

文章编号: 1001-3806(2003)06-0534-04

## 利用稳腔条件测量 LD 端面泵浦激光晶体的热焦距<sup>\*</sup>

王登顺 李 港 陈 檬 宋海平

(北京工业大学激光技术实验室,北京,100022)

**摘要:** 利用稳腔条件,从谐振腔的角度推导了热焦距计算公式,并作了简单的等效,为热焦距的测量提供了方便简洁的方法。从实验的角度,对掺杂为 0.5% 的 Nd:VO<sub>4</sub> 晶体的热焦距进行实际测量,得出了不同泵浦功率下的热焦距数值。对列阵半导体激光端面泵浦下激光晶体的热效应作了分析,用热焦距计算公式进行计算,把结果与利用稳腔条件测量所得结果进行了比较。两种结果基本吻合,变化趋势一致。

**关键词:** 端面泵浦;热焦距;稳腔条件;Nd:VO<sub>4</sub> 晶体

**中图分类号:** TN248.1 **文献标识码:** A

## Measurement of thermal focal length of LD-end-pumped crystal under stable-cavity-condition

Wang Dengshun, Li Gang, Chen Meng, Song Haiping

(Laboratory of Laser Technology, Beijing Polytechnic University, Beijing, 100022)

**Abstract:** Under stable-cavity-condition, expression of thermal focal length is deduced in the view of cavity. Thermal focal length of Nd:VO<sub>4</sub> crystal is measured, and the result is obtained in experiment. We calculate it in its traditional formula too. At last the two results is compared, and we make a conclusion that they are coincident basically.

**Key words:** end-pumped; thermal focal length; stable-cavity-condition; Nd:VO<sub>4</sub> crystal

### 引 言

LD 端面泵浦固体激光器,以其紧凑的结构、高的效率,受到人们的广泛重视。但是晶体的热效应,尤其是热透镜效应对端面泵浦激光技术产生了重大影响。激光器高功率运转时,激光晶体的热效应几乎影响到激光器性能的各个方面,诸如谐振腔的稳定性、模体积大小、模式耦合效率等<sup>[1]</sup>。因此,确定晶体热焦距的大小就成为非常重要的科研课题。

许多科研工作者在这方面进行了研究和探讨,提出了很多的方法<sup>[2~4]</sup>,但也存在一些问题。在文献<sup>[2]</sup>中的热焦距计算公式里,有一个泵浦功率沉积在晶体里面的百分率,这个数值只能间接确定且存在误差,还有公式里的许多其它参数需要确定,这给计算带来了困难以及大的误差。横模拍频法<sup>[3]</sup>和 CCD 照相法<sup>[4]</sup>所设计的装置复杂<sup>[1]</sup>。而且,一味地追求借助于热学等学科的知识可能会偏离初始的目

标——热效应对谐振腔稳区的影响。作者另辟蹊径,找到了一种对热焦距进行测量与计算的方法,即利用稳腔条件对热焦距进行测量与计算,省掉了所有的中间步骤,直接得出了所需要的结果。这种方法是从谐振腔的角度进行测量计算的,所得结果应用于谐振腔是最合适的。

作者采用了两种谐振腔,从稳腔条件出发,得出了热焦距计算公式。在实验部分,用列阵半导体激光泵浦掺杂为 0.5% 的 Nd:VO<sub>4</sub> 晶体,得出了不同泵浦功率下晶体的热焦距数值。并对列阵半导体激光泵浦的晶体热透镜效应进行分析,同时利用热焦距计算公式<sup>[2]</sup>进行计算,把两种结果作了比较。

### 1 理论分析

#### 1.1 平-平腔

首先采用了最简单的平-平腔,这种谐振腔不仅用到的元件少,而且计算比较简单,原理也容易理解。它的腔型见图 1,设  $f_r$  为热焦距,  $l_1$ ,  $l_2$  分别为等效热透镜与  $M_1$  和  $M_2$  之间的距离,则谐振腔的传输矩阵如下:

\* 北京市教委科技发展基金资助项目。

作者简介:王登顺,男,1976 年 10 月出生。硕士研究生。现从事 LD 泵浦激光技术、谐振腔设计等方面的研究。

收稿日期:2002-12-09;收到修改稿日期:2003-01-21

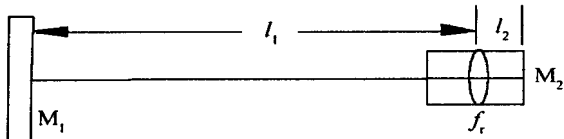


Fig. 1 Schematic of plain-plain cavity

$$M = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_r & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_r & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

所以：

$$\frac{A_1 + D_1}{2} = 1 - \frac{2l_2}{f_r} - \frac{2l_1}{f_r} + \frac{2l_1l_2}{f_r^2} \quad (2)$$

由谐振腔的稳定性条件：

$$\left| \frac{A_1 + D_1}{2} \right| < 2 \quad (3)$$

可以得到：

$$\left| 1 - \frac{2l_2}{f_r} - \frac{2l_1}{f_r} + \frac{2l_1l_2}{f_r^2} \right| < 1 \quad (4)$$

当谐振腔的工作点从稳区转为非稳区的时候，上式会经过等号成立的一点。那么就可以通过测量出  $l_1, l_2$  两个距离的数值，并代入等号成立的上式，进而求出热焦距。在热透镜效应比较弱的时候，谐振腔总是处于稳区内的，所以为了达到从稳区到非稳区转变的目的，可以通过增加泵浦功率，即增强热透镜效应，减小热焦距。也可以通过增大谐振腔的长度，以达到谐振腔从稳区到非稳区的转变的目的。进行热焦距测量计算的过程为：采用平-平腔，首先确定泵浦功率与一个数值较小的  $l_2$ ，并把输出光调至最大，然后连续调节  $l_2$  直到输出变为 0 为止，这样把不同功率对应的  $l_1$  测量值与  $l_2$ （在本实验中  $l_2$  恒为 4mm）代入等号成立的（4）式，即可以求得热焦距  $f_r$ 。

在实验中，因为  $l_1 \gg l_2$ ，所以可忽略，即把  $l_2 = 0$  代入（4）式，这样可以得到：

$$\left| 1 - \frac{2l_1}{f_r} \right| = 1 \quad (5)$$

即  $1 - \frac{2l_1}{f_r} = 1$  (6)

或  $-1 + \frac{2l_1}{f_r} = 1$  (7)

又因为  $l_1$  和  $f_r$  均大于 0，所以：

$$0 < l_1 < f_r \quad (8)$$

根据（8）式，可以得出一个简单的结论：在平-平腔实验中，谐振腔稳定工作时， $l_1$  必须小于或等于热焦距  $f_r$ ，即热焦距  $f_r$  必须大于或等于  $l_1$ ，在谐振腔从稳区走向非稳的过程中，处于临界状态时， $l_1$  的数值即为热焦距的大小。还可以把热透镜与晶体镀全反膜的端面等效为一个凹面反射镜，热焦距即为凹面反射镜的曲率半径。从图 2 也可以看出此结论：只有在热焦距  $f_r$  大于距离  $l_1$  时，才能保证谐振腔工作在稳区内，并且谐振腔稳区的临界点为  $f_r = l_1$ 。经过测量计算，前面代入  $l_2 = 4\text{mm}$  与代入  $l_2 = 0\text{mm}$  所得结果一致，因此  $l_1$  的数值即可以代表热焦距的大小。

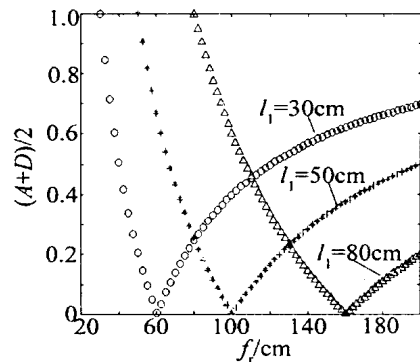


Fig. 2 Schematic of scope of thermal focal length in stable area of cavity (plain-plain cavity)

当然还可以让谐振腔工作在稳区内，从而得到一个热焦距的范围。图 2 中确定了  $l_1, l_2$  的值： $l_1$  分别为 30cm, 50cm, 80cm,  $l_2$  为 0.3cm（等效热透镜离右端面的距离，同时考虑晶体的折射率），用计算机进行扫描，就可以得到图中所示的结果，即能够使得谐振腔处于稳区的热焦距  $f_r$  的变化范围。

### 1.2 平-凹腔

平-平谐振腔对调节精度要求比较苛刻，因此考虑了下面的平-凹腔，腔型如图 3，同样，设  $f_r$  为热焦

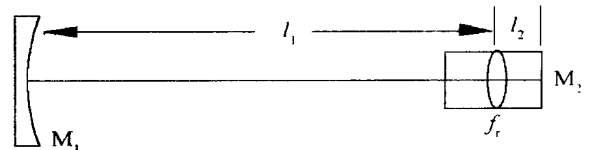


Fig. 3 Schematic of plain-concave cavity

距， $l_1, l_2$  分别为等效热透镜与  $M_1$  和  $M_2$  之间的距离，且  $M_1$  的曲率半径为  $R$ ，那么谐振腔的传输矩阵为：

$$M_2 = \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_r & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_r & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_r & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (9)$$

所以,

$$\frac{A_2 + D_2}{2} = 1 - \frac{2l_1}{f_r} - \frac{2l_2}{f_r} + \frac{2l_1l_2}{f_r^2} - \frac{2l_1}{R} + \frac{2l_1^2}{f_r R} + \frac{4l_1l_2}{f_r R} - \frac{2l_1^2l_2}{f_r^2 R} - \frac{2l_2}{R} \quad (10)$$

根据稳腔条件有:

$$\left| 1 - \frac{2l_1}{f_r} - \frac{2l_2}{f_r} + \frac{2l_1l_2}{f_r^2} - \frac{2l_1}{R} + \frac{2l_1^2}{f_r R} + \frac{4l_1l_2}{f_r R} - \frac{4l_1^2l_2}{f_r^2 R} - \frac{2l_2}{R} \right| = 1 \quad (11)$$

谐振腔特性分析:在  $l_1 < R$  时,  $f_r < l_1$ , 可以通过增加功率实现谐振腔的临界状态, 此时  $f_r = l_1$ , 可以看出, 这时只能测量  $f_r < R$  的情况, 而要测量  $f_r > R$  的情况则必须考虑下面的条件; 在  $l_1 > R$  时,  $f_r$  将对应一个或者多个稳区范围, 因此这种情况下的谐振腔将有多个临界状态, 这样得到的热焦距数值有多个, 需要进一步确定。经过计算机扫描, 得到如图 4 的结果, 即谐振腔处于稳区,  $l_1$  分别等于 30cm, 50cm, 80cm 时的热焦距范围。

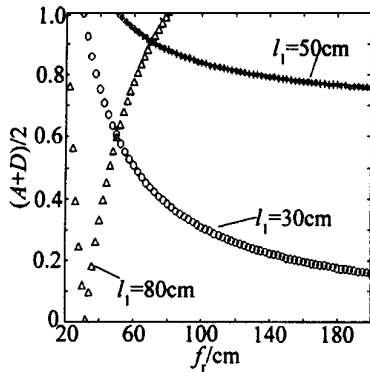


Fig.4 Schematic of scope of thermal focal length in stable area of cavity (plair-concave cavity)

## 2 实验与结果

实验中, 作为泵浦源的半导体激光器由中国科学院半导体研究所生产, 参数为: 最大输出功率为 40W, 发散角约为 10° 和 60°, 发光区为 1μm × 10mm, 共 4 条, 条间距为 2.4mm。采用柱透镜列对半导体泵浦源进行准直聚焦, 然后采用照相技术对焦斑进行精确测量, 得到以下结果: 1mm × 2.4mm (泵浦功率约为 8W), 1.2mm × 2.7mm (泵浦功率约为 20W), 1.3mm × 3mm (泵浦功率约为 35W)。激光晶体采用掺杂为 0.5%、尺寸为 5mm × 5mm × 5mm 的 Nd:YVO<sub>4</sub>, 由山东大学晶体研究所提供。平-凹腔中, 凹面镜的

曲率  $R = 60\text{cm}$ 。表 1 是利用平-平腔进行测量所得到的不同泵浦功率下的热焦距数值。

Table 1 Comparment of results for plair-plain cavity and formula

| pump power/W                   | 5           | 8   | 10  | 15 | 20 | 25 | 30 | 35 |
|--------------------------------|-------------|-----|-----|----|----|----|----|----|
| $f_r$ of plair-plain cavity/cm | no measured | 100 | 90  | 75 | 70 | 68 | 65 | 62 |
| $f_r$ of formula (12)/cm       | 212         | 133 | 106 | 73 | 72 | 60 | 58 | 51 |

利用平-凹腔对上面的结果进行验证, 总是可以找到一种情况与平-平腔所得结果接近; 并且在实验中采用了范围交集法, 即通过多次实验测量以得到多个热焦距的范围, 然后取这些范围的交集, 从而得到较为精确的热焦距数值。

因为谐振腔存在振荡阈值, 所以实验采用的测量方法也存在一定的偏差。但是由于实验是从谐振腔出发去确定热透镜效应大小的, 因此精确度还是比较高的。影响准确度的另外一个可能的因素是调节精度, 因为平-平腔对调节精度要求较高, 所以需要精细调节端镜。经过多次测量计算, 得到了实验条件下各个泵浦功率下的热焦距数值, 运用这些结果进行了多个腔内倍频谐振腔的设计, 谐振腔稳定性结果很好地验证了热焦距测量值的准确性。此外, 还根据上述原理, 对测量计算值进行多次验证。

## 3 热透镜效应的等效与公式计算

下面利用热焦距计算公式进行计算<sup>[2]</sup>:

$$f_r = \frac{K_c \cdot p}{P_{ph} (dn/dt)} \left[ \frac{1}{1 - \exp(-l)} \right] \quad (12)$$

式中,  $K_c$  为热传导系数;  $p$  为抽运光光斑半径,  $P_{ph}$  为泵浦光功率  $P$  作为热沉积在晶体中的一部分功率 (设为总泵浦功率的 20%)。  $dn/dt$  为折射率随温度的变化率,  $\alpha$  为吸收系数,  $l$  为激光晶体长度。对掺杂浓度为 0.5% 的 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体,  $K_c = 0.054\text{W/cm} \cdot \text{K}$ ,  $dn/dt = (4.7 \pm 0.6) \times 10^{-6}/\text{K}$ ,  $\alpha = 14.8\text{cm}^{-1}$ 。

接下来确定  $p$ ,  $P_{ph}$ 。实验中采用列阵半导体泵浦, 这种泵浦方式下的光斑不是圆对称的, 而是一个长条形, 所以要利用 (12) 式, 还需要做进一步的等效 (如图 5 所示)。

(1) 热焦距数值在两个方向 ( $x$  方向,  $y$  方向) 上是不一样的, 在  $x$  方向上的热焦距大于  $y$  方向上的热焦距, 并且这两个方向上的热焦距可以分别进行计算; (2) 把长条的泵浦光斑等效成多个半径为  $p_1$

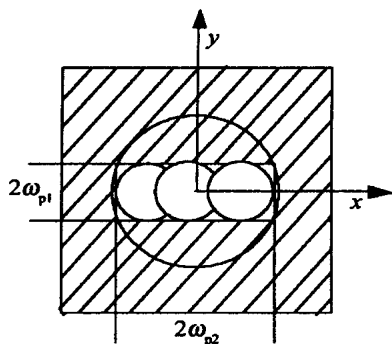


Fig. 5 Model of thermal focal length (square is crystal's cross section, rectangle is pumping laser's facula)

的圆形光斑的排列,用这些小圆形光斑的半径进行热焦距的计算,计算所得结果即为  $y$  方向上的热焦距;(3)  $x$  方向上的热焦距用等效半径为  $p_2$  的泵浦光斑进行计算;(4) 谐振腔稳定性取决于光斑尺寸小的方向上的热焦距,即  $y$  方向上的热焦距。

一般情况下,  $\text{NdYVO}_4$  晶体总是被切成方形的,又因为该公式是在假设晶体边界为圆对称的前提下推导出来的,所以利用传统的热焦距计算(8)式进行计算本身就有一定的误差。但是这一公式还是可以用来表征热焦距的变化趋势的。

在实验中,泵浦光经过整形聚焦以后,得到的光斑尺寸为:  $1\text{mm} \times 2.4\text{mm}$  (泵浦功率约为  $8\text{W}$ ),  $1.2\text{mm} \times 2.7\text{mm}$  (泵浦功率约为  $20\text{W}$ ),  $1.3\text{mm} \times 3\text{mm}$  (泵浦功率约为  $35\text{W}$ )。这样可以把泵浦光斑分别等效为  $2.5, 2.3, 2.4$  个半径为  $0.5\text{mm}, 0.6\text{mm}, 0.65\text{mm}$  的圆形光斑,即  $p_1$  为  $0.5\text{mm}, 0.6\text{mm}, 0.65\text{mm}$  (这些等效

光斑略有重叠是出于考虑除去对应这些光斑的泵浦能量以外的那部分剩余泵浦能量)。利用(12)式进行  $x$  方向上的热焦距计算时,等效后,对应不同的总泵浦功率范围,沉积在晶体中的泵浦功率分别为:  $P_{\text{ph1}} = P \times 20\% / 2.5$ ,  $P_{\text{ph2}} = P \times 20\% / 2.2$ ,  $P_{\text{ph3}} = P \times 20\% / 2.5$  ( $P$  为总泵浦功率)。经过对泵浦功率、光斑半径进行折算后,代入(12)式,就可以得到  $y$  方向上的热焦距,所得结果与前面测得的结果变化趋势一致,结果如表 1 所示。

## 4 结 论

利用稳腔条件通过测量所得到的晶体热焦距,与传统热焦距计算(12)式所得结果基本吻合,其变化趋势一致。利用该方法,虽然需要调节临界状态,但是它具有直接以谐振腔稳定性作为标准、简单易行等优点,并且可以利用所得到的热焦距范围进行多次实验测量,把范围缩小到需要的精确程度。因此该方法具有一定的实用性。实验中得出了掺杂为  $0.5\%$  的  $\text{NdYVO}_4$  晶体在泵浦功率范围为  $5\text{W} \sim 35\text{W}$  内的一系列热焦距数值。为大功率 LD 泵浦下激光晶体的热焦距计算提供了依据。

## 参 考 文 献

- [1] 郑加安,赵圣之. 中国激光, 2001, 28(8): 717 ~ 720.
- [2] Innocenzi M E, Yura H T, Fincher C L *et al.* A P L, 1990, 56(19): 1831 ~ 1833.
- [3] Zygyus B O, Zhang Q Ch. A P L, 1997, 71(18): 2590 ~ 2592.
- [4] Neuenschwander B, Weber R, Weber H P. IEEE J Q E, 1995, 31(6): 1082 ~ 1087.

(上接第 533 页)

就属于这种情况。在低掺杂的情况下,杂质对吸收(或增益)特性有显著的影响,而对本底材料的色散特性的影响却很小,这一点可由掺杂介质激光器的谱线加宽因子可以忽略不计这一事实而得到证实<sup>[8]</sup>。于是,采用这种办法就可以制得反射率在中心频率处凹陷而对色散特性没有显著影响的镜子了。

## 参 考 文 献

- [1] Tikhonravov A V, Baumeister P W, Borov K V. Appl Opt, 1997, 36

(19): 4382 ~ 4392.

- [2] Szipocs R, Ferencz K, Spielmann C *et al.* Opt Lett, 1994, 19(3): 201 ~ 203.
- [3] Brabec T, Krausz F. Rev Mod Phys, 2000, 72(2): 545 ~ 591.
- [4] Babic D I, Corzine S W. IEEE J Q E, 1992, 28(2): 514 ~ 524.
- [5] Szipocs R, Kohazi-kis A, Lako S *et al.* Appl Phys, 2000, B70: S51 ~ S57.
- [6] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics. 3rd ed, New York: Academic Press, 1999: 67 ~ 69.
- [7] Takada H, Kakehata M, Torizuka K. Appl Phys, 2000, B70: S189 ~ S192.
- [8] Agrawal G P, Dutta N K. Semiconductor lasers. 2nd ed, New York: van Nostrand Reinhold, 1993: 31 ~ 32.