

文章编号: 0258-7025(2001)12-1120-05

# 激光脉冲列与材料的热作用计算<sup>\*</sup>

李俊昌

(昆明理工大学激光应用研究所 昆明 650093)

**提要** 导出了较接近于实际激光束功率密度分布的光束在连续及脉冲状态下与材料相互热作用的瞬态温度场计算公式, 给出计算实例, 为实际应用提供了方便。

**关键词** 脉冲激光 激光与物质相互作用 瞬态温度场

中图分类号 TN 249 文献标识码 A

## Calculation of Heat Interaction between a Series of the Laser Pulses and the Material

LI Jun-chang

(Kunming University of Science and Technology, Kunming 650093)

**Abstract** In this paper, the calculation equation of the transient temperature field in the material acted by the continuous and pulse laser, which distributions of power density close to the reality, is presented and an applied example is given. The results make things convenient for the application.

**Key words** pulse laser, interaction between the laser and the material, transient temperature field

### 1 引言

在激光对材料表面处理的应用研究中, 由于激光与材料相互作用时间通常较短, 热影响区局限于激光辐照区周围, 将被处理材料视为热物性参数为常量的半无限大连续介质是热作用研究的常用方法。对于连续输出式激光, 将激光功率密度分布视为理想基模高斯分布、矩形均匀分布及圆形均匀分布后, 已经导出可以直接使用的计算公式<sup>[1, 2]</sup>。然而, 实际激光通常不是上述几种理想的分布, 测试表明, 即便形式上为中央有极大值的轴对称光束通常也与理想基模分布有较大差别, 实际工作中还经常遇到中央有极小值的环状分布光束。因此, 研究接近于实际光束分布的热作用计算方法具有重要意义。此外, 在激光脉冲强化及激光标记等应用研究中, 激光脉冲列与材料的相互热作用还是一个未得到充分研究的内容。

实验测试及数值模拟表明, 中央有极大值或环

状分布的轴对称光束的功率密度分布通常可以用理想 TEM<sub>00</sub> 与 TEM<sub>01</sub> 模按强度的简单叠加来足够准确地模拟<sup>[3]</sup>, 如果将被处理材料视为热物性参数为常量的半无限体, 存在温度场的解析计算方法, 此外, 光束脉冲列与材料相互热作用也是可以解析计算的。因此, 本文将导出这种光束在连续及脉冲状态下与材料相互热作用的瞬态温度场计算公式, 并以激光脉冲列标记一个五角星图案时的瞬态温度场计算为实例, 给出计算结果, 为实际应用提供方便。

### 2 高斯光束半径的定义及实验测定

如果一束激光被近似为基模高斯光束, 光束半径是描述激光热处理工艺或作数值分析的一个基本参数, 然而, 至今对高斯光束半径无统一的定义。如果不能正确确定光束半径, 相关研究将导致错误的结果。因此, 应首先了解目前常用的定义及它们之间的关系。

一种定义来自光电子学<sup>[4]</sup>, 它定义光束截面上光波振幅下降到光束中心的  $1/e$  处为光束半径。由于光束的强度正比于振幅的平方, 于是一束功率为

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(编号: 59671053)和云南省自然科学基金(编号: 97E0102)资助项目。

收稿日期: 2000-08-28; 收到修改稿日期: 2000-11-01

$P_0$ , 半径为  $w$  的基模高斯光束的功率密度分布在极坐标下表示为

$$P(r) = \frac{2P_0}{\pi w^2} \exp\left(-2 \frac{r^2}{w^2}\right) \quad (1)$$

然而, 半径为  $R$  的高斯光束的功率密度分布在不少文献中用  $E_{\text{exp}}(-r^2/R^2)$  的形式表示<sup>[2,5]</sup>, 这样, 一束功率为  $P_0$  的激光功率密度分布应表示为

$$P(r) = \frac{P_0}{\pi R^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right) \quad (2)$$

不难看出, 以上两种高斯光束定义的半径之间关系为  $w = \sqrt{2}R$ .

本文对高斯光束的定义采用 (1) 式。

实际应用中, 光束的半径通常是通过测量某探测材料上激光烧灼斑的直径确定的。由于不同材料吸收激光能量而引起烧灼的阈值不同, 若准确地知道阈值  $D$  ( $\text{J}/\text{m}^2$ ) 及探测时间  $\Delta t$ , 并将光束近似为基模高斯光束, 利用 (1) 式可以得到

$$\frac{2P_0}{\pi w^2} \exp\left(-2 \frac{r^2}{w^2}\right) \Delta t = D \quad (3)$$

将测量到的烧灼斑半径  $r$  代入上式, 即可求出高斯光束半径  $w$ 。

可见, 探测材料上激光烧灼斑的半径通常不是高斯光束半径, 不加分析地将  $r$  视为高斯光束半径而进行的热作用计算不会得到正确的结果。

### 3 近基模高斯激光束功率密度分布的近似描述及实验测定

实验测量及数值模拟表明, 形式上为中央有极大值, 强度沿半径逐渐减小的实际激光分布通常不能由一个简单基模高斯分布 ( $\text{TEM}_{00}$ ) 模拟, 并且, 当激光设备输出功率增加, 激光分布通常还会演变成中央有极小值的环状分布。作为实例, 图 1(a) 给出某激光设备在输出功率为三种不同的数值时由热敏纸采样获得的光斑图像。现将这种分布简称为近基模高斯分布。不难验证, 若将近基模高斯分布视为  $\text{TEM}_{00}$  与  $\text{TEM}_{01}$  模按强度叠加, 可以得到较理想的模拟结果, 即激光功率密度分布可表示为

$$P(r, t) = \frac{4P(t)}{\pi w^2(2\eta + 1)} \left( \eta + \frac{r^2}{w^2} \right) \exp\left(-2 \frac{r^2}{w^2}\right) \quad (4)$$

式中,  $P(t)$  为激光瞬时功率,  $\eta$  为待定常数。选择不同的  $\eta$  值, 将能有效地模拟大量中央有极大值的近基模高斯分布及中央有极小值的环状分布的实际光

束, 图 1(b) 给出  $\eta = 0, 0.5, 0.75$  三种不同情况由 (4) 式给出的光束分布形式。不难看出, 它们能够模拟图 1(a) 中相对应的实际光束。当  $\eta \rightarrow \infty$  时 (4) 式即变为描述基模高斯分布的 (1) 式。

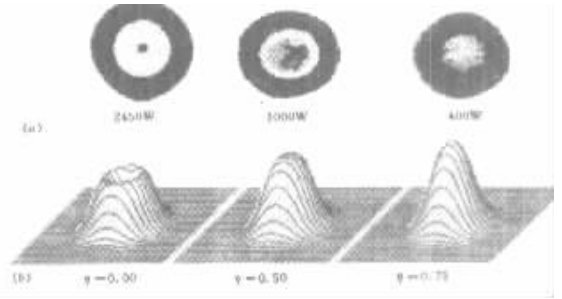


图 1 某激光设备三种不同输出功率时的热敏纸采样光斑 (a) 及光能分布形式 (b)

Fig. 1 (a) The spots for three different output powers of one laser sampled by the heat sensitive paper ; (b) The corresponding distributions of the laser power

实验研究中, 利用经过定标的探测材料可以比较方便地确定  $\eta$  及  $w$ 。例如, 采样光斑上半径为  $r_1, r_2$  及  $r_3$  处的能量密度为  $D_1, D_2$  及  $D_3$ , 则  $\eta$  及  $w$  可以通过下面的方程组求出

$$\begin{cases} \frac{D_1}{D_2} = \frac{\eta + r_1^2/w^2}{\eta + r_2^2/w^2} \exp\left(-2 \frac{r_1^2 - r_2^2}{w^2}\right) \\ \frac{D_1}{D_3} = \frac{\eta + r_1^2/w^2}{\eta + r_3^2/w^2} \exp\left(-2 \frac{r_1^2 - r_3^2}{w^2}\right) \end{cases} \quad (5)$$

### 4 连续输出状态的激光束与材料热作用计算

将被处理材料视为热物性参数为常量的半无限体, 若材料表面为直角坐标系的  $xy$  平面, 一个任意给定功率密度  $P(x, y, t)$  的光束照射在材料表面时的瞬态温度场为<sup>[6]</sup>

$$T(x, y, z, t) - T_0 = \rho \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}{4\alpha(t-t')}\right] \times \frac{P(x', y', t')}{4k\sqrt{\alpha}[\pi(t-t')]^{3/2}} dx' dy' \quad (6)$$

其中,  $\rho$  为介质表面对光能的吸收系数;  $T_0$  为  $t = 0$  时刻介质初始温度 ( $\text{K}$ );  $\alpha$  为热扩散系数 ( $\text{m}^2/\text{s}$ );  $k$  为导热系数 ( $\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$ )。

将(4)式转换为直角坐标代入(6)式,化简可得

$$T(x, y, z, t) - T_0 = \frac{4\rho\sqrt{\alpha}}{k(2\eta + 1)\pi^{3/2}} \int_0^t dt' \frac{f(t')}{\sqrt{t-t'}} \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{8\alpha(t-t') + w^2} - \frac{z^2}{4\alpha(t-t')}\right) \times \left\{ \frac{\eta}{[8\alpha(t-t') + w^2]} + \frac{4\alpha(t-t')}{[8\alpha(t-t') + w^2]^2} + \frac{w^2(x^2 + y^2)}{[8\alpha(t-t') + w^2]^3} \right\} \quad (7)$$

容易证明,当  $\eta \rightarrow \infty$  时,上式即变为常用的基模高斯光束温度场的计算公式

$$T(x, y, z, t) - T_0 = \frac{2\rho\sqrt{\alpha}}{k\pi^{3/2}} \int_0^t dt' \frac{f(t')}{\sqrt{t-t'}} \exp\left[-2\frac{x^2 + y^2}{8\alpha(t-t') + w^2} - \frac{z^2}{4\alpha(t-t')}\right] \frac{1}{[8\alpha(t-t') + w^2]} \quad (8)$$

现利用以上理论结果并通过计算实例说明正确表述激光功率密度分布的重要性。

若实际光束是  $\eta = 1$  及  $w = 0.3 \text{ mm}$  的由(4)式描述的近基模高斯光束,通过实验测得烧灼斑半径  $r = 0.33 \text{ mm}$ 。但人为地将光束视为基模高斯分布,通过(3)式确定出基模高斯光束半径  $w = 0.63 \text{ mm}$ 。这样则人为地引入了极大的误差。图2(a)示出半径为  $0.63 \text{ mm}$  基模的高斯分布与实际分布的

关系。设作用激光为功率  $P_0$  的光束,材料的热物性参数为:  $\rho = 0.5, \alpha = 10 \text{ mm}^2/\text{s}, k = 0.04 \text{ W/mK}$ , 图2(b)给出激光加热时间为  $0.2 \text{ s}$  (即  $f(t') = P_0 \text{rect}\left(\frac{t'}{0.2} - \frac{1}{2}\right)$ ) 由  $0$  到  $1 \text{ s}$  时在光斑中央处分别由(7)式 ( $w = 0.3 \text{ mm}, \eta = 1$ ) 及(8)式 ( $w = 0.63 \text{ mm}$ ) 计算而得的相对标度的温度变化曲线。很明显,不加分析地将中央有极大值的轴对称光束就视为基模高斯光束将导致错误的结果。

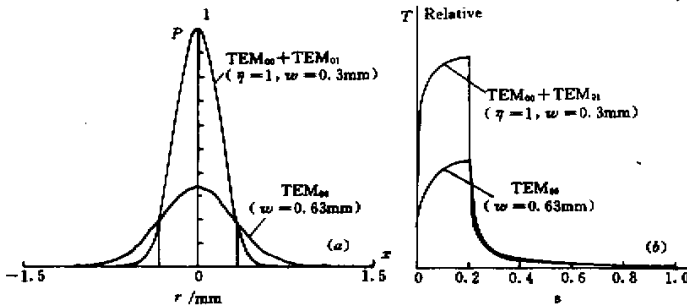


图2 同一烧灼斑半径的基模高斯分布与类基模分布(a)及其热作用结果比较(b)  
Fig.2 (a) The Gaussian distribution and the analogous distribution for the same burning radius ;  
(b) The comparison of their thermal effects

### 5 激光脉冲列热作用计算

若作用光束是包含  $N$  个脉冲的激光脉冲列,第  $n$  个脉冲的作用点为  $(x_n, y_n, 0)$ , 设  $\Delta t_0$  及  $\Delta t_e$  分别为脉冲周期及脉冲宽度,激光功率密度分布一般可

表示为

$$f(x, y, t) = \sum_{n=0}^{N-1} \text{rect}\left(\frac{t - n\Delta t_0}{\Delta t_e} - \frac{1}{2}\right) f(x - x_n, y - y_n, t - n\Delta t_0) \quad (9)$$

代入(6)式即得

$$T(x, y, z, t) - T_0 = \rho \sum_{n=0}^{N-1} \int_0^t dt' \text{rect}\left(\frac{t' - n\Delta t_0}{\Delta t_e} - \frac{1}{2}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}{4\alpha(t-t')}\right] \times \frac{f(x' - x_n, y' - y_n, t' - n\Delta t_0)}{4k\sqrt{\alpha}[\pi(t-t')]^{3/2}} dx' dy' \quad (10)$$

当光脉冲的瞬时功率密度分布满足(4)式时,有

$$f(x - x_n, y - y_n, t - n\Delta t_0) = \frac{4f(t - n\Delta t_0)}{\pi w^2(2\eta + 1)} \left[ \eta + \frac{(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2}{w^2} \right] \times \exp\left[-2\frac{(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2}{w^2}\right] \quad (11)$$

代入(10)式得到相应的激光脉冲列作用下的温度场

$$T_N(x, y, z, t) - T_0 = \frac{4\rho\sqrt{\alpha}}{k(2\eta + 1)\pi^{3/2}} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{n\Delta t_0}^{n\Delta t_0 + \Delta t_e} dt' \frac{P(t' - n\Delta t_0)}{\sqrt{t - t'}} \times \exp\left[-2\left(\frac{(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2}{8\alpha(t - t') + \omega^2} - \frac{z^2}{4\alpha(t - t')}\right)\right] \times \left\{ \frac{\eta}{[8\alpha(t - t') + \omega^2]} + \frac{4\alpha(t - t')}{[8\alpha(t - t') + \omega^2]^2} + \frac{\omega^2[(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2]}{[8\alpha(t - t') + \omega^2]^3} \right\} \quad (12)$$

其中,  $t \geq (N - 1)\Delta t_0 + \Delta t_e$ 。当  $\eta \rightarrow \infty$  时, 上式即变为适用于基模高斯分布的脉冲激光列的计算式

$$T_N(x, y, z, t) - T_0 = \frac{2\rho\sqrt{\alpha}}{k\pi^{3/2}} \sum_{n=0}^{N-1} \int_{n\Delta t_0}^{n\Delta t_0 + \Delta t_e} dt' \frac{P(t' - n\Delta t_0)}{\sqrt{t - t'} [8\alpha(t - t') + \omega^2]} \times \exp\left[-2\left(\frac{(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2}{8\alpha(t - t') + \omega^2} - \frac{z^2}{4\alpha(t - t')}\right)\right] \quad (13)$$

(12)及(13)式中, 每一个激光脉冲作用点的位置是可以任意给定的。因此, 只要能够正确地表述激光脉冲作用点的位置, 原则上可以计算任意作用图形的瞬态温度场。作为实例, 设  $N = 100$  的等距激光脉冲列作用后形成五角星图案(见图3(c)),

若脉冲列的作用位置顺序为: 五角星右上角  $\rightarrow$  左下角  $\rightarrow$  正上角  $\rightarrow$  右下角  $\rightarrow$  左上角  $\rightarrow$  右上角, 令  $R$  为五角星外接圆半径,  $n + 1$  为脉冲序号, 这 100 个脉冲中心位置即为

$$\begin{aligned} (n = 1, 2, \dots, 19): & \quad x_n = \frac{x_{20} + k_n x_0}{1 + k_n}, y_n = \frac{y_{20} + k_n y_0}{1 + k_n}, k_n = \frac{20 - n}{n} \\ (n = 21, 22, \dots, 39): & \quad x_n = \frac{x_{40} + k_n x_{20}}{1 + k_n}, y_n = \frac{y_{40} + k_n y_{20}}{1 + k_n}, k_n = \frac{20 - (n - 20)}{(n - 20)} \\ (n = 41, 42, \dots, 59): & \quad x_n = \frac{x_{60} + k_n x_{40}}{1 + k_n}, y_n = \frac{y_{60} + k_n y_{40}}{1 + k_n}, k_n = \frac{20 - (n - 40)}{(n - 40)} \\ (n = 61, 62, \dots, 79): & \quad x_n = \frac{x_{80} + k_n x_{60}}{1 + k_n}, y_n = \frac{y_{80} + k_n y_{60}}{1 + k_n}, k_n = \frac{20 - (n - 60)}{(n - 60)} \\ (n = 81, 82, \dots, 99): & \quad x_n = \frac{x_0 + k_n x_{80}}{1 + k_n}, y_n = \frac{y_0 + k_n y_{80}}{1 + k_n}, k_n = \frac{20 - (n - 80)}{(n - 80)} \end{aligned}$$

其中,

$$\begin{aligned} x_0 &= R \cos(18^\circ), y_0 = R \sin(18^\circ) \\ x_{20} &= R \cos(234^\circ), y_{20} = R \sin(234^\circ) \\ x_{40} &= 0, y_{40} = R \\ x_{60} &= R \cos(306^\circ), y_{60} = R \sin(306^\circ) \\ x_{80} &= R \cos(162^\circ), y_{80} = R \sin(162^\circ) \end{aligned}$$

根据对单一激光脉冲幅度变化规律的研究<sup>[4]</sup>, 设单一脉冲的瞬时功率满足

$$P(t - n\Delta t_0) = \begin{cases} \exp\left[-\frac{(t - n\Delta t_0 - \Delta t_e/5)^2}{(\Delta t_e/10)^2}\right], & 0 \leq t - n\Delta t_0 < \Delta t_e/5 \\ \exp\left[-\frac{(t - n\Delta t_0 - \Delta t_e/5)^2}{(\Delta t_e/2)^2}\right], & \Delta t_e/5 \leq t - n\Delta t_0 < \Delta t_e \end{cases}$$

再设其余有关参数为:  $\rho = 0.5 \text{ J/m}^3, \Delta t_0 = 0.1 \text{ s}, \Delta t_e = 0.05 \text{ s}, \omega = 0.3 \text{ mm}, \eta = 1, \alpha = 10 \text{ mm}^2/\text{s}, k = 0.04 \text{ W/mK}, R = 6/\cos(18^\circ) \text{ mm}$ 。图 3 给出根据(12)式计算的在第 15, 75 及 100 个脉冲作用完的瞬间在材料表面的等温线。为便于了解温度分布

与光脉冲作用点的关系, 图中用圆圈标出了观察时刻已经完成的脉冲作用位置。此外, 为简明起见, 设第 100 个脉冲作用完的瞬间在激光作用区的最大温度为 10 单位, 并只对温度为 1, 2, 3 单位的等温线作标注。

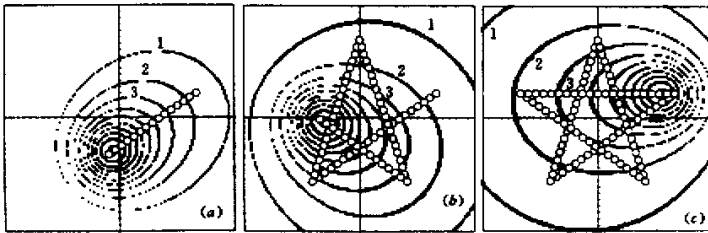


图3 激光脉冲列作五角星图案标记过程中三种不同时刻的材料表面等温线  
(等温线最外一环温度为1温度单位,由外往内每环增加一个温度单位)

Fig.3 Isothermal curves at the material surface at three different times during the process of putting the five-pointed star by the laser pulses  
(a)  $N = 15$ ; (b)  $N = 75$ ; (c)  $N = 100$

不难看出,在第15个脉冲作用完时,由于热作用的对称性,在材料表面形成的是以光束移动方向为对称的温度分布(见图3(a)),并且热影响区还限制在相对狭窄的范围。然而,随着作用图形复杂化及作用时间的增加,温度分布不再以光束移动方向为对称,经受脉冲辐照较多一侧的温度偏高,热影响区逐渐扩大(试将 $N = 15$ 的等温线与 $N = 75$ 及 $N = 100$ 等温线作比较)。

## 6 讨论

比较图3的几个等温线图还可以看出,在最后一个脉冲作用后作用点附近材料达到的温度极大值基本相同。这是一个很有意义的结论。例如在激光标记的实际应用中,激光脉冲作用点处材料的热化学变化或形成烧融孔是形成标记图案的原因,虽然本文所进行的计算基于材料未发生相变或始终保持固态这一基本假设,但热作用时间很短时,热影响区局限于脉冲作用点周围,热作用点附近在短时间内达到同一极大值说明该区域吸收了相同的光能,如果脉冲作用区发生了复杂的化学变化及相变,也将是吸收了基本相同的激光能量而诱发的。因此,上述结果可以作为在该作用工艺参数下激光标记图案将有较好均匀性的一个理论参考。

本文的基本理论公式是将被处理材料视为热物性参数为常量的半无限大连续介质而得到的<sup>[6]</sup>,虽然实际材料的热物性均是温度的函数,但实践证明,只要合适定义材料表面的吸收系数、导热系数及热扩散系数,可以获得应用研究中足够满意的热作用计算结果<sup>[6~10]</sup>。

但是,本文的研究只适用于对激光不透明的材

料<sup>[6]</sup>,当材料有一定透明度时,即使假设热作用过程中材料不发生相变,热作用的计算将较为复杂。原则上可以根据材料的吸收情况将激光照射下的热作用等效为一个强度由表面向深度方向逐渐衰减的体热源,重新导出相应的计算公式。

## 参 考 文 献

- 1 Y. H. Yan, M. L. Zhong. High Power Laser Machining and Its Applications. Tianjin: Sciences and Technologies Press, 1994. 74~77 (in Chinese)
- 2 Zheng Qiguang, Gu Jianhui, et al.. Interaction between the Laser and the Material. Wuhan: Press of Huazhong Polytechnic University, 1996. 29 (in Chinese)
- 3 LI Junchang, J. Merlin. The application of the ray tracing to the diffraction calculation of an off-axial laser beam transformation system. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1998, **A25**(7): 637~643 (in Chinese)
- 4 Amnon Yariv. Introduction to Optical Electronics (Second Edition), Holt, Rinehart and Winston, 1976. 35, 150
- 5 M. Von Allmen. Laser-Beam Interactions with Materials: Physical Principles and Applications. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1987
- 6 Li Junchang. The Optimal Control of The Laser Heat Treatment. Metallurgical Industry Press, 1995 (in China)
- 7 Li Junchang et al.. Calcul des effets thermiques induits par un dispositif optique permettant de condenser un faisceau laser de puissance en une tache rectangulaire. *Journal de Physique III*, 1993, **3**: 1497~1508
- 8 Jun-Chang Li, Qing-Hua Chen, Jacques Merlin. Evaluation rapide du champ de température et de la forme de la zone traitée lors d'un traitement superficiel de matériaux métalliques avec un faisceau laser de puissance. *Journal de Physique III*, 1996, **6**: 1293~1306
- 9 Li Junchang, Merlin J., Chen Jinbo et al.. Quick approximate calculation on the transient temperature field of laser heat treatment. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1997, **B6**(3): 280~288 (in English)
- 10 Li Junchang, Chen Qinghua, J. Merlin. Semi-analytical calculation of the laser beam induced transient temperature field in the solids (including the partial beam irradiated cases). *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1998, **A25**(8): 753~758 (in Chinese)