

脉冲激光推进的能量相似律理论研究^{*}

曹正蕊, 洪延姬

(装备指挥技术学院, 北京 101416)

摘 要: 激光推进的能量相似律, 指确定的激光能量有与之相对应的最佳喷管尺寸, 使得冲量耦合系数最大且不变的规律。用大气高度参数、入射的激光能量、喷管几何参数构造了无量纲因子, 建立了圆锥形喷管在单脉冲条件和一维球对称点聚焦情况下的能量相似律。结果表明: 当锥角固定时, 冲量和冲量耦合系数存在极大值, 极大值对应的无量纲因子仅与气体比热比相关; 当无量纲因子固定时, 冲量随入射激光能量增加而单调增大, 冲量耦合系数则与能量无关。本文的研究结论和规律性认识, 对目前可实现和以后工程化放大的激光能量范围, 均能给出可信可靠的喷管优化尺寸。

关键词: 激光推进; 圆锥形喷管; 相似律; 冲量耦合系数

中图分类号: V439 TN249

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2010) 02-0252-05

Theoretical analysis of energy law of similitude of conical nozzles for laser propulsion in repetitively-pulsed mode

CAO Zheng-rui HONG Yan-ji

(Inst. of Equipment Command and Technology, Beijing 101416, China)

Abstract Energy law of similitude for laser propulsion refers to that there is an optimum nozzle size for fixed laser energy making impulse coupling coefficient remaining the largest. A dimensionless factor coupling incident atmosphere altitude, incident laser energy and nozzle geometry parameters is introduced, and energy law of similitude of conical nozzles is created with a single laser pulse and by a laser focusing on a sphere region. The results show that impulse and impulse coupling coefficient firstly increase and then decrease with augment of the dimensionless factor when cone angle is fixed. Impulse increases monotonously with enhancement of incident laser energy, while impulse coupling coefficient is independent of it when the dimensionless factor is fixed. The authentic and reliable optimum nozzle sizes can be obtained for laser energy.

Key words Laser propulsion; Conical nozzles; Law of similitude; Impulse coupling coefficient

1 引 言

脉冲激光推进产生推力的工作过程包括能量沉积和推力形成两个过程。能量沉积过程涉及工质气体的光学击穿、激光支持吸收波的形成与演化等, 推力形成过程涉及激波流场的形成与演化、激波与喷管壁的流固耦合等复杂的物理化学现象。因此, 从理论上建立复杂喷管构形在单脉冲条件下的推进性能参数与影响因素之间的解析关系式非常困难, 相关研究

工作还几乎未见报道。目前国内外对推进性能的研究主要依靠数值模拟和实验测量。文献[1]针对聚光系统与喷管一体化设计的模式, 通过改变抛物形喷管的构形参数分别实现点聚焦和环聚焦, 得到入射激光能量小于 60 J 时, 点聚焦冲量耦合系数大于环聚焦方式的。对于抛物形喷管自聚焦的情况, 文献[2]和文献[3]从单脉冲水平和垂直推进实验中, 以及文献[4]从计算中得到的结论均是开口直径相等时, 焦距较小的冲量耦合系数较大; 而文献[5]得到的计算

^{*} 收稿日期: 2009-06-04 修订日期: 2009-09-21。

基金项目: 国家“九七三”项目 (61328); 国家自然科学基金 (10672184)。

作者简介: 曹正蕊 (1980—), 女, 博士生, 研究领域为先进推进技术。Email: jessie8007@163.com

结果却相反,是焦距较大的冲量耦合系数较大。可见,在单脉冲条件下,测量和计算得到的推进性能规律之间存在差异,同时由于在复杂喷管构形上缺少理论的支撑,这些结果的验证和推广存在较大困难。

激光推进的能量相似律是推进器设计最终要解决的问题之一。目前国内外研究者已经注意到相似律研究的重要性,但仅做了一些简单尝试,可借鉴东西不多。推进性能影响因素的多样性决定了研究的复杂性,有必要选取有一定特点的简单喷管构形作为研究对象,同时需对产生推力的某些过程进行合理简化。本文将对具有线性特性的典型圆锥形喷管在单脉冲条件和一维点聚焦球对称情况下的能量相似律进行理论研究,为数值模拟和实验研究提供参考依据。

2 基本模型

2.1 一维球对称强激波流场参数

在点聚焦情况下,脉冲激光作用结束时形成的激波具有源点小、能量密度高、强度衰减快、空间分布对称性好等特点^[6]。可借鉴一维球对称点聚焦形成的强激波流场描述激光推进流场的演化规律,引入理想气体模型,流场演化具有自相似性质。

球面激波后受扰气体的密度 ρ 压力 p 和速度 u 可分别写为无量纲速度 a 的函数^[7]

$$\frac{\rho}{\rho_s} = \left| \frac{-\frac{2}{3}\gamma - \frac{1}{3}a + \frac{5}{3}\gamma + 1}{-\gamma + 7} \right| \left| \frac{\frac{13\gamma^2 - 7\gamma + 12}{3\gamma - 1} - \frac{1}{2\gamma + 1}}{-\gamma + 3} \right| \cdot \left| \frac{2\gamma a - \frac{1}{3}\gamma + \frac{1}{3}}{\gamma - 1} \right|^{\frac{3}{2\gamma + 1}} \left| \frac{-2a + \frac{1}{3}\gamma + \frac{1}{3}}{\gamma - 1} \right|^{\frac{-2}{-\gamma + 2}} \quad (1)$$

$$\frac{p}{p_s} = \left| \frac{-\frac{2}{3}\gamma - \frac{1}{3}a + \frac{5}{3}\gamma + 1}{-\gamma + 7} \right| \left| \frac{\frac{13\gamma^2 - 7\gamma + 12}{3\gamma - 1} - \frac{1}{2\gamma + 1}}{-\gamma + 3} \right| \cdot \left| \frac{-2a + \frac{1}{3}\gamma + \frac{1}{3}}{\gamma - 1} \right|^{\frac{-\gamma}{-\gamma + 2}} a^{\frac{6}{5}} \quad (2)$$

$$\frac{u}{u_s} = \left| \frac{-\frac{2}{3}\gamma - \frac{1}{3}a + \frac{5}{3}\gamma + 1}{-\gamma + 7} \right| \left| \frac{\frac{13\gamma^2 - 7\gamma + 12}{3\gamma - 1} - \frac{1}{2\gamma + 1}}{-\gamma + 3} \right| \cdot \left| \frac{2\gamma a - \frac{1}{3}\gamma + \frac{1}{3}}{\gamma - 1} \right|^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma + 1}} a^{\frac{3}{5}} \quad (3)$$

式中 γ 为气体比热比; ρ_s , p_s 和 u_s 分别表示紧贴激波后沿的密度、压力和速度,其表达式为

$$\left. \begin{aligned} \rho_s &= \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0 \\ p_s &= \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 V_s^2 \\ u_s &= \frac{2}{\gamma + 1} V_s \end{aligned} \right| \quad (4)$$

式中 ρ_0 为图 1 中 1 区即波前未受扰气体的密度; V_s 为球冠面激波的速度。

2.2 圆锥形喷管模型

单脉冲激光作用下,入射激光束经过透镜聚焦,能量被沉积在圆锥形喷管的顶点处。不考虑喷管壁厚,认为脉冲激光作用结束时形成的激波形状是严格球面,喷管壁沿着球面激波径向,不会对激波传播及波后受扰气体运动产生影响,作用仅是将流动限制在喷管以内,激波阵面在喷管内是球冠面,如图 1 所示。

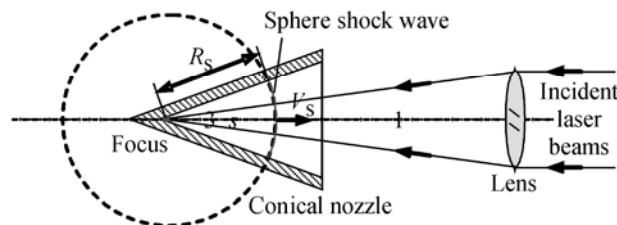


Fig 1 Sketch of conical nozzle and sphere shock wave

设圆锥形喷管的锥角为 2θ , 母线长度为 R 。设入射激光能量为 E_{in} 以 η_{de} 的激光能量沉积率沉积在顶点处,图 1 中球冠面激波的半径 R_s 和速度 V_s 可分别表示为

$$\begin{aligned} R_s &= \left| \frac{2\gamma}{32\pi I_1} \left| \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right| \right|^{\frac{1}{5}} \left| \frac{2E_{in} \eta_{de}}{\rho_0 (1 - \cos\theta)} \right|^{\frac{1}{5}} t^{\frac{2}{5}} \\ V_s &= \frac{2}{5} \left| \frac{2\gamma}{32\pi I_1} \left| \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right| \right|^{\frac{1}{5}} \left| \frac{2E_{in} \eta_{de}}{\rho_0 (1 - \cos\theta)} \right|^{\frac{1}{5}} t^{-\frac{3}{5}} \end{aligned} \quad (5)$$

式中 I_1 是仅与 γ 相关的常数; r 是从圆锥形喷管顶点度量的距离,有 $0 \leq r \leq R_s$ 。忽略激波传出喷管出口之后的排气和再入阶段,利用基本模型得到的流场参数的解析解,将喷管壁内外沿轴向的压力差作为推力,从而进一步得到其它推进性能参数。

3 圆锥形喷管的能量相似律

3.1 构造无量纲因子

引入无量纲因子 R^* , 定义为 R 与球面激波动力学半径 R^* 的比值,即

$$R = \frac{R}{R^*} = \left[\frac{R}{\frac{2E_{in}\eta_{de}}{p_0(1-\cos\theta)}} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (6)$$

式中 p_0 为图 1 中 1 区即波前未受扰气体的压力。可见, R 耦合了环境参数 p_0 , 入射激光参数 E_{in} 和 η_{de} , 喷管构形参数 2θ 和 R 。

3.2 冲量和冲量耦合系数

设球冠面激波到达喷管出口处对应的时刻为 t_{arr} , 联立式 (1) ~ (6) 可得到在 $0 \sim t_{arr}$ 时间内, 冲量 I , 冲量耦合系数 C_m 与 2θ 、 R 之间的关系为

$$I = \frac{10\pi E_{in}\eta_{de}}{9c_0\sqrt{I_2}} \left| \frac{1+\cos\theta}{25\gamma+1} - R^3 \right| R^{\frac{3}{2}} \quad (7)$$

$$C_m = \frac{10\pi\eta_{de}}{9c_0\sqrt{I_2}} \left| \frac{1+\cos\theta}{25\gamma+1} - R^3 \right| R^{\frac{3}{2}}$$

式中 I_2 , I_3 是仅与 γ 相关的常数; c_0 为图 1 中 1 区即波前未受扰气体的声速。

3.3 能量相似律

将式 (7) 依次对 R 求一阶和二阶偏导, 可以得到 I 和 C_m 均随 R 增大先增大再减小; 当

$$R = \left| \frac{16\gamma I_2 I_3}{25\gamma+1} \right|^{\frac{1}{3}} \quad (8)$$

I 和 C_m 取得的极大值分别为

$$I_{max} = \frac{10\pi E_{in}\eta_{de}}{9c_0\sqrt{I_2}} \left| \frac{1+\cos\theta}{25\gamma+1} - R^3 \right|^{\frac{3}{2}}$$

和

$$C_{m-max} = \frac{10\pi\eta_{de}}{9c_0\sqrt{I_2}} \left| \frac{1+\cos\theta}{25\gamma+1} - R^3 \right|^{\frac{3}{2}}$$

当 R 保持不变时, I , C_m 随 ρ_0 , p_0 , E_{in} , η_{de} , 2θ 的变化规律容易得到:

(1) I 与 ρ_0 的 $1/2$ 次方成正比, 随 ρ_0 降低而减小; 与 p_0 的 $1/2$ 次方成反比, 随 p_0 降低而增大; 与 E_{in} 成正比, 随 E_{in} 增加而线性增大; 与 η_{de} 成正比, 随 η_{de} 增加而线性增大; 随 2θ 增大而单调减小。

(2) C_m 与 ρ_0 的 $1/2$ 次方成正比, 随 ρ_0 降低而减小; 与 p_0 的 $1/2$ 次方成反比, 随 p_0 降低而增大; 与 E_{in} 无关; 与 η_{de} 成正比, 随 η_{de} 增加而线性增大; 随 2θ 增大而单调减小。

4 能量相似律分析

4.1 气体比热比对能量相似律的影响

选取脉冲激光推进的典型参数取值, 如表 1 所示。当 $\gamma=1.33$, 1.40 和 1.67 时, 绘制表 1 的典型条

件下 I 和 C_m 随 R 的变化曲线, 如图 2 所示。 I 和 C_m 取得极大值对应的 R 仅和 γ 相关, 而与其它影响因素无关。3 种不同 γ 下, I 和 C_m 取得极大值对应的 R_{opt} 如表 2 所示。可见, γ 越大, 对应的 R 越大。图 2 (a) 和 (b) 中均用 3 条黑色点线标出了 3 个 R_{opt} 位置。 I 极大值分别是 $2.0 \times 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{s}$, $2.0 \times 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{s}$ 和 $3.2 \times 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{s}$; C_m 极大值分别是 $339.1 \text{ N} \cdot \text{MW}$, $384.0 \text{ N} \cdot \text{MW}$ 和 $529.5 \text{ N} \cdot \text{MW}$ 。

Table 1 A set of parameters for laser propulsion

$\rho_0 /$ (kg/m^3)	$p_0 /$ MPa	$E_{in} /$ J	η_{de}	$2\theta /$ ($^\circ$)	$R /$ mm	$g /$ (m/s^2)
1.225	0.101325	60	50%	60	60	9.8

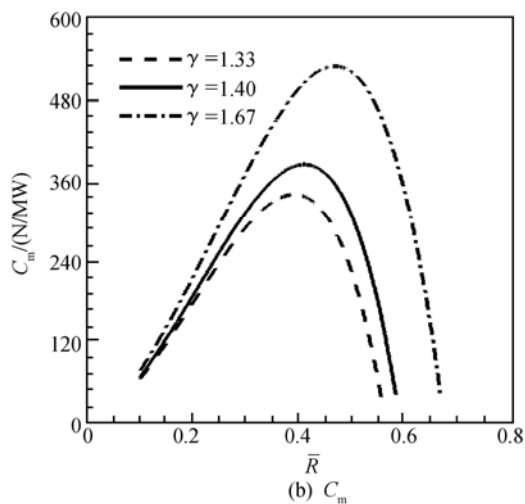
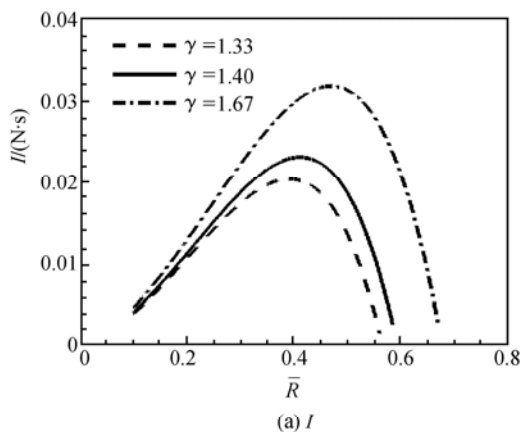


Fig 2 Curves of impulse I , impulse coupling coefficient C_m and the dimensionless factor

R ($\rho_0 = 1.225 \text{ kg}/\text{m}^3$, $p_0 = 0.101325 \text{ MPa}$, $E_{in} = 60 \text{ J}$, $\eta_{de} = 50\%$, $2\theta = 60^\circ$, $g = 9.8 \text{ m}/\text{s}^2$)

从图 2 可以看出, $R > 0.55$ 范围内, 随 R 进一步增大, I 和 C_m 将继续减小到 0 以下, 变为负值。这是从数学上推导得到的, 是没有实际物理意义的。 I 和 C_m 为 0 对应的 R_{max} 仅与 γ 相关, 而与其它影响因素

无关,有

$$R_{\max} = \left| \frac{48 \gamma I_2 I_3}{25 \gamma + 1} \right|^{\frac{1}{3}} \quad (9)$$

当 $\gamma = 1.33, 1.40$ 和 1.67 时, 3 个 $R_{\max}$ 也在表 2 中列出。可见, 分别在 $R \geq 0.57, 0.59$ 和 0.68 的范围内, 基本模型不能使用。

Table 2 Relationship among $R_{\text{opt}}, R_{\max}$ and γ

γ	ξ_0	I_1	I_2	I_3	R_{opt}	$R_{\max}$
1.33	0.995	0.199	0.730	0.226	0.39	0.57
1.40	1.033	0.203	0.839	0.222	0.41	0.59
1.67	1.152	0.218	1.216	0.213	0.47	0.68

4.2 基于能量相似律的推进性能优化

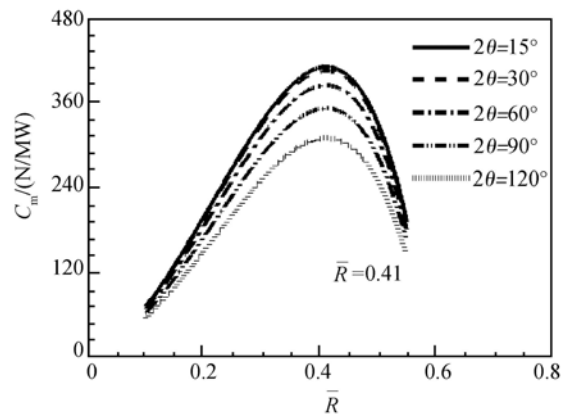
当建立了圆锥形喷管的能量相似律之后, 使得在 ρ_0 和 p_0 确定的条件下, 不论是已知喷管尺寸优化 E_{in} 时, 还是已知 E_{in} 优化喷管尺寸时, 均有理可依, 分析变得相对比较容易。

已知喷管尺寸优化 E_{in} : 对于一个固定 2θ 和 R 的圆锥形喷管, 仅需根据最优 I 和 C_m 对应的 R 计算对应的 E_{in} 和 η_{de} , 增加入射 E_{in} 可获得较大的 I , 提高 η_{de} 可同时获得较大的 I 和 C_m 。 I 随 E_{in} 增加而线性增大的斜率由 η_{de} 决定, I 和 C_m 随 η_{de} 提高而线性增大的斜率由 E_{in} 决定, $\eta_{\text{de}} < 1$, I 和 C_m 随 η_{de} 提高而增大的幅度比较大。在实际任务对 I 和 C_m 要求的指标范围内, 为了保持 E_{in} 和 η_{de} 不变, 可在一定程度上选择较小的 E_{in} 而应该通过多种途径尽量提高 η_{de} 。对于一个固定 2θ 的圆锥形喷管, 尽量在可选范围内选择较大的 E_{in} 以获得较大的 I , 然后根据最优 I 和 C_m 对应的 R 计算对应的 R 。

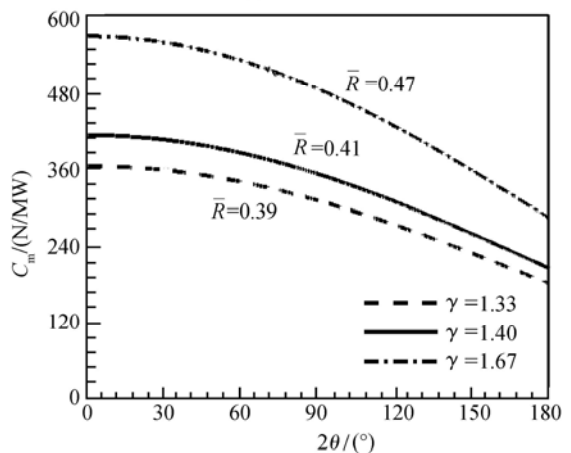
已知 E_{in} 优化喷管尺寸: 当 $\gamma = 1.33, 1.40$ 和 1.67 时, 在 $2\theta = 0^\circ$ 且 $R = 0.39, 0.41$ 和 0.47 处分别取得圆锥形喷管 I 和 C_m 的理论最大值, I 最大值的定量值与 $\rho_0, p_0, E_{\text{in}}, \eta_{\text{de}}, 2\theta$ 均有关, C_m 最大值的定量值与 $\rho_0, p_0, \eta_{\text{de}}, 2\theta$ 有关; I 和 C_m 随 2θ 增大而减小, 且减小幅度逐渐增大, 当 $2\theta = 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 和 120° 时, I 和 C_m 分别减小到理论最大值的 99.6%, 98.3%, 93.3%, 85.4% 和 75%。若要保证 I 和 C_m 在理论最大值的 90% 之上, 则 2θ 必须小于 73.7° 。可见, 对于固定的 E_{in} , 应尽量选择小 2θ , 但受到加工工艺限制, 小锥角加工比较困难, 考虑到 I 和 C_m 在 2θ 一定范围内只是小幅度减小, 在实际任务对 I 和 C_m 要求的指标范围内, 可在一定程度上选择稍大的 2θ 以降低加工成本, 同时 R 固定时, 稍大的 2θ 对应稍小的 R , 还

可节省材料成本。选定 2θ 后, 根据 I 和 C_m 存在极大值对应固定 R 的规律, 根据最优推进性能对应的 R 计算对应的 R 。

当 $\gamma = 1.40$ 时, 选取 5 个 $2\theta = 15^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 和 120° , 绘制表 1 的典型条件下 C_m 随 R 的变化曲线, 如图 3(a) 所示。当 $\gamma = 1.33, 1.40$ 和 1.67 时, 选取 C_m 取得极大值对应的 R 绘制 C_m 随 2θ 的变化曲线, 分别如图 3(b) 所示。表 1 条件下, 对于 3 个不同 γ , I 的理论最大值分别是 $2.2 \times 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{s}$, $2.5 \times 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{s}$ 和 $3.4 \times 10^{-2} \text{ N} \cdot \text{s}$; C_m 的理论最大值分别是 363.5 N/MW , 411.6 N/MW 和 567.5 N/MW ; 选择 $2\theta = 30^\circ$, 此时 I 和 C_m 分别是其理论最大值的 98.3%, 根据最优推进性能对应的 $R = 0.39, 0.41$ 和 0.47 计算分别得到 $R = 101.0 \text{ mm}$, 106.2 mm 和 121.7 mm 。如果工质气体选择空气, 则 $\gamma = 1.40$ 应选取 $2\theta = 30^\circ$ 和 $R = 106.2 \text{ mm}$ 的圆锥形喷管。



(a) Curves of C_m and $\bar{R}$ for 5 fixed 2θ ($\gamma=1.40$)



(b) Curves of C_m and 2θ for 3 fixed $\bar{R}$

Fig 3 Curves of C_m and R , 2θ ($\rho_0 = 1.225 \text{ kg/m}^3$, $p_0 = 0.101325 \text{ MPa}$, $E_{\text{in}} = 60 \text{ J}$, $\eta_{\text{de}} = 50\%$)

5 结论

脉冲激光推进的推进性能影响因素种类繁多, 相

互之间耦合制约,推进性能变化复杂,有必要进行相似律研究。针对圆锥形喷管在单脉冲和一维点聚焦球对称条件下的激波流场,建立了基本模型,提炼了耦合多种影响因素的无量纲因子 R , 得到并分析了脉冲激光推进的能量相似律。

(1)在 $0 < R < R_{\max}$ 内得到的理论预测规律基本合理,部分结果与现有实验吻合很好。

(2)冲量和冲量耦合系数对于 R 存在极大值,对应的 R 位置仅与气体比热比相关。

(3)在标准状态下,无论入射激光能量是多少,吸气式激光推进圆锥形喷管的冲量耦合系数不会超过 823 N/MW。

需要指出的是,在 $R \geq R_{\max}$ 内,预测冲量为负值,显然不合理,即本文建立的基本模型不能描述激光推进产生的较弱激波情况和激波演化的后期阶段。通过高精度的实验系统测量得到圆锥形喷管在单脉冲条件下的推进性能参数,以补充理论模型不能描述范围内的数据,是下一步需进行的工作。

参考文献:

- [1] 崔村燕,洪延姬,王 军,等. 聚光系统构形对激光

推力器推进性能的影响[J]. 中国激光, 2006 33(6).

- [2] 唐志平,龚 平,胡晓军,等. 大气模式激光推进的实验研究[J]. 航空学报, 2005 26(1): 13~17.
- [3] Tang Zhiping Gong Ping Hu Xiaojun et al Experimental investigation on air-breathing mode of laser propulsion [C]. Sendai 2nd International Symposium on Beam ed Energy Propulsion, 2004 23~30
- [4] 朱雨建,邓 博,吕俊明,等. 关于脉冲推进喷管的数值研究[C]. 绵阳:第十一届全国激波与激波管学术会议, 2004 324~329
- [5] Gong Ping Tang Zhiping Analytical and numerical study of the air breathing model for laser propulsion[C]. Sendai 2nd International Symposium on Beam ed Energy Propulsion, 2004 31~39
- [6] 卞保民,杨 玲,陈 笑,等. 激光等离子体及点爆炸空气冲击波波前运动方程的研究[J]. 物理学报, 2002 51(4): 809~813
- [7] 谢多夫. 力学中的相似方法与量纲理论[M]. 沈 青,倪锄非,李维新译. 北京:科学出版社, 1982

(编辑:张荣莉)

(上接第 242 页)

从上述分析结果可以看出,水烧蚀激光推进中,应尽量避免发生水诱导的空气击穿现象,以使激光能量由水吸收,获得较大的冲量耦合系数。实验结果也表明,水烧蚀激光推进发展有一个瓶颈,即比冲太低。由公式(2)知,冲量耦合系数和比冲在能量利用率一定的条件下成反比关系,因而提高比冲的方法只有提高能量利用率或者降低冲量耦合系数。

参考文献:

- [1] SchallW O, BohnW L, EckelH A, et al Light craft experiments in Germany[R]. SPIE Hig Power Laser Ablation, 2000 472~480
- [2] Myrabo L N, Messitt D G, Mead F B Jr Ground and flight tests of a laser propelled vehicle[R]. AIAA 98-1001.
- [3] 崔村燕,洪延姬,王 军,等. 聚光系统构形对激光推

力器推进性能的影响[J]. 中国激光, 2006 33(6): 739~742

- [4] Zheng Z Y, Zhang J Zahang Y, et al Enhancement of coupling coefficient of laser plasma propulsion by water confinement [J]. Appl Phys, 2006 A 85 441~443
- [5] 金星,崔村燕,周家胜,等. 液体烧蚀激光推进推力形成机理实验方法研究[J]. 推进技术, 2009 30(5). (JIN Xing CUI Cun-yan, ZHOU Jia-sheng et al Experiment method on mechanism of thrust of laser-induced ablation propulsion with liquid propellant[J]. Journal of Propulsion Technology, 2009 30(5).)
- [6] John Sinko Lisa Kodgis Simon Porter et al Ablation of liquids for laser propulsion with TEA CO₂ laser[C]. Hawaii Proceedings of Fifth International Symposium on Beam ed Energy Propulsion, 2007: 308~318

(编辑:梅 瑛)