

一种测量光束横向尺寸的新方法

华仁忠 钱列加 范滇元 邓锡铭

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 将吸收滤光片加工成的柱面透镜置于光束束腰附近, 可通过测量入射光功率和透射光功率得到以方差定义的光束横向尺寸。借助参数已知的附加透镜也能得到光束的 M^2 和任意轴向位置的光束横向尺寸。文中给出了测量装置参数的选择依据和误差分析。

关键词 光束尺寸, 吸收滤光片, 柱面透镜。

1 引 言

对于横向光强分布为 $I(x, y)$ 的激光束, 其横向尺寸的半宽为^[1] $W_x = 2\sqrt{\sigma_x^2}$, 其中 σ_x^2 是光强横向分布的方差,

$$\sigma_x^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 \quad (1)$$

$$\text{而} \quad \langle x^2 \rangle = \frac{1}{P_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^2 I(x, y) dx dy, \quad \langle x \rangle = \frac{1}{P_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x I(x, y) dx dy, \quad (2)$$

其中 P_0 为被测光束的总功率,

$$P_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) dx dy, \quad (3)$$

实际测量中, 只需通过平移坐标系, 便可使 $\langle x \rangle = 0$, 也就是说, 只要测得 $\langle x^2 \rangle$ 即可知道 σ_x^2 从而得出 W_x 。而 $\langle x^2 \rangle$ 的表达式中含 x^2 项, 可猜想用一个透过率 $T(x, y)$ 沿 x 轴呈抛物线变化的光学系统, 通过测量入射光功率和透射光功率测出 W_x , 上述这种思想是由 Champagne 提出的^[2], 其实现方法借助于具有抛物线型透过率的径向变反射率的反射镜。该测量方法的优点是方法简单, 避免了传统的 CCD 相机和计算机处理系统的复杂性, 缺点是, 镀膜要求高, 要测 W_x 必须在反射镜前引入柱透镜^[2], 以此方法测得的值仍需经过广义的 ABCD 传输定理^[3]的换算才能得到所要的结果。本文提出将透过率合适的吸收滤光片加工成曲率半径适当的柱透镜, 将其置于光束束腰附近, 即可直接通过测量输入光功率和输出光功率得到 W_x 。文中首先分析了测量原理、灵敏度与各项参数的选择, 然后分析测量误差问题。

2 测量原理与参数选择

考虑图 1 所示的平凹柱透镜, 其材料为透射率随厚度以指数下降的吸收滤光片, 柱面透

镜曲率半径为 R , 柱透镜宽度为 $2b$, 长度足够长。图中距透镜横截面中心 x 处的材料厚度为

$$d = d_0 + R - \sqrt{R^2 - x^2} = d_0 + \frac{1}{2} \frac{x^2}{R} + \frac{1}{8} \frac{x^4}{R^3} + \dots \quad (4)$$

在该点垂直柱透镜矩形面的入射细光束, 其透过率为 $T(x, y) = \exp(-\alpha d)^{[4]}$, α 为与材料透过特性有关的常数。将 $T(x, y)$ 关于 αd 作二级泰勒展开, 令 $T_0 = \exp(-\alpha d_0)$ 则若取 $R\alpha = 1$, 即有

$$T(x, y) = T_0 \left\{ 1 - \left(\frac{x}{\sqrt{2R}} \right)^2 + O\left(\frac{x}{\sqrt{2R}} \right)^4 \right\} \quad (5)$$

若材料的 α 为 0.05 mm^{-1} , 则凹面曲率半径为 2 cm 。若柱透镜最薄处的厚度为 2 mm , 其透过率约为 0.90 , 这样高的中心透过率有利于提高测量的灵敏度, 而上述参数的柱透镜也是可以加工的。

现有一束如图 2 所示的相对于 $2b$ 较窄的激光束在束腰处垂直入射, 则每条入射光线可认为是垂直入射的。设入射光束重心距图中虚线所示中心线的距离为 Δ 。当透镜的尺寸足够大时, 可将积分限扩展到无穷大, 输出光功率为 P

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dx T(x - \Delta, y) I(x, y) \quad (6)$$

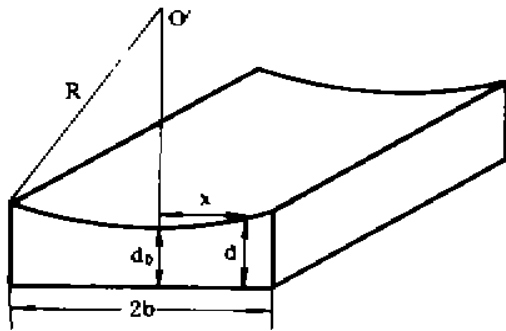


Fig. 1 Transverse section of the cylindrical lens with large longitudinal length

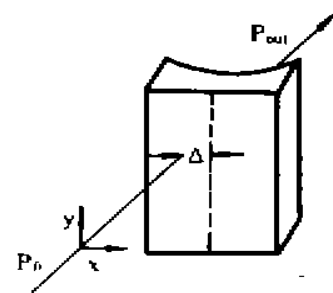


Fig. 2 Optical arrangement for measurement. The laser beam incidents perpendicularly at the rectangular side of the lens, which can move along the x -axis and z -axis in the figure

由(1), (2), (3), (5), (6)

$$P = T_0 P_0 \left\{ 1 - \frac{[\sigma_x^2 + (\Delta - \langle x \rangle)^2]}{2R^2} \right\} \quad (7)$$

实际测量中, 可将滤光片沿 x 方向移动, 当光束重心与柱透镜中心线重合, 即 $\Delta = 0$ 时, 得到最大输出光功率 P_{out}^M

$$P_{out}^M = T_0 P_0 \left\{ 1 - \frac{\sigma_x^2}{2R^2} \right\} \quad (8)$$

由上式及 W_x 的定义

$$W_x = 2 \sqrt{2R(1 - P_{out}^M/T_0 P_0)}^{1/2} \quad (9)$$

在(6)式作积分限的拓展时, 定量地考察一下由于柱透镜有限区间积分所得的 W_{out} 是有意义的, 为此, 作者数值计算了 0, 1, 4 阶厄米-高斯光束和 20 阶的超高斯光束在忽略 $(-x_M, x_M)$

以外的积分区域的光强时的 W_{est} 与精确的 W_z 之比值, x_M 代表了(6)式中积分限没有扩展时的取值, 计算示于图 3。从图可知, $x_M/W_z > 1.5$ 时, 可忽略由于透镜有限尺寸引起的测量误差。另外也可将(9)式写为

$$\frac{P_{\text{est}}^M}{P_0} = T_0 \left[1 - \frac{1}{8(R/W_z)^2} \right] \quad (10)$$

仍用上面的几种光束, 作者计算了 R/W_z 取不同值时 P_{est}^M/P_0 的值, 如图 4 所示, 计算中 R/W_z 的值均大于 1.5, 在此范围内 $x_M/\sqrt{2}R \ll 1$, 使得(5)式的透过率精确地满足抛物线分布。图 4 中按积分区间未作拓展时的透过光功率计算得出的曲线与(10)式的理论曲线是重合的, 亦即完全可用(9)式来计算 W_z 。

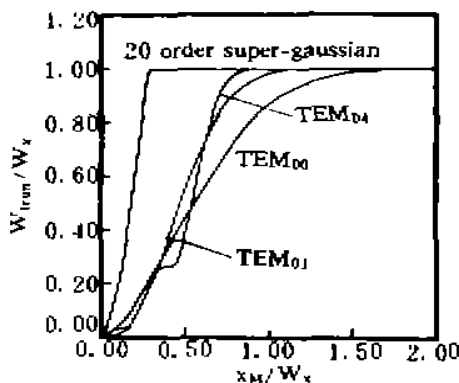


Fig. 3 Beam sizes estimated by spatial variance when the integral range is limited to $[-x_M, x_M]$. These values are normalized to the exact result W_z for each intensity distribution illustrated in the figure

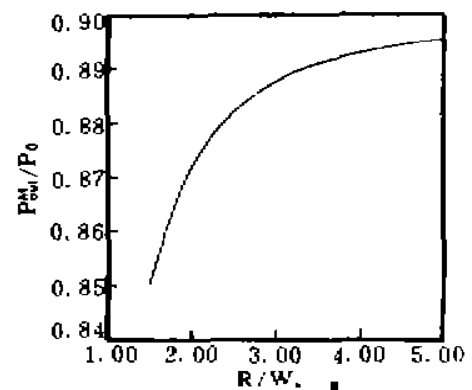


Fig. 4 Normalized maximum power transmitted through the filter, calculated as a function of the ratio of curvature radius of the k and the real-beam size W_z . If the transverse length is larger than $2\pi W_z$, we can ensure the numerical results is coincidence with that given by Eq. (10)

至于测量方法的灵敏度, 由(9)式可得

$$\left| \frac{\partial P_{\text{est}}^M}{\partial W_z^2} \right| = \frac{P_0}{8} \alpha^2 e^{-\alpha d_0} \quad (11)$$

上式表明, 在 α (或 R) 确定的情况下, 增加输出光功率可增加灵敏度, 但由于材料吸收引起的热形变, 必须适当控制输入光强, 且缩短测量时间; 减小 d_0 也可提高灵敏度, 但 d_0 应保证足够大, 以便于机械加工。虽然 P_0 、 d_0 一定时, 由(11)式决定的最大灵敏度在 $\alpha d_0 = 2$ 处, 但由于 $T_0 = e^{-\alpha d_0}$, 此时中心透过率太低, 吸收太强, 对测量是不利的, 另一方面, 稍大的 α 虽有利于提高灵敏度, 但会使柱面透镜曲率太小, 部分光线落在透过率与抛物线分布严重偏离的区域, 因此, 测量装置不宜在灵敏度最大的参数下工作。

综上所述, 可由 $R/W_z \sim 1.5$ 估算 R 的取值, α 值也随之确定, d_0 取由机械加工决定的尽可能小的厚度。在束腰处, 将加工好的柱透镜固定在一个精密调整架上, 后面直接放置或经透镜(镀增透膜)聚焦后放置一个灵敏度较高的功率计, 由光束经过测量装置前后的光功率, 可得到 W_z 。通过沿光束轴向移动透镜, 当 P 值为最大 P_{est}^M 时, 可认为该处是光束束腰并测得它。用一已知的透镜(或透镜组)系统成像, 测出新的束腰尺寸, 由广义 ABCD 定理^[3]可得到 $M^{2(1)}$ 值和其它地方的光束尺寸。而当束腰处不便直接放置测量仪器时, 可先用一透镜将其束腰像引出并测得, 再用另一透镜级联成像, 则 M^2 值和欲知道地方的光束尺寸也可获得。

3 误差分析

以上的计算均是在光束束腰处进行的。当柱透镜离束腰有一定距离时，由图 5 所示

$$P_{\text{测}}^M = \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-b}^b I_s(x, y) e^{-\alpha x} dx \quad (12)$$

$I_s(x, y)$ 为被测平面处的光强分布， l 为光线在柱透镜中实际走的几何长度

$$l = \frac{[\mu(d_0 + R) - x] - \sqrt{(1 + \mu^2)R^2 - (d_0 + R + \mu x)^2}}{\sqrt{1 + \mu^2}} \quad (13)$$

$$\mu = \tan^{-1} \theta' \sim \frac{n\rho(z)}{r} \quad (14)$$

式中 n 为滤光片的折射率， $\rho(z)$ 为入射光线的曲率半径，对束腰处尺寸为 $W_0 = \sqrt{2n + 1}\omega$ 的 n 阶高斯光束

$$W_s(z) = W_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2} \quad (15)$$

$$z_R = \pi W_0^2 / 4\lambda M^2, \quad \rho(z) = z_R [(z/z_R) + (z_R/z)] \quad (16)$$

z_R 为瑞利长度。对光场分布为 $\bar{u}(x, 0) = u_0 \exp[-(x/\omega)^2]$ 的 s 阶超高斯光束， μ_n 为一常数，其 z_R 可按文献[5]中的定义算出

$$z_R = \frac{\pi\omega^2}{\lambda} \frac{2^{2-2/s}}{s} \sqrt{\frac{\Gamma(3/s)}{\Gamma(2-1/s)}} \quad (17)$$

而(15)式与(16)式不变。

图 6 为 $\omega = 1 \text{ mm}$ ， $n = 1.5$ ， $\alpha = 0.05 \text{ mm}^{-1}$ ， $R = 2 \text{ cm}$ ， $\lambda = 0.63 \text{ }\mu\text{m}$ 时的数值计算结果。从图可知，在束腰左右 1 cm 的范围内，测量误差是可以忽略的，而光束质量越差的光，这个范围越小。超高斯光的结果没有给出，因为其 $I_s(x, y)$ 的计算需作复杂的菲涅尔积分，由于其 z_R 为高斯光的 0.47 倍，亦即其 $\rho(z)$ 与高斯光相比不会很大差别，在所考虑的轴向范围内 $I(x, y)$ 变化也不大^[6]，作者认为其测量结果与较高阶的高斯光相近。

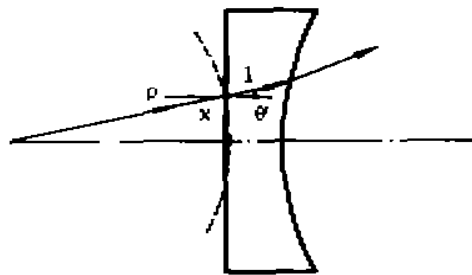


Fig. 5 Schematic diagram illustrating the real path of the rays when the filter is away from the beam waist and Eq. (9) of the text becomes incorrect

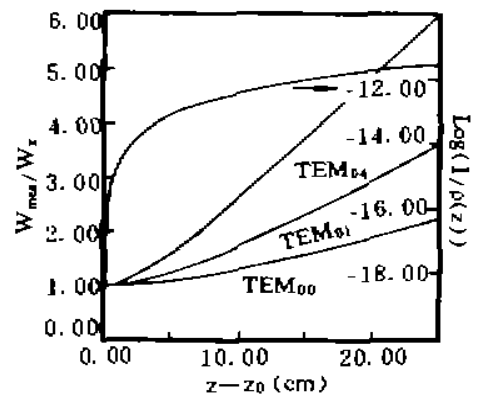


Fig. 6 Deviation of the measured beam sizes normalized to the exact result W_s for each intensity distribution when the filter is away from the beam waists. The beam curvatures vary with the axial distance are also given

由于测量方法的系统误差与其灵敏度(11)式成反比关系，因此测量装置的参数及被测光束的光功率取值要合适。在束腰附近必须仔细调整测量装置，并通过多取测量取平均以减小偶然误差。

结 论 本文分析表明：可以用吸收滤光片制成的柱透镜测量任意激光束的横向尺寸，其特点是加工与测量均较简捷。如果对测量精度要求不是太高的话，这种装置可望在谐振腔与光学系统的调整时用作为一个辅助仪器。若将吸收滤光片改为某一种液态的吸收介质也可能设计出类似的器件。

张伟清、黄宏一在计算机使用上给予了很大的帮助，傅国芳，朱健强帮助了绘图，在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] A. E. Siegman, New Developments in Laser resonators (Optical Resonators). *Proc. SPIE*, 1990, 1224 : 2~20
- [2] Y. Champagne, C. Pare, P. A. Belanger, Method for direct measurement of the variance of laser beams. *Opt. Lett.*, 1994, 19(7) : 505~507
- [3] P. A. Belanger, Beam propagation and the ABCD ray metrics. *Opt. Lett.*, 1991, 16(4) : 196~198
- [4] 李景镇主编, 光学手册, 西安, 陕西科学技术出版社, 1986 : Chap. 12
- [5] A. E. Siegman, Defining the effective radius of curvature for a nonideal optical beam. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1991, QE-27(5) : 1146~1148
- [6] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, CA, 1986 : 721

A Noval Method for Measuring the Variance of Laser Beams

Hua Renzhong Qian Liejia Fan Dianyuan Deng Ximing

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 15 December 1994; revised 20 February 1995)

Abstract By measuring the power of a laser beam before and after a cylindrical lens made of absorbing filter, the spatial variance along the given transverse direction at the waist of the laser beam can be obtained. We can also obtain M^2 and spatial variance at other axial positions with the help of additive lenses. Design criterion and measurement error of the method are discussed.

Key words beam size, absorbing filter, cylindrical lens.