

文章编号 1004-924X(2013)06-1417-08

光电/量热复合式近红外高能激光光斑探测器

冯国斌^{1*}, 杨鹏翎², 王振宝², 王群书²

(1. 西安电子科技大学 技术物理学院, 陕西 西安 710071;

2. 西北核技术研究所 激光与物质相互作用国家重点实验室, 陕西 西安 710024)

摘要:为了准确测量高能激光系统远场到靶总能量和功率密度时空分布等参数,本文提出了量热吸收法和光电探测阵列法相结合的复合式测量方法。该方法由热吸收体测量入射激光的总能量,由光电探测阵列测量光斑的时空分布。研制了用于大面积、长脉冲近红外高能激光测量的复合式光斑时空分布探测器。探测器主要由石墨热吸收体、近红外探测器阵列、测温单元和信号处理单元等组成,有效测量光斑面积达到 $22\text{ cm} \times 22\text{ cm}$,光斑测量空间分辨力为 1.1 cm ,时间分辨力为 20 ms 。该测量系统同时兼顾了光电探测阵列法的高时空分辨能力和量热吸收法的低测量不确定度等优点,适合于高能量、大面积近红外高能激光光斑参数的综合测量,并已成功应用于外场实验。

关键词:高能激光;探测阵列;光电-量热复合测量;光斑分布

中图分类号: TP212.4; TN247 **文献标识码:** A **doi:** 10.3788/OPE.20132106.1417

Photoelectric-calorimetric compound beam profile detector for near-infrared high energy laser

FENG Guo-bin^{1*}, YANG Peng-ling², WANG Zhen-bao², WANG Qun-shu²

(1. School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China;

2. State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter,

Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

* Corresponding author, E-mail: fgb02@163.com

Abstract: To measure the beam profile and power density distribution of a far field target in high energy system performance evaluation, a high energy laser detection method is proposed by combining photoelectric and calorimetric methods. In the method, the total energy of incident laser is measured by an absorber and the spatial and temporal distribution of laser profile measured by a photoelectric detector. The detector is developed, which is consisted of a graphite calorimeter, an InGaAs photoelectric detector array, a temperature and voltage amplifier, an analog to digital converter and a signal processor. The system with an effective sensitive area of $22\text{ cm} \times 22\text{ cm}$ can offer a spatial resolution of 1.1 cm , a temporal resolution of 20 ms , and a low energy measurement uncertainty less than 10% . With the higher temporal resolution and lower energy measurement uncertainty, the system is suitable for high energy and large area near-infrared laser beam measurement. It has been used in field experiments successfully.

收稿日期: 2013-02-21; 修订日期: 2013-04-15.

基金项目: 激光与物质相互作用国家重点实验室创新基金项目 (No. SKL111102)

Key words: high energy laser; detector array; photoelectric and calorimetric compound method; beam profile

1 引言

近年来,随着激光技术的迅速发展,高能激光在工业和国防领域得到了广泛的应用,各大国竞相发展不同用途的高能激光系统。作为表征高能激光系统性能的重要参数^[1],激光远场强度时空分布参数可为分析和评估高能激光的大气传输能力、光束控制能力和跟瞄能力提供实验依据。由于远场光斑相对于激光器出口的空间尺度大,且随时间和空间的变化剧烈,因此通用的激光参数测试仪器不再适用。阵列探测法具有时空分辨能力强、结构紧凑、设计灵活、加装方便等特点,被认为是测量高能激光大面积光斑功率密度时空分布的最有效手段。早在 20 世纪 80 年代末,美国海军实验室研制了基于光电探测器阵列的 LACE 星载激光靶板,并将它成功用于弱激光大气补偿实验,获得了丰富的实验数据^[2];该靶板采用火蜂靶机搭载 696 通道量热阵列,测量了 MIRACL 激光系统斜程打靶试验的到靶光斑能量密度分布^[3-4]。20 世纪 90 年代,美国林肯实验室先后研制了多套基于不同升空平台的光电探测阵列,测量 ABL 激光的远场光斑参数^[5]。本项目组也曾研制了系列化的可用于高能激光远场光斑分布的光电阵列探测器系统^[6-8]。但由于光电阵列探测法用于高能激光测量时需进行大量程的衰减取样,这会给测量系统的精确标定带来较大的困难,还会引入较大的测量不确定度,因而导致光电阵列探测法所给出到靶激光总能量不确定度指标难以进一步提高^[9-11]。相对而言,热吸收法由于收集了所有的入射激光能量,因而测量不确定度相对较低。此外,相对于中红外激光,近红外激光测量所采用的 InGaAs 光电探测器具有很好的温度稳定性和通道一致性,因而采用通道一致性好的光电探测器阵列可以直接给出激光光斑的高时空分辨相对分布。为了获得较高的时空分辨力和较低的测量不确定度,本文在光电阵列探测法的基础上,通过引入热吸收法的复合测量方案,研制了光电/量热复合式大面积近红外高能激光光斑探测阵列,并将它成功应用于外场实验中。

2 系统测量原理和基本组成

系统测量原理如图 1 所示,由能量吸收靶板测量入射激光的总能量,光电探测器阵列测量功率密度的相对时空分布,并由总能量值实现功率密度值的定量刻度。图 1(a)为近红外激光复合探测靶原理示意图。靶板同时实现系统抗强激光防护、功率密度分布空间采样和定量衰减以及入射激光总能量测量等功能。靶板上加工了阵列式漫反射积分球衰减取样通道,以实现入射光斑的分布空间取样和功率密度定量衰减,其结构如图 1(b)所示。采用热电偶阵列测量靶板整体温升,反推算入射激光总能量。光电探测阵列与积分球衰减取样阵列一一对应,测量经过衰减取样后的激光辐照度。光电探测器阵列和热电偶阵列测量得到的信号经过调理放大和模数转换,传送至数据处理终端,终端完成数据处理和光斑参数分析。

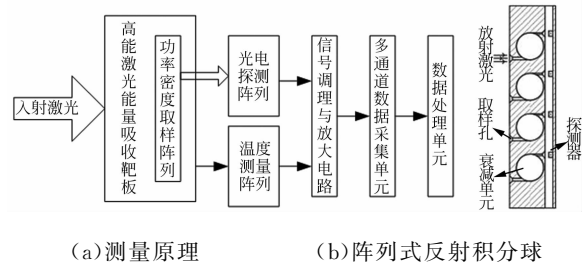


图 1 近红外高能激光光斑复合测量系统原理框图
Fig. 1 Block diagram of beam detector array for near-infrared compound high energy laser

图 2 为系统的机械结构示意图,主体采用分层设计方案,由前向后依次为探测靶板、连接铝板和阵列探测器板。

当激光入射时,热吸收单元测量得到的激光总能量值为 E ,光电探测器阵列测量得到不同时刻 t 的输出电压值为 $V_{i,j}(t)$,则该点的功率密度值为:

$$S_{i,j}(t) = \frac{EV_{i,j}(t)}{\tau A \sum_{i,j} \bar{V}_{i,j}}, \quad (1)$$

式中: τ 为激光持续时间, $\bar{V}_{i,j}$ 为激光持续时间内测

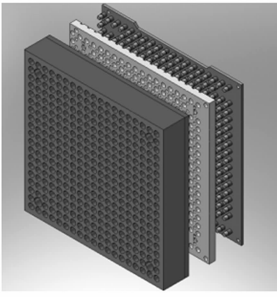


图2 光斑探测器结构示意图

Fig. 2 Structure of laser beam detector array

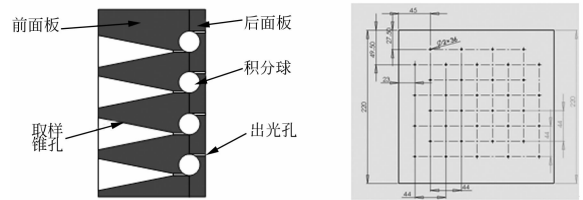
量电压的平均值, A 为每个探测单元所对应的有效光敏面积, 取 $1.1 \text{ cm} \times 1.1 \text{ cm}$ 。

3 探测靶板设计

探测靶板整体采用高纯石墨材料加工而成, 可同时实现高能激光光斑的空间分布阵列化衰减取样和总能量热吸收测量。高纯石墨具有较大的比热、高热导率、高辐射吸收系数和较低的光谱敏感性, 以及良好的抗氧化性能和低热膨胀系数, 非常适合用于激光能量吸收测量。石墨的颗粒度控制在 $10 \mu\text{m}$ 以内, 以提高材料的致密性、均匀性和表面漫反射特性。吸收体的前表面积应略大于待测光斑尺寸, 本文设计为 $22 \text{ cm} \times 22 \text{ cm}$ 。厚度设计时应考虑待测激光辐照度和加载时间, 在入射激光能量相同的情况下, 吸收体温度应尽量高以提高能量测量灵敏度; 但由于石墨吸收体内部存在一定的温差, 温升过高会导致表面损伤和二次辐射造成的热损失增加, 给测量带来较大影响。因而厚度选择以适合激光加载时间内热扩散长度 $\sqrt{\pi\alpha t_0}$ 为宜, 其中 $\alpha = \lambda/(\rho c)$ 为材料的热扩散率。实际采用的石墨材料密度为 1.84 g/cm^3 , 激光最大加载时间 $t_0 = 10 \text{ s}$, 计算得热扩散长度 $\sqrt{\pi\alpha t_0} = 4.3 \text{ cm}$, 综合考虑测量系统体积、重量和机械加工等因素, 吸收体厚度设计为 4 cm 。

为了便于阵列式积分球衰减取样通道的加工, 靶板由前后两块面板组合而成, 其中前面板尺寸为 $22 \text{ cm} \times 22 \text{ cm} \times 3.4 \text{ cm}$, 后面板尺寸为 $22 \text{ cm} \times 22 \text{ cm} \times 0.6 \text{ cm}$, 两块面板连接处各加工有互相一一对应的半球阵列, 拼接后可得完整的积分球阵列, 如图 3(a) 所示。通过调整积分球和出入孔的尺寸比可以有效调整功率密度的衰减倍

数, 本文中积分球的尺寸为 $\Phi 8 \text{ mm}$, 出入孔直径为 1.5 mm , 出孔长度为 6 mm , 取样孔锥角为全角 10° , 同时通过表面工艺处理和加工精度控制来满足积分球阵列一致性的要求。测温热电偶阵列应尽量安装在温度梯度较小的位置处, 以尽快获得吸收体的平衡温度, 一般为距离激光入射面一倍热扩散长度附近; 热电偶安装间隔也以小于一倍热扩散长度为宜, 以降低由入射光斑位置变化引起的测量误差。本设计将热电偶阵列安装于后面板上距离后表面 4 mm 处, 共安装 36 个热电偶, 间隔为 31 mm , 安装位置如图 3(b) 所示。



(a) 积分球阵列结构

(b) 热电偶阵列安装

(a) Integrating sphere array (b) Thermocouple array

图3 靶板设计结构示意图

Fig. 3 Structure of target board

通过测量吸收体的整体温升计算得出激光总能量。激光加载过程中, 吸收体内部的温度场变化可以分为以下几个过程: 受光区域局部快速温升, 激光停止后吸收体内部缓慢的热平衡过程, 以及前表面二次辐射散热和所有表面对流和传导散热等。由傅里叶热传导方程, 吸收体内部温度场分布可表示为:

$$\frac{\partial[\rho C(T)T(x, y, z, t)]}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda(T) \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda(T) \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda(T) \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \right] \quad (2)$$

由吸收体结构可知, 迎光面为热流边界, 包括激光加载热流和对流、辐射散热。为简化计算模型, 近似认为其余表面的传导、对流和辐射散热均由后表面导出, 而其余面为绝热边界, 则边界条件为:

$$\begin{cases} \lambda(T) \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = q(x, y, t) \\ \lambda(T) \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h} = h'(T - T_0) \\ \lambda(T) \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} \Big|_{x=\pm a/2} = 0 \\ \lambda(T) \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} \Big|_{y=\pm a/2} = 0 \end{cases} \quad (3)$$

初始条件为:

$$T(x, y, z, t)|_{t=0} = T_0, \quad (4)$$

其中: T_0 为环境温度; h' 为后表面等效散热系数, 由实验测量结果拟合得到, 其值为 $40 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$, 迎光面热流密度为:

$$q(x, y, t) = P(x, y, t) - \sigma(T^4 - T_0^4) - h(T - T_0), \quad (5)$$

式中: 玻尔兹曼常数 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$, 前表面对流换热系数 $h = 10 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$.

采用有限元方法, 当初始温度和外界温度均为 $25 \text{ }^\circ\text{C}$, 设入射激光为半径 1 cm 、辐照度为 $1\,000 \text{ W}/\text{cm}^2$ 的均匀光斑, 取激光加载时间为 5 s , 则入射光斑功率密度的时空分布可表示为:

$$P(x, y, t) = 1\,000(x^2 + y^2 \leq 1)[u(t) - u(t - 5)]. \quad (6)$$

计算得到经过 $5, 10, 20, 40, 80$ 和 200 s 后吸收体的温度场分布切面图, 如图 4 所示。

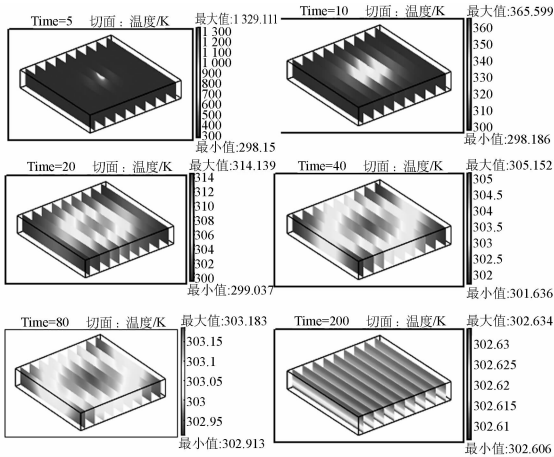
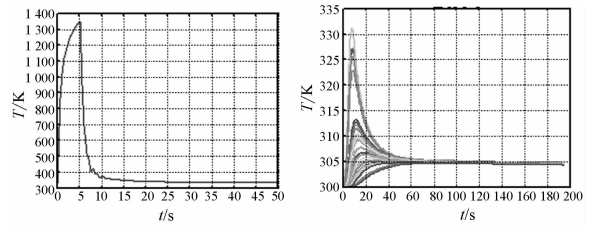


图 4 不同时刻吸收体温度场分布切面图

Fig. 4 Temperature field distribution of calorimeter at different time

由图 4 可以看出, 在激光加载结束时, 表面最大温升达到 $1\,329 \text{ K}$, 其后热量迅速向四周扩散。在第 10 s 时, 最大温升变为激光加载结束时的 6.5% ; 在第 80 s 时, 热扩散长度 $\sqrt{\pi\alpha t_0} = 12 \text{ cm}$, 激光加载热量传递至靶板侧壁处, 此时吸收体的最大温升与最小温升之比小于 1.05 , 即温度场不一致性小于 5% , 可认为吸收体内部达到热平衡。图 5 为吸收体内部不同位置处温度随时间的变化曲线。其中, 图 5(a) 为表面最高温度点曲线, 图 5(b) 为 36 个热电偶安装位置处的温度曲线, 热电偶初始温度取室温 $20 \text{ }^\circ\text{C}$ 。由图也可以看出, 第



(a) 最高温度点处 (b) 热电偶安装位置处
(a) At highest temperature point (b) In position of thermocouple

图 5 吸收体不同位置处温度随时间变化曲线

Fig. 5 Temperature curves of calorimeter at different positions

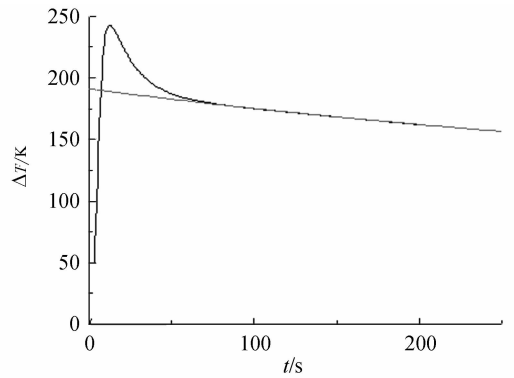


图 6 热电堆温升曲线

Fig. 6 Temperature curve of thermopile

80 s 后各热电偶的输出温度达到一致, 因此可以将该时间作为最小温度的平衡时间。

将图 5(b) 所示的 36 个热电偶温升曲线相加即为热电堆的温升曲线, 如图 6 所示。由图可以看出, 吸收体内部温度达到平衡后, 整体温升呈指数衰减。因而可以采用集总参数方法处理, 假设量热器内部的导热热阻远小于后表面的换热热阻, 并忽略前表面的辐射散热, 则有:

$$\rho CV \frac{d\Delta T(t)}{dt} = -h\Delta T(t) + P(t), \quad (7)$$

式中: V 为吸收体体积, $\Delta T(t)$ 为吸收体整体温升, $P(t)$ 为激光加载功率, h 为等效散热系数。假设脉冲能量为 E , 脉宽为 τ , 有:

$$P(t) = \frac{E}{\tau} [u(t) - u(t - \tau)], \quad (8)$$

得:

$$\Delta T(t) = \frac{E}{\tau h} \left[(1 - e^{-\frac{h}{\rho CV}t})u(t) - (1 - e^{-\frac{h}{\rho CV}(t-\tau)})u(t - \tau) \right]. \quad (9)$$

当 $t \geq \tau$ 时, 式(9)可简化为:

$$\Delta T(t) = \frac{E}{\tau h} (e^{\frac{h}{\rho CV \tau}} - 1) e^{-\frac{h}{\rho CV t}} u(t - \tau). \quad (10)$$

由于激光脉宽 τ 远小于散热时间常数 $\rho CV/h$, 因而式(10)可以进一步简化为:

$$\Delta T(t) = \frac{E}{\rho CV} e^{-\frac{h}{\rho CV t}} u(t - \tau), \quad (11)$$

由式(11)可以看出,当 $t \geq \tau$ 时,温升曲线与加载激光脉宽 τ 无关,仅与总能量 E 呈正比关系,且以散热时间常数 $\rho CV/h$ 指数衰减。对该曲线进行后沿拟合外推计算,得到 $t=0$ 时刻吸收体温升值为:

$$\Delta T = \frac{E}{\rho CV}. \quad (12)$$

ΔT 为无散热情况下能量 E 引起的吸收体温升,由此可见后沿拟合外推计算可以很好地补偿散热所带来的热损失。

如图 6 所示,采用第 80~200 s 的数据对热电堆温升曲线进行后沿拟合外推计算,可得 $t=0$ 时刻的热电堆温度为 191.10 °C,平均温升为 5.31 °C,由热容参数计算得到吸收体的热能增加值为 15.3 kJ。实际的激光加载能量为 15.7 kJ。外推计算得到的能量小于实际加载的激光能量,差异在 3% 以内,其原因是后沿拟合只能有效补偿线性项,而表面二次辐射散热与温度的四次方呈正比,计算中被忽略,故只能归结为计算误差或者通过实验拟合来修正。

当入射激光为辐照度 1 000 W/cm² 的均匀光斑,加载激光的脉宽为 5 s,光斑中心与靶板中心重合时,计算得到不同半径光斑引起的吸收体热电堆温升如图 7(a)所示。采用后沿拟合外推方法,得到不同光斑面积所对应吸收体温升如图 7(b)所示。由图可以看出,温升与面积比值随面积的增大而减小,其原因为:当入射激光辐照度一定时,随着光斑面积的增大,吸收体峰值温度和其对应的区域均随之增大,导致二次辐射散热量增加,因而最终外推计算得到的能量相对于入射能量的比值下降;同时,随着温度升高,吸收体热容变大,使得相同的入射激光能量所引起的吸收体温升变小。由此可以采用二阶多项式拟合吸收体温升随光斑面积的曲线,拟合结果为:

$$\Delta T = 61.98A - 0.03877A^2, \quad (13)$$

式中: A 为光斑面积。

当入射激光光斑直径为 8 cm,加载激光脉宽为 5 s,光斑中心与靶板中心重合时,计算得到不

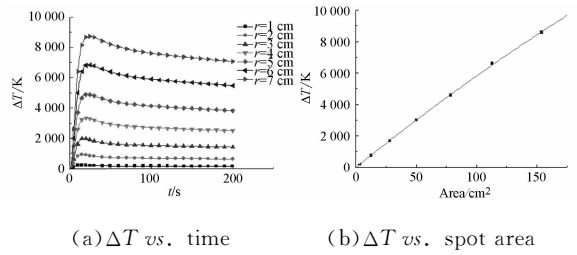


图 7 不同光斑面积吸收体温度响应特性

Fig. 7 Temperature responses of target board with different beam areas

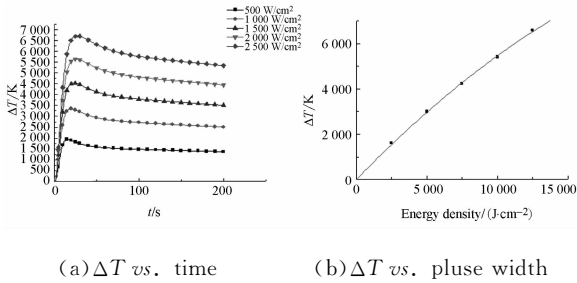


图 8 不同辐照度吸收体温度响应特性

Fig. 8 Temperature responses of target board with different power densities

同辐照度引起的吸收体热电堆温升如图 8(a)所示。采用后沿拟合外推方法,得到不同能量密度对应的吸收体温升如图 8(b)所示。由图可以看出,温升与能量密度的比值随能量密度的增大而减小,其原因和前面分析类似,同样可以采用二阶多项式拟合吸收体温升随功率能量的曲线,拟合结果为:

$$\Delta T = 0.6416ED - 9.537 \times 10^{-6}ED^2, \quad (14)$$

式中: ED 为入射激光的能量密度。

当入射激光为辐照度 1 000 W/cm²、直径为 2 cm 的均匀光斑,光斑中心与靶板中心重合时,计算得到不同激光脉宽引起的吸收体热电堆温升如图 9(a)所示。采用后沿拟合外推方法得到不同脉宽对应的吸收体温升如图 9(b)所示。由图

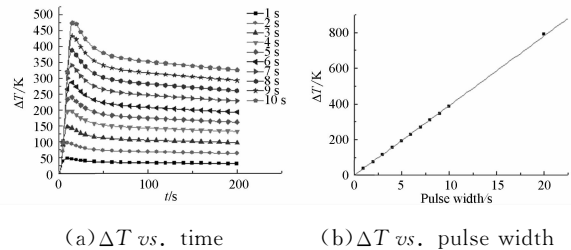
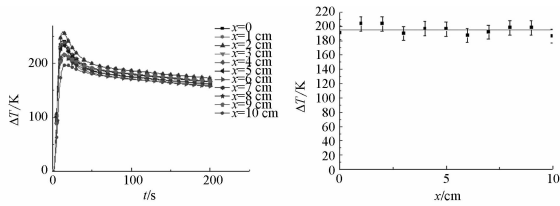


图 9 不同激光脉宽吸收体温度响应特性

Fig. 9 Temperature responses of target board with different pulse widths

可以看出,温升与激光脉宽比值基本呈线性关系,可见在入射激光脉宽远小于吸收体散热时间常数的情况下,吸收体温升仅由入射能量决定,与式(12)得出的结论一致。

当入射激光为辐照度 $1\,000\text{ W/cm}^2$ 、直径为 2 cm 的均匀光斑,加载激光脉宽为 5 s 时,计算得到光斑中心在 x 轴不同位置加载时吸收体的温升如图 10(a) 所示,采用后沿拟合外推方法得到不同光斑中心位置的吸收体温升如图 10(b) 所示。由图可以看出,入射光斑位置变化所引起的吸收体温升不一致性小于 5% 。



(a) ΔT vs. time (b) ΔT vs. position in x axis

图 10 不同激光加载位置吸收体温度响应不一致性

Fig. 10 Temperature response of target board with different incident positions

综上所述可以看出,吸收体温升可以采用后沿拟合外推方法计算得到,温升与入射能量呈正比关系。受到二次辐射热损失的影响,比例系数随能量密度和光斑面积的增大而减小,在一定程度内可以采用二阶多项式拟合进行修正。若假设能量密度和光斑面积所引起的比例系数下降彼此不相关,则综合式(14)和式(15)可以给出统一的温升修正公式:

$$\Delta T' = \Delta T \times \frac{61.98A}{61.98A - 0.03877A^2} \times \frac{0.6416ED}{0.6416ED - 9.537 \times 10^{-6}ED^2} = \frac{\Delta T}{(1 - 6.255 \times 10^{-4}A)(1 - 1.486 \times 10^{-5}ED)}, \quad (15)$$

式中:光斑面积可以由光电探测阵列的测量结果给出;能量密度 $ED = E/A^2$,可以由测量得到的 ΔT 和入射能量与吸收体温升比例系数 η 迭代求出, η 可以由 T_0 温度时的热容给出:

$$\eta = \rho VC(T_0) = 2\,690\text{ J/K}. \quad (16)$$

入射能量值为:

$$E = \eta \Delta T'. \quad (17)$$

采用高斯光斑对上述计算模型进行检验,设入射光斑分别为直径为 12 cm 、峰值辐照度为 $1\,000\text{ W/cm}^2$ 和直径为 10 cm 、峰值辐照度为 500 W/cm^2 ,激光脉宽均为 5 s ,即加载激光能量分别为 565.5 kJ 和 196.3 kJ ,计算得到吸收体的温升曲线如图 11 所示。采用后沿拟合得到的最大温升和分别为 $6\,533\text{ }^\circ\text{C}$ 和 $2\,431\text{ }^\circ\text{C}$,经过式(16)校正后的最大温升和分别为 $7\,595\text{ }^\circ\text{C}$ 和 $2\,655\text{ }^\circ\text{C}$,则计算的入射能量分别为 567.5 kJ 和 198.4 kJ ,与真实值的误差在 2% 以内。

实际上,上述计算结果仅仅验证了吸收体能量反演计算模型的正确性,由于计算中选用的吸收体材料的热物理特性和实际材料可能存在差异,且吸收体的实际结构和计算模型也存在一定差异,为了降低总能量的测量不确定度,实际应用中需要通过实验拟合进一步给出式(16)和(17)中的各个参数。

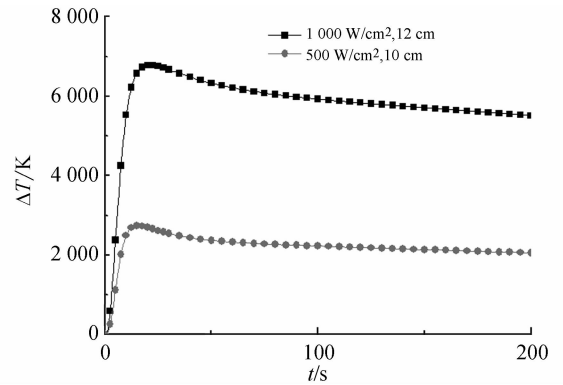


图 11 不同参数高斯光斑激光加载时吸收体温升曲线

Fig. 11 Temperature responses of target board with different beam parameters

4 光电探测器阵列

光电探测器阵列通过电路板安装于铝支撑板后面(如图 2 所示),每个探测器与图 4 中功率取样孔一一对应,探测器选用 InGaAs 光伏探测器,室温下其响应光谱为 $0.9 \sim 1.7\ \mu\text{m}$,探测器的损伤阈值超过 0.1 W/cm^2 ,测量动态范围超过 10^4 。探测器输出电压由多路 AD 采集单元实现数字量化,用于图像处理和光斑参数分析,AD 采样频率为 50 Hz 。功率密度值由探测器测量电压值和能量测量结果按照式(1)、(2)计算给出。

5 光斑复原和参数分析

测量得到的激光远场光斑的功率密度分布为 19×19 的二维矩阵 $S(t)$, 为光斑显示需要可采用双线性插值进行数据扩充, 光斑质心坐标为:

$$\begin{cases} \bar{x}(t) = \frac{\sum_{i=1}^{19} \sum_{j=1}^{19} x_i S_{i,j}(t)}{\sum_{i=1}^{19} \sum_{j=1}^{19} S_{i,j}(t)} \\ \bar{y}(t) = \frac{\sum_{i=1}^{19} \sum_{j=1}^{19} y_j S_{i,j}(t)}{\sum_{i=1}^{19} \sum_{j=1}^{19} S_{i,j}(t)} \end{cases}, \quad (18)$$

式中: x_i 和 y_j 为第 i 行、第 j 列探测器的坐标值, 光斑环围半径 r 可由下式得出:

$$\sum_{r_{i,j} \leq r} S_{i,j} = \eta \sum_{i,j} S_{i,j} = PIB, \quad (19)$$

式中: η 为环围内能量与靶面能量的比值, $r_{ij} = \sqrt{(x_i - x)^2 + (y_j - y)^2}$, PIB 为 η 所对应的桶中能量, 光束质量为:

$$\beta = r/r_0 = rD/0.61\lambda L. \quad (20)$$

其中: r_0 为理想光斑半径, D 为激光器发射口径, L 为激光传输距离。

由式(17)可以看出, 总能量的测量不确定度包括热电偶测温不确定度 2%、标定光源功率不稳定性 5%、校正模型不确定度 5%、合成能量测量不确定度 8%。功率密度测量的不确定度由式(1)计算得出, 式中信号测量的不确定度为 2%, 通道不一致性引起的功率密度的测量不确定度为 10%, 响应非线性和重复性共同引起的不确定度为 5%, 合成功率密度的测量不确定度为 12%。

6 试验结果

采用该装置测量某激光器光斑参数的典型结果如图 12 所示, 图 12(a) 为单个热电偶输出温度随时间变化的曲线, 图 12(b) 为温升随时间变化的曲线。由图可以看出, 吸收体达到热平衡的时间大于 80 s, 其原因可能是石墨材料热物理参数和模拟计算中的取值不一致所致, 同时, 由于吸收体上加工了圆锥取样孔和积分球衰减器, 也使得吸收体的等效热扩散长度下降, 这些因素可以通

过反复标定消除。采用前文所述的数据处理方法, 得到测量值与激光器监测能量的一致性在 3% 以内。

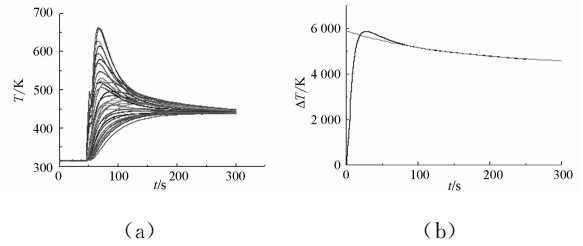


图 12 近红外激光典型试验测量温升曲线

Fig.12 Temperature curves of thermocouples

图 13 为测量得到的到靶光斑参数。其中, 左图为归一化的激光总功率随时间变化曲线, 右图为处理后得到的积分光斑, 由此可以得到靶总能量、环围半径、光束质量等相关参数。

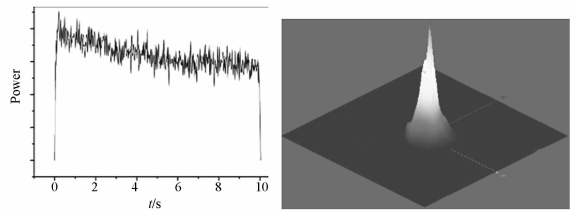


图 13 近红外激光典型试验测量结果

Fig.13 Results of near-infrared laser beam profile

7 结 论

本文采用光电探测器阵列和量热吸收单元复合测量方法, 研制了可用于近红外高能激光能量和光斑分布测量的探测阵列, 该系统可测量直径为 22 cm 以内的高能激光光斑分布, 空间分辨力为 1.1 cm, 测量帧频为 50 Hz, 总能量测量的不确定度优于 10%, 光斑分布测量的不确定度优于 12%。该测量系统适用于近红外高能激光系统调试和参数监测远场光斑测量, 下一步将主要开展系统的工程化和可靠性优化升级的研究, 并通过精细标定进一步提高系统的测量精度。

参考文献:

[1] 陈虹, 王旭葆. 制造用高功率激光器光束质量的评

价与测量[J]. 光学精密工程, 2011, 19(2): 297-303.

CHEN H, WANG X B. Evaluation and measure-

- ment of beam quality of high power manufacturing laser[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2011, 19(2): 297-303. (in Chinese)
- [2] Naval Research Laboratory. LACE: report of NRL 199-8105[R]. Washington DC, 1991.
- [3] ALBERTINE J R. Recent high energy laser system tests using the MIRACL/SLBD[J]. *SPIE*, 1993, 1871: 229-239.
- [4] ALBERTINE J R. History of navy HEL technology development and systems testing [J]. *SPIE*, 2002, 4632: 32-37.
- [5] HIGGS C, GREY P C, MOONEY J G, *et al.*. Dynamic target board for ABL ACT performance characterization [J]. *SPIE*, 1999, 3706: 216-226.
- [6] 杨鹏翎, 冯国斌, 王群书, 等. 中红外高能激光光斑探测器[J]. *中国激光*, 2009, 36(8): 1979-1985. YANG P L, FENG G B, WANG Q SH, *et al.*. Mid-infrared high energy laser beam sensor[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2009, 36(8): 1979-1985. (in Chinese)
- [7] 杨鹏翎, 冯国斌, 王振宝, 等. 测量中红外激光远场光斑的光电阵列靶斑仪[J]. *中国激光*, 2010, 37(2): 521-525. YANG P L, FENG G B, WANG ZH B, *et al.*. Detector array for measuring far-field power density distribution of mid-infrared laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2010, 37(2): 521-525. (in Chinese)
- [8] 杨鹏翎, 冯国斌, 王振宝, 等. 中红外激光光斑探测阵列[J]. *中国激光*, 2011, 38(7): 0702008. YANG P L, FENG G B, WANG ZH B, *et al.*. Mid-infrared high energy laser beam detector array [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2011, 38(7): 0702008. (in Chinese)
- [9] 王锐, 王淑荣, 郭劲, 等. 高精度紫外标准探测器的定标[J]. *光学精密工程*, 2012, 20(8): 1696-1703. WANG R, WANG SH R, GUO J, *et al.*. Calibration of high accuracy UV standard detector [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2012, 20(8): 1696-1703. (in Chinese)
- [10] 王世涛, 张伟, 王强. 红外探测器在低温背景下的探测率测试[J]. *光学精密工程*, 2012, 20(3): 484-491. WANG SH T, ZHANG W, WANG Q. Measurement for detectivity of infrared detectors in low temperature background [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2012, 20(3): 484-491. (in Chinese)
- [11] 刘瑞鹏, 刘桥, 祁志美. 基于散射光功率比值测量的抗扰浊度探测器[J]. *光学精密工程*, 2011, 19(6): 1221-1227. LIU R P, LIU Q, QI ZH M. Interference-resistant turbidity detector based on measurement of scattered light power ratio [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2011, 19(6): 1221-1227. (in Chinese)

作者简介:



冯国斌(1971—),男,湖北黄石人,博士研究生,研究员,1994年于国防科技大学获得学士学位,2000年于西北核技术研究所获得硕士学位,主要从事强激光测量技术和激光辐照效应的研究。E-mail: fgb02@163.com



杨鹏翎(1979—),男,甘肃会宁人,博士,副研究员,2000年于清华大学获得学士学位,2003年于西北核技术研究所获得硕士学位,2012年于清华大学获得博士学位,主要从事强激光测量技术的研究。E-mail: pennayang@gmail.com



王振宝(1981—),男,内蒙古呼伦贝尔人,硕士,副研究员,2002年于四川大学获得学士学位,2004年于国防科技大学获得硕士学位,主要从事强激光测量技术的研究。E-mail: zhenbao_wang@163.com



王群书(1956—),男,河北石家庄人,博士,研究员,博士生导师,1982年于清华大学获得学士学位,1988年于西北核技术研究所获得硕士学位,2007年于清华大学获得博士学位,主要从事脉冲辐射和高功率激光测量技术的研究。E-mail: wqs002@mail. tsinghua. edu. cn