

文章编号: 0258-7025(2008)01-0049-06

大气呼吸模式激光推进数值分析

石磊 赵尚弘 周万银 李勇军 胥杰 方绍强

(空军工程大学电讯工程学院, 陕西 西安 710077)

摘要 详细分析了激光击穿空气和激光维持等离子体爆轰波(LSD)的传播机制,基于 Navier-Stokes 方程建立了考虑湍流、等离子体辐射的流场分析模型,采用有限体积法系统分析了推进器喷管内等离子体冲击波流场的演变规律,研究了单脉冲激光能量大小和脉宽对推进性能的影响。数值仿真中明显捕捉到有关实验中观察到的马赫杆的产生与移动过程;得出了推力和冲量耦合系数随脉冲能量、脉宽的变化关系,计算结果与德国空间中心实验吻合得较好,为脉冲激光器的选择和脉冲参数优化提供了参考依据。

关键词 激光技术;激光推进;冲量耦合系数;推力;等离子体冲击波

中图分类号 TN 2;O 439 **文献标识码** A

Numerical Analysis of Air-Breathing Mode Laser Propulsion

Shi Lei Zhao Shanghong Zhou Wanyin Li Yongjun Xu Jie Fang Shaoqiang

(Telecommunication Engineering Institute, Air Force Engineering University, Xi'an, Shaanxi 710077, China)

Abstract The laser induced air-breakdown and propagation mechanism of laser sustained plasma detonation (LSD) were analyzed in detail. Based on Navier-Stokes equations, the analysis models considering turbulence and plasma irradiation were established for flow field. And the evolvement of plasma shock wave in thruster was systematically analyzed by the finite volume method. The effects of single pulse energy and width on propulsion performance were described also. The production and transmission process of Mach cone observed in many experiments has been captured in this numerical simulation. The relation between thrust, impulse coupling coefficient and one pulse laser energy, pulse width were gained, which agreed well with the experimental results by Germany Space Center. These numerical results can provide some reference for the pulse laser choice and pulse parameters optimization.

Key words laser technique; laser propulsion; impulse coupling coefficient; thrust; plasma shock wave

1 引言

激光推进依靠地基或空基高能激光器远距离输送激光能量,在激光推进器内完成“光能-激光维持等离子体内能-飞行器动能”的转化,作为一种具有革命性意义的新概念推进方式,激光推进在以微小卫星为主要代表的空间机动平台的发射、机动变轨等领域有着十分诱人的前景。自 1972 年 Kantrowitz 提出激光推进概念^[1]以来,美、德、俄、日等国研究人员已经在激光推进器概念设计以及用缩比实验模型进行推进性能实验测试等方面做了大量卓有成效的工作^[2,3]。激光推进的演示实验^[4]自

2000 年在白沙导弹基地取得 71 m 的创纪录垂直飞行以来就一直停滞不前,实验研究大都转向耦合系数的测试、飞行器的热结构测试等方面。在理论与相关技术成熟之前,耗资巨大的演示实验很难开展,在这种情况下,转向数值仿真研究显得十分重要。

激光推进的工作模式可分为大气呼吸模式和火箭烧蚀模式,前者以大气层内的空气作为推进剂,无需携带额外工质,比冲理论上为无限大,但是仅限于距离地球 20 km 以内的推进;后者需要携带工质,工作区域却不受限制。以激光类型为依据可分为连续波激光推进和脉冲波激光推进,从国外实验研究情

收稿日期:2007-08-20;收到修改稿日期:2007-12-11

基金项目:国家 863 计划、国家自然科学基金项目(60678018)和空军工程大学博士生创新基金(02)资助项目。

作者简介:石磊(1979—),男,湖北人,博士研究生,主要从事激光推进技术研究。E-mail:shilei809@163.com

导师简介:赵尚弘(1964—),男,甘肃人,教授,博士生导师,主要从事卫星光通信、光电对抗、高功率激光技术方面的研究。

E-mail:zhaoshangh@yahoo.com.cn

况来看,脉冲激光推进更有优势。脉冲激光推进的原理是:远程传输的高能激光束入射到推进器的反射镜上,经反射镜聚焦,在焦点处高强度激光辐射将推进工质电离(又称“击穿”),产生高温高压激光维持的等离子体爆轰波(LSD)或爆燃波(LSC),与推进器喷管壁面发生耦合作用,后经超音速喷管高速喷出产生推力。从工作过程来看,脉冲激光参数、推进器(特别是喷管)构型以及工质是激光推进性能研究的三个重要方面。对于大气呼吸模式激光推进而言,工质的研究意义不大,激光参数的选择和推进器构型优化成为推进性能研究的关键^[5~8]。本文采用有限体积法,数值模拟了大气呼吸模式脉冲波激光推进内流场的演变过程,分析了入射激光能量和脉冲宽度对推进性能的影响。

2 推进器模型及点火区域处理

本文的研究对象是抛物型点聚焦推进器,如图1所示。 R 为抛物面底部半径, H 为抛物面的高。推进器内面满足方程 $\sqrt{x^2+y^2}=2pz$, $p=20$ 为抛物面参数。抛物面既是激光接收和聚焦系统,又是产生推力的喷管。

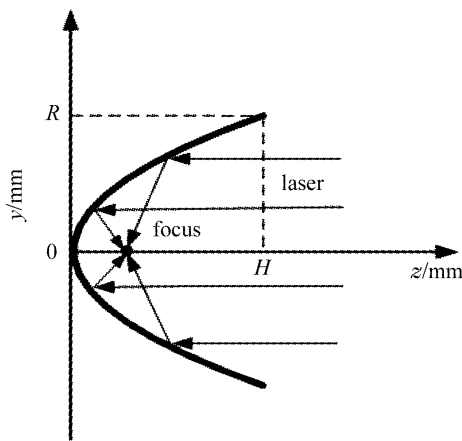


图1 抛物型点聚焦推进器剖面示意图

Fig.1 Cross section of paraboloid point focusing laser thruster

入射激光能量经抛物面反射在焦点处聚集,当焦点处激光能流密度达到 $1 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ 时空气被击穿,实现“点火”。自由电子通过逆韧致吸收过程吸收激光辐射,产生高温等离子体,高温等离子体的膨胀导致强冲击波。冲击波波前后面空气层被加热电离,导致波层处的激光吸收,在这个过程中,强冲击波沿着激光入射的方向传播,从而维持冲击波的强度,这种波称为激光支持的爆轰波。由于冲击波逆激光入射方向传播,从而导致激光能量强度减弱,

当激光能量强度减少到某一阈值时,冲击与等离子体波前分离,电子热传导和辐射热传递使附近的冷层吸收激光辐射从而使等离子体波前维持亚音速传播,这种机制称为激光支持的爆燃波。爆轰波和爆燃波机制包含许多相关物理模型,为了避免高额的计算成本,计算中忽略激光的吸收过程。假设激光能量沉积在焦点处,当等离子体波前中电子密度

$$n = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_L}{e^2} \quad (1)$$

达到阈值时,激光束不能再穿透等离子体波前,此时,激光辐射部分被反射或散射掉,部分被等离子体波前吸收。(1)式中, ϵ_0 为介电常数, m_e 为电子质量, ω_L 为激光辐射频率, e 为电子电量。在Wang等^[9]的计算中,假设在这种临界等离子体介质中,激光吸收系数 η_{laser} 为40%,由此算得的推力与实验结果吻合得很好。因此,在本文的计算中,也假设等离子体对激光脉冲能量的吸收效率为40%。

3 计算模型

3.1 控制方程及数值计算方案

采用有限体积法在对称柱坐标系中数值求解Navier-Stokes方程^[10]

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} = \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial r} + \mathbf{S}, \quad (2)$$

其中

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e_0 \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e_0 + p)u \end{bmatrix}, \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e_0 + p)v \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zz} \\ \tau_{rz} \\ u\tau_{zz} + v\tau_{rz} - q_z \end{bmatrix}, \mathbf{N} = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{rz} \\ \tau_{rr} \\ u\tau_{rz} + v\tau_{rr} - q_r \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{S} = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} -\rho v \\ -\rho uv + \tau_{rz} \\ -\rho v^2 + \tau_{rr} - \tau_{\theta\theta} \\ -(e_0 + p)v - q_r + u\tau_{rz} + v\tau_{rr} \end{bmatrix},$$

ρ, p, τ 和 q 分别为流体的密度、压强、粘性力张量和热通量; u 和 v 分别为速度分量; z, r 和 θ 为柱坐标系参数,单元体积内的总能量定义为: $e_0 = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho(u^2 + v^2)}{2}$, γ 取1.4。理想气体的状态方程为: $p = \rho RT$,气体常数 R 为 $287 \text{ J/(K} \cdot \text{kg)}$ 。尽管空气被击

穿后温度 T 达到 1×10^4 K 以上, 在整个计算过程中仍然假定气体为热理想气体。

数值计算基于有限体积法, 采用 Roe-FDS (Flux differencing Scheme) 通量格式, 通过基于 Van Albada 通量限制器的单调逆风格式 (MUSCL) 方法获得三阶空间精度, 时间积分采用二阶精度的耦合隐式算法; 用离散转移方法 (Discrete Transfer Method, DTRM) 分析等离子体辐射; 使用标准 $k-\epsilon$ 双方程模型进行湍流计算。

3.2 计算区域划分及网格

为了使计算结果能够与国外现有的推进实验结果进行比较, 计算选择的喷管构型尺寸与 Bohn 小组^[11] 进行的穿线式实验所用的推进器一样。喷管底部半径为 50 mm, 高 62.5 mm, 激光束聚焦点距离抛物面顶部 10 mm。网格在喷管内部进行加密以清晰地捕捉到空气击穿后压力波的传播, 反射镜壁面和喷管出口边界处的网格也进行了特殊加密处理, 以较高精度地捕捉马赫杆沿壁面的传播过程及高速气流喷出的情景。整个计算流场划分为 3 个区域, 以简化边界条件的处理和降低网格划分的难度。计算区域划分及网格见图 2 和 3。

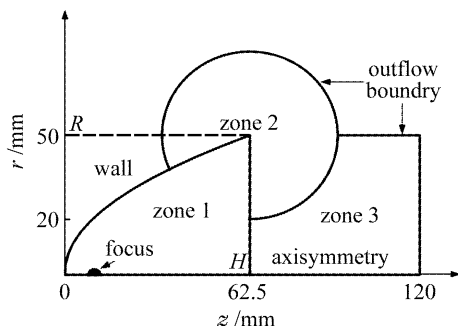


图 2 计算区域划分

Fig. 2 Divided computational zones

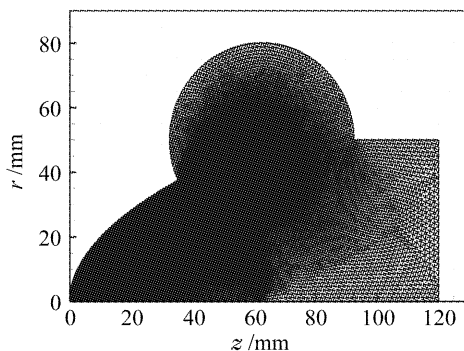


图 3 计算网格

Fig. 3 Computational grids

4 计算结果及分析

4.1 流场演变情况

首先分析单脉冲能量为 200 J, 脉冲宽度为 $12 \mu\text{s}$ 时的流场变化情况。图 4 显示了 $t = 0 \sim 150 \mu\text{s}$ 内的推力情况, 图 5 给出了 $t = 8 \sim 150 \mu\text{s}$ 之间流场内的压力等值线。激光等离子体爆轰波在 $4.9 \mu\text{s}$ 时才到达推力壁面产生推力, 在 $14.5 \mu\text{s}$ 时达到推力峰值, 最大推力为 1848 N, 此后推力迅速减小, 在 $78 \mu\text{s}$ 附近, 激光能量对流场的影响几乎消失, 推力减少到 0, 此后由于空气阻力的影响, 推力出现负值, 在 $150 \mu\text{s}$ 左右, 推力稳定在 -105 N , 几乎不再变化, 说明在本文的计算域状态下, 外界对飞行器的阻力约为 105 N。

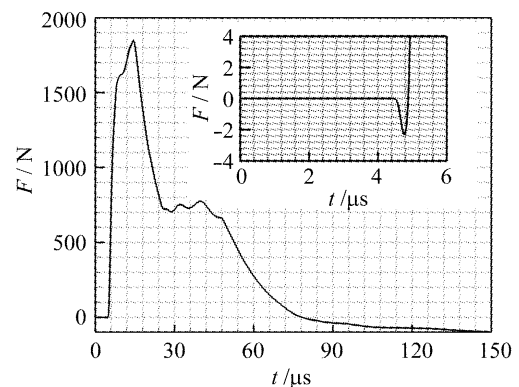


图 4 $t = 0 \sim 150 \mu\text{s}$ 时的推力 (脉冲能量为 200 J, 脉宽为 $12 \mu\text{s}$)

Fig. 4 Thrust histories at $t = 0 \sim 150 \mu\text{s}$ in the case of $E = 200 \text{ J}$ and $t_p = 12 \mu\text{s}$

从图 4 中插图可以发现, 在 $4 \mu\text{s}$ 和 $5 \mu\text{s}$ 之间出现了一个小的负推力现象。产生这种情况的原因是在刚开始的几个微秒内, 激光致等离子体爆轰波还未到达推力壁面, 没有产生正向推力, 由于各种空气阻力的影响, 净推力为负值, 此时的阻力只有 -2.4 N , 远远小于外界阻力 -105 N , 其原因是外界阻力还未充分表现出来爆轰波就到达了推力壁面。

在 $t = 5 \mu\text{s}$ 时, 爆轰波刚刚到达喷管壁面, 波形如圆环状, 被爆轰波包围区域内的物理特性分布仍然类似于一个点源的自相似解。

在 $t = 8 \mu\text{s}$ 附近出现推力增长减缓, 其原因是爆轰波经喷管壁面反射与入射波叠加, 抵消了一部分爆轰波强度, 如图 5(b) 所示, 使得爆轰波到达壁面的速度减慢。但由于此时激光脉冲还没有结束, 激光能量仍源源不断地注入, 经过 $1 \sim 2 \mu\text{s}$ 的弛豫, 推力又迅速攀升, 但此后的增长率减小。

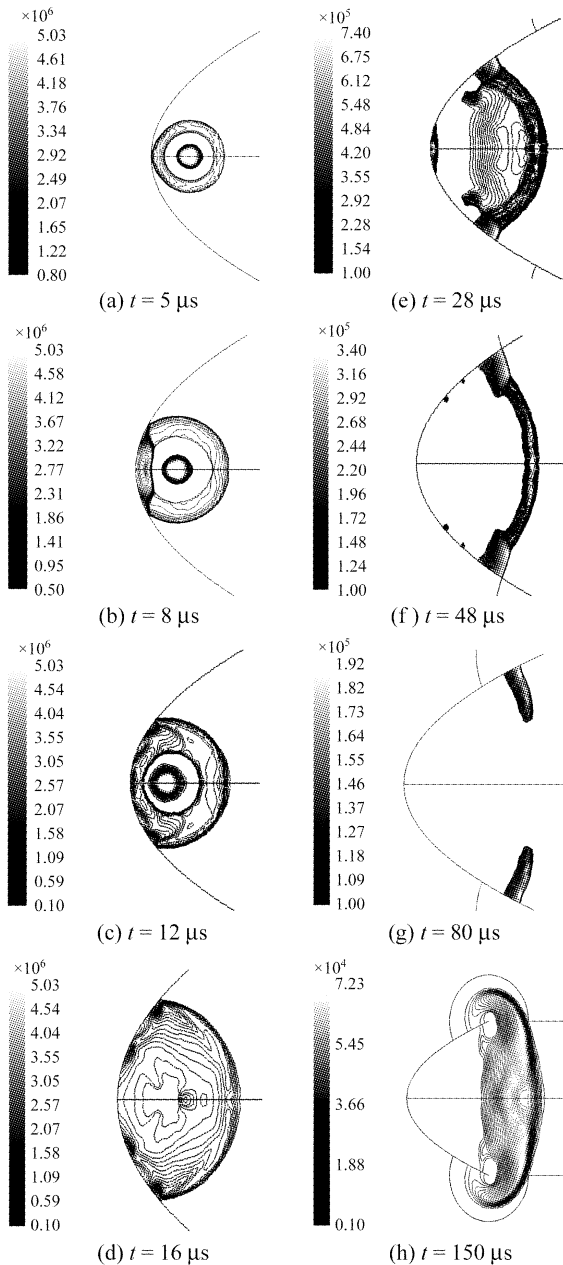


图5 $t = 8 \sim 150 \mu\text{s}$ 时的压强等值线(脉冲能量为 200 J, 脉宽为 $12 \mu\text{s}$)

Fig. 5 Pressure contours at $t = 8 \sim 150 \mu\text{s}$ in the case of $E = 200 \text{ J}$ and $t_p = 12 \mu\text{s}$

在 $t = 12 \mu\text{s}$ 时, 脉冲结束, 聚焦点能量源消失, 由于波的传播特性, 在推力曲线上并没有立即表现出聚焦点处强度的衰减来。反而由于爆轰波与壁面耦合面积增大, 推力继续上升, 直到 $14.5 \mu\text{s}$ 时达到推力峰值, 此后, 耦合面积增大无法弥补爆轰波强度衰减带来的推力损失, 推力开始迅速下降。随着激光源的消失, 爆轰波退化为等离子体冲击波。

从图 4 可以看出, 在 $t = 28 \sim 48 \mu\text{s}$ 时间内, 推力下降速度趋于平缓, 原因是激光能量消失对推力的影响已经不大。而随着冲击波扫过壁面的面积增大, 流场被冲击波压缩, 在冲击波波前处出现了两个

与壁面垂直的高压马赫杆, 如图 5(e), (f) 所示, 这在许多实验和计算中都有报道, 马赫杆效应维持壁面获得的净推力相对稳定。 $t = 48 \mu\text{s}$ 以后, 由于马赫杆处的压强减小, 使得推力又开始迅速下降。

在 $t = 80 \mu\text{s}$ 时, 马赫杆接近喷管出口处。从图 5(g) 可以非常清晰地看到马赫杆的形状。此时虽然冲击波扫过的面积几乎达到最大值, 但是由于喷管出口处壁面与推力轴之间的夹角变小, 马赫杆对推力的贡献不大, 导致推力继续减小, 此后又出现了负推力。

从图 5(h) 可以看到, 当 $t = 150 \mu\text{s}$ 时, 喷管几乎已经完成了一个推力周期, 激光等离子体从喷管中喷出, 喷管内流场由于密度降低而成为低压区, 在尾流场和外界大气压的共同作用下, 负推力达到了 105 N。

4.2 单脉冲能量影响分析

在脉宽 $t_p = 12 \mu\text{s}$ 时, 计算比较了单脉冲能量 E 为 100 J, 200 J, 300 J 和 400 J 时的推力和冲量耦合系数 C_m 。冲量耦合系数是评估激光推进性能的重要参数, 对于大气呼吸模式激光推进, 冲量耦合系数定义为推进器所获得的总冲量与激光总能量的比值, 即

$$C_m = \frac{I}{E} = \left[\int_0^{\tau_w} F(t) dt \right] / E, \quad (3)$$

其中 $I = \int_0^{\tau_w} F(t) dt$ 为单脉冲产生的总冲量。

图 6 显示了激光能量分别为 100 J, 200 J, 300 J 和 400 J 时轴向推力随时间的变化关系。可以看出, 不同能量情况下, 推力曲线的变化规律一致, 且推力峰值出现的时间都在 $14 \mu\text{s}$ 附近。区别在于, 随着激光能量的增加, 爆轰波到达推力壁面的时间缩短, 推力增大; 从推力曲线尾部密集区域可以发现, 推力持续为正值的时间随激光能量的增大而增加。图 7 为

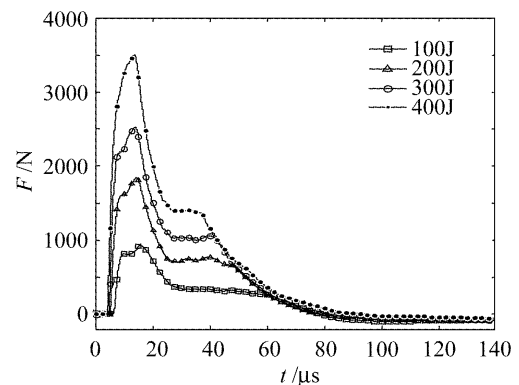


图6 $t_p = 12 \mu\text{s}$, 不同单脉冲激光能量时的推力曲线
Fig. 6 Thrust curves in the case of $E = 100 \text{ J}$, 200 J, 300 J and 400 J with $t_p = 12 \mu\text{s}$

不同激光能量下的冲量耦合系数与德国空间中心(DLR)实验数据的比较。数值计算采用的激光参数和推进器构型尺寸与德国空间中心实验相同,不同的是德国实验在聚焦点处增加了聚甲醛树脂作为附加的固体推进剂,从而极大地提高了推进效能,从图7可以看出,实验所得的冲量耦合系数比本文计算的值要大。德国空间中心得出的结论^[11]是:当激光能量小于250 J时, C_m 上升,而当激光能量大于250 J时, C_m 随激光能量的增加而下降,从曲线变化趋势来看,本文数值计算结果与实验结果吻合得很好。

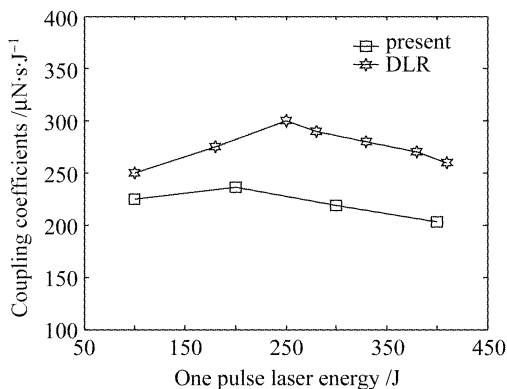


图7 冲量耦合系数与德国实验结果的比较 ($t_p = 12 \mu s$)

Fig. 7 Coupling coefficients comparison with the experimental results by DLR when $t_p = 12 \mu s$

4.3 脉冲宽度影响分析

目前美、德进行的激光推进演示实验,所采用的激光器多为 $10.6 \mu m$ 的 CO_2 脉冲激光器,脉宽在 $10 \sim 30 \mu s$ 之间。为了探讨脉宽对推进性能的影响,本文在单脉冲能量为200 J的条件下选择了脉宽为 $12 \mu s$, $18 \mu s$ 和 $30 \mu s$ 三种波形进行了计算,图8和9分别为推力和冲量耦合系数图。图8显示脉冲越窄,推力峰值越大,而且推力峰值出现的时间提前。

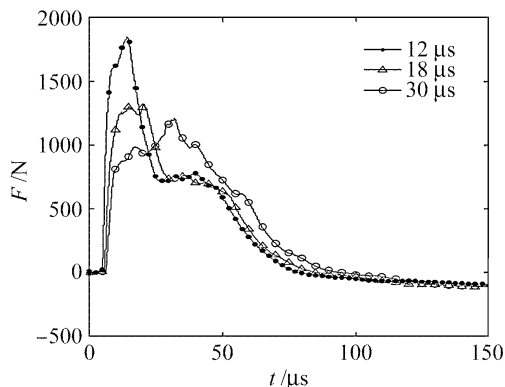


图8 $E = 200 J$, 脉冲宽度不同的推力曲线

Fig. 8 Thrust curves in the case of $t_p = 12 \mu s$, $18 \mu s$ and $30 \mu s$ with $E = 200 J$

这与脉冲能量的影响不同,三种不同脉宽情况下推力峰值出现的时间分别为 $14.5 \mu s$, $20.6 \mu s$ 和 $32.2 \mu s$,峰值推力分别为1848 N, 1319 N和1206 N。出现这种状况的原因是:脉冲越窄,峰值功率和平均功率越大,击穿空气越容易,产生的等离子体爆轰波强度越大,越早到达喷管壁面产生推力。从图9看出,脉宽越窄,冲量耦合系数越大,脉宽 $12 \mu s$, $18 \mu s$ 和 $30 \mu s$ 三种波形对应的冲量耦合系数分别为 $231.5 \mu N \cdot s \cdot J^{-1}$, $215 \mu N \cdot s \cdot J^{-1}$ 和 $208 \mu N \cdot s \cdot J^{-1}$ 。说明短脉冲高功率的激光在激光推进中更加有优势,与文献[5]得出的结论一致。

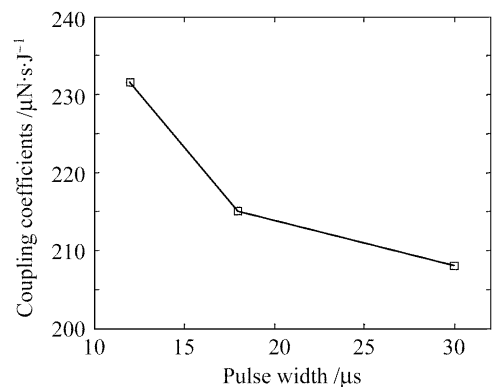


图9 $E = 200 J$, 冲量耦合系数与脉冲宽度的关系

Fig. 9 Relations between coupling coefficients and pulse width when $E = 200 J$

5 结 论

抛物型点聚焦激光推进器的优势在于其构型简单,可以通过激光参数和构型优化来提高推进器的性能。本文的主要工作及结论为:

1) 建立了基于 Navier-Stokes 方程的推进器内流场分析模型,在计算过程中考虑了湍流、等离子体辐射等因素系统分析了推进器喷管内等离子体冲击波流场的演变规律,数值仿真中清晰地捕捉到有关实验中观察到的马赫杆的产生与移动过程。

2) 分析了单脉冲能量对推进性能的影响,结果表明:随着激光能量的增加,推力显著增大,但推力峰值出现的时间却几乎一致;对于脉宽为 $12 \mu s$ 的脉冲,能量在200 J以下时,随着能量的增加,冲量耦合系数增加,而当能量超过200 J时,冲量耦合系数下降,这与德国空间中心所进行的实验结果一致。说明对于特定的脉冲波形,存在一个能量优化问题。

3) 分析了单脉冲能量固定为200 J时脉宽变化对推进性能的影响,结果表明,脉冲越窄,推力峰值越大,而且推力峰值出现的时间提前;对于脉宽在

10~30 μs 之间的脉冲,脉冲越窄,冲量耦合系数越大。高功率窄脉冲在激光推进中更有优势,这对激光脉冲的选择有一定的指导意义。

参 考 文 献

- 1 Max M. Michaelis, John D. Hey. Pioneers of laser propulsion; Saenger, Marx, Moechel and Kantrowitz [C]. *SPIE*, 2002, **4760**:1~10
- 2 L. N. Myrabo, D. G. Messitt, F. B. Mead. Ground and flight tests of a laser propelled vehicle [J]. *AIAA Paper* 98-1001, 1998, **1001**:1~10
- 3 L. N. Myrabo. World record flights of beam-riding rocket lightcraft; Demonstration of "disruptive" propulsion technology [J]. *AIAA Paper* 2001-3798, 2001, **A01-34448**:1~15
- 4 C. R. Phipps, J. P. Reilly, J. W. Campbell. Laser launching a 5-kg object into low earth orbit [J]. *SPIE*, 2000, **4065**:502~510
- 5 Wen Ming, Hong Yanji, Wang Jun *et al.*. Effects of laser pulse waveform on lightcraft performance [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(8):1038~1042
文 明,洪延姬,王 军 等. 激光脉冲波形对推力器性能的影响[J]. *中国激光*, 2006, **33**(8):1038~1042
- 6 Cao Zhengrui, Hong Yanji, Li Qian *et al.*. Influence of laser pulse energy on propulsion performance of lightcraft [J]. *Journal of Thermal Science and Technology*, 2005, **4**(2):183~188
曹正蕊,洪延姬,李 倩 等. 单脉冲能量对光船推进性能的影响[J]. *热科学与技术*, 2005, **4**(2):183~188
- 7 Li Xiuqian, Hong Yanji, He Guoqiang *et al.*. Status and development trend of concept studies on laser propulsion thruster [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(3):363~368
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
- 8 Lei Shi, Shanghong Zhao, Shaoqiang Fang *et al.*. Design and performance analysis of reflecting ring focusing system for laser propulsion [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2007, **5**(Suppl.):180~182
- 9 T. S. Wang, Y. S. Chen, J. Liu *et al.*. Advanced performance modeling of experimental laser lightcrafts [J]. *AIAA Paper* 2001-0648, 2001, **A01-16501**:1~11
- 10 Hiroshi Katsurayama, Kimiya Komurasaki, Yoshihiro Arakawa. Numerical analyses on pressure wave propagation in repetitive pulse laser propulsion [J]. *AIAA Paper* 2001-3665, 2001, **A01-34350**:1~9
- 11 W. O. Schall, H.-A. Eckel, W. Mayerhofer *et al.*. Comparative lightcraft impulse measurements [C]. *SPIE*, 2002, **4760**:908~917