

## 高功率激光窗的热透镜效应及补偿

陈清明\* 张永方 李再光

(华中理工大学激光研究所)

### Thermal lens effect and its compensation in high power laser windows

Chen Qingming, Zhang Yongfang, Li Zaiguang

(Laser Institute, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan)

**提要:** 本文对 GaAs 及 ZnSe 输出腔镜的热透镜效应进行了实验研究和理论分析。用凹面输出腔镜对热透镜效应进行了补偿,使高功率快速流动横向电激励 CO<sub>2</sub> 激光器的光束质量得到了提高。

**关键词:** 热透镜效应,高功率激光器,激光窗口

### 一、引言

高功率(5kW以上)快速流动横向电激励 CO<sub>2</sub> 激光器(10.6 μm)一般运行于多模状态,光束质量不大好。并且,由于输出耦合腔镜(以下简称窗口)对激光的吸收使镜片温度升高导致热畸变,产生热透镜效应,使光束质量进一步变坏,严重地影响到激光器在工业生产中的应用。本文首先用斐索干涉法和迈克尔逊干涉法对正在运行中的窗口和腔外窗口进行了动态二维热畸变研究;其次在用二维扫描系统对激光束的近场及远场分布进行测量研究的基础上求解窗口的热传导方程,从而在理论上对热透镜效应进行了分析和计算。理论计算与实验基本相符;最后用凹面窗口代替平面窗口输出激光,使光束的畸变得到了适当的补偿。

### 二、基本现象

研究所用的 5 kW 连续波 CO<sub>2</sub> 激光器,具有平凹稳定谐振腔。腔长  $L_1=150$  cm,多针对平板放电,极间距离  $d=4$  cm,全反射镜为镀金铜镜,其曲率半径  $R_1=1000$  cm,窗口为 GaAs 或 ZnSe 平面镜,有效输出孔径  $2a=4$  cm,输出光束为多模。如无异常情况,输出光束应该是发散的,即束腰在窗口平镜上,如图 1 中实线所示。我们在窗口附近以及在离窗口 200 cm 和 400 cm 处分别测光斑尺寸,计算其发散角(近场)。当激光器处于低功率(1kW 以下)运行时,其发散角与理论值基本相符。但当功率继续增大后,光束发散角则由大逐渐减小并达到准直,最后变为会聚(图

收稿日期:1988年1月4日。

\* 现在地址:北京清华大学工程物理系。

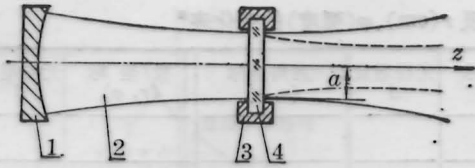


图1 激光窗口畸变对输出光束的会聚现象  
1—全反射镜；2—激光束；3—冷却支架；  
4—输出窗口

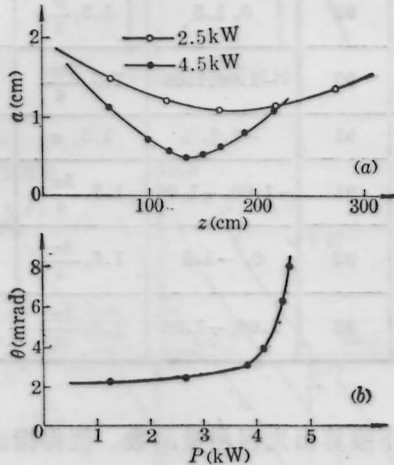


图2 光束质量随激光输出功率的变化  
(a) 输出光束截面随功率的变化；  
(b) 距窗口 270 cm 处发散角随功率的变化

1 中虚线)。功率愈大，会聚愈烈。图2是几种典型结果。显然，单纯考虑平凹腔的基本理论无法解释这种现象，此时测出的发散角也不能反映光束的本征发散角。

### 三、研究方法及结果

上述现象的根本原因在于窗口材料对激光吸收引起温度升高，导致窗口的几何厚度变化<sup>[1]</sup>和折射率变化。本文采用了腔外迈克尔逊干涉法和斐索干涉法测量了正在运行中的窗口的这些变化。对全反射镜在强激光作用下的畸变也进行了测量，其最大厚度增量不超过  $2 \mu\text{m}$ ，因此可以忽略。测量用的实验装置如图3。

迈克尔逊干涉法，是通过同时记录两个屏上“吞进”或“吐出”的干涉环的数目来计算窗口被激光加热后两个表面的几何位移，以

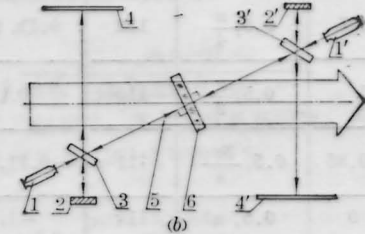
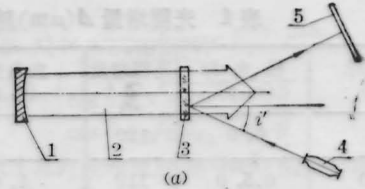


图3 光程增量测量示意图

- (a) 斐索干涉法  
1—全反射镜；2—CO<sub>2</sub>激光束；3—输出窗口；  
4—接收屏
- (b) 迈克尔逊干涉法  
1—1'—氦氖激光器 2—2'—全反射镜；3—3'—半透镜；  
4—4'—接收屏；5—CO<sub>2</sub>激光束；6—窗口

及激光作用前后监测光透过窗口又由后表面返回时的光程差。计算公式为

$$\Delta = m_1 \cdot \lambda \quad (1)$$

式中  $m_1$  为“吞进”或“吐出”的干涉环的数目， $\lambda$  为监测激光的波长。(1) 式为往返光程差。

斐索干涉法，是通过记录移动的干涉条纹数目  $m_2$  来计算激光作用前后的光程差。考虑与窗口垂直方向的单程光程差，计算公式为

$$\Delta/2 = m_2 \cdot \lambda \cdot \cos \psi'/2 \quad (2)$$

式中  $\psi'$  为监测激光与窗口法线的夹角。

实际测量时，窗口的水平方向 ( $x$  轴) 和垂直方向 ( $y$  轴) 各测 7 个点，窗口中心为原点，每点相距 0.5 cm。测量结果列于表 1。两种测量方法的绝对误差不超过四分之一波长 ( $0.16 \mu\text{m}$ )，而光程增量一般为几十  $\mu\text{m}$  以上，因此相对误差很小。

由表 1 可见能按照极坐标  $(r, \varphi)$  来处理窗口的热畸变。这时窗口的热畸变只与  $r$  有关而与  $\varphi$  无关，并且畸变随  $r$  的增加而减小变化。对于窗口的一个固定点，物理光程为

$$L = n(T) \cdot l(T), \quad (3)$$

表1 光程增量  $\Delta$  ( $\mu\text{m}$ ) 随坐标  $x, y$  (cm) 及  $r$  (cm)、 $\varphi$  (弧度) 的变化表\*

直角坐标 ( $x, y$ )	极坐标 ( $r, \varphi$ )	光程增量 $\Delta$	直角坐标 ( $x, y$ )	极坐标 ( $r, \varphi$ )	光程增量 $\Delta$	直角坐标 ( $x, y$ )	极坐标 ( $r, \varphi$ )	光程增量 $\Delta$
0, 0	0, 0	120						
0.5, 0	0.5, 0	112	1, 0	1, 0	90	1.5, 0	1.5, 0	53
0.35, 0.35	0.5, $\frac{\pi}{4}$	112	0.71, 0.71	1, $\frac{\pi}{4}$	92	1.06, 1.06	1.5, $\frac{\pi}{4}$	54
0, 0.5	0.5, $\frac{\pi}{2}$	110	0, 1	1, $\frac{\pi}{2}$	93	0, 1.5	1.5, $\frac{\pi}{2}$	52
-0.35, 0.35	0.5, $\frac{3\pi}{4}$	111	-0.71, 0.71	1, $\frac{3\pi}{4}$	90	-1.06, 1.06	1.5, $\frac{3\pi}{4}$	53
-0.5, 0	0.5, $\pi$	114	-1, 0	1, $\pi$	91	-1.5, 0	1.5, $\pi$	53
-0.35, -0.35	0.5, $\frac{5\pi}{4}$	112	-0.71, -0.71	1, $\frac{5\pi}{4}$	91	-1.06, -1.06	1.5, $\frac{5\pi}{4}$	52
0, -0.5	0.5, $\frac{3\pi}{2}$	110	0, -1	1, $\frac{3\pi}{2}$	92	0, -1.5	1.5, $\frac{3\pi}{4}$	54
0.35, -0.35	0.5, $\frac{7\pi}{4}$	111	0.71, -0.71	1, $\frac{7\pi}{4}$	92	1.06, -1.06	1.5, $\frac{7\pi}{4}$	53

\* 此表的测量值为激光输出功率 5kW 时的值。

$n$  为窗口折射率,  $l$  为窗口厚度, 它们都随温度  $T$  变化。由此, 光程增量为

$$\delta L = l \cdot \delta n + n \cdot \delta l \quad (4a)$$

其中

$$\delta n = \frac{\partial n}{\partial T} \cdot \Delta T = n_0 \cdot \gamma \cdot \Delta T \quad (4b)$$

$$\delta l = \frac{\partial l}{\partial T} \cdot \Delta T = l_0 \cdot \alpha \cdot \Delta T \quad (4c)$$

这里  $n_0$ 、 $l_0$  分别为室温下窗口的折射率和几何厚度,  $\gamma$ 、 $\alpha$  分别为其折射率的温度变化率和热膨胀系数。根据生产厂给出的数据, GaAs 窗口的  $n_0$ 、 $\gamma$  和  $\alpha$  分别为 3.27、 $149 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$  和  $5.7 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ , ZnSe 窗口的  $n_0$ 、 $\gamma$  和  $\alpha$  分别为 2.40、 $107 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$  和  $8.5 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ , 本文采用的窗口厚度  $l_0$  均为 5 mm。

由于光程增量基本与  $\varphi$  无关, 则对于整个窗口, 光程增量函数(4a)可表示为

$$\begin{aligned} \delta L(r) &= l \cdot \delta n(r) + n \cdot \delta l(r) \\ &= (l \cdot n_0 \cdot \gamma + n \cdot l_0 \cdot \alpha) \Delta T(r) \\ &\approx l_0 \cdot n_0 (\gamma + \alpha) \Delta T(r) \end{aligned} \quad (5)$$

可见既能由实验上测量光程增量函数来计算窗口上的温度分布, 又能在知道温度分布的

前提下推算出光程增量函数。值得指出的是  $\gamma$  一般比  $\alpha$  大很多, 因此应主要考虑折射率的变化。

定性地说, 窗口透光区域吸收光能使其温度升高, 而窗口边界由于强制冷却处于恒温边界条件。在稳态条件下, 窗口内有沿径向  $r$  的温度梯度, 致使窗口的折射率  $n$  和厚度  $l$  随  $r$  变化, 一般说来窗口中心  $r=0$  处温度高, 故折射率高且厚度也大。激光通过窗口类似于通过一个不规则的凸透镜, 因而会出现会聚现象。光功率越大, 会聚也越严重。

定量分析可采用两种方法, 其一为根据实测量的光程增量函数来计算等效热焦距。平行光垂直入射通过窗口后的光程为

$$L = L_0 + \delta L, \quad (6)$$

式中  $L_0 = n_0 \cdot l_0$  为室温下窗口的物理光程, 由(3)、(4)和(6)得

$$\begin{aligned} L &= n_0 \cdot l_0 + \delta n \cdot l + \delta l \cdot n \\ &\approx n_0 \cdot l_0 \left[ 1 + \frac{\delta n(r)}{n_0} + \frac{\delta l(r)}{l_0} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

这时, 窗口的等效折射率为

$$n_{eff} = n_0 \cdot \left[ 1 + \frac{\delta n(r)}{n_0} + \frac{\delta l(r)}{l_0} \right], \quad (8)$$

所以窗口相当于一个光焦度<sup>[2]</sup>为

$$D = 1/f_{th} \\ = 2n_0 \cdot l_0 \left[ 1 + \frac{\delta n(r)}{n_0} + \frac{\delta l(r)}{l_0} \right] \quad (8')$$

的透镜, 式中  $f_{th}$  为等效热焦距。这种方法比较直观, 但对每种功率都得进行测量。

另一方法是先解出窗口的热传导方程, 再由温度分布函数导出光程增量函数, 最后算出热焦距。如果用此方法在几种不同的功率下分别推算出的热焦距与实测值基本相符, 则可认为所建立的热方程合理, 并可由此推导各种情况下的热焦距。

根据二维扫描系统对激光光束的近场及远场分布进行测量的结果, 光强分布与  $\varphi$  基本无关, 于是选用柱坐标, 这时光强分布的形式为

$$I = I(r, z), \quad (9)$$

窗口的热方程为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla_{r,z}^2 T + Q / (C_p \cdot \rho), \quad (10)$$

$t$  为时间;  $\rho$  为材料的密度;  $z$  为轴向坐标;  $C_p$  为定压比热;  $k = \frac{A}{C_p \cdot \rho}$  为热扩散率;  $A$  为热导率;  $Q$  为体积热源;  $\nabla_{r,z}^2 = \frac{1}{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 。在稳定情况下,  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ , 热方程简化为

$$k \nabla_{r,z}^2 T = - \frac{Q}{C_p \cdot \rho}. \quad (11)$$

热源项  $Q$  为  $r$ 、 $z$  的函数, 即光强 (功率密度)  $I(r, z)$  与吸收系数  $\beta$  的乘积。GaAs 和 ZnSe 窗口在  $10.6 \mu\text{m}$  波长处的  $\beta$  值分别为  $0.020$  和  $0.002 \text{ cm}^{-1}$ 。由于在窗口上  $0 \leq z \leq l$  ( $l$  为  $0.5 \text{ cm}$ )、 $\beta l \ll 1$ , 窗口上的光强分布化为  $I(r, z) = I(r) \cdot e^{-\beta z} \approx I(r)$ , 这里  $I(r)$  为二维扫描系统对激光光强的测量值。因此,  $Q = \beta \cdot I(r)$ 。因为  $\int_0^r \int_0^{2\pi} I(r) dA = P$ , 这里  $dA = 2\pi r dr d\varphi$ ,  $P$  为激光总功率, 所以光强分布决定了功率大小和 (11) 式的形式。

假设光强  $I(r)$  是均匀的, 则在恒定功率  $P$  下,  $I(r) = \frac{P}{\pi a^2} = \text{常数}$ ; 并认为  $r = a$  处窗口温度  $T$  为冷却水温  $T_w$ , 则 (11) 式的解为

$$T = T_w + B \cdot (a^2 - r^2), \quad (12a)$$

$$\Delta T = B \cdot (a^2 - r^2), \quad (12b)$$

其中  $B = \beta \cdot P / (\pi a^2 \cdot C_p \cdot \rho \cdot k)$ 。于是由 (4)、(6) 和 (12) 求得

$$L = n_0 \cdot l_0 \left[ 1 + \left( \frac{\partial n}{\partial T} \frac{1}{n} + \frac{\partial l}{\partial T} \frac{1}{l} \right) B \cdot a^2 \right] \\ \cdot \left[ 1 - \frac{\left( \frac{\partial n}{\partial T} \frac{1}{n} + \frac{\partial l}{\partial T} \frac{1}{l} \right) B}{1 + \left( \frac{\partial n}{\partial T} \frac{1}{n} + \frac{\partial l}{\partial T} \frac{1}{l} \right) B \cdot a^2} r^2 \right]. \quad (13)$$

此时, 窗口相当于一个光焦度为

$$D = \frac{1}{f_{th}} = 2n_0 \cdot l_0 \left( \frac{\partial n}{\partial T} \frac{1}{n} + \frac{\partial l}{\partial T} \frac{1}{l} \right) B \propto P \quad (14)$$

的透镜。按照此式计算了几种功率  $P$  下的不同值。计算值与实验值基本相符。实际上, 光强  $I(r)$  不会是常数, 但由于本实验中激光器运行于高阶模, 并且是多模, 加之温度场的变化相对于光场变化是一种平均效应, 所以上述简化与实验测量差别不大。

#### 四、热透镜效应的补偿

本文选用了凹腔来补偿热透镜效应对光束质量的影响。由图 2 可见, 当功率较高时平凹腔输出光束在工作距离处 ( $z = 2 \sim 4 \text{ m}$ ) 发散角很大, 这对传输和使用都极为不利。由透镜的远场发散角变换公式<sup>[3]</sup>

$$\theta' = \theta \sqrt{\left( 1 - \frac{d}{F} \right)^2 + \frac{f^2}{F^2}}, \quad (15)$$

式中  $\theta$  和  $\theta'$  分别为透镜前后的高斯光束发散全角;  $F$  是透镜焦距;  $f$  为变换前光束的共焦参数;  $d$  为变换前光腰与透镜中心的距离。对于平凹腔窗口平镜有热透镜效应时代入  $d = 0$ , 于是 (15) 式变为

(下转第 455 页)

为了获得最大的增益, SCDL 输出的激光束在  $C_2$  中必须与泵浦光束在空间中最大程度地重迭。图 1 中透镜  $L_3$  用来减少 SCDL 输出光束发散角, 并调节好  $L_4$ 、 $L_5$ , 使两束光发散角一致, 且在  $B_2$  处有相同的光斑尺寸。再调节好棱镜  $P_5$ 、 $P_6$  和分束器  $B_2$ , 这样就可使两束光在  $C_2$  中较好地重迭。

### 3. $C_2$ 腔长、 $C_2$ 中染料溶液浓度与其泵浦脉冲能量的匹配

要获得最大增益, 还需使被放大的激光脉冲在放大池染料溶液传播的整个过程中都有放大。为此, 要使染料溶液的整个泵浦区都有足够的粒子数反转密度。利用  $L_6$  把两个光束聚焦在  $C_2$  输入面附近, 同时调节染料溶液浓度, 使泵浦束到达输出端时强度适当。我们测量了不同浓度下  $C_2$  的放大倍数, 得到了  $C_2$  腔长为 1 cm 时, 其染料溶液最佳浓度为  $4 \times 10^{-4}$  mol/L。

## 五、放大自发发射 (ASE) 的观测

ASE 是放大器损耗的重要因素之一。实验中, 我们观察到两类 ASE。一种是非类激

(上接第 459 页)

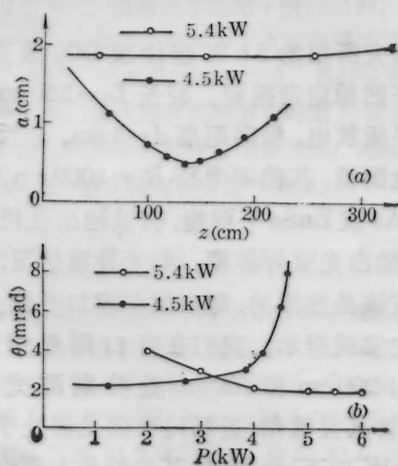


图 4 凹凹腔(“○”)补偿后与未经补偿的平凹腔(“●”)的光束质量比较

(a) 输出光束截面尺寸的比较;

(b) 距离窗口 270 cm 处发散角随功率变化的比较

$$\theta' = \theta \sqrt{1 + f^2/F^2}, \quad (16)$$

光型的 ASE(I)。它没有阈值, 和泵浦光同时存在; 其发散角很大, 约几度到十几度; 与泵浦光共轴。另一种是类激光型的 ASE(II)。它有一定的阈值, 当泵浦光大于一阈值时才出现; 其发散角很小, 约几个 mrad; 光强很强, 其光轴与  $C_2$  的输入面垂直。当  $C_2$  输入面法线与泵浦光束夹角大于一定值之后, 且输入被放大的激光之时, ASE(II) 便消失; 而 ASE(I) 仍存在。ASE(I) 可以由增加染料溶液的浓度来抑制。浓度增加时 ASE(I) 减弱, 当浓度为  $8 \times 10^{-4}$  mol/L 时(这时池长用 0.5 cm), ASE(I) 变得很弱。

本文实验中关于脉冲的测量得到 Dannel O'Connor 的协助, 特此表示感谢。

## 参 考 文 献

- 1 D. Roess, *J. Appl. Phys.*, **37**(5), 2004 (1966)
- 2 Chinlon Lin *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **26**(7), 389 (1975)
- 3 A. J. Cox *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 389 (1977)
- 4 Gerard W. Liesegang, *Appl. Opt.*, **22**, 2045 (1983)
- 5 P. H. Chiu *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-20**(6), 652 (1984)
- 6 A. J. Cox *et al.*, *Appl. Opt.*, **18**(4), 532 (1979)

可见, 在平凹腔窗口处的任何透镜变换, 都只能使光束发散角变大。于是本文采用了凹凹腔补偿, 即把窗口磨成平凹面, 凹面镀增反膜, 平面镀全透膜。高功率输出时, 这种腔型的光束发散角在工作距离处远比平凹腔小, 光束的传输特性和聚焦特性都大为改善, 如图 4 所示, 这时光束发散角接近理论值。当然如前所述, 热透镜效应与功率有关, 这种固定曲率半径的凹凹腔补偿不能实现所有功率水平的完全补偿。需考虑组合镜形式的补偿。

## 参 考 文 献

- 1 J. S. Loomis *et al.*, *Symposium on Laser Damage in Optical Materials*, 1975, 126
- 2 H. Weber 著, 丘军林等译, *激光谐振腔* (华中工学院出版社, 1983), 106
- 3 周炳琨 *et al.*, *激光原理* (国防工业出版社, 1980), 359