

纳秒脉冲激光能量沉积激波减阻机理数值研究

王殿恺, 石继林, 卿泽旭

(航天工程大学 激光推进及其应用国家重点实验室, 北京 101416)

摘要: 为详细揭示纳秒单脉冲激光能量沉积激波减小波阻的机理, 分别研究了单脉冲激光能量沉积与正激波相互作用、单脉冲激光能量沉积与弓形激波超声速流场相互作用。鉴于常用数值模拟方法不考虑空气的离解和电离, 不能合理模拟激光能量沉积诱导等离子体热核的空间分布, 采用泪滴形能量分布, 且耦合有限速率化学反应模型, 所得到的激波和热核演化过程的数值模拟结果与实验吻合程度高, 验证了所提出模拟方法的合理性。分别选取马赫数为 1.92 条件下的正激波和弓形激波, 入射激光能量大小为 10.1 mJ 和 12 mJ, 研究表明: 单脉冲激光能量沉积诱导形成的等离子体热核通过正激波后, 形成上下对称的涡环结构; 在弓形激波条件下, 在波后形成的低压涡环引起波阻减小, 这是激波减阻的主要机理。

关键词: 减阻; 激波; 纳秒脉冲; 激光能量沉积; 超声速

中图分类号: O354.4 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20200253

Numerical study of shock wave drag reduction mechanism by nanosecond-pulse laser energy deposition

Wang Diankai, Shi Jilin, Qing Zexu

(State Key Laboratory of Laser Propulsion & Application, Space Engineering University, Beijing 101416, China)

Abstract: To reveal the mechanism of shock wave drag reduction by single nanosecond-pulse laser energy deposition, the interactions between single laser energy deposition and normal shock wave, the single laser energy deposition and bow shock wave in supersonic flow field were studied numerically. Dissociation and ionization of air usually were not taken into consideration in typical simulation method, so appropriate space distribution of laser energy deposition induced plasma cannot be obtained. Tear-drop initial energy distribution and finite rate reaction model were adopted in this work. The simulation results of shock wave and hot core evolution processes are in good accordance with those of experiments, which verifies the rationality of the proposed simulation method. The normal shock and bow shock wave under the condition of Mahler number 1.92 are selected respectively. The incident laser energy is 10.1 mJ and 12 mJ. Results show that the hot core of laser energy deposition induced plasma cloud turns into low pressure symmetrical vortex ring after the interaction with normal shock wave. In the condition of bow shock wave, the shock wave drag induced by low pressure vortex ring is reduced, which formed after the shock wave. It is the main mechanism of shock wave drag reduction.

Key words: drag reduction; shock wave; nanosecond-pulse; laser energy deposition; supersonic

0 引言

超声速和高超声速飞行器在飞行时,前方会产生一个弓形激波,波阻大,飞行性能受到极大影响。纳秒脉冲激光具有峰值功率密度高、易于击穿空气形成等离子体的特点,并且具有方向性好、可控性强、可机载和不影响气动外形等特点,在主动流动控制领域具有广泛的应用前景。

激光减阻的基本原理是在飞行器前方沉积激光能量,激光等离子体与飞行器周围流场相互作用改变弓形激波形态,从而减小波阻。目前国内外在纳秒脉冲激光能量沉积减小波阻的机理上存在不同的观点,因此有待进一步详细研究。Myrabo 等人^[1]认为激光能量沉积形成的空气锥是波阻减小的原因。Tret'yakov^[2]认为激光能量沉积导致的低密度热尾迹是减阻的原因。Sasoh^[3]和 Azarova^[4]等人认为,激光能量沉积诱导的等离子体热核受弓形激波影响后形成的涡结构,是波阻降低的原因。Markhotok^[5]通过建立激波-等离子体团相互作用模型,数值计算了激波结构的变化,认为激波的折射是波阻减小的单一机理,他同时也关注到了激波-等离子体团相互作用时会有涡的产生。文明等人^[6-7]在激波管中利用纹影技术实验研究了激光等离子体与正激波相互作用的特性,给出了流速、激光能量、作用距离等几个关键参数的影响规律。

现有的激光能量沉积减阻数值模拟方法主要存在两方面不足。一方面,采用的能量沉积模型多数为球状形或椭球形的高斯分布模型或均匀分布模型。这些模型带来了适当的简化,使参数化数值研究更容易开展,但这些模型均不能模拟出等离子体热核合理的空间分布。另一方面,大多数的研究均采用量热完全气体模型,且不考虑空气在高温下的离解和电离,与真实情况相差较大,Desai 等人^[8]的工作表明考虑真实气体效应对能量沉积减阻的数值模拟有重要意义。

文中针对纳秒脉冲激光能量沉积减小波阻研究中的上述问题,提出了一种采用泪滴形能量沉积模型并考虑空气离解电离的数值模拟方法,分别研究了单脉冲激光能量沉积与正激波相互作用、单脉冲激光能量沉积与钝头体超声速流场相互作用,详细揭示了单纳秒脉冲激光能量沉积减小波阻的机理。

1 数值计算方法

1.1 假设与简化

大多数学者都认为在激光能量沉积结束的时刻,等离子体热核已经处于局部热力学平衡状态。相关的实验研究表明,热核在脉冲结束的 1 ns 内就已经到达局部热力学平衡状态。而激光能量沉积减阻研究均在激光脉冲结束后的微秒量级。在激光能量沉积后,空气增加的热力学内能包括平动能、转动能、振动能和电子势能,需要用平动温度、转动温度、振动温度和电子温度来描述。而采用局部热力学假设之后,可以只用一个温度来描述等离子体热核的状态,从而大大简化了能量方程的数目。

在局部热力学平衡的基础上,对激光能量沉积后热核演化过程进行如下简化:

- (1) 轴对称、非定常、可压缩的层流流动;
- (2) 激光脉冲结束时空气各组分的速度为 0 m/s;
- (3) 不考虑空气的热力学非平衡效应、电磁效应和热辐射的影响;
- (4) 热核中各组分的浓度和物性参数只与温度有关;
- (5) 满足理想气体状态方程。

1.2 泪滴形能量沉积模型

Dors 在研究激光能量在静止空气中沉积时采用了非对称泪滴形能量沉积模型^[9]。该模型认为热核的初始形状并不是球形或椭球形,而是泪滴形。模型的核心假设是:温度分布在激光入射轴上时呈指数衰减,而垂直于激光入射轴上为高斯分布。

借鉴 Dors 的能量沉积模型,文中提出的波长 1064 nm、脉冲 10 ns、单脉冲激光入射能量 39.9 mJ (能量沉积约 10.6 mJ) 的能量沉积模型,可描述如下:以激光脉冲结束时刻为 $t = 0$ 时刻。以激光入射方向为 x 轴方向,垂直于激光入射方向为 y 轴方向,以热核中点为原点。初始热核在 x 轴方向上的长度为 1 mm。热核初始温度分布为^[10]:

$$T(x, y) = 16\,000e^{700x} \exp\left[-\left(\frac{y}{2.395 \times 10^{-4}e^{-1.050x}}\right)^2\right] \quad (1)$$

式中: $T(x, y)$ 的单位为 K; x, y 的单位为 m。

在一定的环境温度和压力下,激光能量沉积后形成的热核初始温度存在一个饱和值^[11]。当热核达到

饱和温度后,继续增大激光能量并不会使热核温度继续升高。文中将饱和温度取为 20 000 K^[12]。热核初始温度分布如图 1 所示。

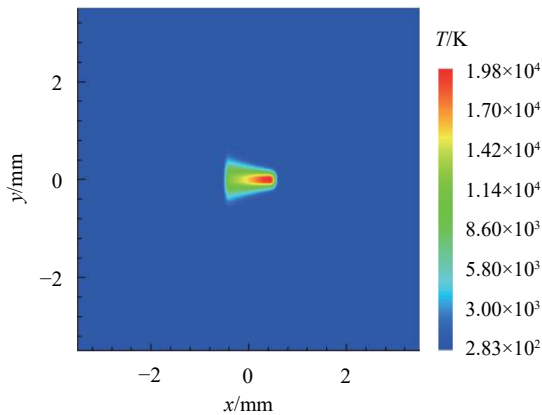


图 1 热核初始温度分布

Fig.1 Initial temperature of hot core

在考虑能量沉积模型和后续数值计算之前,需要对 Fluent 软件里的空气等离子体参数进行修正。根据前人的研究结果^[13], 300~20 000 K 范围内空气等离

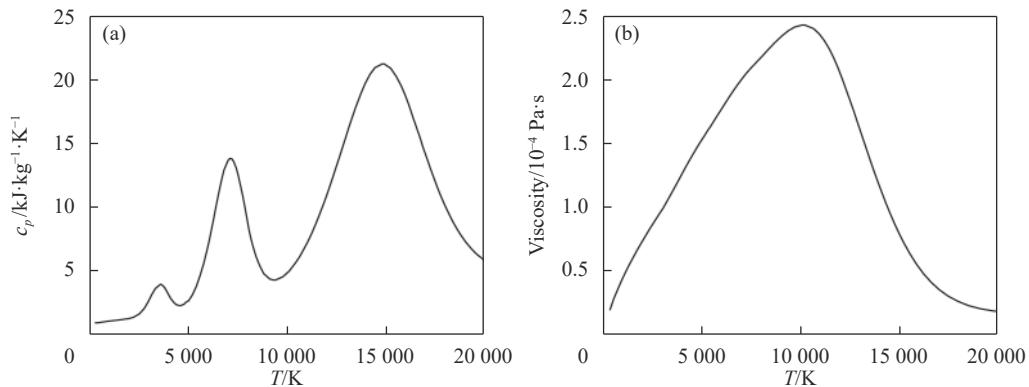


图 2 空气等离子体的比热容和粘度

Fig.2 Specific heat capacity and viscosity of air plasma

1.3 化学反应动力学模型和化学反应

采用 Fluent 软件中层流有限速率模型。文中认为常温常压下的空气是由体积分数为 79% 的 N₂ 和 21% 的 O₂ 组成, 不计其他成分; 认为激光能量沉积后形成的等离子体热核由 N₂、O₂、N₂⁺、O₂⁺、NO、O、N、NO⁺、N⁺、O⁺ 和 e⁻ 这 11 种组分组成。文中选取 2001 年 Park 提出的 11 组分模型, 其中包含 51 个化学反应及计算化学反应速率所需的常数, 具体的数值可参见参考文献 [14]。

1.4 控制方程组

激光能量沉积后流场的演化过程满足质量守恒

子体的物性参数, 包括比热容、粘度、导热系数、相对分子质量和声速等, 均可认为是温度的函数。在用 Fluent 软件进行计算之前, 需要把这些数据拟合为多项式函数的形式, 然后通过 UDF 导入 Fluent 计算过程。图 2 中给出了空气等离子体的部分物性参数。

采用上述能量沉积模型时, 热核吸收的激光能量计算公式如下:

$$E_0 = 2\pi \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} (A - B) y dy dx$$

$$\text{where } A = \sum (\rho h_\alpha Y_\alpha - p)_{T=T(x,y)}$$

$$B = \sum (\rho h_\alpha Y_\alpha - P)_{T=T_0} \quad (2)$$

式中: x_2, x_1 为热核在 x 轴上的左右边界, m ; y_2, y_1 为热核在 y 轴上的上下边界, m ; T_0 为环境温度, K ; h 为单位质量气体的静焓, $J \cdot kg^{-1}$; h_α 为组分 α 的静焓, $J \cdot kg^{-1}$; Y_α 为组分 α 的质量分数。以公式 (1) 确定的能量沉积模型为例, 积分可得沉积能量约为 10.1 mJ, 与实验测得的 10.6 mJ 接近。

方程、动量守恒方程和能量守恒方程这三个基本方程, 同时热核中还包含有各种组分, 因此还需要满足描述传质过程的组分方程。完整的控制方程组如下所示。

连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = S_m \quad (3)$$

动量方程

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (4)$$

能量方程

$$\frac{\partial(\rho H)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho H u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\tau_{ij} u_j)}{\partial x_j} - \frac{\partial(J_{\alpha j} h_{\alpha})}{\partial x_j} + S_h \quad (5)$$

组分方程

$$\frac{\partial(\rho Y_{\alpha})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho Y_{\alpha} u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial J_{\alpha j}}{\partial x_j} + M_{\alpha} \omega_{\alpha} \quad (6)$$

其中

$$\tau_{ij} = \eta \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] H = h + \frac{1}{2} u_i^2 h =$$

$$\sum_{\alpha} Y_{\alpha} h_{\alpha} + \frac{P}{\rho} h_{\alpha} = h_{\alpha 0} + \int_{T_{ref}}^T c_{p_{\alpha}} dT \quad J_{\alpha j} = -\rho D_{\alpha} \frac{\partial Y_{\alpha}}{\partial x_j} \quad (7)$$

式中: S_m 为质量源项, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$; τ_{ij} 为应力张量, Pa; H 为单位质量气体的总焓, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$; $J_{\alpha j}$ 为组分 α 在 j 方向上的质扩散通量, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$; S_h 为化学反应热, $\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$; M_{α} 为组分 α 的相对分子质量, $\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$; ω_{α} 组分 α 的质量生成率, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$; $h_{\alpha 0}$ 为组分 α 的标准状态焓, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$; T_{ref} 为参考温度, 取 298.15 K; $c_{p_{\alpha}}$ 为组分 α 的比热容, $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; D_{α} 为组分 α 的质扩散系数, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

上述方程组尚未达到封闭条件, 还需要补充温度、压力和密度的约束方程。对于文中的高温高压情况, 可以采用理想气体假设。因此:

$$PM_w = \rho RT \quad (8)$$

式中: M_w 为等离子体的相对分子质量, $\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$; R 为气体常数, $8.3145 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$.

2 算例验证

激波和等离子体热核是激光能量沉积的两个关键因素, 需要在这两方面将数值计算结果与实验结果进行对比, 以验证数值计算的可靠性。

数值计算中沉积的激光能量为 10.1 mJ, 与之相应, 并考虑到等离子体屏蔽效应造成的能量沉积减小, 在验证实验中采用脉冲 Nd:YAG 激光器在大气中沉积 10.6 mJ 的激光能量, 聚焦透镜焦距 15 cm, 激光脉宽 8 ns, 波长 1064 nm, 利用美国 Coherent 公司的 FieldMaxII-TOP 型激光能量计监测入射激光能量。采用纹影测量技术针对激波半径和热核演化过程特性进行观测, 包括脉冲氙灯闪光灯、150 mm 口径的纹影镜组、刀口和德国 PCO 公司的 HSFC PRO 超高速增强型相机。时序同步控制器选用美国 Stanford

Research 公司的 DG645 数字脉冲信号发生器。

图 3 给出了数值计算得到的激波半径与实验值的对比。由图可知, 实验测得的激波半径始终略大于计算值, 这可能是因为实验沉积的激光能量略大于数值模拟。在激光能量沉积后的 40 μs 内, 激波半径的计算值与实验值误差在 2.5% 以内, 表明文中提出的数值计算方法可以很好地模拟激波的传播。

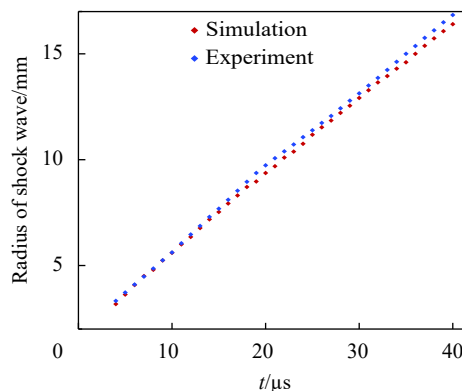


图 3 激波半径的数值模拟结果与实验值对比

Fig.3 Comparison between simulation and experiment of shock wave radius

图 4 是 $t=60 \mu\text{s}$ 、 $t=90 \mu\text{s}$ 和 $t=120 \mu\text{s}$ 时热核的纹影图和计算得到的密度梯度云图对比, 六幅图均为同等比例尺。需要注意的是, 纹影拍摄是密度变化在光路上累加的效果, 而计算得到的密度梯度云图仅为一个剖面上的结果。在 $t=60 \mu\text{s}$ 时, 二者稍有差别, 纹影图中尖刺开始萌芽, 而计算结果中尖刺已经发展得较完备, 这是因为初始温度剖面的不够完善, 使得热核过膨胀程度过大或过膨胀过程发展过早。而 $t=90 \mu\text{s}$ 和 $t=120 \mu\text{s}$ 时的计算结果与实验差别很小, 说明这种模拟方法在热核演化的后期十分可靠。

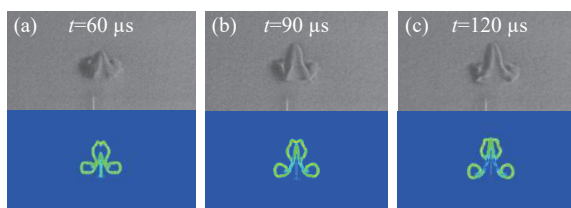


图 4 热核的纹影图片和密度梯度云图对比 ($t=60 \mu\text{s}$, $t=90 \mu\text{s}$ 和 $t=120 \mu\text{s}$)

Fig.4 Schlieren images and density gradient contours of hot core at $t=60 \mu\text{s}$, $t=90 \mu\text{s}$ and $t=120 \mu\text{s}$

3 计算结果分析

3.1 单脉冲激光能量沉积与正激波相互作用

利用激波管产生入射正激波,然后采用 Fluent 软件的 UDF 功能在正激波前方实现单脉冲激光能量沉积。

选择圆形激波管,高压段 ($0.40\text{ m} < x < 0.60\text{ m}$) 和低压段 ($0\text{ m} < x < 0.40\text{ m}$) 长度分别为 0.2 m 和 0.4 m 。为了提高计算效率,网格的 x 轴方向在 $0.07\text{ m} < x < 0.10\text{ m}$ 区域加密(达到 30 网格/mm),而在其他段采用较稀疏的网格。各段在 y 轴方向的网格划分是完全一样的,网格沿着 y 轴负方向渐密,在 x 轴附近, y 方向网格同样达到 30 网格/mm。对称轴 x 轴为 axis 边界(采用二维网格计算三维问题),其余边界均为无滑移壁面边界条件。

采用上述激波管产生马赫数 1.92 的入射正激波。低压段为 13800 Pa、163 K 的空气,根据激波关系,可求出合适的高压段条件之一为: $2.136 \times 10^5\text{ Pa}$ 、

300 K 的空气。验证计算得到的入射正激波马赫数 1.92,速度 491.08 m/s。接触界面的速度为 298.22 m/s。

能量沉积区域选在 $x=0.085\text{ m}$, $y=0\text{ m}$ 处,落在网格加密区中央。所模拟的激光入射方向为 x 轴负方向,能量大小约 10.1 mJ。

正激波从 $x=0.4\text{ m}$ 处产生后沿 x 轴负方向传播,与等离子体热核相互影响需要经历 0.315 m 的路程。根据正激波和接触界面的速度差,可求得正激波扫过热核后,热核不受接触界面干扰的自由演化时间达到 270 μs ,完全满足此节研究的要求。

文中计算了激光能量沉积 8 μs ($t=8\text{ }\mu\text{s}$) 后,热核与正激波相遇的情形。

由图 5 可知,在 $t=7\text{ }\mu\text{s}$ 时,入射正激波 (I) 已经与激光能量沉积诱导的激波 (II) 相交,但尚未与热核 (III) 接触。正激波波后的一部分气体受到激波的再次压缩,压力由 $5.7 \times 10^4\text{ Pa}$ 上升至 $8.3 \times 10^4\text{ Pa}$ 。后续类似云图的横纵坐标单位均为 m。

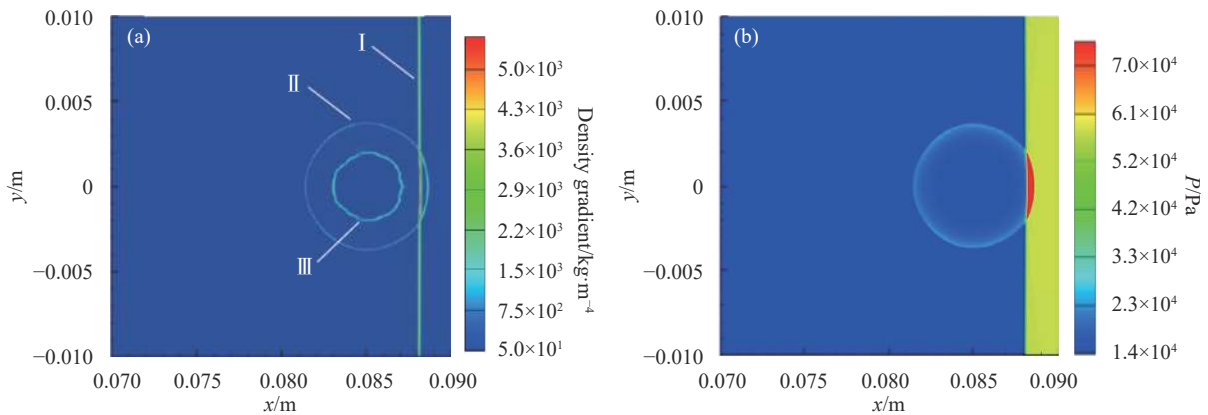


图 5 $t = 7\text{ }\mu\text{s}$ 时密度梯度云图和压力云图

Fig.5 Contours of density gradient and pressure at $t = 7\text{ }\mu\text{s}$

$t = 22\text{ }\mu\text{s}$ 时,正激波 (I) 刚刚完全穿透热核 (III),热核正在逐渐演变为涡环,如图 6 所示。密度梯度云图中仍能观察到热核受压缩而形成的微弱的稀疏波 (IV) 在传播。激波 (II) 已经不再是连续曲面,在正激波左右已经割裂,这是由于激波在正激波前后的传播环境不一致所导致。正激波尚在热核内部时,称为透射激波 (Transmitted shock wave),而当正激波完全穿透热核后,称为再透射激波 (V, Re-transmitted shock wave),再透射激波并不是平面,而是凸向正激波运动方向。透射激波转变为再透射激波之前,会与热核内表面相碰撞,从而产生再透射-反射波系 (VI, Re-

transmitted reflected shock waves)。由于热核内表面是近似对称的曲面,再透射-反射波系会形成交叉结构。再透射激波与热核之间会产生马赫杆 (VII)。正激波、再透射激波和马赫杆相交于三波点 (VIII),从三波点延伸出滑移层 (IX)。结合压力云图可知,高压区主要有两个,一个是激波波后,压力约为正激波波后压力 p_2 的 114%; 另一个则为再透射-反射波波后,压力约为 p_2 的 123%。低压区同样也有两个,一个是稀疏波波后,压力约为 P_2 的 80%; 另一个为热核演化形成的涡环位置,压力约为 P_2 的 70%。

后续的计算结果表明,只有涡环所在的低压区是

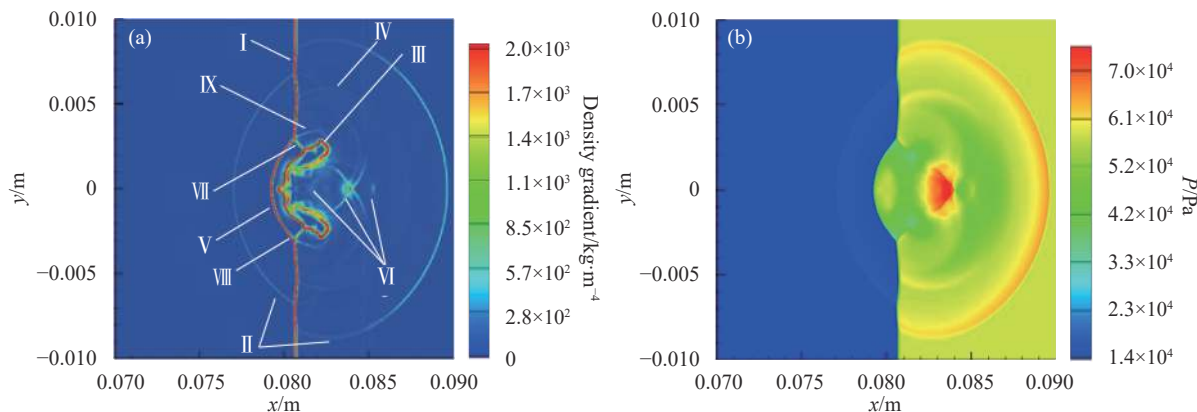


图 6 $t = 22 \mu\text{s}$ 时密度梯度云图和压力云图

Fig.6 Contours of density gradient and pressure at $t = 22 \mu\text{s}$

能够比较长时间地存在的。在文中算例中, 涡环演化 100 μs 后涡环中心压力仍保持在 p_2 的 70% 左右。随着稀疏波的衰减, 对应的低压区压力逐渐回升; 随着激波、再透射-反射波系的衰减, 对应的高压区压力逐渐降低。

3.2 单脉冲激光能量沉积与钝头体超声速流场相互作用
此节选取的算例为 Sasoh 开展的实验^[15]。Sasoh

利用吸气式风洞产生 1.92 Ma 的实验段气流, 冲击直径 20 mm 的圆柱形钝头体。在圆柱形钝头体上游 21.2 mm 处沉积单脉冲激光能量, 入射激光能量为 12.0 mJ。Sasoh 采用纹影系统观察流场演化, 并设计力天平测量波阻。此节数值模拟中拟采用的激光能量沉积率为 0.167, 即沉积的激光能量为 2 mJ。计算中所需的参数如表 1 所示。

表 1 单脉冲激光能量沉积计算参数

Tab.1 Calculation parameters of energy deposition by single pulse laser

Static pressure p_∞/Pa	Static temperature T/K	Mach number Ma	Blunt diameter d/mm	Deposited laser energy E/mJ	Energy deposited position l/d
13800	163	1.92	20	2	1.06

所采用的计算网格和边界条件如图 7 所示。来流的方向为由左至右, 设置为压力远场边界。右侧设置为压力出口, x 轴上为 axis 边界 (采用二维网格计算三维问题), 圆柱形钝头体表面为无滑移壁面边界, 采用 C 型网格。在 axis 边界均匀布置 900 个网格; 压力出口边界作为与其相对应的边, 同样设置 900 网格, 并且在靠近钝头体的一端进行了加密处理。钝头体圆柱的高取为 0.01 m。圆柱底面的半径和高分别均匀布置 300 网格; 压力远场边界作为与二者相对应的边, 设置为 600 网格, 且在两端加密。这样设置可以保证热核与钝头体流场相互影响区域的网格密度达到 30 网格/mm, 经计算验证, 满足网格无关性条件。

在无激光能量沉积时, 文中计算得到的基准波阻 D_B 为 21.1 N, Sasoh 实验测得基准波阻为 (22.4 ± 0.3) N, 误差 5.8%。相比于 Sasoh 的无粘、不考虑真实气体效应的数值结果 20.6 N (误差 8.0%), 文中钝头体基准波

阻的计算更准确。文中计算得到激波脱体距离为 9.2 mm, 实验值为 9.0 mm, 误差 2.2%。同时, 钝头体左端面边缘处的膨胀波以及由边缘延伸出的滑移层也与实验相当吻合, 如图 8 所示。基准波阻、激波脱体距离、膨胀波以及滑移层的计算结果验证了上述数值方法的可靠性。

钝头体波阻变化曲线如图 9 所示。图中波阻由钝头体表面压力积分而得, 并进行了归一化处理。 $t = 0 \mu\text{s}$ 时, 激光能量沉积到流场中。 $t = 33 \mu\text{s}$, 波阻第一次开始上升; $t = 36.5 \mu\text{s}$ 时, 波阻达到最大值, 约为 D_B (基准波阻, 即无激光能量沉积时钝头体表面压力积分) 的 108.5%, 此后波阻开始下降; $t = 47.3 \mu\text{s}$ 时波阻达到极小值, 约为 D_B 的 90.4%。 $t = 53.2 \mu\text{s}$ 时波阻达到极大值, 此后波阻逐渐降低至 D_B 的 68.9%。 $t = 200.5 \mu\text{s}$ 以后, 波阻逐渐回升, 并在 $t = 252.0 \mu\text{s}$ 时达到极大值, 约为 D_B 的 107.6%。此后波阻逐渐下降, 最

终在 D_B 附近振荡, 收敛于 D_B 。

为分析波阻变化的原因, 下面将抽取波阻曲线上各个峰和谷对应时刻的流场图像进行研究。见图 10~图 14。

激光能量沉积诱导的激波会使钝头体波阻增大, 导致波阻曲线出现第一个上升沿。图 10 给出了这种情况下的流场密度梯度云图和压力云图。图中可见激波 (II) 和激波的反射波 (XI)。事实上, 激波到达钝头体左端面的瞬间正是钝头体波阻开始上升的时刻,

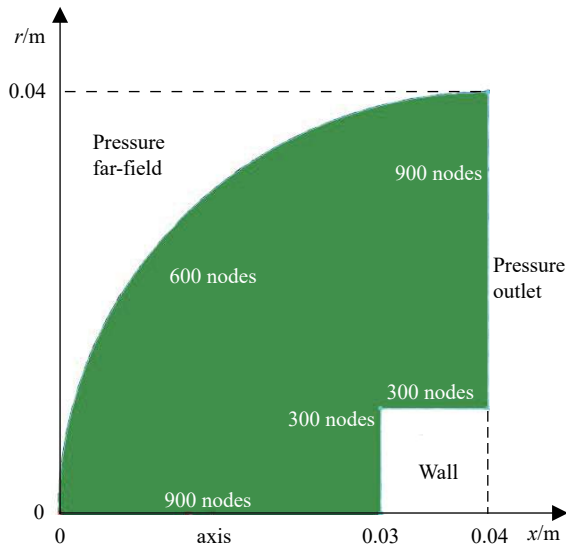


图 7 边界条件和网格划分示意

Fig.7 Boundary conditions and grid division

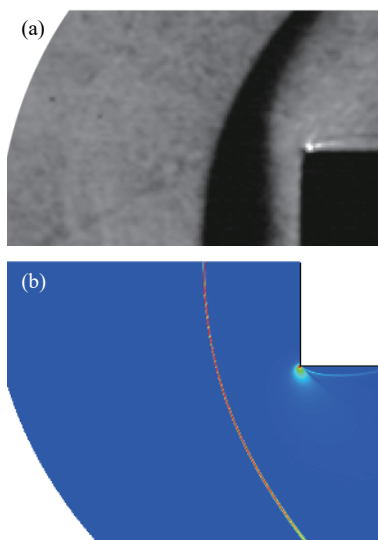


图 8 无激光能量沉积时密度梯度云图与流场纹影照片对比

Fig.8 Comparison of density gradient contour and schlieren image without laser energy deposition

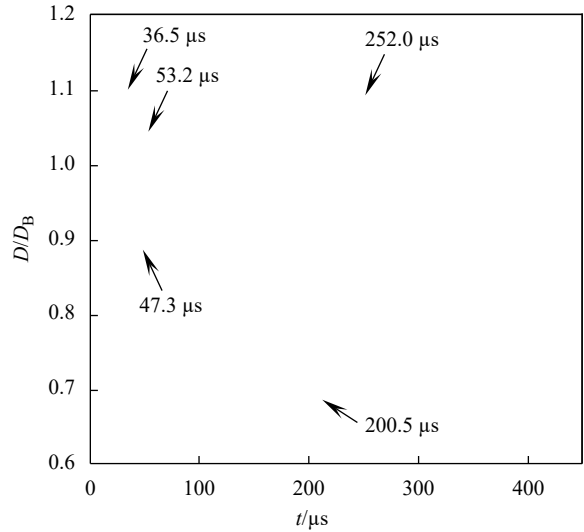


图 9 单脉冲激光能量沉积时钝头体归一化波阻变化曲线

Fig.9 Curves of normalized wave drag with single pulses laser energy deposition

为 $t = 33 \mu s$ 。由于激波是球形, 靠近轴线部分的最先反射。钝头体左端面附近的气体经历了激波和激波的反射波两次压缩, 从而使压力明显升高。随着激波往下游传播, 激波的反射波覆盖钝头体左端面的范围越来越大。在 $t = 36.5 \mu s$ 时, 激波的反射波已经全部覆盖钝头体左端面, 此刻钝头体波阻达到第一个极大值。

再透射-反射波系 (见图 11 中的 VI) 使钝头体波阻再次增大, 波阻曲线出现第二个上升沿。图 11 给出了波阻曲线第二个上升沿开始时刻的流场密度梯度和压力云图。再透射-反射波系正好传播到钝头体左端面, 并逐渐反射 (类似于图 10 中激波的反射), 产生再透射-反射波系的反射波 (见图 12 中的 XII)。当再透射-反射波系的反射波 (XII) 完全覆盖钝头体左端面时 (图 12 所示情形), 波阻出现第二个极大值。

在钝头体波阻达到第二个极大值后, 由于再透射-反射波系的反射波离开钝头体, 原本被包围在钝头体左端面和反射波之间的高压气体开始膨胀, 从而导致钝头体波阻小幅降低。随后, 具有低压力特性的涡环 (图 13 中的 III) 不断接近钝头体左端面, 使得钝头体波阻进一步降低, 表现为 $t = 53.2 \sim 200.5 \mu s$ 之间波阻的大幅减小。如图 13 所示, $t = 150 \mu s$, 波阻降低至 D_B 的 93%; 而在 $t = 200.5 \mu s$ 时, 钝头体波阻达到最小值, 仅为 D_B 的 68.9%, 此刻低压涡环恰好到达钝头体左端面的边缘。随后涡环将离开钝头体左端面, 而波阻也逐渐上升。经上述分析可知, 热核经过弓形激

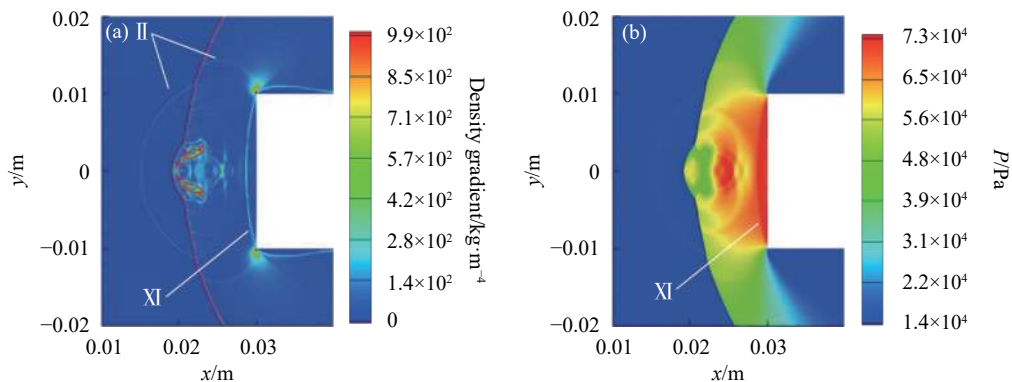


图 10 $t = 36.5 \mu\text{s}$ 时流场的密度梯度云图和压力云图

Fig.10 Contours of density gradient and pressure at $t = 36.5 \mu\text{s}$

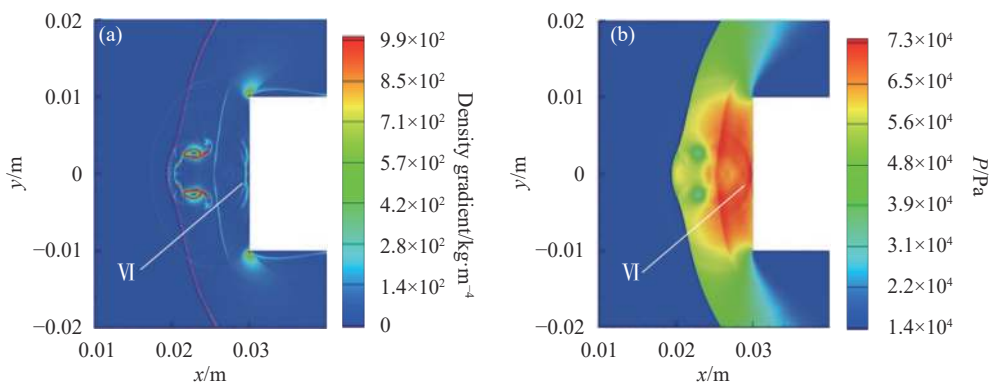


图 11 $t = 47.3 \mu\text{s}$ 时流场的密度梯度云图和压力云图

Fig.11 Contours of density gradient and pressure at $t = 47.3 \mu\text{s}$

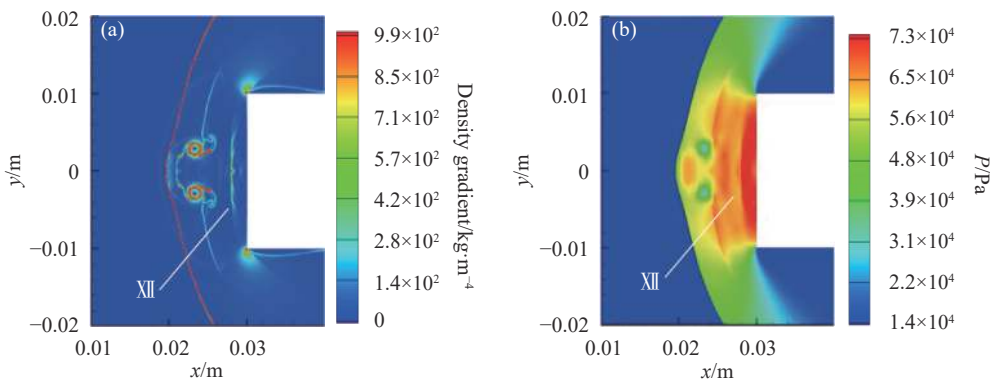


图 12 $t = 53.2 \mu\text{s}$ 时流场的密度梯度云图和压力云图

Fig.12 Contours of density gradient and pressure at $t = 53.2 \mu\text{s}$

波后, 由于 Richtmyer-Meshkov 不稳定性而形成的低压涡环, 是减阻的最主要机理。

当低压涡环离开钝头体左端面后, 钝头体左端面会经历一个再压缩过程, 导致波阻回升。这个过程会在钝头体端面的边缘首先形成压缩波 (图 14 中的 X III), 压缩波不断向弓形激波传播, 钝头体左端面压力逐渐回升。在 $t=252 \mu\text{s}$ 时, 压缩波达到弓形激波,

波阻达到最大值, 约为 D_B 的 107.6%。此后流场逐渐恢复到未受扰动的状态, 波阻恢复到 D_B 。再压缩过程会导致波阻超调, 如果抑制这个再压缩过程, 那么减阻效果将会持续, 这是进一步研究高重频激光能量沉积的突破点。

下面分析减阻百分比 η 和能量效率 S 。Sasoh 在实验中不仅研究了单脉冲激光能量沉积减阻, 还研究

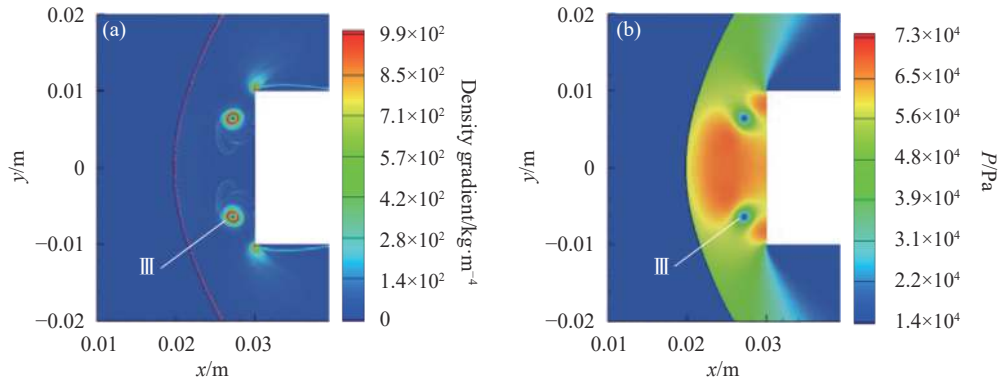


图 13 $t = 150 \mu\text{s}$ 时流场的密度梯度云图和压力云图

Fig.13 Contours of density gradient and pressure at $t = 150 \mu\text{s}$

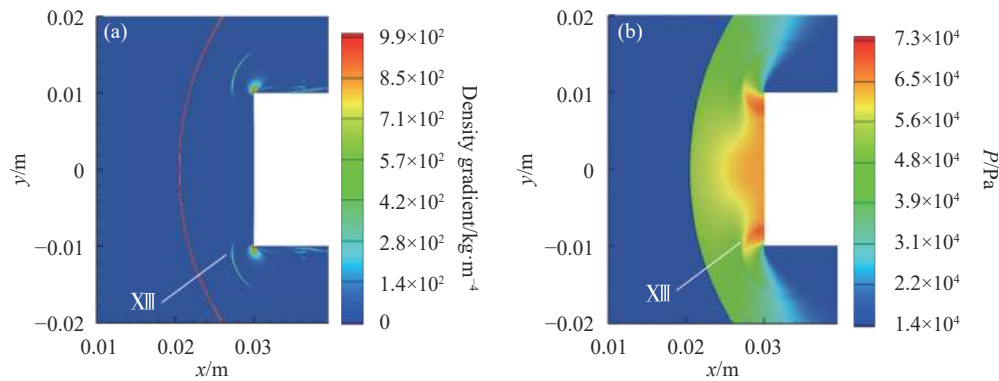


图 14 $t = 220 \mu\text{s}$ 时流场的密度梯度云图和压力云图

Fig.14 Contours of density gradient and pressure at $t = 220 \mu\text{s}$

了高重频激光能量沉积减阻。高重频激光频率为 4 kHz, 每个脉冲的入射激光能量和单脉冲情形一样, 均为 12 mJ/pulse。高重频情形下实验测得的波阻降低为 3%。数值模拟发现, 单脉冲激光能量沉积的阻力变化曲线周期正好为 250 μs , 即文中图 9 的 $t=33\sim 283 \mu\text{s}$ 。因此, 在 4 kHz 的高重频激光能量沉积作用下, 钝头体的阻力变化曲线即是图 9 的 $t=33\sim 283 \mu\text{s}$ 时间段曲线的不断重复, 这个结论在 Sasoh 的论文中也有所体现。将该段曲线积分可得波阻冲量 I :

$$I = \int_{t=33 \mu\text{s}}^{t=283 \mu\text{s}} D dt = 5.1020 \times 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{s} \quad (9)$$

因此图 9 的 $t=33\sim 283 \mu\text{s}$ 时间段波阻的时间平均值等于

$$\bar{D} = \frac{I}{250 \mu\text{s}} = 20.4079 \text{ N} \quad (10)$$

可得减阻百分比 η (由于能量沉积而减小的波阻与基准波阻之比):

$$\eta = \frac{\Delta D}{D_B} = \frac{D_B - \bar{D}}{D_B} \times 100\% = 3.28\% \quad (11)$$

文中数值模拟得到的减阻百分比 (3.28%) 稍大于实验测得的 3%, 表明数值模拟中沉积的单脉冲能量 (2 mJ) 大于实际值。这说明在 Sasoh 的实验工况下, 当入射激光能量为 12 mJ 时, 激光能量沉积率小于 16.7%。而 Sasoh 的基于完全气体模型、求解欧拉方程的数值模拟方法, 需要将能量沉积率提升至 45%, 才能得到与实验相符的减阻效果。这表明基于球形能量沉积模型和完全气体模型的数值模拟方法对于减阻效果的计算有较大误差, 而文中的基于泪滴形能量沉积模型和真实气体效应的数值模拟方法具有较高的可靠性。

4 结 论

(1) 单脉冲激光能量沉积与正激波的相互影响时, 在正激波后流场中, 激波会产生一个高压区, 稀疏波会产生一个低压区, 再透射-反射波系会产生一个高压区, 热核受正激波影响而形成的涡环会形成一个低压区, 并伴随一个高压区。只有涡环所在的低压

区以及它伴随的高压区压力是稳定的,并且低压区占据主导地位。

(2) 单脉冲激光能量沉积与钝头体超声速流场相互作用时,激波和再透射-反射波系与钝头体碰撞后产生的反射波会使钝头体阻力增大,但由于作用时间短,对减阻效果的削弱作用较小;热核离开钝头体后流场再压缩过程是削弱减阻效果的最主要因素。热核穿过弓形激波后形成的低压涡环导致钝头体表面压力急剧减小,是波阻减小的主要机理。

参考文献:

- [1] Olivera A C, Minucci M A, Mybrabo L N, et al. Bow shock wave mitigation by laser-plasma energy addition in hypersonic flow [J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2008, 45(5): 921-927.
- [2] Tret'yakov P K, Garanin A F, Grachev G N, et al. Control of supersonic flow around bodies by means of high-power recurrent optical breakdowns [J]. *Physics-Doklady*, 1996, 41(11): 566-567.
- [3] Sasoh A, Sekiya Y, Sakai T, et al. Drag reduction of blunt body in a supersonic flow with laser energy depositions[C]//47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition. AIAA 2009-1533, 2009.
- [4] Azarova O A. Supersonic flow control using combined energy deposition [J]. *Aerospace*, 2015, 2(1): 118-134.
- [5] Markhotok A A. Mechanism of vortex generation in a supersonic flow behind a gas-plasma interface[J/OL]. [2019-10-22]. <http://arxiv.org/abs/1703.10727>.
- [6] Wen Ming, Wang Diankai, Wang Weidong. Influence of key parameters on the interaction of the laser induced plasma hot core and shock wave [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(4): 0406001. (in Chinese)
文明, 王殿恺, 王伟东. 关键参数对激光等离子体热核与激波相互作用过程的影响规律[J]. *红外与激光工程*, 2019, 48(4): 0406001.
- [7] Wang Weidong, Wen Ming, Wang Diankai, et al. Study on the flow characteristics of interaction of the laser induced plasma hot core and shock wave [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(3): 0306001. (in Chinese)
王伟东, 文明, 王殿恺, 等. 激光等离子体热核与激波相互作用的流动特性研究[J]. *红外与激光工程*, 2019, 48(3): 0306001.
- [8] Desai S, Kulkarni V, Gadgil H, et al. Aerothermodynamic considerations for energy deposition based drag reduction technique [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 122: 451-460.
- [9] Dors I G. Laser spark ignition modeling[D]. Tennessee: University of Tennessee, 2000: 7-25.
- [10] Qing Zexu, Hong Yanji, Wang Diankai, et al. Experimental and numerical study of nanosecond pulsed laser energy asymmetric deposition in quiescent air [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2017, 38(7): 1661-1668. (in Chinese)
卿泽旭, 洪延姬, 王殿恺, 等. 静止空气中单脉冲激光能量非对称沉积实验与数值模拟[J]. *推进技术*, 2017, 38(7): 1661-1668.
- [11] Chen Y L, Lewis J, Parigger C. Spatial and temporal profiles of pulsed laser-induced air plasma emissions [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2000, 67(2): 91-103.
- [12] Chen Keqiang. Numerical studies of laser-induced gas spark evolution[D]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University, 2014: 9-23. (in Chinese)
陈克强. 激光诱导气体火花演化的数值模拟研究[D]. 西安: 西安交通大学, 2014: 9-23.
- [13] Murphy A. Transport coefficients of air, argon-air, nitrogen-air, and oxygen-air plasmas [J]. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1995, 15(2): 279-307.
- [14] Yan Changyu. Numerical investigation on laser plasma interaction mechanism and air-breathing laser propulsion[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2008: 137-138. (in Chinese)
鄢昌渝. 激光等离子体相互作用机理与大气吸气式激光推进数值计算研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2008: 137-138.
- [15] Sasoh A, Sekiya Y, Sakai T, et al. Supersonic drag reduction with repetitive laser pulses through a blunt body [J]. *AIAA Journal*, 2010, 48(12): 2811-2817.



第一作者简介: 王殿恺(1985-),男,博士,副研究员,硕士生导师。研究方向为等离子体流动控制。主持科学研究项目 8 项,包括北京市自然科学基金、中国博士后科学基金、国家重点实验室基金等。曾获军队科技进步三等奖(2018),授权国家发明专利 5 项。Email: 274233405@qq.com