

文章编号 : 1001-4322(2006)12-1969-06

激光辐照下转动柱壳平均温度与破坏时间的工程估算*

丁 升, 王建国, 束庆邦, 王玉恒

(西北核技术研究所, 西安 710024)

摘 要: 推导了激光辐照下转动壳体平均温度沿壳体母线方向分布的解析公式。由于对高斯功率密度分布光束无法得到工程上实用的结果,对公式进行了解析拟合,仅由一个具有实际物理意义的拟合系数——分布因子确定了解析拟合公式的形式,明确了温度估算公式中各项的物理意义。解析拟合公式计算结果与数值模拟结果较为一致。作为温升估算方法的一个应用实例,推导了转动充压柱壳在激光辐照下破坏时间的解析公式,与数值计算结果吻合得较好。

关键词: 激光辐照; 转动壳体; 平均温度; 解析拟合; 破坏时间; 工程估算

中图分类号: TN241 **文献标识码:** A

激光辐照效应是近年来令人关注的研究课题,在激光加工、材料改性、结构成型、航空航天和船舶等领域应用十分广泛。在这些领域的应用中,很多都涉及到移动光斑问题,比如激光加工领域中激光切割和焊接,结构成型领域中利用激光扫描改变板材的形状等。另外,激光辐照热力耦合效应研究中也时常会遇到移动载荷的问题,其中激光辐照转动内压圆柱壳体的热-力学效应问题受到广泛关注,已有一些文献^[1-4]对此类问题进行了比较深入、全面的数值计算研究。数值计算虽然可以给出一些详尽的结果,为实验设计与测量结果分析提供理论依据,但在实验现场往往因为现场条件以及现场要求的时效性不能完全发挥其作用。激光辐照充压壳体的理论与实验研究结果表明,壳体破坏的主要表征因素在于壳体材料的温升^[5-7],因此在很多场合下都需要估算激光辐照后材料的温度。在转动圆柱壳体受到激光辐照的情况下,由于壳体的转动或光束的移动增加了壳体受照面积,同时改变了靶体上的能量密度分布,给温升的工程估算带来很大困难。

本文针对激光辐照转动圆柱壳体问题,利用解析推导与分析拟合相结合的方法,给出了一个工程上有效、使用方便的温升估算方法,以方便实验现场使用。同时与数值计算结果进行了比较,取得了非常一致的结果。作为温升估算方法的一个应用实例,本文推导了转动充压柱壳在激光辐照下破坏时间的解析公式,与数值计算结果吻合较好。

1 温升的工程估算

1.1 解析推导

对于平板靶材或圆柱壳体,在材料厚度 δ 很小的情况下,一般可以忽略横向热传导的影响,假设全部有效激光能量均匀地沉积在材料厚度上,从而得到工程估算的温升

$$\Delta T = \alpha I_0 \tau / \rho \delta c_v \quad (1)$$

式中 α 、 I_0 和 τ 分别为激光吸收系数、功率密度和辐照时间; ρ 和 c_v 分别为材料密度和定容质量热容。

转动中的圆柱壳体受到激光辐照时,壳体的转动增加了壳体受照面积,也调制了靶体上的能量密度分布,给温升的工程估算带来较大困难,通常只考虑辐照面积的增加,忽略其它因素的影响,联合(1)式得到温升估算公式

$$\Delta T = \frac{\alpha I_0 \tau r_0}{\rho \delta c_v 4R} \quad (2)$$

式中 r_0 为光束半径, R 为壳体半径。由于公式没有引入壳体转动频率,因此只对整周期辐照有效,公式也没有引入激光能量密度分布,估算误差会较大。为此,有必要对该问题进行进一步研究。

* 收稿日期 2006-08-29; 修订日期 2006-11-06

基金项目 国防科技基础研究基金资助课题

作者简介:丁升(1966—),男,副研究员,博士生,主要从事脉冲辐照热力耦合效应理论研究;nintding@163.com。

在一定功率密度的激光辐照下,转动圆柱壳体上任一点的温升大小主要取决于激光在该点的驻留时间,这个物理量是计算激光辐照转动壳体温升的很重要的特征量。任意轴对称光束辐照圆柱壳体如图 1 所示,设光束半径为 r_0 ,光束中心功率密度为 I_0 ,轴对称光束分布函数为 $F(r)$,则激光功率密度分布为 $I_0 F(r)$,壳体半径为 R ,转动频率为 f ,在光束半径不大于壳体半径的情况下,辐照区内任一点上吸收的激光能量,可以由不同时刻该点的激光功率密度对时间的积分得到,激光功率密度对时间的积分又可以等效为功率密度沿任一时刻辐照区内壳体表面弧长 $2L_0$ 的积分,由此得到在柱壳转动过程中的一个周期内,激光作用在柱壳表面任一点的平均功率密度

$$\bar{I} = \frac{I_0}{L_0} \int_0^{L_0} \cos\theta F(r) dL \quad (3)$$

由于考虑了壳体表面曲率对壳体表面激光功率密度的影响,积分式内有一余弦项。参照(1)式,在忽略横向热传导的情况下,一个转动周期内辐照区任一点壳体厚度上的平均温升为

$$\Delta T = \alpha \bar{I} t / \rho \delta c_v \quad (4)$$

式中 t 为一个转动周期内激光在辐照区内任一点上的驻留时间,表示为

$$t = L_0 / \pi f R \quad (5)$$

激光辐照过程中如果壳体转动了 n 圈,光斑区内任一点壳体厚度上的平均温度可表示为

$$T = T_0 + \frac{n \alpha \bar{I} t}{\rho \delta c_v} \quad (6)$$

式中 T_0 为壳体初始温度。

1.2 均匀光束

对于均匀光束 $F(r) = 1$,可由(3)式得到

$$\bar{I} = \frac{I_0}{L_0} \int_0^{L_0} \cos\theta dL = \frac{I_0}{L_0} \int_0^{L_0} \cos\left(\frac{L}{R}\right) dL = \frac{I_0 l_0}{L_0} \quad (7)$$

式中 l_0 为与弧长 $2L_0$ 对应的半弦长。

可见,在光束功率密度均匀的情况下,(7)式中的因子 l_0 是由壳体转动和能量密度的余弦分布引起的,可以称为转动余弦因子 L_0 只是由壳体转动带来的,称为转动因子。至此,对于功率密度均匀的激光束辐照转动壳体的情况,(6)式可以简化为

$$T = T_0 + \frac{n \alpha I_0}{\rho \delta c_v} \frac{\sqrt{r_0^2 - d^2}}{\pi f R} \quad (8)$$

式中 d 为考察点距光轴轨迹线的距离。由此可以给出沿壳体轴向分布的壳体壁厚上的平均温升。

1.3 结果比较

为检验上述解析结果的可靠性,对激光辐照转动圆柱壳温度场分布进行了数值模拟^[2],柱壳材料为 30CrMnSiA 钢,计算中考虑了材料物理参数随温度的变化。对于壳体外半径为 5 cm 的圆柱壳体,计算了高斯光束半径为 5.000, 2.500, 1.250, 0.625 cm 等几种情况。对于高斯光束半径为 5 cm 的激光,计算了壳体外半径为 10, 15, 20 cm 等几种情况。对于均匀激光束,计算了壳体半径为 25 cm,光束半径为 4 cm 的情况。壳体壁厚均为 2 mm,壳体转动频率均为 1 Hz,高斯光束峰值功率密度为 0.1 kW/cm²,均匀光束的功率密度为 1.8 kW/cm²。数值与解析的平均温度沿柱壳轴向分布的比较结果如图 2 所示,其中图 2(c)为均匀光束的结果。

计算结果表明,无论是高斯光束还是均匀光束,解析结果都与数值计算结果吻合得非常好,充分说明了解析公式的可靠性。在光束半径很小的情况下,解析计算与数值计算结果差异较大,主要是由解析公式没有考虑横向热传导的影响所致。由热传导理论,当光束半径满足下式时可以忽略横向热传导的影响 $r_0 \gg \sqrt{k\tau/\rho c_v}$,其中 k 为材料的热传导系数。当光束半径不满足此关系时会有较大差异,但对于连续激光,光束半径一般都能满足此关系式,因此,上述解析公式能够满足工程需求。

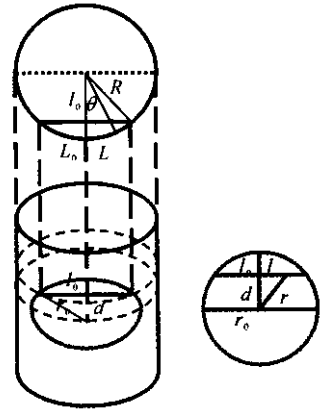


Fig. 1 Sketch of rotating cylinder shell irradiated by laser beam

图 1 激光辐照转动圆柱壳体示意图

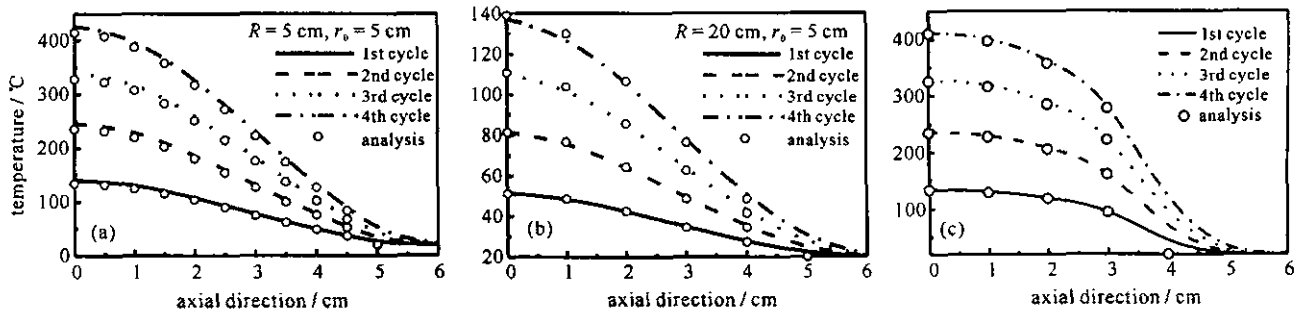


Fig. 2 Comparison between the result of analytic formula and numerical calculation

图 2 解析结果与数值结果的比较

2 高斯光束情况下的半解析拟合

2.1 拟合分析

从以上讨论可以发现,此工程算法与数值模拟结果吻合得较好,但对于光束功率密度分布较复杂的情况,由于无法给出解析积分结果,仍然需要编程计算,不能满足工程需求。为此,结合(3)式和(4)式的解析结果,针对高斯光束的几种分布形式,推导了工程上实用的半解析拟合公式。

激光功率密度高斯分布的一般表达式为

$$F(r) = \exp(-ar^2/r_0^2) \tag{9}$$

式中 r_0 为光束半径; r 为光束内任一点到光轴的距离;根据所描述的光束情况,系数 a 取为 2.0, 1.0 和 0.5。代入(3)式,有

$$\bar{I} = \frac{I_0}{L_0} \int_0^b \cos\theta \exp(-\frac{ar^2}{r_0^2}) dL \tag{10}$$

(10)式无法直接给出解析积分结果,但积分式中余弦项与指数项在物理上是完全独立的,因此,参照激光功率密度均匀分布的情况,对余弦项单独进行积分,得到转动余弦因子,(10)式可演化为

$$\bar{I} = \frac{I_0 l_0}{L_0} \int_0^b \exp(-\frac{ar^2}{r_0^2}) dL \tag{11}$$

为此,只需对(11)式中的积分项进行拟合即可。通过计算,发现积分项的结果仍然是高斯函数,并在理论分析的基础上给出了平均功率密度的拟合公式

$$\bar{I} = \frac{I_0 l_0}{L_0} \left\{ \left[\exp\left(-\frac{ar^2}{r_0^2}\right) - \exp(-a) \right] b + \exp(-a) \right\} \tag{12}$$

式中 $\exp(-a)$ 项是由激光功率密度在 r_0 处截断带来的,可以称为截断项,因子 b 是由激光功率密度的分布形式引起的,称为分布因子,其数值为

$$b = \begin{cases} 0.54, & a = 2.0 \\ 0.60, & a = 1.0 \\ 0.66, & a = 0.5 \end{cases} \tag{13}$$

也可以用统一的公式给出

$$b = 0.6 - 0.06(\ln a / \ln 2) \tag{14}$$

将(12)式代入(6)式,有

$$T = T_0 + \frac{\alpha I_0}{\rho \delta c_V} \frac{\sqrt{r_0^2 - d^2}}{\pi f R} \left\{ \left[\exp\left(-\frac{ar^2}{r_0^2}\right) - \exp(-a) \right] b + \exp(-a) \right\} \tag{15}$$

(15)式中包含了转动余弦因子、分布因子和截断项以及壳体、光束的物理参数、几何参数,其物理意义明确,是一个通用公式。但作为工程应用,还略显复杂,由于工程上一般只考虑光斑中心的情况,在光斑中心由于 $d = 0, r = 0$ (15)式进而简化为

$$T_c = T_0 + \frac{\alpha I_0}{\rho \delta c_V} \frac{r_0 b_c}{\pi f R} \tag{16}$$

式中 b_c 为光斑中心的分布因子,其数值由下述公式给出

$$b_c = b + (1 - b)\exp(-a) = \begin{cases} 0.602, & a = 2.0 \\ 0.747, & a = 1.0 \\ 0.866, & a = 0.5 \end{cases} \quad (17)$$

(15)式是基于高斯分布得到的,由于表达式的具体形式仍然与光束分布函数相关,因此,可以推广到任意函数的光束分布

$$T = T_0 + \frac{\alpha I_0}{\rho \delta c_V} \frac{\sqrt{r_0^2 - d^2}}{\pi f R} \{ [F(r) - F(r_0)]b + F(r_0) \} \quad (18)$$

式中 $I_0 = \sqrt{r_0^2 - d^2}$ 为转动余弦因子; $F(r_0)$ 为截断项 b 为分布因子,其具体数值由光束分布函数 $F(r)$ 决定,可以通过解析计算或数值计算拟合得到。作为(18)式的一个特例,对于均匀光束 $F(r) = 1$,可以得到(8)式。

虽然(18)式中没有包含单独的转动因子,但壳体转动对温升的影响依然存在。转动余弦因子是由壳体的转动与壳体表面激光能量密度余弦分布共同决定的,当转动余弦因子数值很小时,即当光束半径很小或所考察点的位置在光斑轴向边缘附近时,近似有 $l_0 \approx L_0$,余弦影响可以忽略,转动余弦因子演化为转动因子。

对于光斑中心处的温升,可用简化公式求解

$$T_c = T_0 + \frac{\alpha I_0}{\rho \delta c_V} \frac{r_0 b_c}{\pi f R} \quad (19)$$

式中 b_c 为光斑中心的分布因子 $b_c = [F(0) - F(r_0)]b + F(r_0)$ 。

(18)式成立的前提是光束半径远大于辐照过程的热扩散长度,可以忽略横向热传导,如果光束半径与热扩散长度相当,由于横向热传导的影响,误差会较大。

2.2 结果比较

鉴于解析结果与数值结果符合得非常好,这里仅比较解析拟合公式与解析结果。图3给出了第一个辐照周期不同半径、不同壳体转动频率、不同光束高斯分布、相同激光峰值功率密度情况下壳体平均温度沿轴向分布的比较,可以看出,两种方法得到的结果几乎是一致的。

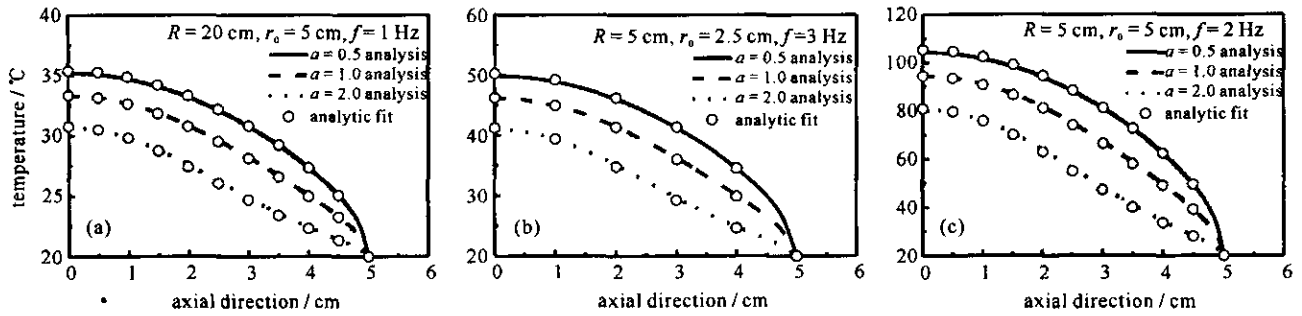


Fig. 3 Comparison between the result of analytic formula and analytic fitting formula

图3 解析与拟合公式结果的比较

3 激光辐照转动充压壳体破坏时间的解析估算

以上分析给出了激光辐照转动圆柱壳体壁厚上平均温度的简单工程估算公式,对于此类问题的物理分析与现场应用带来很大方便,作为一个实际应用例子,下面对激光辐照转动充压圆柱壳体的破坏时间进行分析。

壳体材料的温升是壳体破坏的主要表征因素,因此,分析充压圆柱壳体激光辐照下的破坏情况一般都是从温度入手。大量的实验与数值计算结果表明,激光辐照充压壳体的破坏一般都是从光斑中心开始,因此分析壳体的破坏时可以只考虑光斑中心的温升情况。设充压壳体静止时在激光辐照下经过 t_0 时间发生破坏,这里假设转动壳体与静止壳体发生破坏时壳体材料的温度相同,对于功率密度高斯分布的激光束,可以根据(5)和(16)式得到转动充压壳体在激光辐照下的破坏时间

$$t = \frac{n-1}{f} \left(1 - \frac{r_0}{\pi R}\right) + \frac{t_0}{b_c}, \quad (n-1) \frac{r_0 b_c}{\pi R} \frac{1}{t_0} < f \leq n \frac{r_0 b_c}{\pi R} \frac{1}{t_0}, \quad n = 2, 3, 4, \dots \quad (20)$$

(20)式表明,转动充压壳体的破坏时间与壳体转动频率、壳体静止时的破坏时间、光束与壳体半径比、光束功率密度分布等密切相关。可以看出,(20)式给出的是第一象限的一簇双曲线,一个 f 对应有 n 个 t 值,而约束条件则是间距相等的一簇竖直线,在这样的约束下(20)式变为一个单值函数。通过求解方程不难给出转动壳体破坏时间的极小值与极大值

$$t_{\min} = \frac{\pi R}{r_0 b_c} t_0 + \frac{1}{n} \left(1 - \frac{\pi R}{r_0} \right) \frac{t_0}{b_c} \tag{21}$$

$$t_{\max} = \frac{\pi R}{r_0 b_c} t_0 \tag{22}$$

相邻两个极值之间的间隔为

$$\Delta f = \frac{r_0 b_c}{\pi R t_0} = \frac{1}{t_{\max}} \tag{23}$$

将(21)式中的 n 用 f 表示后可以得到

$$t'_{\min} = \frac{\pi R}{r_0 b_c} t_0 - \frac{1}{f} \left(1 - \frac{r_0}{\pi R} \right) \tag{24}$$

可以看出,转动壳体破坏时间的上限与频率无关,对于特定的壳体和光束,是一个常量,说明对于转动中的充压壳体,当激光辐照时间超过这个数值后,无论壳体转动频率如何,壳体都会发生破坏。转动壳体破坏时间的下限则是一个与壳体转动频率相关的量。由(24)式可看出,壳体转动频率较小时可能会使壳体在较短时间内发生破坏。(22)式与(24)式构成了(20)式的包络线,并且(24)式以(22)式为渐近线,说明当壳体转动频率很高时壳体破坏时间的上下限之间的差异趋于0,转动频率对破坏时间的影响消失。

对于 $a=2$ 的高斯光束,根据静止壳体的破坏时间(可以由实验测量或数值计算得到)计算出了不同转动频率下壳体的破坏时间,结果如图4(a)所示。结果表明,在转动频率很低时,壳体破坏时间受转动频率的影响较大,转动频率较高时,转动频率几乎不影响壳体的破坏时间。激光辐照下转动充压壳体破坏时间的数值计算结果与(20)式的比较如图4(b)所示,可以发现解析计算结果与数值计算结果几乎完全一致。需要指出的是,由于 $n=1$ 时情况比较特殊,破坏时间并不能由(20)式直接给出,计算比较复杂,数据没有单独进行处理,只是设定为静止时的破坏时间,图4(b)表明,这种处理方法是可行的。

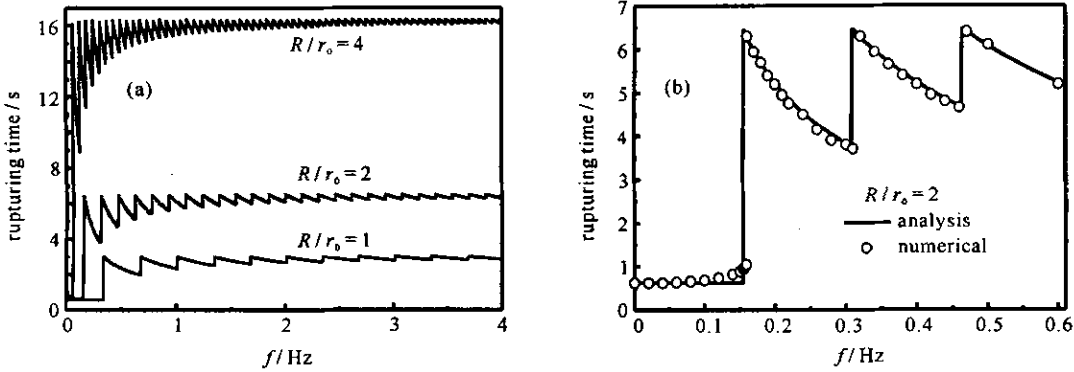


Fig. 4 Relationship between rupturing time and frequency

图 4 转动壳体破坏时间随频率的变化

4 结 论

通过理论分析,推导了激光辐照下转动圆柱壳体平均温度沿壳体母线方向分布的解析公式,由于对高斯光束功率密度分布无法得到实用的结果,进而对公式进行了解析拟合,仅由一个具有实际物理意义的拟合系数——分布因子确定了解析拟合公式的形式。从温度的解析拟合公式可以看出,激光辐照下转动壳体材料的温升是由激光功率密度分布、光束边缘激光功率密度的截断比例、光束半径、壳体半径、壳体转动频率以及壳体热物理参数共同决定的,该解析拟合公式不但简化了温升估算过程,而且更加明确了公式的物理意义,在工程上具有比较重要的实用价值。公式的推导和拟合方法也可推广到切割、焊接和结构成型等其它存在移动热源问题的温升估算中,具有比较广泛的应用领域。

对于转动充压壳体,利用温度估算公式可得到壳体的破坏时间与壳体转动频率的关系,由此给出的极大值与极小值为壳体的加固与破坏提供了参考依据。公式中除壳体与光束的几何参数外没有涉及到其它物理和力学参数,拟合因子 b_c 已被解析与数值计算验证。公式同时为静止壳体与转动壳体的破坏时间建立了直接关联,可由静止壳体的破坏时间直接得到不同转动频率下转动壳体的破坏时间,可以由静止实验的结果预测转动条件下的实验情况,在一定条件下可以降低实验难度,节约实验投入。

参考文献：

- [1] Zondervan K L , Beck D W. Approximate closed-form expression for the probability of burst of a pressurized metal cylinder irradiated by a high-energy laser[C]//33rd AIAA Plasma Dynamics and Lasers Conference. Maui , Hawaii , 2002.
- [2] 丁升 , 王建国 , 刘峰 , 等. 激光辐照转动内压圆柱壳体热-力学效应[J]. 强激光与粒子束 , 2006 , 18(11) :1787-1792.(Ding S , Wang J G , Liu F , et al. The thermo-mechanical effects for rotating cylinder shell with inner pressure irradiated by high energy laser beam. *High Power Laser and Particle Beams* , 2006 , 18(11) :1787-1792)
- [3] 王伟平 , 唐小松 , 桂元珍 , 等. 激光对旋转金属壳的加热研究[J]. 应用激光 , 2001 , 21(5) 319-321.(Wang W P , Tang X S , Gui Y Z , et al. Laser thermal effects on rotating metal shell. *Applied Laser* , 2001 , 21(5) 319-321)
- [4] 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.(Yuan H , Zhao J H , Tan F L , et al. Numerical simulation of the temperature distribution on a cylindrical shell under laser irradiation. *High Power Laser and Particle Beams* , 2005 , 17(5) 681-684)
- [5] 赵剑衡 , 孙承伟 , 李思忠 , 等. 激光辐照下充压铝柱壳爆裂断口分析[J]. 强激光与粒子束 , 1998 , 10(1) :113-117.(Zhao J H , Sun C W , Li S Z , et al. Fractographic analysis of aluminum cylindrical shells damaged by inner pressure and surface laser irradiation. *High Power Laser and Particle Beams* , 1998 , 10(1) :113-117)
- [6] 纪峥 , 刘勇刚. 激光辐照下内压柱壳热爆破数值模型[J]. 强激光与粒子束 , 1996 , 8(1) 99-104.(Ji Z , Liu Y G. A thermal failure numerical model of internal pressured cylindrical shell under laser irradiation. *High Power Laser and Particle Beams* , 1996 , 8(1) 99-104)
- [7] 谭福利 , 赵剑衡 , 李永池. 激光辐照下充压柱壳热断裂的可能性分析[J]. 强激光与粒子束 , 2004 , 16(8) 977-980.(Tan F L , Zhao J H , Li Y C. Probability analysis on thermal fracture of the internally pressured cylinder shell irradiated by laser. *High Power Laser and Particle Beams* , 2004 , 16(8) 977-980)

Engineering estimation for mean temperature and rupturing time of rotating cylinder shell irradiated by laser beams

DING Sheng , WANG Jian-guo , SHU Qing-bang , WANG Yu-heng

(Northwest Institute of Nuclear Technology , P. O. Box 69-12 , Xi 'an 710024 , China)

Abstract : An analytic formula for the mean temperature along the axial direction of a rotating cylinder shell irradiated by high energy laser beams is presented. For the laser beam with Gaussian distribution of power density , it 's very difficult to give an analytic expression , hence a fitting formula is derived. The formula is determined by only one fitting coefficient with physical meaning , which is called distribution factor. The results obtained by using the analytic fitting formula and numerical calculation agree well with each other. As an application example , a formula for rupturing time of inner-pressured rotating cylinder irradiated by laser beams is presented , and the results agree well with that of numerical calculation.

Key words : Laser irradiation ; Rotating shell ; Mean temperature ; Analytic fitting ; Rupturing time ; Engineering estimation