

文章编号: 1001-1455(2003)06-0501-08

# 大气呼吸模式激光推进的机理分析及数值模拟\*

龚 平, 唐志平

(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和设计重点实验室, 安徽 合肥 230026)

摘要: 就大气呼吸模式的推进机理作了较为系统的分析和研究, 导出了考虑反射面几何约束的冲量及冲量耦合系数的近似解析表达式。在数值模拟方面, 采用前期点爆炸自模拟解和后期高分辨率 PPM 格式相结合的新方法, 计算了固定的抛物面反射镜聚焦入射平行激光击穿空气形成的高温等离子体流场及其对反射面产生的推动作用。结果表明, 推进效应(飞行器获得的推力、总冲量、冲量耦合系数等)与反射面的几何参数和入射激光强度密切相关。83J 的激光单脉冲能量算例得到的冲量耦合系数为  $246 \mu\text{N} \cdot \text{s}/\text{J}$ , 略高于同种工况下 W.O.Schall 等实验得到的耦合系数。

关键词: 爆炸力学; 冲量耦合系数; PPM 格式; 点爆炸; 激光推进; 大气呼吸模式

中图分类号: O381; O432.12 国标学科代码: 130°3510 文献标志码: A

## 1 引 言

传统的卫星发射, 需要大型化学运载火箭, 发射重量中推进剂占了很大比例。人们一直在探索, 谋求新的推进原理以取代传统发射方式。A. Kantrowitz<sup>[1]</sup> 首先提出利用地基激光器将空间飞行器送入近地轨道的设想, 开创了激光推进研究的新领域。A. N. Pirri 等<sup>[2]</sup> 进行了激光烧蚀靶材获得比冲的实验研究。V. P. Ageev 等<sup>[3]</sup> 发表了激光的大气推进模式条件下的冲量耦合系数  $C_m$  和推进器几何参数之间的关系。L. N. Myrabo<sup>[4]</sup> 提出了激光驱动贯穿大气层的飞行器的设想, 称为光飞行器或光船(Lightcraft)。W. O. Schall 等<sup>[5]</sup> 利用连续脉冲  $\text{CO}_2$  激光器, 在实验室内使得 53g 重的铝质抛物面飞行器获得 6m/s 的速度并上升至 8m 高度。L. N. Myrabo 等与 NASA 合作, 在美国新墨西哥州白沙导弹靶场将 51g 重的碟形飞行器推进至 71m 高度。在国内, 许德胜等<sup>[6]</sup>、孙承纬<sup>[7]</sup> 曾分别对激光发射小卫星的原理和进展作过综述, 后者还较详细地分析了激光等离子体点爆炸驱动的原理。唐志平等<sup>[8]</sup> 利用单脉冲强激光实现了 5.87g 重的弹丸垂直发射, 高度达 1.48m。

以强激光作为驱动能源的发射方式, 由于能量能从地面获取, 可大大减轻发射重量, 降低成本。特别是随着大功率激光技术的迅速发展, 实现微小卫星的激光发射将不会是很遥远的事。

激光推进目前主要有两种模式: 大气呼吸模式(Air-breathing mode), 简称大气模式; 火箭烧蚀模式(Ablation mode), 简称火箭模式。前者工作原理为, 激光经由飞行器尾部反射聚焦并击穿大气, 形成高温高压等离子气体向后喷射, 进而推动飞行器。后者将聚焦后的激光直接烧蚀飞行器自身携带的工质形成等离子蒸汽向外喷射, 利用喷射气体的反作用力来推进。两者最本质的区别是, 前者并不消耗飞行器的自身质量(这意味着比冲可达无穷大), 但仅限于在大气层内工作; 后者要消耗一定的质量, 但工作环境不受限制。本文中仅讨论激光推进的大气模式。

## 2 解析模型

大气模式的推进原理如图 1 所示。图中,  $O$  是焦点,  $R_0$  是焦点到抛物面顶点的距离,  $\theta_1$  表示激光束的反射半张角,  $\theta \cdot \theta_0$  表示抛物面反射镜相对于焦点的半张角。从物理上可以分解成四个过程: (1) 入射平行

\* 收稿日期: 2002-12-25; 修回日期: 2003-04-25

作者简介: 龚 平(1977—), 男, 博士研究生。

激光束经飞行器抛物型镜面反射聚焦,在焦点  $O$  形成高能量密度区导致空气击穿并形成高温等离子体;(2)高温等离子体向外膨胀的过程中,若继续存在激光的作用,可形成激光支持的爆轰波(LSD)或爆燃波(LSC)阵面;(3)当激光脉冲终止或其强度不再能继续维持 LSD 或 LSC 波时,LSD 或 LSC 波将退化为冲击波继续向外扩展;(4)被压缩的气流到达飞行器壁面时对飞行器产生推动,减压后的气体反向排出,保持总动量守恒。

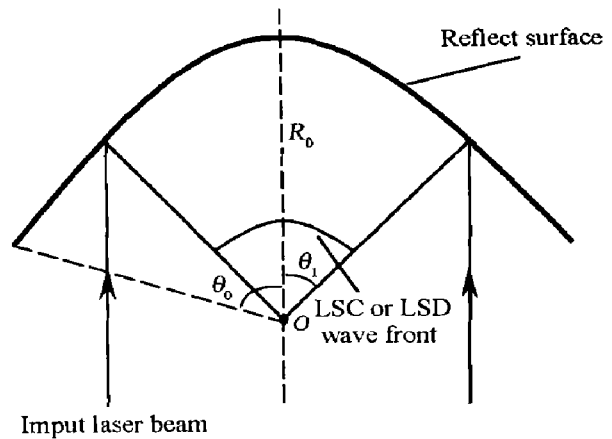


图 1 大气模式激光推进示意图

先简要介绍 LSD 波和 LSC 波的形成机理。当激光功率密度高于空气击穿阈值时,空气将被击穿形成等离子体,等离子体的不透明度与其电离度相关。因此在该区域,可能发生入射激光几乎完全被等离子体吸收的情形。光吸收区前沿的温度和压力骤然升高,形成流体力学的强间断(即冲击波),向外压缩尚未完全电离的空气,使其温度和密度突然升高,并达到完全电离,成为新的激光吸收阵面和冲击波阵面,逆激光方向继续传播。如果这个由激光维持的吸收波阵面以超声速传播,则称为激光支持的爆轰波(LSD),如果以亚声速传播,则称为激光支持的燃烧波(LSC)。LSD 或 LSC 将造成激光屏蔽效应。

Fig.1 Schematic of air-breathing mode of laser propulsion

在 LSD 波或 LSC 波模型中,激光提供的能量相当于含能材料化学反应所提供的能量,因此原则上可应用爆炸动力学方法进行求解。

## 2.1 球面 LSD 波

假设激光束经抛物面反射后的总功率为  $P$ ,在焦点处产生 LSD 波并均匀向外传播,并假设激光均布于球形波阵面,当波阵面半径为  $r$  时,波阵面上平均激光辐照功率密度为  $p/4\pi r^2$ 。严格地说,由于入射激光的空间分布和抛物反射面的几何性质,波阵面上的功率密度在各个方向上是不一样的,为便于理论分析和建模,这里做了均匀化假定。当不计波阵面厚度时,可得到 LSD 波波阵面半径  $R_D$  以及波后压力  $p_D$  的表达式<sup>[7]</sup>

$$R_D = t^{\frac{2}{5}} \left[ \frac{5}{3} \right]^{\frac{3}{5}} \left[ \frac{(k^2 - 1)Pt}{2\pi \rho_0} \right]^{\frac{1}{5}} \quad (1)$$

$$p_D = \frac{\rho_0}{k+1} u_D^2 = (k-1)^{\frac{2}{3}} (k+1)^{-\frac{1}{3}} \rho_0^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{P}{2\pi R_D^2} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (2)$$

式中:下标 D 表示 LSD 波,  $\rho_0$  是空气的初始密度,  $k$  是空气等离子体的绝热指数,  $t$  是时间。

由于聚焦后的激光能量主要集中在面向抛物面的立体角内,因此实际仅能形成球冠面 LSD 波。采用激光束半张角  $\theta_1$  进行等效处理,得到等效激光功率为  $P/\sin^2(\theta_1/2)$ 。将此等效功率取代(1)、(2)式中的  $P$  可得到球冠 LSD 波的参数。

## 2.2 球面 LSC 波的近似处理

迄今为止,较为成功的 LSC 波的解析模型是 F. Y. Su 等<sup>[9]</sup>、A. N. Pirri 等<sup>[10]</sup> 提出的平面一维定常等离子体模型。将该模型推广到球面时,考虑到 LSC 波在实际驱动过程中只占很小的时间比例,故可做忽略其内部结构的近似处理。

A. N. Pirri 等引入一个主要参数  $w = (u_c - u_s)/u_s$ , 来表示 LSC 波相对于前方流动的量纲一的速度,其中  $u_c$  为 LSC 波波速,  $u_s$  为波前粒子速度。  $u_c$  随激光功率的增加而增大,当达到当地声速后, LSC 波将转变为 LSD 波。利用 Pirri 模型可求得部分聚焦球冠 LSC 波阵面半径  $R_C$  和波后压力  $p_C$

$$R_C = t^{\frac{2}{5}} \left[ \frac{\gamma+1}{2} \right]^{\frac{3}{5}} \left[ \frac{(\gamma-1)(k-1)Pt}{(\gamma+1)(k+w)(\gamma-1-2w)2\pi \rho_0 \sin^2(\theta_1/2)} \right]^{\frac{1}{5}} \quad (3)$$

$$p_C = \left[ \frac{\gamma+1}{2} \rho_0 \right]^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{(\gamma-1)(k-1)P}{(k+w)(\gamma-1-2w)4\pi R_C^2 \sin^2(\theta_1/2)} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (4)$$

式中: 下标 C 指 LSC 波的参数,  $k$  是空气等离子体的绝热指数,  $\gamma$  是空气的绝热指数,  $\rho_0$  是空气的初始密度,  $t$  是时间。

综合(1)~(4)式, 可得 LSC 或 LSD 波波后压力  $p_d$  以及传播距离  $R_d$  的定标关系为

$$R_d = C_2 \rho_0^{-\frac{1}{5}} t^{\frac{3}{5}} P^{\frac{1}{5}}, \quad p_d = C_1 \rho_0^{\frac{3}{5}} t^{-\frac{4}{5}} P^{\frac{2}{5}} \quad t \leq t_p \quad (5)$$

式中:  $t_p$  是激光脉宽。当  $C_1$ 、 $C_2$  由(2)、(4)式给出时, 上式表示 LSD 波定标关系; 由(1)、(3)式给出时, 则表示 LSC 波定标关系。

### 2.3 LSD 或 LSC 波结束后的流场

LSD 波或 LSC 波在激光脉冲结束后, 退化成冲击波继续传播。由于在激光作用时间内, LSD 或 LSC 波传播的距离很小, 仍可将其视为点爆炸过程。由点爆炸相似律, 可得爆炸波阵面半径  $R_s$  和压力  $p_s$  的定标关系<sup>[7]</sup>

$$R_s = R_e \left[ \frac{t}{t_p} \right]^{\frac{2}{5}}, \quad p_s = p_e \left[ \frac{t}{t_p} \right]^{-\frac{6}{5}} \quad t \leq t_p \quad (6)$$

式中: 下标 e 表示激光脉冲结束时的波状态参数。  $t_p$  时刻 LSD 或 LSC 波阵面的位置和压力可由(1)~(4)式解得。设焦点距抛物面顶点的距离为  $R_0$ , 利用(6)式可以求得爆炸波到达抛物面顶点的时间  $t_0 = t_p (R_0/R_e)^{\frac{5}{2}}$ , 进而求对应的波阵面压力。

由于点爆炸波内部流场是自相似的, 可用爆炸波理论来求解其内部流场。记量纲一的粒子速度、密度和压力分别为  $f = uR_s/(u_s R)$ ,  $G = \rho/\rho_s$  和  $h = p/p_s$ , 下标 s 表示波阵面状态, 由强波近似给出的自相似的流场解如下

$$\begin{cases} \left[ \frac{R_s}{R} \right]^5 = f^2 \left[ \frac{5(\gamma+1) - 2(3\gamma-1)f}{7-\gamma} \right]^{a_1} \left[ \frac{2\gamma f - (\gamma+1)}{\gamma-1} \right]^{a_2} \\ G = \left[ \frac{2\gamma f - (\gamma+1)}{\gamma-1} \right]^{a_3} \left[ \frac{5(\gamma+1) - 2(3\gamma-1)f}{7-\gamma} \right]^{a_4} \left[ \frac{\gamma+1-2f}{\gamma-1} \right]^{a_5} \\ h = \frac{(\gamma+1-2f)Gf^2}{2\gamma f - (\gamma+1)} \end{cases} \quad (7)$$

式中:  $a_i (i=1, 5)$  是和  $\gamma$  有关的常数, 对于  $\gamma=1.4$ ,  $a_1=2.2763$ ,  $a_2=-0.5263$ ,  $a_3=0.7895$ ,  $a_4=3.7938$ ,  $a_5=-3.3333$ 。冲击波达到反射器时刻的整个流场参量可以通过(5)、(7)式计算出来。

孙承纬<sup>[7]</sup> 在假定抛物面半张角  $\theta_0$  范围内爆炸波流场沿对称轴方向的总动量  $N$  为飞行器可能获得的冲量的基础上, 得到

$$N = \frac{\pi \sin^2 \theta_0}{\gamma-1} \sqrt{2(\gamma+1)\rho_0 p_e R_0 R_e} \int_0^1 f G x^3 dx \quad (8)$$

式中:  $x = R/R_0$ 。结合(5)、(7)式可得

$$N = 0.838851 C_1^{\frac{1}{2}} C_2^{\frac{3}{2}} \rho_0^{\frac{1}{2}} t_p^{\frac{1}{2}} P^{\frac{1}{2}} R_0 \sin^2 \theta_0 \quad (9)$$

对应的等效冲量耦合系数  $C_m$  (单位激光能量使飞行器获得的冲量) 为

$$C_m = \frac{N}{E} = \frac{N}{Pt_p} = 0.838851 C_1^{\frac{1}{2}} C_2^{\frac{3}{2}} \rho_0^{\frac{1}{2}} t_p^{-\frac{1}{2}} P^{-\frac{1}{2}} R_0 \sin^2 \theta_0 \quad (10)$$

(9)、(10)式就是文献[7]的冲量及冲量耦合系数的计算公式。(9)式给出的冲量  $N$  随半张角  $\theta_0$  的变化关系见图 2, 图中 A 点对应于激光束的半张角  $\theta_1$ 。由图可见,  $N$  先随  $\theta_0$  的增大而增大, 但当  $\theta_0$  大于  $90^\circ$  后,  $N$  却随之减小。这是由于爆炸流场中大于和小于  $90^\circ$  部分的轴向动量是反向的, 起抵消作用。实际情况应是抛物面半张角越大, 获得的冲量越大<sup>[3]</sup>。因此(9)式只适用于  $\theta_0$  小于  $90^\circ$  的情况。

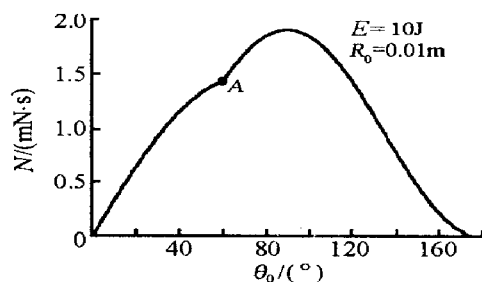


图 2 由(9)式得出的冲量和半张角的关系  
Fig.2  $N$  vs  $\theta_0$  from Eq.(9)

此外, (9)式并未考虑靶面的存在, 由于飞行器反射面对爆炸流场的约束作用, 横向流动将部分地转变为轴向流动(见图3), 从而提高轴向推进冲量。为此, 针对圆锥形和抛物形反射面作了进一步的分析。假定压缩气体碰到固壁后, 法向速度为0(法向动量传递给了壁面), 仅剩余切向速度。

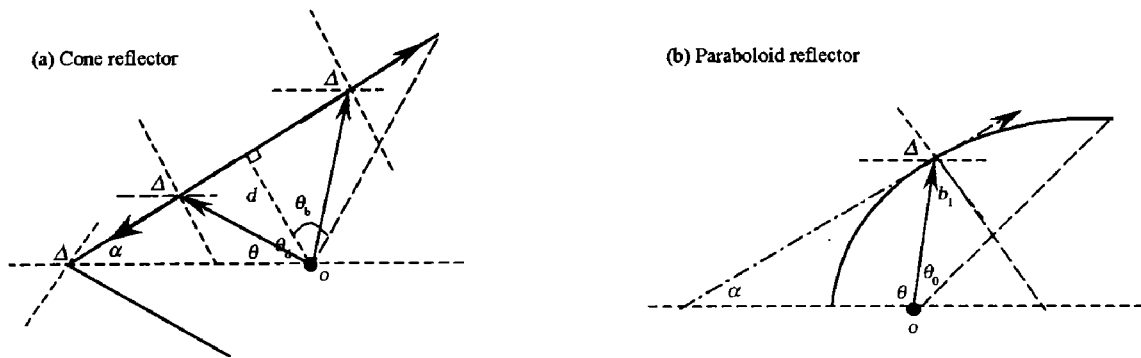


图3 反射面对横向流场的约束作用

Fig.3 Restraint of a reflector to transversal flow

对于半顶角为  $\alpha$  的锥形反射面(见图3(a)), 发生在  $o$  点的点爆炸的反射半张角为  $\theta_0 = \theta_a + \theta_b$ , 由简单的几何关系可得在  $\theta_a$  ( $\theta_a = \pi/2 - \alpha$ ) 内的轴向动量

$$N_1 = \frac{\pi}{\gamma-1} \sqrt{2(\gamma+1)\rho_0 p_i R_0^{\frac{3}{2}} R_i^{\frac{3}{2}}} \int_0^1 f G x^3 dx \int_0^{\theta_a} 2 \sin \theta \sin(\alpha + \theta) \sin \alpha d\theta =$$

$$A \sin \alpha \left( (\theta_a \cos \alpha - \frac{1}{2} (\sin(2\theta_a + \alpha) - \sin \alpha)) + \sin 2\alpha (\theta_a \sin \alpha + \frac{1}{2} (\cos \alpha - \cos(\alpha + 2\theta_a))) \right) \quad (11)$$

式中:  $A = \frac{\pi}{\gamma-1} \sqrt{2(\gamma+1)\rho_0 p_i R_0^{\frac{3}{2}} R_i^{\frac{3}{2}}} \int_0^1 f G x^3 dx$ 。上式中第二项为切向分量遇到另一边时再次反射的贡献。在  $\theta_b$  内的轴向动量

$$N_2 = \frac{1}{2} A \sin \alpha (1 - \cos 2\theta_b) \quad (12)$$

飞行器可能获得的总冲量

$$N = \frac{1}{2} A \sin \alpha (1 - \cos 2\theta_b) + A \sin \alpha \left( (\theta_a \cos \alpha - \frac{1}{2} (\sin(2\theta_a + \alpha) - \sin \alpha)) + \right.$$

$$\left. \sin 2\alpha (\theta_a \sin \alpha + \frac{1}{2} (\cos \alpha - \cos(\alpha + 2\theta_a))) \right) \quad (13)$$

对于抛物形反射面(见图3(b)), 仅考虑其第一次碰撞冲量可近似得

$$N = A \int_0^{\theta_0} 2 \sin(\theta + \alpha) \sin \alpha \sin \theta d\theta \quad (14)$$

如图3所示

$$\tan \alpha = \begin{cases} \frac{\tan \theta}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta} - 1} & \theta < \frac{\pi}{2} \\ -\frac{\tan \theta}{\sqrt{1 + \tan^2 \theta} + 1} & \theta > \frac{\pi}{2} \end{cases}$$

需说明的是上述推导中并未考虑流场相互作用等影响。由(13)、(14)式可以得到两种靶面基于点爆炸理论的冲量耦合系数

圆锥面

$$C_m = \frac{N}{E} = \frac{N}{P t_p} = 0.838851 C_1^{\frac{1}{2}} C_2^{\frac{3}{2}} \rho_0^{\frac{1}{2}} t_p^{-\frac{1}{2}} P^{-\frac{1}{2}} R_0^{-\frac{3}{2}} B \quad (15)$$

抛物反射面

$$C_m = \frac{N}{E} = \frac{N}{P t_p} = 0.838851 C_1^{\frac{1}{2}} C_2^{\frac{3}{2}} \rho_0^{\frac{1}{2}} t_p^{-\frac{1}{2}} P^{-\frac{1}{2}} R_0^{-\frac{3}{2}} C \quad (16)$$

式中:  $d$  为  $o$  点到锥面的距离,  $B = \frac{1}{2} \sin \alpha (1 - \cos 2\theta_0) + \sin \alpha ((\theta_0 \cos \alpha - \frac{1}{2} (\sin (2\theta_0 + \alpha) - \sin \alpha)) + \sin 2\alpha (\theta_0 \sin \alpha + \frac{1}{2} (\cos \alpha - \cos (\alpha + 2\theta_0))))$ ,  $C = \int_0^{\theta_0} 2 \sin (\theta + \alpha) \sin \alpha \sin \theta d\theta$ 。

表 1 列出三种情况下飞行器可能获得的冲量随半张角  $\theta_0$  的变化, 为便于比较, 将 (9) 式改写成  $N = A \sin^2 \theta_0$ 。由表可见, 考虑锥面和抛物面对横向流动的约束作用后, 冲量随  $\theta_0$  的增加而增加, 并大于 (9) 式的值。抛物型反射面当  $\theta_0$  较小时不如锥面, 但随着  $\theta_0$  的增加,  $N$  增长较快, 在  $90^\circ$  左右超过了锥面, 说明抛物型反射面具有很好的动量汇聚性能。

表 1 几种理论冲量值的比较

Table 1 A comparison of impulses for several analytical solutions

$\theta_0 / (^\circ)$	$N / A$		
	锥面 ( $\alpha = 30^\circ$ )	抛物面	由 (9) 式
30	0.40	0.258	0.25
60	1.05	0.875	0.75
90	1.23	1.500	1.00
120	1.30	1.870	0.75

在以上理论推导中, 假设激光脉冲时间极短, 故可按点爆炸计算。若激光脉冲较长较强, 导致 LSD 或 LSC 波阵面在激光脉冲结束前直接碰靶, 以上公式不再适用。

### 3 数值模拟

从上面的分析可见理论模型具有较大的局限性, 因而对流场进行数值计算是十分必要的。在计算中分两个阶段, 前期仍采用点爆炸理论, 认为激光脉冲能量集中一点, 不考虑 LSD 或 LSC 波过程, 应用 Sedov 自相似解<sup>[11]</sup>。后期则由流场控制方程计算, 流场初始条件由自相似解赋予。轴对称流动问题的控制方程为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial r} + \frac{\partial \mathbf{G}(\mathbf{U})}{\partial z} = \mathbf{H}(\mathbf{U}, r) \tag{17}$$

$$\mathbf{U} = (\rho, M, N, E)^T, \quad \mathbf{F}(\mathbf{U}) = \left[ M, \frac{M^2}{\rho} + p, \frac{MN}{\rho}, \frac{M}{\rho} (E + p) \right]^T,$$

$$\mathbf{G}(\mathbf{U}) = \left[ N, \frac{MN}{\rho}, \frac{N^2}{\rho} + p, \frac{N}{\rho} (E + p) \right]^T, \quad \mathbf{H}(\mathbf{U}, r) = -\frac{M}{r\rho} (\rho, M, N, E + p)^T$$

式中:  $\rho$  是密度,  $M = \rho u_r$ ,  $N = \rho u_z$ ,  $u_r$  和  $u_z$  分别为横向和轴向速度,  $E$  是比内能。

满足 Sedov 自相似解的条件是波阵面的压力远高于波前压力, 模拟中令波阵面的压力下降到 0.73MPa 时结束自相似解。

#### 3.1 计算格式

为提高精度和便于捕捉激波, 计算采用 PPM 格式和有限体积方法。PPM 格式<sup>[12]</sup>是由初始分段抛物型分布函数构造的差分格式, 也是 Godunov 格式的推广。有限体积方法<sup>[13]</sup>基于积分形式方程组, 便于采用任意四边形网格, 和无结构三角形网格相比, 易于与高精度格式结合和处理源项。关于 PPM 格式和有限体积方法可参看文献[12~14]。

#### 3.2 计算结果

选取了三个抛物面进行计算。(1): 焦距  $R_0 = 2\text{cm}$ , 底面半径  $r_0 = 5\text{cm}$ , 半张角  $\theta_0 = 102.7^\circ$ 。(2):  $R_0 = 1\text{cm}$ ,  $r_0 = 5\text{cm}$ ,  $\theta_0 = 136.4^\circ$ 。(3):  $R_0 = 1\text{cm}$ ,  $r_0 = 3.5\text{cm}$ ,  $\theta_0 = 121.5^\circ$ 。算例(3)的目的在于比较半张角对冲量耦合系数的影响。计算采用四边形网格, 区域如图 4 所示, 节点  $281 \times 281 = 78961$  个。AB 段是抛物面, 取为固定边界, BC 和 CD 段均取自由边界, AD 采用对称边界条件。对于抛物面(1), 自相

似解结束时波阵面还未到达抛物面边界, 这时阵面马赫数 2.5, 压力 0.73GPa。抛物面(2)则由于焦距小, 当波阵面接触到抛物面边界时, 阵面压力仍达 1.43MPa, 计算中令此时自相似解结束。

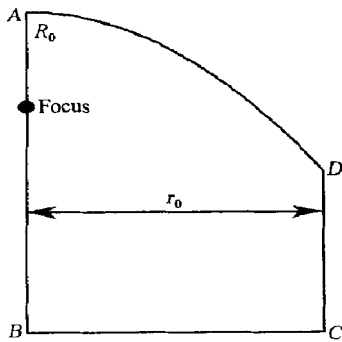


图 4 计算域示意图

ig.4 Schematic of computational domain

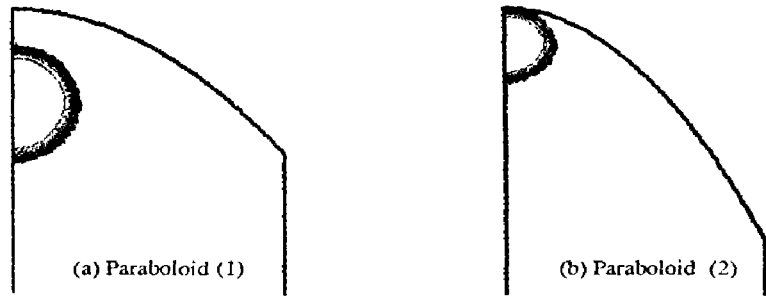


图 5 自相似解结束时两种抛物面的流场压力分布

Fig.5 The calculated pressure distribution at the end of self-similarity solution

图 5 为自相似解结束时的压力分布流场。图 6 是爆炸波和抛物面边界相互作用过程中的压力流场。将同一时刻作用在抛物面边界上的轴向压力分量相加, 可得推力随时间的变化曲线(见图 7)。由图可见, 抛物面(1)获得的推力的峰值比(2)高。由于(1)焦距较长顶部较平坦, 爆炸波和抛物面轴向正接触面积较大从而造成瞬间轴向推力较大。对(2)而言, 其轴向推力到达峰值后, 一开始衰减很快, 但随后衰减较慢。这主要是由于(2)的半张角较大, 爆炸气体从抛物面内逃逸出来的时间加长, 从而能获得更多的有效冲量。比较图 7 中抛物面(2)和(3)的结果更能清楚地说明这一点, 因为两者仅半张角不同。这和文献[3]的结论是一致的。

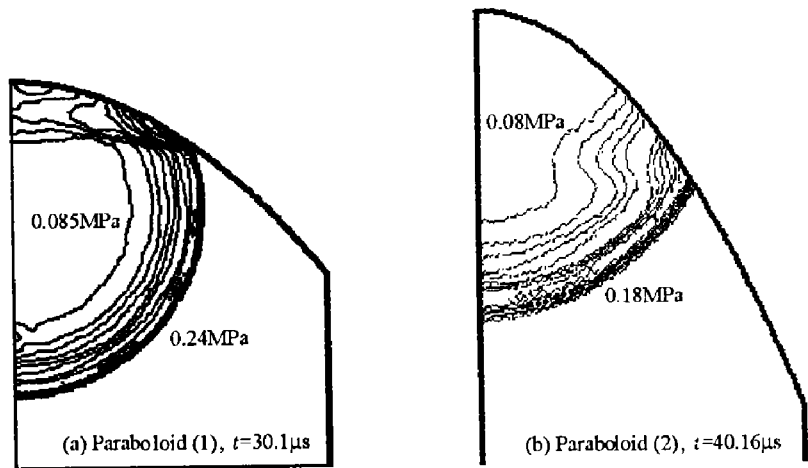


图 6 压力等值线

Fig.6 Pressure contours

和(3)的结果更能清楚地说明这一点, 因为两者仅半张角不同。这和文献[3]的结论是一致的。

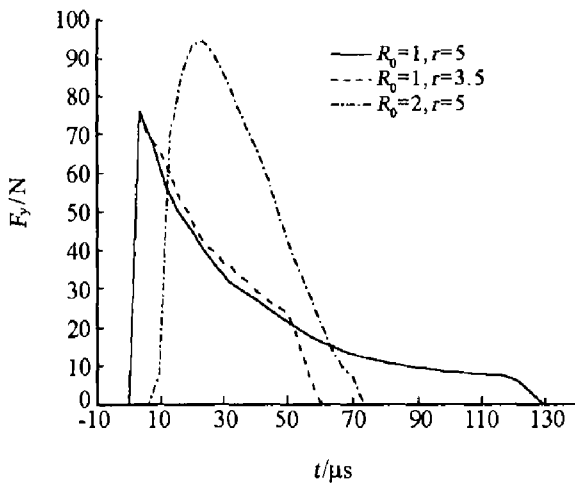


图 7 各种抛物反射面的推力随时间的关系  
Fig.7 Curves of thrust vs time for various paraboloid reflectors

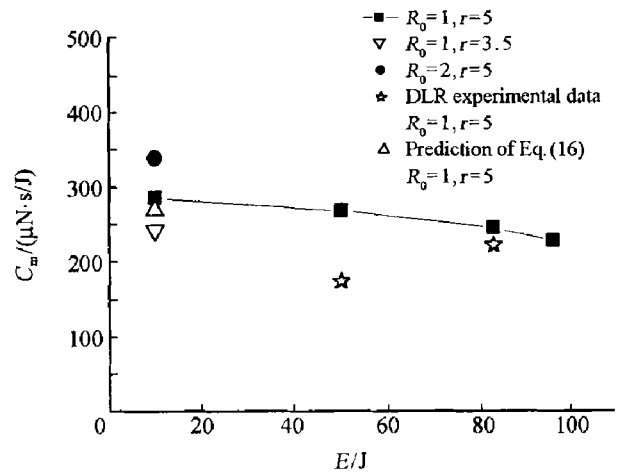


图 8 冲量耦合系数和激光单脉冲能量的关系  
Fig.8 Momentum coupling coefficients vs pulse energy

将作用在飞行器边界上的轴向推力随时间积分可得总冲量,总冲量与激光脉冲能量之比得到冲量耦合系数  $C_m$ 。抛物面(2)在不同激光能量作用下的计算结果见图 8 和表 2。图 8 显示,随着激光脉冲能量的增大, $C_m$ 呈缓慢下降趋势。图 8 中的  $\star$ 是德国 DLR 的相应实验结果<sup>[5]</sup>,可见计算得到  $C_m$ 比试验结果大。对于 83J 的算例,计算值偏高约 10.3%,对于 50J 算例,则偏高 53.7%。其原因除实验测试精度外(精确测量有相当难度),可能有以下各方面原因:计算中假设抛物面为刚壁;没有计及激光传输和反射过程中激光能量的损失;在作点爆炸自模拟解时认为激光能量全部转变为流场能量,实际上是不可能的。我们最近关于激光大气击穿实验测试表明,焦点等离子体并不能全部吸收激光入射能量,透过部分约占 13%,透过比率随激光功率密度的升高而下降。

表 2 几种抛物面在不同激光脉冲能量辐照下的模拟结果

Table 2 Calculation results for paraboloids and various laser pulse energies

抛物面	$\theta_0/(\circ)$	$E/J$	$C_m/(\mu\text{N}\cdot\text{s}/\text{J})$	$F\cdot t/(\mu\text{N}\cdot\text{s})$	$C_m/(\mu\text{N}\cdot\text{s}/\text{J})^{[5]}$
(2)	136.4	10	286	2863	
(2)	136.4	50	269	13456	175
(2)	136.4	83	246	20418	223
(2)	136.4	96	229	21996	
(3)	121.5	10	243	2425	
(1)	102.7	10	339	3392	

由图 8 还可见,抛物面(1)(焦距较大)的  $C_m$ 较高,抛物面(3)(半张角较小)的  $C_m$ 较小。根据(16)式计算得到的  $C_m=270\mu\text{N}\cdot\text{s}/\text{J}$ ,比(9)式更接近计算值。由于在(16)式推导中仅考虑壁面的首次冲量约束贡献,其预测值稍低于计算值是可以理解的,该式可以作为预估使用。

## 4 讨 论

首先分析和讨论了孙承纬<sup>[7]</sup>建立的激光推进大气模式的理论模型,结合飞行器靶面对流场的约束作用,对冲量  $N$  的表达式进行了修正,修正后的结果更接近计算值。

考虑到问题的复杂性和理论分析的局限性,着重发展和建立了一套数值模拟方法。初步的计算结果与实验数据有一定程度的吻合,同时反映了一定的规律性问题。抛物面获得的推力和其几何形状有关,在一定范围内焦距大推力峰值较大;总冲量还随半张角的增大而增加。总之,飞行器反射面的几何参数对激光冲量耦合系数  $C_m$ 的影响很大。由于  $C_m$ 是衡量飞行器能效比的一个重要参数,因此,对反射器的几何结构优化具有很重要的意义。

然而,在本文的模拟中并没有计及 LSD、LSC 波的发展过程,也没有考虑气体电离的等离子体状态方程,以及反射面自身的运动和焦点处能量散失等。这些都有待进一步的细致工作。特别是焦点处等离子体的物理性状(电离度,不透明度等)需要重点研究。须强调的是,理论与数值模拟必须有实验的支撑,遗憾的是目前公开发表的系统实验数据尚十分欠缺。

## 参考文献:

- [1] Kantrowitz A. Propulsion to orbit by ground-based lasers [J]. *Astronautics and Aeronautics*, 1972, 10(5): 74—76.
- [2] Pirri A N, Monsler M J, Nebolsine P E. Propulsion by absorption of laser radiation [J]. *AIAA J*, 1974, 12(9): 1254—1261.
- [3] Ageev V P, Barchukov A I, Bunkin F V, et al. Experimental and theoretical modeling of laser propulsion [J]. *Acta Astronautica*, 1980, 7: 79—90.
- [4] Myrabo L N. The Apollo lightcraft project [R]. NASA/USRA Advanced Design Program, Rensselaer Polytech Institute, 1989.
- [5] Schall W O, Bohn W L, Eckel H-A, et al. Lightcraft experiments in Germany [A]. Phipps C R. High-power laser ablation III, Proc of SPIE [C]. 2000: 472—481.

- [6] 许德胜, 郭振华, 辜建辉. 论光动力飞行器[J]. 激光技术, 1999, 23(2):86—90.  
XU De-sheng, GUO Zhen-hua, GU Jian-hui. On lightcraft [J]. Laser Technology, 1999, 23(2):86—90.
- [7] 孙承纬. 激光驱动空间飞行器的原理分析[A]. 激光的热和力学效应学术会议论文集[C]. 广西北海, 2000:1—8.
- [8] 唐志平, 童慧峰, 郭大浩, 等. 用激光推进轻型飞行器的初步实验研究[A]. 激光的热和力学效应学术会议论文集[C]. 四川绵阳, 2001:120—124.
- [9] Su F Y, Boni A A. Non-linear model of laser supported deflagration waves [J]. Phys Fluids, 1976, 19:960—966.
- [10] Pirri A N, Root R G, Wu P K S. Plasma energy transfer to metal surfaces irradiated by pulsed lasers [J]. AIAA Journal, 1978, 16(12):1296—1304.
- [11] 谢多夫. 力学中的相似方法与量纲理论[M]. 北京: 科学出版社, 1982:217—224.
- [12] Colella P, Woodward P. The piecewise parabolic method (PPM) for gas-dynamical simulations [J]. J Comput Phys, 1984, 54:174—201.
- [13] 张鹏. 轴对称爆炸容器中冲击波与壁面耦合作用的数值研究[D]. 合肥: 中国科技大学, 2000.
- [14] 苏铭德, 黄素逸. 计算流体力学基础[M]. 北京: 清华大学出版社, 1997:207—217.

## Mechanism analysis and numerical simulation of air-breathing model for laser propulsion

GONG Ping<sup>\*</sup>, TANG Zhi-ping

(Key Laboratory for Mechanical Behavior and Design of Materials of CAS,  
Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China,  
Hefei 230026, Anhui, China)

**Abstract:** The mechanism of air-breathing mode has been analyzed systematically and the analytic formulas for the momentum coupling coefficients based on point explosion theory have been derived and improved by considering the restraint of the reflector. In the numerical simulation, a new method that combine the self-similarity solution for point-explosion at the first stage and the high resolution PPM grids at the second stage, has been applied to calculate the high-temperature plasma flow field generated by the focused laser beam. The simulated results show that the efficiency of laser propulsion, such as thrust, total impulse, momentum coupling coefficient etc are strongly related to the geometry of the reflector and the power of the laser beam. A calculated example for a single laser pulse of 83J gives the momentum coupling coefficient of  $246\mu\text{N}\cdot\text{s}/\text{J}$ , which is about 10.3% higher than the experimental result of W.O.Schall et al in Germany.

**Key word:** mechanics of explosion; momentum coupling coefficient; PPM; point explosion; laser propulsion; air-breathing mode

\* Corresponding author: GONG Ping

E-mail address: gongp@mail.ustc.edu.cn