

# 真空空间滤波器的窗口畸变

王桂英 张明科 钟振平

(中国科学院上海光机所)

**提要:** 利用横向剪切干涉法和轴向全息干涉法分别测量了处于大气压下和真空状态中的空间滤波器的窗口畸变; 滤波器处于真空状态下, 中心区域畸变量小于  $0.1\lambda$ , 边缘最大的畸变量为  $0.41\lambda$ ; 分别利用全息复元法和数值算法给出了这种畸变光束的焦体分布; 计算了该窗口在不同功率密度的激光作用下的非线性畸变, 它是高功率激光系统中的主要象差来源。

## Distortion of windows of vacuum spatial filters

Wang Guiying, Zhang Mingke, Zhong Zherping

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

**Abstract:** The distortion of the windows of spatial filters under the vacuum condition and the atmospheric state has been measured by using lateral transverse shearing interferometry and holographic interferometry. The distortion in the central area of the vacuum spatial filter is less than  $0.1$ , and that periphery is about  $0.41$ . And the intensity distribution of the laser beam in focal volume is given by means of holographic reconstructing image and numerical processing methods. The nonlinear effect for high power laser beams is also computed.

目前空间滤波器大量地用在高功率钕玻璃激光系统。空间滤波器的窗口是两块共像点的透镜, 在两透镜的像点处安放着滤波小孔。随着激光功率的提高, 对空间滤波器真空度的要求越来越高, 通光口径也越来越大。在这种情况下, 空间滤波器两透镜带给激光束的像差也就越来越显著。为此我们分别利用横向剪切干涉仪和三平板全息干涉仪<sup>[1]</sup>测量了空间滤波器处于大气压下和真空状态中的窗口畸变。测量表明, 在窗口的70%以上的中心区域畸变量均小于  $0.1\lambda$ , 在边缘畸变量较大, 而且两种情况下的畸变形态是不一

样的, 但是均在  $0.41\lambda$  左右。同时利用全息复元法和数值算法得到了光束的焦体分布, 两者相比较可以给出波面畸变的性质以及对可聚焦功率的影响。此外给出了不同功率的激光束经过不同厚度的光学元件时的畸变。

### 一、单片窗口的应力畸变

把输出单横模的 He-Ne 光扩束为  $\phi 80\text{mm}$  口径的平行光, 作为探测光去检测空间滤波器的窗口畸变。选  $\phi 100\text{mm}$  口

收稿日期: 1984年10月9日。

径的空间滤波器为诊断对象，窗口厚度一般取其口径的十分之一。把该窗口的透镜换为一块面型光圈变化小于  $0.1\lambda$  的玻璃平板，利用探测光束在该板上的反射而形成的剪切干涉条纹来测定它的畸变。该板在自由状态中的剪切干涉条纹基本上是平直的，变化量小于  $0.1\lambda$ ，但在压圈压紧之后条纹变曲。在较均匀的压力下，最大的局部像差为  $0.41\lambda$ ，在抽真空的情况下为  $0.26\lambda$ （都是相对于窗口中心部份而言）。设  $R_{(x,y)}$  为由干涉图给出的不同位置上的波面曲率半径，它与  $R_{(x_0,y_0)}$  为半径的标准球面相比较，可以给出波象差的变化：

$$\frac{\Delta R_{(x,y)}}{R_{(x_0,y_0)}} = \frac{R_{(x,y)} - R_{(x_0,y_0)}}{R_{(x_0,y_0)}}$$

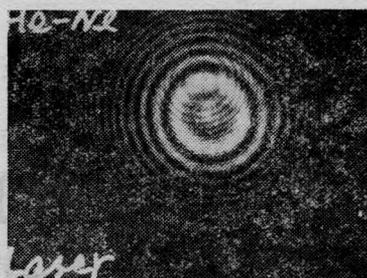
利用全息干涉法测量表明，玻璃平板向被抽真空的一边凹去，其等效焦距为  $-1724\text{ m}$ 。

## 二、一对透镜的总应力畸变

上节利用平板反射法分别测量了空间滤波器的每一只窗口的畸变，但两者相加并不等于空间滤波器的总的畸变量。因为真正使用的是空间滤波器的透射光，这样一来，两只窗口的畸变有可能是线性迭加，也有可能是相互补偿。因此，我们把空间滤波器的窗口换为两只透镜，分别由测量入射光束与透射光束的波面畸变来确定滤波透镜的应力畸变。

图 1 示出了利用横向剪切干涉法和全息干涉法得到的探测光束的波面干涉图，其波面曲率半径推算为  $4734\text{ m}$ ，因此它的干涉图基本是零场。在加上焦距  $100\text{ m}$  的负透镜时，得到了图 1 所示的波面干涉图、相对位相分布以及全息复元后的像点强度分布。由波面干涉图上得到的最大波像差量为  $0.16\lambda$ 。

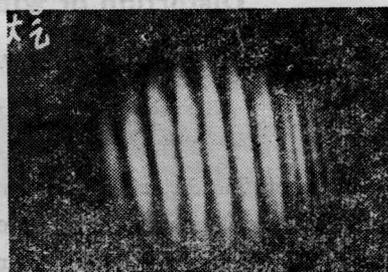
用同样方法测量了通过未抽真空的空间滤波器的光束质量(图 2)。从全息干涉图上



(a)



空间坐标  
(b)



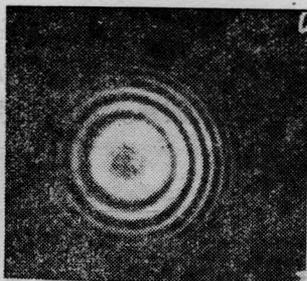
(c)



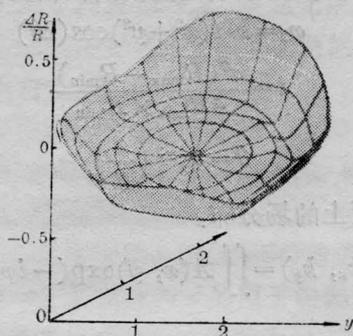
(d)

图 1 探测光束质量检验

- (a) 加了  $100\text{ m}$  焦距负透镜后的探测光束全息干涉图
- (b) 全息干涉图复元后的像点归一化强度分布 (CCD 显示点间距为  $27\mu\text{m}$ )，像点为  $1.1$  倍衍射极限
- (c) 加了  $100\text{ m}$  焦距的负透镜后的探测光束的横向剪切干涉图
- (d) 未加透镜的探测光束的全息干涉图

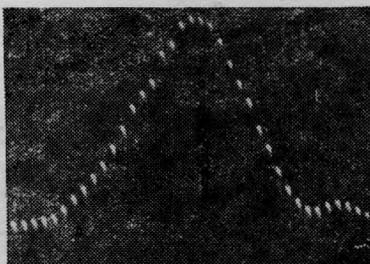


(a)



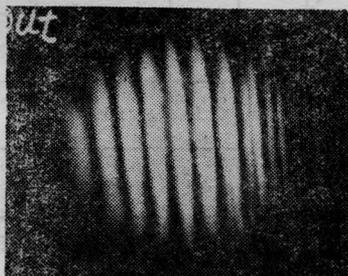
(b)

归一化强度



空间坐标

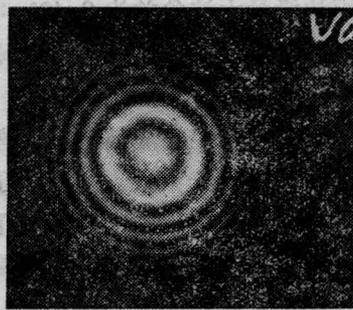
(c)



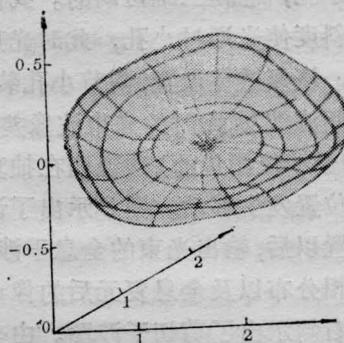
(d)

图 2

- (a) 探测光束通过未抽真空的空间滤波器后的全息干涉图
- (b) 光束波面的相对位相分布图
- (c) 全息复元后的像点归一化强度分布, 像点为 1.15 倍衍射极限
- (d) 为该光束的横向剪切干涉图

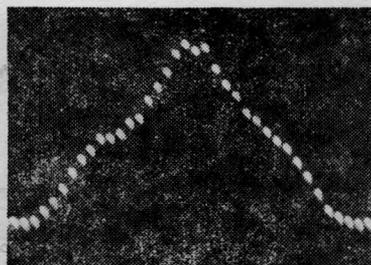


(a)



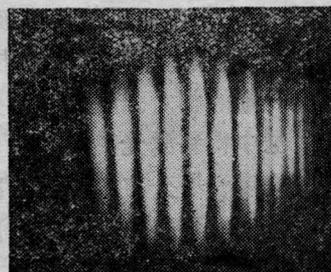
(b)

归一化强度



空间坐标

(c)



(d)

图 3

- (a) 探测光束通过真空空间滤波器后的全息干涉图
- (b) 光束波面相对位相分布
- (c) 全息图复元后的像点归一化强度分布, 该像点为 1.3 倍衍射极限
- (d) 为该光束的剪切干涉图

得到光束边缘最大波象差为  $0.42\lambda$ ，中心区基本上是平坦的。从剪切干涉图上得到的最大波象差量为  $0.3\lambda$ 。

在探测光束与空间滤波器准直之后，当抽真空时，该探测光束被阻挡。为了确定是什么因素导致了这种现象，做了如下判断实验。空间滤波器有两处可调，一处是入射透镜处有一段可调节倾斜度的波纹管，另一处是滤波小孔，它是三维可调的。我们先调节透镜倾斜度使光通过小孔，此时光束的波象差为  $2\lambda$ ；恢复透镜位置，调节小孔装置，使光通过空间滤波器，此时的光束波象差为  $0.25\lambda$ （由剪切干涉仪测量的），这说明在抽真空过程中小孔位置发生移动。图 3 示出了调好滤波小孔装置以后，输出光束的全息干涉图、相对波面位相分布以及全息复元后的像点强度分布图。右侧示出了剪切干涉图。由全息干涉图得到的最大相对畸变量为  $0.41\lambda$ 。

### 三、空间滤波器窗口畸变 对可聚焦功率的影响

通过空间滤波器的光束波面畸变是综合性的，即有球差和彗差，又有像散等。由干涉图得到的结果是大气状态下比真空状态下的窗口局部畸变量略大些，但从全息复元的像点看来，虽然大小相差  $0.2$  倍衍射极限，但是形状显然是不一样的。利用 CCD 扫描复元像点可给出一维的相对强度的空间分布；从干涉图的测量中得到激光束波面的波象差，直接写出激光束的场分布，经过一次傅里叶变换之后也可以得到焦面上的相对强度分布。这种计算可以给出三维的图形。具体处理如下。

探测光束为扩束的 He-Ne 激光，其振幅分布为高斯型通过对各级干涉环的测量可以得到不同位置上的波面半径<sup>[1]</sup>：

$$R_{(x,y)} = (M^2 - M^{-2}) \frac{r_{k+m}^2 - r_k^2}{2\lambda m} \quad (1)$$

式中  $M$  为三平板全息干涉仪中扩束望远镜的放大倍数， $m$  为干涉环级次， $r_k$  为干涉环之半径， $\lambda$  为被测波长。由球差引起的位相变化为：

$$\varphi_1 = k \frac{(x^2 + y^2)}{2R_{i,j}} \quad (2)$$

式中  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 。  $R_{i,j}$  为对应某局部的波面曲率半径。其像散引起的波面位相变化为：

$$\varphi_2 = k \cdot t (x^2 + y^2) \cos(2\theta)$$

$$\text{式中 } t = \frac{\alpha^2 (R_{\max} - R_{\min})}{4R_{\max} \times R_{\min}} \quad (3)$$

$$\theta = \text{tg}^{-1} \left( \frac{x}{y} \right)$$

则焦面上的场分布：

$$u(k_x, k_y) = \iint A(x, y) \exp(-i\varphi) dx dy \quad (4)$$

其强度分布：

$$I = \frac{1}{(\lambda f)^2} |u(k_x, k_y)|^2 \quad (5)$$

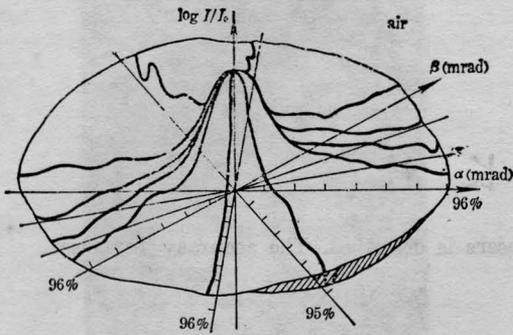
计算结果列于表 1。

表 1 探测光束通过不同状态下的空间滤波器时的畸变

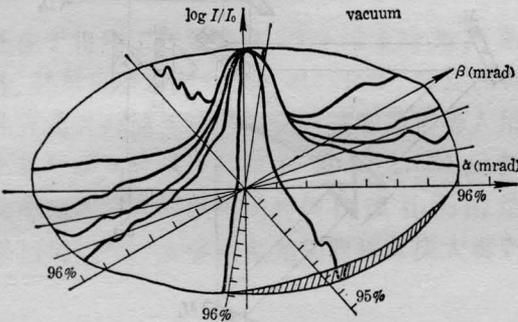
不同状态	种类	球差 ( $\lambda$ )	像散 ( $\lambda$ )	可聚焦功率	
				具有球差时	具有像散时
He-Ne		0.16	0	99%	99%
大气状态		0.42	0.14	96%	85%
真空状态		0.41	0.17	96%	80%

该可聚焦功率是对  $2.5$  倍衍射极限的小孔而言的。

全息复元结果与计算结果相比较，可以看出该光束的像差性质主要是属于球差之类。图 4 示出了由数值计算出的两种状态下的光束远场图象。该图是以  $\alpha$  轴为基线，相隔  $30^\circ$  切一截面，并示出该截面的相对光强（对数）分布。由图可看出在离  $\alpha$  轴  $\pm 30^\circ$  方



(a) 探测光束通过未抽真空的空间滤波器后的远场强度分布



(b) 探测光束通过真空滤波器后的远场强度分布

图 4

$\alpha$  和  $\beta$  为角空间坐标, 单位为 mrad

向上滤波器透镜受有较大的压力。在图的边缘标出了各方向上的可聚焦功率。上述波面畸变均与光强和非线性折射率无关, 我们称之为线性像差; 反之称为非线性像差。对高功率激光而言, 这种线性像差比起非线性像差是次要的, 而且通过调整透镜压圈还可以使之减小。

#### 四、空间滤波器两窗口带来的非线性像差

空间滤波器的窗口是由国产光学玻璃制成的, 对于国产  $K_9$  玻璃而言, 其非线性折射率  $n_2 = 1.31 \times 10^{-18} \text{ esu}^{[2]}$ 。在激光功率高达  $\text{GW}/\text{cm}^2$  以上时, 将引起波面位相可观数量的变化。这种位相变化由  $B$  积分表征<sup>[4]</sup>:

$$B = \frac{K r}{n_0} \int_0^L I dZ$$

$$r = \frac{4\pi n_2}{n_0 c \times 10^{-7}} \quad K = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (6)$$

式中  $n_0$  为光学玻璃的折射率,  $I$  为光强,  $L$  表示玻璃介质厚度,  $c$  表示光速(真空中的),  $\lambda$  表示激光的波长。对于国产  $K_9$  光学玻璃:

$$r = 3.63 \times 10^{-16} / \text{GW}$$

进而假设激光功率在光学玻璃各个截面上是近似相同的话, 即忽略掉光学玻璃的损耗, 则  $B$  积分与光强的关系为:

$$B = 2.152 \times 10^{-11} I L \quad (7)$$

一般光学透镜和平板的厚度取其口径的十分之一, 在这种情况下根据公式(2)计算了不同功率水平下不同厚度的透镜引起的非线性位相变化, 列于表 2。

表 2 不同功率水平下各种厚度的透镜引起波面位相变化

$B(\lambda)$	$L(\text{mm})$				
	10	15	20	25	30
$I(\text{GW}/\text{cm}^2)$					
1	0.22	0.32	0.43	0.54	0.65
2	0.43	0.65	0.86	1.08	1.29
3	0.65	1.00	1.29	1.62	1.94
4	0.83	1.29	1.72	2.15	2.58
5	1.08	1.62	2.15	2.69	3.23

对于口径为 100 mm 的空间滤波器, 其透镜厚度为 10 mm, 两只窗口即为 20 mm。由表 2 看出在功率密度为  $1 \text{ GW}/\text{cm}^2$  时, 由非线性效应引起的位相变化为  $0.43\lambda$ 。在功率密度为  $5 \text{ GW}/\text{cm}^2$  时, 其位相变化为  $2.15\lambda$ 。就一般而言平均功率密度是不会高到  $5 \text{ GW}/\text{cm}^2$  的, 但是, 由于小尺度调制, 在个别的区域也有可能达到此值。对于全光束非线性畸变一般体现为球差, 对可聚焦功率影响较小,

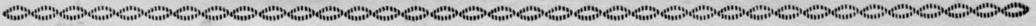
(下转第 682 页)

示的  $\alpha \sim t$  和  $V \sim t$  曲线来分别表示衰减系数  $\alpha$  和风速  $V$  随时间  $t$  的变化情况。图 2 说明衰减系数在这一天中变化很大。这是由于这天风速变化较大, 引起了大气中粒谱浓度分布发生变化。如在这天的 10 时到 11 时这段时间风速很小, 地面无沙尘扬起, 天空亦很少浮尘。从下午 4 时 30 分以后又有一个风速减小的过程, 因此衰减系数也呈现出减小的趋势。事实上, 按我们的计算, 衰减系数与风速之间的相关系数为 0.706。文献[6]的计算表明, 这一地区大气中沙尘含量与风速之间的相关系数为 0.96。这说明在沙尘源地, 风、沙尘和衰减系数之间有着紧密的联系。由表 2 我们还注意到, 修正量随着级次的增加而渐次减小, 高于三次的修正是不必要的。表 2 和图 2 给出了全部理论计算的一般情况, 由这些理论计算得到的一个重要结论是, 在

一般的沙尘天气下,  $10.6 \mu\text{m}$  激光的传输衰减系数的主要取值范围是  $3 \sim 5 \text{ db/km}$ , 而其最大值则为  $7 \text{ db/km}$  左右。照这一结果, 按已有的光通信系统的性能方程推论, 如果仅从激光信号受到的衰减强弱的程度上讲, 那么在风沙地区建立激光大气通信系统, 实现安全可靠的通信是可能的。

### 参 考 文 献

- [1] Van de Hulst; "Light Scattering by Small Particles", John Wiley, New York, 1957.
- [2] 华中工学院等; "激光技术", 湖南科技出版社, 1981.
- [3] Adarsh Deepak *et al.*; *Appl. Opt.*, 1978, 17, 2900.
- [4] T. S. Chu *et al.*; *B. Sys. Tech. J.*, 1968, May-June, 723.
- [5] James T. Petterson *et al.*; *J. Geophys. Res.*, 1969, 74, 6947.
- [6] 赵性存等; 《中国沙漠》, 1982, 2, No. 1, 13.



(上接第 687 页)

小尺度波面畸变对可聚焦功率影响较大, 可使聚焦的光斑扩大至  $4 \sim 15$  倍的衍射极限<sup>[3]</sup>。小尺度波面畸变是影响可聚焦功率的关键。综上所述作为空间滤波器窗口的透镜是不能取厚的。

通过实验和数值计算得到如下结论:

1. 在高功率激光系统中, 后级器件的光学元件在强光作用下产生的非线性像差是破坏光束亮度的主要原因。因此后级器件的透镜与窗口之类应尽力取薄。

2. 真空滤波器和充满大气的滤波器在波像差变化的量级上是相同的, 最大的畸变量为  $0.42\lambda$ 。但在抽真空时和未抽真空时光束畸变的具体形态是不一样, 未抽真空时更

规则些。

3. 三平板全息干涉测量优于横向剪切测量, 它一次可以得到激光束在空间分布的二维图形。通过计算或全息复元还可以得到远场的光强分布细节。信息量丰富, 处理和操作都较简便。

该课题是由邓锡铭教授提出的, CCD 电荷耦合器件由本所周复正和竺庆春同志提供。在此一并表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] 余文炎, 王桂英; 《光学学报》, 1982, 12, No. 4, 349.
- [2] 干福熹; 《光学玻璃》, 科学出版社, 1982, 118.
- [3] P. L. Kelley; *Phys. Rev. Lett.*, 1965, 15, 1005.