

## 静态空气中多点激光诱导等离子体的演化特性

叶童, 杨雷超\*, 安彬, 张健丰

国防科技大学空天科学学院, 湖南 长沙 410073

**摘要** 研究静态空气中多点激光诱导等离子体的演化特性是研究和优化其超声速稳燃效果的基础。在常规的试验研究中,由于测量手段和试验设备的限制,可以获取的静态空气中多点激光诱导等离子体的后流场信息有限,且激光焦点构型单一。本文采用改进后的Dors模型,对静态空气中多点激光诱导等离子体的演化特性开展了数值模拟研究。基于数值纹影图、温度等值面图、流场压力和温度分布规律图,阐释了静态空气中线形激光焦点构型的多点激光诱导等离子体产生的激波、等离子体内核以及流场相关参数的演化特性;随后通过对等离子体内核的平均温度、体积、比表面积以及流场特征位置的压强进行分析,得到了激光焦点布局形式和间距对多点激光诱导等离子体演化特性的影响规律。结果表明,当激光焦点间距较小(2~4 mm)时,激光焦点间距是影响演化特性的主要参数。

**关键词** 激光光学; 多点激光诱导等离子体; 稳燃; 数值模拟; 融合; 激光焦点构型

中图分类号 O383 文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL220900

## 1 引言

在超燃冲压发动机中,由于燃烧室入口来流为超声速,一般需要设计火焰稳定器,以实现燃烧的自持与稳定。传统的超声速燃烧火焰稳定器,如凹腔<sup>[1]</sup>、支板<sup>[2]</sup>等,都不可避免地面临自身热防护难题。近年来,有学者<sup>[3-4]</sup>提出了基于光滑流道超燃冲压发动机燃烧室的等离子体超声速稳燃方法,但主火焰仍集中在边界层附近,同样面临热防护问题。激光诱导等离子体(LIP)作为一种新型的等离子体产生方式,具有不侵入流场、焦点位置可调、能量密度高、能量大小可控等优点<sup>[5-8]</sup>,为研究等离子体在超声速主流中实现火焰稳燃提供了新思路。

Yan等<sup>[9]</sup>采用数值模拟和试验研究的方法获得了激光击穿静态空气产生的激波和等离子体内核的发展过程。Bak等<sup>[10]</sup>在研究常压下静态空气中的双脉冲LIP时发现,当脉冲间隔小于150 ns时,第二脉冲的能量吸收率明显高于单脉冲能量吸收率,若将其用在点火方面,可以提高点火的可靠性。O'Briant等<sup>[11]</sup>发现等离子体内核的温度和尺寸对初始火核的形成和发展具有重要影响。在对静态空气中单点LIP特性研究的基础上,研究人员在点火<sup>[12-14]</sup>、流动控制<sup>[15-17]</sup>、低速稳燃<sup>[18-20]</sup>等领域进行了较为深入的研究并取得了丰硕的研究成果。Brieschenk等<sup>[21-22]</sup>采用试验方法研究了单点LIP在超声速来流条件下的稳燃效果,观测到支撑初始燃烧过程的OH基仅存续了10 μs左右。内燃机

燃烧室方面的相关研究表明<sup>[23]</sup>,适当间距的两点激光的点火效果更好。这是因为,虽然单点LIP能量集中,可以产生更强的初始火核,但将单点激光聚焦分成多点激光聚焦后,可以在保证初始火核强度的前提下扩大火核的影响范围。多点LIP同样有望应用于超声速气流中的火焰稳定,具有重要的工程意义。

然而,受限于观测设备和激光器的局限性,目前对静态空气中的多点LIP尚缺乏深入研究,而且对多点激光击穿后诱导激波的相互作用以及等离子体内核的融合过程尚未有更全面的认识,从而制约并影响了多点LIP在低速或超声速来流中应用的探索研究。

本文利用数值模拟的方法,采用瞬时能量沉积模型,对静态空气中多点LIP的演化特性进行了研究,同时也研究了激光焦点布局形式和焦点间距等参数对演化特性的影响。

## 2 数值模拟方法

## 2.1 基本控制方程

等离子体虽然是物质的第四态,但在流场计算中可近似认为是牛顿流体<sup>[24]</sup>,因此可以采用N-S方程组简要描述其控制方程。等离子体的近似控制方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \text{ continuity equation}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i, \quad (2)$$

momentum conservation equation,

收稿日期: 2022-05-24; 修回日期: 2022-07-08; 录用日期: 2022-07-27; 网络首发日期: 2022-08-09

基金项目: 国家自然科学基金(11972367)

通信作者: \*leichao.yang@outlook.com

$$\frac{D}{Dt} \left( e + \frac{1}{2} \mathbf{u}_i \mathbf{u}_i \right) = Q - \frac{1}{\rho} \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \mathbf{f}_i \mathbf{u}_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial (m_{ji} \mathbf{u}_i)}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t},$$

energy conservation equation, (3)

其中:  $\rho$  是流体密度, 单位为  $\text{kg}/\text{m}^3$ ;  $t$  是时间, 单位为  $\text{s}$ ;  $\mathbf{u}_i$  是空间坐标  $i$  方向的分速度, 单位为  $\text{m}/\text{s}$ ;  $x_i$  是  $i$  方向的长度, 单位为  $\text{m}$ ;  $\tau_{ij}$  是表面应力张量, 单位为  $\text{N}/\text{m}^2$ ;  $p$  是压强, 单位为  $\text{N}/\text{m}^2$ ;  $\mathbf{f}_i$  是作用在微团上  $i$  方向的合力, 单位为  $\text{N}$ ;  $e$  是单位质量流体的内能, 单位为  $\text{J}/\text{kg}$ ;  $Q$  是单位时间内单位质量流体的输入能量, 单位为  $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{s})$ ;  $q_i$  是单位时间内单位面积微团上  $i$  方向的流入能量, 单位为  $\text{J}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ;  $m_{ji}$  是黏性应力张量, 单位为  $\text{N}/\text{m}^2$ 。

## 2.2 模型设置与网格划分

本文主要研究 LIP 的高温高压作用。将激光击穿空气后产生的等离子体简化成高温高压气体, 采用改进后的 Dors 瞬时能量沉积模型<sup>[25]</sup>进行仿真, 该模型可以较好地模拟 LIP 产生的激波和等离子体内核的发展。Dors 认为激光在某一区域击穿空气后, 该区域的初始温度分布为

$$T(x, y, z) = T_0 \exp(-700z) \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right), \quad (4)$$

式中:  $T_0$  为温度系数, 单位为  $\text{K}$ , 可通过 Jones 公式反解得到<sup>[26]</sup>(本文模拟单脉冲激光能量为  $50 \text{ mJ}$ , 沉积能量约为  $34.6 \text{ mJ}$ , 等离子体内核初始长度为  $1 \text{ mm}$ , 求解得  $T_0$  约为  $20000$ );  $a = 2.82 \times 10^{-4} \exp(1050z)$  为温度正态分布的半宽, 决定了等离子体内核温度在垂直于激光入射方向的分布范围。

假设 LIP 产生的高温气体仍符合理想气体状态方程, 则初始压力分布可通过式(5)求解得到。

$$P = \sum_{i=1}^{N_s} n_i RT, \quad (5)$$

式中:  $N_s$  为等离子体内核中所含粒子种类的数量, 包括  $\text{N}_2$ 、 $\text{O}_2$ 、 $\text{N}$ 、 $\text{O}$ 、 $\text{N}^+$ 、 $\text{O}^+$ 、 $\text{N}^{++}$ 、 $\text{O}^{++}$  和  $\text{e}^-$  共 9 种粒子;  $n_i$  为等离子体内核中某粒子的摩尔数密度, 单位为  $\text{mol}/\text{m}^3$ , 具体分布见文献[25];  $R$  为理想气体常数, 其数值为  $8.3145 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。此外, 空气的温度和压力升高后, 其物性参数会发生变化, 因此需要对比热容、黏性系数和热导率进行适当修正。本文中参数的修正参照文献[27]中的方法进行。随后将上述参数通过 UDF 文件导入 Fluent 软件, 进行求解计算。

为了验证本文采用的能量沉积模型和数值计算方法的正确性, 首先对单点 LIP 在静态空气中的时空演化过程进行数值模拟, 并将模拟结果与试验结果进行对比。由于单点 LIP 在空间上是旋转对称模型, 故采用 Axis 边界条件模拟一半计算域便可得到三维的计算效果。考虑到 LIP 产生的激波会向外围不断运动, 全计算域采用均匀网格。由于激光焦点作用区域的初始温度梯度较大, 因此需要对该区域的网格进行局部加密, 以确保计算收敛。加密网格的尺寸为全计算域网格的一半。数值模拟中采用的激光波长为  $532 \text{ nm}$ , 脉冲宽度为  $10 \text{ ns}$ , 环境温度为  $291 \text{ K}$ , 环境压力为  $100 \text{ kPa}$ , 与文献[28]一致。模型采用隐式方程进行求解, 离散方式采用二阶迎风格式。验证模型的计算域及网格划分如图 1(a) 所示, 边界条件为压力远场和对称轴。本文所研究的多点问题并不是空间上的旋转对称模型, 需要将计算域拓展到三维。模型的网格划分方法与验证网格一致, 由于模型是对称的, 因此只需要画出一半网格。采用 Symmetry 边界条件, 其余边界条件为压力远场。计算模型如图 1(b) 所示。

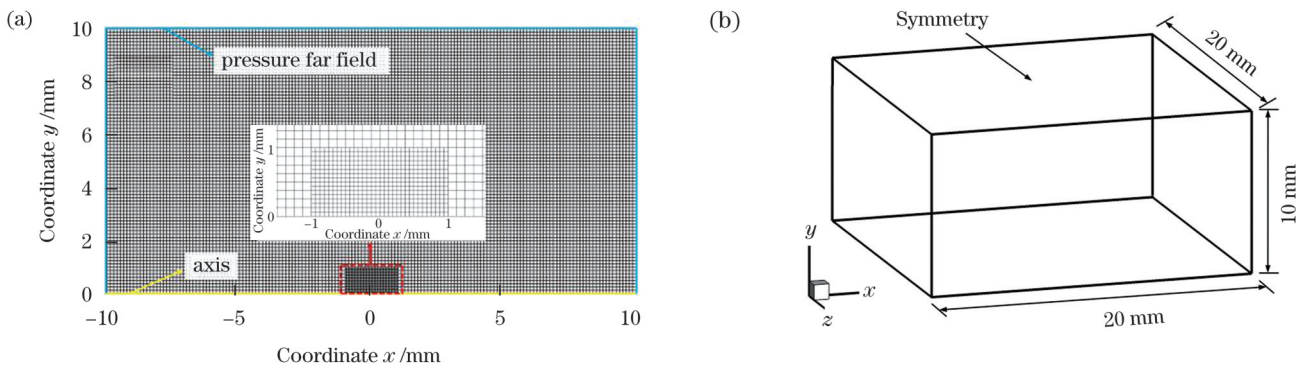


图 1 计算域及网格示意图。(a) 验证模型; (b) 计算模型

Fig. 1 Schematics of computational domain and mesh. (a) Verification model; (b) computational model

在满足精度的前提下, 为了尽量节约计算资源, 本文选择三组尺寸大小不同的网格进行了网格无关性对比验证, 对比参数选择的是激光击穿空气后  $10 \mu\text{s}$  时  $y=0$  位置处流场的压力分布。不同网格尺寸下的数值模拟结果如图 2 所示, 三组尺寸的网格在图中分别标记为粗网格、中等尺寸网格和细网格。通过对图中三种

不同网格尺寸下的压力分布计算结果进行对比可以发现, 不同网格尺寸条件下的整体压力分布基本一致, 说明整体网格的适应性较好。但在  $x=-5 \text{ mm}$  位置附近, 粗网格与其他两种尺寸网格下的计算结果有较为明显的差异, 而中等尺寸网格和细网格的计算结果吻合得更好。因此, 本文选择中等尺寸网格进行计算。



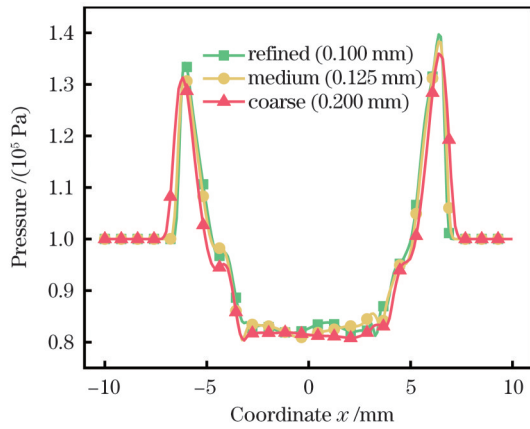


图 2 10 μs 时不同网格尺寸下 y=0 位置处的压力分布

Fig. 2 Pressure distribution at different grid sizes on y=0 at 10 μs

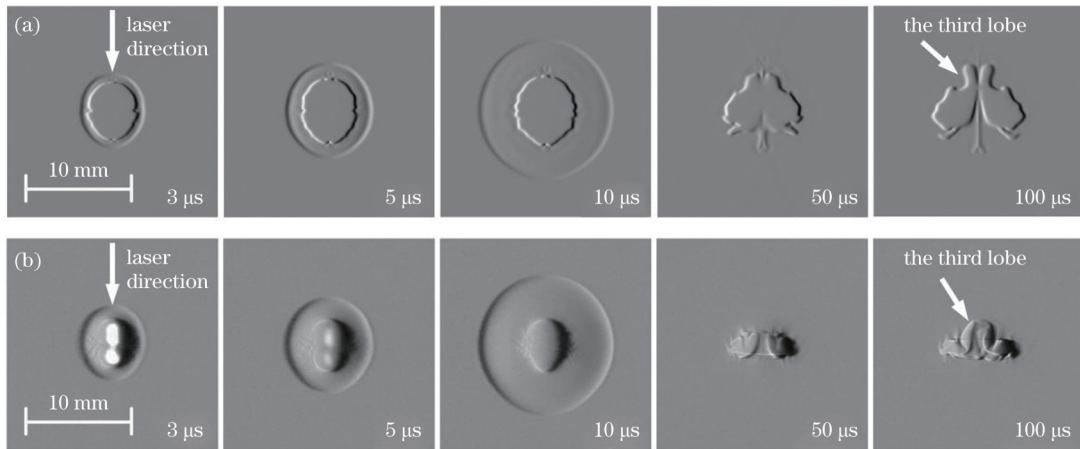
图 3 单脉冲激光能量为 50 mJ 时, LIP 演化过程数值模拟结果和试验结果的对比。(a) 数值纹影图; (b) 试验纹影图<sup>[28]</sup>

Fig. 3 Comparison of numerical simulated and experimental results of LIP evolution process when single pulse laser energy is 50 mJ.

(a) Numerical schlieren diagram; (b) experimental schlieren diagram<sup>[28]</sup>

### 3 结果分析与讨论

#### 3.1 多点 LIP 演化特性

本文研究的重点为多点 LIP 演化特性。在数值模拟中,采用与前述相同的能量沉积模型与数值计算方法对空间中的 4 点 LIP 演化特性进行研究,单个击穿点的激光能量为 50 mJ。将 4 个激光聚焦点布置成线形来模拟凸透镜的聚焦效果,即沿激光入射方向,在透镜后方形成 4 个焦点。

当焦点之间的间距较大时,等离子体内核融合现象不明显甚至无法融合,导致多点聚焦之间的相互作用效果减弱<sup>[29]</sup>;当激光焦点之间的间距较小时,初始火核面积基本相同<sup>[30]</sup>。因此本节算例中相邻两点间的间距取 2 mm。图 4 显示的是焦点布局形式为线形时 4 点 LIP 在  $xoz$  平面上的数值纹影图。

在数值纹影图中可以明显观察到初始时刻流场中出现了由激光击穿空气产生的 4 个等离子体内核,同时出现了由高温高压内核向外膨胀驱动生成的激波。在激光击穿空气后 4 μs 左右,可以看到由于多点 LIP 产生的激波之间发生了剧烈的相互作用,在垂直激光

入射方向上产生了复杂的波系结构。在此结构的影响下,沿着激光入射方向的激波也被干扰。在激光击穿空气后 10 μs 左右,激波基本相互融合并产生了一个椭球形激波。在椭球形激波发展过程中,由于流场中的压力梯度分布不均,垂直于激光入射方向上的压力梯度更大,导致该方向上的椭球形激波发展得更快,因而椭球形激波的偏心率越来越小。

图 3 展示了激光能量为 50 mJ 时单点 LIP 在击穿静态空气后 100 μs 内的数值纹影图,将其与文献<sup>[28]</sup>中的试验纹影图进行对比可以发现:无论是前期椭球形激波的产生和发展,还是后期内核的扩散以及第三瓣的产生,采用数值模拟方法都可以较好地模拟出这些现象,并在时间上与试验所得结果有着较好的关联性。此外,还可以发现试验中产生的第三瓣更大也更加明显,而数值模拟中的第三瓣则相对不明显。这是因为第三瓣的产生取决于 LIP 作用后由流场中的温度不均匀分布产生的环形涡的卷吸作用,而激光击穿后产生的等离子体内核温度分布难以测量且影响因素较多。但是本文侧重研究 LIP 作用的现象,因此该误差在可接受范围内。

在初始激波和相邻等离子体内核的干扰下,各等离子体内核发生了明显的畸变。各等离子体内核之间在未完成融合之前存在明显的界线。在激光击穿空气 10 μs 后,多个等离子体内核基本完成融合,并在流场中形成了一个大大内核,随后该内核在涡的驱动下继续向中间融合。等离子体内核的投影面积在 10 μs 内迅速增大,随后增大速率降低,20 μs 后基本不再增大。等离子体内核投影面积在增大到一定程度后开始耗散,说明此时内核开始逐渐坍塌。

当 LIP 应用于点火及火焰稳定时,等离子体内核对初始火核的形成和发展具有重要影响<sup>[11]</sup>。当温度达到 2500 K 时,空气中的  $O_2$  开始离解<sup>[25]</sup>,因此可以认为 2500 K 等值面是激光击穿静态空气后产生的等离子

体内核的投影面积在增大到一定程度后开始耗散,说明此时内核开始逐渐坍塌。

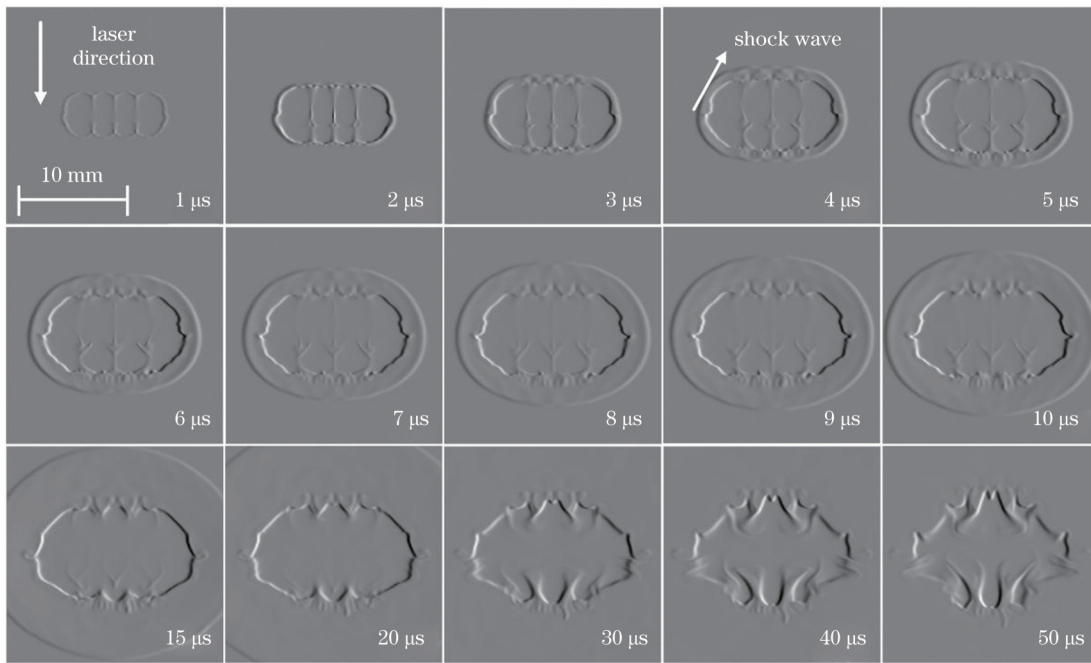


图 4 焦点布局形式为线形时多点 LIP 的数值纹影图像

Fig. 4 Numerical schlieren diagrams of multi-point LIP when focal layout is line

体内核的边界。本文从数值模拟结果中提取了流场的 2500 K 等值面,认为该等值面所围成的区域为等离子体内核。

图 5 是线形分布的 4 点 LIP 在不同时刻的 2500 K 温度等值面图。在 1 μs 时,各等离子体内核之间的相

互作用较弱,各内核基本保持原有的形状,随后各内核在体积剧烈膨胀以及环形涡的驱动下发生剧烈的相互作用,在畸变的同时不断融合,并于 10 μs 左右基本融合成一个螺栓状的大内核。结合第三瓣的产生机理可知,此时等离子体内核中的温度分布并不均

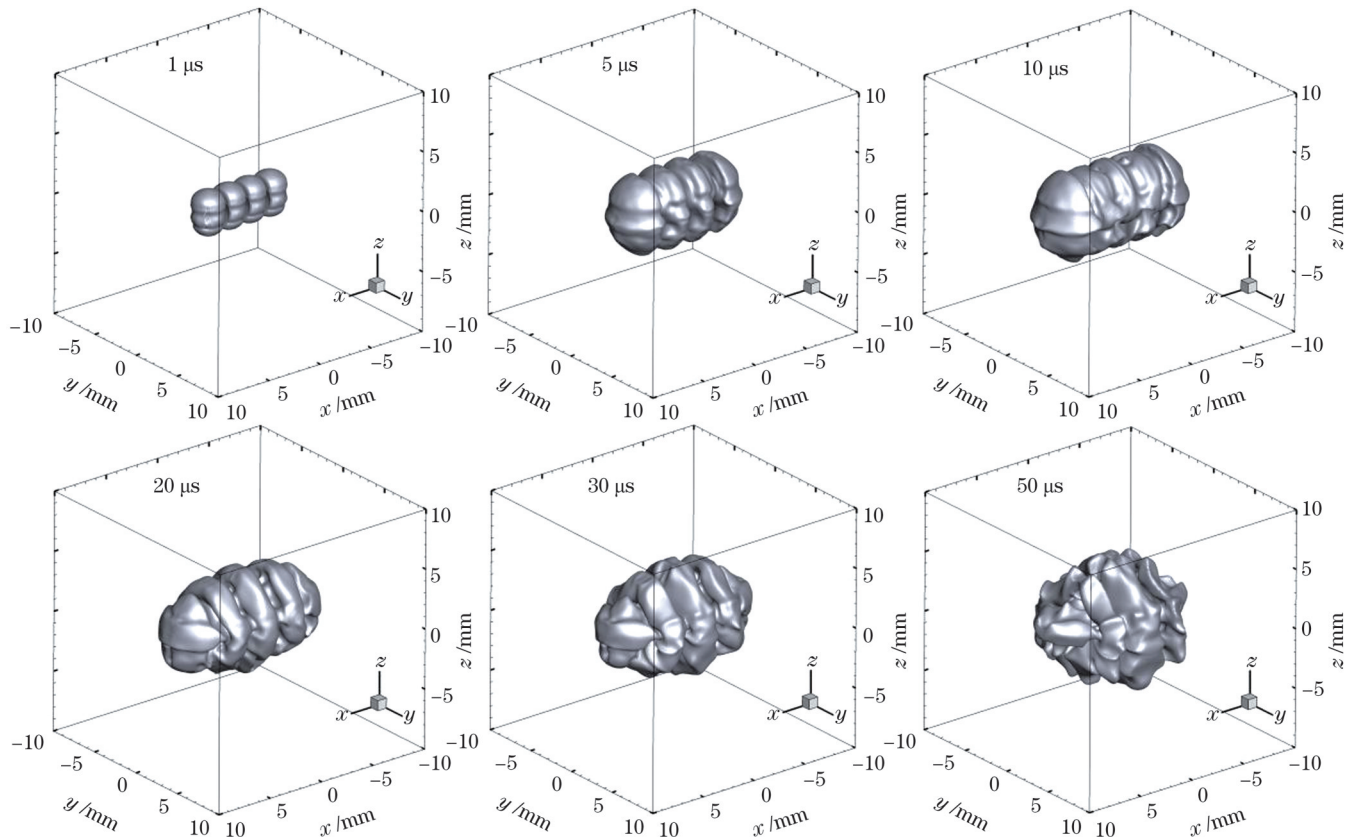


图 5 焦点布局形式为线形时多点 LIP 的 2500 K 温度等值面图

Fig. 5 2500 K temperature isosurface diagrams of multi-point LIP when focal layout is line

匀,使得融合后两侧形成新的环形涡,并驱动等离子体内核继续向构型中央融合,最终形成一个大内核。此外,融合完成后,在初始等离子体内核原位置处还有少量残留的等离子体内核。等离子体内核的融合有利于在体积扩大的同时减小能量散失,提高脉冲激光产生的初始火核在超声速气流中的存活能力。同时,融合后在流向方向残留的等离子体内核可以在一定程度上缩短各脉冲激光产生的火核的追击距离。

图 6 为  $x$  方向 ( $y=0, z=0$ ) 上几个不同时刻的压力分布曲线,图中压力突变处对应图 4 中激波所在位置。激波在向外传播过程中速度逐渐减慢,激波强度的衰减速度先快后慢,5  $\mu\text{s}$  时的激波前后压比相比 3  $\mu\text{s}$  时下降了 0.89,9  $\mu\text{s}$  时的激波前后压比相比 7  $\mu\text{s}$  时下降了 0.22,并最终衰减成声波。5  $\mu\text{s}$  后,激波内部压力趋于平缓,为等离子体内核的融合和初始火核的稳定创造了条件。

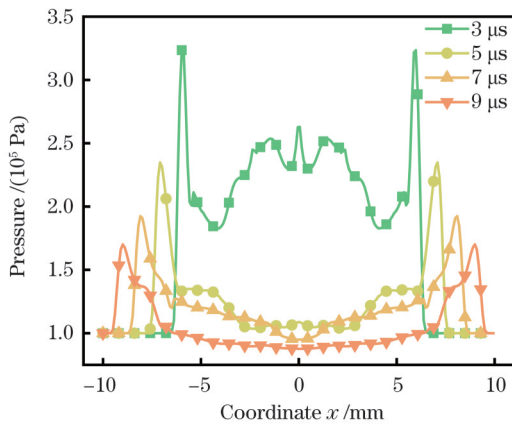


图 6 焦点布局形式为线形时  $x$  方向 ( $y=0, z=0$ ) 上不同时刻的压力分布图

Fig. 6 Pressure distribution at different time in  $x$  direction ( $y=0, z=0$ ) when focal layout is line

图 7 为  $x$  方向 ( $y=0, z=0$ ) 上几个不同时刻的温度分布曲线,反映的是等离子体内核的融合过程。在

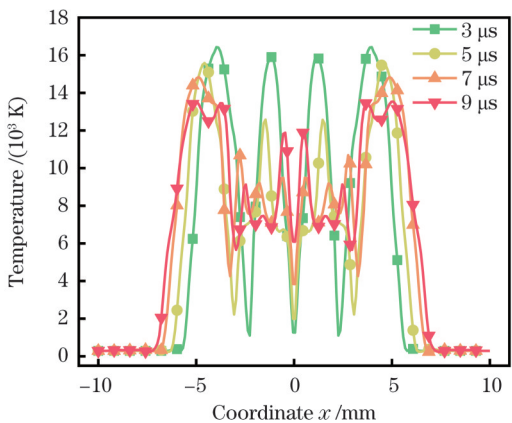


图 7 焦点布局形式为线形时  $x$  方向 ( $y=0, z=0$ ) 不同时刻的温度分布图

Fig. 7 Temperature distribution at different time in  $x$  direction ( $y=0, z=0$ ) when focal layout is line

3  $\mu\text{s}$  时,等离子体内核处于初始融合阶段,此时各内核间隙处的温度较低;在 9  $\mu\text{s}$  时,通过温度分布已区分不出各等离子体内核,说明此时各内核基本完成融合。此外,温度向外传导的速度明显低于向内传导的速度,这是由于激光击穿区域等离子体的密度较低,导致该区域的热导率较低,高温等离子体内核的热量向外传导的速度较慢,而各内核之间由于环形涡的存在,对流作用更加明显,热量扩散也相应更快一些。

### 3.2 焦点布局形式对多点 LIP 演化特性的影响

从前述仿真结果可以看出,多点 LIP 在演化过程中产生的激波相互作用、等离子体内核相互融合现象比较明显。多点 LIP 中激光聚焦点的布局形式对等离子体的时空演化过程也会产生影响。鉴于此,设置了同等间距条件下线形、正方形和正三角形 3 种类型的激光焦点布局形式,以研究激光焦点布局形式对多点 LIP 演化特性的影响。激光焦点布局形式示意图如图 8 所示。

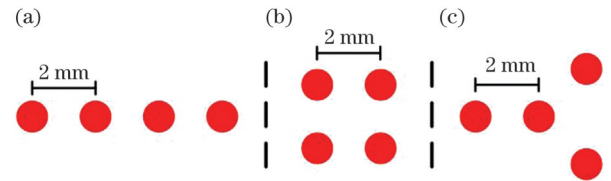


图 8 不同焦点布局形式示意图。(a)线形;(b)正方形;(c)正三角形

Fig. 8 Schematics of different focal layouts. (a) Line; (b) square; (c) regular triangle

图 9 是不同焦点布局形式下多点 LIP 在  $xoz$  平面上的数值纹影图像。在数值模拟中,设置单脉冲激光能量为 50 mJ,与前文保持一致。从图 9 可以看出,激光焦点布局形式对多点 LIP 产生的激波和等离子体内核形状有着重要影响。虽然在不同的焦点布局形式下会产生不同形状的激波,但由于流场中的压力梯度分布不均,激波总是向着球形激波发展。

此外,从数值纹影图中还可以看出不同焦点布局形式下的等离子体内核基本都在 10  $\mu\text{s}$  左右完成了融合,说明焦点布局形式不是影响等离子体融合的主要因素。在正方形和正三角形激光焦点构型的数值纹影图中,等离子体内核的内部还存在一个边界更加清晰的区域,该区域是等离子体内核中的高温区域。该区域的投影面积在 20  $\mu\text{s}$  后仍在快速增长,这是因为正方形和正三角形激光焦点构型产生的初始等离子体内核的位置并不在  $xoz$  平面上,融合后的等离子体内核高温区在环形涡作用下向焦点构型的中央运动。

图 10 所示是 3 种焦点布局形式下多点 LIP 在 10  $\mu\text{s}$  和 20  $\mu\text{s}$  时刻的 2500 K 温度等值面图。在 10  $\mu\text{s}$  时,各焦点布局形式下的多点等离子体内核都已融合完成。在 20  $\mu\text{s}$  时,除了线形焦点布局形式之外,其他焦点布



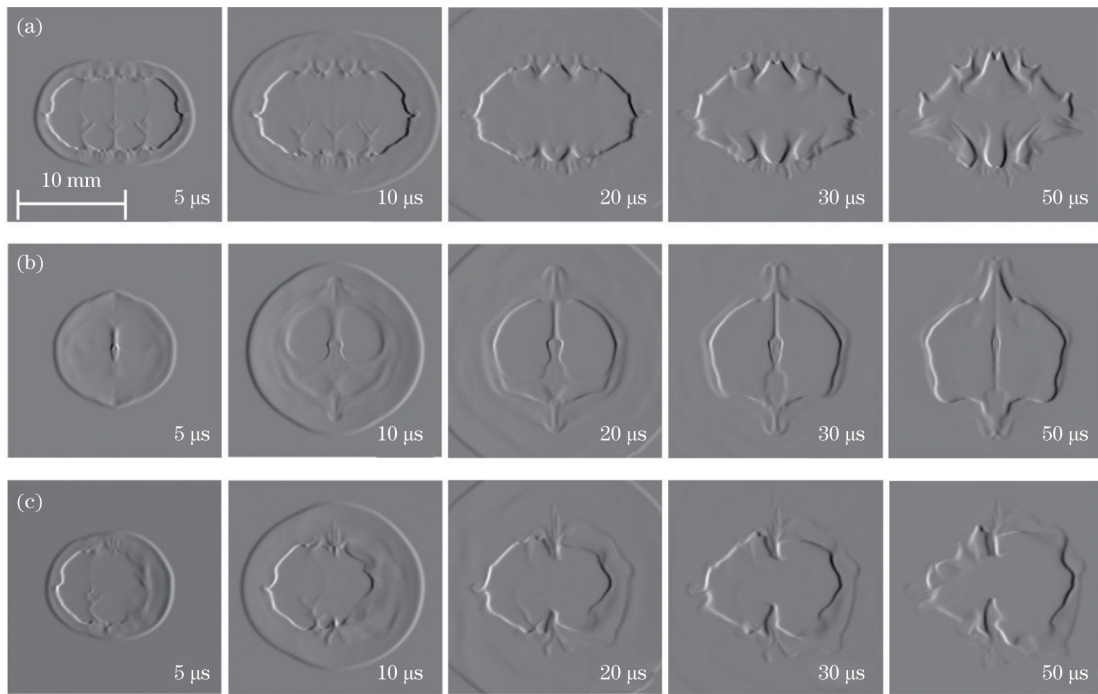


图9 不同焦点布局形式下多点LIP的数值纹影图像。(a)线形;(b)正方形;(c)正三角形

Fig. 9 Numerical schlieren diagrams of multi-point LIP with different focal layouts. (a) Line; (b) square; (c) regular triangle

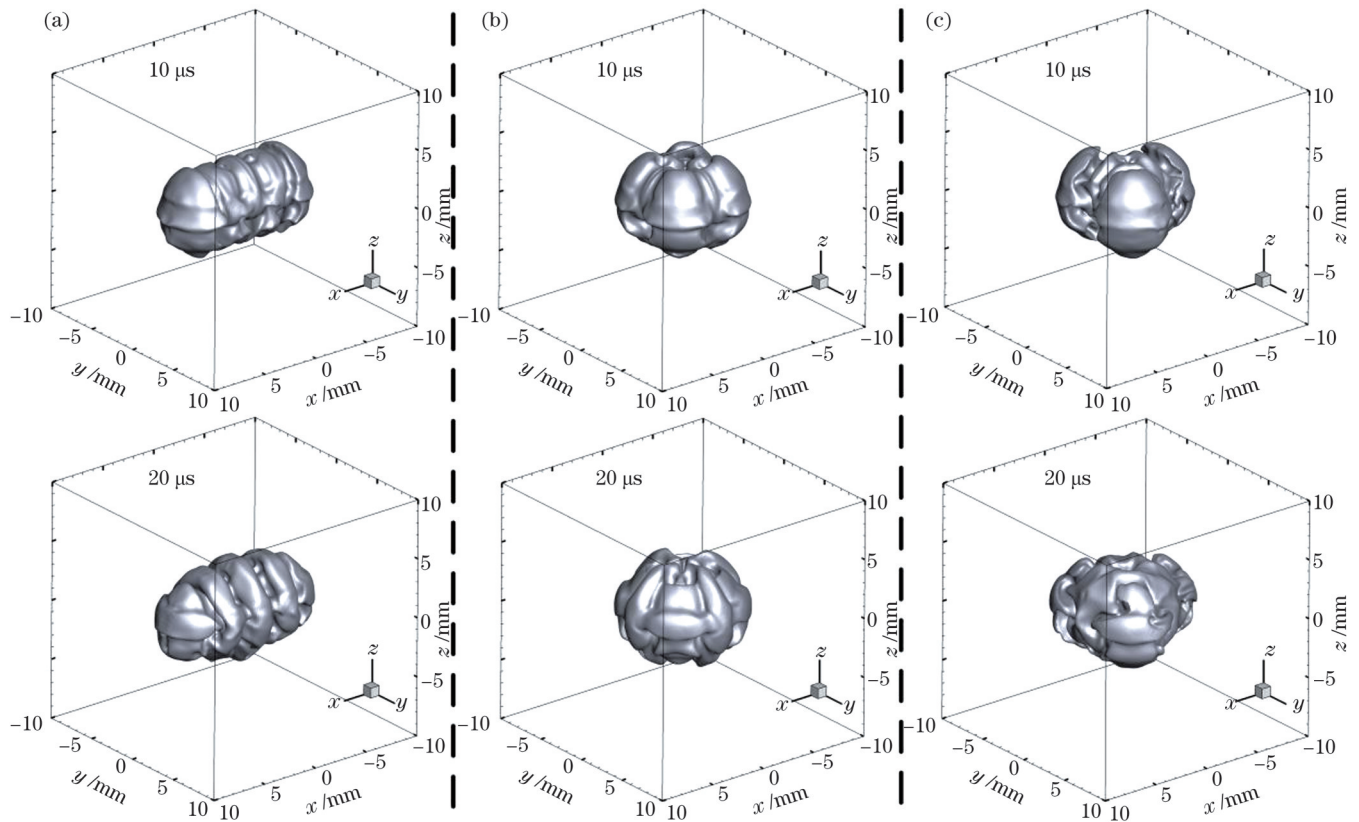


图10 不同焦点布局形式下多点LIP的2500 K温度等值面图。(a)线形;(b)正方形;(c)正三角形

Fig. 10 2500 K temperature isosurface diagrams of multi-point LIP with different focal layouts. (a) Line; (b) square; (c) regular triangle

局形式的多点LIP基本在构型中央融合成一个大内核,这是因为线形焦点布局形式下多点LIP边缘处的初始内核距离构型中央较远,融合到构型中央需要更久的时间。初始的多个等离子体内核快速融合成一个

大内核有利于形成更大的初始火核,而且火核传播方向( $x$ 方向)上的等离子体内核几何尺寸越长,越有利于火核在超声速气流中的追击融合。不同焦点布局形式的优劣还需进一步分析。

等离子体内核的平均温度和体积是影响超声速稳燃效果的最主要因素,这是因为内核的平均温度越高,产生的初始火核越强,越有利于其在超声速气流中存活;内核体积越大,产生的初始火核体积越大,越有利于其在超声速气流中追击融合。Tsuchiya 团队<sup>[31]</sup>发现氢气平板射流 LIP 点火火焰主要在 5~30  $\mu\text{s}$  内发展。图 11 显示了 5~30  $\mu\text{s}$  内 3 种不同焦点布局形式下等离子体内核的平均温度和体积变化趋势,其中实线表示平均温度变化,虚线表示体积变化。在整个阶段内,若某个焦点布局形式下产生的等离子体内核的体积较大,那么相应的内核平均温度就较低。不同焦点布局形式下产生的等离子体内核的平均温度和体积在 5~30  $\mu\text{s}$  内总体近似成反比。这说明在激光焦点较近时,焦点布局形式对 LIP 稳燃效果的影响不明显。

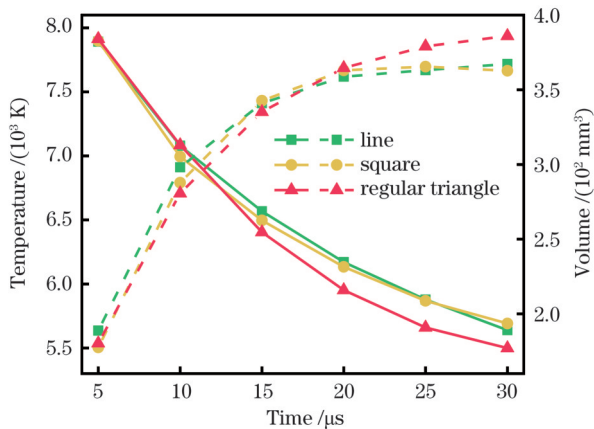


图 11 不同激光焦点布局形式下多点 LIP 产生的等离子体内核的平均温度和体积变化图

Fig. 11 Diagram of average temperature and volume changes of plasma kernel produced by multi-point LIP with different focal layouts

等离子体内核平均温度和体积的变化受其比表面积的影响。图 12 展示了不同焦点布局形式下产生的等离子体内核的比表面积在 5~30  $\mu\text{s}$  内的变化趋势。从图中可以看出线形和正方形焦点布局形式下等离子体内核的比表面积变化具有相似的趋势,这是图 11 所示的这两种焦点布局形式下产生的等离子体内核平均温度、体积变化趋势相似的原因。在 20  $\mu\text{s}$  之前,线形焦点布局形式下产生的等离子体内核的比表面积较正方形焦点布局形式下的小,相应的内核的平均温度较正方形焦点布局形式下的低;在 25  $\mu\text{s}$  时,线形焦点布局形式和正方形焦点布局形式下内核的比表面积变化趋势发生了变化,从而导致 30  $\mu\text{s}$  时线形焦点布局形式下产生的等离子体内核的平均温度比正方形焦点布局形式下产生的等离子体内核的平均温度高。此外,由图 12 还可以发现,虽然在 20  $\mu\text{s}$  之前正三角形焦点布局形式下产生的等离子体内核的比表面积较大,但随着时间延长,比表面积呈现逐渐减小的趋势,从而使得等离子体内核的耗散更慢。这一结果表明正三角形焦

点布局形式对点火延迟更久的燃料的稳燃更有利。

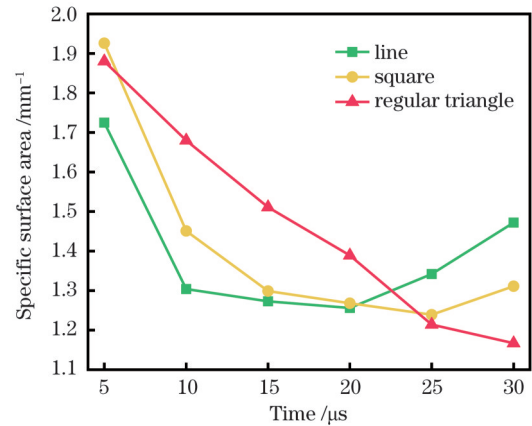


图 12 不同激光焦点布局形式下多点 LIP 产生的等离子体内核比表面积的变化图

Fig. 12 Variation diagram of specific surface area of plasma kernel produced by multi-point LIP with different focal layouts

图 13 为不同焦点布局形式下 10  $\mu\text{s}$  时  $x$  方向 ( $y=0, z=0$ ) 上的压力分布曲线。可以看出,线形焦点布局形式下产生的激波内部的压力稳定范围更大,更有利于延长初始火核的存续时间。但线形焦点布局形式下的激波前后最大压比为 1.6,而正方形和正三角形焦点布局形式下的激波前后最大压比都在 2.0 左右,激波强度更大。在超声速来流中,较强的诱导激波会导致来流经过激波后的偏转角度更大,激波内部低速区的速度更低<sup>[32]</sup>。

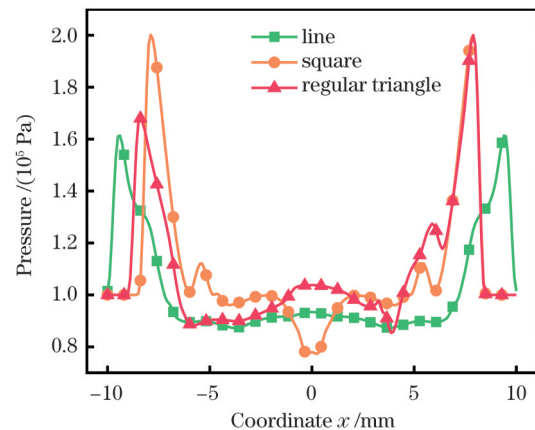


图 13 10  $\mu\text{s}$  时不同焦点布局形式下  $x$  方向 ( $y=0, z=0$ ) 上的压力分布图

Fig. 13 Pressure distribution in  $x$  direction ( $y=0, z=0$ ) with different focal layouts at 10  $\mu\text{s}$

### 3.3 焦点间距对多点 LIP 演化特性的影响

由于激波融合后的形状主要与激光焦点的布局形式有关,因此激光焦点间距主要对等离子体内核的融合产较大影响。图 14 所示是 3 种不同焦点间距下线形激光焦点布局形式的多点 LIP 在激光击穿空气后 10、20、50  $\mu\text{s}$  时的 2500 K 温度等值面图。从图中

可以发现,当激光焦点间距为 3 mm 时,等离子体内核的融合过程与焦点间距为 2 mm 时类似,说明同一焦点布局形式下等离子体内核的融合过程具有自相似性。激光焦点间距为 3 mm 时完成融合需要的时间更久,在 20  $\mu\text{s}$  左右才基本完成融合,这说明内核融合的速度与间距并不成正比。当激光焦点间距为 4 mm

时,各内核直至 50  $\mu\text{s}$  时也没有完成融合,甚至在整个过程内也没有融合的趋势。因此,想要提升多点 LIP 的超声速稳燃效果,必须使各激光焦点的间距较小。结合图 10 结果可知,等离子体内核在后期能否融合成一个较大的内核是判断各内核之间是否发生融合的一个重要标准。

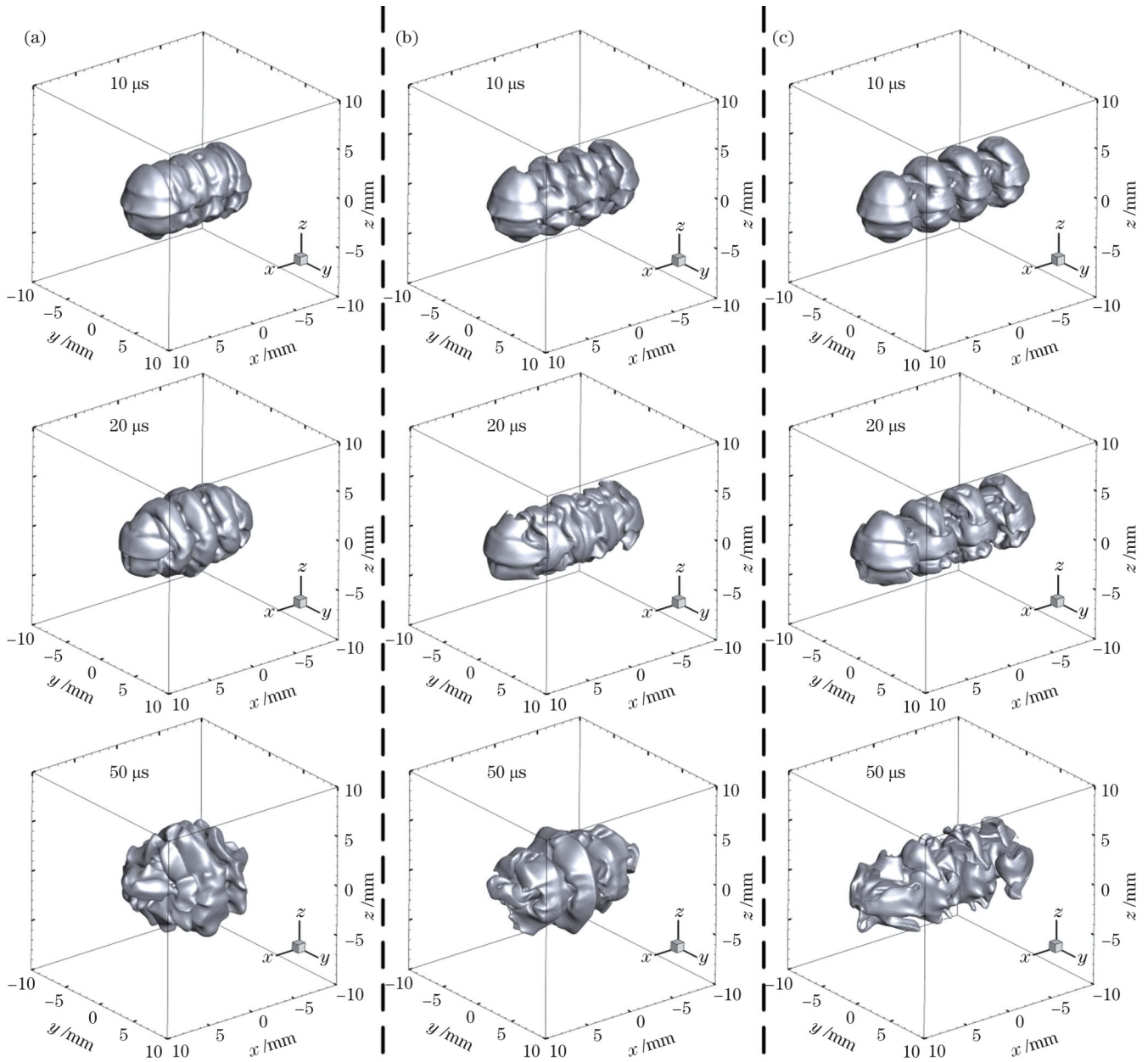


图 14 不同焦点间距下多点 LIP 的 2500 K 温度等值面图。(a) 2 mm; (b) 3 mm; (c) 4 mm

Fig. 14 2500 K temperature isosurface diagrams of multi-point LIP with different distances between two adjacent laser focal spots.

(a) 2 mm; (b) 3 mm; (c) 4 mm

图 15 是 5~30  $\mu\text{s}$  内不同焦点间距下等离子体内核的平均温度和体积变化趋势,实线表示平均温度变化,虚线表示体积变化。从图中可以看出,若等离子体内核没有融合,那么平均温度会下降得更快,而体积增加却不明显。为了提升多点 LIP 的稳燃效果,必须控制焦点间距,以保证产生的等离子体内核能够融合。当激光焦点间距为 2 mm 时,产生的等离子体内核的

平均温度和体积在 15  $\mu\text{s}$  后均大于间距为 3 mm 时的数值,并且差值趋于平稳。由图 15 中的数据可以计算出 15  $\mu\text{s}$  后 2 mm 激光焦点间距下产生的等离子体内核的平均温度和平均体积比 3 mm 间距下的分别高 0.844% 和 2.131%,而由图 14 中的数据可以计算出 15  $\mu\text{s}$  后 2 mm 激光焦点间距下产生的等离子体内核在流向上的长度比 3 mm 间距下的小 19.537%。可见,激



光焦点间距为 2 mm 时产生的等离子体内核的平均温度和体积相较于间距为 3 mm 时的更大,但差异并不明显,而二者在流向上的长度差距更加显著。总体而言,激光焦点间距为 3 mm 时更有利于多点 LIP 在超声速气流中点火以及前后脉冲产生的火核之间的追击融合。

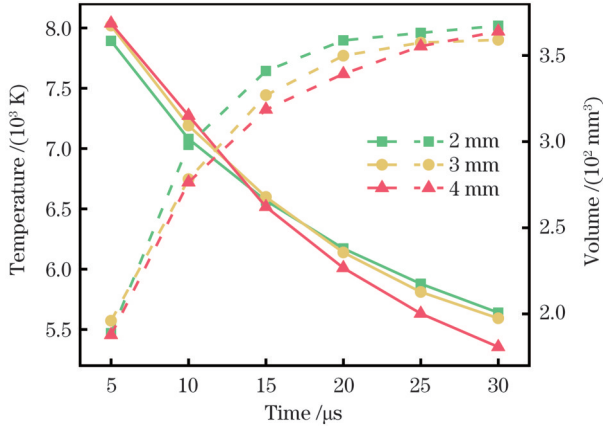


图 15 不同焦点间距下多点 LIP 产生的等离子体内核的平均温度(左轴)和体积(右轴)变化图

Fig. 15 Diagram of average temperature (left axis) and volume (right axis) changes of plasma kernel produced by multi-point LIP with different distance between two adjacent laser focal spots

图 16 显示的是不同焦点间距下产生的等离子体内核在 5~30 μs 内比表面积的变化趋势。结合图 12 可以发现若等离子体内核之间发生了融合,那么其比表面积将会呈先下降后上升的趋势。这是因为在等离子体内核融合过程中,其长宽比会变小,且有向球体变化的趋势(在相同的体积下,球体的比表面积最小)。此外,当焦点间距为 4 mm 时,等离子体内核的比表面积较大,平均温度下降得很快,但其体积并没有明显增长。这说明在等离子体内核没有完成融合时,耗散作

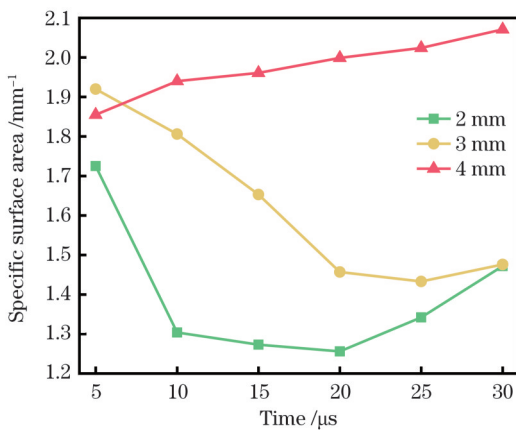


图 16 不同焦点间距下多点 LIP 产生的等离子体内核的比表面积变化图

Fig. 16 Variation diagram of specific surface area of plasma kernel produced by multi-point LIP with different distances between two adjacent laser focal spots

用更为明显。

当焦点间距为 4 mm 时,各等离子体内核之间没有融合,没有继续深入研究的必要。当焦点间距不同时,等离子体内核的融合过程并不同步,因此,对比了 5 μs 和 10 μs 时 2 mm 和 3 mm 焦点间距下流场的压力分布。图 17 所示是不同焦点间距下 x 方向(y=0, z=0)上 5 μs 和 10 μs 时的压力分布曲线,可以看出,虽然焦点间距为 2 mm 时的激波前后压比更大,但焦点间距为 3 mm 时形成的压力稳定区域更大。此外,在 x 方向(y=0, z=0)上,3 mm 焦点间距、10 μs 时刻的压力分布规律与 2 mm 焦点间距、5 μs 时刻的压力分布规律相似,这也是同一焦点布局形式、不同焦点间距下内核融合规律具有良好自相似性的体现。

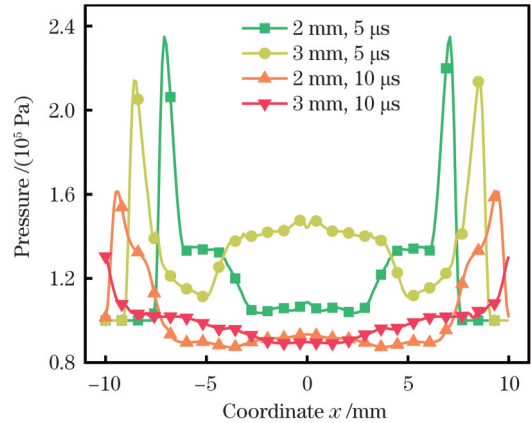


图 17 不同焦点间距下 5 μs 和 10 μs 时 x 方向(y=0, z=0)上流场的压力分布图

Fig. 17 Pressure distribution of flow field in x direction (y=0, z=0) with different distances between two adjacent laser focal spots at 5 μs and 10 μs

## 4 结 论

本文采用改进后的 Dors 瞬时能量沉积模型,对静态空气中多点 LIP 的演化特性进行了数值模拟研究。在焦点间距为 2 mm 且焦点布局形式为线形的多点 LIP 的演化特性中发现:多点 LIP 产生的激波在向外融合传播过程中,会在激波内部产生压力稳定区;该区域可以促进各点 LIP 产生的等离子体内核之间的相互融合,而等离子体内核的融合可以在一定程度上减小能量耗散以及增加内核的几何尺寸,进而有利于产生的初始火核在超声速气流中存活和追击融合。此外, LIP 产生的激波会使超声速气流产生偏转,在波后形成低速区域。在对不同激光焦点布局形式和焦点间距的研究中,通过对比等离子体内核的平均温度、体积、比表面积以及特征位置的压力发现,多点 LIP 的演化特性主要受激光焦点间距的影响。当激光焦点间距过小时,不能完全发挥多点的优势;当焦点间距过大时,等离子体内核不能融合。在上述研究条件下,若要使多点 LIP 产生的初始火核在超声速气流中具有更好的

存活能力和追击融合效果,激光焦点间距应当控制在 3 mm 左右。

### 参 考 文 献

- [1] Barnes F W, Segal C. Cavity-based flameholding for chemically-reacting supersonic flows[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2015, 76: 24-41.
- [2] Chang J T, Zhang J L, Bao W, et al. Research progress on strut-equipped supersonic combustors for scramjet application[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2018, 103: 1-30.
- [3] Kim W, Do H, Mungal M G, et al. Plasma-discharge stabilization of jet diffusion flames[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2006, 34(6): 2545-2551.
- [4] Miki K, Schulz J, Menon S. Large-eddy simulation of equilibrium plasma-assisted combustion in supersonic flow[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2009, 32(2): 2413-2420.
- [5] 郝达福. 激光等离子体点燃机理分析与阈值测试研究[D]. 南京: 南京理工大学, 2006.  
Hao D F. Theoretical studies on laser induced plasma ignition mechanism and the threshold detection[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2006.
- [6] Li X H, Yang L C, Peng J B, et al. Cavity ignition of liquid kerosene in supersonic flow with a laser-induced plasma[J]. *Optics Express*, 2016, 24(22): 25362-25369.
- [7] 宁永强, 陈泳屹, 张俊, 等. 大功率半导体激光器发展及相关技术概述[J]. *光学学报*, 2021, 41(1): 0114001.  
Ning Y Q, Chen Y Y, Zhang J, et al. Brief review of development and techniques for high power semiconductor lasers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(1): 0114001.
- [8] 韩金樑, 张俊, 单肖楠, 等. 基于半导体激光合束技术的高功率加热光源[J]. *光学学报*, 2021, 41(22): 2214001.  
Han J L, Zhang J, Shan X N, et al. High power heating light source based on semiconductor laser beam combination technology [J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(22): 2214001.
- [9] Yan H, Adelgren R, Boguszko M, et al. Laser energy deposition in quiescent air[J]. *AIAA Journal*, 2003, 41(10): 1988-1995.
- [10] Bak M S, Wermer L, Im S. Schlieren imaging investigation of successive laser-induced breakdowns in atmospheric-pressure air [J]. *Journal of Physics: D*, 2015, 48(48): 485203.
- [11] O' Briant S A, Gupta S B, Vasu S S. Review: laser ignition for aerospace propulsion[J]. *Propulsion and Power Research*, 2016, 5 (1): 1-21.
- [12] An B, Wang Z G, Yang L C, et al. Experimental investigation of the shock loss and temporal evolution of hot plume resulting from dual-pulse laser-induced breakdown in quiescent air[J]. *Journal of Applied Physics*, 2017, 122(19): 193301.
- [13] An B, Wang Z G, Yang L C, et al. Experimental investigation on the impacts of ignition energy and position on ignition processes in supersonic flows by laser induced plasma[J]. *Acta Astronautica*, 2017, 137: 444-449.
- [14] 韩金樑, 张俊, 单肖楠, 等. 基于半导体激光合束技术的高效点火光源研究[J]. *中国激光*, 2022, 49(7): 0701002.  
Han J L, Zhang J, Shan X N, et al. High-efficiency ignition laser source based on diode laser beam combination technology[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(7): 0701002.
- [15] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B. Scramjet inlet control by off-body energy addition: a virtual cowl[J]. *AIAA Journal*, 2004, 42(11): 2294-2302.
- [16] Ogino Y, Ohnishi N, Taguchi S, et al. Baroclinic vortex influence on wave drag reduction induced by pulse energy deposition[J]. *Physics of Fluids*, 2009, 21(6): 066102.
- [17] Elias P Q, Severac N, Luysen J M, et al. Improving supersonic flights with femtosecond laser filamentation[J]. *Science Advances*, 2018, 4(11): eaau5239.
- [18] Medoff L D, McLroy A. Laser-induced spark flameholding in supercritical, subsonic flow[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1997, 13(6): 721-729.
- [19] 杨晓川. 激光诱导气体等离子体对甲烷火焰稳定性影响的研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2012.  
Yang X C. Study on the effects of laser induced plasma on the methane flame stability[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2012.
- [20] Yu Y, Li X H, Zhao S, et al. Repetitive laser-induced plasma ignition and assisted combustion of premixed methane/air flame[J]. *Combustion Science and Technology*, 2017, 189(10): 1681-1697.
- [21] Brieschen S, O' Byrne S, Kleine H. Laser-induced plasma ignition studies in a model scramjet engine[J]. *Combustion and Flame*, 2013, 160(1): 145-148.
- [22] Brieschen S, Kleine H, O' Byrne S. Laser ignition of hypersonic air-hydrogen flow[J]. *Shock Waves*, 2013, 23(5): 439-452.
- [23] Phuoc T X. Single-point versus multi-point laser ignition: experimental measurements of combustion times and pressures[J]. *Combustion and Flame*, 2000, 122(4): 508-510.
- [24] 王林. 等离子体高能合成射流及其超声速流动控制机理研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2014.  
Wang L. Principle of plasma high-energy synthetic jet and supersonic flow control[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2014.
- [25] Dors I G. Laser spark ignition modeling[D]. Tennessee: The University of Tennessee, 2000.
- [26] Jones D L. Intermediate strength blast wave[J]. *The Physics of Fluids*, 1968, 11(8): 1664-1667.
- [27] Capitelli M, Colonna G, Gorse C, et al. Transport properties of high temperature air in local thermodynamic equilibrium[J]. *The European Physical Journal D*, 2000, 11(2): 279-289.
- [28] 安彬. 超声速气流气态碳氢燃料激光诱导等离子体点火机理研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2017.  
An B. Investigation of the mechanism of laser induced plasma ignition in supersonic flows fueled by gaseous hydrocarbon fuel[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2017.
- [29] An B, Wang Z G, Yang L C, et al. The ignition characteristics of the close dual-point laser ignition in a cavity based scramjet combustor[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2019, 101: 136-140.
- [30] Nakaya S, Iseki S, Gu X J, et al. Flame kernel formation behaviors in close dual-point laser breakdown spark ignition for lean methane/air mixtures[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2017, 36(3): 3441-3449.
- [31] Horisawa H, Tsuchiya S, Negishi J, et al. Ignition and flameholding characteristics of laser igniters in supersonic airstreams[C]. *AIP Conference Proceedings*, 2004, 702(1): 445-455.
- [32] Joarder R, Padhi U P, Singh A P, et al. Two-dimensional numerical simulations on laser energy depositions in a supersonic flow over a semi-circular body[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, 105: 723-740.



# Evolution Characteristics of Multi-Point Laser-Induced Plasma in Quiescent Air

Ye Tong, Yang Leichao\*, An Bin, Zhang Jianfeng

College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, Hunan, China

## Abstract

**Objective** Traditional supersonic flameholders, such as cavities and struts, face severe thermal protection problems. Recently, some scholars have investigated methods for plasma supersonic flameholding in scramjet combustors without flameholders. However, the main flame remains concentrated near the boundary layer, which leads to the same thermal protection problem. Laser-induced plasma (LIP) presents many potential benefits over conventional plasma generation methods, such as non-intrusion of the flow field and availability of easily changing energy deposition locations. Thus, the use of LIP is a novel solution for the study of plasma flameholding methods under supersonic conditions. Research on the evolution characteristics of a multi-point LIP in quiescent air is the basis for studying and optimizing its supersonic ignition and flameholding effects. Owing to the limitations of measurement techniques and equipment in experimental research, it is challenging to obtain sufficient information of the flow field after applying multi-point LIP in quiescent air. Numerical simulation has become an important approach for studying LIP in quiescent air. Therefore, the instantaneous energy deposition model was used in this study to numerically investigate the evolution characteristics of multi-point LIP in quiescent air.

**Methods** Although plasma is the fourth state of a substance, it can be considered as a Newtonian fluid in numerical simulations. In this study, high-temperature and high-pressure effects of LIP were mainly studied so that the Navier-Stokes (N-S) equations could be used to describe its control equations. The study was based on an improved instantaneous energy deposition model proposed by Dors, who simplified the region after LIP in air at the laser focus into regions of high-temperature and high-pressure gas in the experiment. Dors assumed that after the LIP in quiescent air at the laser focus, the temperature was exponentially distributed in the laser direction and normally distributed in the direction perpendicular to the laser direction. The pressure distribution can be defined using the ideal gas state equation. In this study, the laser wavelength was set to 532 nm, pulse width was set to 10 ns, static temperature was set to 291 K, and static pressure was set to 100 kPa. The size of the calculation domain was 20 mm×20 mm×10 mm. The grid independence was verified by comparing the pressure distribution at  $y=0$  at 10  $\mu\text{s}$ . Subsequently, the reliability of the model was verified by comparing it with the experimental schlieren diagram.

**Results and Discussions** The shock wave and plasma kernel are generated by multi-point LIP in quiescent air at the laser focus, and the plasma kernel completely fuses at 10  $\mu\text{s}$  (Fig. 4). Although the shock wave shapes vary in different laser focal layouts, the development trend and time for complete fusion remain similar. The average temperature and volume of the plasma kernels vary with different focal layouts. However, they are approximately inversely proportional to each other within 5–30  $\mu\text{s}$  (Figs. 9 and 11). The time for complete fusion of the plasma kernel is shorter when the distance between adjacent focal spots ( $D_s$ ) is 2 mm. However, the plasma kernel cannot fuse when  $D_s=4$  mm (Fig. 14).  $D_s$  significantly influences the ignition and flameholding characteristics of the multi-point LIP. A  $D_s$  of 3 mm is more conducive to the ignition and pursuit of the previous flame kernel in a supersonic flow (Fig. 15).

**Conclusions** In this study, an improved instantaneous energy deposition model based on the model proposed by Dors was used to numerically simulate the evolution characteristics of a multi-point LIP in quiescent air. From the results of the multi-point LIP with the linear focal configuration when  $D_s=2$  mm, we confirm that a shock wave is generated by the multi-point LIP, and the shock wave pressure remains stable during the propagation stage. The fusion of the plasma kernel can reduce energy dissipation when its size increases, which is beneficial to the survival and pursuit of the previous flame kernel in a supersonic flow. In addition, the shock wave generated by the LIP can deflect the supersonic flow, which can build a low-speed region behind the shock wave. By comparing the average temperature, volume, specific surface area, and pressure at the characteristic position of the plasma kernel, we determine that the evolution characteristics of the multi-point LIP are mainly affected by  $D_s$ . When  $D_s$  is extremely small, the advantages of multiple points cannot be fully utilized. When  $D_s$  is extremely large, the plasma kernel cannot fuse. Under such conditions,  $D_s$  should be set to approximately 3 mm to achieve better survival ability and pursue the previous flame kernel in supersonic flow for the initial flame kernel generated by the multi-point LIP.

**Key words** laser optics; multi-point laser-induced plasma; combustion stabilization; numerical simulation; fusion; laser focal configuration