

来流对吸气式激光推力器冲量耦合系数的影响^{*}

李 倩, 文 明, 曹正蕊, 崔村燕

(装备指挥技术学院, 北京 101416)

摘 要: 针对大气吸气模式激光推进的原理, 采用二阶精度的 Roe格式, 在气体模型为完全气体时, 分别对无来流以及来流马赫数为 2.5和 5的条件下, 环聚焦激光推力器内外流场的演化过程进行了数值模拟。结果表明, 无来流、来流马赫数为 2.5和 5时的冲量耦合系数分别为 $2.42 \times 10^{-4} \text{N} \cdot \text{s/J}$ 、 $1.00 \times 10^{-4} \text{N} \cdot \text{s/J}$ 和 $1.13 \times 10^{-4} \text{N} \cdot \text{s/J}$ 。无来流时激光推力器的冲量耦合系数高于同工况下有来流的情况, 但来流马赫数为 5时由于激波不会传播到推力器前体而产生负推力, 因此冲量耦合系数较马赫数为 2.5时高。研究结果可为激光推力器的构形设计以及实验模拟高空环境下推力器的飞行情况提供一定的理论指导。

关键词: 激光推进; 耦合系数; 数值仿真

中图分类号: TN249 V439

文献标识码: A

文章编号: 1001-4055 (2007) 05-0485-04

Effect of inflow on impulse coupling coefficient of air-breathing lightcraft

LI Qian, WEN Ming, CAO Zheng-rui, CUI Cun-yan

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

Abstract Aimed at understanding the mechanism of air-breathing laser propulsion, with the Roe scheme of 2nd-order accuracy and perfect gas model adopted, the evolutive process of inner and outer fluid field of circular focusing laser lightcraft is simulated numerically with different inflow conditions. The results for the impulse coupling coefficients are obtained under the different conditions. It is obvious that the impulse coupling coefficient under the condition without inflow is higher than the one under the condition when inflow exists. However, when the inflow Mach number is 5, since shock wave cannot propagate to the front body of lightcraft and negative thrust cannot come into being, the impulse coupling coefficient is higher than that of Mach number 2.5. The results may provide some theoretical guidance for configuration design of laser lightcraft and experiments of lightcraft flight at high attitude.

Key words Laser propulsion; Impulse coupling coefficient; Numerical simulation

1 引 言

20世纪 70年代起, 国外对激光推进进行了大量研究, 目前国内的研究工作也在蓬勃发展^[1, 2]。其中, 激波在吸气式激光推力器内流场中的传播一直是激光推进领域中十分受人关注的问题, 针对其机理性研究国内外已经有一些工作^[3~5]。然而, 针对有来流情况下的激光推力器内外流场的演化过程进行的数值计算目前报道得很少。本文针对大气吸气模式激

光推进的原理, 对激光推力器在无来流以及来流马赫数分别为 2.5和 5的条件下的内外流场演化过程进行了详细的数值模拟, 并得出了一些对实验工作具有参考价值的结论。

2 物理模型和计算方法

2.1 控制方程

不考虑质量力, 可压缩理想气体的运动可用如下守恒形式的 Euler方程描述^[6]

* 收稿日期: 2007-04-25; 修订日期: 2007-06-15。

基金项目: 国家“九七三”项目 (61328)。

作者简介: 李 倩 (1982—), 女, 硕士, 研究领域为先进推进技术。

$$W_t + F_x + G_y + H_z = 0$$

式中 $W = \begin{bmatrix} w_0 \\ w_1 \\ w_2 \\ w_3 \\ w_4 \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho \left(E + \frac{p}{\rho} \right) \end{bmatrix}$ 称为守恒变量。

$$F = \begin{bmatrix} F_0 \\ F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ \rho \left(E + \frac{p}{\rho} \right) \end{bmatrix}$$

$$G = \begin{bmatrix} G_0 \\ G_1 \\ G_2 \\ G_3 \\ G_4 \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ \rho \left(E + \frac{p}{\rho} \right) \end{bmatrix}$$

$$H = \begin{bmatrix} H_0 \\ H_1 \\ H_2 \\ H_3 \\ H_4 \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ \rho \left(E + \frac{p}{\rho} \right) \end{bmatrix}$$

称为通量函数。

在以上表达式中, ρ, u, v, w, p 分别代表密度, 速度三个方向的分量和压力。 E 为比总能, 定义为

$$E = e + \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$$

式中 e 为比内能。

本文使用了完全气体状态方程, 这时压力与比内能的关系可通过状态方程 $p = (\gamma - 1)\rho e$ 建立, 其中 γ 为比热比。

2.2 数值计算方法

采用有限体积法进行计算, 选用了 Roe 格式, 并且通过使用具有最小模值通量限制器的 MUSCL 方法达到了空间 2 阶精度, 用预估校正法进行了时间积分。

2.3 推力器构形及初边值条件

本文所选激光推力器半纵剖面及划分的流场如图 1 所示。推力器的构形几乎和 Myrabo 提出的一样^[6]。船身长 20 cm, 最大半径 6.75 cm, 喷管位于距离推力器侧翼 1.25 cm 的上方。抛物形后体将激光

束聚焦于 $x = 14$ cm, $y = 8$ cm 的喷管内表面的焦点上。由于计算区域较为复杂, 很难对其构造单一的结构网格, 因此采用了分区的算法。其基本思想是, 首先将总体区域分成若干个子区域, 再对每个子区域分别建立网格, 并在每个网格对方程分别求解, 各子区域的解在内边界处的耦合则通过耦合条件即插值来实现^[7]。将整个计算区域分成了三个子区域, 以保证每个子区域都是单连通域, 从而构造结构网格。

推力器的前体、抛物形后体及喷管都为滑移固壁边界条件; 因计算的是轴对称问题, 故推力器的轴线即为对称轴边界条件; 在计算有来流与无来流的问题时, 流场左上端弧线部分的边界条件分别为超声速入口和超声速出口, 右端始终为超声速出口边界条件, 如图 1 所示。

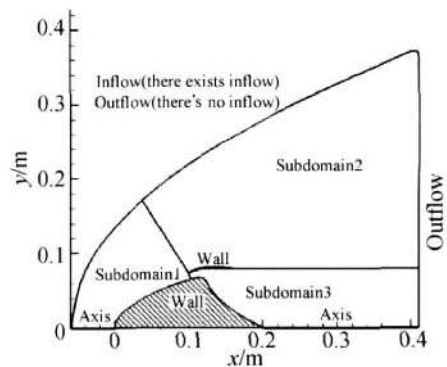


Fig. 1 Laser lightcraft model and divisory fluid field

计算中设置的环境气体是 20 km 高空的空气, 其初始参数高度为 20 km, 密度为 8.891×10^{-2} kg/m³, 温度为 216.65 K。

令入射激光能量 $E = 400$ J 脉冲宽度 $t_p = 200$ ns, 入射的激光能量以 40% 的能量转化效率沉积在等离子体区域, 等离子体密度 $\rho = 1.29$ kg/m³。需要指出的是, 在 20 km 高空条件下, 空气非常稀薄, 密度为 8.891×10^{-2} kg/m³, 而稀薄空气的光学击穿阈值很高, 也很难击穿, 因此这里将等离子体密度取为 1.29 kg/m³, 可以认为是在高空喷射了相对高密度的空气工质。

3 计算结果与讨论

3.1 不同来流条件下的推力比较

在气体模型为完全气体时, 分别对无来流以及来流马赫数 Ma 为 2.5 和 5 的条件下的等离子体流场的演化过程进行了数值模拟。计算得到推力器所受推力随时间的变化曲线如图 2 所示。

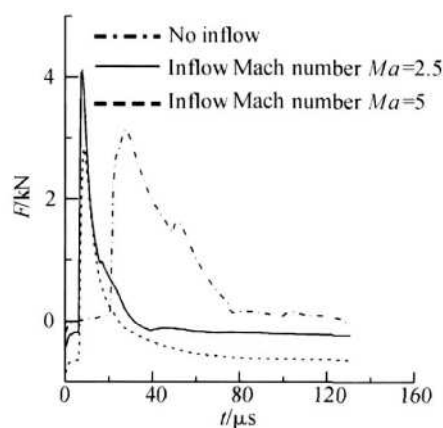


Fig. 2 Curves of thrust and time for the three kinds of inflow

由图 2 可知, 无来流时净推力 (推力器实际所受推力, 无来流情况下就是平时所说的推力) 峰值出现在 $t = 27.5 \mu\text{s}$ 左右, 大小为 3.132 kN ; 来流马赫数为 2.5 时净推力在 $t = 7.7 \mu\text{s}$ 就达到峰值为 4.102 kN , 由于来流对推力器产生的激波阻力为 0.235 kN (0 时刻推力值), 所以激波与推力器后体壁面作用产生的推力峰值为 4.337 kN (净推力 + 激波阻力); 马赫数为 5 时净推力峰值为 2.831 kN , 是在 $t = 8.5 \mu\text{s}$ 时达到的, 再加上激波阻力 0.661 kN , 激波与推力器后体相互耦合产生的推力峰值是 3.493 kN 。虽然无来流时推力峰值较小, 但其持续时间较长, 而且在 $50 \mu\text{s}$ 到 $60 \mu\text{s}$ 之间又出现了一个小峰值, 因此产生的冲量较大; 有来流时推力从峰值处单调减少, 这主要是因为来流马赫数较大, 将激波逐渐吹向下游并渐渐耗散, 使得推力越来越小的缘故。无来流时, 在 $t = 130 \mu\text{s}$ 左右, 净推力变为负值, 这是由于激波传播到推力器前体, 产生的负推力大于对后体产生的正推力, 此时推力器的加速度已变为负值。

综上可知, 无来流时的冲量大于有来流的情况且推力持续时间较长, 但激光引致的激波会在短时间内传播到推力器前体而产生较大的负推力, 负推力逐渐增大, 当大到净推力变为负值时, 推力器向前运动的速度会减小, 当速度减为 0 时, 需要施加下一个激光脉冲的作用才能保证推力器向前运动, 因此对脉冲重复频率的要求比较高。有来流时虽然激光引致的激波很难传到推力器前体, 但由于激波阻力存在, 冲量的值比较小, 且推力持续时间较短。

3.2 不同马赫数条件下的推力比较

来流马赫数 $Ma = 2.5$ 和 5 时净推力 (总推力加激波阻力) 的变化曲线如图 3 所示。

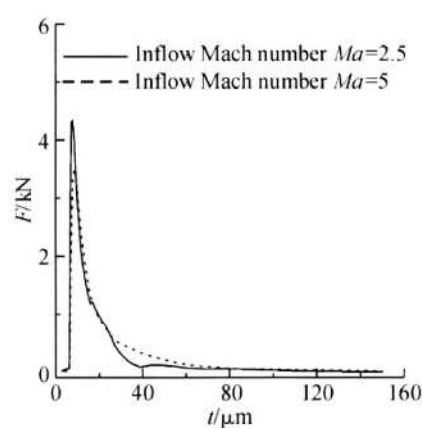


Fig. 3 Curves of net thrust and time in the case of $Ma = 2.5$ and $Ma = 5$

由图 3 可知, $Ma = 2.5$ 时的净推力峰值比 $Ma = 5$ 时大, 而且出现得早一些, 但前者的推力从峰值处下降的速度很快, 而且在 $25 \mu\text{s}$ 之后更快, 已经明显小于后者的推力值。

图 4 给出了马赫数分别为 2.5 和 5 时 $t = 5 \sim 30 \mu\text{s}$ 时间内流场的等压线分布图。下面根据图 4 来说明马赫数不同时各自推力的变化规律以及对激光推力器的冲量耦合系数产生的影响。

$t = 5 \mu\text{s}$ 时, $Ma = 2.5$ 的情况下向推力器前体传播的激波速度已经大于 $Ma = 5$ 时的速度, 由于来流速度较小, 激波向前传播到推力器壁面的时间也较短, 推力必然率先达到峰值。

$t = 7.5 \sim 10 \mu\text{s}$ 时, 整个流入气体都被激波压缩, $Ma = 5$ 时, 因为来流速度很大, 沿推力器后体传播的激波由于顺流其速度更大, 因此波阵面出现弯曲的现象, 而 $Ma = 2.5$ 时的波阵面过渡较为光滑, 同时向喷管尾部传播的绕射激波受来流的影响也很小; 当 $Ma = 5$ 时, 超高声速来流导致向后传播的激波与后体壁面接触的面积较 $Ma = 2.5$ 时小, 因此推力峰值也相对较低。

$t = 20 \mu\text{s}$ 时, $Ma = 5$ 的条件下向上游传播的激波相对于推力器的传播速度与来流速度基本相等, 因此激波在此中止; 而在 $Ma = 2.5$ 的情况下, 向上游传播的激波继续传播, 并开始对推力器产生负推力。

$t = 30 \mu\text{s}$ 时, $Ma = 2.5$ 的情况下向前传播的激波已经与推力器前体相互耦合, 产生了较大的负推力, 在图 3 中就表现为这段时间内推力值的下降趋势非常明显。实际上, 在 $t = 126 \mu\text{s}$ 时, 推力器所受的净推力就已经变为负值; 而 $Ma = 5$ 时由于激波不能传播到推力器前体, 不会产生负推力, 因此推力的下降

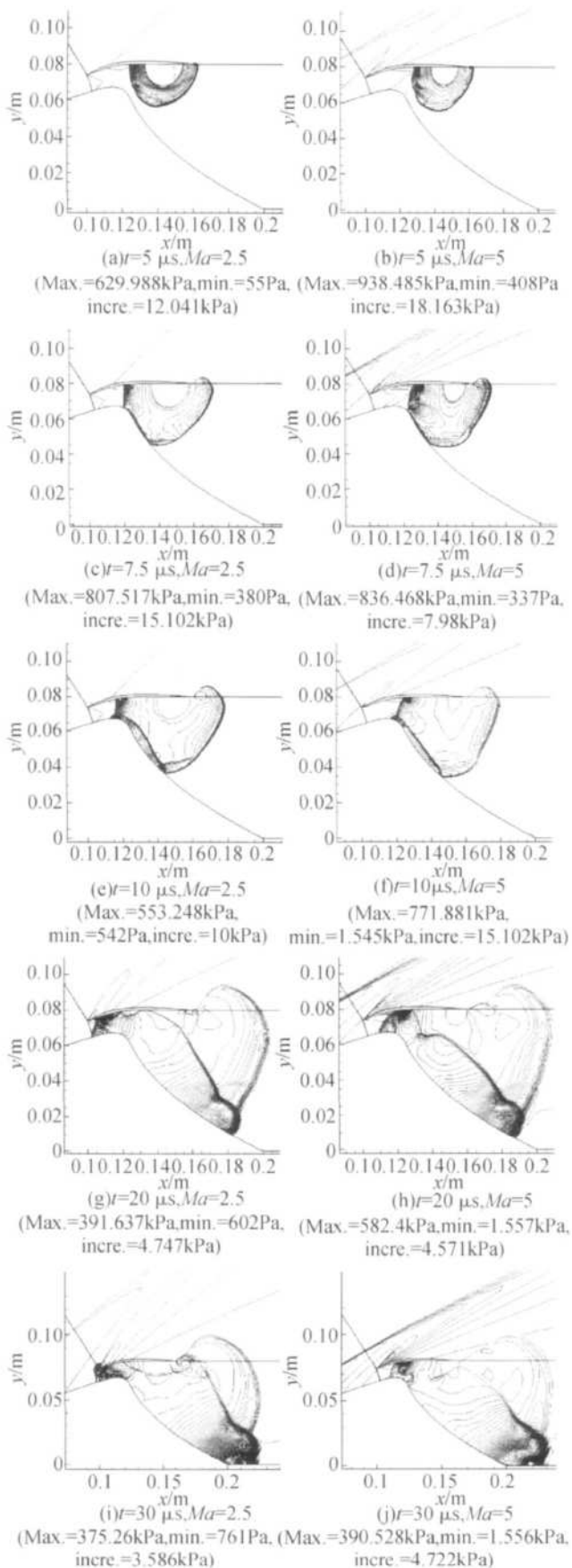


Fig. 4 Pressure contours of $Ma = 2.5$ and $Ma = 5$ at $t = 5 \sim 30 \mu\text{s}$

3.3 冲量耦合系数

计算得出, 无来流时推力器的冲量耦合系数为 $2.42 \times 10^{-4} \text{N} \cdot \text{s/J}$ 来流马赫数为 2.5 及 5 时的冲量耦合系数分别为 $1.00 \times 10^{-4} \text{N} \cdot \text{s/J}$ 和 $1.13 \times 10^{-4} \text{N} \cdot \text{s/J}$ 其中冲量是用净推力的时间积分来计算的。

4 结 论

无来流情况下激光推力器的冲量耦合系数高于同工况下有来流的情况, 但由于无来流或来流马赫数较低时激波会传播到推力器前体而产生负推力, 因此激光脉冲重复频率必须很高才可以。但在目前的实验条件下, 脉冲重复频率不可能达到这么高, 所以为了提高激光推力器的冲量耦合系数, 可以考虑以下两种方法: 一是改变推力器的构形, 使激波在向前传播时被喷管或其它构件挡住, 不能传播到推力器前体; 二是控制来流与激光聚焦引致的激波相互作用, 使激波不能传播到推力器前体, 如此就可以比较有效地抑制负推力的产生。本文的研究结果对激光推力器的构形设计以及实验模拟高空环境下推力器的飞行情况具有一定的参考价值。

参考文献:

- [1] 金星, 洪延姬, 崔村燕, 等. 激光推进冲量耦合系数的测量方法 [J]. 强激光与粒子束, 2004 16(7): 861~864.
- [2] 李修乾, 洪延姬, 何国强, 等. 激光推进器概念设计研究现状及发展趋势 [J]. 强激光与粒子束, 2005 17(3): 363~368.
- [3] Wang Ten-See, Chen Yen-Sen, Liu Jiwen, et al. Advanced performance modeling of experimental laser lightcrafts [R]. AIAA 2001-0648
- [4] Molina Morales P, Toyoda K, Komurasaki K, et al. CFD simulation of a 2-kW class laser thrust [R]. AIAA 2001-0650
- [5] 李倩, 洪延姬, 曹正蕊. 吸气式激光推进推力产生机理数值模拟 [J]. 爆炸与冲击, 2006 26(6): 550~555.
- [6] Myrabo L N, Messitt D G, Mead F B Jr. Ground and flight tests of a laser propelled vehicle [R]. AIAA 98-1001.
- [7] 吴子牛. 计算流体力学基本原理 [M]. 北京: 科学出版社, 2001.

(编辑: 郭振伶)