

带有大曲率半径反射镜的六镜环形腔稳定性的研究*

赵新苗 章若冰 向望华 邢岐荣 王清月

(天津大学精仪系)

提要: 本文对碰撞锁模(CPM)激光器中所用六镜环形腔的稳定区域进行了理论分析,得到了简明、精确的解析解。通过光腔稳定域面积随光腔参数变化的数值计算,提出了一种提高环形腔稳定性的新方案。对该条件下腔内光束参数的变化进行了分析、计算和讨论,证明这种方案是可取的。

Theoretical analysis and experimental study of stability of a six mirror ring cavity with large radius of curvature

Zhao Xinmiao, Zhang Rubing, Xiang Wanghua, Xing Qirong, Wang Qingyue

(Department of Precision Instruments Engineering, Tianjin University, Tianjin)

Abstract: The stable zone of a six mirror ring cavity in a colliding pulse mode-locked (CPM) laser was theoretically analysed and a simple and precise analytical solution was obtained, a new scheme for improving ring cavity stability is put forward. Parameter change of the light beam in the cavity is analysed, computed and discussed, which shows the scheme is feasible.

CPM 染料激光器目前广泛采用的腔为六镜环形腔^[1,2],如图1所示。腔内包含两个喷流-增益介质 Rh6G 和可饱和吸收体 DODCl。为了提高在染料喷流处的功率密度,腔内有四个小曲率半径的反射镜 M_1 、 M_2 、 M_3 和 M_4 。 M_5 和 M_6 为平面镜。由于较复杂的腔结构及四个小曲率半径反射镜带来的象散,使得腔的稳定性区域变得较复杂,而且不连续。腔内的群速色散 (GVD) 和自相位调制 (SPM),将对 CPM 激光器所产生的几十 fs 的光脉冲产生很大的影响;此外,谐振腔的结构和调整又影响到腔内的 GVD 和 SPM,这也必然影响到所产生的光脉冲。

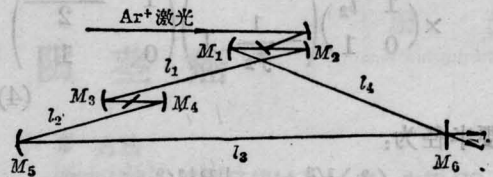


图1 碰撞锁模环形染料激光器

因此,了解该谐振腔的稳定区域、腔内光束参数及其变化规律无疑是很重要的。

一、象散对环形腔稳定域的影响

由图1可知,该光腔的光学传输矩阵为:

收稿日期: 1986年12月2日。

* 本课题得到中国国家自然科学基金资助。

$$\begin{aligned}
 T = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_3} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &\times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{R_1+R_2}{2} + \delta \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &\times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &\times \begin{pmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &\times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_4} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{R_3+R_4}{2} + \xi \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1)
 \end{aligned}$$

式中 δ, ξ 分别为 M_1 与 M_2, M_3 与 M_4 离开共焦的偏移量。若 $R_1=R_2=R_3=R_4=R_0$, 且入射到球面镜上的光束与法线的夹角很小, 象散可以忽略, 即

$$f_{\mp} = \frac{R_0 \cos \theta}{2} = f_{\text{弧矢}} = \frac{R_0}{2 \cos \theta} \approx \frac{R_0}{2}$$

由文献[3]可知, 在满足两个染料喷流之间的距离必须是腔长的 $1/4^{[4]}$ 的条件下, 光学传输矩阵与 l_2, l_3, l_4 的各自长度无关, 只与它们的和有关。由谐振腔的稳定性判据可得

$$\begin{aligned}
 x_1 x_2 + \frac{k}{1+2k-3k^2} (x_1 + x_2) &< 0 \\
 x_1 x_2 + \frac{k}{1+2k-3k^2} (x_1 + x_2) &> \frac{1}{4(1+2k-3k^2)} \quad (2)
 \end{aligned}$$

式中 $k=l_1/R_0, x_1=\delta/R_0, x_2=\xi/R_0$ 。光腔的稳定域, 如图2所示, 为两个等边双曲线所包围的区域。随着 k 的增大, 稳定域减小。

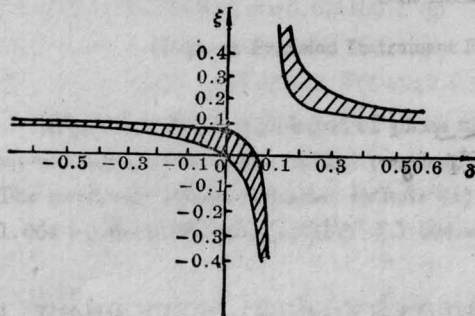


图2 $k=10, R_0=5 \text{ cm}$ 时的稳定域图形

即在 R_0 不变的情况下, 随着腔长的增加, 稳定域减小。

当光线以一定的角度 θ 入射到曲面镜上时, 像散使得子午和弧矢光学平面具有不同焦距

$$f_{\text{子午}} = R_0 \cos \theta / 2, f_{\text{弧矢}} = R_0 / 2 \cos \theta$$

将其代入(1)式可知: 对应相同的 θ 角, 子午和弧矢光学面具有不同的传输矩阵 $T_{\text{子午}}$ 和 $T_{\text{弧矢}}$, 也即子午面与弧矢面具有不同的稳定域。这两个稳定域的重迭部分才是光腔的稳定域。图3为 $l_1=50 \text{ cm}, R_1=R_2=5 \text{ cm}, R_3=R_4=3 \text{ cm}$ 时的稳定域随 θ 角变化的情况。

由图3可知, 当 θ 角从 0° 开始增大时, 两平面的稳定域相互错开; 当 θ 增加到一定值时, 这两个稳定域不再有重迭区。在这种情况下, 腔内不可能存在任何稳定模式。再进一步增加 θ , 又将使腔变成不稳定腔。计算可知 θ 在 $6^\circ \sim 9^\circ$ 无重迭区, θ 大于 16° 时, 虽有重迭区, 但其区域太小而不可利用。

二、提高环形腔稳定性的新方案

从以上的计算表明: $\theta=6^\circ$ 时稳定域急剧减小, 当 $\theta=7^\circ$ 时已无重迭区。目前常用的六镜环形腔结构的像散角又常在 6° 附近, 因而常因稳定域太小而造成激光输出的不稳定。为了解决这个问题, 我们提出了用大曲率半径 R 的球面镜代替平面镜。这时的传输矩阵应将(1)式传输矩阵中的单位矩阵

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \text{用矩阵} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \text{代替。其中 } f$$

为球面镜 R 的焦距。将 R 分别取为 $1 \text{ m}, 1.5 \text{ m}, 2.5 \text{ m}$ 。在 $\theta=6^\circ$ 时, 可得稳定域分别为如图4(a)、(b)、(c)所示。此时稳定域明显增大, 且 R 越小稳定域越大。当 R 为 1 m 时, 稳定域双曲线的1支已蜕化为相互垂直的两条直线。这时两个分立的区域连到一起, 不再象平面镜六镜腔时稳定域为两个分

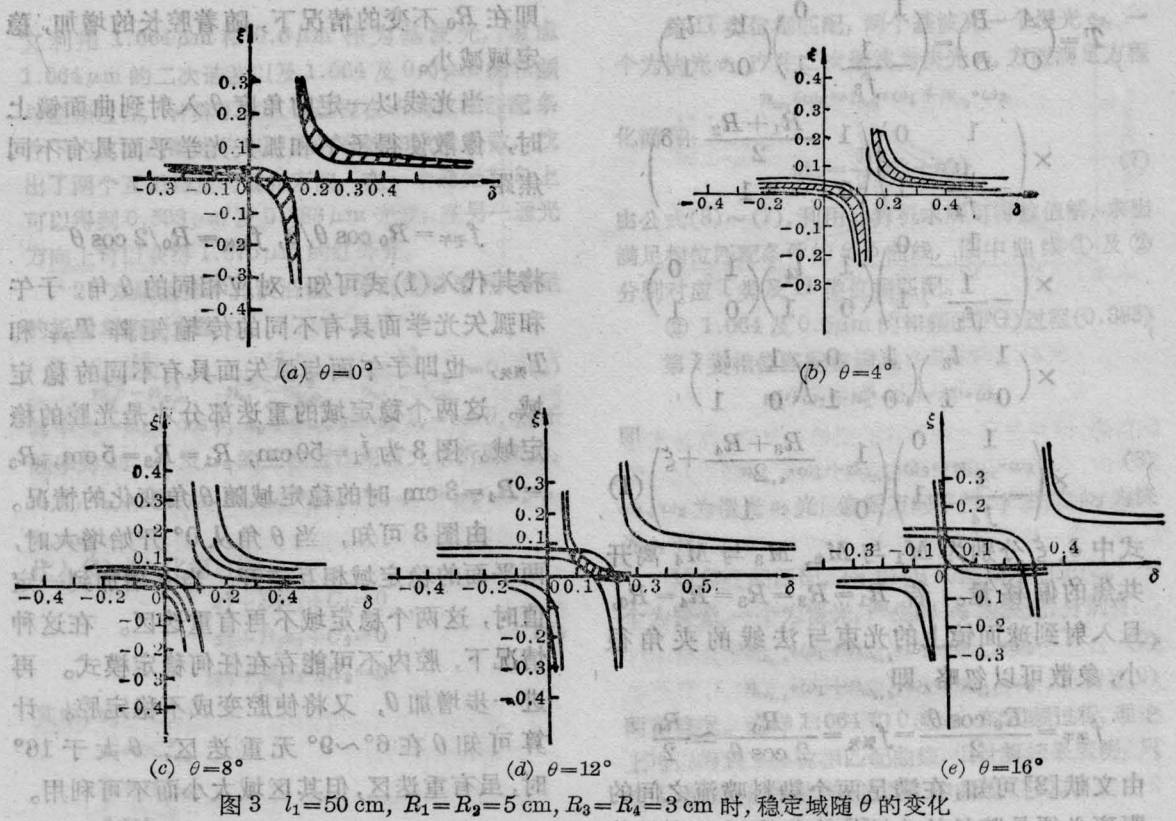


图3 $l_1=50$ cm, $R_1=R_2=5$ cm, $R_3=R_4=3$ cm 时, 稳定域随 θ 的变化

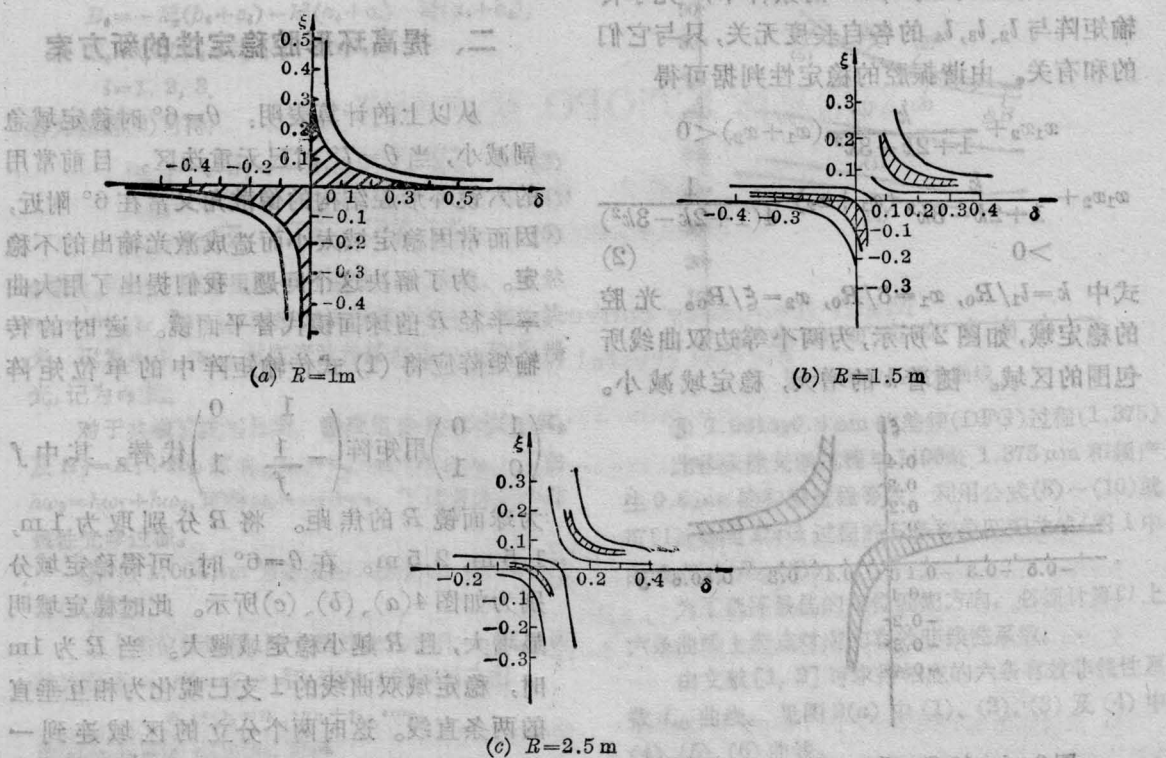


图4 $l_1=50$ cm, $l_2=30$ cm, $l_3=100$ cm, $l_4=30.5$ cm $\theta=6^\circ$ 时稳定域图形, 其余条件同图3

立区域, 此时的稳定域形状与两球面镜直腔的稳定域相似, 因而稳定域的调节范围大大增加。

为了清楚地看出平面镜换成球面镜后腔的稳定性的变化, 我们定义 P 为腔的稳定域的面积(即图中阴影区所占的面积)。并对 R 为 1 m、1.5 m、2.5 m 及无穷大时的情况进行了系统计算, 得到了光腔稳定域的面积 P 随像散角 θ 的变化(见图 5)。从图 5 给出的计算结果可以明显地看出, 用球面镜代替平面镜具有两个优点: 一是对于一定角度 θ , 球面镜构成的腔的稳定域面积大大增加, 且随曲率半径的减小(在 $R > l_3/2$ 的情况下)稳定域的面积逐渐增大; 二是平面镜腔的分立稳定域被连成一片的稳定区域所代替, 即球面镜腔在相当大的 θ 角度内, 都不存在不稳定区域, 特别是当 R 为 1 m 时, 稳定区的面积在很大角度内基本不变。非常有利的是, 在环形腔常用的角度 $6^\circ \sim 10^\circ$ 范围内, 稳定区的面积很大, 且基本上无变化。总之, 改用这种曲面镜代替平面镜的环形腔可大大提高腔的稳定性, 并给腔的调整带来很大的方便。

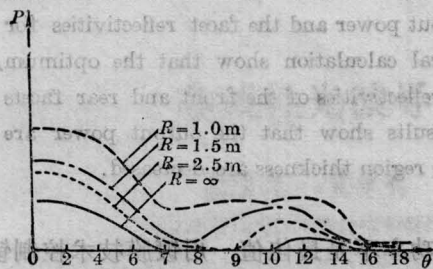


图 5 稳定域面积 P 随 θ 角的变化

三、新方案对环形光学谐振腔内光束参数的影响

要获得较好的稳定的锁模脉冲, 不仅要求谐振腔具有较宽的稳定域, 而且对腔内的光束参数亦有一定的要求。G. H. C. New 曾定义了稳定参数 $S = \frac{A_a}{A_b} \cdot \frac{\sigma_b}{\sigma_a} \varepsilon^{[6]}$, 式中 A_a 和 A_b 分别为增益介质和吸收介质处的光斑

面积, σ_a 和 σ_b 分别为增益介质和吸收介质的吸收截面。 ε 由碰撞锁模引起, 它是由两个相向传输的脉冲在可饱和吸收体处的迭加而导致的一个改正因子。 ε 在 2~3 之间。 S 大则锁模的稳定区域大。为了有较大的锁模稳定区和在增益介质及吸收介质处有较高的功率密度, 我们希望腔内光束参数满足在增益介质和吸收介质处的束腰半径 ω_{oa} 、 ω_{ob} 较小, 而 ω_{oa}/ω_{ob} 较大 ($A_a/A_b \propto \frac{\omega_{oa}^2}{\omega_{ob}^2}$)。

若分别以增益介质和吸收介质所在处的束腰位置为参考平面来计算增益介质和吸收介质处的束腰半径 ω_{oa} 和 ω_{ob} ^[6], 则其变换矩阵分别为:

$$T_a = \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{R_1 + \delta}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & R_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \xi \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{R_1 + \delta}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$T_b = \begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{R_2 + \xi}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & R_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & \delta \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{R_1 + \delta}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

(下转第 259 页)

其次来计算一下所需的初始入射激光功率。根据[5]理论,初始入射激光功率密度

$$P = \frac{1}{2z_0} \left(\frac{mc^2}{e} \right) (a_s k_s)^2, \quad (7)$$

其中 $z_0 = 377 \Omega$, 是真空阻抗; $a_s = \frac{e}{mc^2} E_s$, E_s 是入射激光场电场振幅。

$$a_s k_s = \frac{k_w (\Delta\gamma)^2}{K \left[\cos \psi_r - \left(\frac{\pi}{2} - \psi_r \right) \sin \psi_r \right]}, \quad (8)$$

其中 $\Delta\gamma = \delta \cdot \gamma$ 。按极大值增益条件

$$\delta = 2.6 / (4\pi Nf), \quad (9)$$

于是得到基波运转时所需入射激光功率密度 $P = 7.38 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 。而用 $1.06 \mu\text{m}$ 五次谐波运转时所需的功率密度 $P = 4.89 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$, 比前者小 1.5×10^4 倍。

一种可能的实验布置如图2所示。用来增强电子束聚束的 $1.06 \mu\text{m}$ 激光和电子束同轴地注入到 Wiggler 磁场中, 自由电子产生的基波 ($1.06 \mu\text{m}$) 和高次谐波辐射, 经石英棱镜分光。用反射镜 M_2, M_3, P_2, M_4 和 $M_1 P_1$ 组成环形腔, 使五次谐波 (212.0 nm) 振荡, 其中 M_2 是部分透射部分反射的耦合输出镜; P_2 是可移动的直角 V 形棱镜, 用来调整

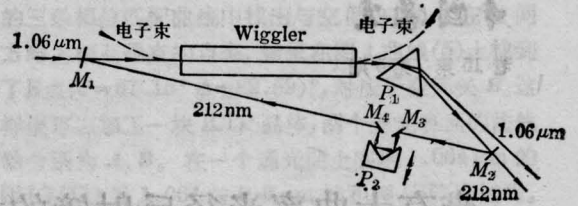


图2 在储存环自由电子激光器中高次谐波运转的实验装置

环形腔的光程, 使往返入射的辐射和新产生的辐射保持同位相。不需要的其他谐波辐射可用光阑遮挡。

总之, 对储存环自由电子激光器, 我们预期对 $K \geq 2$ 的 Wiggler 采用高次谐波运转, 可能得到更短波长、更高增益的相干辐射, 而且在实验上是可能实现的。

参 考 文 献

- 1 Madey J M J. *Journal De Physique, Colloque Cl, Supple-ment*, 1983, **44**(au n 2):Cl-169
- 2 Pellegrini C. *Physics of Quant. Electr.*, 1980; **7**:415
- 3 傅恩生, 凌根深, 王之江. *光学学报*, 1987; **7**(4):317
- 4 Krinsky S et al. *Journal De Physique, Colloque Cl, Sup-plement*, 1983; **44**(au n 2):Cl-113
- 5 Kroll N M et al. *Physics of Quant. Electr.*, 1980; **7**:89

(上接第 263 页)

$$\times \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & R_2 + \xi \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

束腰半径为:

$$\omega_0 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^{1/2} \frac{|B|^{1/2}}{\left[1 - \left(\frac{A+D}{2} \right)^2 \right]^{1/4}} \quad (5)$$

我们在 $R_1 = 5 \text{ cm}$, $R_2 = 3 \text{ cm}$, 其余参数同图 4 的情况下进行了一系列计算。计算表明, 对上述的各种 R 值, 在适当的条件下都可以得到保持 ω_{ob} 和 ω_{ob} 较小而 ω_{ca}/ω_{ob} 又有较大值。从而证明这种方案是可行的。我们用图 1 所示的光学谐振腔, 用曲率半径为 1.5 m 、 2.5 m 、 3 m 的反射镜代替平面镜, 发现其稳

定域明显增大, 调整精度要求降低。用上述的光学谐振腔, 我们利用激光振荡波长与腔镜介质膜的反射谱带中心波长不一致时所产生的色散效应补偿自相位调制所形成的啁啾, 在腔内不加任何色散元件的情况下控制实验参数, 实现了 30fs 的稳定的锁模运转^[7]。

参 考 文 献

- 1 Fork R L, Green B I et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1981; **38**(9):671
- 2 王清月 et al. *光学学报*, 1986; **6**(4):320
- 3 邢岐荣, 章若冰, 王清月. *光学学报*, 1984; **4**(6):558
- 4 Diatal W. *Opt. Commun.*, 1982; **43**(1):69
- 5 New G H C. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1974; **QE-10**(2):910
- 6 方洪烈. *光学学报*, 1984; **4**(5):385
- 7 章若冰, 王清月, 张忱 et al. 第三届全国基础光学学术会议, 南宁, 1986; 11: 4~8

甲
V
八
三
三