

文章编号: 1001-1455(2012)01-0001-07

激光冲击强化过程中蒸气等离子体 压力计算的耦合模型*

吴先前, 段祝平, 黄晨光, 宋宏伟

(中国科学院力学研究所水动力学与海洋工程重点实验室, 北京 100190)

摘要: 首先基于系统能量守恒条件, 提出了一种计算蒸气等离子体压力的一维耦合计算模型。模型中不仅考虑了蒸气等离子体界面压力与质点速度的非线性效应, 同时也考虑了界面烧蚀所致的运动速度, 将蒸气等离子体的膨胀与约束介质的变形耦合。在耦合模型的基础上, 采用显式差分计算程序与显式有限元计算程序 LS-DYNA 互相迭代求解的方法, 对不同激光功率密度分布下的蒸气等离子体压力进行了计算。结果表明, 计算结果与实验测量结果具有很好的一致性, 证明了计算模型的合理性。

关键词: 流体力学; 蒸气等离子体压力; 耦合计算模型; 激光冲击强化; 质点速度; 界面烧蚀

中图分类号: O531

国标学科代码: 1302544

文献标志码: A

激光冲击强化通过高功率密度激光与金属材料的相互作用, 诱导材料表面发生塑性变形, 形成残余压应力, 显著改善材料的表面硬度和强度, 延长材料的疲劳寿命, 是一种有效的材料表面改性方法^[1-4]。与传统的表面强化工艺相比, 激光冲击强化具有表面粗糙度小、残余压应力幅值高且塑性层深等优点, 已被广泛应用。

强激光束辐照金属靶体表面时, 金属表面的涂层材料将迅速地熔化、气化, 并形成蒸气等离子体。蒸气等离子体继续吸收剩余激光能量, 温度和压力迅速升高, 在透明约束介质及靶体内部形成冲击波。当冲击波强度超过材料的动态屈服极限时, 材料发生塑性变形并形成残余压应力。因此, 等离子体的压力特征是激光冲击强化效果的直接影响因素。

激光冲击强化过程中的蒸气等离子体压力计算模型已经发展了很多。B. P. Fairand 等^[5]基于有限差分方法, 提出了一维激光辐射和流体动力学模型。R. Fabbro 等^[6]基于能量守恒方程, 提出了压力预测的一维分析模型。ZHANG Wen-wu 等^[7]、A. Sollier 等^[8]对 R. Fabbro 等^[6]的模型做了改进, 引入更多的控制方程, 发展了压力计算方法。J. D. Colvin 等^[9]、WU Ben-xin 等^[10]分别针对约束层为蓝宝石和水的情形, 考虑绝大部分的物理过程, 提出了一套比较完备的压力计算模型。但是以上的压力计算模型, 在约束层及靶体材料与蒸气等离子体接触表面的边界上, 假定压力与边界质点速度成线性关系 $p = Zu_p$, 即等效阻抗 Z 为常数, 没有考虑约束层及靶体的材料本构关系和几何尺寸对压力的影响。对于激光冲击强化过程, 假设材料处于一维应变状态^[11], 冲击波速度 $u_s = \sqrt{\frac{(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)} \frac{d\sigma}{de}}$, 则等效阻抗 Z

$= \rho u_s = \sqrt{\frac{(1-\nu)\rho}{(1+\nu)(1-2\nu)} \frac{d\sigma}{de}}$ 是与材料的本构关系和应力状态相关的, 应该与压力及其变化率相关。

本文中, 提出一种新的压力耦合计算模型。模型中考虑蒸气等离子体状态变化与约束介质及靶体材料变形的相互耦合关系, 同时也计入约束层和靶体的界面烧蚀过程。并将压力计算结果与实验结果进行比较, 拟为激光冲击强化过程中蒸气等离子体压力的准确预测提供一种有效的计算方法。

* 收稿日期: 2010-10-19; 修回日期: 2011-06-22

基金项目: 国家自然科学基金项目(10972228, 11002150, 91016025); 中国科学院科研装备研制项目(YZ200930)

作者简介: 吴先前(1982—), 男, 博士研究生。

1 问题描述与计算模型

激光冲击强化涉及很多物理过程,问题复杂,基本作用原理如图 1 所示。激光与吸收层材料作用形成的等离子体由于受到约束层、吸收层及靶体材料的限制膨胀作用,在约束介质里产生高强度冲击波。系统的输入参数为激光能量,整个过程中各材料的变形相互耦合,系统的能量应满足守恒条件。

本文中从激光能量传输的角度研究激光冲击强化这个复杂的物理现象,并由此提出了激光冲击强化过程中压力计算的一维耦合模型,如图 2 所示,给出了激光能量在界面的反射和介质里的吸收,激光初始功率密度为 $I_0(t)$ 。激光在界面 A 和 B 反射和透射,在约束层、等离子体及吸收层吸收激光能量,用于界面熔化、气化及等离子体内能的增加,形成高温高压等离子体并产生冲击波;等离子体膨胀过程中对约束层及吸收层材料做功,使界面 B 和 C 以一定的速度运动。同时界面 B 和 C 也会由于激光的直接作用而产生后撤速度。蒸气等离子体与约束层的界面(界面 B)的反射系数会随温度发生改变,采用文献[10]的计算结果。约束层界面反射率为 R_c ,吸收因数为 α_c ,约束层厚度为 h_c ,材料本构关系为 $\sigma_c = g_c(\epsilon_c, \dot{\epsilon}_c)$, m_c 代表约束层材料本构参数,界面 B 的激光烧蚀所致运动速度为 $u_{ev,c}$,应力波扰动所致运动速度为 u_c ;等离子体的长度为 $L(t)$,吸收系数为 κ_p ;激光剩余的能量全部由吸收层吸收,它的厚度为 h_a ,材料本构关系为 $\sigma_a = g_a(\epsilon_a, \dot{\epsilon}_a)$, m_a 代表吸收层材料本构参数,界面 C 的激光烧蚀所致运动速度为 $u_{ev,a}$,应力波扰动所致运动速度为 u_a 。

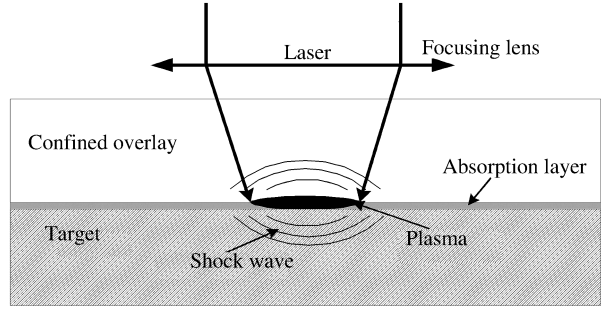


图 1 激光冲击强化的基本作用原理

Fig. 1 Basic mechanism of laser shock peening

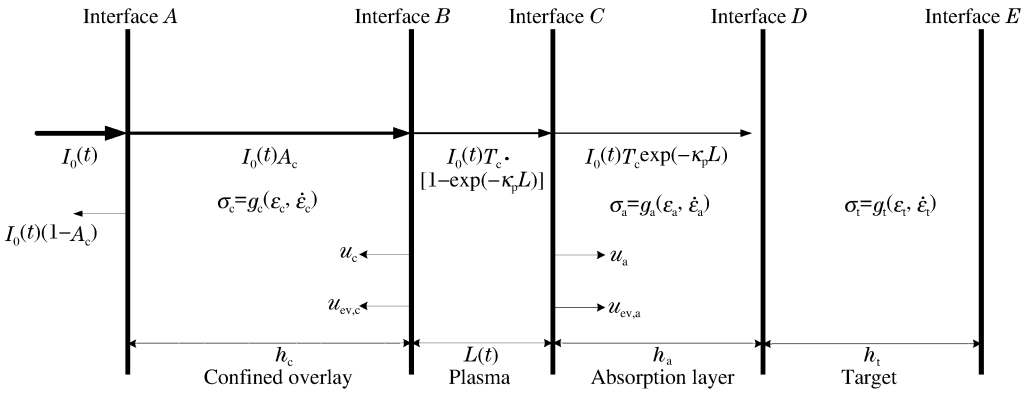


图 2 一维耦合计算模型

Fig. 2 One-dimensional coupling analytical model for plasma pressure

由于激光在约束层界面来回反射,定义总的吸收因数 A_c 和总的透射因数 T_c 分别为^[12]

$$A_c = \frac{(1 - R_c)(1 - e^{-\alpha_c h_c})}{1 - R_c e^{-\alpha_c h_c}}, \quad T_c = \frac{(1 - R_c)^2 e^{-\alpha_c h_c}}{1 - R_c^2 e^{-2\alpha_c h_c}} \quad (1)$$

为了简化计算,便于物理问题的分析,对模型做以下假定:

(1) 计算模型采用一维假定。与材料厚度相比,光斑直径较大时,二维效应可以忽略^[7]。

(2) 激光的反射、吸收与物质运动及状态无关。

(3) 为保证计算的收敛性,假定蒸气等离子体具有较小的初始长度,且吸收系数不随状态发生改变。

(4) 蒸气等离子体为均匀状态,压力相等,在激光辐照结束后是绝热指数为 5/3 的作准静态膨胀的理想气体,满足气体绝热方程^[6]。

(5) 约束层及吸收材料吸收的激光能量用于表面的熔化、气化过程,界面热传导和热辐射作用由能

量输运近似表征。

(6)界面 B 和 C 的运动速度由激光烧蚀速度和应力波扰动的质点速度叠加组成^[7]。两部分速度分别按照不同的控制方程分别进行计算。

根据假设条件,等离子体的膨胀速度由两个接触边界的烧蚀速度和应力波扰动速度叠加组成。因此蒸气等离子体的膨胀满足连续性条件

$$\frac{dL(t)}{dt} = u_c + u_{ev,c} + u_a + u_{ev,a} \quad (2)$$

等离子体吸收的能量,一部分用于对两端约束介质做功,另一部分转化为等离子体的热能。蒸气等离子体被认为是理想气体,满足能量守恒方程。

在激光辐照阶段,有

$$I_p(t) = p(t) \frac{dL(t)}{dt} + \frac{dLe_t}{dt}, \quad e_t = \frac{3}{2\alpha} p(t) \quad (3)$$

$$I_p(t) = I_0(t) T_c [1 - \exp(-\kappa_p L)] \quad (4)$$

式中: e_t 为单位面积的内能。

在激光停止辐照阶段,有

$$p(t) = p(\tau) \left(\frac{L(\tau)}{L(t)} \right)^\gamma \quad (5)$$

式中: τ 为激光脉冲时间。

式(3)中右端第1项表示等离子体对两端约束介质的做功,第2项表示等离子体内能的增加。式(5)中 $L(\tau)$ 、 $p(\tau)$ 分别为激光辐照停止时刻蒸气等离子体的厚度和压力, γ 为蒸气等离子体的气体绝热因数,取 1.667。

假设强度均匀分布的热量引起约束层及靶体材料表面烧蚀,烧蚀过程按照简单气化处理。则界面 B 和 C 的烧蚀速度分别为

$$u_{ev,c} = \frac{I_0(t) A_c}{\rho_c [L_{c,c} + L_{c,n} + c_c (T_{c,c} - T_{c,n})]} \quad (6)$$

$$u_{ev,a} = \frac{I_0(t) T_c \exp(-\kappa_p L)}{\rho_a [L_{a,c} + L_{a,n} + c_a (T_{a,c} - T_{a,n})]} \quad (7)$$

式中: ρ_c 、 $L_{c,c}$ 、 $L_{c,n}$ 、 c_c 、 $T_{c,c}$ 和 $T_{c,n}$ 分别为约束层材料的密度、熔化潜热、气化潜热、比热容、熔点和沸点; ρ_a 、 $L_{a,c}$ 、 $L_{a,n}$ 、 c_a 、 $T_{a,c}$ 和 $T_{a,n}$ 分别为吸收层材料的密度、熔化潜热、气化潜热、比热容、熔点和沸点; $I_0(t) A_c$ 和 $I_0(t) T_c \exp(-\kappa_p L)$ 分别为约束层材料和吸收层材料吸收的激光功率密度。

约束层及靶体材料为一维应变状态时,应力波扰动所引起的界面速度可以用界面的质点速度表征。应力波扰动引起的边界质点速度不仅与材料的本构关系参数有关,而且与材料的厚度相关,是应力及应变率的函数。当约束层及靶体材料发生弹塑性变形时,影响机理比较复杂。质点速度不仅与蒸气等离子体压力 p 相关,而且与压力变化率 dp/dt 相关。 p 、 dp/dt 分别表征材料的应力状态和应变率水平

$$u_c = f_c(p, dp/dt, m_c, h_c) \quad (8)$$

$$u_a = f_a(p, dp/dt, m_a, h_a) \quad (9)$$

如果在计算时间 t_{cal} 内,介质中反射的应力波未到达与蒸气等离子体的接触界面,可以不考虑材料厚度的影响

$$u_c = f_c(p, dp/dt, m_c) \quad (10)$$

$$u_a = f_a(p, dp/dt, m_a) \quad (11)$$

质点速度与压力及其变化率的关系,通过建立一维压缩的有限元模型,采用显式动力学程序 LS-DYNA 及其后处理 LS-PREPOSTD 进行迭代计算。

计算使用显式的有限差分方法结合显式动力学程序 LS-DYNA 进行迭代求解。采用时间上向前差分的显式差分格式对控制方程进行离散。控制方程及离散后的显式差分方程如下

$$\begin{cases}
 \frac{dL(t)}{dt} = u_c + u_{ev,c} + u_a + u_{ev,a} \\
 I_p(t) = p(t) \frac{dL(t)}{dt} + \frac{dLe_t}{dt} \\
 e_t = \frac{3}{2\alpha} p(t) \\
 I_p(t) = I_0(t) T_c [1 - \exp(-\kappa_p L)] \\
 p(t) = p(\tau) \left(\frac{L(\tau)}{L(t)} \right)^\gamma & t > \tau \\
 u_{ev,c} = \frac{I_0(t) A_c}{\rho_c [L_{c,c} + L_{c,n} + c_c (T_{c,c} - T_{c,n})]} \\
 u_{ev,a} = \frac{I_0(t) T_c \exp(-\kappa_p L)}{\rho_a [L_{a,c} + L_{a,n} + c_a (T_{a,c} - T_{a,n})]} \\
 u_c = f_c(p, dp/dt, m_c, h_c) & h_c < \frac{1}{2} c_{e,c} t_{cal} \\
 u_a = f_a(p, dp/dt, m_a, h_a) & h_a < \frac{1}{2} c_{e,a} t_{cal} \\
 u_c = f_c(p, dp/dt, m_c) & h_c > \frac{1}{2} c_{e,c} t_{cal} \\
 u_a = f_a(p, dp/dt, m_a) & h_a > \frac{1}{2} c_{e,a} t_{cal}
 \end{cases}$$

$$\begin{cases}
 [L(t_{i+1}) - L(t_i)] / \Delta t = u_c(t_i) + \\
 u_{ev,c}(t_i) + u_a(t_i) + u_{ev,a}(t_i) \\
 I_p(t_i) = \left(1 + \frac{3}{2\alpha}\right) p(t_i) \frac{L(t_{i+1}) - L(t_i)}{\Delta t} + \\
 \frac{3L(t_i) p(t_{i+1}) - p(t_i)}{2\alpha} & t_{i+1} < t^* \\
 I_p(t_i) = I_0(t) A_c \\
 p(t_i) = p(\tau) \left(\frac{L(\tau)}{L(t_i)} \right)^\gamma & t_i > t^* \\
 u_{ev,c}(t_i) = \frac{I_0(t_i) A_c}{\rho_c [L_{c,c} + L_{c,n} + c_c (T_{c,c} - T_{c,n})]} \\
 u_{ev,a}(t_i) = \frac{I_0(t_i) T_c \exp(-\kappa_p L)}{\rho_a [L_{a,c} + L_{a,n} + c_a (T_{a,c} - T_{a,n})]} \\
 u_c(t_i) = f_c(p_0, p_1, p_2, \dots, p_i; h_c) & h_c < \frac{1}{2} c_{e,c} t_{cal} \\
 u_a(t_i) = f_a(p_0, p_1, p_2, \dots, p_i; h_a) & h_a < \frac{1}{2} c_{e,a} t_{cal} \\
 u_c(t_i) = f_c(p_0, p_1, p_2, \dots, p_i) & h_c > \frac{1}{2} c_{e,c} t_{cal} \\
 u_a(t_i) = f_a(p_0, p_1, p_2, \dots, p_i) & h_a > \frac{1}{2} c_{e,a} t_{cal}
 \end{cases}$$

式中： $c_{e,c}$ 和 $c_{e,a}$ 分别表示一维应变条件下约束层和吸收层材料里的弹性波速。

整体计算流程如图3所示。计算流程根据激光的辐照时间分为两个阶段。激光辐照阶段采用能量守恒方程，激光辐照停止后，等离子体处于绝热膨胀阶段^[6]，满足气体绝热方程。蒸气等离子体压力与约束层及靶体材料接触界面的运动速度迭代计算。

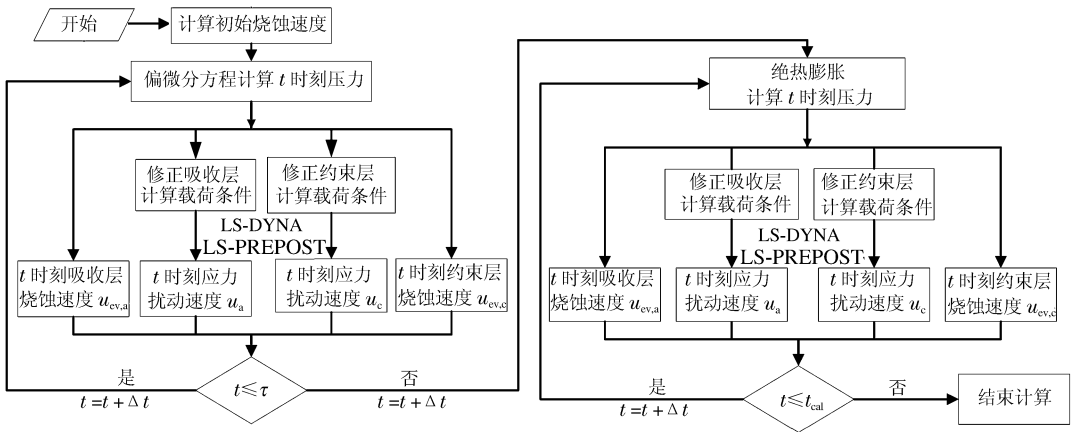


图3 蒸气等离子体压力的计算流程

Fig. 3 Analysis process for plasma pressure

2 结果和讨论

为了验证模型的正确性，将计算得到的不同激光功率密度分布下的压力峰值与已有的实验测量结果进行对比。计算条件与实验条件一致，靶体材料为单一的材料系统铝材料，约束层材料为水(无熔化潜热)。对于铝材料，在压力小于2 GPa、加载时间在0.3~730.0 ns之间时，材料表现为弹塑性力学行为^[11]。因此，计算中铝材料的动态力学行为采用忽略温度效应的简化Johnson-Cook模型^[13]描述，材料参数分别为： $\rho=2.77 \text{ t/m}^3$ ， $E=70 \text{ GPa}$ ， $\nu=0.33$ ， $A=265 \text{ MPa}$ ， $B=426 \text{ MPa}$ ， $n=0.340$ ， $C=0.015$ 。水用可压缩流体模型，采用Grüneisen状态方程进行描述，材料参数分别为： $\rho=1.0 \text{ t/m}^3$ ， $c_0=1.45 \text{ km/s}$ ， $\gamma=0.5$ ， $s_1=2.56$ ， $s_2=1.99$ ， $s_3=1.23$ 。

图 5 给出了在如图 4 所示激光功率密度分布下的蒸气等离子体压力的计算结果。图 5(a)为半峰宽 25 ns、波长 1.064 μm、激光功率密度为 1~10 GW/cm² 时的峰值压力结果。其中实验的等离子体峰值压力通过 VISAR 测量自由表面速度后换算得到。计算中 $\alpha = 0.20$, 蒸气等离子体的初始长度取 10 μm。从图中可以看出, 计算模拟结果与实验结果具有很好的一致性。L. Berthe 等^[14]采用一维拉格朗日流体动力学程序 SHYLAC 对实验测量的压力进行了数值模拟, 计算表明, 当 $\alpha = 0.25$ 时, 模拟结果能与实验结果符合较好。这是由于他们的计算, 在蒸气等离子体边界处假定压力与质点速度成线性关系 $p = Zu_p$, 对约束层及靶体材料做了近似流体的假设, 因此蒸气等离子体的热能与内能之比 α 的取值比本文模型中的高。

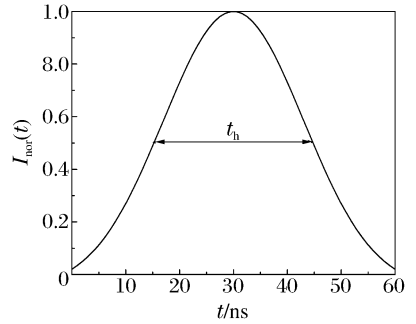


图 4 激光功率密度时间分布
Fig. 4 Normalized temporal profile of laser power density

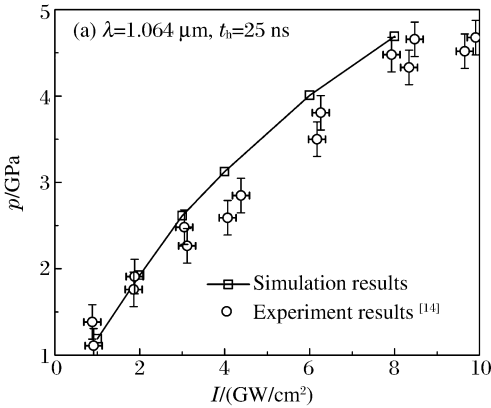


图 5 峰值压力

Fig. 5 Peak pressures

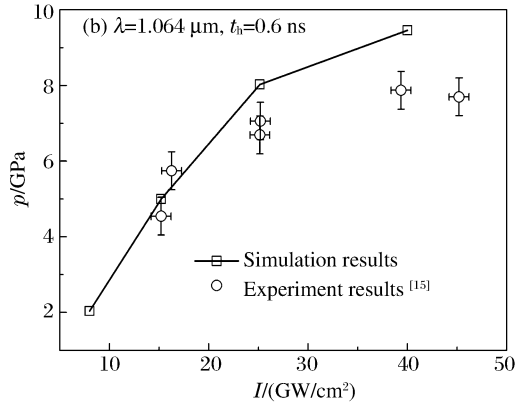


图 5(b)为半峰宽 0.6 ns、波长 1.064 μm、激光功率密度为 10~50 GW/cm² 时的峰值压力结果。实验中等离子体的峰值压力通过 PVDF 压电薄膜传感器测量得到。计算模型中 $\alpha = 0.10$, 蒸气等离子体的初始长度取 1 μm 时, 计算结果与实验结果整体符合较好。但随着功率密度的增加, 计算结果与实验结果的差别有所增加, 与文献^[10, 15]中的计算结果类似。这可能是由于 PVDF 压电薄膜传感器在测量较高压力时压电系数的非线性效应, 导致测量结果偏低^[15]。图 6 给出了激光峰值功率密度为 40 GW/cm² 时, 激光辐照阶段蒸气等离子体与约束层及靶体材料接触界面应力波扰动的质点速度与界面压力的关系。可以看出, 在远小于峰值压力时, 质点速度与界面压力近似满足线性关系。但随着压力的增加, 界面质点速度与界面压力成非线性关系, 体现了材料参数影响和惯性效应的综合作用, 证明了模型中边界质点速度与压力非线性关系的必要性。

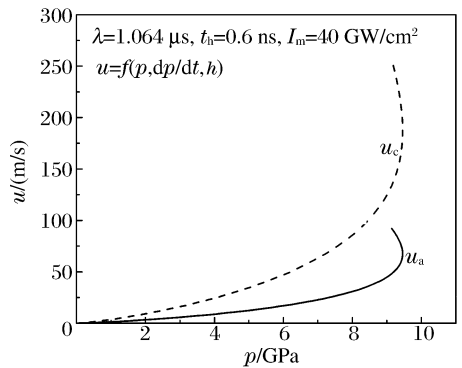


图 6 界面质点速度与压力关系曲线
Fig. 6 Relationship between particle velocity and plasma pressure

图 7 给出了单一铝靶体材料、以水作为约束层材料, 在激光峰值功率密度 3.42 GW/cm²、半峰宽 8.8 ns、等离子体初始长度相同的情况下, 分别采用边界压力与质点速度成线性关系的计算模型^[6, 14]和本文中的耦合计算模型, 得到的不同等离子体热能与内能之比 α 时蒸气等离子体压力的时间历程曲线。计算中取材料厚度对压力计算结果没有影响的情况。水的阻抗 $Z_w = 145 \text{ kg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$, 铝的阻抗 $Z_{Al} = 1392.5 \text{ kg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$, 则材料等效阻抗 $Z_{eq} = 2Z_w Z_{Al}/(Z_w + Z_{Al}) = 262.65 \text{ kg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ 。从图中可以

看出,对两种计算模型,热能与内能之比 α 较大时,压力计算结果较高。相同 α 时,采用本文中模型计算得到的压力比采用线性假定模型的压力高,且 α 越大差别越大。由于本文中模型的应力扰动所致的边界运动速度采用弹塑性本构关系描述,因此与按照流体边界假定的压力与质点速度的线性关系计算模型相比,对等离子体膨胀的限制作用更明显,因此蒸气等离子体的压力计算结果更高。这也说明了为什么前面的压力计算中,本文中模型蒸气等离子体的热能与内能之比 α 比文献[14]中的取值高。

图8为蒸气等离子体初始长度 $10\ \mu\text{m}$ 、激光功率密度 $3.42\ \text{GW}/\text{cm}^2$ 、半峰宽 $8.8\ \text{ns}$ 、等离子体热能与内能之比 $\alpha=0.2$ 时,激光辐照阶段的能量转化过程。由于约束介质的熔化气化及界面的激光反射,激光能量有部分损失,剩余能量被蒸气等离子体吸收,一部分对约束介质作用,另一部分转化为等离子体的内能。从图中可以看出,等离子体吸收的能量主要用来转化为内能,只有很少一部分对介质做功。这是由于在弹塑性应力波作用下,蒸气等离子体两边约束介质的变形很小,导致蒸气等离子体对两边约束介质的做功很少的缘故。

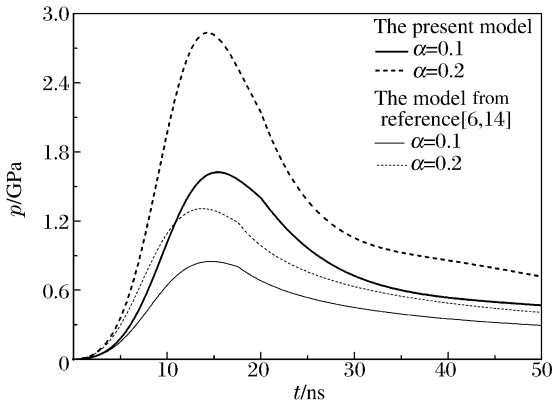


图7 压力时间历程

Fig.7 Pressure profiles

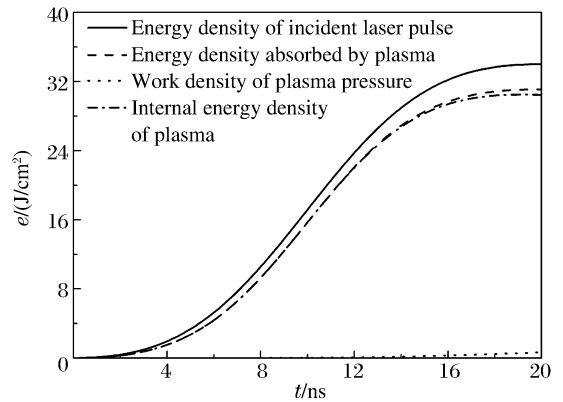


图8 激光辐照阶段的能量转化过程

Fig.8 Energy density at the stage of laser irradiation

3 结论

基于能量守恒条件,提出了一种计算激光冲击强化过程中蒸气等离子体压力的一维耦合计算模型。模型不仅考虑了蒸气等离子体界面压力与质点速度的非线性效应,同时也考虑了界面烧蚀所致的运动速度,将蒸气等离子体的膨胀同两边约束介质的变形耦合。通过适当调整模型中的计算参数,压力的计算结果与实验测量结果相符合,具有很好的一致性,证明了计算模型的合理性,说明将蒸气等离子体的膨胀同两边约束介质的变形耦合计算的重要性,对蒸气等离子体压力的准确预测提供了一种有效的计算方法。

参考文献:

- [1] Montross C S, TAO Wei, LIN Ye, et al. Laser shock processing and its effects on microstructure and properties of metal alloys: A review[J]. International Journal of Fatigue, 2002,24(10):1021-1036.
- [2] 鲁金忠,罗开玉,冯爱新,等.激光单次冲击 LY2 铝合金微观强化机制研究[J].中国激光,2010,37(10):2662-2666. LU Jin-zhong, LUO Kai-yu, FENG Ai-xin, et al. Micro-structural enhancement mechanism of LY2 aluminum alloy by means of a single laser shock processing[J]. Chinese Journal of Lasers, 2010,37(10):2662-2666.
- [3] LU Jin-zhong, LUO Kai-yu, ZHANG Yong-kang, et al. Grain refinement of LY2 aluminum alloy induced by ultra-high plastic strain during multiple laser shock processing impacts[J]. Acta Material, 2010,58(11):3984-3994.
- [4] HU Yong-xiang, YAO Zhen-qiang. Overlapping rate effect on laser shock processing of 1045 steel by small spots with Nd:YAG pulsed laser[J]. Surface and Coatings Technology, 2008,202(8):1517-1525.
- [5] Fairand B P, Clauer A H. Laser generation of high-amplitude stress waves in materials[J]. Journal of Applied Physics, 1979,50(3):1497-1502.

- [6] Fabbro R, Fournier J, Ballard p, et al. Physical study of laser-produced plasma in confined geometry[J]. Journal of Applied Physics, 1990,68(2): 775-784.
- [7] ZHANG Wen-wu, Yao Y L, Noyan I C. Microscale laser spock peening of thin films, Part 1: Experiment, modeling and simulation[J]. Journal of Manufacturing Science and Engineering, 2004,126(1):10-17.
- [8] Sollier A, Berthe L, Peyre P, et al. Laser-matter interaction in laser shock processing[C]// First International Symposium on High-power Laser Macroprocessing. 2003:463.
- [9] Colvin J D, Ault E R, King W E, et al. Computational model for a low-temperature laser-plasma driver for shock-processing of metals and comparison to experimental data[J]. Physics of Plasmas, 2003,10(7):2940-2947.
- [10] WU Ben-xin, Shin Y C. A self-closed thermal model for laser shock peening under the water confinement regime configuration and comparisons to experiments[J]. Journal of Applied Physics, 2005,97(11):113517-113527.
- [11] Ballard P. Residual stresses induced by rapid impact-applications of laser shocking[D]. France: Ecole Polytechnique, 1991.
- [12] 孙承纬, 陆启生, 范正修, 等. 激光辐照效应[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002:8-9.
- [13] Johnson G, Cook W. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures[C]// Proceedings of the 7th International Symposium on Ballistics. The Hague, Netherlands, 1983:541-547.
- [14] Berthe L, Fabbro R, Peyre P, et al. Shock waves from a water-confined laser-generated plasma[J]. Journal of Applied Physics, 1997,82(6):2826-2832.
- [15] Berthe L, Fabbro R, Peyre P, et al. Wavelength dependent of laser shock-wave generation in the water-confinement regime[J]. Journal of Applied Physics, 1999,85(11):7552-7555.

A coupling model for computing plasma pressure induced by laser shock peening*

WU Xian-qian, DUAN Zhu-ping, HUANG Chen-guang, SONG Hong-wei
(Key Laboratory for Hydrodynamics and Ocean Engineering, Institute of Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: Pressure profile of plasma is one of the most important factors for the effects of laser shock peening. In the present research, a one-dimensional coupling model for computing plasma pressure is established based on energy conservation condition in the system, in which the interface vaporization velocity and the nonlinear relationship between the shock pressure and the surface particle velocity are considered. Then, the explicit difference program and the LS-DYNA package are used to calculate the plasma pressure for different laser power density with given time-history profile. The simulation results show a good agreement with the experimental results, which indicates the consistency of the analytical model. Therefore, an effective method is provided to predict the plasma pressure induced by laser shock peening.

Key words: fluid mechanics; pressure profile of plasma; coupling analytical model; laser shock peening; particle velocity; interface vaporization velocity

* Received 19 October 2010; Revised 22 June 2011

Supported by the National Natural Science Foundation of China (10972228, 11002150, 91016025)

Corresponding author: HUANG Chen-guang, huangcg@imech.ac.cn