

文章编号: 0253-2239(2007)06-1052-7

# 强激光加热旋转薄柱壳的参量选择分析\*

刘 峰<sup>1,2</sup> 陈雨生<sup>2</sup> 吴振森<sup>1</sup> 丁 升<sup>2</sup> 王玉恒<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:** 为了把激光加热静止圆柱壳的实验测量结果应用到旋转圆柱壳的激光参量估计中,研究了旋转圆柱壳的激光加热效率。用积分变换法得到了旋转圆柱壳的温度分布,分析了最大温升点相对激光峰值强度点的滞后现象。基于静止圆柱壳和薄壳假设,导出了旋转圆柱壳激光加热效率及估计辐照时间的表达式。对于旋转金属圆柱壳,最大温升点相对激光峰值强度点的滞后角和激光加热效率取决于无量纲参量  $D_R$  (柱壳半径  $R$  与束斑半径  $r_0$  之比)、 $D_L$  (横向热扩散尺度  $\sqrt{4\alpha\tau_L}$  与束斑半径  $r_0$  之比) 及  $D_M$  (加热时间  $\tau_L$  与柱壳旋转频率  $f_R$  的乘积)。达到相同的最大温升时,旋转圆柱壳的激光辐照时间和静止圆柱壳的激光辐照时间之间存在与激光功率无关的非线性关系,而激光功率决定了所需的绝对激光辐照时间。

**关键词:** 激光技术; 加热效率; 激光参量; 旋转圆柱壳; 温度分布

中图分类号: TN249; O343.6 文献标识码: A

## Analysis of the Laser Parameters Choice for a Rotational Thin Cylinder Shell under CW-Laser Irradiation

Liu Feng<sup>1,2</sup> Chen Yusheng<sup>2</sup> Wu Zhensen<sup>1</sup> Ding Sheng<sup>2</sup> Wang Yuheng<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> School of Science, Xidian University, Xian 710071  
<sup>2</sup> Fifth Laboratory, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xian 710024)

**Abstract:** The heating efficiency for a rotational cylinder shell under CW-laser irradiation is studied. An analytical expression for temperature profile, obtained by integral transforms method (ITM), is utilized to analyze the lag-phenomenon of the maximum temperature rise position relative to the laser peak-intensity position on the shell surface. The expressions of the heating efficiency and the lag-angle are obtained. The results show that the heating efficiency and the lagangle are dominated by three dimensionless parameters:  $D_R$  (the ratio of cylinder shell radius to  $R$  laser spot radius  $r_0$ ),  $D_L$  (the ratio of thermal diffusion length  $\sqrt{4\alpha\tau_L}$  to laser facular radius  $r_0$ ), and  $D_M$  (the product of irradiation time  $\tau_L$  and shell rotation frequency  $f_R$ ). If the same maximum temperature rise arrives to arrive at, there exists the nonlinear relation between the required laser irradiation times for a rotational cylinder shell and for a still cylinder shell, and is independent of the laser power, and the laser power determines the required absolute irradiation time.

**Key words:** laser technology; heating efficiency; laser parameters; rotational cylinder shell; temperature distribution

## 1 引 言

连续激光辐照加热金属材料在工业、民用和军事等领域有着广泛的应用<sup>[1~7]</sup>。旋转圆柱壳的连续

激光加热等效于静止圆柱壳的重复脉冲激光加热,其等效脉冲时间与柱壳直径、旋转频率和靶上束斑直径相关,分析旋转圆柱壳相对静止圆柱壳的加热

\* 国防重点实验室基金(514700107)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及目标效应的理论和数值模拟方面的研究。  
E-mail: liufeng-laser@163.com

导师简介: 吴振森(1946—),男,湖北人,教授,博士生导师,主要从事目标光学和电磁散射特性、激光大气传输与激光应用等。E-mail: wuzhs@mail.xidian.edu.cn

收稿日期: 2006-06-13; 收到修改稿日期: 2006-07-17

效率,合理估计达到实验目的激光辐照时间,对连续激光应用的指标论证和抗激光防护设计等都有重要意义。但由于解析求解的复杂性,大多采用工程软件进行数值模拟计算<sup>[5,6]</sup>,而工程化数值模拟软件的局限性限制了对激光加热旋转柱壳的温升规律、加热效率等的认识,给实验中激光参量的选择带来了不便。作者在文献[7]中对重复脉冲激光加热静止壳体的相关问题进行了初步探索,本文则重点研究连续激光辐照旋转柱壳的加热效率,分析决定连续激光加热旋转圆柱壳热效率的关键参量,建立加热效率与靶面激光参量、靶目标特性等的关系。研究结果对连续激光加热旋转圆柱壳靶面激光参量的选择、目标效应判断及抗激光防护设计等具有重要的应用价值。

## 2 壳体激光加热温升的理论分析

在不考虑柱壳内、外表面对流和辐射热损失情况下,激光加热过程用傅里叶热传导方程描述为

$$\nabla^2 T(x,y,z,t) + \frac{Q(x,y,z,t)}{K} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial t},$$

$$\left. \frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial z} \right|_{z=0} = (1 - R_L)I(x,y)\Psi(t),$$

$$\left. \frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \tag{1}$$

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

$\Psi(t) = U(t) - U(t - \tau)$ ,  $U(t)$  为阶跃函数,  $\tau$  为激光辐照时间,  $R_L$  为靶表面反射系数;  $\alpha = K/\rho c$  为材料热扩散系数,  $\rho$  为材料密度,  $c$  为材料比热,  $K$  为材料热传导系数; 柱壳的尺寸为半径  $R$ 、高度  $L$ 、壁厚  $h$ 。

### 2.1 静止柱壳的激光束加热

通常远场激光束近似为高斯分布,  $e^{-1}$  光强处光斑半径为  $r_0$ , 峰值强度  $I_0 = (1 - e^{-a})/P_0 / (\pi r_0^2)$  ( $P_0$  为激光器功率,  $a$  为激光发射窗口的高斯截断因子)。当一束高斯型激光束垂直照在柱壳中心时,以光斑中心点为原点定义直角坐标系  $XYZ$ ,  $Y$  轴沿柱壳周向、 $X$  轴沿柱壳轴向、 $Z$  轴沿柱壳半径方向向内,如图 1 所示。

在这样的坐标系下,圆柱壳表面的激光强度分布为

$$I(x,y) = I_0 \cos\left(\frac{y}{R}\right) \exp\left[-\frac{x^2 + R^2 \sin^2(y/R)}{r_0^2}\right],$$

$$-\frac{L}{2} < x < \frac{L}{2}, \quad -\frac{\pi R}{2} < y < \frac{\pi R}{2}, \tag{2a}$$

若光斑半径  $r_0$  远小于柱壳半径  $R$  [ $\cos(y/R) \approx 1$ ,  $R \sin(y/R) \approx y$ ],则可以忽略光束在柱壳表面的余

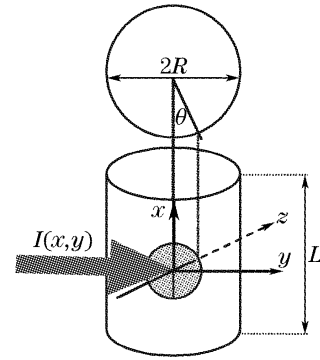


图 1 圆柱壳激光辐照示意图

Fig. 1 Sketch map of laser field irradiating the surface of cylinder shell

弦分布。靶面光强分布(2a)式可以近似为

$$I(x,y) = I_0 \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{r_0^2}\right],$$

$$-\frac{L}{2} < x < \frac{L}{2}, \quad -\frac{\pi R}{2} < y < \frac{\pi R}{2}, \tag{2b}$$

由图 2 可见:当光斑尺度条件满足  $r_0 \leq 0.5R$  时,(2a)式和(2b)式的计算结果相差很小,完全可以忽略不计;即使光斑尺度条件扩大到  $r_0 \leq 0.75R$ , (2a)式和(2b)式的计算结果相差也不太大。因此,确定  $r_0 \leq 0.5R$  为小光斑近似的光斑尺度条件。

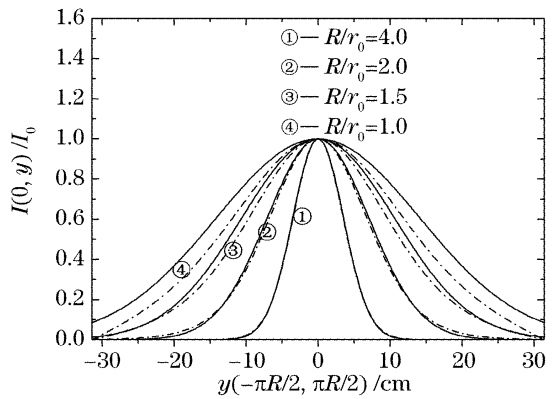


图 2 过光斑中心的环向光强分布。虚线为(2a)式结果,实线为(2b)式结果

Fig. 2 Laser intensity distribution at circle crossed facular center. Dashed line—on Eq. (2a), real line—on Eq. (2b)

在加热过程中的热扩散尺度定义为  $\delta(t) \approx \sqrt{4at}$ ,只要满足  $[\delta(t) + r_0 \ll L/2, \delta(t) + r_0 \ll \pi R]$  激光加热就对  $x, y$  的边界温度 ( $x = \pm L/2, y = \pm \pi R$ ) 不产生扰动,  $x, y$  的边界条件可以定义为

$$T(x,y,z,t)|_{x=\pm L/2} = T_0,$$

$$T(x,y,z,t)|_{y=\pm \pi R} = T_0, \tag{3}$$

这样,柱壳的激光加热问题近似为无限大平板问题来考虑。在(2b)式给定的激光加载条件下,用积分变换法求解(1)式、(3)式,得到静止圆柱壳中的温度分布为<sup>[7,8]</sup>

$$T_s(x, y, z, t) = T_0 + \frac{(1-R_L)I_0}{\rho ch} \int_0^t \Psi(t') X(x, t, t') Y(y, t, t') Z(z, t, t') dt',$$

$$X(x, t, t') = \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + 4\alpha(t-t')}} \exp\left[-\frac{x^2}{r_0^2 + 4\alpha(t-t')}\right],$$

$$Y(y, t, t') = \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + 4\alpha(t-t')}} \exp\left[-\frac{y^2}{r_0^2 + 4\alpha(t-t')}\right],$$

$$Z(z, t, t') = 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \exp\left[-\frac{m^2 \pi^2}{h^2} \alpha(t-t')\right] \cos\left(\frac{m\pi z}{h}\right),$$
(4)

式中  $Z(z, t, t')$  的第一项反映的是柱壳厚度上的平均温度, 求和项反映的是厚度上温度变化, 而表征柱壳内、外表面温差的函数为

$$Z(0, t, t') - Z(h, t, t') = \sum_{n=1}^{\infty} 4 \exp\left[-\frac{(2n-1)^2 \pi^2 \alpha(t-t')}{h^2}\right],$$
(5)

可见, (5) 式中的后一项远比前一项衰减的快。当  $\pi^2 \alpha t \gg h^2$  时, 可以忽略柱壳厚度上的温差, 考虑为薄壳的激光加热, 只需关心柱壳厚度上的平均温升即可。

## 2.2 旋转柱壳的激光加热

对于旋转柱壳的激光加热问题, 考虑为光束沿柱壳环向以  $f_R$  (Hz) (角速度为  $\omega = 2\pi f_R$ ) 的扫描激光加热问题, 则在以光束斑中心为原点的移动坐标系  $X'Y'Z'$  下  $t$  时刻靶面激光功率密度分布为

$$I(x', y') = I_0 \cos\left(\frac{y'}{R}\right) \exp\left[-\frac{x'^2 + R^2 \sin^2(y'/R)}{r_0^2}\right], \quad -\frac{L}{2} < x' < \frac{L}{2}, \quad -\frac{\pi R}{2} < y' < \frac{\pi R}{2}$$
(6a)

在满足前面所述的小光斑近似条件下, 靶面光强分布近似为

$$I(x', y', t) = I_0 \exp\left[-\frac{(x'^2 + y'^2)}{r_0^2}\right]. \quad -\frac{L}{2} < x' < \frac{L}{2}, \quad -\frac{\pi R}{2} < y' < \frac{\pi R}{2}$$
(6b)

当光束逆时针旋转扫描时,  $t$  时刻光斑中心转动的角度表示为  $\omega t$ ,  $\omega$  激光扫描角频率。设光束移动坐标系  $X'Y'Z'$  下的点  $(x', y', z')$  对应于柱壳坐标系  $XYZ$  下为  $(x, y, z)$ , 则其变换关系为

$$x' = x, \quad y' = y - R\varphi(\omega t), \quad z' = z,$$
(7a)

其中,  $\varphi(\omega t)$  为  $YZ$  平面内光束轴的中心角:

$$\varphi(\omega t) = \begin{cases} \omega t - 2(n-1)\pi, & \omega t \leq y/R + (2n-1)\pi \\ \omega t - 2n\pi, & \omega t \geq y/R + (2n-1)\pi \end{cases} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$
(7b)

式中  $n$  代表柱壳的第  $n$  圈旋转, 即激光进行第  $n$  圈扫描。考虑到坐标变换关系 (7a) 式、(7b) 式, 在 (6b) 式给定的激光加载条件下, 用积分变换法求解 (1) 式、(3) 式, 得到激光加热旋转柱壳的温度分布<sup>[5,6]</sup>:

$$T_R(x, y, z, t) = T_0 + \frac{(1-R_L)I_0}{\rho ch} \int_0^t \Psi(t') X(x, t, t') Y(y, t, t') Z(z, t, t') dt',$$

$$X(x, t, t') = \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + 4\alpha(t-t')}} \exp\left[-\frac{x^2}{r_0^2 + 4\alpha(t-t')}\right],$$

$$Y(y, t, t') = \frac{r_0}{\sqrt{r_0^2 + 4\alpha(t-t')}} \exp\left\{-\frac{[y - R\varphi(\omega t')]^2}{r_0^2 + 4\alpha(t-t')}\right\},$$

$$Z(z, t, t') = 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \exp\left[-\frac{m^2 \pi^2}{h^2} \alpha(t-t')\right] \cos\left(\frac{m\pi z}{h}\right),$$

$$\Psi(t') = U(t') - U(t' - \tau).$$
(8)

## 3 旋转柱壳的加热效率分析

为了满足激光加热旋转薄壳激光参量选择及抗激光防护设计等应用需求, 探索利用静止壳体实验测量数据来估计和选择旋转壳体的靶面激光参量。在相同的靶面激光辐照条件下, 定义柱壳旋转和静止两种状

态对厚度平均的最高温升之比为旋转圆柱壳的加热效率,以此来反映壳体厚度上的最大焓改变量,确定壳体上最先出现热软化的时刻(为了表述简单起见,下面所说的温升均指柱壳厚度上的平均温升)。

### 3.1 旋转柱壳激光加热的最高温升点

当激光束照射到旋转壳体表面时,靶上光束峰值强度点并不是温升的最高点,之间存在角度差,通常称之为温升滞后现象,相应的角度差称之为温升滞后角。为了确定旋转壳体的最高温升与静止壳体的最高温升之比即旋转圆柱壳的加热效率,首先确定柱壳在两种状态下最高温升点的位置。

对于静止壳体,其最大温升点为光斑中心,当辐照时间为  $\tau_L$  时,由(4)式得到壳体的最高温升为

$$\bar{T}_S(0,0,\tau_L) = T_0 + \frac{(1-R_L)I_0}{\rho ch} \int_0^{\tau_L} \frac{r_0^2}{r_0^2 + 4\alpha(\tau_L - t')} dt', \quad (9)$$

对于旋转壳体,当辐照时间为  $\tau_L$  时,设其温升最高点为  $(0, y_1 = R\theta_1, \tau_L)$ ,由(8)式得到旋转壳体的最高温升为

$$\bar{T}_R(0, y_1, \tau_L) = T_0 + \frac{(1-R_L)I_0}{\rho ch} \int_0^{\tau_L} \frac{r_0^2}{r_0^2 + 4\alpha(\tau_L - t')} \exp\left\{-\frac{R^2[\theta_1 - \varphi(\omega t')]^2}{r_0^2 + 4\alpha(\tau_L - t')}\right\} dt', \quad (10)$$

下面将确定  $\theta_1$  即  $y_1$ 。

设  $T_P = \frac{(1-R_L)I_0\tau_L}{\rho ch}$ , 引入  $J(\theta, \tau_L) = \frac{\bar{T}_R(0, y, \tau_L) - T_0}{T_P}$  描述光斑中心扫过的柱壳环向温升分布。令  $\mu = t'/\tau_L, D_L = \sqrt{4\alpha\tau_L}/r_0, D_R = R/r_0, D_M = f_R\tau_L$ , 设  $\theta = y/R$ , 得到圆柱壳环向无量纲温升分布为

$$J(\theta, \tau_L) = \int_0^1 \frac{1}{1 + D_L^2(1-\mu)} \exp\left\{-\frac{D_R^2[\theta - \varphi(2\pi D_M\mu)]^2}{1 + D_L^2(1-\mu)}\right\} d\mu, \quad (11)$$

这样,确定旋转圆柱壳最大温升点的问题就转化为求解变分函数  $J(\theta, \tau_L)$  的最大值问题。

利用泛函理论求变分函数  $J(\theta, \tau_L)$  的最大值,其最大值点满足欧拉-拉格朗日方程<sup>[8]</sup>。定义辐照  $\tau_L$  时刻、激光光斑中心与最大温升点之间的角度差为  $\phi = \varphi(2\pi D_M) - \theta_1$ , 则  $\phi$  满足方程

$$\phi^3 - \frac{2\psi_0}{D_L^2} \phi^2 + \frac{2(1 + D_L^2)}{D_L^2 D_R^2} \phi + \frac{\psi_0}{D_L^2 D_R^2} = 0, \quad (12a)$$

其中,  $\psi_0$  为壳体在  $\tau_L$  时刻(即辐照结束时刻)光束束斑中心点的位置

$$\psi_0 = \begin{cases} 2\pi[D_M - M], & D_M \leq \frac{1}{2\pi}[\theta_1 + (2M+1)\pi] \\ 2\pi[D_M - (M+1)], & D_M > \frac{1}{2\pi}[\theta_1 + (2M+1)\pi] \end{cases} \quad (12b)$$

求解(12a)式可得

$$\phi = \begin{cases} \phi(\psi_0, D_R, D_L), & \psi_0 \neq 0 \\ 0, & \psi_0 = 0 \end{cases} \quad (13)$$

当忽略横向热传导时,温度滞后角  $\phi = \phi_d$  满足的方程(12a)近似为

$$\phi_d^2 + \frac{1}{D_R^2} \phi_d - \frac{1}{2D_R^2} = 0, \quad (14)$$

求解(14)式得

$$\phi_d = \begin{cases} \frac{-1 + \sqrt{1 + 2D_R^2\psi_0^2}}{2D_R^2\psi_0}, & \psi_0 \neq 0 \\ 0, & \psi_0 = 0 \end{cases} \quad (15)$$

所以得温升的最高点  $\theta_1$  为

$$\theta_1 = \varphi(2\pi D_M) - \phi, \quad \varphi(2\pi D_M) = \begin{cases} \omega\tau_L - 2M\pi, & \omega\tau_L \leq \theta_1 + (2M+1)\pi \\ \omega\tau_L - 2(M+1)\pi, & \omega\tau_L > \theta_1 + (2M+1)\pi \end{cases} \quad (16)$$

### 3.2 旋转柱壳的激光加热效率

假设圆柱壳在静止和旋转两种状态下靶面激光束参量相同(峰值强度  $I_0$ 、光斑半径  $r_0$  相同,靶面功率自

然也相同),定义在两种状态下壳体厚度上最高平均温升之比为加热效率  $\eta_H$ , 即  $\eta_H$  为旋转圆柱壳相对于静止圆柱壳在壳体厚度上的最大平均无量纲温升。

令  $\eta_H = [\bar{T}_R(0, y_1, \tau_L) - T_0] / [\bar{T}_S(0, 0, \tau_L) - T_0]$ , 由(9)式和(10)式得到旋转圆柱壳的加热效率为

$$\eta_H = \frac{D_L^2}{\ln(1 + D_L^2)} \int_0^1 \frac{1}{1 + D_L^2(1 - \mu)} \exp\left\{-\frac{D_R^2[\theta_1 - \varphi(2\pi D_M \mu)]^2}{1 + D_L^2(1 - \mu)}\right\} d\mu, \quad (17)$$

其中  $\mu = t'/\tau_L$ ,  $D_L = \sqrt{4\alpha\tau_L}/r_0$ ,  $D_R = R/r_0$ ,  $D_M = f_R\tau_L \cdot \varphi(D_M\mu)$  由(8)式得

$$\varphi(D_M\mu) = \begin{cases} 2\pi[D_M\mu - (n-1)], & \mu \leq \frac{1}{2\pi D_M}[\theta_1 + (2n-1)\pi] \\ 2\pi[D_M\mu - n], & \mu \geq \frac{1}{2\pi D_M}[\theta_1 + (2n-1)\pi] \end{cases} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (18)$$

由于  $\theta_1 = y_1/R$  是  $(D_M, D_R, D_L)$  的函数, 由(17)式、(18)式可见  $\eta_H = \eta_H(D_L, D_R, D_M)$ 。

如果忽略横向热传导, (17)式变为  $\eta_H = \eta_{Hd}$

$$\eta_{Hd} = \int_0^1 \exp\{-D_R^2[\theta_1 - \varphi(2\pi D_M\mu)]^2\} d\mu = \eta_{Hd}(D_R, D_M), \quad (19)$$

由(17)式可以看出, 激光加热旋转柱壳的加热效率主要取决于柱壳半径与光束半径之比  $D_R$ 、内横向热扩散尺度与光斑半径的比值  $D_L$  及辐照时间  $\tau_L$  时刻柱壳旋转的圈数  $D_M$  三个无量纲参量, 而与激光功率无关。(9)式、(10)式无量纲化处理时  $T_P = (1 - R_L)I_0\tau_L/(\rho ch)$ , 因此激光功率决定了壳体的绝对温升量。

### 3.3 旋转柱壳的激光辐照时间

实验中常常要求连续激光加热使旋转壳体和静止壳体的最高温升都达到某一特定温度  $T_C$ 。对于相同的束参量(光斑半径  $r_0$ 、峰值强度  $I_0$  相同, 靶面功率也自然就相同)和相同的壳体结构尺寸、材料, 在一定的旋转频率下设两种壳体状态下分别所需的辐照时间为  $\tau_{LS}$  和  $\tau_{LR}$ , 设  $\mu_S = t'/\tau_{LS}$ 、 $\mu_R = t'/\tau_{LR}$ ,  $D_{LS}^2 = 4\alpha\tau_{LS}/r_0^2$ 、 $D_{LR}^2 = 4\alpha\tau_{LR}/r_0^2$ 、 $D_{MS} = f_R\tau_{LS}$ 、 $D_{MR} = f_R\tau_{LR}$ 、 $D_R = R/r_0$ , 并定义  $\eta_T = \tau_{LR}/\tau_{LS}$  为旋转柱壳所需的无量纲激光辐照时间( $\eta_T$  也可称为旋转抗激光防护效率), 根据(10)式和(11)式得到

$$\eta_H(D_R, D_{LR}, D_{MR}) = \frac{\ln(1 + D_{LS}^2)}{\ln(1 + D_{LR}^2)}, \quad (20)$$

当两种状态下的壳体几何尺寸、材料和靶面激光参量相同时,  $\eta_H = \eta_H(D_{LR}, D_{MR}, D_R)$ , 由此得

$$\eta_T = \frac{(1 + D_{LS}^2)^{1/\eta_H} - 1}{D_{LS}^2}, \quad (21)$$

设  $F_0 = r_0^2/(4\alpha)$ , 由此得到: 加热到相同的最高温度, 静止壳体与旋转壳体所需辐照时间之间的关系为

$$\tau_{LS} = F_0[(1 + F_0\tau_{LR})^{\eta_H} - 1], \quad (22)$$

如果忽略横向热传导,

$$\eta_{Td} = \frac{1}{\eta_{Hd}(D_{MR}, D_R)}, \quad (23)$$

相应地

$$\tau_{LS} = \eta_{Hd}(D_{MR}, D_R)\tau_{LR}. \quad (24)$$

由(22)式可以看出, 加热到相同的最高温度, 旋转壳体与静止壳体所需的辐照时间之间的关系是非线性的, 与决定  $\tau_{LR}$  时刻旋转柱壳加热效率的  $D_{LR}$ 、 $D_{MR}$ 、 $D_R$  三个无量纲参量相关(忽略横向热传导时, 则不受  $D_{LR}$  的影响), 但与激光功率无关, 激光功率决定了  $\tau_{LR}$  取值的大小。

## 4 数值计算结果

数值计算中选取基准柱壳尺寸的半径为 20 cm、高度为 80 cm、厚度为 2 mm, 壳体材料为 30CrMnSi 钢<sup>[9]</sup>, 密度为  $7.75 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ , 比热为  $519.1 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ , 热传导系数为  $29.3 \text{ W/(m} \cdot \text{C)}$ , 表面反射系数取 0.7。

### 4.1 旋转柱壳的加热效率

图 3 给出了激光加热效率  $\eta_H$  随无量纲参量  $D_L$ 、 $D_M$ 、 $D_R$  的变化。可以看出,  $\eta_H$  随  $D_L$ 、 $D_M$  和  $D_R$  的增大而减小, 且  $D_L$ 、 $D_M$  和  $D_R$  对  $\eta_H$  构成明显影响的取值都局限于一定范围之内。图 3(a)可见, 对  $\eta_H$  产生有意义影响的  $D_L$  取值范围以及  $\eta_H$  值的大小都与光斑尺寸  $r_0$  密切相关, 较大的  $r_0$  值则  $D_L$  取值范围较小、 $\eta_H$  较大; 图 3(b)可见,  $D_M \geq 1$  时对  $\eta_H$  的影响显著趋缓, 达到一定值(约为 6)时其对  $\eta_H$  的影响可以不予考虑, 且不同旋转频率下的  $\eta_H$  值趋于一致; 图 3(c)表明, 对不同半径的柱壳, 虽然随  $D_R$  增大其对  $\eta_H$  的影响都趋于平缓, 但当  $D_R$  大到一定

程度后表现出一定的差异,这与光斑半径  $r_0$  的变化导致  $D_L$  值的变化有关,即由横向热传导影响的程度差异所致。

从图 3(a)、图 3(b)看出  $\eta_H$  随  $D_L$ 、 $D_M$  的变化呈现振荡特性,振荡频率决定于  $D_M$ [图 3(b)],振荡幅度则与  $D_L$  和  $D_R$  有关[图 3(a)]。随  $D_L$  增大则振荡幅度变小,说明热传导对旋转引起的振荡幅度有平抑作用;振荡幅度随  $D_R$  的变化实际上反映的是

光斑半径的影响; $D_M$  增大振荡幅值变小,反映了旋转频率  $f_R$  的影响, $f_R$  增大振荡幅度变小。振荡幅度随  $D_R$  和  $f_R$  的变化,也可以从每一个旋转周期内光斑中心扫过的任意一点的积分辐照时间来理解,加热效率的峰值点对应的积分辐照时间为  $\Delta\tau = r_0/\pi R f_R = 1/(\pi D_R f_R)$ ,与  $D_R$  和  $f_R$  成反比,因此  $D_R$ 、 $f_R$  大则振荡幅度小。

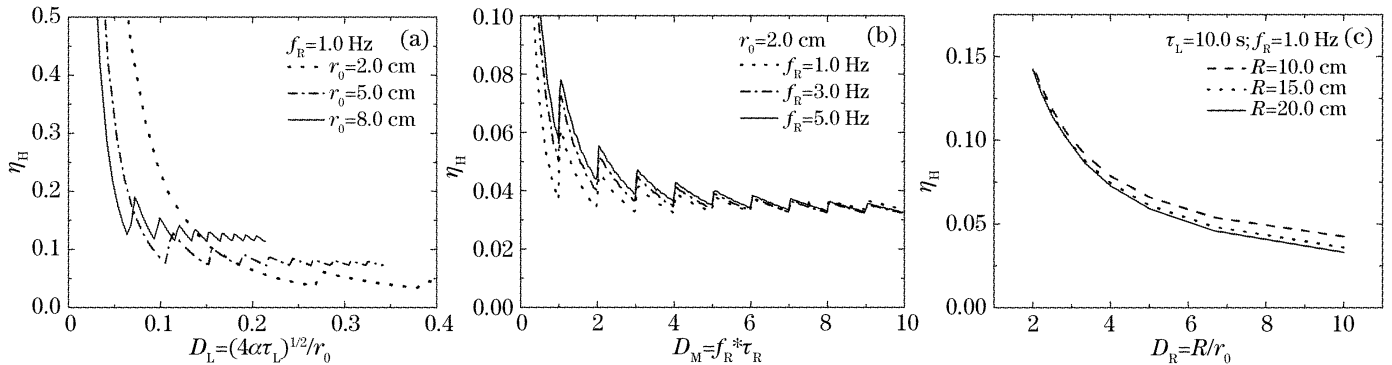


图 3 加热效率随无量纲参量  $D_L$ 、 $D_M$  和  $D_R$  的变化

Fig. 3 The heating efficiency versus three dimensionless parameters:  $D_L$ ,  $D_M$  and  $D_R$

#### 4.2 旋转壳体的激光加热时间选择

图 4 给出了旋转壳体的无量纲辐照时间  $\eta_T$  随无量纲参量  $D_L$ 、 $D_M$ 、 $D_R$  的变化。图 4(a)可见,  $D_L$  对  $\eta_T$  的影响存在明显的转折点  $D_{LC}$ ,其位置与靶上束斑半径密切相关。当  $D < D_{LC}$  时,其对  $\eta_T$  的影响较大; $D \geq D_{LC}$  时,则对  $\eta_T$  的影响很小。从图 4(b)可以看出,随  $D_M$  的增大  $\eta_T$  振荡增大且逐渐趋于稳

定、振荡幅度减小;且随  $D_M$  的增大  $\eta_T$  同时表现出与  $f_R$  的相关性。主要是由于相同的  $D_M$  下  $f_R$  小则  $\tau_L$  大,相应地随辐照时间的增长、横向热传导对  $\eta_T$  的影响增大的缘故。由图 4(c)可见,随  $D_R$  的增大而  $\eta_T$  增大, $D_R$  较大时对不同柱壳半径表现出的差异,其原因是横向热传导的影响力随光斑尺寸变小而增强。

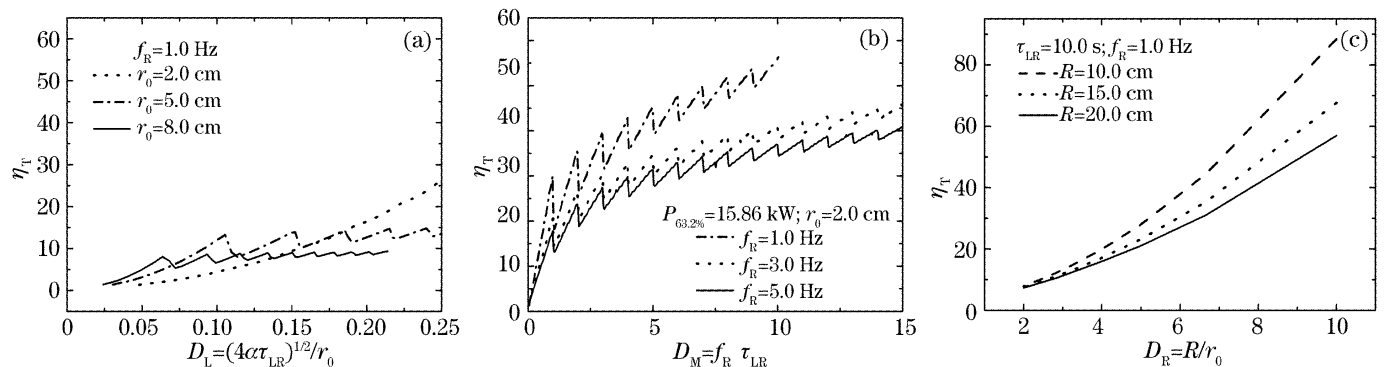


图 4 旋转壳体所需的无量纲辐照时间随三个无量纲参量  $D_L$ 、 $D_M$  和  $D_R$  的变化

Fig. 4 The dimensionless irradiation time of rotational cylinder shell versus three dimensionless parameters:  $D_L$ ,  $D_M$  and  $D_R$

对于给定的壳体结构尺寸和材料,图 5 给出了不同的旋转频率、光斑半径下,达到相同壳体厚度平均峰值温升时、旋转壳体和静止壳体所需的辐照时间的关系。可见,旋转柱壳所需辐照时间  $\tau_{LR}$  可以根据壳体的旋转频率由静止壳体的实验测量结果  $\tau_{LS}$  估计得到。另外, $\tau_{LR}$  随  $\tau_{LS}$  的变化存在振荡特性,这种振荡特性在旋转圆柱壳实验和抗激光防护设计中可以加以利用。

特别值得指出的是,在相同的靶面激光参量下,要使旋转柱壳和静止柱壳所达到相同的损伤目的,所需的激光辐照时间与靶上光斑尺寸强相关。同时,靶面峰值强度  $I_0$  决定着所需激光辐照时间  $\tau_{LR}$  的大小。因此,在选择靶面参量时还需综合考虑增大光斑尺寸、提高靶面功率,使辐照时间控制在容许的范围内。

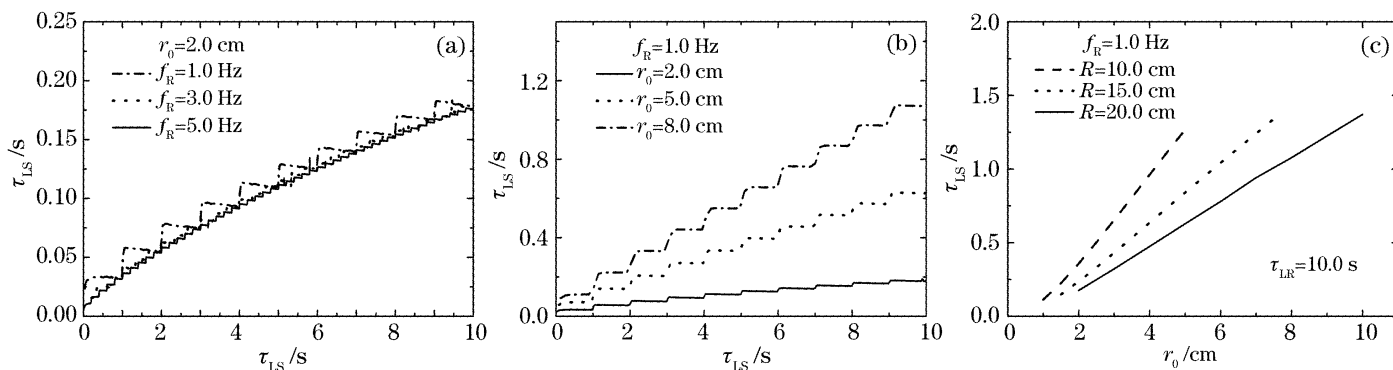


图 5 不同旋转频率  $f_R$ 、光斑半径  $r_0$ 、壳体半径  $R$  下的  $\tau_{LR}$ - $\tau_{LS}$  的关系

Fig. 5 The relation of  $\tau_{LR}$  and  $\tau_{LS}$  at different rotational frequency  $f_R$ , laser spot radius  $r_0$ , and shell radius  $R$

## 5 结 论

利用导出的连续激光加热旋转圆柱壳三维温度分布的解析表达式,在定义了三个无量纲尺度参量 ( $D_L$ 、 $D_M$ 、 $D_R$ ) 的基础上给出了旋转圆柱壳相对于静止圆柱壳激光加热的热效率解析表达式,获得了旋转壳体相对于静止壳体的无量纲辐照时间,以及相同的靶面激光参量、壳体结构材料和尺寸下旋转圆柱壳和静止圆柱壳加热到相同的峰值温度所需激光照射时间的对应关系。

理论分析和数值计算结果表明:影响旋转圆柱壳激光加热效率的主要因素为三个无量纲参量  $D_R$ 、 $D_L$  及  $D_M$ ,且加热效率随  $D_L$ 、 $D_M$  的变化呈现出振荡特性,振荡频率决定于  $D_M$ ,振荡的幅度则与  $D_L$  和  $D_R$  相关;相对于静止壳体,旋转壳体的无量纲辐照时间  $\eta_T$  同样取决于无量纲参量  $D_L$ 、 $D_M$ 、 $D_R$ ,也存在与  $D_M$  相关的振荡特性;为了达到与静止圆柱壳相同的最大温升,旋转圆柱壳所需辐照时间  $\tau_{LR}$  可以根据壳体旋转频率由静止壳体的实验测量结果  $\tau_{LS}$  估计得到。

本文的重点在于分析激光参量选择中的影响因素,在推导激光辐照下旋转柱壳温升分布时,把材料的热物理参量和靶面反射系数考虑为常量,并引入了一些合理的假设条件。在具体应用中,需根据特定结构尺寸、材料和柱壳旋转频率进行细致的数值模拟计算,并要考虑材料热物理参量和靶面激光反射系数随温度的变化特性。

## 参 考 文 献

- Brian Josef Bartholomeusz. Thermal response of a laser-irradiated metal slab[J]. *J. Appl. Phys.*, 1988, **64**(8): 3815~3819
- Qiang Xiwen, Liu Feng, Zhang Jianquan *et al.*. Numerical simulation of the melt threshold of InSb semiconductor materials induced by CW laser beam[J]. *Chin. J. Lasers*, 2000, **A27**(4): 372~376 (in Chinese)  
强希文,刘峰,张建泉等. 连续激光辐照半导体 InSb 材料的熔融破坏[J]. *中国激光*, 2000, **A27**(4): 372~376
- Li Junchang. Calculation of heat interaction between a series of the laser pulses and the material[J]. *Chin. J. Lasers*, 2001, **A28**(12): 1120~1124 (in Chinese)  
李俊昌. 激光脉冲列与材料的热作用计算[J]. *中国激光*, 2001, **A28**(12): 1120~1124
- Duan Xiaofeng, Niu Yanxiang, Zhang Chou. Calculation of laser irradiation effect and analysis of laser-induced damage threshold in semiconductor[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(6): 1057~1061 (in Chinese)  
段晓峰,牛燕雄,张维. 半导体材料的激光辐照效应计算和损伤阈值分析[J]. *光学学报*, 2004, **24**(6): 1057~1061
- Wang Weiping, Tang Xiaosong, Gui Yuanzhen *et al.*. Laser thermal effects on rotating metal shell[J]. *Applied Laser*, 2001, **21**(5): 319~321 (in Chinese)  
王伟平,唐小松,桂元珍. 激光对旋转金属壳的加热研究[J]. *应用激光*, 2001, **21**(5): 319~321
- Yuan Hong, Zhang Jianheng, Tan Fuli *et al.*. Numerical simulation of temperature distribution on a rotational cylindrical shell under laser irradiation[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(5): 681~684 (in Chinese)  
袁红,赵剑衡,谭福利等. 激光辐照下旋转柱壳温度场的数值模拟[J]. *强激光与粒子束*, 2005, **17**(5): 681~684
- Liu Feng, Wu Zhenshen, 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
- G. A. Korn, T. M. Korn. *Mathematics Manual* [M]. Zhou Mingqiang transl., Beijing: Chinese Labour Press, 1987. 642~644 (in Chinese)  
G. A. 科恩, T. M. 科恩. 数学手册[M]. 周明强译. 北京: 工人出版社, 1987. 250~261
- China Engineering Material Applied Handbooks Editor Committee. *Engineering Material Applied Handbooks: Framework-Steel and Stainless-Steel* [M]. Beijing: China Standard Publishing House, 1988. 58 (in Chinese)  
工程材料实用手册编辑委员会. 工程材料实用手册 结构钢 不锈钢[M]. 北京: 中国标准出版社, 1988. 58

1 Brian Josef Bartholomeusz. Thermal response of a laser-irradiated metal slab[J]. *J. Appl. Phys.*, 1988, **64**(8): 3815~3819