

文章编号: 0258-7025(2001)05-0407-05

超强脉冲激光系统光束质量的测量和改善

胡雪原 邓 健 钟方川 杨晓东 王文跃 张正泉 李儒新 徐至展

(中国科学院上海光机所强光光学开放实验室 上海 201800)

提要 总结了类高斯分布光束的 M^2 因子在实验测量中的数据处理方法, 介绍在 5.4 TW/46 fs 激光系统中测量 M^2 的实验设置以及改善该系统光束质量的措施, 报道了测量结果并分析了该装置的性能。

关键词 超强超短激光, 光束质量, M^2 因子

中图分类号 TN 247 文献标识码 A

Beam Quality Measurement and Amendment of the Ultrashort Ultraintense Laser System

HU Xue-yuan DENG Jian ZHONG Fang-chuan YANG Xiao-dong

WANG Wen-yue ZHANG Zheng-quan LI Ru-xin XU Zhi-zhan

(Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and

Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract This paper summarized the method of M^2 factor measuring and data processing for quasi-gauss distribution beams and measured the M^2 factor of the 5.4 TW/46 fs laser system. The experiment setup and the steps of amending the beam quality are briefly introduced. The result was reported with some analysis about the performance of this system.

Key words ultraintense ultrashort pulse laser, laser beam quality, M^2 factor

1 引 言

激光技术的广泛应用, 尤其是强场物理研究的深入开展, 使人们对反映激光光束空间特性的光束质量要求越来越高。在飞秒强激光与等离子体相互作用过程中许多非线性现象要求具有 10^{18} W/cm² 的光强, 许多实验研究对焦斑尺寸和亮度均匀性亦有较高要求。改善光束质量能够缩小聚焦光斑, 提高焦斑亮度和均匀性, 改善光束传输特性, 因此是提高激光系统输出性能的很实用的技术手段。

然而传输过程中的诸多因素都会恶化光束质量。作为衡量光束可用性的标准, 近年来广泛谈论的 M^2 因子被普遍接受。该定义的本质是通过实际光束与理想基模高斯光束的空间特性作对比而提出来的, 用以标记实际光束的偏离程度。根据 ISO 的参考建议^[1], M^2 的定义如下

$$M^2 = \pi w_0 \theta / \lambda \quad (1)$$

其中 w_0 为光腰半径, θ 为远场半发散角。下面列举了实际光束基于 M^2 因子的数学模型与理想基模高斯光束数学模型的异同

$$(w_z/w_0)^2 = 1 + (z/z_r)^2 \quad (2)$$

$$z_r = \pi w_0^2 / M^2 \lambda \quad (3)$$

$$R = z(1 + z_r^2/z^2) \quad (4)$$

$$q = z + iz_r \quad (5)$$

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda M^2}{\pi w_z^2} \quad (6)$$

其中 z_r 为瑞利长度, R 为光束波振面的曲率半径, z 轴为光束传播方向, 其零点取在束腰处。我们在这里引入了 M^2 因子模型中的 q 参量的定义。对(3)式和(6)式, 取 $M^2 = 1$ 即恢复为基模高斯光束。在数学上总是可将实际光束看作由多个模式的高斯光束的混合, M^2 因子的引入简化了这种处理。虽然 M^2 因子的数学模型已不再符合波动方程, 但是 q 参量的引入却使该模型可直接适用于 ABCD 定理^[2]。

2 测量方法

M^2 因子的测量需要测得实际光束的 w_0 和 θ 或者得到一组符合 (2) 式规律的曲线数据。因此测量过程中主要涉及到的问题是光斑半径 $u(z)$ 的判定。我们用 CCD 相机捕捉光斑,通过截面的光强分布求得束宽。但实际上捕捉到的光斑形状往往很不规则,很难将其近似为高斯曲面。另外,光束最可能在两个正交方向上变化不一致,说明光束存在一定的像散,不能简单地用圆对称光束模型来处理,而必须通过一系列截面的变化规律标定出这两个正交方向的方位角,并按照椭圆光束处理来求出这两个方向上的 M^2 因子。关于束宽的判定法则有多种^[3],其中 4σ 法适用于任意的光束截面能量分布,并且能够处理这种椭圆光束,因此,虽然该判定法与高斯光束理论的原始定义(峰值光强的 $1/e^2$ 处)可能存在误差,但还是值得采用的。

用 4σ 法判定时,首先根据一阶矩公式求得光斑的中心位置(而不是峰值位置),然后再求出光强分布对中心位置的二阶矩。通过实际测量,得到了沿 z 轴变化的一组束宽数据 $u(z)$,然后用最小二乘法按

照 (7) 式进行二项式拟合^[4]

$$w_z^2 = A + Bz + Cz^2 \quad (7)$$

则 $w_0^2 = A - \frac{B^2}{4C}$; $z_r = \frac{w_0^2}{\sqrt{C}}$; $\theta = \sqrt{C}$ 腰斑位置 $z_0 =$

$$\frac{-B}{2C}; M^2 = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{AC - \frac{B^2}{4}}$$

用最小二乘法拟合数据对于本测量而言尚有一点需要注意:因为 M^2 因子对束腰的误差比较敏感,而拟合所得的 (9) 式中束腰附近的 w^2 绝对值最小,因此所得的 w_0 相对误差最大。特别是当瑞利长度较小时,光束的发散角偏大,而束腰半径则偏小,过长的测量范围会导致 $w^2(z)$ 的取值在几个量级的范围内变化,这时的拟合结果对 w_0 很不利,应该尽量避免这种情况。一个挽救的办法是在光束的一倍瑞利长度范围内多测量一些数据以提高拟合曲线对束腰附近值的权重。但是测量范围过短又不能很好地反映远场发散角。根据上述数据处理方法进行了数值模拟,同时考虑了 4σ 判定法带来的误差和不同的测量范围对误差的影响,并作为我们实验误差的一个依据。假定实际光束的参数为 $w_0 = 300\mu\text{mm}$, $M^2 = 2.0$, CCD 相机分辨率为 $13.5\mu\text{mm}$ 。结果如表 1。

表 1 测量范围不同对 M^2 结果的影响

Table 1 Measuring results of M^2 for different measuring ranges

Measuring range	Averaged- w_0	Averaged- θ	Averaged- M^2	M^2 standard deviation
$\pm 0.7z_r$	297.3	0.001669	1.982	0.1973
$\pm 1.0z_r$	296.4	0.001696	2.007	0.0975
$\pm 2.5z_r$	296.7	0.001685	1.999	0.0546
$\pm 4.0z_r$	295.7	0.001692	2.001	0.1004
$\pm 5.5z_r$	294.5	0.001688	1.988	0.1673

根据结果可以看出测量范围大于 $\pm 1.0z_r$ 而小于 $\pm 4.0z_r$ 时 M^2 结果是比较准确的,并且其相对误差能控制在 5% 以内,是可以接受的。

3 实验设置

我们实际测量了中国科学院上海光机所强光学开放实验室的太瓦级飞秒激光器的输出光束质量^[5]。该装置是一套基于啁啾脉冲放大技术的小型化高功率掺钛蓝宝石激光系统,它由振荡器、展宽器、再生放大器、预放、主放和脉冲压缩器等部分组成,1996 年建成时达到了 2 TW/45 fs 的输出,1998 年升级为 5.4 TW 输出。

实验采用了 480×400 的点阵间距为 $13.5\mu\text{m}$ 的

CCD 相机作为光斑的采样仪器,使用其自触发方式,并用美国 spiricon 公司的软件进行 4σ 拟合。由于 CCD 相机的饱和阈值有限,全功率输出的光束最多必须经过 10^{-10} 量级的衰减。由于强光在滤波片中会引起非线性效应,不能直接用滤波片来衰减,此外过厚的滤波片还可能造成其他不利影响,应尽量减少滤波片的使用。我们采用了 4 片劈形玻璃板的反射来实现衰减,劈形板楔角度为 8.5° ,中心厚度 15 mm。劈形板能够分开两个表面的反射光,光路针对前表面的反射光搭建,劈形板不镀膜,按普通玻璃的小角度反射率为 4% 估算。最后的光尚需约 3~4 个量级的衰减。我们加工了一组不同厚度的滤波片来调节 CCD 相机的入射光强。由于 CCD 相机的分辨率所限,不能用焦距过短的成像元件,否则纪录焦

斑的像元太少。采用 $R = 10\text{ m}$ 的凹面镜聚焦,在焦平面前后各约 150 mm 的范围内捕捉光斑。为了保证 CCD 相机对光强的线性响应,应关闭相机的自动增益功能^[4]。实验设置如图 1。基准光使用了 He-Ne 光源,作用是监视光路的同轴性。根据该光源的技术指标说明书,其光束质量 M^2 因子小于 1.5。作为测量装置本身的检验,我们先测量了基准光的 M^2 因子,结果为 1.02(细光束),说明实验装置本身是没有问题的。

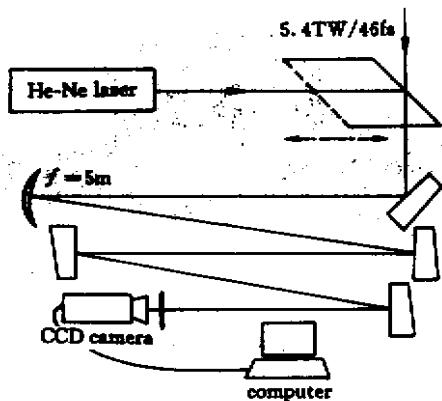


图 1 M^2 测量系统

Fig.1 Experiment setup

4 像散的校正

对于一般的高功率激光装置,输出光束容易存在的主要问题是像散、彗差和球差^[7]。这些因素都会影响最后的焦斑形状,从而导致聚焦功率上不去。实验中发现该激光装置存在的主要问题是像散,通过调节扩束系统,发现可以较好地校正彗差和球差,但是像散却不能完全消除。此外出射的大光束也不是平行光,而有一定程度的发散。

根据几何光学的有关理论,像散的产生是由于通过光学系统后的光束所对应的波面已不再是球面波,它在两个主截面上的曲率不同。主截面的概念是对应于每一个无穷小的微分面元而言的。作为整个光束,当忽略其球差和彗差时,可以近似认为所有微分面元的主截面取向处处一致。具有像散的波面如图 2 所示,两个主截面分别称为子午面(竖直的)和弧矢面(水平的),该波面将汇聚形成前后两条焦线。两个主截面上的波面曲率半径分别记为 R_s 与 R_t 。关于 R 取值的正负作如下规定:当光束沿传播方向而汇聚时, R 取负,反之则正。图 2 中若波振面是向右传播时, R_s 与 R_t 均为负值。像散校正的目标即是使得 $R_s = R_t$ 。对于实际光束,不会象几何光学所

描述的那样汇聚成两条焦线,波面的曲率半径 R 将遵循(4)式的变化规律。因此要真正消除像散,不能单纯地要求 $R_s = R_t$,这是因为不能保证经过一定的光学变换之后仍有 $R_s = R_t$ 。应该用出现在(5)(6)式中的 q 参量来衡量像散量。只有两个主截面上具有相同的 q 值时,才能保证该光束经过任意的 ABCD 变换之后仍有 $q_s = q_t$,因为 ABCD 变换并未涉及到主截面取向的问题。

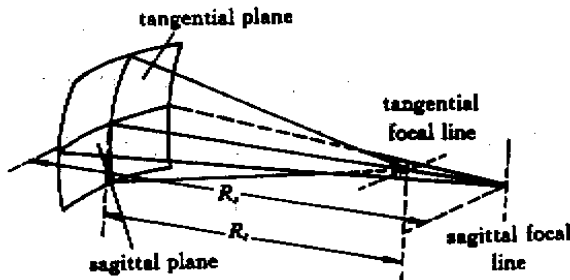


图 2 像散波阵面

Fig.2 Astigmatic wave-front

对于几何光学的像散光束,理论上可以通过一个像散量相匹配的像散透镜来得到校正。但是对于实际光束,必须考虑到(6)式中的 $1/q$ 还含有虚部成分,以及波振面并不是一个稳定的光束参量指标,实际上也很难加工恰好满足要求的镜片。应该设计一种能产生可调节像散量的光学系统才能满足要求。我们在参考文献[6]的基础上做了改进及更多细致的工作,找到了一套行之有效的方法,关键部分通过偏转一个透镜来产生校正系统的像散。

首先,借助几何光学的手段来分析倾斜放置的薄透镜的光学行为。这里只考虑斜穿过透镜中心的“光线”的行为。“光线”是指无限细的光束,但是它却有波振面和曲率,有主截面和像散。设透镜的焦距为 f (凸透镜为正,凹透镜为负),透镜的法线与入

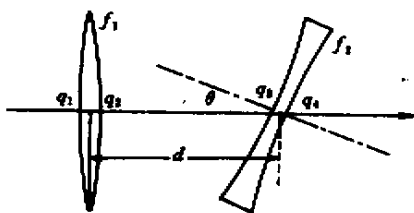


图 3 像散校正设置

Fig.3 Astigmatism amending setup

射光束的交角为 θ ,如图 3 所示。薄透镜近似意味着

穿过透镜的光束方向和光斑尺寸都不变,可以分别得到该光线的子午面和弧矢面上的曲率半径 R_t 和 R_s 的变化规律

$$\frac{1}{R_t'} = \frac{1}{R_t} - \frac{1}{\cos^2\theta} g(\theta) \frac{1}{f} \quad (8a)$$

$$\frac{1}{R_s'} = \frac{1}{R_s} - g(\theta) \frac{1}{f} \quad (8b)$$

其中 $g(\theta) = \frac{n' \cos\theta' - \cos\theta}{n' - 1}$, 且 $n' \sin\theta' = \sin\theta$, n' 为透镜材料的折射率, R_t' 和 R_s' 分别表示出射光子午面和弧矢面上的曲率半径。可见, 倾斜的效果相当于两个正交方向上透镜的焦距都有所改变。

对于实际光束, 应该借助 q 参量来计算像散。参考透镜变换公式 $\frac{1}{q'} = \frac{1}{q} - \frac{1}{f}$, 可知上式的 $\frac{1}{R}$ 可直接替换为 $\frac{1}{q}$ 。为使 $q_s' = q_t'$, 即 $\frac{1}{q_s'} - \frac{1}{q_t'} = 0$, 需要满足

$$\text{Real}\left(\frac{1}{q_s} - \frac{1}{q_t}\right) = \left(1 - \frac{1}{\cos^2\theta}\right) g(\theta) \frac{1}{f} = \tan^2\theta g(\theta) \frac{1}{f} \quad (9a)$$

$$\text{Imag}\left(\frac{1}{q_s} - \frac{1}{q_t}\right) = 0 \quad (9b)$$

只要 f 取对正负号 (9a) 式总是可以通过调节 θ 来实现的。但是 (9b) 式要求天然满足。根据 (5) 式可以证明对任意合理的初始值 q_s 与 q_t , 总是可以在 z 轴上找到满足 (9b) 式的特征点。只要把透镜放置于该位置即可完全消除像散了。

但是实际上这种把透镜放置在特征点上的要求往往会带来不便, 甚至很难实现。我们希望光束在任意指定的位置利用有限的空间即可得到校正, 因此采用图 3 的系统。透镜 f_1 对入射光进行预变换, 使得光束在 q_3 处满足 (9b) 式的要求。然后通过调整 θ 角来实现 (9a) 式。使用两个透镜还有一个好处是在一定程度上纠正光束的发散性并且系统有一定的可调节余地。设计时还应该注意根据入射光束的基本情况来选择参数 f_1, f_2 , 并保证 d 不致过大以使输出光束在像散得到校正的同时尽量保持原始口径和发散度。

5 测量结果

我们对典型物理实验条件下的飞秒光束进行了测量, 经过像散修正后光束质量明显改观。图 4 为实测的数据, 实验结果为:

1) 在两个主方向上 M^2 因子分别是 2.0 和 3.1

数据处理误差如第 2 节所述, 可取为 5%。测量装置的误差如第 3 节所述, 应小于数据处理误差。至于测量误差还取决于脉冲光源本身输出的抖动, 实际上很难计算。根据我们多次测量的经验, 估计总体误差应能控制在 10% 以内;

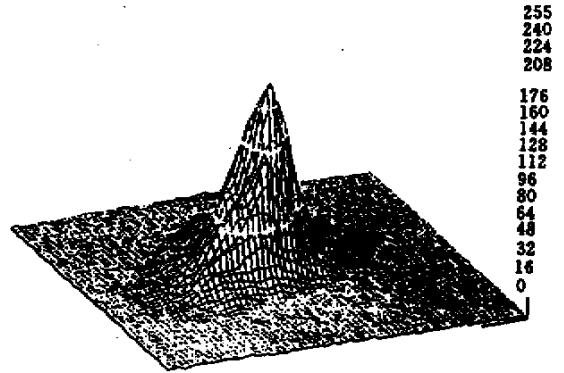


图 4 束腰光斑
Fig.4 Beam shape

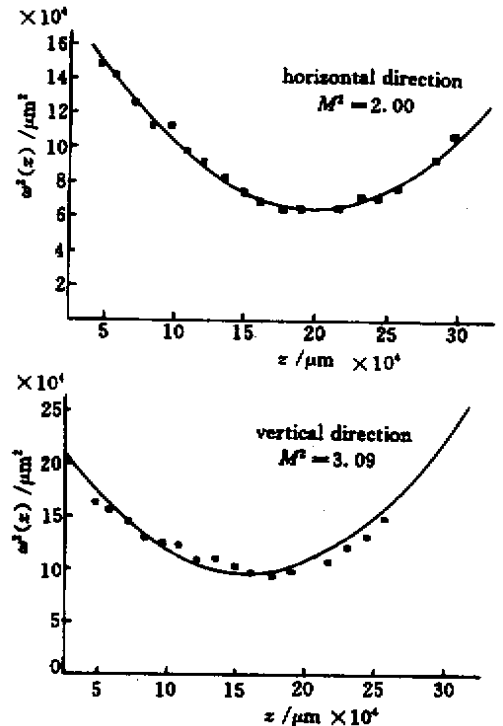


图 5 光束轮廓测量结果
Fig.5 Measured beam profile

2) 修正后的光束基本消除了像散
光斑在束腰处接近圆形 (如图 4), 其 4σ 法测得 $w_{0 \text{ vertical}} = 310.5 \mu\text{mm}$ 和 $w_{0 \text{ horizontal}} = 255.3 \mu\text{mm}$; 图 5 可以看出两个正交方向上束腰位置相距仅 4 cm, 是

成像元件焦距的 0.8% ,与数据处理误差同量级,瑞利长度则分别为:水平方向 $z_r = 130.7 \text{ mm}$,竖直方向 $z_v = 124.5 \text{ mm}$,基本相等;

3) 结果与入射光阑尺寸自洽

由于受像散元件尺寸限制,入射光阑约为 $20 \text{ mm} \times 26 \text{ mm}$ 的椭圆,根据上述结果用(1)到(3)式反推(其中 $z = 5000 \text{ mm}$)得到入射光斑直径为 $18.5 \text{ mm} \times 24.9 \text{ mm}$,两者基本相符;

4) 修正后的光束基本是平行光

束腰位置恰好落在成像元件凹面镜的焦点处的 $\pm 3 \text{ cm}$ 范围内,据此推算,入射光束的瑞利长度约为 200 m ,入射光在凹面镜的镜面上的波振面曲率半径 $|R| > 750 \text{ m}$,因此基本可以视为平行光入射。

根据以上结果可以推定,如果该消像散的飞秒光束仍能保持 $F50$ 的输出口径,采用 $F/10$ 聚焦光学系统,则可聚焦光强可达 10^{18} W/cm^2 量级。

这是该激光装置升级以来的 M^2 因子的首次测量,如果加强对放大器部分光路元件的精密监控并提高有关器件的调节精度,光束质量实际上还有进一步改善的潜力。

致谢 本实验工作得到了中国科学院上海光机所强

光开放实验室激光器件组的工作人员的热情配合,特别是江云华、陆海鹤等同志的大力帮助,在此表示诚挚的感谢。

参 考 文 献

- 1 International Organization for Standardization. Document ISO/TC 172/SC 9/WG 1, N38(1992)
- 2 P. A. Belanger. Beam propagation and the *ABCD* ray matrices. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(4):196~198
- 3 Qian Liejia, Fan Dianyuan, Zhang Zhuhong *et al.*. On some basic issues related to light beam quality. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1994, **A21**(12):981~987 (in Chinese)
- 4 Chen Jun, Huang Peng. Exact measurement of the far field divergence of the laser beam using CCD camera. *High Power Laser and Particle Beams* (强激光与粒子束), 1997, **9**(4):552~556 (in Chinese)
- 5 Xu Zhizhan, Luc Vigroux, Frederic Saviot *et al.*. The Ti doped sapphire ultrashort intense pulse laser system with 2 TW/45 fs output. *Science in Chinese* (中国科学 A 辑), 1997, **27**(7):640~645 (in Chinese)
- 6 S. Seznec, C. Sauteret, S. Gary *et al.*. Towards the $10^{19} \sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$ regime with amplified chirped pulses: basic limitations and solutions. *Opt. Comm.*, 1992, **87**(5,6):331~339
- 7 Zhang Yimo (Tianjin Univ.). *Applying Optics*. Tianjin: Mechanics Industry Press, 1982. 7 (in Chinese)