

文章编号: 0258-7025(2006)12-1615-06

量热阵列测量远场激光能量的重构方法

刘峰^{1,2}, 吴振森¹, 谢永杰², 王立君²

(¹ 西安电子科技大学理学院, 陕西 西安 710071; ² 西北核技术研究所第五研究室, 陕西 西安 710024)

摘要 为了建立基于探头背光面温升测量重构入射激光能量的方法, 推导出了单元探头内温度场分布的半解析表达式, 分析确定了重构入射激光能量的特征要素。通过引入标定系数, 获得了用探头背光面最大温升重构入射激光能量以及计算标定系数的公式。数值计算讨论了探头尺寸(圆柱体探头的直径与长度)、入射激光特性(表面反射系数与照射时间)、环境条件(环境温度与对流换热系数)对标定系数的影响。通过对重构能量的对流-辐射和靶面反射系数修正, 使修正后的重构算法适用于不同环境条件下、对不同波长激光远场参数测量的需求, 且量热阵列各单元测量结果有很好的 consistency, 可有效地提高远场激光能量的测量精度。

关键词 激光物理; 激光能量重构; 量热法; 标定系数

中图分类号 TN 247 文献标识码 A

Reconstruction Method of Far Field Laser Energy Measured with Calorimetric Array

LIU Feng^{1,2}, WU Zhen-sen¹, XIE Yong-jie², WANG Li-jun²

(¹ School of Science, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China
² Fifth Laboratory, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an, Shaanxi 710024, China)

Abstract To establish the reconstruction method of incidence laser energy based on measuring the temperature rise at back-surface of detector cell, an analytical expression of temperature distribution is derived in detector cell. In terms of the analytical expression of temperature distribution in detector cell, the characteristic factors are confirmed for incidence laser energy reconstruction. By introducing a calibrated-coefficient, the formulae are obtained for laser energy reconstruction and calibrated-coefficient calculation. The calibrated-coefficient is analyzed by numerical simulation that is depended on detector-cell dimensions, laser characteristics, and circumstance conditions. In virtue of modification of convection-irradiation heat loss and laser reflectivity in reconstructed laser energy, the calibrated-coefficients are seasoned with circumstance conditions and different laser parameters. The precision of laser energy measured with calorimetric array is improved effectively.

Key words laser physics; laser energy reconstruction; calorimetry; calibrated-coefficient

1 引言

强激光远场参数测量是研究强激光大气传输的重要方式, 目前已发展了许多测量方法和手段^[1~5]。较好的做法是把强激光大幅度衰减进行测量, 但获得的只能是相对强度分布, 不利于激光束光束质量的评价。量热阵列法可以实现对激光束绝对空间能量分布和总能量的探测^[1,6], 但重构方法未见公

开报道。为此设计了一种多通道石墨探头量热阵列。测量时激光不经衰减直接入射到阵列上, 各路石墨探头吸收入射激光能量产生温升, 由热电偶测温并输出电信号。将电信号放大处理后用多通道数据采集系统记录, 得到各个单元探头背光面的温升值 $T_b(t)$ 。由测得的背光面最大温升值重构探头迎光面的入射激光能量。但在强激光远场参数测量实验中发现, 基于求解线性热传导方程获得的重构能量,

收稿日期: 2006-02-20; 收到修改稿日期: 2006-05-13

基金项目: 国防科技预研基金(4131102030)资助项目。

作者简介: 刘峰(1962—), 男, 陕西人, 西北核技术研究所研究员, 主要从事强激光大气传输和强激光辐照靶目标效应的理论和数值模拟研究。E-mail: liufeng-laser@163.com

存在随入射激光能量变化而变化的标定系数,且这一标定系数具有较大的不确定性。本文从解决标定系数这一实际问题出发,通过求解单元探头内的温度场分布,分析构成背光面温升的参量要素,建立基于测量探头背光面最大温升值来重构入射激光能量的理论方法,为量热阵列激光远场参数测量仪的改进和评价测量结果提供理论基础。

2 激光加热的理论分析

设单元探头为圆柱体(直径 D , 长度 L , 横截面积 A), 入射到单元柱端面的激光功率密度为 $I_L(t)$ 且覆盖整个柱端面, 则单元探头内的温度场分布 $T(x, t)$ 可用沿圆柱体轴向的一维非线性傅里叶热传导方程描述

$$\frac{\partial[\rho C_p(T)T(x, t)]}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K(T) \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \right], \quad (1a)$$

式中 ρ 为材料密度, $C_p(T)$ 为材料比热, $K(T)$ 为材料热传导系数。根据圆柱体探头在探测阵列中的结构, 迎光面取为热流边界, 背光面取绝热边界, 则边界条件和初始条件为

$$K(T) \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = q(t), \quad (1b)$$

$$K(T) \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=L} = 0, \quad (1c)$$

$$T(x, 0) = T_0, \quad (1d)$$

迎光面热流 $q(t)$ 为

$$q(t) = [1 - R(\lambda)]I_L(t)\phi(t) - I_r(t) - I_c(t), \quad (2)$$

式中 $\phi(t) = U(t) - U(t - \tau)$, $U(t)$ 为阶跃函数; τ 为激光辐照时间; $I_r(t) = \sigma \epsilon (T_f^4 - T_0^4)$ 为迎光面辐射

热损失, $I_c(t) = h_c(T_f - T_0)$ 为迎光面对流热损失, 迎光面温度 $T_f(t) = T(0, t)$, 背光面温度 $T_b(t) = T(L, t)$, σ 为斯特藩-玻尔兹曼(Stefan-Boltzmann)常数 ($5.67 \times 10^{-12} \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K}^4)$), ϵ 为靶面发射系数, h_c 为靶面对流换热系数; $R(\lambda)$ 为靶面激光反射系数(λ 为激光波长)。

将热传导方程组(1a)~(1d)进行基尔霍夫变换。令

$$U(x, t) = \int_0^T \frac{K(T)}{k_0} dT, \quad (3)$$

k_0 为 $T = T_0$ 时的热传导系数。热传导方程(1a)变换为

$$\frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial^2 x} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial U(x, t)}{\partial t} = 0, \quad (4)$$

边界条件(1b), (1c)和初始条件(1d)变换为

$$\begin{aligned} k_0 \frac{\partial U(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} &= q(t), \\ k_0 \frac{\partial U(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{x=L} &= 0, \\ U(x, t) \Big|_{t=0} &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

在(4)式中, 引入了一参数 α , 其定义为

$$\frac{1}{\alpha(T)} = \frac{\rho}{K(T)} \frac{\partial [C_p(T)T]}{\partial T}, \quad (6)$$

$\alpha(T)$ 可以看作材料随温度变化的热扩散系数。当 α 随温度的变化很小时可以近似看作常数, 这样(6)式就变为线性方程。但当 α 随温度变化较大时, 把(6)式改写为

$$\frac{1}{\alpha(T)} = \frac{\rho c_{p0}}{k_0} + \left\{ \frac{\rho}{K(T)} \frac{\partial [C_p(T)T]}{\partial T} - \frac{\rho c_{p0}}{k_0} \right\}, \quad (7)$$

$c_{p0}, \alpha_0 = \rho c_{p0}/k_0$ 为初始时刻材料的比热和热扩散系数。则方程(4)变为

$$\frac{\partial^2 U(x, t)}{\partial^2 x} - \frac{1}{\alpha_0} \frac{\partial U(x, t)}{\partial t} = \frac{g(x, t)}{k_0}, \quad g(x, t) = \frac{\partial}{\partial t} [\rho C_p(T)T(x, t)] - \frac{K(T)}{\alpha_0} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t}, \quad (8)$$

用积分变换法^[7]对(5), (8)式联立求解得

$$\begin{aligned} U(x, t) &= \frac{\alpha_0}{k_0 L} \int_0^t [q(t') - \int_0^L g(x', t') dx'] dt' + \frac{2\alpha_0}{k_0 L} \sum_{n=1}^{\infty} \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \int_0^t \exp\left[-\frac{n^2 \pi^2}{L^2} \alpha_0 (t - t')\right] A(n, t') dt', \\ A(n, t') &= -\int_0^L g(x', t') \cos\left(\frac{n\pi x'}{L}\right) dx' + q(t'), \end{aligned} \quad (9)$$

对(9)式进行基尔霍夫反变换, 并令 $x = L$, 得到背光面温度分布 $T_b = T(L, t)$, 满足方程

$$\begin{aligned} \int_{T_0}^{T_b} K(T_b) dT_b &= T_0 + \frac{\alpha_0}{L} \left\{ \int_0^t q(t') dt' + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \int_0^t q(t') \exp\left[-\frac{n^2 \pi^2}{L^2} \alpha_0 (t - t')\right] dt' \right\} - \\ &\frac{\alpha_0}{L} \left\{ \int_0^t \left[\int_0^L g(x', t') dx' \right] dt' + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \int_0^t \left[\int_0^L g(x', t') \cos\left(\frac{n\pi x'}{L}\right) dx' \right] \exp\left[-\frac{n^2 \pi^2}{L^2} \alpha_0 (t - t')\right] dt' \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

在(10)式的右边,零阶项反映的是入射激光能量、靶面反射系数、辐射和对流能量损失、材料比热和导热系数随温度的变化对探头体平均温升的贡献;高阶项则反映的是这些因素构成背光面温度与探头体平均温度的温差。当探头体达到热平衡时,高阶项可以忽略不计。

3 入射能量的重构方法

3.1 重构方法的理论分析

设激光辐照时间为 τ , 重构时间点为 t_m 时单元探头内的温度分布为 $T_w = T(x, t_m)$ 。选背光面达到最大温度 $T_b^{\max} = T_b(t_m)$ 为重构时间点, 则由于 $t_m \gg \tau$, (10) 式中的高阶项可以忽略, 这样(10)式变为

$$\frac{L}{\alpha_0} \int_{T_0}^{T_b^{\max}} K(T_b) dT_b = \int_0^{t_m} q(t') dt' - \int_0^{t_m} \left[\int_0^L g(x', t') dx' \right] dt', \quad (11)$$

(11)式可以整理为

$$\begin{aligned} & \int_0^{\tau} [1 - R(\lambda)] I_L(t') dt' = \\ & L[\rho C_p(T_b^{\max}) T_b^{\max} - \rho C_p(T_0) T_0] + \\ & \int_0^{t_m} [I_r(t') + I_c(t')] dt' + \\ & \int_0^L \{[\rho C(T_w) T_w - \rho C(T_b^{\max}) T_b^{\max}] + \\ & \frac{1}{\alpha_0} \left[\int_{T_0}^{T_b^{\max}} K(T_b) dT_b - \int_{T_0}^{T_w} K(T_w) dT_w \right]\} dx', \quad (12) \end{aligned}$$

由(12)式可见,左边项代表石墨探头吸收的激光能量。右边第一项是探头体温度达到背光面峰值温度时由于激光加热引起焓的改变量;第二项是表面辐射-对流热损失的能量;第三项是由于比热和导热系数的温度变化引起探头体各点焓的扰动量。写成单元探头的能量表达式为

$$E_L(\tau) = \frac{1}{1 - R(\lambda)} (E_T + E_{R-C} + E_D), \quad (13)$$

其中

$$\begin{aligned} E_L(\tau) &= A \int_0^{\tau} I_L(t') dt', \\ E_T(T_b^{\max}) &= AL[\rho C_p(T_b^{\max}) T_b^{\max} - \rho C_p(T_0) T_0], \\ E_{R-C}(T_b^{\max}) &= A \int_0^{t_m} [I_r(t') + I_c(t')] dt', \\ E_D &= \int_0^L \{[\rho C(T_w) T_w - \rho C(T_b^{\max}) T_b^{\max}] + \\ & \frac{1}{\alpha_0} \left[\int_{T_0}^{T_b^{\max}} K(T_b) dT_b - \int_{T_0}^{T_w} K(T_w) dT_w \right]\} dx', \quad (14) \end{aligned}$$

式中 E_L 为出光 τ 时间内入射的激光总能量; E_T 为探头体温升为背光面峰值温度所对应的焓改变量; E_{R-C} 为迎光面辐射 - 对流能量损失; E_D 为探头体内的不均匀性扰动。

暂时选择 E_T 为单元探头测量的重构能量, 则入射激光能量重构关系为

$$\begin{aligned} E_L(\tau) &= \eta(T_b^{\max}) E_T(T_b^{\max}, T_0), \\ E_T(T_b^{\max}, T_0) &= AL[\rho C_p(T_b^{\max}) T_b^{\max} - \rho C_p(T_0) T_0], \quad (15) \end{aligned}$$

$E_T(T_b^{\max}, T_0)$ 通过测量背光面最大温度 T_b^{\max} 计算得到; 定义 $\eta_0 = \eta(T_b^{\max})$ 为标定系数, $1/\eta(T_b^{\max})$ 可以解释为探头温度达到 T_b^{\max} 时的等效能量耦合系数。

当量热阵列探头几何结构和材料确定时, η_0 可通过实验室标定, 且须具备三个条件: 1) 与入射激光能量无关, 保证阵列各单元对能量分布测量的一致性; 2) 与入射激光特性(波长 λ , 功率密度和辐照时间 τ) 无关, 保证对变化的远场激光参数有普适性; 3) 与环境条件(初始温度 T_0 和对流换热系数 h_c) 无关, 保证对环境变化的适应性。

3.2 重构算法的数值模拟分析

3.2.1 石墨的材料参数

石墨量热探头材料密度为 $\rho = 1.73 \text{ g/cm}^3$, 实验测量的材料比热 C_p 和热导率 K 随温度的变化见表 1。

表 1 石墨材料的比热和热导率

Table 1 Thermal conductivity and specific heat of graphite material

Temperature / °C	20.0	50.0	100.0	150.0	200.0	250.0	300.0	350.0	400.0	450.0	500.0	550.0	600.0	650.0	700.0
C_p / (J/g · °C)	0.973	1.086	1.199	1.370	1.551	1.670	1.788	1.924	2.060	2.089	2.118	2.147	2.176	2.182	2.232
K / (W/cm · °C)	1.050	1.071	1.078	1.097	1.124	1.100	1.058	1.012	0.945	0.913	0.879	0.844	0.808	0.798	0.772

单元石墨探头为直径 $D = 1.2 \text{ cm}$, 长度 $L = 3.5 \text{ cm}$ 的圆柱体, 实验室环境温度 $T_0 = 20 \text{ °C}$, 对流换热系数 $h_c = 10.0 \times 10^{-4} \text{ W/(cm}^2 \cdot \text{°C)}$, 特定波长激光靶面反射系数 $R(\lambda)$ 取 0.05, 激光的照射时

间 $\tau = 1.0 \text{ s}$ 。

3.2.2 标定系数 $\eta(T_b^{\max})$ 的确定

通过数值模拟求解方程组(1), 给出了背光面最大温升 T_b^{\max} , 然后用(15)式计算给出了重构能量 E_T

与入射激光能量 E_L 的关系、不同重构能量 E_T 所对应的标定系数 $\eta(T_b^{\max})$ ，数值模拟结果见图 1,2。可见,虽然背光面最大温升随入射激光能量呈非线性变化(图 1(a)),但根据(15)式计算得到的重构能量 E_T 随入射激光能量 E_L 近线性变化(图 1(b),图 2)。这种近线性变化关系说明二者之间有良好的正比规律,存在一不随入射激光能量变化的、可以通过实验室标定的系数,即证明(15)式给出的表达式是实验可标定的重构关系。同时,标定系数随重构能量几乎不变化,说明阵列靶斑仪的所有单元通道测量结果的一致性很好,单元探头的标定可以应用于整个阵列。

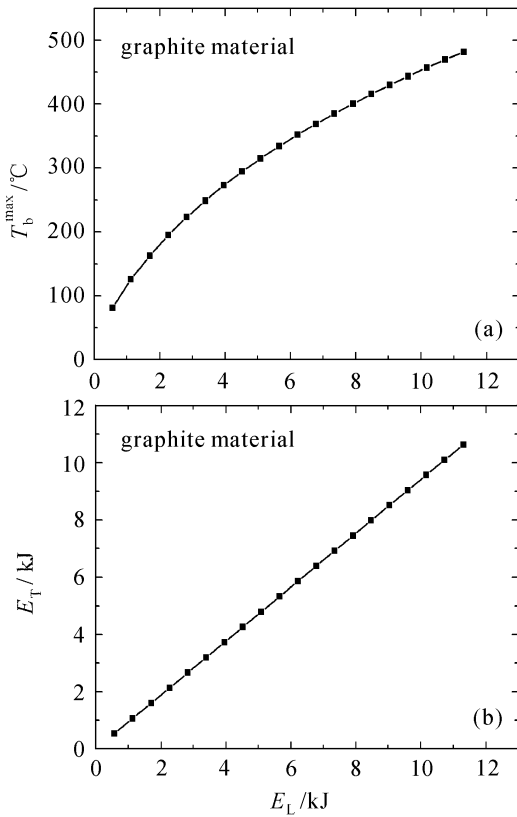


图 1 背光面最大温升(a)和重构能量(b)随入射激光能量的变化

Fig.1 Maximum temperature at backside (a) and reconstruction energy (b) varying with incidence laser energy

3.2.3 标定系数的讨论

针对石墨材料探头的标定系数通过数值计算进行讨论。图 3(a)给出了不同探头尺寸(长度 L 和直径 D)下标定系数 $\eta(T_b^{\max})$ 随重构能量 E_T 的变化。可见探头尺寸对标定系数的影响较小,探头长度对量热阵列的低能量通道有一定影响,探头受光面面积在满足空间分辨率要求的前提下尽可能大一些,有利于提高阵列单元探头测量标定的一致性。

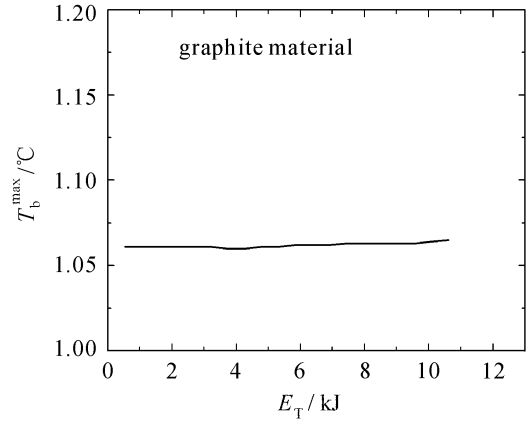


图 2 标定系数随重构激光能量的变化
Fig.2 Calibrated-coefficient varying with reconstruction laser energy

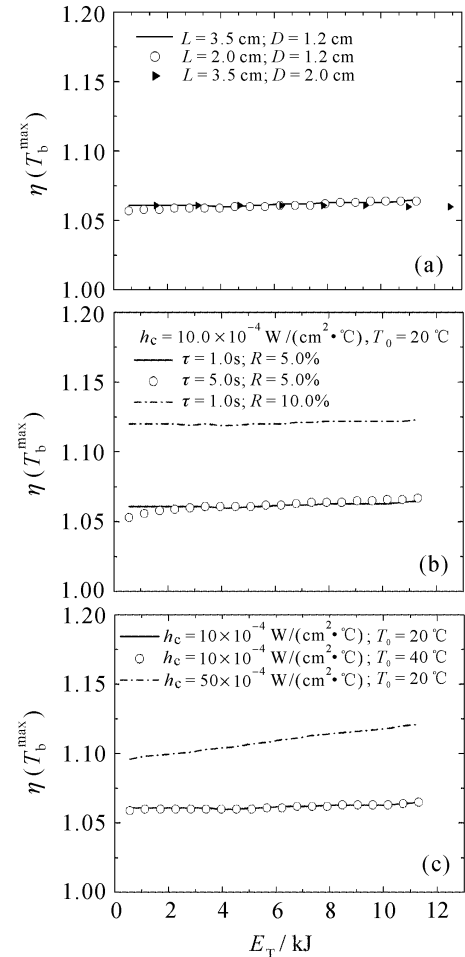


图 3 探头几何尺寸(a),激光波长及辐照时间(b)和对流换热系数及环境温度(c)对标定系数的影响
Fig.3 Influence of the cell dimension (a), laser wavelength and time (b), convective heat exchange coefficient and circumstance temperature (c) for calibrated-coefficient

图 3(b)给出了探头迎光面激光反射系数和辐照时间变化引起标定系数的变化。考虑激光均匀辐照在单元探头体的迎光面,在相同的入射激光能量

下,影响重构的可变激光参数为激光波长和辐照时间。不同的激光波长表现为迎光面反射系数的不同,从而影响入射激光的能量耦合,标定系数会增大。

辐照时间对标定系数有一定的影响,且对低能单元影响较明显。在相同的入射激光能量下,辐照时间的增长,意味着辐照光强度的降低即照射时间内温升速率的降低,进而会引起标定系数的非线性变化。其原因是,入射能量较低时,重构时间内(0 ~ t_m)迎光面始终维持较低的温升,辐照时间增加反而会使对流-辐射损失所占入射能量的份额降低;入射能量较高时迎光面温升较高,辐照时间增加使重构时间内(0 ~ t_m)迎光面高温升状态维持时间增长,对流-辐射损失所占入射能量份额提高。可见,辐照时间对标定系数的影响表现为对流-辐射热损失的影响。

图 3(c)给出了工作环境(温度 T_0 , 对流换热系数 h_c)对标定系数 $\eta(T_b^{\max})$ 的影响。可见,标定系数具有初始温度无关性,每次测量结束后使探头温度恢复到环境温度即可;表面对流换热系数对标定系数影响很大,且随重构激光能量改变而近线性变化。

基于以上的讨论分析可知,对量热阵列靶斑仪,所有单元探头标定系数受探头尺度的影响较小,但探头的受光面积在保证测量空间分辨率的前提下尽可能地增大,以提高阵列单元探头的一致性。标定系数几乎不随重构能量变化,具有环境温度无关性;靶面反射系数 $R(\lambda)$ 和对流换热系数 h_c 是影响标定系数的主要因素;辐照时间的影响可归结为对流-辐射热损失的影响。因此,只要对重构能量进行对流-辐射损失修正和靶面反射系数修正,标定系数就变成了一个纯粹由实验室标定的系数。

3.3 重构算法的修正

尝试在重构能量中引入对流-辐射损失和靶面反射系数修正,探索消除或降低对流-辐射损失和靶面反射系数对标定系数的影响。因为 $t \geq t_m$ 时有

$$L \frac{K(T_b)}{\alpha_0} \frac{dT_b}{dt} = -(I_r + I_c) - \left[\int_0^L g(x', t) dx' \right], \quad (16)$$

dT_b/dt 就为背光面温度达到最大值之后下降的斜率。对于确定的探头,在给定入射激光能量和辐照时间时,这一斜率只是时间的函数,设

$$\xi(t') = \frac{\alpha_0}{K(T_b)L} \{ (I_r + I_c) + \left[\int_0^L g(x', t) dx' \right] \}, \quad (17)$$

从(16)式得到

$$T_b^{\max} = T_b^0 - \int_0^{t_m} \xi(t') dt', \quad (18)$$

T_b^0 为一待定常数,同时也是按照 $-\xi(t')$ 斜率推到 $t = 0$ 时刻的背光面温度,(18)式为回推方程。测量中 $\xi(t')$ 由以 $T_b^{\max}(t_m)$ 为起点的下降曲线拟合得到。

根据(11)式得

$$T_b^{\max} = T_0 + \frac{\alpha_0}{L} \int_0^{\tau} \frac{I(t')}{K(T_b)} dt' - \int_0^{t_m} \xi(t') dt', \quad (19)$$

对照(18),(19)式得

$$T_b^0 = T_0 + \frac{\alpha_0}{L} \int_0^{\tau} \frac{I(t')}{K(T_b)} dt', \quad (20)$$

T_b^0 为忽略辐射-对流损失时背光面可达到的最高温度或探头体内的平均温度。回推温度 T_b^0 就有了明确的意义。用 T_b^0 代替 T_b^{\max} 构造入射激光能量的重构关系即 $E_T(T_b^0, T_0) = AL[\rho C_p(T_b^0)T_b^0 - \rho C_p(T_0)T_0]$, 就消除了对流-辐射损失对标定系数的影响,也就消除了对流换热系数 h_c 和辐照时间的影响。将靶面反射系数也归入重构能量中,就得到一个新的重构关系

$$E_L(\tau) = \eta_0 E_T[T_b^0, T_0, R(\lambda)],$$

$$E_T[T_b^0, T_0, R(\lambda)] =$$

$$\frac{AL}{1-R(\lambda)} [\rho C_p(T_b^0)T_b^0 - \rho C_p(T_0)T_0], \quad (21)$$

利用(21)式计算的结果见图 4。计算结果表明,

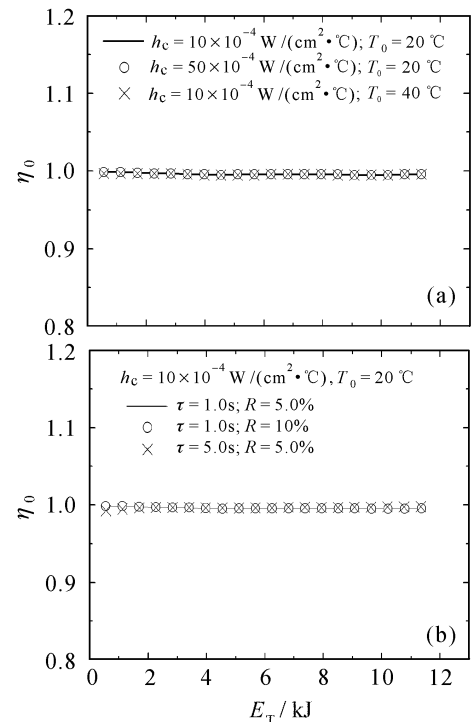


图 4 修正后的标定系数随重构激光能量的变化
Fig. 4 Calibrated-coefficient varying with reconstruction laser energy

(21)式给出的重构关系把辐射-对流损失和入射激光波长的影响归入 E_T 中,降低了入射激光特性、环境条件对标定系数的影响,保证了量热阵列各测量单元的一致性。不仅解决了室外测量中环境变化给标定工作带来的困难,也使量热阵列可用于不同波长、不同辐照时间条件下的激光远场参数测量,有效地降低测量不确定度。

4 结 论

从单元探头激光辐照下的非线性热传导方程出发,推导给出的探头内的温度场分布的半解析解,可以简洁明了地反映构成背光面温升的特征,从而确定重构入射激光能量的要素。通过引入标定系数,获得了基于测量探头背光面最大温升值来重构入射激光能量的方法,讨论了诸如探头尺寸(圆柱体探头的半径与长度)、入射激光特性(表面反射系数与照射时间)、环境条件(环境温度与对流换热系数)对标定系数的影响。计算结果表明,基于背光面最大温升重构激光能量的标定系数,对阵列所有单元通道的一致性较好;具有初始温度无关性;随迎光面激光反射系数和表面对流换热系数的改变会发生明显的变化;辐照时间的改变也会产生一定的影响。

在数值分析基础上,通过在重构能量中引入对流-辐射热损失和靶面反射系数修正,获得了新的重构算法。修正后的重构算法具备了量热阵列各单元对能量分布测量的一致性、远场激光参数变化的普适性和很好的环境变化适应性,有效地提高了量热阵列远场激光能量分布测量的精度。相对于文献[5]采用数值模拟给出的标定方法,本文给出的重构算法物理图像更清晰,很好地解决了外部环境和激

光参数对标定系数的影响,有利于外场测量应用。

虽然我们给出的重构方法有很好的应用前景,但其应用局限性也很明显(只能用于远场总能量和能量分布的测量),如何使量热阵列获得具有时间分辨能力的重构方法是一项更有意义的工作。

参 考 文 献

- 1 Antonio R. Marrujo, E. C. Hensel. High energy laser beam diagnostics [C]. *SPIE*, 1993, **1871**:265~278
- 2 Gao Xuesong, Gao Chunqing, Yang Shaozhuang. Experimental study on beam parameter measurement system by using area array CCD [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(7):993~996
高雪松,高春清,杨绍状. 面阵 CCD 激光束参量测量系统及其实验研究[J]. *中国激光*, 2005, **32**(7):993~996
- 3 Lei Hong, Li Qiang, Zuo Tiechuan. Measurement method of high-power laser beam parameters [J]. *J. Optoelectronics · Laser*, 2000, **11**(4):372~374
雷 甸,李 强,左铁钊. 大功率激光光束参数的测量方法[J]. *光电子·激光*, 2000, **11**(4):372~374
- 4 Ma Yiyong, Cheng Zuhai, Ku Geng *et al.*. The measurement of hel beam far field with hole grating beams ampler [J]. *Laser Technology*, 1998, **22**(2):118~121
马毅勇,程祖海,库 耕 等. 孔栅束束镜测量强激光远场光束质量的研究[J]. *激光技术*, 1998, **22**(2):118~121
- 5 Guan Youguang, Fu Shuzhen, Gao Xueyan *et al.*. A novel high energy laser beam detector for measuring energy distribution [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2000, **12**(2):175~177
关有光,傅淑珍,高学燕 等. 一种新型高能激光束能量分布探测器[J]. *强激光与粒子束*, 2000, **12**(2):175~177
- 6 Zhi Tingting, Huang Kuixi, Lin Zunqi *et al.*. Laser far field CCD diagnostic device [J]. *Laser and Optoelectronics Progress*, 1997, **34**(4):29~35
支婷婷,黄奎喜,林尊琪 等. 激光远场 CCD 诊断仪[J]. *激光与光电子学进展*, 1997, **34**(4):29~35
- 7 Liu Feng, Wu Zhensen, Wang Yuheng *et al.*. Heating efficiency repetitive frequency intensity laser-irradiated cylinder [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(4):461~466
刘 峰,吴振森,王玉恒 等. 重复频率激光辐照圆柱壳的加热效率[J]. *中国激光*, 2006, **33**(4):461~466