

超声速横向射流三维流场结构特征*

张焕好¹, 肖焱丰¹, 郑纯², 陈志华¹, 薛大文³, 朱世权⁴, 宋伟红⁵

1. 南京理工大学 瞬态物理重点实验室, 江苏南京 210094;
2. 南京理工大学 机械学院, 江苏南京 210094;
3. 浙江海洋大学 船舶与海运学院, 浙江舟山 316000;
4. 郑州轻工业大学 能源与动力工程学院, 河南郑州 450001;
5. 黑龙江省北方工具有限公司, 黑龙江牡丹江 157000)

摘要: 为了研究超声速燃烧室内燃料与空气快速掺混过程的流场特性, 基于可压缩 Navier-Stokes 方程, 采用大涡模拟方法和高精度 WENO-TCD 混合格式对来流马赫数为 2.68, 喷压比为 36 的超声速横向射流流场结构进行数值研究。数值结果清晰描述了超声速主流与横向射流相互作用过程的流场结构特征, 得到了三维激波形态的演变规律以及它们在强化混合过程中的作用。另外, 因桶形激波背风面低压区处的斜压效应, 射流气体在桶形激波背风面形成一对螺旋向上的反向涡对, 反向涡对的卷吸作用诱导进入壁面边界层的主流向上运动, 形成冲击射流。冲击射流以 $v=557\text{m/s}$ 的法向速度向上冲击桶形激波背风面, 因而在桶形激波背风面留下类三角锥面凹痕。

关键词: 超声速横流; 横向声速射流; 激波; 反向旋转涡对; 大涡模拟

中图分类号: V211.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2023) 01-210730-10

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.210730

Three-Dimensional Flow Characterizes of Transverse Jet Injection into Supersonic Crossflow

ZHANG Huan-hao¹, XIAO Yan-feng¹, ZHENG Chun², CHEN Zhi-hua¹, XUE Da-wen³,
ZHU Shi-quan⁴, SONG Wei-hong⁵

1. Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China;
2. School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China;
3. School of Naval Architecture and Maritime, Zhejiang Ocean University, Zhoushan 316000, China;
4. School of Energy and Power Engineering, Zhengzhou University of Light Industry, Zhengzhou 450001, China;
5. Heilongjiang North Tool Corporation Co., Ltd, Mudanjiang 157000, China)

Abstract: To study the flow characteristics of the rapid mixing process of fuel and air in supersonic combustion chamber, this paper is based on the compressible Navier-Stokes equation, a sonic jet injected into a Mach 2.68 crossflow over a flat plate with a jet-to-crossflow pressure ratio of 36 is investigated numerically with the use of large eddy simulation (LES) and combination of the high-order hybrid WENO-TCD schemes. Numerical results illustrate clearly the detailed flow field of the interaction between supersonic crossflow and sonic jet, the three-dimensional shape development of the shock waves and their role in strengthening the mixing process are

* 收稿日期: 2021-10-20; 修订日期: 2022-03-23。

基金项目: 国家自然科学基金面上项目 (12072162); 国家自然科学基金青年基金 (2102196); 中国博士后科学基金 (2021TQ0154); 江苏省自然科学基金青年基金 (SBK2021041823)。

作者简介: 张焕好, 博士, 副研究员, 研究领域为超声速流动控制。

通讯作者: 陈志华, 博士, 教授, 研究领域为计算流体力学、超声速流动控制。E-mail:chenzh@njust.edu.cn

引用格式: 张焕好, 肖焱丰, 郑纯, 等. 超声速横向射流三维流场结构特征[J]. 推进技术, 2023, 44(1):210730. (ZHANG Huan-hao, XIAO Yan-feng, ZHENG Chun, et al. Three-Dimensional Flow Characterizes of Transverse Jet Injection into Supersonic Crossflow[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2023, 44(1):210730.)

obtained. In addition, the results also found that due to the baroclinic effect at the low-pressure area of the leeward side of the barrel shock, the jet gas forms a pair of spiral upward counter-rotating vortex pairs on the leeward side of the barrel shock. The entrainment of the counter-rotating vortex pairs guides the mainstream entering the wall boundary layer upward to form an impact jet, and impacts the leeward side of the barrel shock at a normal velocity of $v=557\text{m/s}$. Therefore, a triangular concave indentation is left on the leeward side of the barrel shock wave.

Key words: Supersonic crossflow; Transverse sonic jet; Shock wave; Counter-rotating vortex pair; Large eddy simulation

1 引言

对于超燃冲压发动机^[1-2],由于超声速来流在燃烧室内的滞留时间只有毫秒量级,要求燃料与来流空气在如此短的时间内要完成充分混合和燃烧,并最终在燃烧室内形成稳定而高效的燃烧流场。为了强化超声速燃烧室内燃料与空气的混合,近年来研究设计出许多能有效强化超声速混合并延长流动在燃烧室内滞留时间的喷注方案,如基于不同类型的喷射器或基于支柱、空腔、斜坡和壁面法向的喷射系统等,且因燃料从壁孔横向喷注是侵入性较小的燃料喷射方法,已被证实是超燃冲压发动机最简单和常规的方式之一,因此吸引了国内外知名大学和研究机构对超声速主流中横向射流的流动结构特性^[1-5]及其流动机理^[6-11]进行了大量的研究。

现有研究表明^[1-2,12-13],当射流垂直喷入超声速主流后,射流与主流的动量交换会形成复杂的激波和旋涡结构。横向射流在超声速主流中类似于障碍物,在射流前缘形成弓形激波,并在射流上游出现激波/边界层干扰形成的分离激波;在射流近场还会形成控制射流截面发展的反向旋转涡对(Counter-Rotating Vortex Pair, CVP)、绕射流柱向下游传播的马蹄涡、射流剪切层周期性卷起的大尺度结构以及在射流背风侧形成将壁面边界层流体吸入射流内的尾迹涡结构。另外,射流柱外围被桶形激波围绕,桶形激波止于马赫盘。

Smith和Mungal^[12]认为射流近场混合的增强取决于CVP的初期结构特征。Génin与Menon^[14]和Fureby等^[15]提出横向射流近场的混合主要受大尺度结构驱动的“卷吸-拉伸-混合过程”控制,通过大量卷吸主流流体并带到射流剪切层中进行宏观混合,同时拉伸未混合流团界面,在增加两股流体接触面的同时,增大整个界面浓度梯度,增强了扩散的微尺度混合^[16]。Watanabe等^[17]利用大涡模拟方法研究指出,大尺度结构能增强喷流的横流延伸,是提高混合

效率的关键所在。赵延辉^[18]实验研究指出,CVP在近场卷起阶段,将周围流体卷入羽流,并在强剪切作用下,与射流进行快速混合;在远场,CVP演化为椭圆环量分布面的涡结构,旋涡速度环量集中在最外围涡面上;随着涡面的拉伸,增大了旋涡影响区,因此射流与周围流体的混合完全由CVP主导。最近,Yang等^[19]强调了马蹄涡的近壁面夹带作用与CVP的强化混合作用。

近年,研究者开始对流场相干结构的详细流场特征进行数值研究,Kawai与Lele^[20]和Rana等^[21]采用大涡模拟方法对超声速横向射流的研究表明,射流剪切层与超声速主流界面上存在Kelvin-Helmholtz(KH)不稳定性。Sun和Hu^[22]基于DNS对超声速横向射流尾流CVP的研究发现,在射流背风面分离泡的回流区内形成壁面附近主要的CVP。随后,通过对分离区流线的分析表明,人字形分离气泡的机翼起到了微斜坡涡流发生器的作用,流线在下游获得角动量,在再附区中形成二次表面CVP。人字形分离翼在远场,因横向超声速流与再附区膨胀流的交叉作用而消失,这也导致二次CVP的消失。

虽前人已对超声速横流中射流的流动特征开展了大量的实验和数值研究,给出射流近场的主要流动结构,但因射流本身结构及其与超声速主流相互作用过程所蕴含的三维激波与湍流相干结构异常复杂,现有研究结果仍不足以完全掌握其流场内精细流动结构、演变机理及控制卷吸混合的内在机制,仍有待开展更深入探讨。基于此,本文采用大涡模拟方法(LES, Large Eddy Simulation),结合高精度WENO-TCD混合格式对马赫数为2.68,喷压比为36的超声速主流与射流相互作用过程中流场特征进行数值模拟,结果着重探讨流场精细流动结构的形成与演变规律,揭示桶形激波结构的演变机理,并对其诱导射流与主流混合的内在机制进行讨论。

2 计算方法与模型

2.1 计算方法

对笛卡尔坐标系下均相多组分可压 Navier-Stokes 方程进行 Favre 滤波,得到可压 LES 控制方程^[23-24]为

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p} \delta_{ij}}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{sgs}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{E} + \bar{p}) \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\kappa} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \sigma_{ij} \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j^{T-sgs}}{\partial x_j} \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{z})}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{z})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\rho} \bar{D} \frac{\partial \tilde{z}}{\partial x_j} - \rho q_j^{z-sgs} \right] \quad (4)$$

式中滤波后的牛顿切应力 σ_{ij} , 压力 \bar{p} 及总能 $\bar{\rho} \tilde{E}$ 分别为

$$\begin{aligned} \sigma_{ij} &= \bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \\ \bar{p} &= \bar{\rho} R_0 \tilde{T} \sum_{m=1}^2 \frac{\tilde{Y}_m}{W_m} + \bar{\rho} R_0 \sum_{m=1}^2 \frac{T_m^{sgs}}{W_m} \\ \bar{\rho} \tilde{E} &= \frac{\bar{p}}{\tilde{\gamma} - 1} + \frac{1}{2} \bar{\rho} (\tilde{u}_k \tilde{u}_k) + \frac{1}{2} \tau_{kk} \end{aligned}$$

亚网格项中的应力张量 τ_{ij}^{sgs} , 热通量 q_j^{T-sgs} , 组分质量通量 q_j^{z-sgs} 及组分温度修正项 T_m^{sgs} 分别为

$$\tau_{ij}^{sgs} = \bar{\rho} (\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \quad (5)$$

$$q_j^{T-sgs} = \bar{\rho} (\widetilde{c_p T u_j} - \tilde{c}_p \tilde{T} \tilde{u}_j) \quad (6)$$

$$q_j^{z-sgs} = \bar{\rho} (\widetilde{z u_j} - \tilde{z} \tilde{u}_j) \quad (7)$$

$$T_m^{sgs} = \widetilde{T Y_m} - \tilde{T} \tilde{Y}_m \quad (8)$$

混合分数 z 的定义为 $z = (Y - Y_1) / (Y_2 - Y_1)$, 其中, Y_1 为来流空气的质量分数, 而 Y_2 则为射流气体的质量分数。基于上述定义, z 取 0 时为空气, 而取 1 时为射流气体。 $\bar{\kappa}, \bar{\mu}$ 与 \bar{D} 分别为滤波热导率、动力黏度分子扩散系数, 它们由两种气体的混合规律与各成分的混合特性得到。 W_m 为组分 m 的分子量, 而 R_0 为气体常数, 其值为 $R_0 = 8.3143 \text{ J} / (\text{mol} \cdot \text{K})$ 。

本文选用亚网格拉伸涡模型^[25]对多组分 LES 方程的亚网格项进行模拟以实现方程的封闭。其基本思想认为亚网格湍流流动是由亚网格涡结构产生, 且亚网格湍流动能可用 Lundgren 形式^[26]表达。另外, 对于超声速流, 因需同时对流场中的激波与湍流结构进行模拟, 因此采用了文献^[27-28]所提出的 WENO-TCD (Weighted Essentially Non-Oscillatroy/Turned

Centered-Difference) 混合数值方法, 具体详见文献^[23-24]。

2.2 计算模型

图 1 为超声速主流中欠膨胀射流的计算模型。计算域大小为 $14 \text{ cm} \times 7 \text{ cm} \times 13 \text{ cm}$, 以射流孔中心为原点, 喷孔直径为 $D = 8 \text{ mm}$, 来流入口与射流孔中心的间距为 6.0 cm 。根据文献^[18]的实验条件, 超声速来流马赫数、温度和压力分别取为 $Ma_f = 2.68, T_f = 123.1 \text{ K}$ 和 $p_f = 4.488 \text{ kPa}$, 因此超声速来流速度 $u_f = Ma_f \sqrt{\gamma R T_f} = 597.5 \text{ m/s}$ 。进口壁面边界层厚度为 $\delta = 4 \text{ mm}$, 进口壁面边界层内流向速度沿法向的分布为 $u_y = u_f \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/7}$, 雷诺数为 $Re_\delta \approx 1.75 \times 10^4$; 声速欠膨胀射流垂直喷射进入超声速来流中, 射流马赫数、温度与压力则分别为 $Ma_j = 1, T_j = 250.0 \text{ K}$ 和 $p_j = 162.7 \text{ kPa}$ 。

计算域的左侧面 $ACGE$ 为超声速来流进口条件, 底面 $ABDC$ 为无滑移固壁面条件。为了能清晰获得超声速来流与横向射流作用过程的主要流场特征, 减少壁面反射波对流场结构的干扰, 本文将计算模型的其余各面 ($EFHG, BDHF, ABFE$ 和 $CDHG$) 设置为出口边界条件。计算域网格采用了单元无拉伸的均匀分布笛卡尔网格, 这有利于得到更高的计算精度, 并能避免与极坐标网格相连的奇异性。另外, 由于本文针对的超声速来流与横向射流相互作用而在射流尾部形成的激波与涡结构均位于壁面边界层外, 为了降低计算量, 本文采用网格总数为 $700 \times 350 \times 600$, 此时分离激波下游壁面的第一层网格 y^+ 值在 8 左右, 壁面边界层网格仍处于粘性次层内。图 2 给出 $t = 120 \mu\text{s}$ 时, 不同网格总量下平板轴对称线及 $x/D = 2.0$ 处压力和流向速度分布。由图 2 可见, 网格总量为 $700 \times 350 \times 600$ 时的计算结果与 $1050 \times 525 \times 900$ 情况基本相吻, 因此, 本文采用网格总数 $700 \times 350 \times 600$ 对壁面边界层外流场结构的模拟结果可认为是收敛的。

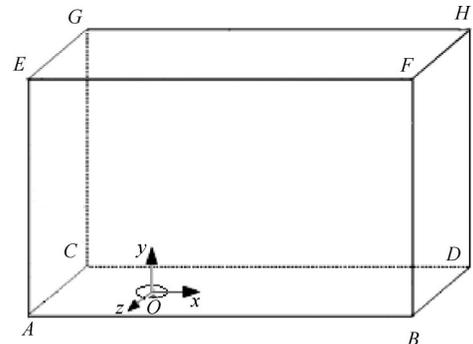


Fig. 1 Schematic of the computational model

2.3 数值方法验证

为了验证上述数值方法和计算模型对超声速横向射流流场结构的捕捉精度,图3为本文计算纹影显示的瞬时流场结构(下)与赵延辉^[18]相关实验结果(上)的对比。计算采用了与赵延辉^[18]实验条件相同的来流压力、来流马赫数、来流温度、射流马赫数、射流气体温度以及射流/来流动压比。由图可见,实验与计算结果均清晰描述了超声速主流中声速射流的主要流动特征,如弓形激波(BoS)、射流剪切层(JS)、

膨胀扇(EF)、桶形激波(WBS和LBS)、马赫盘(MD)、反射激波(RS)、三波点(TP)、滑移层(SL)等,且两者相吻合。然而,因实验来流边界层的湍流情况及环境因素等与本文计算条件的差异,导致两者流场结构又存在一定的差别。图4为计算得到的射流穿透深度散点图和拟合曲线与相关实验数据^[17]的对比,图中射流穿透深度以射流组分浓度10%的等值线提取作为穿透边界。可见,实验与数值结果吻合较好。

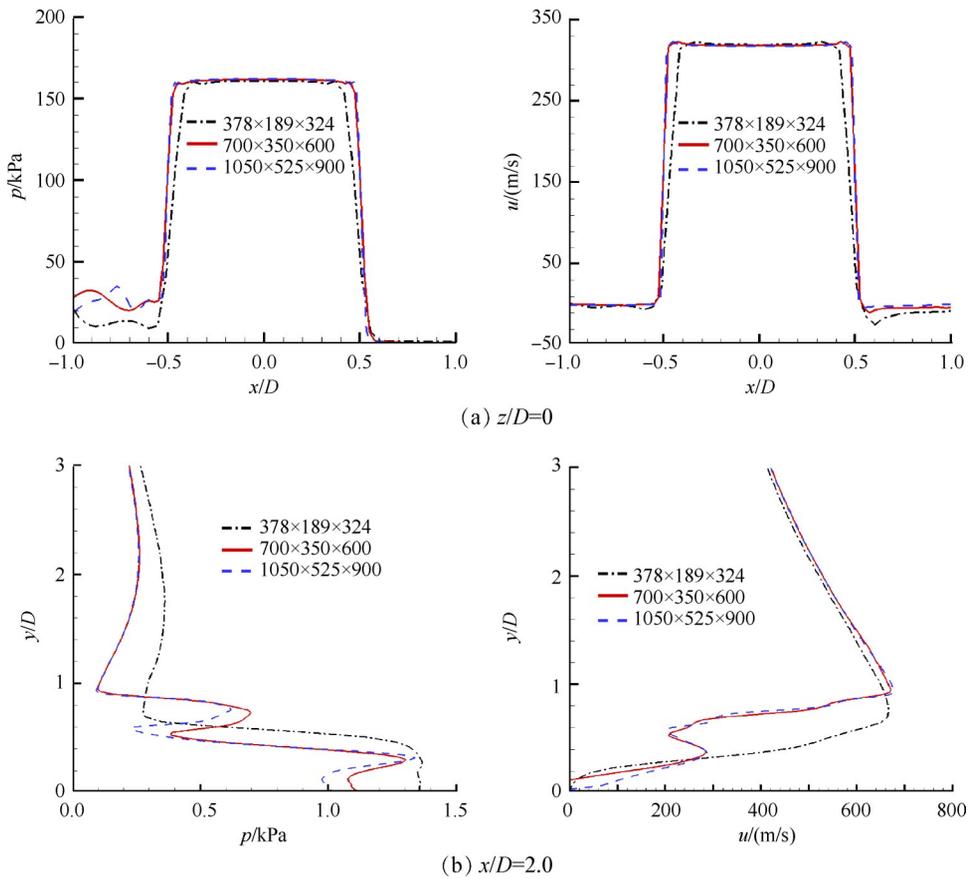


Fig. 2 Pressure and u velocity profiles along the flat plate's centreline ($z/D=0$) and $x/D=2.0$ at $t=120\mu\text{s}$

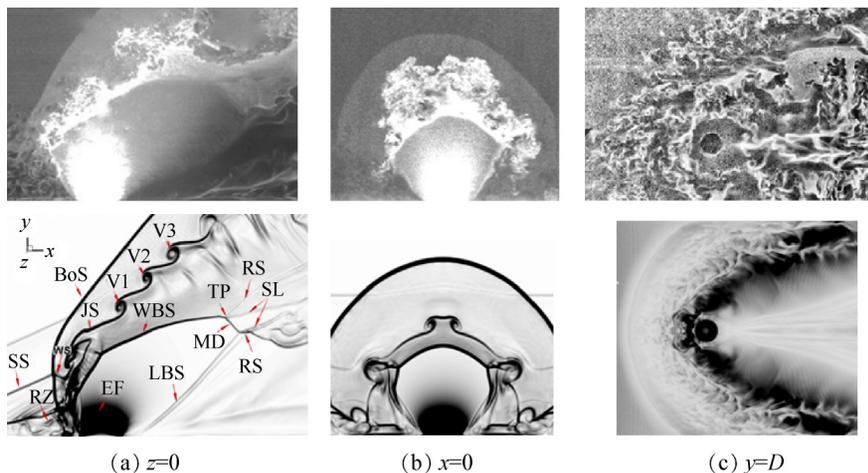


Fig. 3 Comparison of our numerical results with the corresponding experiments results of Zhao^[18]

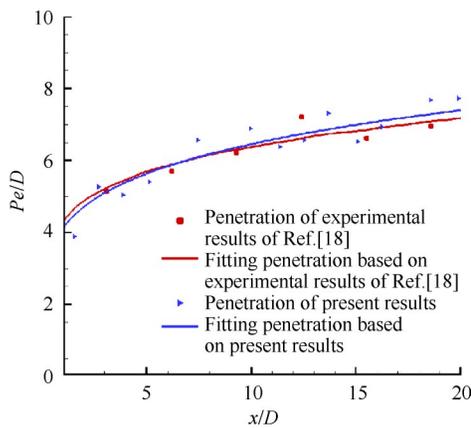


Fig. 4 Comparison between present calculations of jet penetration with the experimental results of Zhao^[18]

3 结果与讨论

虽然, 先前的实验结果^[18]已清晰显示了超声速横向射流流场中大尺度结构的发展和演变、横向射流的轨迹以及其他相关的流动现象, 但由于横向射流流场结构的复杂性, 难以清晰描述三维流场内部流动细节与发展演变过程。为了能准确描述超声速来流中横向射流的三维流动特性及其混合机理, 下文将对超声速主流与横向射流相互作用过程中三维激波形态的演变规律以及它们在强化混合过程中的作用进行深入的分析。

图5为超声速主流中横向射流的典型三维结构, 图中蓝色层为压力梯度等值面显示的激波结构, 灰度层为第二不变量等值面显示的流场相干结构, 底 xoz 平面为计算纹影分布。由图可见, 射流剪切层在垂直进入超声速主流过程中整体向下游偏转, 同时在射流前缘形成一道脱体弓形激波(BoS)。在三维空间中, 弓形激波绕射流剪切层(JS)向两侧弯曲, 形成将射流剪切层(JS)和桶形激波包裹在内的外包络面。另外, 弓形激波作为一道强正激波, 超声速主流遇到弓形激波后, 在相遇点形成强逆压梯度, 如图2(a)所示。在平板上, 主流因逆压梯度诱导边界层分离, 在边界层上形成分离激波(SS)。分离激波作为一道由分离点开始倾斜向上的斜激波面, 其将回流区(图3(a), RZ)包裹在内, 并与下游弓形激波面组成“ λ ”激波结构(λ -shock)。由图3(a)可见, 分离激波与弓形激波碰撞点处还会形成反射激波RS, 反射激波与射流剪切层JS的作用加速了射流剪切层的失稳, 在射流剪切层上形成序列涡卷(V1~V3)。

为了清晰描述流场复杂激波系的形态, 图6给出 $t=252\mu\text{s}$ 时, 压力梯度等值面显示的流场三维激波结

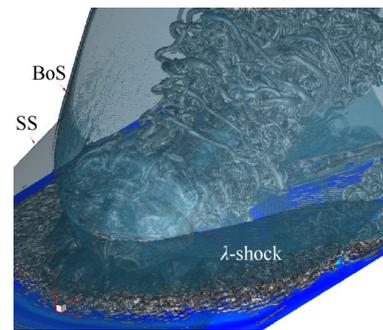


Fig. 5 Flow structure of the supersonic transverse jet at $t=252\mu\text{s}$

构, 底平面为计算纹影分布。图7和图8则为相应时刻, 不同法向和流向位置的计算纹影图。由图6可见, 计算结果清晰再现了文献[2]中图13和文献[7]中图10的流场结构示意图, 并展示出更多的流场信息。先前研究表明^[24, 29], 在强欠膨胀射流域内会形成由桶形激波、马赫盘与反射激波等组成的典型马赫反射结构, 这些结构关于喷孔中心轴对称。然而, 当欠膨胀射流垂直喷入超声速主流后, 射流域内同样形成由桶形激波(WBS和LBS)、马赫盘(MD)及反射激波(RS)组成的典型欠膨胀射流结构, 但这些激波结构在超声速主流的冲击作用下具有复杂的三维特征, 如图6所示。

在近壁面处, 因前缘回流区(RZ)的存在, 减弱了主流对回流区下游射流剪切层的冲击作用, 因此该区射流气体在向上游膨胀过程所受到主流的限制较弱, 桶形激波迎风面(WBS)保持原有圆弧面结构, 如图7(a)所示。沿着 y 轴向上, 主流对射流剪切层的冲击作用加强, 挤压WBS向下游运动, 因此在回流区之上($y/D > 0.7$), 桶形激波迎风面开始向下游偏移, 使WBS前缘阵面逐渐向扁平结构演变, 而其两端则沿展向拉宽, 如图7(b)~(d)和图8(c)~(e)所示。对于高于分离激波部分($y/D > 1.6$, 图7(e)~(g)), WBS两端向下游弯曲, 在 xoz 平面上由扁平弧面结构(图7(d))演变成半椭圆弧面结构(图7(e)~(g))。当超声速主流绕过射流剪切层后, 在桶形激波背风面(LBS)形成低压区, 如图9所示, 这加速了背风面射流气体向外膨胀, 使LBS具有更大的扩张角, 但其激波强度则远低于WBS。

为进一步说明桶形激波形态的演变, 图9给出不同时刻、不同角度观察到的马赫数等值面($Ma=4.2$), 图中平板表面为压力分布(红色区域为射流孔区)。可见, 主流对桶形激波的冲击作用, 使桶形激波形态发生较大的变化。因受超声速主流的影响, 限制了

剪切层迎风面欠膨胀气体向喷孔上游的膨胀,因此在马赫数等值面上游出现一个向下游凹陷的弧形凹槽(图9(a),11)。在 $t=42\mu\text{s}$ 时(图9(a)),虽WBS在超声速主流的作用下向下游偏移,但整体保持圆弧结

构。随着桶形激波向主流的凸出,加剧了主流对WBS的冲击作用,挤压WBS向右下侧变形,使WBS在 yoz 平面上由圆弧形逐渐过渡到扁平状(图8,图9)。同时,因WBS对LBS的挤压作用,在WBS与LBS的连

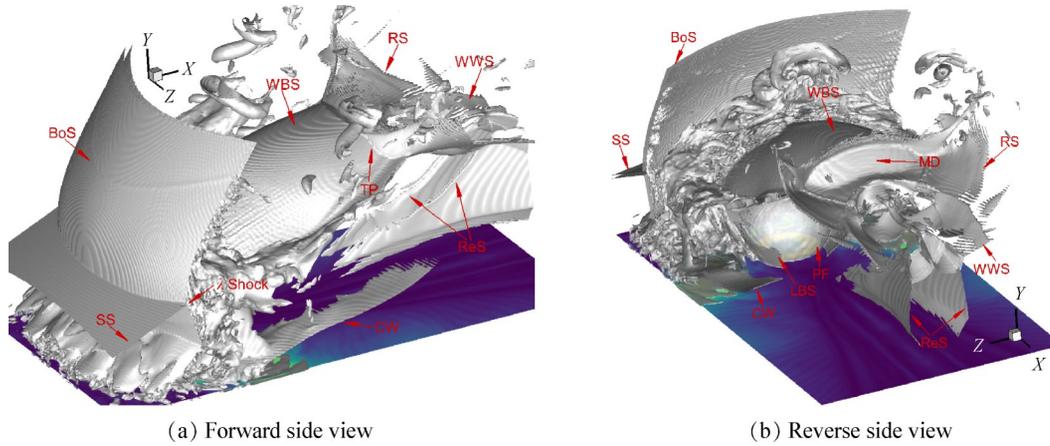


Fig. 6 Typical three-dimensional shock structure of supersonic transverse jet at $t=252\ \mu\text{s}$

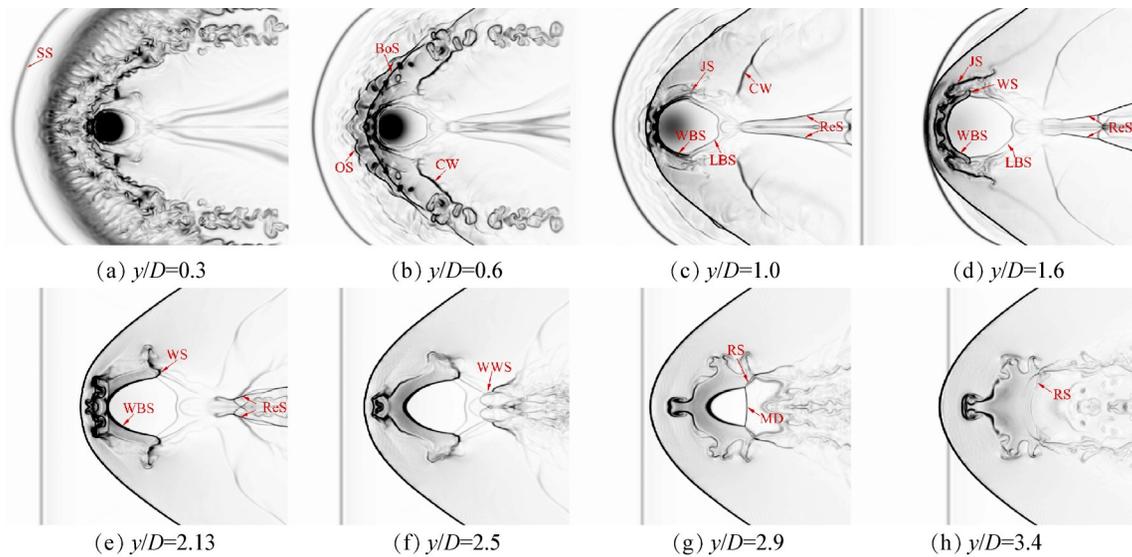


Fig. 7 Shock structures of flow field at $t=204\ \mu\text{s}$

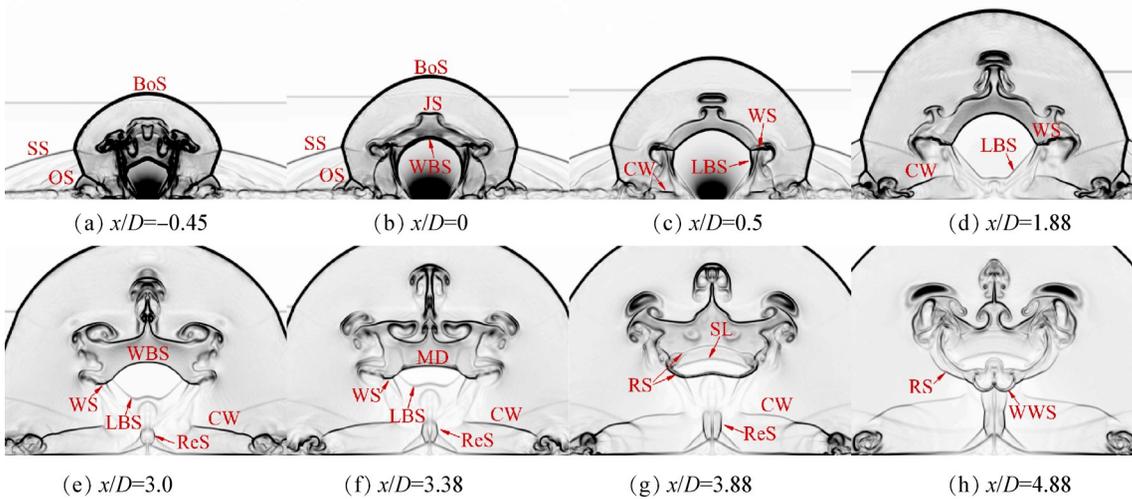


Fig. 8 Shock wave structure of flow field at different flow directions for $t=204\ \mu\text{s}$

接点处形成翼型激波(图7~9, WS)。由图7(d)~(f)和图8(b)~(f)可见,翼型激波的另一端与射流剪切层JS相连,其在射流向下游发展过程中会加速射流剪切层的失稳,因此在翼型激波端点处射流剪切层上形成周向涡结构。此外,随着桶形激波迎风面结构的变形,马赫盘(MD)结构也发生明显的变化,由典型的圆盘状结构转变为扇面状,如图6(b)和图9(b),(c)所示,这与文献[7]中流场激波结构示意图(图10)相吻合。

另外,在桶形激波背风面存在一个向内凹陷的类三角锥面结构,如图9(c)所示。Viti等^[30]提出桶形激波在平板表面的反射是导致桶形激波背风面凹痕形成的原因;随后,薛大文等^[31]认为桶形激波尾部与

平板间存在的再压缩波沿桶形激波轴线往斜上方与桶形激波作用,桶形激波背风面在此挤压下,使其对称面处向内部凹陷而留下凹痕。为了说明桶形激波背风面凹痕的形成过程,图10给出 $x/D=3.0$ 处, yoz 平面的流线分布,图11则为桶形激波背风面三维流线图,流线颜色按 u_z 速度值分布。

由图6~8可见,桶形激波下游存在两道关于轴对称平面对称的再压缩波(ReS),它们在桶形激波下游呈“V”型发展(图7(c)),这与Sun等^[2,22]实验结果一致。ReS沿 y 轴向上与马赫盘下游的反射激波面RS相互作用,在反射激波下端形成复杂的波浪状激波结构(WWS),如图6(b)、图7(f)和图8(h)所示。由图11(a)可见,在主流的携带作用下,喷口边缘流

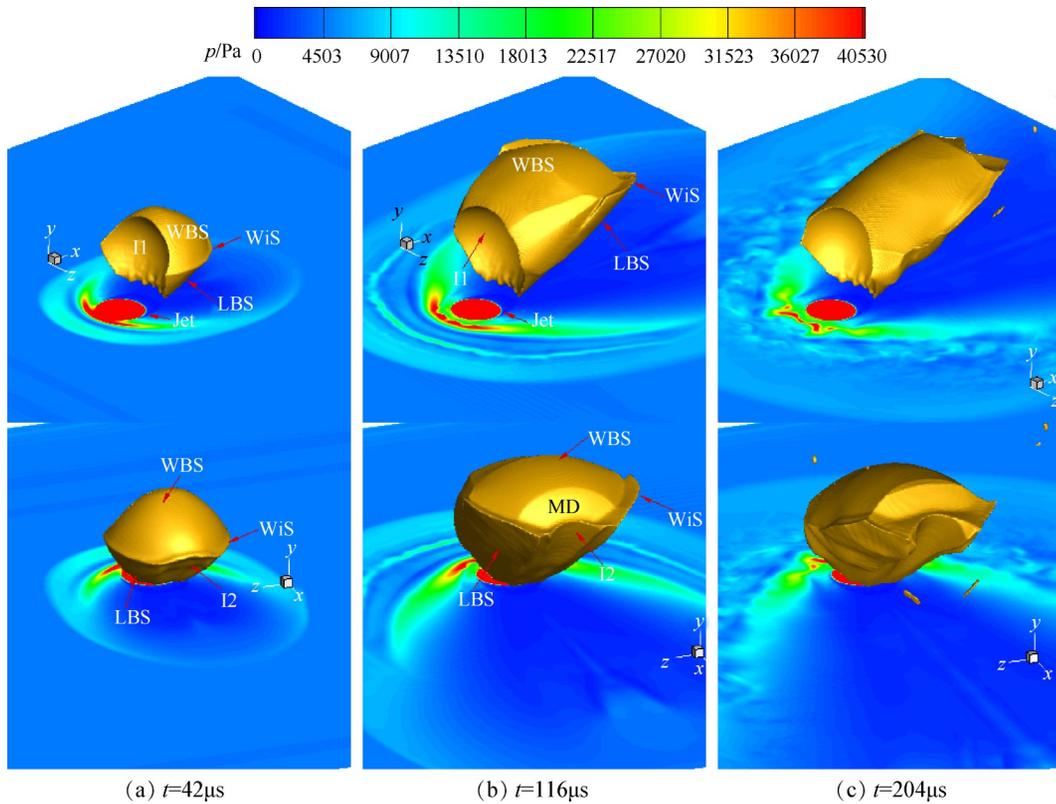


Fig. 9 Structural characteristics of barrel shock at different times (I: Indent; WiS: Wind shock; MD: Mach disk)

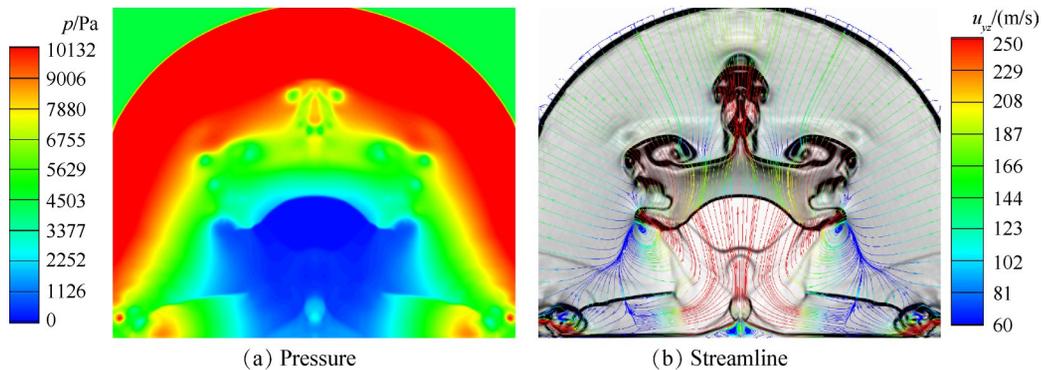


Fig. 10 Streamline distribution on yoz plane at $x/D=3.0, t=204\mu s$

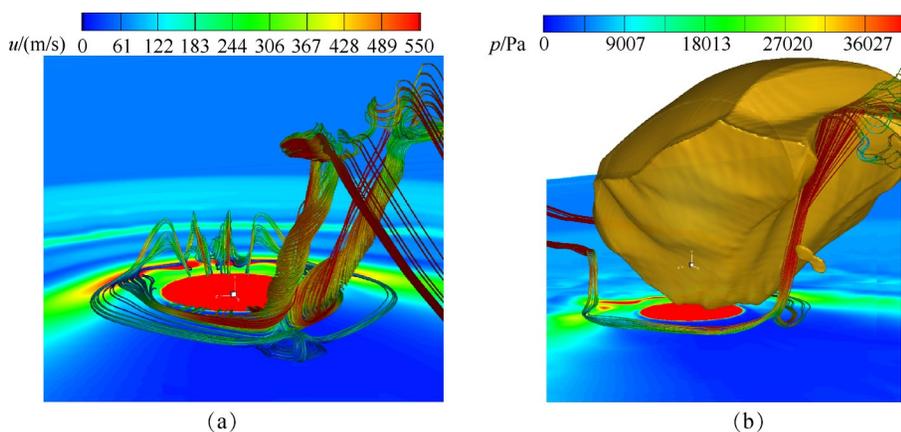


Fig. 11 Spatial streamline distribution behind the leeward barrel shock

出的射流气体绕到桶形激波背风面,同时因超声速主流绕过桶形激波背风面后所形成的低压区,使射流气体在斜压效应作用下形成螺旋向上的涡管。由于流动的对称性,流场内所有涡结构以成对出现,因此桶形激波背风面形成一对相向旋转的反向涡对。在此反向涡对卷吸作用下,诱导进入壁面边界层的主流加速向上运动,如图11(b)所示,同时在两道再附压缩激波中间形成局部高压区(图10(a))。局部高压区的形成又会驱动气流加速沿 y 轴向上运动,从而在桶形激波背风面形成垂直向上的冲击射流(图7(d)~(f),图8(d)~(g),图10(b))。随后,冲击射流以 $v=557\text{m/s}$ 的法向速度高速冲击桶形激波背风面(图11(b)),使桶形激波背风面快速向内凹陷(图8(d)~(f)),因此在桶形激波背风面留下凹陷程度随时间加深的类三角锥面凹痕I2(图9)。同时,凹痕I2的存在,强化了主流与射流气体的混合,如图11所示。

由图6可知,在弓形激波下游的射流剪切层两侧还存在一道强压缩激波CW,压缩激波的两端分别与射流剪切层和马蹄涡相连(图7(b)和图8(c)~(g)),会在喷口下游的壁面边界层上形成一个局部高压区(图10(a)),从而改变了射流剪切层上反向涡对捕获气流的运动方向,加剧了射流剪切层对外围气流的卷入,如图10(b)所示。另外,压缩波与射流剪切层和马蹄涡的相互作用,加速了它们的失稳并在下游形成复杂的多尺度流动结构,如图5所示。由上述讨论可知,超声速横向射流流场中复杂激波系对流场向湍流发展及强化射流与主流的混合起到重要作用。

4 结论

通过本文研究,得到如下结论:

(1)因超声速主流与横向射流相互作用所形成的强逆压梯度,射流前缘形成由弓形激波和分离激波组成的“ λ ”激波结构。其中,弓形激波向射流两侧弯曲,形成将射流剪切层(JS)和桶形激波(BS)包裹在内的外包络面;而分离激波则为从分离点开始倾斜向上并将回流区包裹在内的斜激波面。

(2)在超声速主流冲击作用下,欠膨胀射流结构具有复杂的三维流动特征,其中,桶形激波沿 y 轴发生较大的形变。在近壁面处,因前缘回流区的存在,减弱了主流对回流区下游射流气体向上游膨胀过程的限制,使该处桶形激波迎风面(WBS)保持原有圆弧面结构。沿 y 轴向上,主流对剪切层的冲击作用加强,挤压WBS向下游运动,使WBS前缘逐渐向扁平且两端沿展向拉宽的结构演变。当超声速主流绕过射流剪切层后,在桶形激波背风面形成低压区,加速背风面射流气体向外膨胀,因此LBS具有更大的扩张角且激波强度远低于WBS。因WBS向下对LBS的挤压,在WBS与LBS连接点上形成翼型激波,翼型激波的形成加速了射流剪切层的失稳。同时,WBS的变形使马赫盘由典型的圆盘状转变为扇面状结构。

(3)喷孔边缘流出的射流气体在主流携带下绕到桶形激波背风面,因桶形激波背风面存在一个低压区,在斜压效应作用下,射流气体在桶形激波背风面形成一对螺旋向上的反向涡对。反向涡对的卷吸作用引导进入壁面边界层的主流向上运动,形成冲击射流。冲击射流以 $v=557\text{m/s}$ 的法向速度向上高速冲击桶形激波背风面,因此在桶形激波背风面留下类三角锥面凹痕。凹痕的存在,强化了主流与射流气体的混合。

(4)在射流剪切层两侧还存在一道强压缩激波CW,CW两端分别与射流剪切层和马蹄涡相连,在喷

口下游壁面边界层上形成一个局部高压区,改变了横向射流反向涡对携带气流的运动方向,加剧了射流剪切层的卷入效率。另外,因CW与剪切层和马蹄涡的相互作用,加速了它们的失稳,而在下游形成复杂的多尺度流动结构。因此,超声速横向射流流场中的复杂激波系对流场向湍流发展及强化射流与主流的混合起到重要作用。

致 谢:感谢国家自然科学基金面上项目、国家自然科学基金青年基金、中国博士后科学基金、江苏省自然科学基金青年基金的资助。

参考文献

- [1] Zhang Z, McCreton S F, Awasthi M, et al. The Flow Features of Transverse Jets in Supersonic Crossflow [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2021, 118: 107058.
- [2] Liu Y, Sun M B, Yang Y X, et al. Turbulent Boundary Layer Subjected to a Sonic Transverse Jet in a Supersonic Flow [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2020, 104: 106016.
- [3] Zhang J, Wang Z, Sun M, et al. Effect of the Backward Facing Step on a Transverse Jet in Supersonic Crossflow [J]. *Energies*, 2020, 13: 4170.
- [4] Zhao M, Bian Y, Li Q, et al. Large Eddy Simulation of Transverse Single/Double Jet in Supersonic Crossflow [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2019, 89: 31-45.
- [5] Erdem E, Kontis K. Experimental Investigation of Sonic Transverse Jets in Mach 5 Crossflow [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2021, 110: 106419.
- [6] Kelsot R M, Lims T T, Perry A E. An Experimental Study of Round Jets in Cross-Flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1996, 306: 111-144.
- [7] Shi H, Wang G, Luo X, et al. Large-Eddy Simulation of a Pulsed Jet into a Supersonic Crossflow [J]. *Computers and Fluids*, 2016, 140: 320-333.
- [8] Rasheed I, Mishra D P. Numerical Study of a Sonic Jet in a Supersonic Crossflow over a Flat Plate [J]. *Physics of Fluids*, 2020, 32: 126113.
- [9] Pudsey A S, Wheatley V, Boyce R R. Behavior of Multiple-Jet Interactions in a Hypersonic Boundary Layer [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2015, 31 (1): 144-155.
- [10] Huang W. Effect of Jet-to-Cross Flow Pressure Ratio Arrangement on Turbulent Mixing in a Flow Path with Square Staged Injectors [J]. *Fuel*, 2015, 144: 164-170.
- [11] Liu Y, Zhang H, Liu P. Flow Control in Supersonic Flow Field Based on Micro Jets [J]. *Advances in Mechanical Engineering*, 2019, 11(1): 1-15.
- [12] Smith S H, Mungal M G. Mixing, Structure and Scaling of the Jet in Crossflow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 357: 83-122.
- [13] Techer A, Moule Y, Lehnasch G, et al. Mixing of Fuel Jet in Supersonic Crossflow: Estimation of Subgrid-Scale Scalar Fluctuations [J]. *AIAA Journal*, 2018, 56(2): 465-481.
- [14] Génin F, Menon S. Dynamics of Sonic Jet Injection into Supersonic Crossflow [J]. *Journal of Turbulence*, 2010, 11(4): 1-30.
- [15] Fureby C, Chapuis M, Fedina E, et al. CFD Analysis of the HyShot II Scramjet Combustor [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33: 2399-2405.
- [16] Ben-Yakar A, Mungal M G, Hanson R K. Time Evolution and Mixing Characteristics of Hydrogen and Ethylene Transverse Jets in Supersonic Crossflows [J]. *Physics of Fluids*, 2006, 18: 026101.
- [17] Watanabe J, Kouchi T, Takita K, et al. Characteristics of Hydrogen Jets in Supersonic Crossflow: Large-Eddy Simulation Study [J]. *Journal of Propulsion Power*, 2013, 29(3): 661-674.
- [18] 赵延辉. 超燃冲压发动机气态燃料射流混合机理研究 [D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2016.
- [19] Yang Y X, Wang H B, Sun M B, et al. Numerical Investigation of Transverse Jet in Supersonic Crossflow Using a High-Order Nonlinear Filter Scheme [J]. *Acta Astronautica*, 2019, 154: 74-81.
- [20] Kawai S, Lele S K. Large-Eddy Simulation of Jet Mixing in Supersonic Cross Flows [J]. *AIAA Journal*, 2010, 48(9): 2063 - 2083.
- [21] Rana Z A, Thornber B, Drikakis D. Transverse Jet Injection into a Supersonic Turbulent Cross-Flow [J]. *Physics of Fluids*, 2011, 23: 046103.
- [22] Sun M, Hu Z. Formation of Surface Trailing Counter-Rotating Vortex Pairs Downstream of a Sonic Jet in a Supersonic Cross-Flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 850: 551-583.
- [23] Zhang H, Chen Z, Guo Z, et al. Characteristic Behavior of Shock Pattern and Primary Vortex Loop of a Supersonic Square Jet [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, 115: 347-363.
- [24] Zhang H, Aubry N, Chen Z, et al. The Evolution of the Initial Flow Structures of a Highly Under-Expanded Cir-

- cular Jet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 871: 305331.
- [25] Lombardini M, Hill D J, Pullin D I, et al. Atwood Ratio Dependence of Richtmyer-Meshkov Flows under Re-shock Conditions Using Large-Eddy Simulations [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 670: 439-480.
- [26] Lundgren T S. Strained Spiral Vortex Model for Turbulent Fine Structure [J]. *Physics of Fluids*, 1982, 25: 2193-2203.
- [27] Hill D J, Pullin D I. Hybrid Tuned Center-Difference-Weno Method for Large Eddy Simulations in the Presence of Strong Shocks [J]. *Journal of Computational Physics*, 2004, 194: 435-450.
- [28] Pantano C, Deiterding R, Hill D J. A Low Numerical Dissipation Patch Based Adaptive Mesh Refinement Method for Large-Eddy Simulation of Compressible Flows [J]. *Journal of Computational Physics*, 2007, 221: 63-87.
- [29] 张焕好, 陈志华, 姜孝海, 等. 强欠膨胀圆管射流中二次涡环的形成机理[J]. 推进技术, 2015, 36(8): 1157-1163. (ZHANG Huan-hao, CHEN Zhi-hua, JIANG Xiao-hai, et al. Generation Mechanisms of Secondary Vortex Rings of Highly Underexpanded Circular Jets [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2015, 36(8): 1157-1163.)
- [30] Viti V, Neel R, Schetz J A. Detailed Flow Physics of the Supersonic Jet Interaction Flow Field [J]. *Physics of Fluids*, 2009, 21: 046101.
- [31] 薛大文, 陈志华, 张焕好, 等. 超声速来流与侧向射流作用下的三维流场结构[J]. 推进技术, 2014, 35(7): 882-890. (XUE Da-wen, CHEN Zhi-hua, ZHANG Huan-hao, et al. 3D Flow Structures Induced by Interaction of Supersonic Flow with a Lateral Jet [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2014, 35(7): 882-890.)

(编辑:白 鹭)