第 25 卷 第 3 期
2011 年 6 月

高 压 物 理 学 报
CHINESE JOURNAL OF HIGH PRESSURE PHYSICS

Vol. 25, No. 3
June, 2011

文章编号:1000-5773(2011)03-0227-08

靶结构对烧蚀模式激光推进效应影响的数值模拟*

童慧峰[1,2],唐志平[2]

(1. 中国工程物理研究院流体物理研究所,四川绵阳 621900;
2. 中国科学技术大学力学和机械工程系,中国科学院材料力学行为与设计重点实验室,安徽合肥 230026)

摘要:强激光辐照于固体平面靶产生高温、高压等离子体喷射,进而对固体靶产生力学推进效应,这是烧蚀模式激光推进的基本原理。采用针对高温气体(等离子体)电离度的一种近似计算方法,以及具有五阶精度的广义 Godunov 差分格式-加权本质无振荡格式 WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes),对强激光烧蚀固体靶产生等离子体喷射推进效应进行数值模拟。计算了固体靶面横向尺寸与激光光斑大小对推进效应影响的耦合关系,以及不同靶面结构烧蚀压力随时间的变化及其推进效应参数变化。数值模拟结果表明,靶面横向尺寸与光斑大小具有最优耦合值;固体靶面增加约束喷管结构对激光推进效应明显增大,并且随着约束喷管位置的不同,对激光推进效应增大的影响也有较大差异。

关键词:激光烧蚀推进;推进效应;数值模拟
中图分类号:O532.25 **文献标识码**:A

1 引 言

在强激光辐照下固体靶表面会迅速汽化,产生靶蒸气混合等离子体,这一物理现象及相应的动态物理过程在许多工业领域得到应用,比如利用激光烧蚀等离子体沉积生成纳米尺度薄膜,激光烧蚀材料表面处理以及许多在医学领域的应用等[1-5]。近年来,随着激光应用领域的不断扩展,一种利用激光烧蚀固体靶产生推进作用的新型推进方式成为研究热点,相比于传统的化学火箭推进方式,激光推进具有发射成本低、无污染等诸多优点,从 20 世纪 90 年代开始国内外已经开展这方面的研究工作[6-8]。随着激光器能量的提高,在未来几年或十几年内,激光推进将有可能成为一种可应用的空间推进方式。在激光推进研究中,传统的实验研究不考虑激光与物质相互作用的具体物理过程,但必须对激光与靶物质以及靶面等离子体的相互作用、靶面等离子体的运动规律等物理过程进行研究。对于脉冲激光,其激光作用的时间很短,通过实验手段很难进行动态跟踪测试。对激光与物质相互作用的物理过程进行数值模拟,是了解各参量动态变化过程的有效手段。本研究在给出高温等离子体状态方程简化描述的基础上,采用具有五阶精度的数值方法[9](WENO),对脉冲激光烧蚀固体靶的动态物理过程及其对固体靶的推进效应进行了二维轴对称条件下的数值模拟计算。激光与固体靶相互作用的物理过程相当复杂,本研究在数值模拟过程中主要强调激光与靶面蒸气的能量耦合以及对固体靶的力学推进效应等方面。

在已经进行的脉冲激光烧蚀模式推进实验研究[10]及数值模拟[11-13]中,采用的都是一维平面靶,靶面烧蚀等离子体完全自由膨胀,这是烧蚀模式激光推进中最基本的作用单元,着眼于研究激光烧蚀产生

* **收稿日期**:2010-03-16;**修回日期**:2010-09-03
基金项目:国家自然科学基金(11002132)
作者简介:童慧峰(1976—),男,博士,副研究员,主要从事激光与物质相互作用研究. E-mail:yhong1977@ustc.edu

推进作用的物理、力学机理。但在真实的激光推进发动机模型中，为了充分利用激光等离子体的能量，烧蚀等离子体不会完全自由膨胀，根据空气动力学原理以及火箭发动机喷射原理，对激光烧蚀等离子体进行受约束的膨胀运动可以大大提高其推进效益。本研究受数值计算方法的限制，只采用最简单的约束方式，对自由膨胀以及约束条件下激光烧蚀等离子体的推进效应进行了数值模拟，计算结果表明，约束结构条件下固体靶获得的推进冲量要明显大于自由膨胀结构。

2 控制方程

在我们所讨论的模型中，忽略等离子体的粘性和热传导，则等离子体流场控制方程依然采用经典的二维轴对称可压缩流体动力学控制方程[14]

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{F}(U)}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{G}(U)}{\partial r}=\boldsymbol{H}(U) \tag{1}$$

式中：向量 $\boldsymbol{U}$、$\boldsymbol{F}$、$\boldsymbol{G}$、$\boldsymbol{H}$ 分别为

$$\boldsymbol{U}=\begin{bmatrix}\rho\\ M\\ N\\ E\end{bmatrix},\boldsymbol{F}(U)=\begin{bmatrix}M\\ \dfrac{M^2}{\rho}+p\\ \dfrac{MN}{\rho}\\ \dfrac{M(E+p)}{\rho}\end{bmatrix},\boldsymbol{G}(U)=\begin{bmatrix}N\\ \dfrac{MN}{\rho}\\ \dfrac{N^2}{\rho}+p\\ \dfrac{N(E+p)}{\rho}\end{bmatrix},\boldsymbol{H}(U)=-\frac{N}{\rho r}\begin{bmatrix}\rho\\ M\\ N\\ E+p+\dfrac{\rho r}{N}\dfrac{\partial I}{\partial x}\end{bmatrix}$$

式中：$M=\rho u$，u 为 x 方向速度；$N=\rho v$，v 为 r 方向速度。x 方向为对称轴方向。控制方程中有 ρ、u、v、E、p 5 个独立变量，加上状态方程组成封闭的方程组。

对于非电离区采用理想气体状态方程

$$E=\frac{p}{\gamma-1}+\frac{1}{2}\rho(u^2+v^2),pv=RT \tag{2}$$

式中：E 为单位体积的总能量，R 为理想气体常数。

对于等离子体区，则采用下述的等离子体状态方程，激光与等离子体的能量耦合通过控制方程中的 $\partial I/\partial x$ 项计入方程组的计算（假定 x 方向是激光入射方向，当激光斜入射时则有分别沿 x 和 r 方向的能量吸收项），I 是入射后被等离子体吸收的光强。

3 等离子体状态方程及逆韧致吸收

3.1 等离子体状态方程

等离子体状态方程采用如下形式

$$p=(1+\alpha)N_0\rho kT \qquad E=(3/2)(1+\alpha)N_0kT+N_0Q(\alpha) \tag{3}$$

式中：α 为系统平均电离度，N_0 为单位质量原子数，$Q(\alpha)$为电离能。等离子体状态方程的具体计算方法在文献[11]中有详细讨论。

3.2 逆韧致吸收

按照 Zeldovich 和 Raizer 的理论，当激光功率密度较大（大于 $10^8\ \mathrm{W/cm^2}$）时，物质蒸气吸收激光能量主要来源于自由电子的逆韧致辐射吸收机制。吸收系数[15]

$$K_{\mathrm{R}}=\frac{2.432\times10^{-37}}{(h\nu)^3}\left[1-\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\right]\frac{Z\ (Z+1)^2N_{\mathrm{e}}{}^2}{T^{1/2}} \tag{4}$$

式中：h 为 Plank 常数，ν 为入射激光频率，k 为 Boltzmann 常数，T 为蒸气等离子体温度，Z 为原子序数，N_{e}为自由电子数密度。

在具体计算中(4)式过于复杂，更细致的计算可以得到等离子体的线性吸收系数

$$K_{\mathrm{R}}=2.91\times10^{-21}\frac{Z\ln\overline{\Lambda}\,(N_{\mathrm{e}}/N_{\mathrm{ec}})^{2}N_{\mathrm{ec}}}{\sqrt{1-N_{\mathrm{e}}/N_{\mathrm{ec}}}T^{3/2}} \tag{5}$$

$$N_{\mathrm{ec}}=1.115\times10^{13}/\lambda^{2} \tag{6}$$

式中:N_{ec}为临界自由电子粒子数密度,以 cm^{-3}为单位;$\ln\overline{\Lambda}$ 为 Gaunt 因子参数。从(6)式可以看出,逆韧致吸收系数和靶物质以及电离度、激光波长以及等离子体温度有较敏感的关系,而且吸收系数在临界面附近最大。

4　数值方法

WENO 差分格式是 20 世纪 90 年代在 ENO(Essentially Non-Oscillatory Schemes)的基础上发展起来的具有高精度、高分辨率的一种差分格式[5],WENO 格式利用各个备选模板的凸组合方式重构,每个模板的权值也就是组合系数的选取依赖于该模板上数值解的局部光滑性,这样,在同样的可选模板情况下,在光滑区域,WENO 具有比 ENO 更高的精度,而在间断附近,又保持有 ENO 的性质。

为满足稳定性和相容性条件,要求

$$w_r\geqslant0,\ \sum_{i=0}^{k-1}w_r=1 \tag{7}$$

式中:w_r 为各个备选模板凸组合的权。当 $f(u)$ 在一个或更多的模板上出现间断时,为避免采用线性权而引起的强烈振荡,须构造非线性权

$$w_r=\frac{\alpha_r}{\sum_{s=0}^{k-1}\alpha_s}\qquad r=0,1,\cdots,k-1 \tag{8}$$

$$\alpha_r=\frac{d_r}{(e+\beta_r)^{2}}$$

式中:$e>0$ 为引入的小量,用以避免出现分母为零,通常情况下取 $e=10^{-6}$;β_r 称之为“光滑因子”,Shu[9] 给出了一种光滑因子和非线性权的构造方法

$$\beta_r=\sum_{l=1}^{k-1}\int_{x_{j-1/2}}^{x_{j+1/2}}\Delta x^{2l-1}\left(\frac{\partial^{l}p^{(r)}(x)}{\partial^{l}x}\right)^{2}\mathrm{d}x$$

式中:$p^{(r)}(x)$ 是在区间 $I_j=(x_{j-1/2},x_{j+1/2})$ 上节点模板 $S_r(j)$ 的插值多项式。取 $k=3$ 时

$$\beta_0=\frac{13}{12}(f_j-2f_{j+1}+f_{j+2})^{2}+\frac{1}{4}(3f_j-4f_{j+1}+f_{j+2})^{2} \tag{10a}$$

$$\beta_1=\frac{13}{12}(f_{j-1}-2f_j+f_{j+1})^{2}+\frac{1}{4}(f_{j-1}-f_{j+1})^{2} \tag{10b}$$

$$\beta_2=\frac{13}{12}(f_{j-2}-2f_{j-1}+f_j)^{2}+\frac{1}{4}(f_{j-2}-4f_{j-1}+3f_j)^{2} \tag{10c}$$

这样得到的权值具有以下性质:(1) 在光滑区域,有 $w_r\approx d_r$,可以证明在光滑区域格式具有 $2k-1$ 阶精度;(2) 在激波附近,WENO 流通量与 ENO 的流通量相似,因为在有间断通过的节点模板上权值接近于零。

对于二维情形,在(x_j,y_l)点重构 $f(u)_x$,由于 $f(u)_x$ 只是 x 的导数,因此固定网格点上 y 方向的值 y_l,只考虑 x 方向,这样有限差分 WENO 重构实际上是 x 方向上的一维重构;同样,重构 $g(u)_y$ 也只是 y 方向上的一维问题。利用这种方法可以扩展到多维空间中。

5　结果与讨论

5.1　推进效应参数

一定的激光能量作用于固体靶所产生的冲量大小即是推进效应,在激光与固体靶相互作用过程中,固体靶面的动态烧蚀压力对作用时间的积分即是冲量

$$M_{\mathrm{E}} = \int p(t)\mathrm{d}t \tag{11}$$

式中：$p(t)$为靶面动态烧蚀压力，$\int p(t)\mathrm{d}t$ 即为作用过程中固体靶所获得的推进冲量，本研究中以固体靶所获得的作用冲量的大小来衡量推进效应。

在一维数值模拟计算中，激光光斑大小与固体靶的横向尺寸是相同的，不考虑侧向稀疏的影响。在实际应用中，为了充分利用烧蚀产生的推进力，固体靶的横向尺寸要比激光光斑大，通常情况下这一作用过程具有轴对称性，因而轴对称条件下的二维数值模拟能够比较真实地模拟这一作用过程。

下面以某一典型激光参数为例，对固体靶横向尺寸对激光推进效应的影响进行研究。

5.2 自由膨胀结构

图 1 为自由膨胀结构的计算模型，图 1 中 x 为对称轴，r 为激光光斑半径，R 为固体靶横向半径。计算参数为：脉冲时间 100 ns，激光功率密度 10 GW/cm^2，波长 1.06 μm，激光光斑半径 0.1 cm。

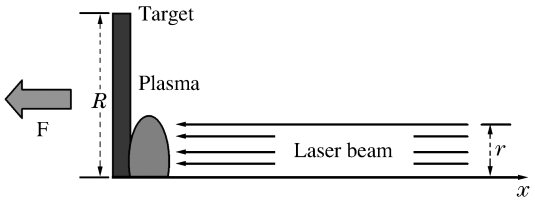


图 1 自由膨胀结构的计算模型

Fig. 1 Simulation configuration of free expanding model

用上述激光参数分别计算了不同靶横向半径条件下固体靶所获得的冲量，计算结果如图 2 所示，图中纵坐标 M_{E} 为固体靶所获得的作用冲量。由图 2 可以看出，随着靶横向半径的增大，M_{E} 迅速增大，当靶半径为激光光斑半径的 2 倍时，靶所受到的作用冲量比靶半径与光斑半径相同时明显增大。之后当靶半径继续增大时，作用冲量增加的速度则明显减缓，比较 0.3 cm 与 0.5 cm 时的计算结果发现，靶所获得的冲量几乎相同，说明当等离子体膨胀到 3 倍于光斑尺寸以外时，其压力已经衰减到很小，对靶的作用冲量的贡献也就很小。计算结果初步表明，在计算激光烧蚀固体靶产生的推进效应时，取靶的横向尺寸约为激光光斑尺寸的 3 倍时较为合适。

将某一时刻靶面不同位置的压力乘以受力面积并积分起来，即可得到该时刻整个固体靶所获得的推力。选取不同时刻的计算结果即可得到固体靶所受推力随时间的变化关系。图 3 给出了靶面横向半径分别为 0.1、0.2、0.3 cm 时固体靶所受推力 F 随时间的演化。

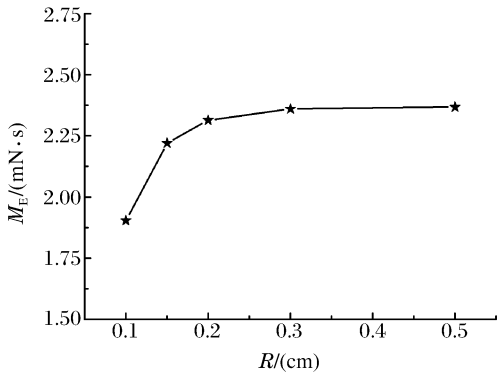


图 2 固体靶所获得冲量 M_{E} 随靶面横向尺寸的变化关系曲线

Fig. 2 M_{E} variation with cross direction radius of target

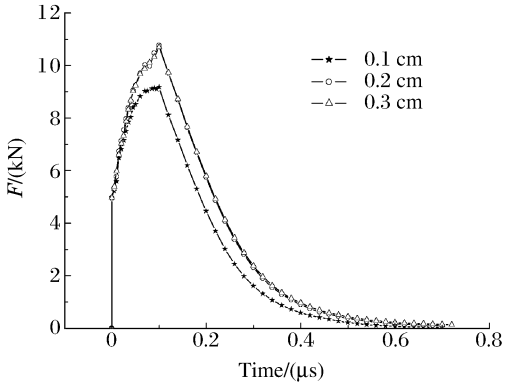


图 3 不同横向尺寸靶面所受推力随时间的变化关系曲线

Fig. 3 Propulsive force F(N) variation with time for targets of different cross direction radius

由图 3 中可以看出，在激光烧蚀作用下固体靶所受到的推力迅速增大，随着激光的继续作用，推力的上升速度开始减缓，到激光结束时达到最大推力值(可达 10 kN)。比较图 3 中不同靶横向半径的结

果,0.2 cm 与 0.3 cm 时的推力值几乎相同,变化趋势也一致,这与前面得到的冲量结果是一致的。而对于 0.1 cm 与 0.2 cm 靶横向半径,在激光作用初期推力的变化趋势基本相同,这是由于此时等离子的侧向膨胀运动还很小。在约 20 ns 以后,随着等离子体的侧向膨胀运动,在超过激光光斑尺寸的范围内对固体靶施加压力,使得 0.2 cm 靶横向半径所对应的推力值继续迅速增大;而 0.1 cm 靶横向半径所对应的推力值的上升速度开始减缓,并且在大约 60 ns 以后基本保持不变至激光脉冲结束。在激光脉冲结束以后,靶面等离子体作自由膨胀运动,等离子体压力迅速下降,相应的推力值也迅速下降,至300 ns 左右时下降速度开始趋缓,并且在约 600 ns 时降为 100 N 以下。

5.3　约束喷管结构

在前面的计算中等离子体在固体靶面是完全自由膨胀的,为了更好地利用等离子体对靶的推进效应,在靶上增加一约束喷管,为了便于数值模拟,计算模型简化为如图 4 所示,约束喷管的作用相当于增加一垂直于固体靶的固定反射边界。图 4 中 R 为固体靶的横向半径,也为约束喷管的横向半径。为了比较两种情形下的计算结果,计算中采用的激光参数与前一节相同。烧蚀等离子体的膨胀运动被限制在喷管的有限空间内,这样等离子体压力由于膨胀运动而下降将会得到延缓,使得对固体靶的推进作用持续更长的时间。计算采用与自由膨胀结构相同的激光参数。

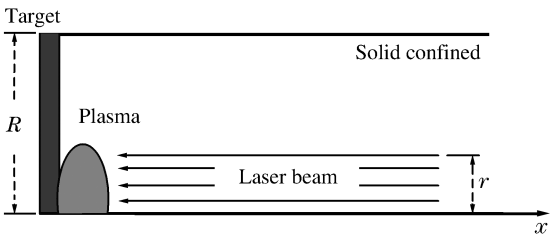


图 4　约束喷管结构的计算模型

Fig. 4　Simulation configuration of confined model

约束喷管置于固体靶横向不同尺寸位置时,靶所获得的推进冲量的计算结果如图 5 所示。分别选取 0.10、0.15、0.20、0.30、0.50 cm 喷管横向半径进行计算,计算结果表明,与自由膨胀时作用冲量随靶横向尺寸的增大而增大不同,在增加约束喷管条件下,随着靶面横向尺寸的增加,靶所获得的作用冲量是一个先增大而后减小的变化关系。在选取的 5 个靶面半径中,在靶面半径为 0.2 cm 时靶所获得的冲量最大,在靶面半径继续增大时,获得的冲量开始迅速减小。

如图 6 所示,比较靶横向尺寸相同时有无约束喷管的计算结果可以看到,在同样的靶面尺寸条件下,增加约束喷管可以使固体靶获得的作用冲量明显增大。由于增加约束喷管时靶所获得的冲量在达到最大值以后是随着靶面半径的增大而减小,而自由膨胀时是增大的,这样随着靶横向尺寸的增大,二者将趋于相同。由图 6 可以看出,当 $R=0.5$ cm 时,两者的差值已经很小,说明随着靶面横向尺寸的继续增大,约束喷管的作用开始减弱,这是由于当靶面横向尺寸较大时,等离子体自由膨胀到约束喷管处其压力已经衰减到比较小的值,反射后对推力的贡献相应就较小。

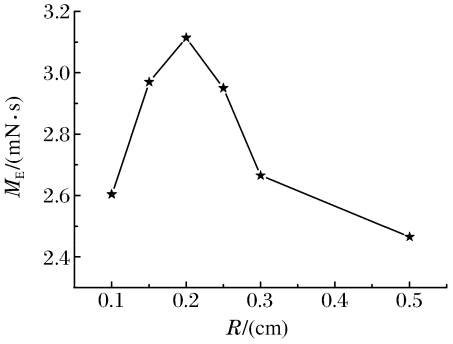


图 5　增加约束喷管时靶获得冲量 M_E 随靶面横向尺寸的变化关系

Fig. 5　M_E variation with cross direction radius of target at confined conditions

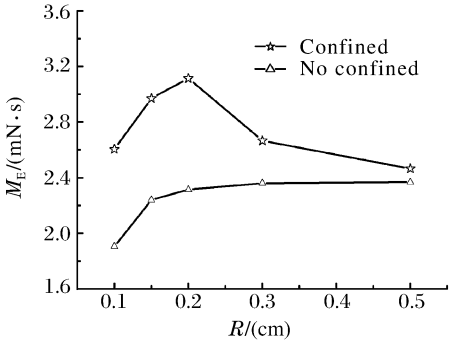


图 6　增加约束喷管与没有约束喷管时靶获得冲量随靶面半径变化关系的比较

Fig. 6　M_E variation with cross direction radius of target at confined conditions compared with no confined

上述计算结果表明,在靶面增加约束喷管可以很好地提高推进效果,并且约束喷管的横向尺寸不同,所取得的提高效果不同。对于一定的激光参数,可以通过选择适当的约束喷管半径来获得最大的推进冲量。

同样,我们计算了增加约束喷管条件下固体靶所受推力随时间的变化,并与没有增加约束喷管时的计算结果进行了比较,图 7～图 9 分别给出了靶面半径为 0.1、0.2、0.3 cm 时自由膨胀与约束喷管条件下固体靶所受推力随时间的变化关系,图中推力的变化规律可以很清楚地反映出增加约束喷管的效果。由图 7 可以看出,当靶面半径取为 0.1 cm(与光斑大小相同)时,在激光作用期间增加约束喷管对靶的推力值的增大很有限,但是当激光脉冲结束以后,自由膨胀条件下推力值下降的速度较之增加喷管时要快得多。由图 8 可以看出,当靶面半径取为 0.2 cm 时,由于等离子体受喷管约束反射后使得原等离子体区的压力增大,所以推力值也相应增大,图 8 中约束喷管时的推力峰值较之自由膨胀时的峰值有明显增大。从图 9 可以看出,当靶面半径取为 0.3 cm 时,增加约束喷管,推力的衰减速度虽然相对于自由膨胀时要慢,但已经比较接近了,说明此时约束喷管的作用已经开始减弱。

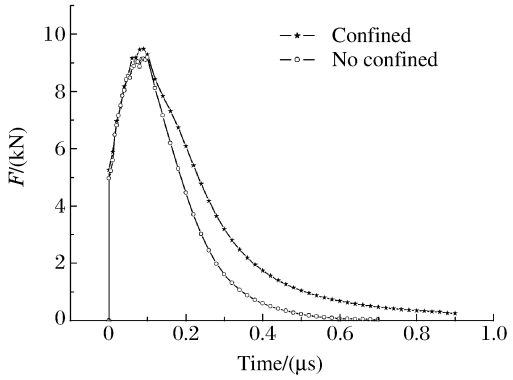


图 7 增加约束喷管与没有约束喷管时靶所受推力随时间的变化关系(R=0.1 cm)

Fig. 7 Propulsive force of target at confined condition and no confine under R=0.1 cm

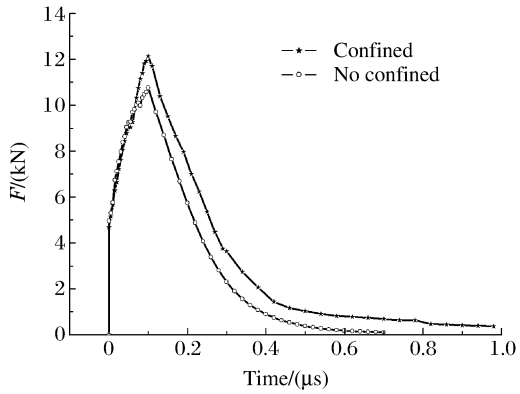


图 8 增加约束喷管与没有约束喷管时靶所受推力随时间的变化关系(R=0.2 cm)

Fig. 8 Propulsive force of target at confined condition and no confine under R=0.2 cm

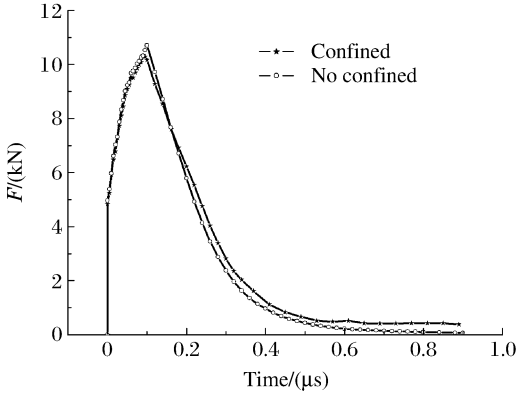


图 9 增加约束喷管与没有约束喷管时靶所受推力随时间的变化关系(R=0.3 cm)

Fig. 9 Propulsive force of target at confined condition and no confine under R=0.3 cm

从上面的分析可以知道,约束喷管主要起两方面的作用:增大靶面压力以及延缓靶面压力的衰减速度。为了使约束喷管取得最好的效果,需要充分利用约束喷管的这两个作用。约束喷管半径太小,不能起到增大靶面压力的作用,半径太大又不能起到延缓靶面压力衰减速度的作用。上述计算结果表明,在靶面增加约束喷管可以很好地提高推进效果,并且约束喷管的横向尺寸不同,所取得的提高效果不同。对于一定的激光参数,可以通过选择适当的约束喷管半径来获得最大的推进冲量。

6 小 结

通过采用具有五阶精度的 WENO 算法,对激光烧蚀固体靶产生的推进效应进行了数值模拟,针对烧蚀模式激光推进,模拟了固体靶横向尺寸与激光光斑大小的最佳耦合关系,以及在固体靶上增加约束

喷管对增强推进效应的贡献,为激光推进工程应用中结构的优化提供了初步依据。数值模拟结果表明:

(1) 固体靶横向尺寸与激光光斑大小存在最佳耦合关系。当激光光斑大小一定,固体靶横向尺寸约为激光光斑尺寸 3 倍时获得最大作用冲量,继续增大靶横向尺寸时不能获得更高的作用冲量。

(2) 增加约束喷管主要起到两个方面的作用:增大靶面推力以及约束靶面烧蚀等离子体的自由膨胀,使得激光脉冲结束以后靶面等离子体压力衰减速度减慢。增加约束喷管可以较大幅度提高靶获得的推进冲量。与自由膨胀时冲量随靶横向尺寸的增加而增加不同,约束喷管条件下冲量随着喷管横向尺寸的增大先迅速增大,在达到最大值以后开始减小,并趋于与没有约束喷管时的冲量相同。

References:

[1] Kudrjashov S I, Allen S D. Optical Transmission Measurements of Explosive Boiling and Liftoff of a Layer of Micro-Scale Water Droplets from a KrF Laser-Heated Si Substrate [J]. J Appl Phys, 2003, 93: 4306.

[2] Shee M, Kim D, Grigoropoulus C P. Liquid-Assisted Pulsed Laser Cleaning Using Near-Infrared and Ultraviolet Radiation [J]. J Appl Phys, 1999, 86: 6519.

[3] Zinovik I, Povitsky A. Dynamics of Multiple Plumes in Laser Ablation: Modeling of the Shielding Effect [J]. J Appl Phys, 2006, 100: 024911.

[4] Wen S B, Mao X L, Greif R, et al. Expansion of the Laser Ablation Vapor Plume into a Background Gas [J]. J Appl Phys, 2007, 101: 023114.

[5] Resseguier T, Signor L, Boustie M, et al. Experimental Investigation of Liquid Spall in Laser Shock-Loaded Tin [J]. J Appl Phys, 2007, 101: 013506.

[6] Kantrowitz A. Propulsion to Orbit by Ground-Based Laser [J]. Astronautics and Aeronautics, 1972, 10(5): 74.

[7] Phipps C R. Optimum Parameters for Laser Launching Objects into Low Earth Orbit [J]. Laser and Particle Beams, 2000, 18: 661.

[8] Phipps C R. LISP: Laser Impulse Space Propulsion [J]. Laser and Particle Beams, 1994, 12(1): 23.

[9] Shu C W. Essentially Non-Oscillatory and Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes for Hyperbolic Conservation Laws [R]. NASA/CR-97-206253, 1997.

[10] Tong H F, Tang Z P, Hu X J, et al. Experiment Study of "Ablation Mode" Laser Propulsion [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2004, 16(11): 1380-1384. (in Chinese)
童慧峰,唐志平,胡晓军,等."烧蚀模式"激光推进的实验研究 [J]. 强激光与粒子束, 2004, 16(11): 1380-1384.

[11] Tong H F, Tang Z P, Zhang L. 2-D Dynamical Simulation of Laser Supported Plasma Field [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18(12): 1996-2000. (in Chinese)
童慧峰,唐志平,张　凌. 激光支持等离子体流场的二维动态数值模拟 [J]. 强激光与粒子束, 2006, 18(12): 1996-2000.

[12] Tong H F, Tang Z P, Zhang L. Simulation of Ablation Mode Laser Propulsion [J]. Explosion and Shock Waves, 2007, 27(2): 165-170. (in Chinese)
童慧峰,唐志平,张　凌. 烧蚀模式激光推进的数值模拟 [J]. 爆炸与冲击, 2007, 27(2): 165-170.

[13] Tong H F, Tang Z P. Simulation of Energy Coupling of Laser and Ablated Plasma at Target Surface [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2008, 22(2): 142-148. (in Chinese)
童慧峰,唐志平. 激光与固体靶面烧蚀等离子体的能量耦合计算 [J]. 高压物理学报, 2008, 22(2): 142-148.

[14] Itina T E, Marine W, Autric M. Mathematical Modeling of Pulsed Laser Ablated Flows [J]. Appl Surface Sci, 2000, 154-155: 60-65.

[15] Zel′dovich Y B, Raizer Y P. Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena [M]. New York: Academic Press, 1966.

Simulation of Ablation Mode Laser Propulsion Efficiency of Confined Target Geometry

TONG Hui-Feng[1,2], TANG Zhi-Ping[2]

(1. *Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*;
2. *CAS Key Laboratory for Mechanical Behavior and Design of Materials, Department of Mechanics and Mechanical Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026, *China*)

Abstract: Under the irradiation of high power laser, the surface matter of solid target can be vaporized and ionized instantly. The ejected high temperature and high pressure plume generates propulsion force, this is the fundamental of ablated laser propulsion. A general Godunov finite difference WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory)-schemes which have fifth-order accuracy is used to conduct a numerical calculation for laser ablated solid target and its ablated propulsion efficiency. Simulation results show that the propulsion efficiency is dependent to varied degrees on the coupling of target cross direction radius with the laser spot size; the confined geometry of the target surface strengthens the propulsion efficiency dramatically.

Key words: ablated laser propulsion; propulsion efficiency; numerical simulation