

文章编号: 0253-2239(2007)01-0098-7

# 热图法测量激光强度时空分布的重构理论研究<sup>\*</sup>

刘 峰<sup>1,2</sup> 吴振森<sup>1</sup> 王立君<sup>2</sup> 戟运峰<sup>2</sup>

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

**摘要:** 为了把量热法应用于远场激光强度时空分布测量,研究了基于热像仪靶面温度测量反演入射激光强度时空分布的重构理论。针对背光面两种不同边界条件(对流-辐射热流边界和恒定温度边界)推导出了由靶面温度分布反演激光束时空分布的重构表达式。获得的分析表达式对广泛的材料具有适用性。通过引入广义参量  $F_0 = \alpha/L^2$ , 分别就  $F_0 \gg 1$  和  $F_0 \ll 1$  情况给出了重构近似表达式,并对满足  $F_0 \gg 1$  条件的回推算法进行了数值模拟验证。数值结果表明,两种背光面边界条件下回推得到的激光束时空分布与原始激光束达到了很好的一致,但存在一与靶材傅里叶数相关的最小起始回推时间  $\tau_0$ 。成果可用于强激光远场参量测量设备的研制。

**关键词:** 激光物理; 激光强度时空分布; 温度分布; 重构算法

中图分类号: O348 文献标识码: A

## Reconstruction Theory of Laser Beam Intensity Temporal and Spatial Distribution Measurement by Thermal Image Method

Liu Feng<sup>1,2</sup> Wu Zhensen<sup>1</sup> Wang Lijun<sup>2</sup> Ji Yunfeng<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> School of Science, Xidian University, Xian 710071  
<sup>2</sup> No.5 Laboratory, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xian 710024)

**Abstract:** To measure the far-field temporal and spatial distribution of laser intensity by using the calorimetric method, the reconstruction theory of incident laser intensity temporal and spatial distribution by calorimeter based target surface temperature inversion is studied. The reconstructing formula to inverse laser beam temporal and spatial distribution with target surface temperature distribution is derived, for different back surface boundary conditions, convection-irradiation heat current boundary and constant temperature boundary. The achieved expression is of extensive application for general materials. A generalized parameter  $F_0 = \alpha/L^2$  is introduced, and the reconstructing formula is cataloged for  $F_0 \gg 1$  and  $F_0 \ll 1$  respectively. The above inversion algorithm is numerically simulated for  $F \gg 1$ . The numerical results show that the retrieved laser beam intensity distribution agrees well with the initial laser beam, and there exists a retrieving-time origin  $\tau_0$  related to Fourier number of targets. The theoretical result can be applied to the development of high-intensity laser far-field parameters measurement system.

**Key words:** laser physics; laser intensity temporal and spatial distribution; temperature distribution; reconstruction algorithm

## 1 引 言

强激光穿过大气到达远场时,确定远场激光参量是一个非常重要的问题。虽然国内外已发展了多种测量方法<sup>[1~3]</sup>,但大都不能很好地实现既可绝对测量、又具备时间分辨能力的直接测量,给强激光远场参量评价带来许多不便。另外,在强激光辐照效

应研究中,由于受大气传输效应和激光器工作稳定性等的影响,远场靶面光束参量是随机变化着的,因此实现在线靶面激光参量监测对评价强激光效应相当重要<sup>[5,6]</sup>,是当前急待解决的测量问题之一。

文献[4]用量热阵列测量远场激光能量分布和总能量的方法。由于算法中不仅考虑了石墨热物理

<sup>\*</sup> 国防科技预研基金(4131102030)资助课题。

作者简介: 刘 峰(1962—),男,陕西人,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

收稿日期: 2006-03-03; 收到修改稿日期: 2006-05-03

参量随温度的变化、靶面反射系数的影响,而且在理论计算的基础上对影响户外测量的对流热损失进行了修正,使得测量能量分布和总能量的不确定度较小,但其局限性是不能测量给出远场激光强度的时空分布。

在激光加热问题的研究中,通过求解三维热传导方程可以获得靶材的温度分布。反过来,通过对激光加热靶三维热传导问题的“逆物理问题”的求解,借助测量迎光面温度分布反演入射激光强度时空分布,是一条实现远场激光强度时空分布测量的途径。同时,辐射热成像技术的发展,使具有较高时间、空间分辨力的温度测量技术日渐成熟,为靶板迎光面温度时空分布的测量提供了一种可行的手段。本文从三维热传导方程出发,通过积分变换和拉普拉斯变换,将边界条件、初始条件转化到热传导方程中,从而得到了热传导逆问题的分析解,并在理论上探索借助热像仪测量靶面温度来反演靶面激光强度时空分布的重构算法。以一种特定情况为例进行数值模拟验证分析。

## 2 基本理论

在金属板的激光束辐照加热过程中,当加热区域尺度远小于板的横向尺度时,可以考虑为无限大平板问题。设激光加热引起靶的温升为  $T(r, z, t)$ , 用三维傅里叶热传导方程描述为

$$\Delta T(r, z, t) = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

式中  $T_0$  为环境温度,  $I(r, t)$  为入射激光束时空分布,  $R$  为靶面反射系数,  $h_c$  为靶面对流换热系数,  $\varepsilon$  为靶面辐射系数,  $\sigma$  为斯特藩-玻尔兹曼 (Stefan-Boltzmann) 常量 [ $5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ ]。

把拉普拉斯算符分解为

$$\Delta = \Delta_r + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \Delta_r = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad (3)$$

对(1)进行积分变换和拉普拉斯变换<sup>[7]</sup>, 得到

$$\frac{\partial \tilde{T}(\kappa, z, s)}{\partial z^2} - \left( \frac{s}{\alpha} + \kappa^2 \right) \tilde{T}(\kappa, z, s) = 0, \quad (4)$$

迎光面边界条件变换为

$$\begin{cases} k \frac{\partial \tilde{T}(\kappa, z, s)}{\partial z} \Big|_{z=L} = \tilde{q}_f(\kappa, s), \\ \tilde{T}(\kappa, L, s) = \tilde{T}_f(\kappa, s) \end{cases} \quad (4a)$$

$\alpha = k/\rho c$  为靶材的热扩散系数,  $\rho, c, k$  分别为材料随温度变化的密度、比热和热传导系数;  $r$  代表  $(x, y)$  坐标,  $-\infty < r(x, y) < +\infty$ ,  $0 \leq z \leq L$ ,  $0 \leq t \leq t_p$ ;  $L$  为靶板厚度,  $t_p$  为激光辐照时间。初始条件为

$$T(r, z, t) \Big|_{t=0} = 0, \quad (1a)$$

板的迎光面边界条件为

$$\begin{cases} k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=L} = q_f(r, t), \\ T(r, z, t) \Big|_{z=L} = T_f(r, t), \end{cases} \quad (1b)$$

板的背光面边界条件, 考虑为两种: 对流-辐射热流边界  $q_b(r, t)$  [若靶的背光面绝热处理, 则  $q_b(r, t) = 0$ ] 和恒定温度边界 [若靶的背光面加热沉或致冷, 则  $T(r, L, t) = \text{const}(T_1)$ ]。

1) 对流-辐射热流边界

$$\begin{cases} k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = q_b(r, t), \\ T(r, z, t) \Big|_{z=0} = T_b(r, t), \end{cases} \quad (1c)$$

2) 恒定温度边界

$$T(r, z, t) \Big|_{z=0} = T_1, \quad (1d)$$

在  $r(x, y)$  边界上有

$$\begin{cases} T(\pm \infty, y, z, t) = T(x, \pm \infty, z, t) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial x} T(\pm \infty, y, z, t) = \frac{\partial}{\partial y} T(x, \pm \infty, z, t) = 0, \end{cases} \quad (1e)$$

对于  $0 \leq t \leq t_p$  的激光加热过程, (1b) 式中的  $q_f(r, t)$  和 (1c) 式中的  $q_b(r, t)$  分别为<sup>[7]</sup>

$$\begin{aligned} q_f(r, t) &= (1-R)I(r, t) - \{h_c T_f(r, t) + \varepsilon \sigma [T_f(r, t) + T_0]^4 - T_0^4\}, \\ q_b(r, t) &= -\{h_c T_b(r, t) + \varepsilon \sigma [T_b(r, t) + T_0]^4 - T_0^4\}, \end{aligned} \quad (2)$$

背光面对流-辐射热流边界条件变换为

$$\begin{cases} k_0 \frac{\partial \tilde{T}(\kappa, z, s)}{\partial z} \Big|_{z=L} = \tilde{q}_b(\kappa, s), \\ \tilde{T}(\kappa, L, s) = \tilde{T}_b(\kappa, s) \end{cases} \quad (4b)$$

背光面恒定温度边界条件变换为

$$\tilde{T}_b(\kappa, L, s) = T_1/s, \quad (4c)$$

令  $\gamma = \sqrt{s/\alpha + \kappa^2}$ , 求解方程组(4)。

当靶背光面为对流-辐射热流边界时, 求解

(4a)、(4b)、(4c)式得到

$$\begin{aligned} \tilde{q}_f(\kappa, s) &= k\gamma \tilde{T}_f(\kappa, s) \text{th}(\gamma L) + \tilde{q}_b(\kappa, s) \text{sech}(\gamma L), \\ \tilde{q}_f(\kappa, s) &= k\gamma \tilde{T}_b(\kappa, s) \text{th}(\gamma L) + \tilde{q}_b(\kappa, s) \text{ch}(\gamma L), \end{aligned} \quad (5)$$

消去  $\tilde{q}_b(\kappa, s)$  得

$$\tilde{q}_f(\kappa, s) = k\gamma\tilde{T}_f(\kappa, s)\operatorname{cth}(\gamma L) - k\gamma\tilde{T}_b(\kappa, s)\operatorname{csch}(\gamma L), \quad (6)$$

当靶背光面为恒定温度边界时,求解(4a)、(4b)、(4d)式得到

$$\tilde{q}_f(\kappa, s) = k\gamma\tilde{T}_f(\kappa, s)\operatorname{cth}(\gamma L) - k\gamma(T_1/s)\operatorname{csch}(\gamma L), \quad (7)$$

我们对(6)式、(7)式进行积分反变换和拉普拉斯反变换<sup>[7]</sup>。由(6)式变换得到

$$q_f(r, t) = -\frac{k}{4\pi\alpha L} \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dr' \frac{T_f(r', t')}{(t-t')} \exp\left[-\frac{(r-r')^2}{4\alpha(t-t')}\right] \frac{d}{dt'} \Theta_3\left[1, \frac{\alpha}{L^2}(t-t')\right] + \frac{k}{4\pi\alpha L} \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dr' \frac{T_b(r', t')}{(t-t')} \exp\left[-\frac{(r-r')^2}{4\alpha(t-t')}\right] \frac{d}{dt'} \Theta_4\left[1, \frac{\alpha}{L^2}(t-t')\right], \quad (8)$$

由(7)式变换得到

$$q_f(r, t) = -\frac{k}{4\pi\alpha L} \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dr' \frac{T_f(r', t')}{(t-t')} \exp\left[-\frac{(r-r')^2}{4\alpha(t-t')}\right] \frac{d}{dt'} \Theta_3\left[1, \frac{\alpha}{L^2}(t-t')\right] + \frac{k}{4\pi\alpha L} \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dr' \frac{T_1}{(t-t')} \exp\left[-\frac{(r-r')^2}{4\alpha(t-t')}\right] \frac{d}{dt'} \Theta_4\left[1, \frac{\alpha}{L^2}(t-t')\right], \quad (9)$$

式中  $\Theta_3(\nu, t)$ 、 $\Theta_4(\nu, t)$  为雅可毕(Jacobi)函数<sup>[8]</sup>。引入一广义的热物理参量  $F_0 = \alpha/L^2$ , 则  $F_0 t_p$  为辐照结束时的傅里叶数。当  $F_0 \gg 1$  时板的迎光面与背光面之间的温差很小, 定义为薄板; 当  $F_0 \ll 1$  时板的迎光面和背光面之间的温差较大, 定义为厚板。下面就这两种特殊情况分别针对两种背光面边界条件进行讨论。

### 2.1 背光面为对流-辐射热流边界

当  $F_0 \gg 1$  时, 对(5)式中包含的双曲函数用泰勒级数展开成关于  $(\gamma L)$  的多项式, 取零级近似后为

$$\tilde{q}_f(\kappa, s) \approx \frac{kL}{\alpha}(s + \alpha\kappa^2)\tilde{T}_f(\kappa, s) + \tilde{q}_b(\kappa, s), \quad (10)$$

$$\tilde{T}_f(\kappa, s) \approx \tilde{T}_b(\kappa, s),$$

所以利用积分反变换和拉普拉斯逆变换公式得到

$$q_f(r, t) \approx \frac{kL}{\alpha} \left[ \frac{\partial T_f(r, t)}{\partial t} - \alpha\Delta_r T_f(r, t) \right] + q_b(r, t), \quad (11)$$

$$T_f(r, t) \approx T_b(r, t),$$

由此可见, 采用满足  $F_0 \gg 1$  的薄靶时, 既可以通过测量迎光面的温度时空分布、也可以通过测量背光面的温度时空分布来实现对入射光强度分布的重构, 具有很好的灵活性。

当  $F_0 \ll 1$  时, 把(5)中包含的双曲函数用泰勒级数展开成关于  $\exp(-\gamma L)$  的多项式, 则取零级近似后变为

$$\tilde{q}_f(\kappa, s) \approx k\sqrt{\frac{s}{\alpha} + \kappa^2} \tilde{T}_f(\kappa, s), \quad (12)$$

利用积分反变换和拉普拉斯逆变换公式, 得到

$$q_f(r, t) = -\frac{k}{8\sqrt{\pi^3\alpha^3}} \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dr' \frac{T_f(r', t')}{\sqrt{(t-t')^3}} \exp\left[-\frac{(r-r')^2}{4\alpha(t-t')}\right], \quad (13)$$

这种情况近似为半无限大厚度靶, 考虑背光面的温度和对流-辐射已无意义。

### 2.2 背光面为恒温边界

当  $F_0 \gg 1$  时, 对(7)中包含的双曲函数用泰勒展开成关于  $(\gamma L)$  的多项式, 忽略高阶项后近似为

$$\tilde{q}_f(\kappa, s) \approx \frac{k}{L} \left[ \tilde{T}_f(\kappa, s) - \frac{T_1}{s} \right] + \frac{kL}{3\alpha}(s + \alpha\kappa^2)\tilde{T}_f(\kappa, s), \quad (14)$$

所以利用积分反变换和拉普拉斯逆变换公式得到

$$q_f(r, t) \approx \frac{k}{L} [T_f(r, t) - T_1] + \frac{kL}{3\alpha} \left[ \frac{\partial T_f(r, t)}{\partial t} - \alpha\Delta_r T_f(r, t) \right], \quad (15)$$

当  $F_0 \ll 1$  时, 把(7)式中包含的双曲函数用泰勒级数展开成关于  $\exp(-\gamma L)$  的多项式, 则保留零阶项后近似为

$$\tilde{q}_f(\kappa, s) \approx k_0 \sqrt{s/\alpha + \kappa^2} \tilde{T}_f(\kappa, s), \quad (16)$$

利用积分反变换和拉普拉斯逆变换公式得到与(13)式相同的表达式。

在  $F_0 \ll 1$  的假设条件下,背光面边界条件分别为对流-辐射热流边界和恒定温度边界板时,导出的靶面热流反演表达式具有相同的形式即(13)式,实际上(13)式就是半无限大厚度靶问题的解。这样,就获得了三个近似的迎光面热流重构计算表达式,即对应于背光面为对流-辐射热流边界薄板靶的(11)式、恒定温度边界条件薄板靶的(15)式和无限大厚度靶的(13)式。

在(8)、(9)、(13)的积分函数中,都包含了阿贝耳(Abel)核函数形式

$$\Psi(\tau) = \frac{1}{\sqrt{(t-t')^5}} \exp\left[-\frac{(r-r')^2}{4\alpha(t-t')}\right], \quad (17)$$

当  $r=r'$  时,幂指数项  $(t-t')^{-5/2}$  在  $t'=t$  点积分是发散的。对于包含阿贝尔核函数的积分,只有把阿贝耳核函数理解为正则函数时才有意义。详细的处理方法我们在后续的文章中将专门讨论。

### 3 数值模拟验证

只选择对  $F \gg 1$  条件下的重构关系进行数值模拟验证。将(2)式中的  $q_i(r,t)$  表达式代入(11)式,则得背光面对流-辐射热流边界下的靶面激光强度时空分布为

$$I(r,t) \approx \frac{1}{1-R} \left\{ \frac{Lk}{\alpha} \left[ \frac{\partial T_f(r,t)}{\partial t} - \alpha \Delta_r T_f(r,t) \right] + 2\{h_c T_f(r,t) + \varepsilon \sigma [T_f(r,t) + T_0]^4 - T_0^4\} \right\}, \quad (18)$$

将(2)式中的  $q_i(r,t)$  表达式代入(15)式,则得背光面恒温条件下的靶面激光强度时空分布为

$$I(r,t) \approx \frac{1}{1-R} \left\{ \frac{k}{L} [T_f(r,t) - T_1] + \frac{kL}{3\alpha} \left[ \frac{\partial T_f(r,t)}{\partial t} - \alpha \Delta_r T_f(r,t) \right] + \{h_c T_f(r,t) + \varepsilon \sigma [T_f(r,t) + T_0]^4 - T_0^4\} \right\}, \quad (19)$$

选择正方形 LY12 喷沙铝板,尺寸为  $0.4 \text{ m} \times 0.4 \text{ m} \times 0.002 \text{ m}$ ,材料参量为<sup>[9]</sup>密度  $\rho = 2.8 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、导热系数  $k = 150.0 \text{ W/(m} \cdot \text{}^\circ\text{C)}$ 、比热  $c = 921.0 \text{ J/(kg} \cdot \text{}^\circ\text{C)}$ ,则  $\alpha = 5.8 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $F_0 = \alpha/L^2 \approx 14.5 \gg 1$ 。靶面反射系数  $R = 0.95$ ,选择原始模型激光强度的时空分布为高斯型,即

$$I(r,t) = I_0 \exp\left[-r^2/r_0^2 - (t-t_0)^2/4t_0^2\right], \quad (20)$$

其中  $I_0 = 1.0 \times 10^7 \text{ W/m}^2$ ,  $r_0 = 0.05 \text{ m}$ ,  $t_p = 2t_0 = 2.0 \text{ s}$  为辐照时间。靶面对流换热系数  $10.0 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}$ 、辐射系数  $\varepsilon = 1$ ,背光面恒温条件下温度  $T_1 = 0 \text{ }^\circ\text{C}$ ,铝靶的初始温度  $T_0 = 0 \text{ }^\circ\text{C}$ 。假设热像仪为每秒 25 帧即时间分辨为  $\tau = t_p/N = 0.04 \text{ s}$ ,空间分辨力为  $100 \times 100$  即  $h = x_0/M = y_0/M = 0.004 \text{ m}$  ( $M = 100$ ),对应的靶上单元面积为  $\Delta s = 1.6 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ 。所以  $x_i = ih$ ,  $y_j = jh$ ,  $t_n = n\tau$ ,单元温度  $T_{i,j}^n = T(i,j,n)$ ,单元的平均激光强度  $I_{i,j}^n = I(i,j,n)$ 。利用有限差分方法得到:

$$\Delta_x T_{i,j}^n = \frac{T_{i+1,j}^n - 2T_{i,j}^n + T_{i-1,j}^n}{h^2}, \quad \Delta_y T_{i,j}^n = \frac{T_{i,j+1}^n - 2T_{i,j}^n + T_{i,j-1}^n}{h^2}, \quad \Delta_r T_{i,j}^n = \Delta_x T_{i,j}^n + \Delta_y T_{i,j}^n, \quad (21)$$

(18)式变成

$$I_{i,j}^n \approx \frac{1}{1-R} \left\{ \frac{Lk}{\alpha} \left[ \frac{T_{i,j}^n - T_{i,j}^{n-1}}{\tau} - \alpha \Delta_r T_{i,j}^n \right] + 2\{h_c T_{i,j}^n + \varepsilon \sigma [(T_{i,j}^n + T_0)^4 - T_0^4]\} \right\}, \quad (22)$$

(19)式变成

$$I_{i,j}^n \approx \frac{1}{1-R} \left\{ \frac{k}{L} (T_{i,j}^n - T_1) + \frac{kL}{3\alpha} \left[ \frac{T_{i,j}^n - T_{i,j}^{n-1}}{\tau} - \alpha \Delta_r T_{i,j}^n \right] + \{h_c T_{i,j}^n + \varepsilon \sigma [(T_{i,j}^n + T_0)^4 - T_0^4]\} \right\}, \quad (23)$$

$i, j = 1, 2, \dots, M, n = 1, 2, \dots, N$ 。所以,获得了辐照时间内靶面单元温度就可得到对应的激光强度。

首先,采用(20)式给出的模型激光入射,在两种背光面边界条件下采用有限差分方法数值求解热传导方程(1),分别得到靶板迎光面温度分布。然后,用数值计算获得的靶板迎光面温度分布重构入射激光强度的时空分布:当背光面为辐射-对流热流边

界时用(22)式反演,计算结果见图 1、图 2;当背光面为温度边界( $T_1 = 0 \text{ }^\circ\text{C}$ )时用(23)式反演,计算结果见图 3、图 4。

图 1、3 给出了两种背光面边界条件下激光辐照时间  $t = t_0 = 1.0 \text{ s}$  时刻的原始模型激光强度空间分布、靶面温度空间分布和重构靶面激光强度的空间分布。在两种背光面条件下,重构的激光强度空间

分布对原始模型激光强度空间分布的还原性很好, 86.5%功率桶直径和峰值激光强度的一致性也很好, 反映了远场激光强度空间分布的基本特性。

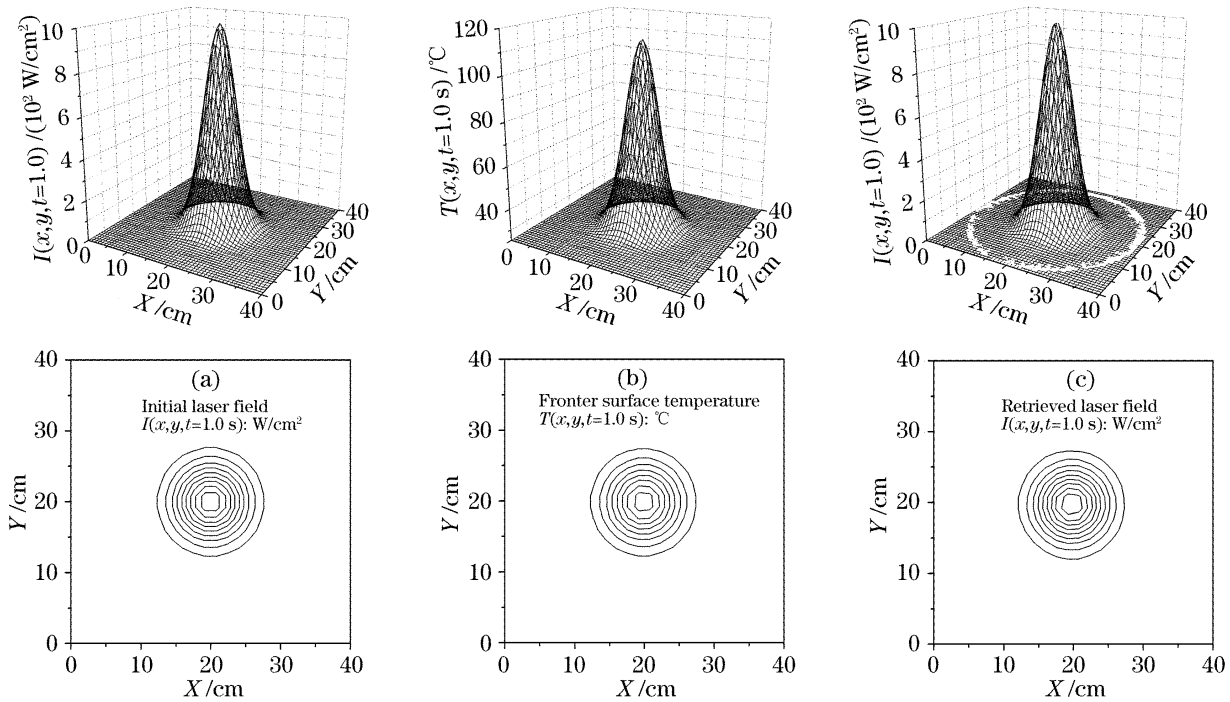


图1 激光强度空间分布的重构。(a)原始激光强度分布,(b)靶迎光面温度分布,(c)重构的靶面激光强度分布  
Fig. 1 Retrieving of the spatial laser intensity field. (a) Initial model of laser field, (b) temperature field on the target surface, (c) retrieved laser intensity field

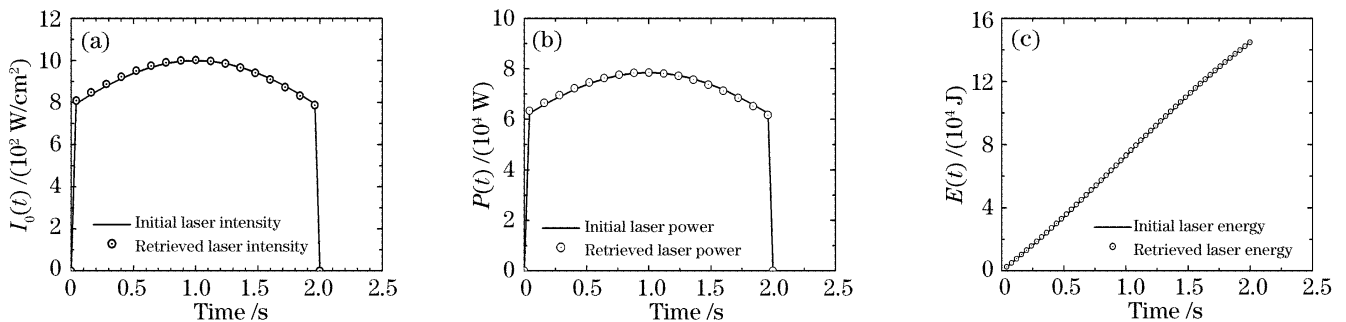


图2 重构靶面激光束时空分布的时间演化。(a)峰值强度  $I_0(t)$ , (b) 激光功率  $P(t)$ , (c) 总能量  $E(t)$   
Fig. 2 Retrieved laser field varying with time. (a) Peak intensity  $I_0(t)$  at facula center, (b) laser power  $P(t)$ , (c) total laser energy  $E(t)$

图2、图4给出了两种背光面边界条件下峰值强度  $I_0(t)$ 、激光功率  $P(t)$ 、远场总能量  $E(t)$  随辐照时间的变化曲线。在两种背光面条件下,对于反映远场激光场时间特性的这三个参量,重构结果与原始模型结果一致性都很好。对比两种背光面边界条件的模拟结果可以看出,采用背光面恒温条件重构的激光强度时空分布与原始模型激光束的一致性要比采用背光面热流边界更好一些。这反映出靶内储热对迎光面温升的影响,也会对重构的靶面激光强度时空分布带来影响。

研究结果分析发现,在重构过程中存在一最小起始回推时间(定义为  $\tau_0$ )。当回推时间小于  $\tau_0$  时

回推结果存在失真,回推起始时间越小、回推结果失真越大,甚至根本不能进行回推,如图5所示。引入一特征因子  $c = L/\sqrt{\pi\alpha t}$  和  $L_D$  来分析其物理原因。 $\sqrt{\pi\alpha t}$  为热传递的特征尺度; $L_D$  为激光加热在靶内的储热尺度; $c$  则反映了激光照射下靶板厚度方向的温度分布特性,  $c^2 = L^2/\pi\alpha t = (F_0\pi t)^{-1}$ 。当靶板背光面为热流边界时,靶内储热特征尺度  $L_D = L$ ,即  $c = 1$ ,因此  $\tau_0 = L^2/\pi\alpha c^2 = 1/(\pi F_0)$ ,对于  $L = 2$  mm 喷沙铝板  $\tau_0 \approx 0.022$  s;当靶板背光面为致冷温度边界时,其迎光面激光加热和后表面致冷共同作用的界面面近似在  $L/2$  处,激光加热在靶内的储热特征尺度  $L_D = L/2$ ,即  $c = 2$ ,因此  $\tau_0 = L^2/\pi\alpha c^2 = 1/(4\pi F_0)$ ,对于

$L=2\text{ mm}$  喷沙铝板  $\tau_0 \approx 0.0055\text{ s}$ 。图 5 的计算结果同时表明(22)式、(23)式给出的薄板回推关系对短

脉冲激光是不适用的,其回推条件须满足,激光辐照时间满足  $t_p \gg \tau_0$ 。

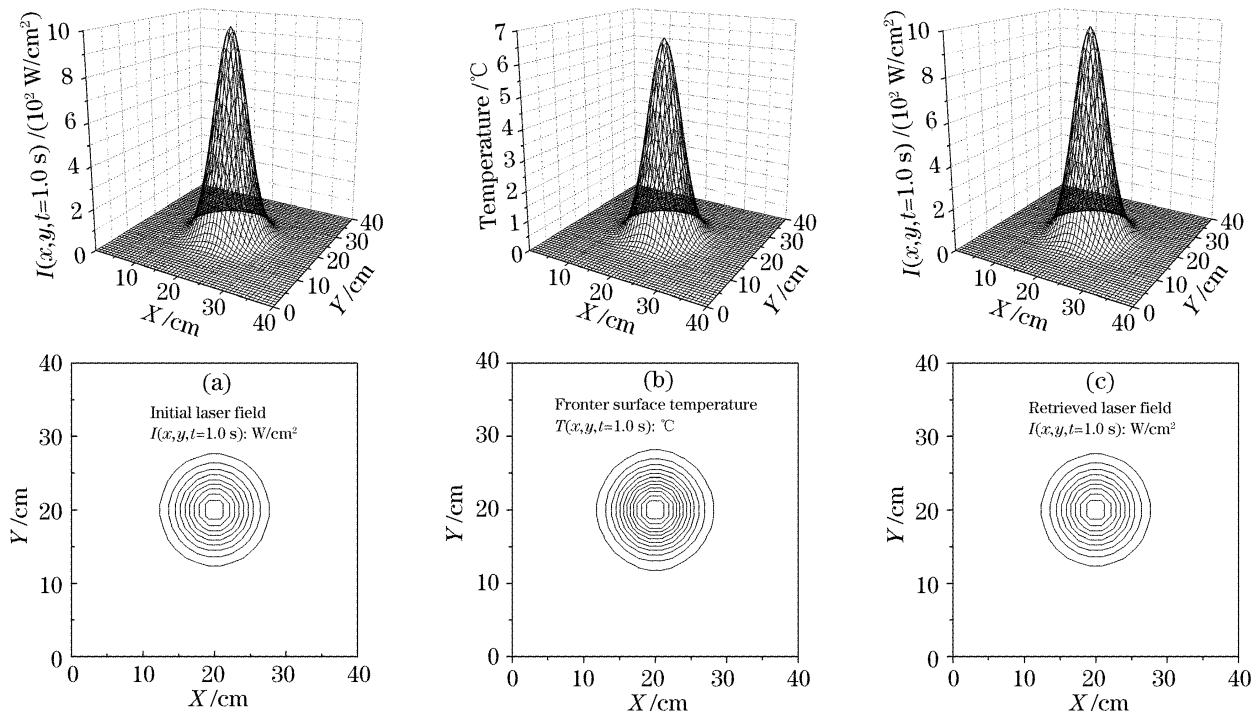


图 3 激光强度空间分布的重构。(a)原始激光强度分布,(b)靶迎光面温度分布,(c)重构的靶面激光强度分布  
Fig. 3 Retrieving of the spatial laser intensity field. (a) Initial model of laser field, (b) temperature field on the target surface, (c) retrieved laser intensity field

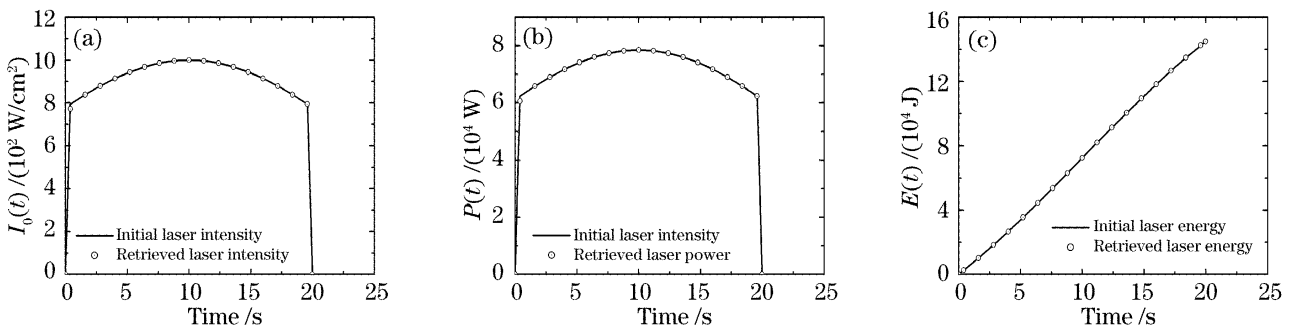


图 4 重构的靶面激光束时空分布的时间演化。(a)峰值强度  $I_0(t)$ , (b)激光功率  $P(t)$ , (c)总能量  $E(t)$   
Fig. 4 Retrieved laser field varying with time. (a) Peak intensity  $I_0(t)$  at facula center, (b) laser power  $P(t)$ , (c) total laser energy  $E(t)$

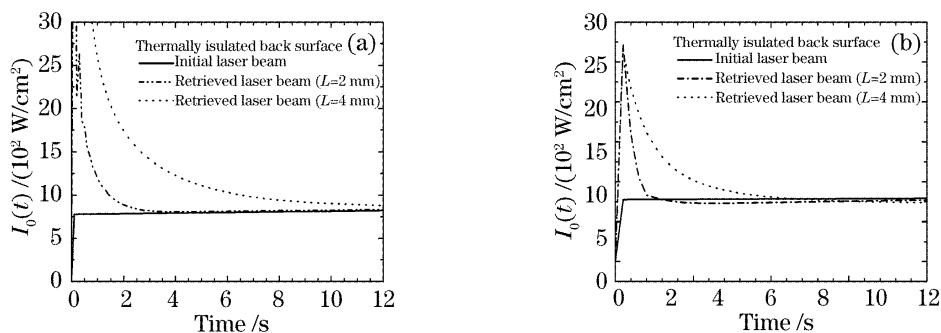


图 5 最初时段两种背光面边界条件下回推峰值激光强度与原始模型峰值激光强度的比较  
Fig. 5 Comparison of the retrieved laser field peak intensity and laser field peak intensity of the initial mode for two boundary conditions on back surface of plate at the initial stage

## 4 结 论

基于线性傅里叶热传导方程,在背光面为热流边界和恒温边界两种边界条件下,推导了用迎光面靶面温度时空分布重构入射激光强度时空分布的一般表达式。通过引入一广义的热物理参量  $F_0 = \alpha/L^2$ ,在  $F_0 \gg 1$  和  $F_0 \ll 1$  两种极限情况下对求解过程进行了合理的近似处理,从而获得了简化的远场激光时空分布的重构关系式,为测量实施提供了清晰的思路。就  $F_0 \gg 1$  薄板情况,两种背光面边界条件下的数值实验验证结果表明,不管是激光光场的空间分布还是时间分布,重构结果与原始模型激光的一致性都很好,说明采用靶迎光面温度分布重构激光时空分布的方法是可行的,可以实现对远场激光参量的时空分辨测量。但当回推时间小于某一时间阈值时,回推的激光强度时空分布与原始模型激光强度时空分布存在极大的差别,不能进行回推。因此,薄板的回推条件除须满足  $F_0 \gg 1$  外,激光照射时间也须满足  $t_p \gg \tau_0$ 。

基于热像仪测温的激光强度时空分布技术在实际应用中还有很多问题要解决。由于靶材料比热、导热系数及靶面反射系数随温度变化,实际应用中必须考虑这些参量的温度变化特性;不满足薄板条件的重构关系中包含了奇异的阿贝尔核函数形式,对于包含阿贝尔核函数的积分的正则化处理也是必须要解决的问题;等等。解决了这一系列问题,可以为实现不同材料和规则结构体激光效应靶面参量的监测奠定基础。

## 参 考 文 献

1 Gao Xuesong, Gao Chunqing, Yan Shaozhuang. Experimental study on beam parameter measurement system by using area array CCD[J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(7): 993~996 (in

Chinese)

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

2 Ma Yiyong, Cheng Zuhai, Ku Geng. The measurement of HEL beam far field with hole grating beam sampler[J]. *Laser Technology*, 1998, **22**(2): 118~121 (in Chinese)

马毅勇,程祖海,库耕. 孔栅分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

3 Guan Youguang, Fu Shuzhen, Gao Xueyan. A novel high energy laser beam detector for measuring energy distribution[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2000, **12**(2): 175~177 (in Chinese)

关有光,傅淑珍,高学燕. 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

4 Liu Feng, Wu Zhensen, Xie Yongjie *et al.*. Reconstruction method of far field laser energy measured with calorimetric array[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(12): 1615~1620 (in Chinese)

刘峰,吴振森,谢永杰等. 量热阵列测量远场激光能量的重构方法[J]. *中国激光*, 2006, **33**(12): 1615~1620

5 Sun Feng, Cheng Zhuhai, Zhang Yaoning *et al.*. Thermal distortions in calcium fluoride, potassium chloride and fused silica windows at 1.315  $\mu\text{m}$ [J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(4): 412~415 (in Chinese)

孙峰,程祖海,张耀宁等. 在波长 1.315  $\mu\text{m}$  下的几种激光器窗口热效应比较研究[J]. *中国激光*, 2004, **31**(4): 412~415

6 Liu Feng, Wu Zhensen, Wang Yuheng *et al.*. Heating efficiency repetitive frequency intensity laser-irradiated cylinder [J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(4): 461~466 (in Chinese)

刘峰,吴振森,王玉恒等. 重复频率激光辐照圆柱壳体的加热效率[J]. *中国激光*, 2006, **33**(4): 461~466

7 M. N. Özisik. *Heat Conduction* [M]. transl. Yu Chang ming, Beijing: Higher Education Press, 1983. 1~22 (in Chinese)

M. N. 奥齐西克著,喻昌铭译. 热传导[M]. 北京: 高等教育出版社, 1983. 1~22

8 G. A. Korn, T. M. Korn. *Mathematics Manual* [M]. transl. Zhou Mingqiang, Beijing: Chinese Labour Press, 1987. 642~644 (in Chinese)

G. A. 科恩, T. M. 科恩著,周明强译. 数学手册[M]. 北京: 工人出版社, 1987. 642~644

9 The Editing Committee of Engineering Material Applied Manual. *Engineering Material Applied Manual*; 3. *Aluminum-Alloy, Magnesium-Alloy, and Titanium-Alloy* [M]. Beijing: Chinese Standard Press, 1988. 94~96 (in Chinese)

工程材料实用手册编辑委员会. 工程材料实用手册 3: 铝合金 镁合金 钛合金[M]. 北京: 中国标准出版社, 1988. 94~96