

准直误差对光束质量因子测量影响的理论与实验研究

刘亲厚, 冯国英, 邓国亮, 王国振, 龙凤琼

四川大学电子信息学院激光微纳工程研究所, 四川 成都 610064

摘要 测量激光光束质量(M^2)因子时一般要求光路准直,同时要求降低噪声对光斑半径测量的影响。光路偏移会导致 CCD 采集的光斑偏离 CCD 中心,噪声使偏移光束的光斑半径和 M^2 因子的测量值存在额外误差。针对含噪声且光路偏移 CCD 中心的情况,提出了一种测量 M^2 因子的改进方法,即当光路不准直时,在光路每个位置采集两个不同偏移量的光斑,则可校正得到光斑半径的真实值,从而得到无准直误差的 M^2 因子。理论推导了激光光束的光斑半径和 M^2 因子与偏移量的变化关系,通过数值仿真和实验研究了偏移光束的光斑半径和 M^2 因子随偏移量的变化,二者结果一致,验证了所提方法的可靠性。

关键词 测量; 光束质量因子; 准直误差; 噪声

中图分类号 O439

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0905001

Theoretical and Experimental Studies on Influence of Collimation Error on Beam Quality Factor Measurement

Liu Qinhou, Feng Guoying, Deng Guoliang, Wang Guozhen, Long Fengqiong

Laser Micro-Nano Engineering Research Institute, College of Electronics and Information Engineering,
Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China

Abstract The beam quality (M^2) factor measurement requires the collimation of the optical path and the reduction of the influence of noise on the measurement of spot radius. Deviation of the optical path results in the deviation of the captured spot from the center of CCD, and the measurement values of spot radius and M^2 factor will have extra error caused by noise. Aiming at the condition of containing noise and optical path deviating from the center of CCD, a modified method for M^2 factor measurement is proposed. The proposed method can collect two spots at positions in optical path with different offsets when the optical path is not straight. The true value of spot radius can be obtained correctly, and then the M^2 factor without collimation error can be obtained. The relationship among the spot radius of laser beam, the M^2 factor and offset is deduced theoretically. Numerical simulation and experiments are carried out to study the relationship among the spot radius, M^2 factor and offset. Consistent results are obtained, which proves the reliability of the proposed method.

Key words measurement; beam quality factor; collimation error; noise

OCIS codes 140.3295; 140.3430; 140.3460

1 引言

光束质量^[1-3]是评价激光光束的重要指标之一,对激光的理论研究和应用具有重要意义^[4]。国际标准化组织推荐将 M^2 因子^[5-7]作为标准的评价光束质量的指标。通常采用 CCD 测量 M^2 因子^[1],即采用 CCD 在光束传输方向上对多个不同位置处的光斑进行测量并计算相应的光斑大小^[8-9],然后通过最小二乘法拟合得到待测激光光束的 M^2 因子。获得准确的测量结果的关键是对不同位置的光斑大小进行精确的测量^[10-12]。采用 CCD 获取光斑图像后,通常先去除热噪声^[13]和背景光等噪声,然后通过一阶矩计算光斑重心,最后通

收稿日期: 2017-03-10; 收到修改稿日期: 2017-03-27

基金项目: 国家自然科学基金(11574221)

作者简介: 刘亲厚(1991—),男,硕士研究生,主要从事激光与光通信等方面的研究。E-mail: 1421091396@qq.com

导师简介: 冯国英(1969—),女,博士,教授,博士生导师,主要从事新型激光技术方面的研究。

E-mail: guoing_feng@scu.edu.cn(通信联系人)

过二阶矩计算得到相应的光斑大小。然而,全部噪声的去除很难实现。在二阶矩的计算中,坐标值越大的部分,积分权重越大,因此远离光斑重心处的残余噪声对光斑大小的影响更大。当光斑重心和 CCD 中心完全重合时,噪声均匀地分布在坐标系中,此时可以忽略其对光斑大小的影响。在实际的光束测量中,很难保证每个位置处光斑重心均严格位于 CCD 中心,从而导致光斑大小和 M^2 因子测量的误差。

尉鹏飞等^[14]利用透镜成像原理并基于压电陶瓷电动调整架实现了光路准直^[15];Ke 等^[16]利用电动机控制反射镜的水平角与方位角,以进行光路准直,但忽略了光束重心偏移 CCD 中心对参数测量的影响。目前国内外研究人员均通过外部硬件设备控制光路准直,从而可对 M^2 因子进行测量,但是关于光束偏离 CCD 中心对光束参数测量影响的研究较少。本文提出了一种改进的激光光束 M^2 因子的测量方法,该方法通过测量两个不同偏移量时的光斑大小,计算得到真实的光斑大小及 M^2 因子。以高斯光束为例,分别通过理论推导、数值仿真和实验研究了光场分布具有中心对称特性激光的光斑半径和 M^2 因子以及光斑重心和 CCD 中心之间偏移量的关系,仿真和实验结果证明了所提方法的可靠性。与传统测量 M^2 因子的方法相比,所提方法无需外部硬件设备对光路进行准直,在光路不准直的情况下仍然可以准确测量 M^2 因子。所提方法适用于基模高斯光束^[17]、高阶拉盖尔高斯光束^[18]、高阶厄米高斯光束^[19]和像散椭圆高斯光束等光场分布具有中心对称特性激光的 M^2 因子测量。所提方法降低了 M^2 因子测量时对准直性的要求,并且可以获得准确的光斑大小和 M^2 因子,为 M^2 因子的测量带来了极大的便利。

2 理论推导

这里以基模高斯光束为例,对基模高斯光束、高阶拉盖尔高斯光束、高阶厄米高斯光束和像散椭圆高斯光束等光场分布具有中心对称特性的激光参数与光斑重心相对 CCD 中心的偏移量 Δ 的关系进行研究。

在笛卡尔坐标系中,设沿 z 方向传输的基模高斯光束的光强分布为

$$I(x, y, z) = I_0 \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right], \quad (1)$$

式中 I_0 为中心光强, $w(z)$ 为基模高斯光束在位置 z 处的光斑半径。利用一阶矩计算得到激光在位置 z 处的重心坐标为

$$\bar{i}(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} i I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) dx dy}, \quad i = x, y. \quad (2)$$

根据 Siegman^[20]提出的二阶矩定义,光束的光斑半径可表示为

$$w_i(z) = \sqrt{4\sigma_i^2(z)} = \sqrt{\frac{4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [i - \bar{i}(z)]^2 I(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) dx dy}}, \quad i = x, y, \quad (3)$$

式中 $\sigma_i^2(z)$ 为光束光斑二阶矩。设无偏移理想光束的光强分布为 $I_S(x, y, z)$, 噪声的光强分布为 $I_N(x, y, z)$, x 方向和 y 方向光斑重心相对 CCD 中心的偏移量为 Δ_x 和 Δ_y , 则光斑重心的 x 坐标为

$$\begin{aligned} \bar{x}_{(S+N)\Delta}(z) &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [I_S(x - \Delta_x, y, z) + I_N(x, y, z)] x dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [I_S(x - \Delta_x, y, z) + I_N(x, y, z)] dx dy} = \\ &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [I_S(x, y, z) + I_N(x, y, z)] x dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [I_S(x - \Delta_x, y, z) + I_N(x, y, z)] dx dy} + \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_S(x, y, z) \Delta_x dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [I_S(x - \Delta_x, y, z) + I_N(x, y, z)] dx dy} = \bar{x}_{(S+N)} + \frac{\Delta_x P_S}{P_{S+N}}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $\bar{x}_{(S+N)}$ 为测量中存在噪声且光斑在 CCD 中心时重心的 x 坐标, P_S 为无噪声时的激光总功率, P_{S+N} 为含噪声时的激光总功率。同理, 光斑重心的 y 坐标为

$$\bar{y}_{(S+N)\Delta}(z) = \bar{y}_{(S+N)} + \frac{P_S}{P_{S+N}}\Delta_y, \quad (5)$$

式中 $\bar{y}_{(S+N)}$ 为测量中存在噪声且光斑在 CCD 中心时重心的 y 坐标。由于基模高斯光束具有中心对称性, 因此 $I_S(x, y, z) = I_S(-x, -y, z)$ 。假定噪声为随机白噪声, 则有 $I_N(x, y, z) = I_N(-x, -y, z)$, 由此可得

$$\bar{x}_{(S+N)} = \bar{y}_{(S+N)} = 0, \quad (6)$$

$$\bar{x}_{(S+N)\Delta}(z) = \frac{P_S}{P_{S+N}}\Delta_x, \quad (7)$$

$$\bar{y}_{(S+N)\Delta}(z) = \frac{P_S}{P_{S+N}}\Delta_y. \quad (8)$$

将(7)、(8)式代入(3)式, 通过变量代换和积分计算得到光束偏移时的光斑半径为

$$\omega_{i(S+N)\Delta} = \sqrt{4\sigma_{i(S+N)\Delta}^2} = \sqrt{\omega_{i(S+N)}^2 + \frac{4P_S P_N}{P_{S+N}^2}\Delta_i^2}, \quad i = x, y, \quad (9)$$

式中 $\omega_{i(S+N)}$ 为光束无偏移时的光斑半径, $\sigma_{i(S+N)\Delta}^2$ 为光束光斑二阶矩。

偏移光束的远场发散角可表示为

$$\theta_{i(S+N)\Delta} = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\omega_{i(S+N)\Delta}}{z} = \lim_{z \rightarrow \infty} \sqrt{\omega_{i(S+N)}^2 + 4 \frac{P_S P_N}{P_{S+N}^2}\Delta_i^2} / z = \theta_{i(S+N)}, \quad i = x, y, \quad (10)$$

式中 $\theta_{i(S+N)}$ 为无偏移时光束的远场发散角。 M^2 因子可以表示为

$$M^2 = \frac{\omega'_0 \theta}{\omega_0 \theta_0}, \quad (11)$$

式中 ω'_0 和 ω_0 分别为实际激光束和基模高斯光束的束腰半径, θ 和 θ_0 分别为实际激光束和基模高斯光束的远场发散角。将(9)、(10)式代入(11)式, 得到有偏移时 x 方向和 y 方向的 M^2 因子为

$$M_{i(S+N)\Delta}^2 = \frac{\pi}{\lambda} \omega_{0i(S+N)\Delta} \theta_{i(S+N)\Delta} = \frac{\pi}{\lambda} \omega_{0i(S+N)} \theta_{i(S+N)} \frac{\omega_{0i(S+N)\Delta}}{\omega_{0i(S+N)}} = M_{i(S+N)}^2 \sqrt{1 + \frac{4P_S P_N}{P_{S+N}^2 \omega_{0i(S+N)}^2} \Delta_i^2}, \quad i = x, y, \quad (12)$$

式中 $M_{i(S+N)}^2$ 为无偏移时光束 x 方向或 y 方向的 M^2 因子, $\omega_{0i(S+N)\Delta}$ 为含噪声且有偏移的光束束腰半径, $\omega_{0i(S+N)}$ 为含噪声且无偏移的光束束腰半径。

由(9)式可以看出, 光束存在偏移时, 光斑半径与偏移量呈抛物线关系。因此只需已知光束在两个不同偏移量(Δ_1 和 Δ_2)下的光斑半径 $\omega_{i(S+N)\Delta_1}$ 和 $\omega_{i(S+N)\Delta_2}$, 即可通过计算求出光束无偏移时的光斑半径 $\omega_{i(S+N)}$, 即

$$\omega_{i(S+N)} = \sqrt{\frac{\omega_{i(S+N)\Delta_2}^2 \Delta_1^2 - \omega_{i(S+N)\Delta_1}^2 \Delta_2^2}{\Delta_1^2 - \Delta_2^2}}, \quad i = x, y, \quad (13)$$

式中 Δ_1 和 Δ_2 为光斑偏移量, 可以通过对 x 方向和 y 方向光斑峰值位置的一维拟合得到。

由(12)式可以看出, 光束存在偏移时, M^2 因子与偏移量也呈抛物线关系。因此只利用光束在两个不同偏移量 Δ_1 和 Δ_2 下的 M^2 因子 $M_{i(S+N)\Delta_1}^2$ 和 $M_{i(S+N)\Delta_2}^2$, 即可求出光束无偏移时的 M^2 因子, 即

$$M_{i(S+N)}^2 = \sqrt{\frac{M_{i(S+N)\Delta_2}^4 \Delta_1^2 - M_{i(S+N)\Delta_1}^4 \Delta_2^2}{\Delta_1^2 - \Delta_2^2}}, \quad i = x, y. \quad (14)$$

对于更普遍的情况, 当光束传输方向与 CCD 移动方向存在夹角时, 在光束传输方向上每个位置的光斑偏移量不同, 且光斑偏移量随着传输距离的增加不断增大。在光束传输方向上的每个位置采集两个具有不同偏移量的光斑, 并利用(13)式对光斑大小进行校正, 得到无偏移时的光斑大小, 对校正后的光斑半径进行最小二乘拟合, 可得到无偏移时的 M^2 因子, 从而实现光路不准直情况下 M^2 因子的测量。

3 数值仿真

数值模拟的参数为:基模高斯光束的束腰半径 $w_0 = 245.82 \mu\text{m}$, 激光波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, CCD 光敏面的宽度 $L = 14w_0$, CCD 的分辨率为 $4.8012 \mu\text{m}$, 噪声为均值为零、方差为 10^{-6} 的随机白噪声。

图 1 所示为相同噪声水平下基模高斯光束的光强分布示意图。以 CCD 中心为坐标原点建立直角坐标系, 图 2(a)、(b)分别为光束在 CCD 平面上 $x = [-L/6, L/6]$ 和 $y = [-L/6, L/6]$ 所构成的矩形区域内 x 方向光斑半径和 y 方向光斑半径随偏移量的变化。由图 2(a) 可以看出, 当 Δ_y 变化时, $w_{x(S+N)\Delta}$ 不变, 即 y 方向的偏移对 x 方向的光斑半径 $w_{x(S+N)\Delta}$ 没有影响; 当 $|\Delta_x|$ 增大时, $w_{x(S+N)\Delta}$ 相应地增大, 且关于 y 轴对称。由图 2(b) 可以看出, 当 Δ_x 变化时, $w_{y(S+N)\Delta}$ 不变, 即 x 方向的偏移对 y 方向的光斑半径 $w_{y(S+N)\Delta}$ 没有影响; 当 $|\Delta_y|$ 增大时, $w_{y(S+N)\Delta}$ 相应地增大, 且关于 x 轴对称。因此, 光束偏移时 x 方向和 y 方向的光斑半径 $w_{x(S+N)\Delta}$ 和 $w_{y(S+N)\Delta}$ 的变化是相互独立的。

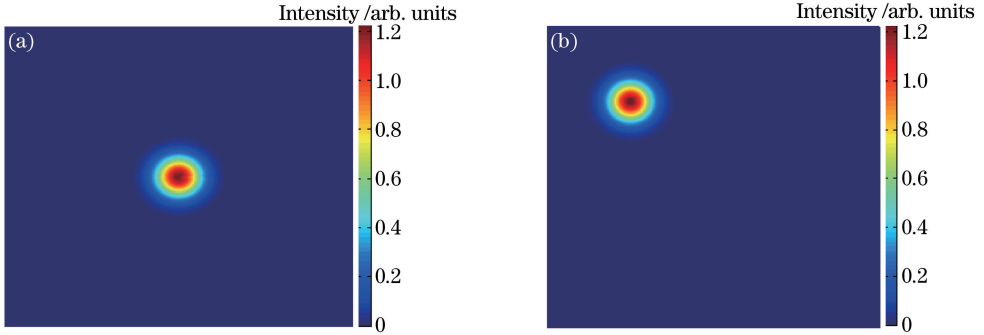


图 1 基模高斯光束的光强分布。(a)光斑重心位于 CCD 中心;(b)光斑重心偏离 CCD 中心

Fig. 1 Intensity distributions of fundamental mode Gaussian beam. (a) Spot barycenter located at CCD center; (b) spot barycenter deviated from CCD center

图 2(c)所示为保持光束在 y 方向的偏移量 $\Delta_y = L/12$ 不变且 x 方向的偏移量 $\Delta_x = [-L/6, L/6]$ 时光斑半径的变化, 包括光斑半径的数值模拟结果和解析结果。可以看出 $w_{y(S+N)\Delta}$ 保持不变, $w_{x(S+N)\Delta}$ 随 Δ_x 呈抛

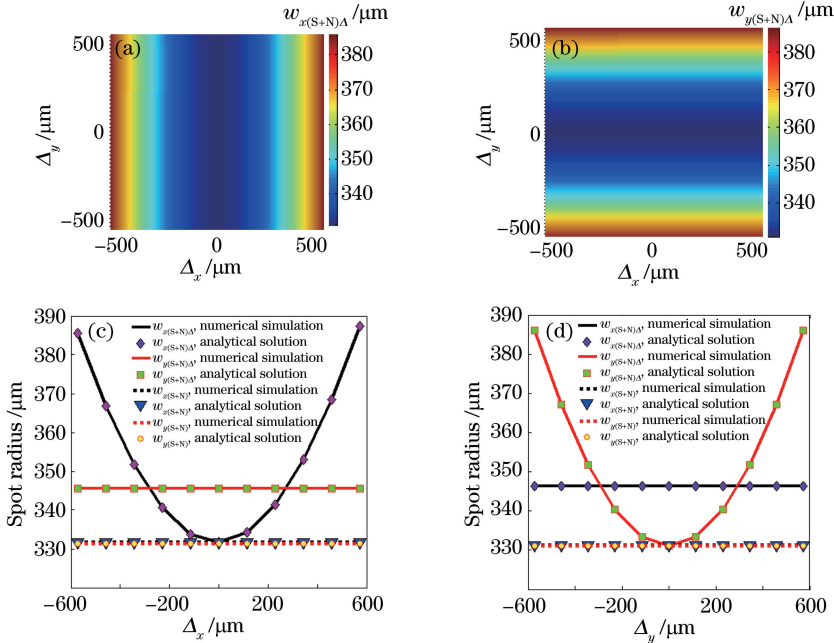


图 2 光斑半径随光束偏移量的变化。(a)矩形区域内 $w_{x(S+N)\Delta}$ 的变化;(b)矩形区域内 $w_{y(S+N)\Delta}$ 的变化;(c)光斑半径随 Δ_x 的变化;(d)光斑半径随 Δ_y 的变化

Fig. 2 Spot radius versus beam deviation value. (a) Change of $w_{x(S+N)\Delta}$ in rectangular area; (b) change of $w_{y(S+N)\Delta}$ in rectangular area; (c) spot radius versus Δ_x ; (d) spot radius versus Δ_y

物线形状变化。图 2(d) 所示为保持光束在 x 方向的偏移量 $\Delta_x = 12/L$ 不变且 y 方向的偏移量 $\Delta_y = [-L/6, L/6]$ 时光斑半径的变化。可以看出 $w_{x(S+N)\Delta}$ 保持不变, $w_{y(S+N)\Delta}$ 随 Δ_y 呈抛物线形状变化。图 2(c)、(d) 中光斑半径随偏移量变化的数值模拟结果与解析结果一致, 均满足(9)式。

图 3(a)、(b) 分别为光束在 CCD 平面上 $x = [-L/6, L/6]$ 和 $y = [-L/6, L/6]$ 所构成矩形区域的 x 方向的 M^2 因子 $M_{x(S+N)\Delta}^2$ 和 y 方向的 M^2 因子 $M_{y(S+N)\Delta}^2$ 随偏移量的变化。由图 3(a) 可以看出, 当 Δ_y 变化时, $M_{x(S+N)\Delta}^2$ 保持不变; 当 $|\Delta_x|$ 增大时, $M_{x(S+N)\Delta}^2$ 相应变大, 且关于 y 轴对称。由图 3(b) 可以看出, 当 Δ_x 变化时, $M_{y(S+N)\Delta}^2$ 保持不变; 当 $|\Delta_y|$ 增大时, $M_{y(S+N)\Delta}^2$ 相应地增大, 且关于 x 轴对称。因此, 光束偏移时 $M_{x(S+N)\Delta}^2$ 和 $M_{y(S+N)\Delta}^2$ 的变化是相互独立的。图 3(c) 所示为保持光束 y 方向的偏移量 $\Delta_y = L/12$ 不变且 x 方向的偏移量 $\Delta_x = [-L/6, L/6]$ 时 $M_{x(S+N)\Delta}^2$ 的变化。可以看出 $M_{y(S+N)\Delta}^2$ 保持不变, $M_{x(S+N)\Delta}^2$ 随 Δ_x 呈抛物线形状变化。图 3(d) 所示为保持光束 x 方向的偏移量 $\Delta_x = L/12$ 不变且 y 方向的偏移量 $\Delta_y = [-L/6, L/6]$ 时 $M_{y(S+N)\Delta}^2$ 的变化。可以看出当 Δ_x 不变时, $M_{x(S+N)\Delta}^2$ 保持不变, $M_{y(S+N)\Delta}^2$ 随 Δ_y 呈抛物线形状变化。图 3(c)、(d) 中 M^2 因子随偏移量变化的数值模拟结果与解析结果一致, 均满足(12)式。

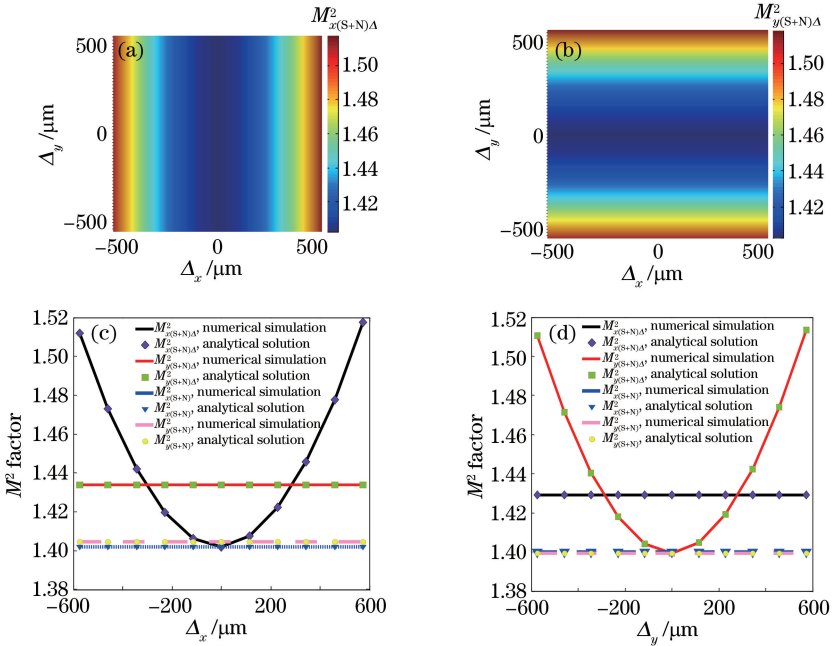


图 3 M^2 因子随偏移量的变化。(a) 矩形区域内 $M_{x(S+N)\Delta}^2$ 的变化; (b) 矩形区域内 $M_{y(S+N)\Delta}^2$ 的变化; (c) M^2 因子随 Δ_x 的变化; (d) M^2 因子随 Δ_y 的变化

Fig. 3 M^2 factor versus beam deviation value. (a) Change of $M_{x(S+N)\Delta}^2$ in rectangular area;

(b) change of $M_{y(S+N)\Delta}^2$ in rectangular area; (c) M^2 factor versus Δ_x ; (d) M^2 factor versus Δ_y .

图 4(a) 所示为高阶拉盖尔高斯光束 ($L-G_{2,2}$) 的光强分布, 图 4(b)~(d) 分别为其光斑半径和 M^2 因子随偏移量的变化。图 4(b) 所示为当 $\Delta_y = L/12, \Delta_x = [-L/6, L/6]$ 时 $L-G_{2,2}$ 的光斑半径的变化; 图 4(c) 所示为当 $\Delta_x = L/12, \Delta_y = [-L/6, L/6]$ 时 $L-G_{2,2}$ 的光斑半径的变化; 图 4(d) 所示为当 $\Delta_y = L/12, \Delta_x = [-L/6, L/6]$ 时 $L-G_{2,2}$ 的 M^2 因子的变化; 图 4(e) 所示为当 $\Delta_x = L/12, \Delta_y = [-L/6, L/6]$ 时 $L-G_{2,2}$ 的 M^2 因子的变化。上述结果表明所提方法适用于高阶拉盖尔高斯光束、高阶厄米高斯光束和像散椭圆高斯光束等光场分布具有中心对称特性的激光光束质量因子的测量。

表 1 所示为 3 组通过(13)式计算的两组不同偏移量时的光斑半径 $w_{(S+N)\Delta_j}$ ($j = 1, 2$), 以及校正后无偏移时的光斑半径 $w_{(S+N)}$ 。可以看出, 校正后光斑半径比较接近无偏移时的光斑半径(图 2), 误差在 $0.1 \mu\text{m}$ 量级。

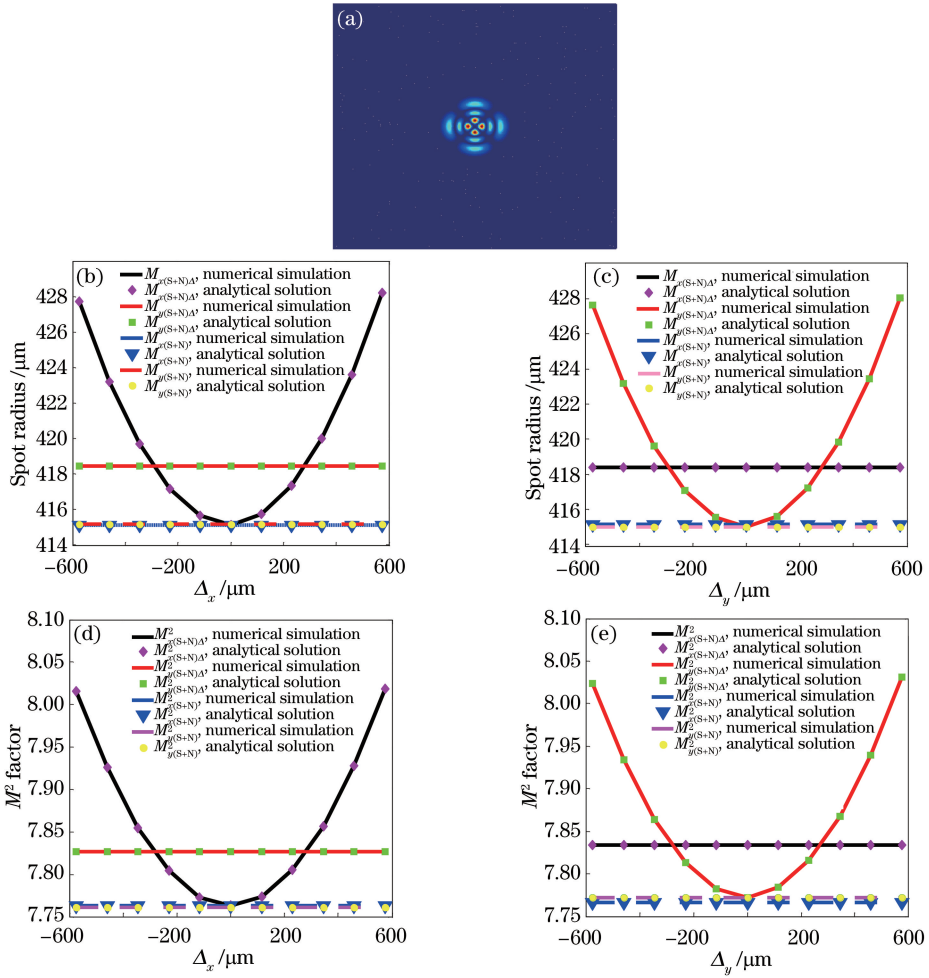


图 4 (a) L-G_{2,2} 的光强分布;(b)(c)光斑半径和(c)(d) M^2 因子随偏移量的变化

Fig. 4 (a) Intensity distribution of L-G_{2,2}; (b)(c) spot radius and (d)(e) M^2 factor versus beam deviation value

表 1 两组不同偏移量时的光斑半径 $w_{(S+N)\Delta_j}$ ($j=1,2$)及校正后的光斑半径 $w_{(S+N)}$

Table 1 Spot radius $w_{(S+N)\Delta_j}$ ($j=1,2$) with two different deviation values and corrected spot radius $w_{(S+N)}$

(Δ_1, Δ_2)	$(L/3, -L/10)$	$(L/4, L/7)$	$(L/9, -L/4)$
$w_{(S+N)\Delta_1} / (10^{-4} \text{ m})$	5.1619	4.3089	3.3782
$w_{(S+N)\Delta_2} / (10^{-4} \text{ m})$	3.3210	3.5443	4.2979
Corrected $w_{(S+N)} / (10^{-4} \text{ m})$	3.0797	3.1066	3.1104
Corrected $w_{(S+N)} / (10^{-4} \text{ m})$	3.1066	3.1066	3.1037
Error / m	-2.6939×10^{-6}	-1.6781×10^{-9}	6.6647×10^{-7}

表 2 所示为光路准直但光束偏离 CCD 中心时,不同偏移量下模拟得到的 $M^2_{(S+N)\Delta}$ 。通过(14)式计算两组不同偏移量时的 $M^2_{(S+N)\Delta}$,求出光束无偏移时的 $M^2_{(S+N)}$ 。可以看出,校正后的 $M^2_{(S+N)}$ 比较接近无偏移时的 M^2 ,误差在 10^{-3} 左右。

表 2 两组不同偏移量时光束的 $M^2_{(S+N)\Delta}$ 及校正后的无偏移时的 $M^2_{(S+N)}$

Table 2 $M^2_{(S+N)\Delta}$ under two sets of different offsets and corrected $M^2_{(S+N)}$

(Δ_1, Δ_2)	$(L/3, -L/10)$	$(L/4, L/7)$	$(L/9, -L/4)$
$M^2_{(S+N)\Delta_1}$	1.7935	1.6424	1.4522
$M^2_{(S+N)\Delta_2}$	1.4429	1.4861	1.6461
Corrected $M^2_{(S+N)}$	1.4034	1.4041	1.4004
Corrected $M^2_{(S+N)}$	1.4023	1.4019	1.4021
Error / 10^{-3}	1.0957	1.2676	-1.7456

4 实验与讨论

图 5 所示为偏移光束的 M^2 因子测量装置,该装置主要由待测激光、衰减器、反射镜、透镜、电动平移台、CCD 相机、微调平移台和计算机系统组成。

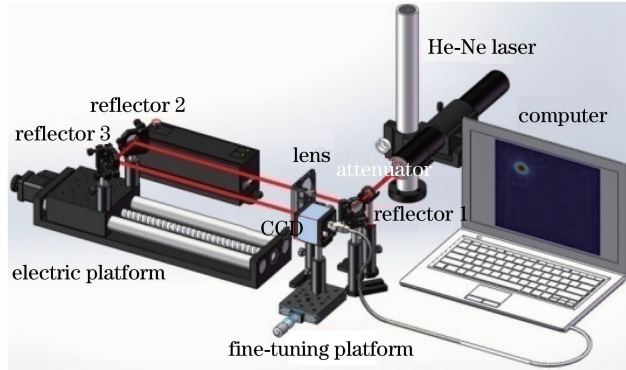


图 5 偏移光束的 M^2 因子测量装置

Fig. 5 Measurement system for M^2 factor of deviated beam

实验通过微调平移台移动 CCD,使光束水平偏离 CCD 中心,实验中令 $\Delta_y = 0$ 。图 6 所示为光束水平偏移时光斑半径的变化,可以看出, w_{Δ_y} 保持不变, w_{Δ_x} 随偏移距离 Δ_x 呈抛物线形状变化且关于 y 轴对称,在原点处 $w_{\Delta_x} = w_{\Delta_y}$, w_{Δ_x} 和 w_{Δ_y} 是相互独立的,实验结果与数值拟合结果比较一致。

图 7 所示为光束水平偏移 CCD 中心时得到的 M^2 因子随偏移量的变化。可以看出, $\Delta_y = 0$ 不变时 $M_{\Delta_y}^2$ 保持不变, $M_{\Delta_x}^2$ 随 Δ_x 呈抛物线形状变化且关于 y 轴对称,原点处 $M_{\Delta_x}^2$ 值与 $M_{\Delta_y}^2$ 值大小相同, $M_{\Delta_x}^2$ 与 $M_{\Delta_y}^2$ 相互独立,实验结果与数值拟合结果比较一致,满足(12)式。

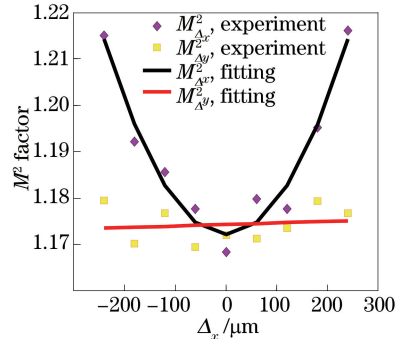
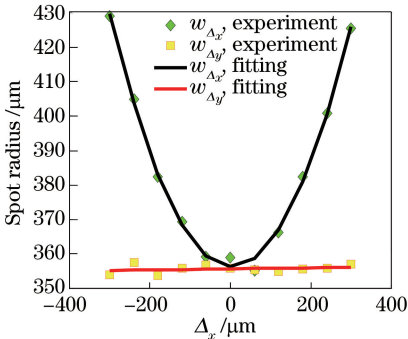


图 6 光束水平偏移 CCD 中心时光斑半径的变化

Fig. 6 Variation in spot radius when beam deviates from CCD center along x -axis

图 7 光束水平偏移 CCD 中心时 M^2 因子的变化

Fig. 7 Variation in M^2 factor when beam deviates from CCD center along x -axis

结合光束偏移 CCD 中心时光斑半径和 M^2 因子的变化规律,提出一种测量 M^2 因子的改进方法。设光束传输方向与 CCD 移动方向存在夹角 θ , CCD 上光斑的偏移量 Δ 随传输距离的增加而增大。在光路每个位置采集两次不同偏移量 Δ_1 和 Δ_2 , 其对应的光斑半径分别为 w_{Δ_1} 和 w_{Δ_2} , 利用(13)式可求出每个位置校正后无偏移时的光斑半径 w 。对光路每个位置校正后的 w 进行最小二乘拟合,便可得到光束无偏移时的 M^2 因子。特殊地,当光路准直时光束传输方向上每个位置的 Δ_1 和 Δ_2 都保持不变,但 $\Delta_1 \neq \Delta_2$,可直接代入(14)式求出无偏移时的 M^2 因子。所提改进方法降低了对光路准直性的要求,对不准直光路仍然可以获得正确的 w 和 M^2 因子。对 CCD 中心存在坏点区域的情况,所提方法也能够准确测量光束的光斑半径和 M^2 因子,为光束参数测量提供了很大的便利。

在光路不准直情况下,实验测量了 5 组不同偏移量时 M^2 因子的值($M_{\Delta_i}^2, i=1, 2, \dots, 5$),分别为 1.3209, 1.2948, 1.3629, 1.4594, 1.5953。当光路准直且无偏移时测量得到 M^2 因子为 1.3023。表 3 所示为光路不准直时 5 组 M^2 因子两两组合校正得到的无偏移时 M^2 因子的大小,其中 NaN 表示两组相同偏移量的 M^2 因

表 3 光路不准直时 5 组 $M_{\Delta_i}^2$ 的校正结果

Table 3 Corrected results of five-group $M_{\Delta_i}^2$ when optical path is decollimation

Parameter	M^2 factor				
	$M_{\Delta_1}^2$	$M_{\Delta_2}^2$	$M_{\Delta_3}^2$	$M_{\Delta_4}^2$	$M_{\Delta_5}^2$
$M_{\Delta_1}^2$	NaN	1.2544	1.2656	1.3234	1.3142
$M_{\Delta_2}^2$	1.2544	NaN	1.2788	1.2811	1.2889
$M_{\Delta_3}^2$	1.2656	1.2788	NaN	1.2901	1.3241
$M_{\Delta_4}^2$	1.3234	1.2811	1.2901	NaN	1.3508
$M_{\Delta_5}^2$	1.3142	1.2889	1.3241	1.3508	NaN

子无法得到校正。由表 3 可以看出,对测量误差较大的 M^2 因子(如 $M_{\Delta_4}^2, M_{\Delta_5}^2$),校正后的 M^2 因子与无偏移时的 M^2 因子接近,误差在 10^{-2} 左右。

图 8 所示为实验得到的光路不准直时两组不同偏移量的光束传输曲线及校正结果,其中第 4 组和第 5 组光束分别为表 3 中 M^2 因子为 $M_{\Delta_4}^2$ 和 $M_{\Delta_5}^2$ 对应的光束,蓝色实线为在 CCD 采样点每个位置通过改进方法对两组偏移光束传输曲线校正后、再采用最小二乘法拟合得到的光束传输曲线。红色实线为实验测得的光路准直且无偏移时的光束传输曲线。可以看出,校正后的传输曲线比较接近光路准直且无偏移时的传输曲线,充分验证了所提改进方法的有效性。

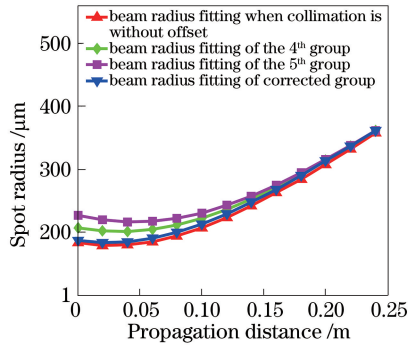


图 8 两组不同偏移量的光束传输曲线及其校正结果

Fig. 8 Beam propagation curves with two different offsets and their corrected results

5 结 论

以基模高斯光束为例,研究了存在噪声情况下光场分布具有中心对称特性的激光光束偏离 CCD 中心时光斑半径和 M^2 因子与偏移量 Δ 的关系。数值模拟和实验结果表明,偏移时的光斑半径 $w_{(S+N)\Delta}$ 和光束质量因子 $M_{(S+N)\Delta}^2$ 与偏移量 Δ 呈抛物线形关系,且 $w_{(S+N)\Delta}$ 和 $M_{(S+N)\Delta}^2$ 在 x, y 方向上的分量相互独立。基于此,提出了一种基于多点法测量 M^2 因子的改进方法,当光路不准直时仍然可以获得准直无偏移的 $w_{(S+N)}$ 和 $M_{(S+N)\Delta}^2$ 因子。理论推导了 $w_{(S+N)\Delta}$ 和 $M_{(S+N)\Delta}^2$ 的表达式,通过测量两组不同偏移量的 $w_{(S+N)\Delta}$ 和 $M_{(S+N)\Delta}^2$ 因子,便可以计算出无偏移时的 $w_{(S+N)}$ 和 $M_{(S+N)}$ 因子。改进方法适用于基模高斯光束、高阶拉盖尔高斯光束、高阶厄米高斯光束和像散椭圆高斯光束等一大类光场分布具有中心对称特性的激光束的 M^2 因子的测量。实验证实了所提方法的有效性。所提方法不需要外部硬件设备构成的准直光路,降低了对光路准直性的要求,为光束参数测量提供了很大的便利。

参 考 文 献

- [1] Siegman A E. How to (maybe) measure laser beam quality[C]. OSA Trends in Optics and Photonics Series, 1998: MQ1.
 - [2] Lü Baida, Kang Xiaoping. Knowledge of laser beam quality some issue[J]. Infrared and Laser Engineering, 2007, 36(1): 47-51.
- 吕百达, 康小平. 对激光光束质量一些问题的认识[J]. 红外与激光工程, 2007, 36(1): 47-51.

- [3] Feng Guoying, Zhou Shouhuan. Discussion on comprehensive evaluation of laser beam quality[J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(7): 1643-1653.
冯国英, 周寿桓. 激光光束质量综合评价的探讨[J]. 中国激光, 2009, 36(7): 1643-1653.
- [4] Lü Baida. Laser optic[M]. Beijing: Higher Education Press, 2003.
吕百达. 激光光学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2003.
- [5] Deng Guoliang, Feng Guoying, Li Wei, *et al.* An Experimental study on M^2 factor matrix of non-circular symmetric beam[J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(8): 2014-2018.
邓国亮, 冯国英, 李 玮, 等. 非圆对称光束 M^2 因子矩阵的实验研究[J]. 中国激光, 2009, 36(8): 2014-2018.
- [6] Siegman A E. Defining, measuring, and optimizing laser beam quality[C]. SPIE, 1993, 1868: 2-12.
- [7] Siegman A E. Analysis of laser beam quality degradation caused by quartic phase aberrations[J]. Applied optics, 1993, 32(30): 5893-5901.
- [8] Weber H. Propagation of higher-order intensity moments in quadratic-index media[J]. Optical and Quantum Electronics, 1992, 24(9): 1027-1049.
- [9] Bélanger P. Beam propagation and the ABCD ray matrices[J]. Optics Letters, 1991, 16(4): 196-198.
- [10] de Araújo M A, Silva R, de Lima E, *et al.* Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: Improvement on data analysis[J]. Applied optics, 2009, 48(2): 393-396.
- [11] Liu J M. Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes[J]. Optics Letters, 1982, 7(5): 196-198.
- [12] Skinner D, Whitcher R. Measurement of the radius of a high-power laser beam near the focus of a lens[J]. Journal of Physics E: Scientific Instruments, 1972, 5(3): 237-238.
- [13] Numata K, Kemery A, Camp J. Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(25): 250602.
- [14] Wei Pengfei, Liu Jun, Li Xiaofang, *et al.* Real-time monitoring and automatic collimation system design of laser beam [J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(8): 1590-1595.
尉鹏飞, 刘 军, 李晓芳, 等. 激光光束实时监测与自动准直系统设计[J]. 光学学报, 2008, 28(8): 1590-1595.
- [15] Birks T, Knight J, Dimmick T. High-resolution measurement of the fiber diameter variations using whispering gallery modes and no optical alignment[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2000, 12(2): 182-183.
- [16] Ke Y, Zeng C, Xie P, *et al.* Measurement system with high accuracy for laser beam quality[J]. Applied Optics, 2015, 54(15): 4876-4880.
- [17] Wen J J, Breazeale M A. A diffraction beam field expressed as the superposition of Gaussian beams[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1988, 83(5): 1752-1756.
- [18] Guo Shuaifeng, Liu Kui, Sun Hengxin, *et al.* Generation of higher-order Laguerre-Gaussian beams by liquid crystal spatial light modulators[J]. Acta Sinica Quantum Optica, 2015, 21(1): 86-92.
郭帅凤, 刘 奎, 孙恒信, 等. 利用液晶空间光调制器产生高阶拉盖尔高斯光束[J]. 量子光学学报, 2015, 21(1): 86-92.
- [19] Guo Pengliang, Sun Hengxin, Liu Kui, *et al.* Tilt measurement based on high-order Hermite-Gauss mode[J]. Acta Sinica Quantum Optica, 2016, 22(3): 209-214.
郭鹏亮, 孙恒信, 刘 奎, 等. 基于高阶厄米高斯模倾角测量[J]. 量子光学学报, 2016, 22(3): 209-214.
- [20] Siegman A E. New developments in laser resonators[C]. SPIE, 1990, 1224: 2-14.