积，槽形空心阴极的激活区为阴极位降区和负辉区，这里存在较多的高能电子可使氦原子电离．为了增加阴极物质的溅射，在氦气中加入少量的氖或氩．图 3 为氦氩混合气体下的激光功率与平均放电电流的关系，最佳气压(在氦：氩为 20 比 1 时)为 15.8 托．图 4 为氦氖混合气体的结果，15 比 1 时最佳气压为 18.4 托．

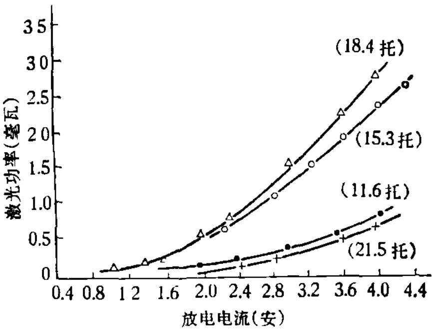

图 4　氦氖混合时激光功率与电流的关系

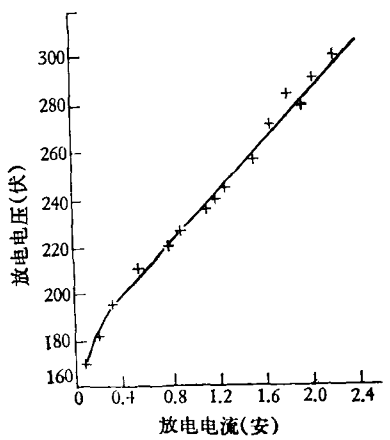

图　5

图 5 为槽形空心阴极的伏安特性，用反常辉光放电理论可求得伏安特性为

$$\frac{j}{p^2}=\frac{(1+\gamma)k_+}{4\pi}\cdot\frac{V_R^{3/2}}{(pd_k)^{5/2}},\qquad(2)$$

式中 j 为放电电流密度，p 为气压，V_R 为阴极位降，d_k 为阴极位降区厚度，k_+ 为离子迁移率，γ 为阴极在正离子轰击下发射系数．若 $k_+=4.1\times10^4\dfrac{\text{厘米}^{3/2}\cdot\text{托}^{1/2}}{\text{伏}^{1/2}\cdot\text{秒}}$，$\gamma=0.2$，$p=16$ 托，槽内壁面积为 70 厘米^2，则可得 $d_k=0.53$ 毫米，与实际情况符合．(2) 式表示了 d_k 所满足的相似关系，当气压升高时，d_k 减小．在气压较低时，$d_k\geqslant d/2$，d 为槽宽，这时槽宽容纳不下阴极位降区，放电不能进入槽内，激光难以产生．在较高气压时，$2d_k+L<d$，L 为负辉区长度[3]，这时槽中部出现法拉第暗区，这个暗区的低能电子使激光作用停止．这就说明了该激光器存在最佳气压．

交流放电铜离子激光使电源大大简化，可直接使用 220 伏或 380 伏低压交流市电．

本研究工作曾得到上海光学精密机械研究所陈建文同志的协助，在此表示感谢．

参 考 文 献

[1] B. E. Warner et al., *IEEE J. Quant. Elec.*, **14** (1978), 568.

[2] N V Subotimiv et al., *Sov. Jour. Quant. Elec.*, **4**(1977), 918.

[3] K. B. Persson, *J. Appl. Phys.*, **36**(1965), 3086.

不稳定腔内会聚波的研究*

张　贵　芬

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

众所周知，求解不稳定腔光线模所满足的本征方程，得到二个实解．一个代表发散球面波，一个代表会聚波．对该二解的不同看法在文献 [1, 2] 中已有讨论．一般处理也都采用发散波解，但对为什么弃去会聚波没有详细讨论．本文从光线模的稳定性角度出发，证明会聚波不是激光腔的稳态模，发散波是唯一存在的稳态模．

* 1979 年 12 月 5 日收到．

一、理论分析

本文指的稳定性，不是腔分类的稳定性条件，而是指腔模对扰动的稳定性. 如果光线模参数，比如不稳定腔模的曲率半径 r，由于某种扰动，产生了小的偏移量 Δr，且 $r \gg \Delta r$. 那么在腔内往返一次后得到一新的偏移量 $\Delta r'$. 同样可以引入一个稳定性因子 F，它定义为 $F=\frac{\Delta r'}{\Delta r}$. 类比于振动理论中稳定平衡点的李亚普诺夫条件，在不稳定腔中要形成稳态模，必须有 $F<1$. 对 $F>1$ 的模不能形成稳态模，因为只要偏离很小量，在腔内往返过程中，偏移量不断增加.

对于对称双凸型不稳定腔，选择一镜面为参考面时，光线往返一次的传输矩阵为

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}=\begin{pmatrix} 2g-1 & 2gd \\ \frac{4g(g-1)}{d} & 4g^2-2g-1 \end{pmatrix}, \tag{1}$$

式中 $g=1-d/R$，d 为腔长，R 为镜子曲率半径. 对不稳定腔，$g>1$. 由 g 因子表示的发散波和会聚波曲率半径为[3]

$$r_{发}=\frac{\sqrt{1-g^{-2}}-1+g^{-1}}{2(1-g^{-1})}, \tag{2a}$$

$$r_{会}=\frac{-\sqrt{1-g^{-2}}-1+g^{-1}}{2(1-g^{-1})}. \tag{2b}$$

它们是光线模本征方程

$$r=\frac{Ar+B}{Cr+D} \tag{3}$$

的解. 显然，对产生小偏移量 Δr 的球面波也满足该式，即

$$r+\Delta r'=\frac{A(r+\Delta r)+B}{C(r+\Delta r)+D}.$$

展开此式，利用 $AD-BC=1$，并略去二级小量 $\Delta r\Delta r'$，可以得到

$$\frac{\Delta r'}{\Delta r}=\frac{A-Cr}{Cr+D}. \tag{4}$$

对发散波来说，将(1)式中的矩阵元素及(2a)中的 $r_{发}$ 代入(4)式，得出

$$F=\frac{\Delta r'}{\Delta r}=\frac{2g^2-1-2g\sqrt{g^2-1}}{2g^2-1+2g\sqrt{g^2-1}}<1.$$

因此，发散波能在不稳定腔中形成稳态模.

对会聚波，则可得出

$$F=\frac{2g^2-1+2g\sqrt{g^2-1}}{2g^2-1-2g\sqrt{g^2-1}}>1.$$

因此，会聚波不满足形成稳态模条件，不稳定腔中不能存在会聚波，它仅是空腔的解.

激光器内产生扰动的因素很多，各种工作物质的透镜效应等均属扰动源. 不稳定腔中发散波和会聚波很类似数学摆的平衡状态（见图1)，显然数学摆有二个平衡点，一个是在上方，它是不稳定的；一个在下方，它是稳定的平衡状态.

举例来说，双凸腔往返一次放大率 $m=2g^2-1+2g\sqrt{g^2-1}$. 对发散波 $F=\Delta r'/\Delta r=1/m^2$，会聚波 $F=\Delta r'/\Delta r=m^2$. 如果 $m=3$，发散波往返一周后偏移量缩小为原来的 1/9，而会聚波偏移量则增大 9 倍.

图 1 数学摆的平衡态

(a) 稳定平衡态，相应发散波；
(b) 不稳定平衡态，相应会聚波

二、实验证明

实验证明的一个中心之点在于，如果存在会聚波，则激光器中心部分场强要急剧增加，即

使考虑到介质的饱和效应，会聚波截面以几何级数减小，中心部分场强逐级升高，甚至把工作物质打坏．实际上中心部分不是必然要坏的．在下面几个实验证明会聚波是不存在的：

(1)采用平凸型不稳定腔，前腔板为一块平板，在计算出的共轭点P'处放记录纸屏，观察到近似均匀的场分布，中心部分未发现强区，如图2所示．

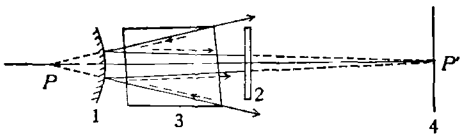

图2　会聚波不存在的验证实验

1 为凸面镜；2 为平板；3 为工作物质；
4 为记录黑纸屏；实线为发散波；虚线为会聚波

(2)对正分支共焦腔，在腔内插入一块平板，观察到清晰的杨氏干涉条纹，它是由平板二个面反射造成的．条纹强度也是均匀的，形状规则，未见中心部分变强，如图3所示．

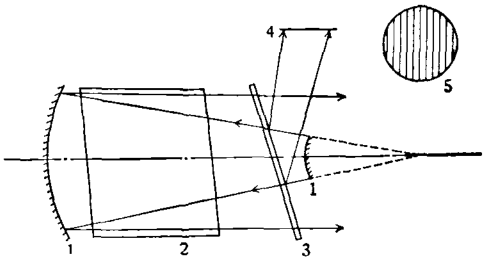

图3　杨氏干涉条纹图

正分支共焦腔

1 为腔镜；2 为工作物质；3 为分光板；
4 为记录纸屏；5 为杨氏干涉图

(3)我们利用图2中工作物质磨斜的端面反射，测量了光能沿截面的分布，如表1所示．

表1　光能沿截面的分布

孔　径 (mm)	2	4	6
能量密度 J/mm²	1.10	1.04	1.02
方向角(80% 计算)	0.3 mrad	0.4 mrad	0.5 mrad

从测量值可以看出，能量密度基本上均匀．如果会聚波存在，中心部分能量密度要明显高于外部．

(4)为了说明发散波不是由会聚波转化而来，我们在图2所示的凹面镜中心挖出 $\phi 5$ mm 孔，从孔向外输出能量密度 1.2J/mm²．如果发散波由会聚波转化而来，那么挖孔后全部输出，激光器效率应大大降低，甚至停止振荡．实际上效率只下降 20%，仅是一种微扰．这表明发散波是腔的固有模，并不是由会聚波转化而来．

综上所述，高损耗的不稳定腔内会聚波虽是本征方程的解，但由于它对扰动很不稳定，不能形成稳定模，而发散波对扰动稳定，不稳定腔内只存在发散波．这与实验事实完全一致．当然，这是激光器内只存在发散波的一种解释．

参 考 文 献

[1] A A. Isaeb. *Sov. J. Quant. Elect.*, 4-6 (1974), 761.
[2] Yu, A. Ananev, *Sov. J. Quant. Elect*, 5-6 (1975), 615.
[3] A. E. Siegman, Proc. IEEE, **53**(1965), 277.