

大功率红外激光功率密度分布的实时检测

李俊昌

李天婴

(昆明工学院激光应用研究所, 昆明 650093)

(昆明市经济干部学校计算机室, 昆明 650018)

提要 在文献[1,2]所进行研究的基础上,本文从理论上研究了一种实时检测红外大功率激光功率密度的方法,利用这种方法,不但可以在激光设备工作的情况下进行测量,而且可以提高测量质量,使得即使不进行对衍射的补偿运算也能获得较满意的结果。

关键词 实时测量, 红外大功率激光

1 引 言

在文献[1]及文献[2]中,我们提出利用狭缝采样检测大功率红外激光功率密度分布的方法。但是,由于狭缝采样时狭缝两侧阻碍激光的正常传播,难于在激光设备工作的状态下实现实时检测。此外,为消除光波在狭缝后的衍射对测量结果的不良影响,必须对测试信息采取补偿措施^[2],增加了数据处理的工作量。因此,我们对原测量方法作了进一步研究,提出用窄带反射镜代替狭缝以及让热敏探测材料记录采样光场的像的方法。利用这种方法,既可以在激光设备工作的状态下进行采样测量,同时还提高了采样光斑的质量,使得即使不进行关于衍射作用的补偿运算,也能获得满意的测量结果。本文将从理论上对此进行讨论。

2 实时采样装置简介

图 1 为可放置于大功率激光设备光路中进行实时采样的装置示意图。图中, M_1 为可沿平行于纸面方向上下平动的窄带反射镜; L 为成像透镜; P 为热敏探测材料, 而 M_2 是为装置结构紧凑而添加的 45° 平面反射镜。在通常情况下, M_1 位于激光光束之外(图中用虚线环示出垂直于纸面向里传播的激光光束截面), 在完成采样动作时待测激光被匀速平动的窄带反射镜 M_1 分割反射, 反射光束穿过成像透镜 L 后再经 M_2 反射落在热敏探测材料 P 上。定义穿过 M_1 的反射面中心并垂直于反射光束方向的平面为物平面(见图 1), 适当选择透镜焦距及配置位置, 我们将能在热敏探测平面上得到物平面光场的像。根据几何光学近似, 若在一次采样时间内待测激光的

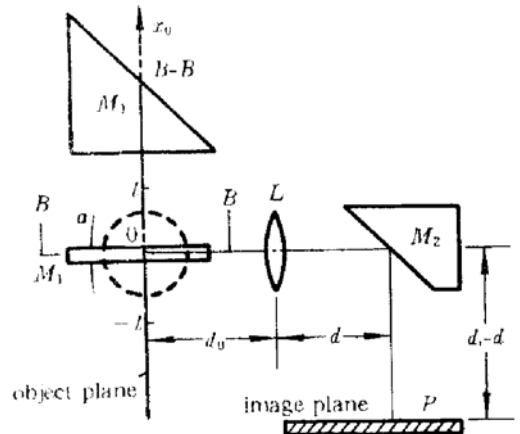


Fig. 1 Schematic diagram of the real-time sampling device

功率基本不变,我们可以利用物平面光场在热敏探测平面上的像来描述待测激光的功率密度分布。为对这种方法的可行性予以证明,以下我们利用标量衍射理论来研究“像”的能量分布与待测激光功率密度分布的关系。

3 理论研究

设窄带反射镜的宽度为 a , 在上面定义的物平面及像平面上分别建立直角坐标系 x_0y_0 以及 xy , 让反射镜 M_1 的镜面中在 x_0 轴上(见图 1), 并且使 x_0 与 M_1 的平动方向相一致; 此外, 以 x_0 为轴将 x_0y_0 面旋转 90° 的坐标平面 x,y , 定义为待测激光截面。若激光在该截面上的复振幅为 $U_0(x_0, y_0)$, 并且在 $t = 0$ 时刻向上平动的窄带反射镜 M_1 的镜面中心在 $x_0 = -l$ 处, 则在采样过程中 t 时刻物平面的光场为^[1,3]

$$U_0(x_0, y_0) \text{rect} \left(\frac{x_0 + l - vt}{a} \right)$$

式中, v 为窄带反射镜的平动速度。

为便于计算, 设成像透镜为边长 $2A$ 的正方形。根据标量衍射理论, 并忽略与能量测量无关的复相位因子, 可以直接写出 t 时刻像平面上的光场

$$U(x, y, t) = \frac{1}{M} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} d\eta U_0 \left(-\frac{\xi}{M}, -\frac{\eta}{M} \right) \times \text{rect} \left(\frac{\xi + Ml - Mvt}{Ma} \right) \times \frac{\sin(\pi/T)(\xi - x) \sin(\pi/T)(\eta - y)}{\pi^2(\xi - x)(\eta - y)} \quad (1)$$

式中, $M = d_i/d_0$, d_i 为像距, d_0 为物距(见图 1); $T = \lambda \cdot d_i/2A$, λ 为待测激光的波长。分析(1)式可知, 由于 T 的数值较小, 其积分值基本取决于 U_0 在 (x, y) 点的邻域的数值^[4]。为获得较为简明的结果, 与文献[1]的办法相类似, 我们将 U_0 在 (x, y) 点的邻域按台劳级数展开, 并仅取前三项来代替 U_0 进行计算, 即令

$$U_0 \left(-\frac{\xi}{M}, -\frac{\eta}{M} \right) = U_0 \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right) + \frac{\partial U_0}{\partial \xi} \Big|_{x,y} (\xi - x) + \frac{\partial U_0}{\partial \eta} \Big|_{x,y} (\eta - y) \quad (2)$$

代入(1)式后得到

$$U(x, y, t) = U_1(x, y, t) + U_x(x, y, t) \quad (3)$$

其中

$$U_1(x, y, t) = \frac{1}{M} U_0 \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right) \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\sin(\pi/T)(\xi - x)}{\pi(\xi - x)} d\xi$$

$$\xi_1 = M(vt - l - a/2)$$

$$\xi_2 = M(vt - l + a/2)$$

$$U_x(x, y, t) = \frac{2T}{M\pi^2} \frac{\partial U_0}{\partial \xi} \Big|_{x,y} \times \sin \left(\frac{\pi Ma}{2T} \right) \sin \left[\frac{\pi}{T} (Mvt - Ml - x) \right]$$

这样, 窄带反射镜 M_1 由 $-l$ 平动到 l 的采样期间内, 到达像平面的光能密度为

$$J(x, y) = \int_0^{2l/v} dt |U(x, y, t)|^2 \quad (4)$$

在以上的讨论中, 我们作了待测激光在一次采样过程中功率基本不变的假定, 为使以下的讨论能估计采样过程中待测激光功率发生变化可能造成的影响, 我们在积分号内乘上一个

随时间变化的因子 $f(t)$ 。与此同时,为研究探测材料热敏响应速度与窄带反射镜采样时平动速度之间的关系,我们将 $f(t)$ 及积分式中函数 $U(x, y, t)$ 的时间变量 t 用 $t - \Delta t$ 取代进行讨论(这种取代的物理含意为:由于探测材料热敏响应存在时间滞后 Δt ,使 t 时刻实际上响应的是 $t - \Delta t$ 时刻的信息)。于是(4)式被重新写成如下形式

$$J(x, y) = \int_0^{2l/v} dt f(t - \Delta t) |U(x, y, t - \Delta t)|^2 \quad (5)$$

将(3)式代入(5)式,展开并利用积分中值定律可得

$$J(x, y) = f(c) \int_0^{2l/v} dt [|U_1(x, y, t - \Delta t)|^2 + |U_2(x, y, t - \Delta t)|^2] \\ + f(c) \int_0^{2l/v} dt [U_1(x, y, t - \Delta t) U_2^*(x, y, t - \Delta t) + U_2(x, y, t - \Delta t) U_1^*(x, y, t - \Delta t)]$$

其中

$$- \Delta t \leq c \leq 2l/v - \Delta t$$

考察上式可知,第二个积分中被积函数包含有公因子 $T \sin\{(\pi/T)[Mv(t - \Delta t) - Ml - x]\}$,由于 T 甚小,并且在对 t 积分的过程中正弦函数又交替取正负值,因此后一积分的数值对 $J(x, y)$ 的结果影响甚微,我们可以只利用前一个积分来表示 $J(x, y)$ 。将有关各量代入上式并进行运算整理后得到

$$J(x, y) \doteq J_1(x, y) + J_2(x, y) \quad (6)$$

其中

$$J_1(x, y) = \frac{f(c)}{M^2 \pi^2} \left| U_0 \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right) \right|^2 \times \int_0^{2l/v} \left[\int_{(\pi/T)(\xi_2 - x - Mc\Delta t)}^{(\pi/T)(\xi_2 - x - Mv\Delta t)} \frac{\sin \alpha}{\alpha} d\alpha \right]^2 dt \\ J_2(x, y) = \frac{4f(c)T^2}{M^2 \pi^4} \left(\frac{\partial U_0}{\partial \xi} \Big|_{x,y} \right)^* \left(\frac{\partial U_0}{\partial \xi} \Big|_{x,y} \right) \sin^2 \left(\frac{\pi M a}{2T} \right) \left\{ \frac{l}{v} - \frac{T}{2\pi M v} \sin \left(\frac{2\pi M l}{T} \right) \cos \left[\frac{2\pi(x + Mv\Delta t)}{T} \right] \right\}^2$$

对(6)式中 $J_1(x, y)$ 的数值计算表明,当下式

$$\frac{\alpha}{2} - (l + v\Delta t) \leq \frac{x}{M} \leq (l - v\Delta t) - \frac{\alpha}{2} \quad (7)$$

满足时,可以得到

$$J_1(x, y) \approx f(c) \left| U_0 \left(-\frac{x}{M}, -\frac{y}{M} \right) \right|^2 \frac{\alpha}{M^2 v} \quad (8)$$

因此,与文献[1]的结论相类似,该项代表了无畸变的待测激光功率密度信息,而 $J_2(x, y)$ 项即为因光波的衍射作用而引入的失真量。但是,将本文结论与文献[1]的相应结论相比较后可以发现,由于 $J_2(x, y)$ 中包含了数值甚小的 λ^2 项,在通常情况下它所引起的失真比直接利用狭缝衍射采样所引入的失真要小得多,这正是通过成像作用后“像”是“物”的较好的相似物的直接结果。因此,我们完全可以直接略去 $J_2(x, y)$,利用(8)式来研究所获得的测量信息。研究(8)式可知,只要在采样过程中待测激光功率基本保持恒定,即 $f(t) \approx 1$,以及探测材料热敏特性均匀,则可能利用热图像求出激光的功率密度分布。

此外,将(8)式成立的条件(即(7)式)与文献[1]的相应条件比较后可以看出,由于考虑了探测材料热敏响应的滞后问题,来自被测激光截面的光信息被热敏探测材料充分响应的区域向 x_0 负向平移了 $v\Delta t$ 的距离。换言之,在 $t = 0$ 及 $t = 2l/v$ 的时间间隔内,被探测材料充分响

应的是在 $t = -\Delta t$ 及 $t = 2l/v - \Delta t$ 时间间隔内的信息。因此,在测试工作中,应使被测光束处在 $\alpha/2 - (l + v\Delta t) \leq x_0 \leq (l - v\Delta t) - \alpha/2$ 所确定的范围内,以便实现正确的测量。

4 讨 论

4.1 关于窄带反射镜代替狭缝的有关问题

本研究工作是为监测波长为 $10.6 \mu\text{m}$ 的连续输出式千瓦级大功率激光设备光束而开展的。利用宽度约 1 mm 的狭缝采样,用计算机处理热敏纸上获得的热图像,我们成功地进行了测试工作。为实现实时采样,提高测试质量,本文从理论上研究了用金属窄带反射镜代替狭缝的光学系统。但是,由于光在金属表面反射时垂直于入射面与平行于入射面振动的偏振光通常具有不同的反射率及不同的振动相位变化,这使得反射光除功率衰减外,光束的偏振状态还发生改变。然而,从能量测量的观点而言,来自窄带反射镜反射光的传输过程可以等价于镜内一复振幅经适当衰减的像光源穿过由窄带反射镜边界形成的“狭缝”的衍射过程。以上所作的这种理论处理可以获得与实验十分吻合的结果^[5]。但必须指出,即使待测光束是很好的平行光,在采样过程中窄带反射镜的两个侧面仍然能构成两侧未受反射光波的部分角谱传播的障碍^[3]。因此,在保证 M_1 镜有足够的强度及热承受能力之后,应尽可能缩小 M_1 的侧面尺寸,减少采样过程对工作光束的影响。

4.2 激光功率稳定度对实验测量结果的影响

在以上讨论中我们已经看到,利用这种方法测量激光功率密度分布时,待测光源的输出功率在采样过程中应保持稳定,但实际激光器很难具备这种理想的性能。例如,作为我们测量对象的实验室 HJ-3 型千瓦 CO_2 激光设备,工作在 1000 W 左右时,激光输出功率的不稳定度在 3% 左右。但是,实验测量表明,当激光器的工作参数设定之后,对同一功率光束在同一探测位置热敏纸上获得的采样光斑,无论灰度分布形式还是经数据处理后获得的功率密度分布数值均具有较好的重复性。根据公式(8),可以用测量结果是采样期间激光输出功率及功率密度分布的某种“平均”结果来解释。而对于连续输出式激光的很多实际应用,例如材料的激光切割、焊接及金属表面的激光扫描淬火,利用这种“平均”结果可以很好地对热作用进行研究。因此,当激光输出功率有轻微不稳定时,本方法所获得的测量结果仍然可以作为监测使用激光质量的一个重要依据。作为实例,图 2(a), (b) 分别给出激光谐振腔轻微失调前后在同一观测位置、同一输出功率(900 W),同一采样条件($v = 40 \text{ mm/s}$, $a = 1 \text{ mm}$),在同一种热敏纸上的两个采样光斑图样。很明显,两个光斑无论灰度分布形式及尺寸均不相同。根据所用热敏纸的热敏特性^[2]可以看出,光斑 (b) 由于尺寸较大,在作用区域的功率密度平均值明显低于光斑 (a),如果没有功率密度分布的监测手段,仅仅依靠激光功率计所指示功率来作为使用激光的依据,在实际应用中则有可能出现不能重复原工艺的危险。

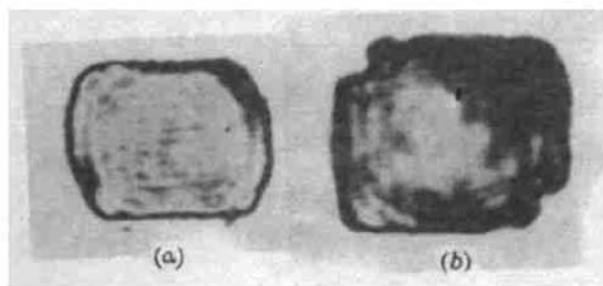


Fig. 2 Comparison between the two spots surveyed hit on a heat-sensitive paper before and after a slight off-resonance of the laser resonance cavity for the same laser power and same observation position
(a) before off-resonance; (b) after off-resonance

参 考 文 献

- 1 李俊昌. 红外大功率激光功率密度分布的简易测试. 中国激光, 1993, A20(2): 93~97
- 2 李俊昌. CO₂ 激光功率密度分布测量的数据处理. 中国激光, , 1993, A20(4): 273~277
- 3 J. W. 顾德门 著, 詹达三 等译. 傅里叶光学导论. 北京: 科学出版社, 1976. 15, 54
- 4 J. C. Li(李俊昌), J. Merlin, J. Perez. Etude comparative de différents dispositifs permettant de transformer un faisceau laser de puissance avec une répartition énergétique gaussienne en une répartition uniforme. *Revue de Physique Appliquée*, 1986, 21: 425~433
- 5 Li Junchang, J. Merlin, C. Renard. Etude théorique et expérimentales d' un dispositif optique de transformation de faisceau laser en tache rectangulaire. *J. of Optics*, 1993, 24(2): 55~64

Real-time Measurement of Power Density Distribution of a High Power Infrared Laser

Li Junchang

(Research Section of Laser Application, Kunming Institute of Technology, Kunming 650093)

Li Tianying

(Kunming Economic Manager's School, Kunming 650118)

Abstract In this paper, a method for real-time measurement of power density distribution of continuous high power infrared lasers on the basis of researches in references[1, 2] is introduced. Using this method, we can carry out measurement in a state of working of the laser device and raise measurement precision, gaining satisfactory result in the measurement even without making compensation operation to the diffraction effect.

Key words real-time measurement, high power infrared laser