

连续染料激光器谐振腔结构的分析*

张光寅
(南开大学物理系)

本文运用模象理论^[1]和图解分析的方法分析连续染料激光器谐振腔的结构特性,并着重分析其中光模的象散补偿问题。

一、染料腔结构的一般特性分析

氩激光泵浦的连续染料激光器的谐振腔通常采用图 1 所示的三镜折叠腔的形式^[2]。作为

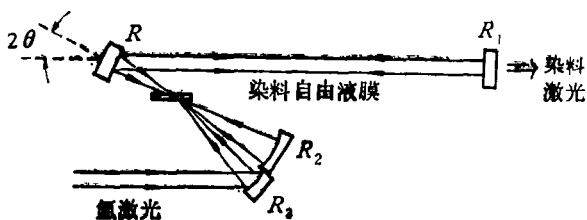


图 1 连续染料激光腔示意图

激光工作物质的染料自由液膜,以布儒斯特角取向,位于短腔臂中的小束腰处。这种三镜折叠腔的等效光路是一个包含一个等效透镜的三镜腔(见图 2)。为分析简单起见,这里我们

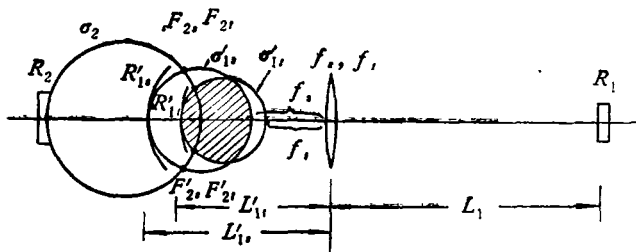


图 2 三镜折叠腔的等效光路与图解分析

暂且忽略染料液膜的作用。由于 R 镜在腔中是一个象散元件,因而这里的等效透镜要用弧矢焦距和子午焦距两个焦距值来描写,即有

$$f_s = \frac{R}{2} \frac{1}{\cos \theta};$$

$$f_t = \frac{R}{2} \cos \theta, \quad (1)$$

此处 R 为 R 镜的曲率半径; θ 为 R 镜处光束的入射角,或为三镜腔的折叠角。

运用模象理论^[1],我们可将一个包含透镜的三镜腔简化为一个等效两镜腔。根据模象变换关系,容易求得 R₁ 镜在弧矢面内与子午面内的等效镜 R'_{1s} 与 R'_{1t},它们分别位于等效透镜左方如下位置处:

$$L'_{1s} = \frac{L_1 f_s}{L_1 - f_s};$$

$$L'_{1t} = \frac{L_1 f_t}{L_1 - f_t}, \quad (2)$$

此处 L₁ 为 R₁ 镜离等效透镜的距离;而它们的曲率中心则分别位于等效透镜的左焦点 f_s 与 f_t 处。

分析 R₂ 镜和等效镜 R'_{1s} 或 R'_{1t} 组成的等效两镜腔的特性,即可以确定三镜折叠腔中弧矢面内与子午面内光模的特性。作 R₂, R'_{1s}, R'_{1t} 镜的 $\sigma_2, \sigma'_{1s}, \sigma'_{1t}$ 圆 (σ 圆为传播圆^[3,4])。为使两组等效两镜腔都是稳定腔,要求 σ'_{1s} 圆和 σ'_{1t} 圆必须是相交的,而 R₂ 镜的 σ_2 圆必须通过两圆的重叠区(即图 2 中的阴影区)。为使 σ'_{1s} 圆和 σ'_{1t} 圆相交, R₁ 镜的位置和折叠角 θ 之间必须满足如下关系:

$$L_1 \leq \frac{f_s f_t}{f_s - f_t} = \frac{R \operatorname{ctg} \theta}{2 \sin \theta}. \quad (3)$$

若 R = 8 厘米, $\theta = 10^\circ$, 则 L₁ 不能大于 130 厘米。

* 1978 年 10 月 28 日收到。

σ_2 圆与 σ'_{1r} 圆的交点 F_{2s} , F'_{2s} 和 σ_2 圆与 σ'_{1l} 圆的交点 F_{2l} , F'_{2l} 分别为短腔臂中弧矢面内和子午面内高斯光束的侧焦点。由此可以确定束参数 b_{2s} 和 b_{2l} 。它们在数值上分别等于侧焦距 $F_2 F'_{2s}$ 和 $F_2 F'_{2l}$ 。 b_{2s} 和 b_{2l} 的量值是不难估计的。如 σ_2 圆从 σ'_{1s} 和 σ'_{1r} 圆的中部通过, 则 b_{2s} 和 b_{2l} 分别约等于 σ'_{1s} 和 σ'_{1r} 圆的直径。在 $L_1 \gg f_s$, f_l 的情况下, 由 (2) 式可得

$$\begin{aligned} L'_{1s} &= f_s + \frac{f_s^2}{L_1}; \\ L'_{1r} &= f_l + \frac{f_l^2}{L_1}. \end{aligned} \quad (4)$$

由此可知, σ'_{1s} 圆的直径约为 $\frac{f_s^2}{L_1}$; σ'_{1r} 圆的直径约为 $\frac{f_l^2}{L_1}$ 。因而有

$$\begin{aligned} b_{2s} &\approx \frac{f_s^2}{L_1}; \\ b_{2l} &\approx \frac{f_l^2}{L_1}. \end{aligned} \quad (5)$$

若取 $R = 8$ 厘米, $L_1 = 32$ 厘米, 则有 $b_{2s}, b_{2l} \approx 0.5$ 厘米(在 θ 角不大的情况下)。 σ'_{1s} 圆和 σ'_{1r} 圆的交叠区显然比这个值还要小些。这就决定了 R_2 镜的位置的调准乃是比较严格的。否则, R_2 镜的 σ_2 圆不通过这个交叠区, 谐振腔就是非稳定的, 激光振荡也就难以形成。而 R_2 镜的曲率半径的大小乃是不甚重要的。如取不同曲率半径的 R_2 镜, 只需适当调整 R_2 镜的位置, 使其 σ_2 圆通过这个交叠区内的原位置即可, 并且基本上不改变腔内可能形成的激光束的束参数。

染料腔内小 b_{2s}, b_{2l} 值的特点决定了短腔臂内小束腰的特性。这里弧矢面内和子午面内小束腰的基模光斑尺寸决定于如下的关系式:

$$\begin{aligned} \omega_{2s} &= \sqrt{\frac{\lambda b_{2s}}{2\pi}} = f_s \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi L_1}}; \\ \omega_{2l} &= \sqrt{\frac{\lambda b_{2l}}{2\pi}} = f_l \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi L_1}}, \end{aligned} \quad (6)$$

此处 λ 为激光波长。由此可知, 短腔臂中小束腰的光斑尺寸主要决定于 L_1 和 R 。增大 L_1 或减小 R 值均可使束腰变小。若取 $R = 8$ 厘米, $L_1 = 32$ 厘米, $\lambda = 0.6$ 微米, 则 $\omega_{2s}, \omega_{2l} \approx 19$ 微

米。染料液膜置于短腔臂中的小束腰处, 有利于降低泵浦激光的功率阈值。

二、短腔臂中光模象散的补偿

在上面分析的基础上, 我们进一步讨论三镜折叠腔中光模象散的补偿问题。这对于获得良好光学特性的输出激光乃是必要的。三镜折叠腔中由于光束在 R 镜处是斜入射的, 因而一般地要引起腔内光模的象散。但腔内光模的象散是可以部分地消除的。只要我们合适地选择谐振腔的结构参数, 就可以使短腔臂或长腔臂中光模的象散得到完全地消除。

先讨论短腔臂中的情况。由图 3 容易看出, 短腔臂 (R, R_2) 中光模的象散特性是和 R_2 镜的位置直接相关的。一般地, R_2 镜的 σ_2 圆与 σ'_{1s} 和 σ'_{1r} 圆相交于两组不同的侧焦点 F_{2s}, F'_{2s} 和 F_{2l}, F'_{2l} 。这就决定了光模在弧矢面内与子午面内具有不同的束参数 b_{2s}, b_{2l} 。而且随着 R_2 镜位置的变动, 两者的差异可以变得很大。这就意味着, 光模会有严重的象散。然而, 我们也可以找到这样的 R_2 镜的位置, 使它的 σ_2 圆恰好通过 σ'_{1s} 和 σ'_{1r} 圆的交点 F_2, F'_2 。这时光模在弧矢面内和子午面内具有相同的侧焦点 F_2, F'_2 , 也具有相同的束参数 b_2 。这就意味着, 这时短腔臂中光模的象散得到完全的补偿。由 σ'_{1s} 圆和 σ'_{1r} 圆相交的关系, 不难求得 $F_2 F'_2$ 连线在光轴上的截距(从等效镜处算起)为

$$L'_2 = \frac{L_1^2 - (L_1 - f_s)(L_1 - f_l)}{L_1^2 + (L_1 - f_s)(L_1 - f_l)} L_1. \quad (7)$$

图 4 中给出 (7) 式所示的 L'_2-L_1 关系曲

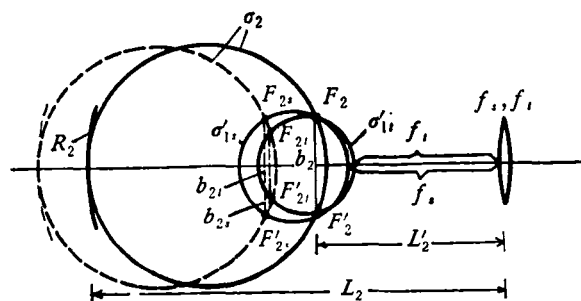


图 3 短腔臂中光模象散补偿的分析

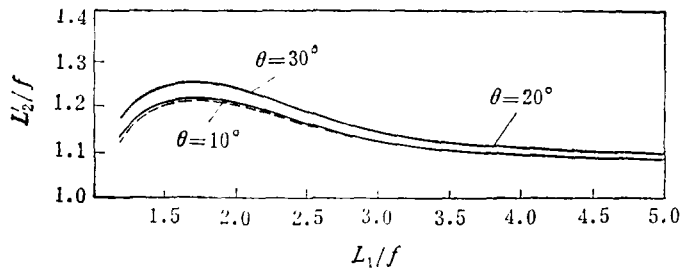


图4 短腔臂中光模满足消象散条件的 L_2-L_1 关系曲线 ($f=R/2$)

线。由图中可以看出,在 $\theta < 20^\circ$ 的情况下,这一关系曲线几乎是没有任何差异的。在 $L_1 \gg f_s, f_t$ 和 θ 不大的情况下,(7)式可简化为

$$L'_2 = f + \frac{f^2}{2L_1} \quad (f = R/2), \quad (8)$$

在上述消象散条件下,短腔臂中光模的束参数为

$$b_2 = 2 \sqrt{(L'_2 - f_t) \left(\frac{L_1 f_t}{L_1 - f_t} - L'_2 \right)}, \quad (9)$$

而 R_2 镜和 R 镜的间距则可由下式确定:

$$(L_2 - L'_2)(R_2 + L'_2 - L_2) = b_2^2/4. \quad (10)$$

利用(1),(7),(9),(10)式,我们可以对这种象散补偿腔进行精确的设计。

应当指出,在上述三镜腔中光模的象散只是在短腔臂中得到完全的补偿,而在长腔臂中光模仍保留有一定的象散,但这并不妨碍我们从 R_2 镜一端获得无象散的输出激光束。此外,还需指出,在实际的激光腔内,在短腔臂的光模束腰处还有一按布儒斯特角取向的染料液膜(见图1)。这种斜置的液膜也会引起光模的附加象散。但由于染料液膜较薄(约0.2—0.4毫米),它所引起的附加象散乃是可忽略的,而且仍还可以通过稍微调整 R_2 镜的位置而得到消除。

三、长腔臂中光模象散的补偿

在许多情况中,将 R_1 镜作输出镜是比较方便的。为此,我们有必要研究长腔臂中光模象散的消除问题。一个可行的方案是:在短腔臂中插入一个适当厚

度 t 的布儒斯特角取向,置于 R 镜与小束腰之间。如此,可使长腔臂中光模的象散得到消除。现在我们定量地分析这种象散补偿的关系。如图5所示,设有一束参数为 $b_1 = 2(L_1 - f)$ 的高斯光束,其束腰位于 R_1 镜处。当该高斯光束向左传播时,经等效透镜 f_s, f_t 变换后,成为新的高斯光束。在 $L_1 \gg f_s, f_t$ 和 θ 不

大的情况下,在未插入光学平行平板时,其在弧矢面内与子午面内的束腰位置分别位于等效透镜左方^[1]。

$$L'_{1s} = f_s + \frac{f_s^2}{2L_1}; \quad (11)$$

$$L'_{1t} = f_t + \frac{f_t^2}{2L_1}.$$

相应的束参数近似为

$$b_{2s} \approx \frac{f_s}{L_1}; \quad (12)$$

$$b_{2t} \approx \frac{f_t}{L_1}.$$

在 R 镜与小束腰间插入厚度为 t , 折射率为 n 的,以布儒斯特角取向的光学平行平板,则高斯光束的两组侧焦点 (F_{2s}, F'_{2s}) 和 (F_{2t}, F'_{2t}) 应分别左移。

$$\Delta_s = \frac{2t}{\sqrt{1+n^2}} - \frac{t\sqrt{1+n^2}}{n^2}; \quad (13)$$

$$\Delta_t = \frac{2t}{\sqrt{1+n^2}} - \frac{t\sqrt{1+n^2}}{n^4},$$

而束参数不变。若左移后的两组侧焦点 (F_{2s}^*, F'_{2s}^* ,

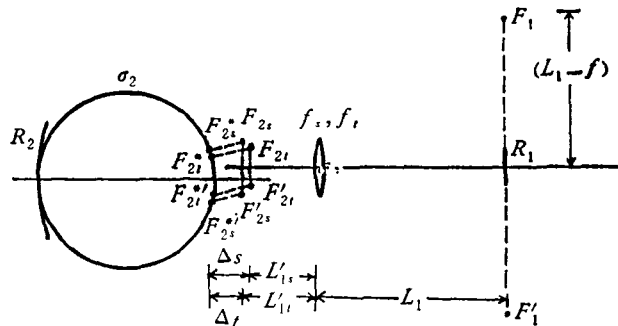


图5 长腔臂中光模象散补偿的分析

F_{2i}^*)和(F_{2i}^* , F_{2i}^*)正好落在 R_2 镜的 σ_2 圆上, 则当高斯光束传播至 R_2 镜时, 其在弧矢面内和子午面内的波面均应与 R_2 镜面重合。如此, 被 R_2 镜反射回来的高斯光束必将再现自身。因此, 上述高斯光束, 也即是这种三镜折叠腔内振荡的激光束。显然, 它在长腔臂中是无象散的, 而在短腔臂中弧矢面内和子午面内的小束腰位置则又是重合的(在 R_2 镜的曲率半径较大的情况下)。这时应有

$$\Delta_s + L'_{ir} = \Delta_i + L'_{ii}. \quad (14)$$

将(11)和(13)式代入(14)式, 可得

$$\frac{t(n^2 - 1)\sqrt{1 + n^2}}{n^4} = (f_s - f_i) \left(1 + \frac{f_s + f_i}{2L_i}\right). \quad (15)$$

若染料液膜的作用不能忽略, 则上述象散补偿条件应改写为

$$\frac{t(n^2 - 1)\sqrt{1 + n^2}}{n^4} + \frac{t'(n'^2 - 1)\sqrt{1 + n'^2}}{n'^4} = (f_s - f_i) \left(1 + \frac{f_s + f_i}{2L_i}\right), \quad (16)$$

此处 t' 和 n' 分别为染料液膜的厚度和折射率。由以上分析可知, 只要遵从(15)或(16)式的条件, 即可以在长腔臂中实现光模象散的补偿。从而可望从 R_1 镜一端获得无象散的输出光束。

在工作^[2]中也曾讨论了这种腔的象散补偿

问题, 但没有具体指明两腔臂中的补偿情况, 而在物理内容上是欠明确的。此外, 它所得到的象散补偿条件, 只相当于(15)式中 $L_i \rightarrow \infty$ 时的情况。因此, 按工作^[2]所给的条件补偿, 在 L_i 为有限值时, 两腔臂中均不能达到象散的全补偿。

最后, 还需指出, 正如工作^[5]中指出的, 利用这种三镜折叠腔, 适合于从长腔臂一端输出较大功率的低发散角的单模激光。但这要求 L_i 取较大值。这只有在对长腔臂进行上述象散补偿后才有可能, 否则要受到(3)式的条件限制, 过长的 L_i 导致非稳定腔。在对长腔臂作上述象散补偿后, 从 R_1 镜输出的光束的束参数简单地由下式确定:

$$b_1 = 2(L_i - f). \quad (17)$$

在这种情况下, L_i 的增长没有限制。因而, 适当增长 L_i , 可望获得低发散角的单模激光输出。

参 考 文 献

- [1] H. Kogelnik, B. S. T. J., 44-8 (1965), 455.
- [2] H. Kogelnik, E. P. Ippen, A. Dienes and C. V. Shank, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8** (1972), 373.
- [3] G. A. Deochamps and P. E. Mast, in "Proceedings of the Symposium on the Quasi-Optics", p. 379, New York (1964).
- [4] P. Laures, *Appl. Optics*, **6-4** (1967), 747.
- [5] C. P. Wang and P. L. Sandstrom, *Appl. Opt.* **14-6** (1975), 1285.

激光场作用下钠原子的近共振散射 和碰撞感生荧光*

张绮香 韩全生 罗正纪 张道中

(中国科学院物理研究所)

一、引 言

关于原子共振和近共振吸收和散射的研究, 对于认识等离子体和中性气体的辐射能量

转移过程以及原子之间相互作用的特性是非常重要的; 特别是近共振散射能量再分布的研究对于了解星际和星际系介质中辐射能量转移过

* 1979年2月15日收到。