

激光测量大尺寸物体直线度的新方法

李 钰 李绍勤

(太原工学院激光研究室)

朱 杭

(电子工业部第二研究所)

提要: 介绍一种激光测量大尺寸物体直线度的新方法。此方法优点在于测量精度并不取决于激光束的直线度及激光器本身的稳定性。用它可测数十米物体的直线度,使用粗光栅即可容易地达到微米以下的精度。

New method for laser measurement of straightness of large sized objects

Li Yu, Li Shaoqi

(Research Laboratory of Laser, Taiyuan Institute of Technology)

Zhu Hang

(The 2nd Institute of the Ministry of Electronics Industry)

Abstract: This paper relates a new method for laser measurement of straightness of large sized objects. The advantages of the method are that its accuracy is not dependent on the straightness of the laser beam and stability of the laser itself. Moreover, straightness of tens of micrometers can be measured and an accuracy of a fraction of a micron is readily given by coarse grating.

前 言

物体直线度的测量方法已有多种,但多限于对小尺寸物体的精密测量。随着现代工业的发展,机械零件、精密装置导轨等尺寸日益增大,精度要求不断提高。激光出现后,人们研制成激光准直仪、双频激光干涉仪等新型仪器。这些仪器或因精度不高、或因设备复杂昂贵,因此难以推广。我们这里提出

一种测量方法,可对大尺寸物体进行测量,且精度高、成本低,可测物体的尺寸为几米到几十米,分辨率为微米量级。

一、测量原理

测量装置分光学学和电子学两部分,这里着重讨论光学部分。

氦-氖激光束通过内调焦倒置望远镜扩

收稿日期: 1983年9月1日。

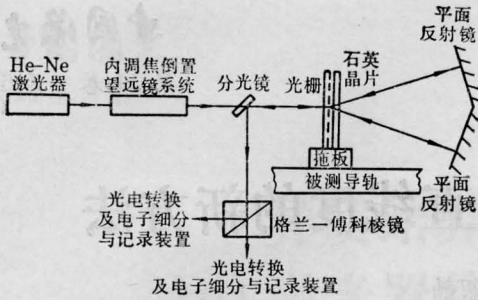


图1 直线度测量示意图

大光斑压缩发散角,经分光镜射至光栅,产生各级衍射光,再射至石英晶片上,+1级、-1级衍射光被两个平面镜等光程垂直反射沿原路回到光栅,再次通过光栅时发生第二次衍射。+1级光二次衍射后的+1级(+1; +1)光,-1级光二次衍射后的-1级(-1; -1)光沿原光路的反方向射出而产生干涉。此干涉光经分光镜反射进入格兰-傅科棱镜。光路中插入石英晶片起移相器作用,因此从棱镜中分出相位差 90° 的两束光分别送入电子学部分。测量时,令光栅固定在拖板上,使拖板匀速地从导轨的一端推向另一端,光栅也就随着导轨的起伏沿垂直于光栅刻线方向上下运动,干涉光强随光栅的垂直位移而作周期性的变化,用电子装置记录这种信号通过的周期数,就可测出物体直线度的情况。

测量公式推导如下:

首先讨论正弦相位光栅。如图2所示,相位光栅为一块平板,它的厚度随坐标 x 以周期 P 作正弦变化, $L_x = L_0 + \frac{t}{2} \sin \frac{2\pi x}{P}$ 。式中 t 为光栅槽深, P 为光栅常数。

激光光束通过倒置望远镜系统后,可近似认为是单色平面光波垂直光栅入射,在垂直于光栅平面的面 V 上,光波的电场强度分

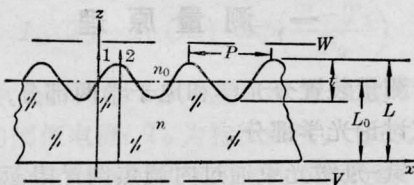


图2 正弦相位光栅

布为:

$$E_V = A \sin \left(\omega t + \frac{2\pi z}{\lambda} \right)$$

考察光线1、2通过光栅时的情况,

$$\begin{cases} L_1 = nL_0 + n_0(L - L_0) \\ L_2 = nL_x + n_0(L - L_x) \end{cases}$$

光程差 $\Delta L = L_2 - L_1$

$$= (n - n_0) \frac{t}{2} \sin \frac{2\pi x}{P}$$

$$\text{相位差 } \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L = b \sin \frac{2\pi x}{P}$$

其中 $2b = \frac{2\pi}{\lambda} (n - n_0)t$ 为光通过正弦光栅表面“波谷”和通过其“波峰”两者之间的相位差, b 是正弦光栅的特征参数。

可见单色平面波通过正弦光栅后,受到光栅的调制,产生了一个随 x 而变的相位差:

$$\Delta\varphi = b \sin \frac{2\pi x}{P}$$

在本实验中相位因子 $\frac{2\pi}{\lambda} z$ 与讨论无关,

所以在平面 W 上的电场强度可表示为:

$$E_W = A \sin \left(\omega t - b \sin \frac{2\pi x}{P} \right) \quad (1)$$

将(1)式展开:

$$\begin{aligned} & \sin \left[\omega t - b \sin \frac{2\pi x}{P} \right] \\ &= \frac{1}{2i} [e^{i\omega t} \cdot e^{-ib \sin 2\pi x/P} - e^{-i\omega t} \cdot e^{ib \sin 2\pi x/P}] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{因为 } e^{ik \sin \theta} = \sum_{-\infty}^{+\infty} J_n(K) e^{in\theta} \quad (3)$$

将(3)代入(2)

$$\begin{aligned} & \sin \left[\omega t - b \sin 2\pi \frac{x}{P} \right] \\ &= \sum_{-\infty}^{+\infty} J_n(b) \sin \left(\omega t - n \frac{2\pi x}{P} \right) \end{aligned}$$

$$\text{即 } E_W = A \sum_{-\infty}^{+\infty} J_n(b) \sin(\omega t - n2\pi x/P) \quad (4)$$

可见在 W 平面上, E_W 可看作是无限多个平面波的线性迭加。

本实验仅利用+1级和-1级衍射光束;

$$+1 \text{ 级为 } AJ_{+1}(b) \sin(\omega t - 2\pi x/P) \quad (5)$$

$$-1 \text{ 级为 } AJ_{-1}(b) \sin(\omega t + 2\pi x/P) \quad (6)$$

当光栅沿 x 方向位移 ξ 距离后, 衍射光束的相位变化如下:

在(5)、(6)式中, 用 $(x-\xi)$ 代替 x ,

$$E_{+1} = AJ_{+1}(b) \sin \left[\omega t - \frac{2\pi(x-\xi)}{P} \right]$$

$$E_{-1} = AJ_{-1}(b) \sin \left[\omega t + \frac{2\pi(x-\xi)}{P} \right]$$

即 $+1$ 级光束的相位增加了 $2\pi\xi/P$, 而 -1 级光束的相位减少了同样的数量。

上述两束光被反射镜垂直反射后, 光束反向, 再次被光栅衍射。同理可写出:

$$E_{(-1,-1)} = AJ_{-1}^2(b) \sin \left[\omega t + \frac{2\pi}{P}(-x-\xi) + \frac{2\pi}{P}(x-\xi) \right]$$

$$= AJ_{-1}^2(b) \sin \left[\omega t - 2 \cdot \frac{2\pi}{P} \xi \right] \quad (7)$$

$$E_{(+1,+1)} = AJ_{+1}^2(b) \sin \left[\omega t + 2 \cdot \frac{2\pi}{P} \xi \right] \quad (8)$$

根据贝塞尔函数性质, $J_{-1}(b) = -J_{+1}(b)$ 。

由于选用光栅截面形状是对称的, 所以有

$$J_{-1}^2(b) = J_{+1}^2(b) = J_1^2(b)$$

$$\text{于是 } E_{(-1,-1)} = AJ_1^2(b) \sin \left[\omega t - 2 \cdot \frac{2\pi}{P} \xi \right] \quad (9)$$

$$E_{(+1,+1)} = AJ_1^2(b) \sin \left[\omega t + 2 \cdot \frac{2\pi}{P} \xi \right] \quad (10)$$

上述两束光具有同一方向, 产生干涉:

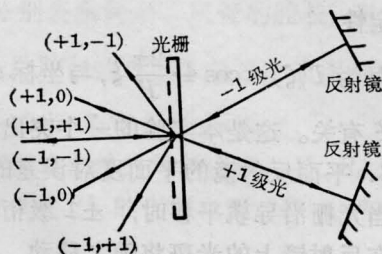


图3 $+1$ 级光、 -1 级光返回光栅, 再次衍射情况

$$E_{(+1,+1)} + E_{(-1,-1)} = AJ_1^2(b) \left[\sin \left(\omega t + 4\pi \frac{\xi}{P} \right) + \sin \left(\omega t - 4\pi \frac{\xi}{P} \right) \right]$$

$$= 2AJ_1^2(b) \cos 4\pi \frac{\xi}{P} \sin \omega t \quad (11)$$

因此光强:

$$I(\xi) \propto A^2 J_1^4(b) \cos^2 \left(2 \cdot \frac{2\pi}{P} \xi \right)$$

$$= A^2 J_1^4(b) \left[1 + \cos \left(4 \cdot \frac{2\pi}{P} \xi \right) \right] \quad (12)$$

可见, 当光栅位移 ξ 等于一个周期 P 时, 光强变化四个全周期 (8π 的相位变化), 这是本实验使用的最重要公式。

可以证明: (12) 式不仅对正弦型相位光栅成立, 对正弦型振幅光栅、矩型相位光栅、矩型振幅光栅等也都是成立的。上述关系对于相同周期 P 的任何给定的光栅结构都是有效的, 只是公式(12)括号前的系数不同而已。选用相位光栅是为了得到最大的干涉光强。

本设计的优点是: 有了对称光栅的截面形状, $(+1, +1)$ 光束和 $(-1, -1)$ 光束总是有同样的振幅。干涉光束的相位差随着光栅在 x 方向的位移而变化, 与波长无关。对称性也排除了测量的系统误差 (可能由于垂直于表面方向的光栅位移的微小变动而引起的)。最重要的优点在于测量精度不取决于激光束的直线度和激光器的稳定性。空气扰动影响小。只需要普通的氦-氖激光器即可, 不需要双频激光器或稳频的单模单频激光器。

二、可测物体长度的计算

当光栅沿导轨运动时, 由于导轨不是理想直线, 光栅也就随着导轨的起伏沿垂直于光栅刻线方向上下运动, ± 1 级光斑在平面反射镜上不断移动。若导轨过长, 则光斑可能移至镜外。所以一定尺寸的反射镜只能测

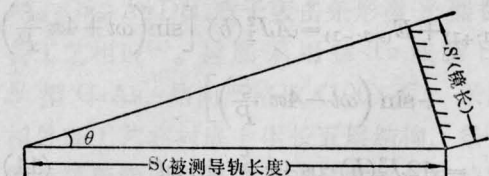


图4 被测导轨长度与平面反射镜尺寸的关系

量一定长度的导轨。

根据光栅方程,

$$P \sin \theta = \lambda, \quad \text{所以} \quad \sin \theta = \frac{\lambda}{P}$$

由图4可得

$$\sin \theta = \frac{S'}{S}$$

$$\text{所以,} \quad \frac{\lambda}{P} = \frac{S'}{S}, \quad \text{即} \quad S = \frac{P}{\lambda} \cdot S'$$

在本实验中, $S' = 150$ 毫米, $\lambda = 0.6328 \times 10^{-3}$ 毫米

$$\text{所以} \quad S = \frac{S'}{\lambda} \cdot P = 237041.72 P \quad (13)$$

使用不同的光栅, 由(13)可算出可测长度, 如表1。

表 1

光栅条数/毫米	100	50	25	15	10	5
可测长度(米)	2.37	4.74	9.48	15.8	23.7	47.4

三、光学分辨率及仪器分辨率

定义光学分辨率 $G = \frac{P}{4}$ (因为光栅垂直位移 $\xi = P$ 时, 干涉光强度变化四个全周期)

$$\text{定义仪器分辨率} \quad E = \frac{\text{光学分辨率}}{\text{电子倍频数}} = \frac{G}{n} \quad (14)$$

本实验电子倍频数 $n = 10$, 结果见表2。

表 2

光栅条数/毫米	100	50	25	15	10	5
G (微米)	2.5	5	10	16.6	25	50
E (微米)	0.25	0.5	1.0	1.66	2.5	5.0

由计算可知, 使用光栅常数小的光栅可提高测量精度。

四、扩大可测长度, 提高测量精度的考虑

为了扩大可测长度, 考察(13)式 $S = \frac{S'}{\lambda} P$ 有三条办法: 选用大尺寸的平面反射镜 S' ; 选用光栅常数大的光栅; 选用短波长的激光, 如氩离子或氦离子激光器。

为了提高仪器的分辨率, 考察(14)式 $E = \frac{G}{n} = \frac{P}{4n}$ 可采取两条措施: 选用光栅常数小的光栅和提高电子倍频数。

五、测量精度分析

1. 光栅不垂直导轨平面产生的误差

设光栅平面偏离表面法线的夹角为 θ , 可推得

$$I(\xi) \propto 1 + \cos \frac{8\pi}{P} \cdot \frac{\xi}{\cos \theta}$$

此时记录部分实际显出的就不是 ξ , 而是 $\frac{\xi}{\cos \theta}$, 产生的误差为 $\Delta \xi = \frac{\xi}{\cos \theta} - \xi = \frac{\xi}{\cos \theta} (1 - \cos \theta) \approx \frac{\theta^2}{2} \xi$. θ 小, $\Delta \xi$ 就小。欲使测量准确到1微米, 即 $\frac{\theta^2}{2} \xi < 1$ 微米, 取 $\xi = 2500$ 微米, 得 $\theta < 1^\circ 37'$, 即光栅不垂直导轨平面或入射激光束不垂直于光栅, 只要 $\theta < 1^\circ 37'$ 就可保证1微米以下的误差。

2. 测量精度不取决于激光束相对光栅的稳定性

因为 $I(\xi) \propto \cos 4 \cdot \frac{2\pi}{P} \xi$, 与坐标 x 无关, 只与 ξ 有关。这是本实验的一个突出优点。

3. 平面反射镜的平面度对误差的影响

当光栅沿导轨平移时, ± 1 级衍射光束投射在反射镜上的光斑将随之移动。由于平

(下转第358页)

负信号的前沿陡自然是由激光加热时间极短所决定,而信号尾部则同激光产生的极大热应力梯度与变化速率密切相关。鉴于我们所用的调 Q 脉冲激光在吸收材料中所产生的温度梯度可达 10^6 度/厘米,温度变化速率可达 10^{10} 度/秒^[4],这种极强的瞬态冲击,必将在靶中激起较多的振动模式,它们通常是线性迭加在一起。由于用在使靶表面蒸发的激光能量较少,用于瞬态加热靶的光能较多,故所产生的负电信号比图 3(a)尾部幅度较大。在此情况中无正信号出现,表明光压和蒸气的反冲压的作用甚微。

(4) 更值得注意的是,将图 3(b)前面的高频振荡部分通过扩大时标而展开,就可得到图 3(c)、(d)那样的电信号波形。按照文献[5],在分界面为真空或气体的自由表面上可传播表面波,其中最常遇到的是瑞利表面波。这种波与体内波不同,它既非纵波又非横波,而是二者的迭加。由于产生瑞利波的质点振动轨迹是个椭圆,这将导致压电陶瓷片的厚度随时间按椭圆规律变化,从而产生电信号振幅的桃核形分布。银膜对光的吸收主要限

于很薄的表层,并随深度增加而指数式下降,由此造成的巨大热应力梯度会激起表面波。

四、结 论

综上所述, Q 开关脉冲激光在弹性光吸收材料中产生冲击波的物理机理有两类:其一,激光瞬态加热材料时,在靶表层造成巨大的温度梯度及温度变化速率,由热膨胀应力引起冲击波;其二,激光辐照材料时,会产生瞬态的机械冲击压力。激光对靶表面的光压,激光产生的表层高速蒸发物的反冲压,激光使表面附近的等离子体加热膨胀而对表面产生的压力,均会构成这种机械冲击应力。

参 考 文 献

- [1] J. F. Ready; "Effects of high-power laser radiation", Academic Press (1977).
- [2] A. H. Clauer, B. P. Fairand; "Applications of Laser in Materials Processing", Ed. by E. A. Metzbowser, p. 291 (1979).
- [3] W. F. Bates; *ibid*, p. 317 (1979).
- [4] J. F. Ready; *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**, 462.
- [5] 山东大学压电物理教研室; 《压电陶瓷及其应用》, 山东人民出版社 (1974).

(上接第 368 页)

面镜的不平度造成两光束间的光程差,会造成误差。本实验采用了国内生产的高精度平面镜,其平面度为 $\frac{\lambda}{20} \sim \frac{\lambda}{30}$ 。

4. 激光器本身频率的不稳定性对精度的影响

造成激光器频率变化的外部因素主要有温度影响、振动影响和大气的影晌,内部因素有管内所充气体的成分比例、放电电流以及由于原子自发辐射所造成的无规则噪声。

在不加任何稳频措施的情况下, He-Ne 激光器频率稳定度 $S = \frac{\Delta\nu_D}{\nu} = \frac{1.5 \times 10^9}{4.7 \times 10^{14}} = 3 \times 10^{-6}$

因为 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu}$, 所以 $\Delta\lambda = \lambda \cdot \frac{\Delta\nu}{\nu}$
 $= \lambda \cdot 3 \times 10^{-6} = 1.898 \times 10^{-6}$ 微米。

以 25 线光栅为例,

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{P}, \quad \cos \theta \, d\theta = \frac{1}{P} \, d\lambda, \quad d\theta = \frac{d\lambda}{P \cos \theta}$$

$$\text{取 } \Delta\theta = \frac{\Delta\lambda}{P \cos \theta} = 4.75 \times 10^{-8} \text{ 度}$$

$\Delta\theta$ 很小, 所以不加稳频的普通氦-氖激光器在本实验中不影响测量结果, 这也是本实验的一个重要优点。

工作中得到清华大学周炳琨副教授、廖延彪副教授的指导和帮助。李瑞宁同志参加了部分工作。在此致以谢意。