

# 激光束波面象差的补偿

陈时胜 赵庆春 王笑琴 丁丽明\*

(中国科学院上海光机所)

## 提 要

本文总结了钕玻璃高功率激光束波面象差的补偿方法,同时给出了非球面补偿透镜设计及加工检验的方法。在激光束象差补偿实验中,实际光束象差由初始 $2.3\lambda$ 降到 $\lambda/2\sim\lambda/4$ 。

## Compensation of laser beam wave surface aberration

*Chen Shisheng Zhao Qingchun Wang Xiaoqin Ding Liming*

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

## Abstract

Methods for compensating the wave aberration for the high power Nd glass laser beam are summarized, and the methods for adjusting, machining and testing of the aspherical lens for compensation are also given. In the experiments of laser beam aberration compensation, the practical laser beam aberration is decreased from  $2.3\lambda$  to  $\lambda/2\sim\lambda/4$ .

## 一、引 言

高功率钕玻璃激光束波面象差产生的主要原因有:①光束传输时所通过的放大器系列以及各种光学元件存在着加工剩余象差。②氙灯在放大器工作物质中照射不均匀而产生的象差。③非线性折射率所引起的光束自聚焦(包括整体光束的自聚焦以及小尺度自聚焦)所带来的波面畸变。

我们是在激光束波面象差的测量基础上,根据剪切干涉仪测得的光束波面象差结果表明,波面象差近似为轴对称的非球面。

所用的器件是七级行波放大器组成的高功率钕玻璃激光器件,输出脉宽为1毫微秒,光束口径为 $\phi 45$ 毫米,总输出能量为30焦耳,单位截面积上的平均功率密度约为2千兆瓦/厘米<sup>2</sup>。曾研究了工作物质的不同钕离子浓度以及光泵密度改变时对总体激光波面象差的影响。结果表明,在光泵密度基本确定的条件下,波面象差是确定的,而且在我们的器件中,产生象差的主要原因是由于氙灯泵浦光在棒状放大器中产生的径向温度梯度引起

收稿日期:1979年4月13日。

\*参加本工作的还有戴美兰、康玉英、竺庆春、张振明等。

的光程改变。理论分析表明<sup>[1]</sup>，引起光程变化的主要原因是温度引起的折射率变化  $\frac{dn}{dT}$ 。

## 二、由剪切干涉图确定实际波面象差

我们应用如图 1 所示的环路横向剪切干涉仪测量了放大器终端输出光束的波面象差。这种干涉仪由三块高质量的(平面度优于  $\lambda/20$ )平板组成,其中 C 板对被测光的反射率为 50%, A 与 B 板皆为全反射。

可以证明,从干涉仪中出射的光束 I 与 II 恒平行。此种干涉仪的优点是光束 I 与 II 光程恒等,因而它是白光干涉仪。此外其横向剪切量是任意可调的。

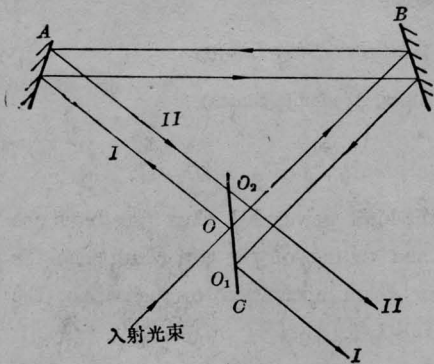


图 1 环路干涉仪光路示意图

在横向剪切干涉仪中,理想波面(即单一的球面波)所对应的干涉图是一组等间距的直条纹,其方向垂直于剪切方向。干涉图中的每相邻两根条纹之间所对应的光程差为一个波长。

在有象差的情况下,干涉图中条纹将发生弯曲,例如,在只有球差情况下,干涉条纹将是三次曲线。

在理想波面情况下,假定干涉条纹间隔为  $B$ ,则任选一根条纹并定为零级条纹(见图 2),则相应的第  $m$  级条纹的位置坐标为:  $L(m) = A_0 + B(m-1)$ ,其中  $A_0$  是常数,它

是从零点到第一条纹的距离。

当存在象差时条纹间距将发生改变。假定我们从干涉图上测得第  $m$  级条纹的实际坐标为  $x_m = P(m)$ ,则在该坐标点  $x_m$  上相应的波面与理想波面的光程差为:

$$\delta(x_m) = \frac{P(m) - L(m)}{B}$$

按此方法便易求得一组沿着光束直径  $\alpha$  剪切方向上的波面象差值  $\delta(x_m)$ ,其单位是波长。

同样,只要在平行于  $\alpha$  轴方向的弦线上做同样的测量,便可得到整个波面的空间结构。

应用上述方法,我们按测得的激光束波面干涉图(见图 2)计算了实际波面象差,结果列于表 1 中,图 3 中的曲线 A 是按表 1 的数据画成的。测量结果表明,它是近似为轴对称的非球面象差。

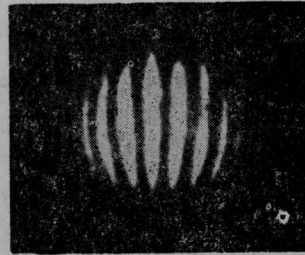


图 2 主激光未补偿前的干涉图

表 1 应用计算光程差方法计算得到的波面象差表

光束孔径坐标(半径)(毫米)	波面象差(微米)( $\times 2$ )	
0	0	0
2	0.001	0.002
4	0.008	0.016
6	0.010	0.020
8	0.029	0.058
10	0.065	0.130
12	0.114	0.228
14	0.182	0.364
16	0.272	0.544
18	0.390	0.780
20	0.535	1.170
22	0.719	1.438
24	0.950	1.90
25	1.081	2.162

### 三、实际波面象差系数的确定

任何一个非球面形波面皆可用 Zernike 多项式近似表示<sup>[2]</sup>, 其表示式为:

$$W(x, y) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i P_i(x, y),$$

在轴对称情况下,  $y=0$ , 于是有:

$$W(x, 0) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i x_i^i,$$

其中,  $a_0$  为常数;  $a_1$  称为倾斜;  $a_2$  称为离焦;  $a_3$  称为彗差;  $a_4$  称为球差;  $a_5$ 、 $a_6$  分别是高级象差系数。

由于干涉图上的坐标轴  $x$  上的任意点  $x_m$  所求得的波差  $\delta(x_m)$  便是非球面  $W(x_m, 0)$ 。因此有如下关系:

$$W(x_m, 0) = \delta(x_m) = \frac{P(m) - L(m)}{B},$$

因为  $\delta(x_m)$  已求得, 于是求得如下象差系数, 列于表 3 中。

表 3 从非球面方程  $W(x, y_0) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i x_i^i$  求得的象差系数

$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$
-0.0370	-0.001	0.001	-0.00002	0.000004

系数  $a_i$  求得后, 非球面方程  $W(x, 0) = \sum_{i=0}^{\infty} a_i x_i^i$  也就求得了。而实际上它就是曲线 A。

### 四、非球面透镜的设计与检验

测定结果表明, 激光束的波面是如图 4 中的  $W_1$  所示波面。为了补偿, 要加工一个非球面透镜以产生反号的象差。我们选用的是平面-非球面形透镜。其加工过程是在一块平行平板玻璃的一面研磨去与非球面波差  $\delta(x_m)$  相应的量并被玻璃折射率  $n$  除, 即  $\delta(x_m)/n$ 。

检验方法: 尽管横向剪切干涉仪有多种不同结构形式, 但只要剪切量相同, 则所测得

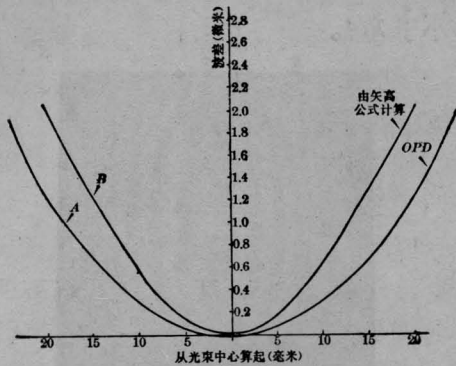


图 3 根据表 1 与表 2 画出的波面象差曲线 A 与 B

表 2 应用公式  $R = \frac{d\Delta}{\lambda}$  计算的波面象差

光束口径尺寸 (离中心点距离) (毫米)	相应的波差 (微米)	光束口径尺寸 (离中心点距离) (毫米)	相应的波差 (微米)
0	0	13	1.204
1	0.001	14	1.354
2	0.010	15	1.492
3	0.017	16	1.617
4	0.026	17	1.728
5	0.095	18	1.825
6	0.187	19	1.913
7	0.299	20	1.996
8	0.429	21	2.083
9	0.574	22	2.188
10	0.728	23	2.328
11	0.887	24	2.522
12	1.047	25	2.801

根据干涉图计算波面象差的另一种方法是应用公式  $R = \frac{d\Delta}{\lambda}$ , 分别求出光束口径上各点相应的波面半径。然后应用矢高公式  $h_i = \frac{r_i^2}{2R_i}$ , 其中  $h_i$  是矢高,  $r_i$  是从光束中心算起的光束半径。计算结果列于表 2 中, 并根据表 2 画成图 3 的曲线 B。

从应用光程差方法与求矢高公式两者计算所得结果其波面形状相似, 但数值上有些偏差, 其原因是求矢高方法是几何方法, 与波面象差理论有所偏离。



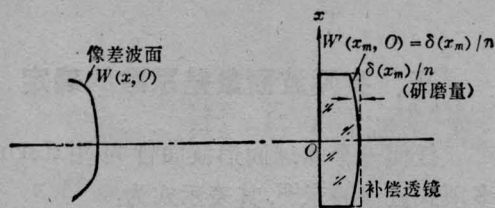


图4 主激光象差波面与补偿透镜示意图

结果是一样的。因此,为简便起见,我们采用了单块平板的横向剪切干涉仪代替环路干涉仪来检验补偿透镜。在测量时,主激光波长为1.06微米,干涉仪剪切量为 $d=10$ 毫米,相应条纹间隔为 $\delta_i$ 。相应波面曲率半径为 $R_i = \frac{d_0 \delta_i}{\lambda}$ 。检验光束采用 $6328\text{\AA}$  He-Ne激光,经1:100倍望远镜扩束成平行光。然后通过单块平板剪切干涉仪,调节干涉仪剪切量为 $d=10$ 毫米。则经被检验的非球面透镜后,干涉条纹应当变得较主激光干涉条纹密。而且条纹间隔应为 $\delta' = \delta \times \frac{0.63}{1.06} = 0.594\delta$ 。另一种方法是,使剪切量变小为 $d' = 0.594d_0$ ,此时所得干涉图应与主激光干涉图完全一致。

我们的测量结果表明,主激光(1.06微米)的波面是呈负透镜形的非球面象差,为了补偿,要求补偿用之非球面透镜是正透镜形象差。对于发散式或会聚式的波面,在剪切干涉仪中其表征是一样的。所用的检验光路示于图5。



图5 非球面镜检验光路

## 五、实验结果

将补偿透镜放置在器件终端输出位置上,然后利用剪切干涉仪测量经补偿后的波

面。图7是经补偿后的干涉图。经补偿后波差小于 $\lambda/4$ 。



图6 被检验的非球面补偿透镜的剪切干涉图  
波长 $6328\text{\AA}$ ,剪切量 $d=10$ 毫米

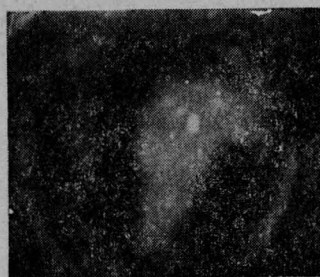


图7 补偿后的主激光干涉图  
剪切量 $d=10$ 毫米(光泵3800伏)

从上述实验结果看到,只要保持放大器各级光泵能量基本不变,所设计加工的非球面补偿透镜是能够将光束的轴对称的非球面象差补偿的。

## 六、结论

在钨玻璃高功率器件中,可以通过特别设计加工的非球面透镜将象差补偿。例如,在我们的实验中已将初始象差从 $2.3\lambda$ 经补偿后减小到 $\lambda/2 \sim \lambda/4$ 。这种方法为采用大口径棒状放大器提供了实际可能性。

## 参考文献

- [1] H. Welleing *et al.*; *JOSA*, 1966, **56**, No. 5, 611.
- [2] 王之江;“光学设计理论基础”,科学出版社,1964年。