半径的反射镜和腔内一个光学系统所

组成(见图 2)。反射镜的曲率半径分别为 R_1 和 R_2 。腔内的光学系统用光线转换矩阵 $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$

来表征。光学系统的输入和输出参考面选择在反射镜 1 和反射镜 2 所在的平面上。光学系统的主平面为 H_1 和 H_2 (见图 2)。

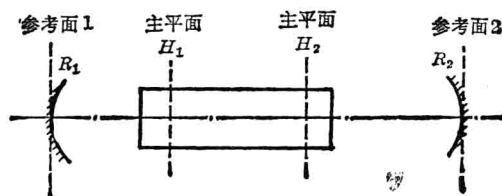


图 2 一般共振腔的示意图

光线从参考面 1 出发在腔内走一周的光线转换矩阵为:

$$\begin{pmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D & B \\ C & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} AD+BC-\frac{2AB}{R_2} & 2BD-\frac{2B^2}{R_2} \\ 2AC-\frac{2}{R_1}(AD+BC)-\frac{2A^2}{R_2}+\frac{4AB}{R_1R_2} & AD+BC-\frac{2BD}{R_1}-\frac{2AB}{R_2}+\frac{4B^2}{R_1R_2} \end{pmatrix} \quad (3)$$

(3) 式中矩阵 $\begin{pmatrix} D & B \\ C & A \end{pmatrix}$ 为光线从参考面 2 通过腔内光学系统到达参考面 1 的光线转换矩阵。

将(3)代入(2)便可得:

$$0 \leq \left(A - \frac{B}{R_1}\right) \left(D - \frac{B}{R_2}\right) \leq 1 \quad (4)$$

利用(4)式可以讨论各种形式的光学共振腔的稳定条件。

(i) 腔内有类透镜媒质的对称平面镜腔

这种腔的形式如图 3 所示。图中工作物质为类透镜媒质,它的矩阵为:

$$\begin{pmatrix} \cos \alpha & \frac{d}{n_0 \alpha} \sin \alpha \\ -\frac{n_0 \alpha}{d} \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}^{[1]} \quad \text{这里 } \alpha = d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}}。$$

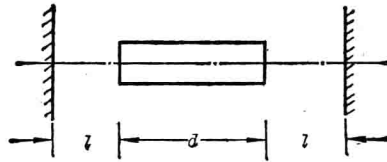


图 3 单棒对称平面镜腔

这类腔的稳定条件可根据(4)式得出:

$$0 \leq AD \leq 1 \quad (5)$$

根据前面的定义, 矩阵 $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ 应为:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \frac{d}{n_0 \alpha} \sin \alpha \\ -\frac{n_0 \alpha}{d} \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} \cos \alpha - \frac{l n_0 \alpha}{d} \sin \alpha & 2l \cos \alpha - \frac{l^2 n_0 \alpha}{d} \sin \alpha + \frac{d}{n_0 \alpha} \sin \alpha \\ -\frac{n_0 \alpha}{d} \sin \alpha & \cos \alpha - \frac{l n_0 \alpha}{d} \sin \alpha \end{pmatrix} \quad (6)$$

式中 l 为工作物质端面到反射镜之间的距离, d 为棒长(图 3)。

根据(5)及(6)式立即可以得出这类腔的稳定条件:

$$-1 \leq \left(\cos \alpha - \frac{l n_0 \alpha}{d} \sin \alpha \right) \leq 1 \quad (7)$$

根据(7)式可以画出相应的稳定图,如图4所示。图4上的稳定区与非稳定区的交界线满足下列条件:

$$\begin{cases} \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} / \frac{\alpha}{2} = \frac{2n_0 l}{d} \\ -\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} / \frac{\alpha}{2} = \frac{2n_0 l}{d} \\ \frac{\alpha}{2} = n \cdot \frac{\pi}{2} \quad (n=0, 1, 2, 3, \dots,) \end{cases} \quad (8)$$

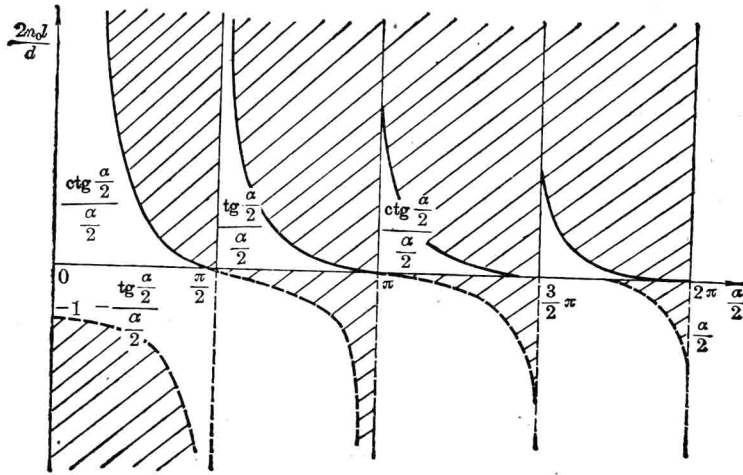


图4 单棒对称平面镜腔的稳定图

图上打影线的地方为非稳定区,其余为稳定区。由于纵坐标 $\frac{2n_0 l}{d}$ 不会小于零,所以图4的下半平面对实际问题没有意义,下半平面的曲线也用虚线来表示。图4的横坐标为 $\frac{\alpha}{2} = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{n_2}{n_0}}$, 对于工作在热平衡状态的工作物质来说, n_2 近似地正比于工作物质内光泵功率密度的平均值 $W/V^{[2]}$ (V 为工作物质的体积), 即 α^2 正比于 W/V 。从图4可以看出: (1) 对一定棒长 d 及棒端面到镜面的距离 l , 当输入功率增加时, 腔交替地由稳定区过渡到非稳定区, 再由非稳定区过渡到稳定区。但在实际应用时, 由于玻璃工作物质只能承受一定的光泵输入功率, 一般不能到达第二个稳定区; (2) d 一定时, l 越长, 相应进入非稳定区的 α 值越小, 即进入非稳定区所对应的能量越低。当 $l=0$ 时, 即反射镜贴在棒端面上, 则腔永远是稳定的; (3) 当 l 一定时, d 越长, 相应进入非稳定区的 α 值越大。然而由于 α 中包含 d , 相应进入非稳定区的光泵功率密度反而下降。上面几点都为实验所证实。

当腔满足(8)式中的边界条件 $\operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} / \frac{\alpha}{2} = \frac{2n_0 l}{d}$ 及 $\frac{\alpha}{2} = n \cdot \frac{\pi}{2}$ 时, 相当于共心腔及共焦腔的情况。图5用几何光线表示了振荡光路。

(ii) 腔内有类透镜媒质的非对称平面镜腔

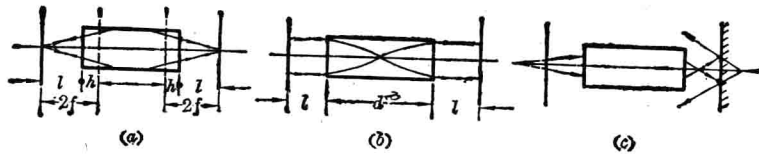


图5 满足下列条件的振荡光路(几何表示)

(a) $\frac{\text{ctg} \frac{\alpha}{2}}{\frac{\alpha}{2}} = \frac{2n_0 l}{d}$ (f 为棒的焦距), (b) $\frac{\alpha}{2} = n \cdot \frac{\pi}{2}$, (c) 非稳定区

这里所谓的非对称平面镜腔是指工作物质在腔内的位置不对称。这种腔的形式如图6所示。

这类腔, 光线从参考面1到参考面2的光线转换矩阵为:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \frac{d}{n_0 \alpha} \sin \alpha \\ -\frac{n_0 \alpha}{d} \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \alpha - \frac{l_2 n_0 \alpha}{d} \sin \alpha & (l_1 + l_2) \cos \alpha - \frac{l_1 l_2 n_0 \alpha}{d} \sin \alpha + \frac{d}{n_0 \alpha} \sin \alpha \\ -\frac{n_0 \alpha}{d} \sin \alpha & \cos \alpha - \frac{l_1 n_0 \alpha}{d} \sin \alpha \end{pmatrix} \quad (9)$$

式中 l_1 和 l_2 分别为棒端面到两反射镜的距离。

根据(5)可得稳定条件为:

$$0 \leq \left(\cos \alpha - \frac{l_1 n_0 \alpha}{d} \sin \alpha \right) \left(\cos \alpha - \frac{l_2 n_0 \alpha}{d} \sin \alpha \right) \leq 1 \quad (10)$$

令 $l_2 = \beta l_1$ (β 为 0 到 1 之间的一个比例系数), 则(10)可

改写为:

$$0 \leq \left(\cos \alpha - \frac{l_1 n_0 \alpha}{d} \sin \alpha \right) \left(\cos \alpha - \beta \frac{l_1 n_0 \alpha}{d} \sin \alpha \right) \leq 1 \quad (11)$$

相应于(11)式的稳定图如图7所示。图7上稳定与非稳定区的交界线满足下列等式:

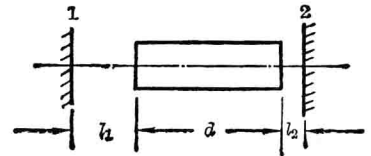


图6 单棒非对称腔

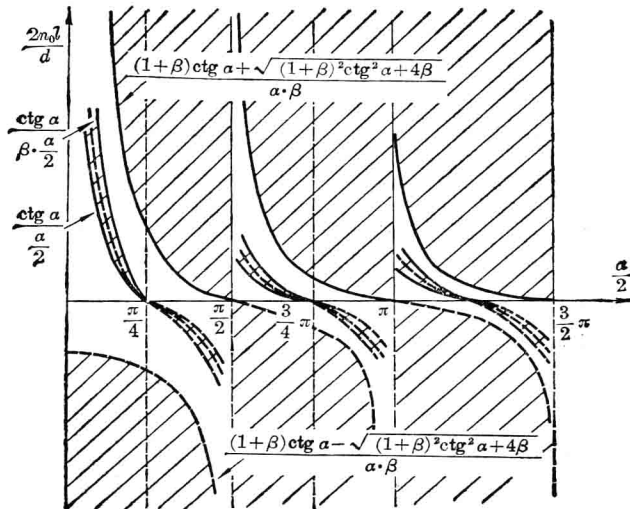


图7 单棒非对称腔的稳定图

$$\left\{ \begin{array}{l} \operatorname{ctg} \alpha / \frac{\alpha}{2} = \frac{2n_0 l_1}{d} \\ \frac{1}{\beta} \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{\frac{\alpha}{2}} = \frac{2n_0 l_1}{d} \\ \frac{(1+\beta) \operatorname{ctg} \alpha \pm \sqrt{(1+\beta)^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha + 4\beta}}{\alpha \beta} = \frac{2n_0 l_1}{d} \\ \frac{\alpha}{2} = n \cdot \frac{\pi}{2} \quad n=0, 1, 2, \dots \end{array} \right. \quad (12)$$

非对称腔与对称腔相比,不同之处在于在原稳定区中间又增加了一个窄的非稳定区(若 β 不是太小的话)。在此非稳定区工作损耗较大。因此非对称腔是不利的。实验证明:非对称腔的损耗一般比对称腔的损耗大,因此效率低。当 $\beta=1$ 时,即成了对称腔的情况,(12)式变为(8)式。(12)式中头二个式子等同,二条线之间的非稳定区退化为一虚线(图7中的虚线)。满足(12)式中后三个等式的振荡光路与对称腔相同(图5)。满足 $\operatorname{ctg} \alpha / \frac{\alpha}{2} = \frac{2n_0 l}{d}$ 及 $\operatorname{ctg} \alpha / \frac{\alpha}{2} = \frac{2n_0 \beta l}{d}$ 条件时,相当于半共焦腔的情况。其几何振荡光路如图8所示。



图8 非对称腔满足下列条件时的振荡光路(几何表示)

$$(a) \quad \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{\frac{\alpha}{2}} = \frac{2n_0 l}{d} \quad (b) \quad \frac{\operatorname{ctg} \alpha}{\frac{\alpha}{2}} = \frac{2n_0 \beta l}{d}$$

二、实验结果的讨论

(1) 不同腔长情况下激光输出与光泵输入能量之间的关系

实验用的棒是 $7 \times 20 \times 400$ 毫米的矩形棒(矩形棒横截面窄边方向上折射指数的分布近似地按(1)表示)。激光玻璃型号为1175及GB-58(二种型号玻璃的结果差不多)。激光器重复率为5次/秒。实验结果示于图9。图9中的曲线(1)、(2)、(3)分别表示同样的棒在对称腔中不同 l 值的实验结果。从图上可以看出当光泵输入能量增加时,热平衡状态下激光输出能量存在一个极大值。这个极大值大致与稳定—非稳定区的交界线相对应。根据(8)式,这个极大值的点应满足下列关系:

$$\operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} / \frac{\alpha}{2} = \frac{2n_0 l}{d} \quad (18)$$

根据(18)式,由三个 l 值便可求出三个对应的 α 值。实验中 l 分别为: $l_1=30$ 厘米, $l_2=20$ 厘米, $l_3=11$ 厘米。根据(18)式求得的 α 分别为: $\alpha_1=1.23$, $\alpha_2=1.46$, $\alpha_3=1.82$ (n_0 取1.53)。

如前所述, α 正比于光泵输入功率密度 W/V 的平方。即

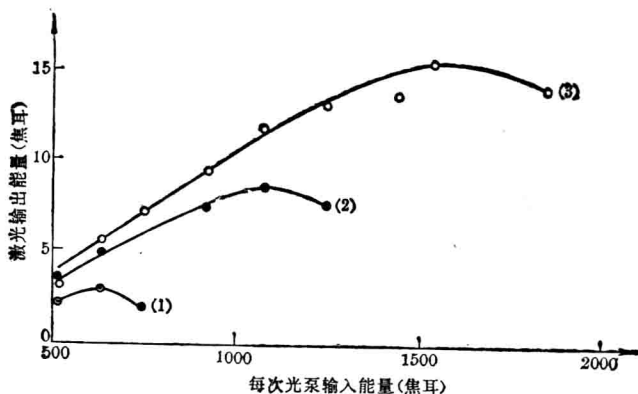


图9 不同腔长下激光输出与光泵输入之间的关系(实验曲线)

$$\alpha_1^2:\alpha_2^2:\alpha_3^2=W_1:W_2:W_3=0.71:1:1.55 \quad (19)$$

(19) 式为根据 (18) 式的计算结果。实验结果为: $W_1=5 \times 650$ 焦耳/秒, $W_2=5 \times 1050$ 焦耳/秒, $W_3=5 \times 1650$ 焦耳/秒。故实验得到的比值为:

$$W_1:W_2:W_3=0.62:1:1.57 \quad (20)$$

从(19)式与(20)式相比,可以看出计算与实验结果大致相符。

(2) 输出能量与时间的关系

前面的结果是对热平衡状态来说的。若考察激光器开始工作到热平衡状态之间的过程,就可发现激光腔的状态由于工作物质的 n_2 不断变化而不断变化。刚开始工作时接近于平行平面腔,以后逐渐向等效球面腔过渡。在这个过程中不仅输出光束的空间分布发生变化,而且输出能量也发生变化。刚开始工作时是平行平面腔,衍射损失较大,因此激光输出能量较小;光束发散角也小。工作一段时间以后,逐渐向等效球面腔过渡,因此激光输出能量逐渐升高。但光束发散角也随之增加。最后激光工作物质到达热平衡状态。如果在这个热平衡状态下激光腔处于非稳定状态,则激光输出能量到后来又会下降。在光泵输入能量过大的情况下甚至会使激光消失。

最后必须指出: 尽管高重复率及连续固体激光器的工作物质,其折射指数可以由(1)来表示,但由于应力双折射效应的缘故,工作物质存在两个 n_2 (对两种偏振光来说)。因此上述讨论及实验结果只能看作两个 n_2 的平均结果。当光泵输入功率很高时,这样平均地处理问题会发生较大的偏差。

参 考 资 料

- [1] H. Kozelnik; *Appl. Opt.*, 1966, 5, No. 10, 1550.
- [2] n_2 正比于工作物质内单位体积发热率,因此 n_2 正比于光泵功率密度的平均值。