

根据激光束横截面能量分布的变化测量大功率激光聚焦镜的像差*

王智勇 陈 涛 左铁钊

(国家产学研激光技术中心, 北京工业大学, 北京 100022)

摘 要 提出了一种实时测量大功率激光照射下聚焦镜产生的像差的新方法。该方法利用混合模激光束在传输过程中光束横截面能量分布的变化来进行测量。首先通过计算混合模激光束的光学参数来模拟其在传输过程中的光束横截面能量分布的变化, 然后计算其通过聚焦镜后在焦点位置的光束横截面能量分布, 通过对比计算所得的光束横截面能量分布和实际测量的焦点位置的光束横截面能量分布的差异, 得到聚焦镜的像差。

关键词 大功率激光束, 聚焦镜, 像差, 横截面能量分布。

1 引 言

在激光加工中所使用的激光束的功率一般在千瓦级, 照射在聚焦镜上会使聚焦镜产生变形, 尤其是聚焦镜冷却效果差时, 变形更厉害。对这种聚焦镜的变形所产生的像差的实时测量目前还没有有效的办法。由于大功率 CO₂ 混合模激光束的横截面能量分布沿光束传输方向是变化的, 因此可直接利用大功率 CO₂ 混合模激光束经聚焦镜聚焦后焦点的横截面能量分布的变化来测量聚焦镜的像差。

所谓混合模激光束是指几个低阶拉盖尔高斯或厄米高斯激光束相干组合而成的无差频效应的光束^[1]。它与一般的基模高斯光束或多模激光束不相同之处是受附加相移的影响, 其光束横截面能量分布在光束的传输与变换中是变化的^[2]。在激光材料加工中, 通常激光器的功率都比较高, 对 CO₂ 激光器而言, 受目前制造技术的限制, 当功率大于 3000 W 时, 其激光束模式不再是基模, 而是基模与几个低阶拉盖尔高斯或厄米高斯模式混合而组成的混合模。其光束横截面能量分布在传输过程中是变化的。而对于小于 3000 W 的激光器, 虽然其输出激光束的模式基本为基模, 但是通过调节谐振腔的前后镜, 将使一部分基模能量耦合到高阶模上, 形成混合模激光输出^[3, 4]。利用混合模激光束传输与聚焦中横截面能量分布的变化可实现对某些物理量的精密测量。

本文提出一种通过测量大功率 CO₂ 混合模激光束经聚焦镜聚焦后焦点位置的光束横截面能量分布的变化, 以实时测量聚焦镜的像差的方法。首先采用菲涅耳-基尔霍夫衍射理论来

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号 59635170) 及北京工业大学博士启动经费资助。

收稿日期: 1999-05-31; 收到修改稿日期: 1999-08-03

分析混合模激光束经有球差聚焦镜聚焦后附加相移的变化, 然后模拟混合模激光束横截面能量分布沿传输方向的变化, 最后通过聚焦后理论计算与实际测量的光束横截面能量分布的差异以计算聚焦镜的像差。

2 理论基础

在激光加工导光系统中, 加工光束一般与光路中的反射镜和聚焦镜共轴, 这种共轴系统的像差主要表现为球差。球差的波像差公式为^[5-8]:

$$E_s = \exp [(-ikA_4 r^4 / (2f))], \quad (1)$$

式中, A_4 表示球差的大小, f 表示理想球面波的半径, 即理想透镜的焦距。

对于薄透镜, 将引入一相位延迟^[5]:

$$E_L = \exp [(ikr^2 / (2f))], \quad (2)$$

为推导简单, 考虑基模情况。设透镜变换前后基模高斯光场分别为:

$$E_1 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} \exp \left[-\frac{r^2}{w^2(z)} \right] \exp \left[-ikz - ik \frac{r^2}{2R(z)} - i\mathcal{Q}(z) \right], \quad (3)$$

$$E_2 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w'(z')} \exp \left[-\frac{r'^2}{w'^2(z')} \right] \exp \left[-ikz' - ik \frac{r'^2}{2R'(z')} - i\mathcal{Q}'(z') \right], \quad (4)$$

式中, w 、 R 、 w' 、 R' 分别为透镜前后高斯光场的光束半径和曲率半径; r 、 z 、 r' 、 z' 分别为透镜前后的坐标; \mathcal{Q} 、 \mathcal{Q}' 分别为透镜前后高斯光场的附加相移; k 为激光束的波矢量。那么在透镜的出射口处, 光场为:

$$U = E_1 E_L E_s. \quad (5)$$

根据菲涅耳-基尔霍夫衍射公式, 透镜的出射端光场为:

$$E'(r', \theta', z') = \frac{k}{iz'} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} U \exp(-ikD') r dr d\theta, \quad (6)$$

式中, $D' = z' + \frac{r^2 + r'^2}{2z'} - \frac{2rr' \cos(\theta - \theta')}{2z'}$ 。对 (6) 式积分, 得:

$$E'(r', z') = \frac{k}{iz'} \int_0^{\infty} E_1 E_L \exp(-ikA_4 \frac{r^4}{2f}) r dr. \quad (7)$$

由于球差项中 A_4 为小量, 在激光束横截面大小范围内对其传输的畸变较小, 可以将上式进行级数展开, 并根据球差大小取不同级数的次数。本文假设球差很小, 取级数的线性项, 得到:

$$E_s \approx 1 - ikA_4 \frac{r^4}{2f}, \quad (8)$$

那么:

$$E'(r', z') = \frac{k}{is'} \exp(-iks') \int_0^{\infty} E_1 E_L \exp(-ik \frac{r^2}{2s'}) r dr - \frac{k^2 A_4}{2s' f} \exp(-iks') \int_0^{\infty} E_1 E_L \exp(-ik \frac{r^2}{2s'}) r^5 dr. \quad (9)$$

(9) 式中, 前一项为未畸变的理想激光束聚焦光场, 而后一项为球差对聚焦光场的畸变项。考

考虑一种简单的情况, 令光束的束腰位置在聚焦镜的前焦点上, 即 $s = f$, 那么 $s' = f$ 。当 $z_0 \gg f$ 时, 有:

$$\left. \begin{aligned} w^2(f) &= w_0^2 [1 + (f/z_0)^2] \approx w_0^2, \\ R(f) &= (z_0^2 + f^2)/f \approx \infty. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

利用积分表达式

$$\int_0^{\infty} \exp[-(a + bi)x] x^{m-1} dx = \frac{(m-1)!}{(a + bi)^m},$$

考虑轴上情况, 对 (9) 式积分得到:

$$E'(0, f) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \exp(-i2kf) \frac{z_R}{w_0 f} \left[\left(\frac{w_0^4 k A_4}{f}\right)^2 + 1 \right]^{1/2} \exp[-i(\Phi_0 + \frac{\pi}{2} + \theta)], \quad (11)$$

式中, $\theta = \arctan\left(\frac{k w_0^4 A_4}{f}\right)$ 。考虑到 $z' = s + s'$, 利用(4)式, 并考虑到 $s = s' = f$, 得到:

$$E_2(0, 0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_0'} \exp(-i2kf) \exp(-i\Phi_0'). \quad (12)$$

由 (11) 式与 (12) 式相等, 可得:

$$w_0' = \frac{w_0 f}{z_0 \left[\left(\frac{w_0^4 k A_4}{f}\right)^2 + 1 \right]^{1/2}}, \quad (13)$$

$$\Delta\Phi = \Phi_0' - \Phi_0 = \pi/2 + \arctan(w_0^4 k A_4 / f). \quad (14)$$

由上两式可以看出, 球差不仅改变了聚焦激光束的附加相移, 而且还改变了聚焦焦点的大小, 根据实际聚焦焦点大小与理想聚焦焦点大小的差别也可以计算出像差的大小来。值得一提的是, 由(13)式可知, 在小像差情况下, 聚焦激光束的光斑小于无像差时聚焦激光光斑。这个结论与常规的几何像差理论相违背, 但是却与文献 [9] 相吻合。关于这个问题, 目前正引起争论。文献 [5] 提出了利用聚焦后光束质量的变化来测量球差, 但是这种方法只适合于在像差很大或者激光束在聚焦镜上的照射光束尺寸很大时的情况, 而且文中只讨论了基模激光束的情形, 并没有涉及到附加相移的改变。从 (13) 式、(14) 式, 可得到像差因子 A_4 :

$$A_4 = [f/kw_0'w_0^4] \sqrt{\Omega_0'^2 - w_0'^2}, \quad (15)$$

或:

$$A_4 = (f/kw_0') \tan(\Delta\Phi). \quad (16)$$

上两式中, $\Omega_0' = w_0 f / z_0$ 为理论计算的聚焦激光束的束腰半径; w_0' 为实验测量的聚焦激光束的束腰半径; w_0 为聚焦前激光束的束腰半径; f 为聚焦镜的焦距; $\Delta\Phi$ 为理想聚焦光束与实际有球差聚焦光束附加相移的差值。

3 实验方法与结果

实际非聚焦激光束与所模拟的理想激光束在不同位置光束横截面能量分布的对比如图 1 所示, 可见两者非常吻合, 因此模拟的激光束可以代表实际激光束。表 1 为模拟的理想激光束参数。由混合模激光束的聚焦光束公式^[2], 可得到聚焦后理论计算的聚焦焦点的横截面能量分布, 如图 2 所示。光束参数如表 2, 所得附加相移 $\Phi = 4.206$ rad。由于抛物面聚焦镜可等效于薄透镜, 故实验中采用抛物面聚焦镜, 其焦距为 200 mm, 所得实际聚焦焦点横截面能量

分布如图 3 (a) 和图 3 (b) 所示。可以看出理想的和实际聚焦焦点的横截面能量分布相差还是非常大的。通过改变理论聚焦光束的附加相移, 可以改变理想聚焦焦点的横截面能量分布。图 3 (c) 和图 3 (d) 所示是附加相移改变为 $\varphi=3.892$ rad 后的理想聚焦焦点的光束横截面能量分布。把它与实际聚焦焦点横截面能量分布 [图 3 (a)、图 3 (b)] 相比较, 可以看出理想的和实际的横截面能量分布基本相同, 故 $\varphi=3.892$ rad 为实际聚焦激光束的附加相移值。这样根据(15)式、(16)式就可以计算出像差因子 A_4 。由(15)式得到: $A_4=3.5 \times 10^{-5} / \text{mm}^2$; 由(16)式有: $A_4=4.3 \times 10^{-5} / \text{mm}^2$ 。这两个值是比较接近的。应该说明的是, 由于聚焦激光束功率密度很高, 一般较难测量其聚焦焦点的大小, 因而测量球差的误差也比较大; 而测量光束横截面能量分布是面形貌测量, 相对比较容易, 可以降低测量球差的误差。另外附加相移的略微改变将大大影响聚焦光束的横截面能量分布, 因而采用附加相移的变化来测量球差比采用聚焦焦点的方法更精确。

Table 1. Beam parameters employed in computer simulation

mode composition	TEM ₀₀	TEM ₀₁	TEM ₀₂	
and content/%	24.0	0.2	75.8	
beam radius of TEM ₀₀ /mm	4.45	original phase shift φ /rad	2.635	

Table 2. Comparison of beam parameters of measurement with calculation after focus

beam parameters	beam waist of TEM ₀₀ / μm	Rayleigh length/mm	beam quality	beam waist / μm	original phase shift /rad
measurement	149	6.5	2.45	233	3.892
simulation	144	6.8	2.52	241	4.206

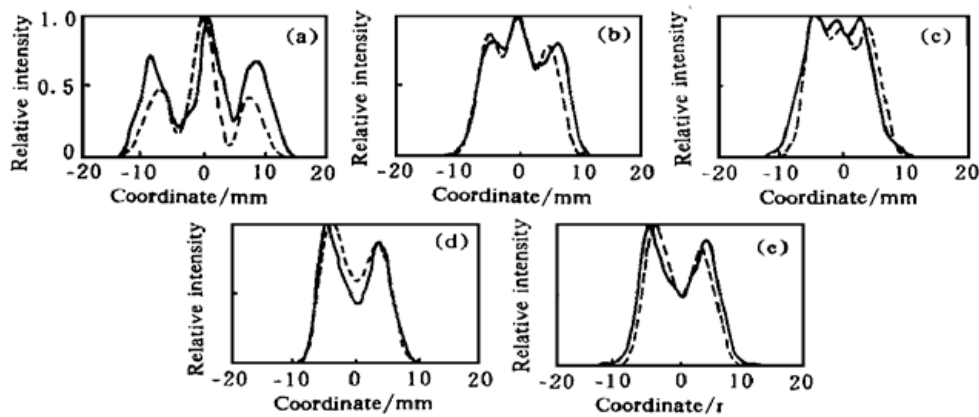


Fig. 1 Comparison of transverse intensity distribution of unfocal laser beam between measurement and calculation. —: measurement, - - -: calculation. (a) $z = -6$ m, (b) $z = -2.5$ m, (c) $z = -1.5$ m, (d) $z = 0.5$ m, (e) $z = 1.5$ m

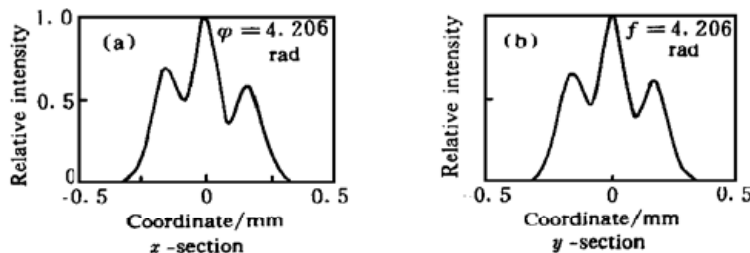


Fig. 2 Transverse intensity distribution of calculation in focal point on the condition of no aberration. (a) x -section, (b) y -section

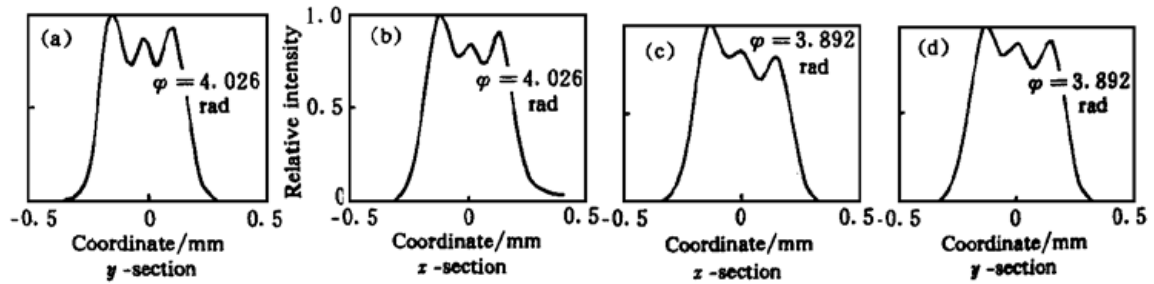


Fig. 3 Comparison of transverse intensity distribution in focal point between calculation after phase shift is changed and measurement. (a), (b) experiment, (c), (d) calculation

结 论 本文从理论上提出了利用混合模光束横截面能量分布的变化来实时测量大功率激光照射下聚焦镜所产生像差的方法, 并从实验上加予以了验证。虽然本文只考虑了一阶球差的测量, 与实际情况差别较大, 但该方法可推广到高阶球差和其他种类像差的测量。

参 考 文 献

- [1] Goldsborough J P. Beat frequencies between modes of a concave-mirror optical resonator. *Appl. Opt.*, 1964, **3** (2) : 267~ 275
- [2] Wang Z, Chen T, Ding Y *et al.*. High-power CO₂ blending mode laser beam propagation and focus on account of phase shifts. *Proc. SPIE*, 1998, **3268** : 18~ 27
- [3] Kogelink H. Matching of optical modes. *Bell. Syst. Tech. J.*, 1964, **43** : 334~ 337
- [4] 肖贵遐, 丁金星. 腔失调对模耦合的影响. *激光杂志*, 1996, **17** (3) : 128~ 131
- [5] Siegman A E. Analysis of laser beam quality degradation caused by quartic phase aberrations. *Appl. Opt.*, 1993, **32** (30) : 5893~ 5901
- [6] 袁旭沧主编. 光学设计. 北京: 北京理工大学出版社. 1988.
- [7] Siegman A E. New developments in laser resonators. *Proc. SPIE*, 1992, **1990** : 2~ 14
- [8] Ruff J A, Siegman A E. Measurement of beam quality degradation due to spherical aberration in a simple lens. *Opt. & Quant. Electron.*, 1994, **26** (6) : 629~ 632
- [9] Yoshida A, Asakura T. Propagation and focusing of Gaussian laser beams beyond conventional diffraction limit. *Opt. Commun.*, 1996, **123** (4/6) : 694~ 704

Analysis of Aberrations of Focused Mirror by the Transverse Intensity Distribution of Laser Beams

Wang Zhiyong Chen Tao Zuo Tiechuan

(National Center of Laser Technology, Beijing Polytechnic University, Beijing 100022)

(Received 31 May 1999; revised 23 August 1999)

Abstract A new method of using blending mode laser beam to measure the spherical aberration is presented. First, the optical parameters of this beam are calculated to simulate its propagation. Then through calculation the transverse intensity distribution of the focus is got. By comparing this transverse intensity distribution with the measurement of the real distribution after beam passing through a focal mirror, the aberration of the mirror is obtained.

Key words high power laser beam, focused mirror, aberration, transverse intensity distribution.