

## 二维喷管的初始流动

张焕好, 陈志华, 姜孝海

(南京理工大学 瞬态物理国家重点实验室, 南京 210094)

**摘 要:** 基于可压缩 Navier-Stokes 方程, 采用大涡模拟方法与高精度混合 WENO/TCD 格式, 对  $Ma=1.4$  的超声速平面射流初始流场进行了数值研究. 数值结果清晰地描述了超声速平面射流初始流场的结构特征, 包括主涡环与激波结构以及它们演变过程. 因主涡环内存在涡导激波对, 激波与涡相互作用加速射流剪切层失稳, 使剪切层首次卷起形成小涡的位置出现在涡导激波对后, 此与亚声速射流情况不同. 小涡串卷起成后, 相继与涡导激波对相互作用, 使激波出现明显的变形并加速主涡环失稳.

**关 键 词:** 可压射流; 涡环; 激波; 剪切层; 激波与涡相互作用

**中图分类号:** V231.1

**文献标志码:** A

### Initial flow of 2-D planer nozzle

ZHANG Huan-hao, CHEN Zhi-hua, JIANG Xiao-hai

(Key Laboratory of Transient Physics,

Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

**Abstract:** Based on the compressible Navier-Stokes equation, the initial flow structures of a supersonic planar jet at  $Ma=1.4$  were investigated numerically with use of large eddy simulation (LES) and combination of the high-order hybrid WENO/TCD schemes. The numerical results illustrate clearly the initial flow characteristics of a supersonic planar jet, such as the generation and evolution of the main vortex ring and shock structures. Since the vortex-induced shock pair appears in the main vortex ring, the interaction of shock with vortex can accelerate the instability of jet shear layer, making the first roll up location differ from the subsonic case of just downstream the vortex-induced shock pair. After the vortex-lets formation, the subsequent interactions with the vortex-induced shock pair would lead to a significant shape deformation of shock and accelerate the instability of main vortex ring.

**Key words:** compressible jet; vortex ring; shock; shear layer; shock-vortex interaction

超声速射流普遍存在于航天发动机等应用领域, 其包含了许多重要的流体物理现象, 如剪切层、激波、激波与涡相互作用、以及层流向湍流转捩等. 对于脉冲射流或定常射流的初始流场, 会在喷嘴附近形成涡环结构, 其能为复杂多样的流动现象提供清晰的样本, 并对于湍流流动与燃烧等相关研究具有重要的参考价值, 因而吸引了大量的实验与数值研究<sup>[1-5]</sup>.

虽然涡环结构较为简单, 但在 Kelvin-Helm-

holtz(K-H)不稳定作用下, 涡环剪切层失稳卷起小涡序列, 并沿剪切层向涡核中心卷吸的过程中会发生变形、破碎甚至向湍流转捩, 从而使涡环内部结构复杂多变. 到目前为止, 对涡环的形成、发展以及耗散过程仍无法完全展示. Arakeri 等<sup>[6]</sup>采用 PIV (particle image velocimetry) 图像技术对激波从激波管喷出后形成的初始涡环结构的发展进行实验观测, 并对主涡环特征参量的发展规律进行研究. Kopiev 等<sup>[7]</sup>采用实验阴影图像技术对

收稿日期: 2014-03-17

基金项目: 国家自然科学基金(11272156); 国家自然科学基金青年科学基金(11502117)

作者简介: 张焕好(1985—), 女, 广东中山人, 讲师, 博士生, 主要从事计算燃烧与超声速流动研究.

亚声速脉冲空气射流在喷出圆管后所形成的主涡环进行捕捉,结果清晰地显示出主涡以及涡层剪切层上小涡序列结构.此外,本课题组<sup>[8]</sup>对亚声速( $Ma=0.6$ )等膨胀平面射流的初始结构进行数值研究,揭示了射流剪切层失稳卷起小涡序列以及主涡环发展与演变的规律.

对于超声速脉冲射流,初步研究表明:在初始主涡环内还会诱导形成复杂的激波结构. Ishii 等<sup>[4]</sup>对不同强度圆管射流场进行实验与数值研究,结果发现超声速初始射流所形成的主涡环内部会出现激波对结构. Kontis 等<sup>[9]</sup>采用高速纹影摄影术对激波管初始流场中可压涡环结构的发展与传播过程进行了实验研究,结果清晰地捕捉到主涡环内的激波与小涡结构. 随后, Zare-Behtash 等<sup>[10]</sup>对前导激波喷出各种形状喷嘴后所形成的可压缩涡环结构以及涡环内激波结构进行实验研究,并对各类型涡环结构进行讨论. Kitajima 等<sup>[11]</sup>对超声速脉冲射流流场进行数值模拟,结果发现涡环内激波与剪切层小涡发生相互作用. 此外,先前本课题组<sup>[12]</sup>对超声速欠膨胀圆管射流初始流场进行了数值研究,结果揭示了射流域内激波结构的形成与演变过程,并对主涡环前端出现的二次涡环的形成机理以及演变过程进行详细的描述. 另外,超声速射流剪切层失稳而卷起的涡串上还会形成小激波<sup>[13]</sup>结构.

虽然在上述研究中能清晰地捕捉到了超声速射流的主涡内部结构,但仍缺乏对主涡环内激波对的形成、激波对与涡相互作用及其结构演变的分析与讨论. 为了清晰地揭示超声速初始射流结构及其发展过程,本文采用 LES 方法与 5 阶高精度 WENO/TCD(weighted essentially non-oscillatory/truned centered-difference)混合格式对马赫数为 1.4 的超声速平面射流的初始流场进行数值模拟. 数值结果揭示了超声速射流初始流场结构的形成与演变规律,并将其与先前研究所得的亚声速结构进行对比分析. 此外,还对初始主涡环内的涡导激波对、膜激波、涡串的形成与发展,以及激波与涡相互作用进行详细的分析.

## 1 数值方法与计算模型

### 1.1 数值方法

本文选用 LES 方法,对笛卡儿坐标系下的可压 Navier-Stokes 方程进行 Favre 滤波,从而得到可压 LES 控制方程<sup>[8]</sup>. 混合分数  $f$  的定义为  $f =$

$(Y - Y_1)/(Y_2 - Y_1)$ , 其中,  $Y_1$  为氧化物(空气)的质量分数,而  $Y_2$  则为燃料(射流气体)的质量分数. 基于上述定义,  $f$  取 0 时为完全空气,而取 1 时为完全射流气体.  $\bar{\kappa}$ ,  $\bar{\mu}$  与  $\bar{D}$  分别为滤波热导率、动黏系数与分子扩散系数,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  $m$  的相对分子质量,而  $R$  为摩尔气体常数,其值为  $R=8.3143\text{ J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$ .

对于多组分 LES 方程,需对方程中亚网格项进行的设计来对方程进行封闭. 本文选用了最近为对多组分可压流中不确定亚网格项进行求解而发展起来的亚网格拉伸涡模型(stretched-vortex model)<sup>[14]</sup>. 其基本思想认为亚网格湍流流动为亚网格涡结构产生,且亚网格湍动能可用 Lundgren 形式<sup>[15]</sup>表达.

由于需对超声速流场中的激波与湍流进行模拟,因此采用文献[16-17]所提出的 WENO/TCD 混合数值方法. 而 TCD 以 Ghosal 截断误差为目标函数,通过对中心差分模板各系数进行优化来降低色散误差<sup>[16]</sup>. 其基本思想<sup>[17]</sup>是利用高阶 WENO 格式来处理有间断的区域,而对光滑或湍流场则用高阶的 TCD 格式. 然而,混合格式在格式转换过程中会因格式特性的不同而产生色散误差. 若两种格式选用具有相同节点的模板,并通过 WENO 模板系数的优化,使其与 TCD 模板具有相同的表达形式,可有效消除因 TCD 与 WENO 格式相互转换时所带来的色散误差. 本文通过选用 7 点 TCD 格式与 7 点 WENO 迎风格式来统一模板表达式,对应于 5 阶计算精度.

### 1.2 计算模型

图 1 为超声速平面射流的计算模型,计算域长(AB)、高(AE)和宽(AC)分别取为  $L_x=8.0h$ ,  $L_y=7.0h$  和  $L_z=4.0h$  的立方体计算域模型,并

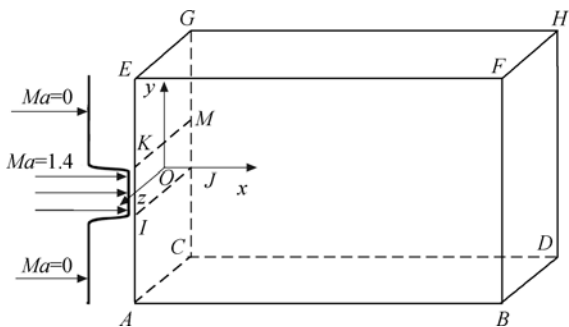


图 1 超声速平面射流计算模型

Fig. 1 Schematic of the computational domain of supersonic planar jet

将平面喷管放置于计算域的左边界(面ACGE),其高度(IK)为  $h=0.01\text{ m}$ . 初始时,高速气流通过喷嘴进入计算域内,其马赫数( $Ma$ )及相应的雷诺数( $Re$ )分别为  $Ma=1.4$  与  $Re\approx 2.8\times 10^5$ . 进口气流速度为定常层流,可通过文献[18]中计算给出. 喷管外的环境气流为静止,喷管内外具有相同的压力与温度,分别为  $p_0=1.013\times 10^5\text{ Pa}$  和  $T=300\text{ K}$ . 气体为理想气体,气体比热比( $\gamma$ )和动力黏度( $\nu$ )分别为  $\gamma=1.4$ ,  $\nu=1.73\times 10^{-5}\text{ kg/m}^2$ .

为了减小计算域边界反射波对流场的影响,对计算域内所有出口边界(包括面ACGE、BDHF、ABDC与EFHG)均采取人工阻尼吸附出口边界条件[19],而面ABFE与面CDHG采用周期边界条件. 初始网格采用均匀分布的结构化网格,考虑到计算资源,取初始网格总数为  $560\times 490\times 280$ .

## 2 计算结果与讨论

在初始阶段,亚声速平面射流结构呈现二维特征,此时其某截面上的流场结构与亚声速圆管轴对称平面上的初始射流结构几乎无区别. 为了验证上述数值方法与计算模型对非定常射流初始流场结构的捕捉能力,图2为亚声速平面射流瞬时流场结构的计算结果与Kopiev等[7]的相关实验结果的对比. 其中,上半部分为Kopiev等[7]对  $Re\approx 10^5$  的圆管脉冲射流的实验阴影图,而下半部分为本文对  $Ma=0.6$ ,  $Re\approx 1.2\times 10^5$  的平面射流计算所得的混合分数分布. 可见,初始主涡与剪切层失稳卷起的小涡结构与实验结果相吻合.

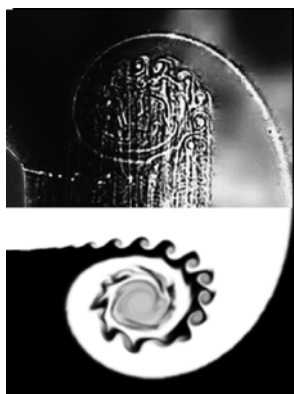
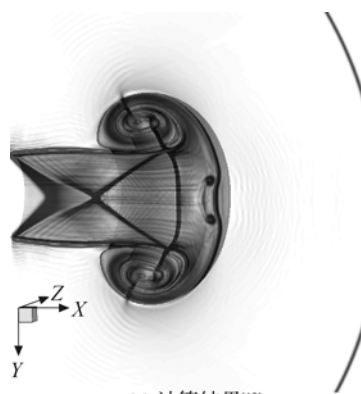


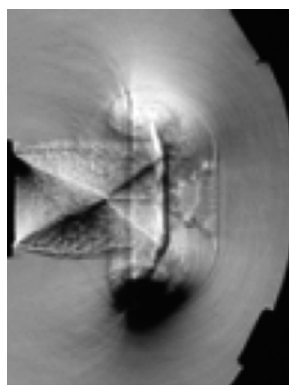
图2 亚声速初始射流结构的实验结果[7](上半部分)与数值结果(下半部分)的对比图

Fig. 2 Comparison of the instantaneous flow fields of experimental results (upper half)[7] with our numerical result (lower half)

图3则为超声速圆管射流初始流场结构的计算结果[12]与Kontis等[9]的相关实验结果的对比. 其中,图3(a)的结果显示方式是由轴对称平面上的计算纹影与三维混合分数等值面的一半叠加得到,其射流马赫数为  $Ma=1.4$ ,而图3(b)则为文献[9]中圆管射流的实验纹影图,其射流马赫数为1.31. 可知,计算结果的初始主涡环与二次涡环的形状与位置均与Kontis等[9]的实验结果相吻合,且射流域内的激波结构与实验结构完全相符.



(a) 计算结果[12]



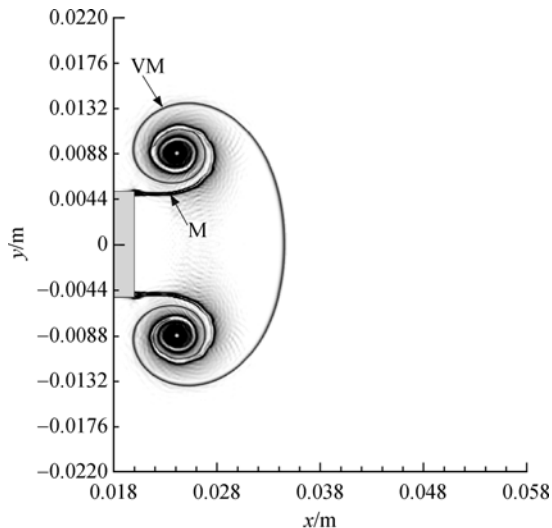
(b) 实验纹影图[9]

图3 超声速圆管射流初始流场结构的计算结果[12]与实验纹影图[9]对比图

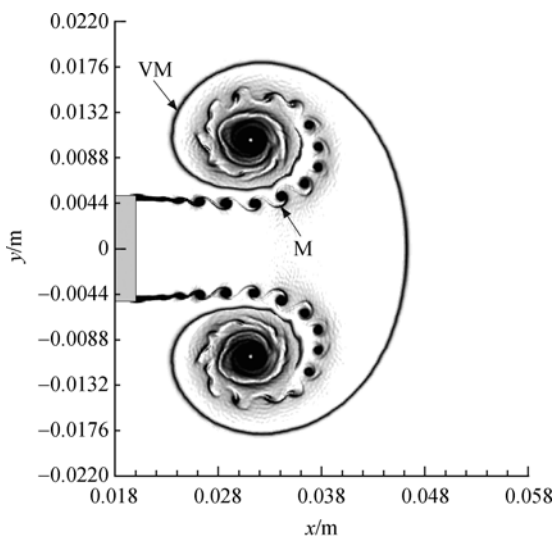
Fig. 3 Comparison of the experimental and numerical schlieren instantaneous flow fields of supersonic circle jet

为了讨论超声速射流初始流场结构与亚声速情况的区别,本文先对亚声速射流的典型流场结构进行简单的讨论. 图4为亚声速( $Ma=0.6$ )气流喷射初期,初始主涡环在喷嘴附近的发展情况. 可知,管内高速气流喷出后,在管口附近形成剪切层(M),并在斜压效应的作用下,剪切层在管口边缘卷起形成初始主涡(VM). 因涡核中心压力最低,不断将剪切层与周围气体卷吸进入涡核内,使涡环直径不断增大. 在涡环卷起初期,射流剪切层

与涡核剪切层较为光滑(图4(a)). 随后,在K-H不稳定的作用下,剪切层失稳并卷起小涡序列(图4(b)). 随着小涡向涡核内层螺旋卷入过程中,主涡核对小涡产生的切向拉伸作用力使得小涡出现切向拉伸变形,并最终在涡核附近被完全撕裂,此过程的详细讨论参见文献[8].



(a)  $t=0.15$  ms



(b)  $t=0.3$  ms

图4 不同时刻,亚声速射流初始流场计算纹影等势分布  
Fig. 4 Typical initial flow structure of the subsonic jet at two different times

图5为 $t=0.19$  ms时, $Ma=1.4$ 的超声速平面射流的初始流场结构,其由混合分数与密度一阶导(灰色层)等值面叠加得到. 对比图4与图5可知,超声速平面射流的初始流场结构更为复杂,除了包含初始主涡环(VM)与剪切层(M)外,还出现如Prandtl-Meyer膨胀波(P)、面激波(R),膜激波(D)与涡导激波对( $VS_1$ 与 $VS_2$ )<sup>[3-4]</sup>等复杂

的波系结构,且随主涡环向下游的发展,还会出现激波与涡相互作用、马赫反射(包括三波点T、马赫杆 $Ms$ 与滑移层S)等复杂的流体物理现象. 由图5可知,在初始阶段,超声速平面射流的流场结构具有二维特征.

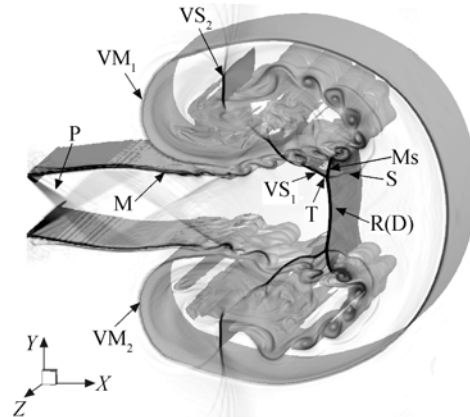


图5  $t=0.19$  ms时,超声速平面射流初始流场的结构  
Fig. 5 Starting flow structure of a supersonic plane jet at  $t=0.19$  ms

图6为超声速初始射流场( $Ma=1.4$ )发展过程的计算纹影图. 图7则为 $t=0.15$  ms时,上半部分超声速射流场中压力(图7(a))、密度(图7(b))与温度(图7(c))等势分布,而相应时刻的涡量(图8(a))以及当地马赫数(图8(b))等势分布则如图8所示. 由图6(a)可知,超声速气流喷出管口瞬间,在管口处同时形成前导激波( $Ps$ )与膨胀波( $Ew$ ). 前导激波( $Ps$ )向管外衍射过程中,膨胀形成一道圆柱形激波(图6(a)),而膨胀波( $Ew$ )则沿喷管向上游传播. 然而,由于出口气体速度为超声速,阻碍了其向上游的传播而随超声速气流向下游运动,同时其强度不断衰减并在追上膜激波前消失在流场中(图6(b)~图6(c)).

超声速气流喷出管口后,在管口边缘形成两道Prandtl-Meyer膨胀波(P). 因膨胀效应,超声速气流沿轴线加速到更高的马赫数(图8(b)),而当地压力、温度与密度则相应的降低(图7). 面激波(R)因左侧膨胀气流而形成,并嵌入到膨胀气流(左)与压缩气流(右)间,其作用相当于一道膜,将左侧高速低压(密度或温度)膨胀气流与右侧低速高压(密度或温度)压缩气流分开(图7),故在下文讨论中将其称为膜激波(D)<sup>[16]</sup>. 此外,由于主涡对周围气流的卷吸作用,使得射流域内速度的最大值( $Ma=2.3$ )出现在涡核剪切层与膜激波(D)的交接处,如图8(b)所示,并在该处以及关于

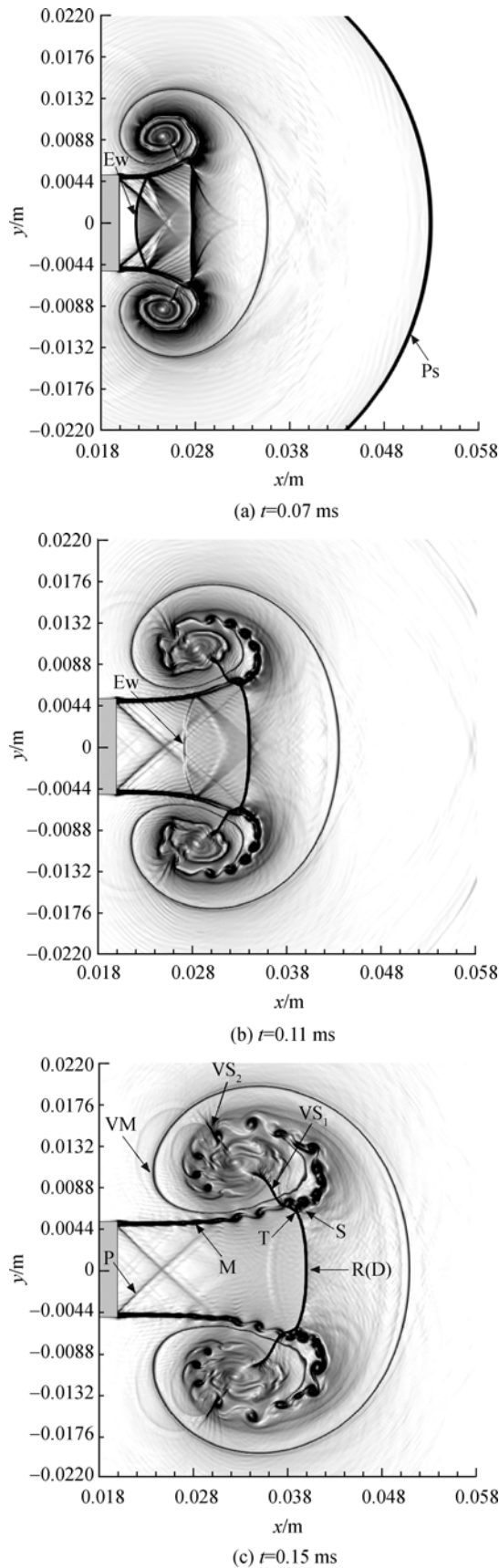


图6 不同时刻,超声速射流( $Ma=1.4$ )初始流场的计算纹影图

Fig. 6 Numerical schlieren images of the initial flow structure of the supersonic jet at different times

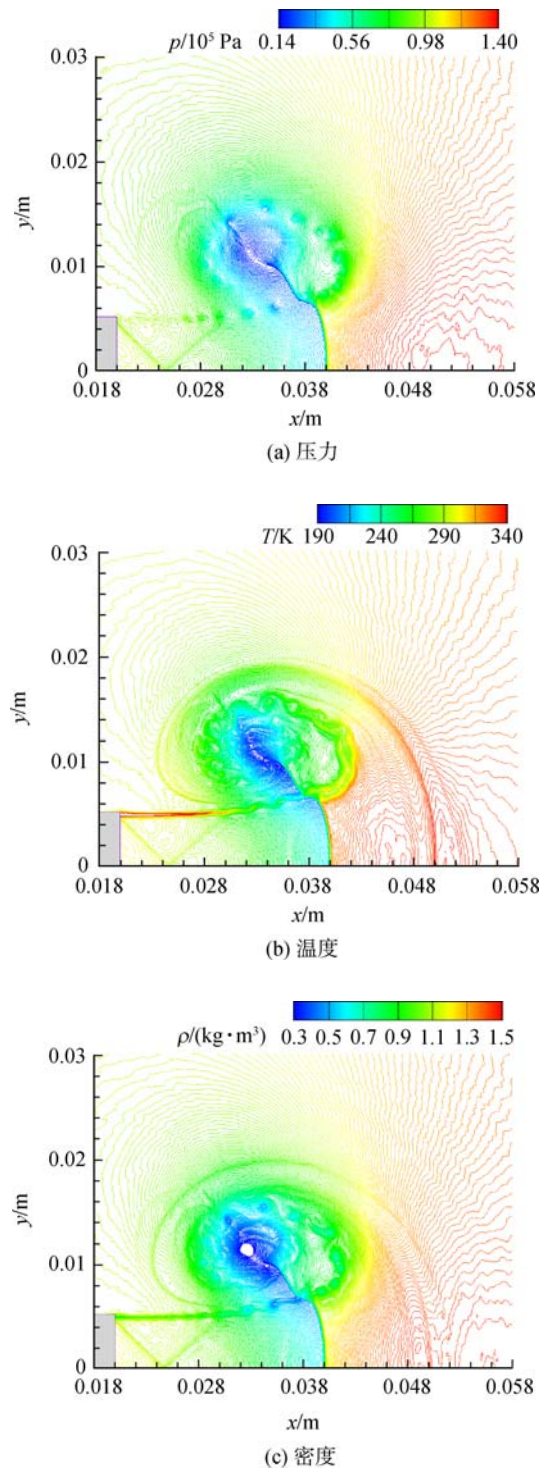


图7  $t=0.15$  ms时,超声速射流流场中主要参数等值线分布

Fig. 7 Main flow parameters distribution around the jet at  $t=0.15$  ms

涡核中心对称的另一侧剪切层上形成一对涡导激波( $VS_1$ 和 $VS_2$ ),称为涡导激波对<sup>[12,20]</sup>(图6)。

由图6(c)可知,涡导激波对( $VS_1$ 和 $VS_2$ )的一端与涡核中心相连,而第一涡导激波( $VS_1$ )的另一端相当于入射激波,与膜激波相交并发生马

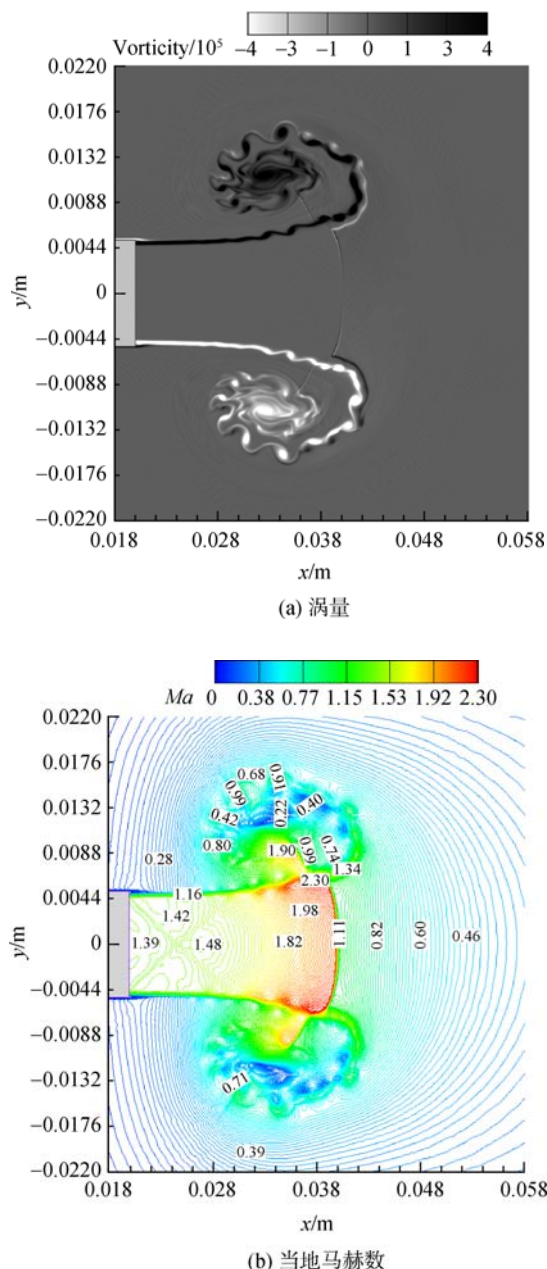


图8  $t=0.15$  ms时,超声速射流流场的涡量以及当地马赫数分布

Fig. 8 Vorticity and local Mach number contours around the jet at  $t=0.15$  ms

赫反射,在相交处形成三波点(T).而第二涡导激波( $VS_2$ )的另一端则在主涡外缘上并延伸到涡环外层自由流场中.然而,由于 $VS_2$ 两侧压力差不大,因此其激波强度较 $VS_1$ 弱.随着主涡环向下游的发展,涡导激波对( $VS_1$ 与 $VS_2$ )与膜激波(D)随着涡核以相同速度向下游发展(图6(b)~图6(c)),因此它们与涡核剪切层的空间位置保持相对稳定.

由于涡导激波对与主涡核的相对位置几乎不变,因此剪切层在螺旋进入涡环中心过程中最少

与涡导激波对发生3次相互作用(与第1涡导激波发生两次,而与第2涡导激波发生一次).此外,由图6(b)可知,当光滑剪切层与第1涡导激波( $VS_1$ )发生强作用后,在膜激波后首先失稳并卷起形成展向小涡串.随后,膜激波上游的射流剪切层在K-H不稳定性作用下失稳而卷起小涡结构(图6(c)).由此可知,超声速射流剪切层首次失稳而卷起小涡的位置出现在 $VS_1$ 后,此与亚声速情况有所不同,因此激波的存在加速了剪切层的不稳定.此外,马赫反射形成沿涡核剪切层外缘的滑移层(S),其相当于一道反向剪切层,其随涡核的发展而发生变形并最终卷起形成与射流剪切层涡量相反的小涡结构,但此涡结构无论从涡量还是尺度上都比射流剪切层上失稳而卷起的小涡结构要小,如图8(a)所示.

小涡序列沿剪切层向涡核内螺旋卷入过程中,自身也在不断旋转,随后与第2道涡导激波( $VS_2$ )发生相互作用,并进一步加剧剪切层的不稳定,如图6(c)所示.此时,涡串与第2涡导激波的相互作用属于能使激波发生强变形的强作用过程,作用过程使小涡发生强变形并形成两道反射激波,此与文献[21]中激波与单涡作用过程相同.其中,外层反射激波向主涡外层自由空间传播,而内层反射激波则继续与涡核内小涡结构发生相互作用(图6(c)),从而加速了主涡内部结构的失稳.

### 3 结 论

本文采用大涡模拟(LES)方法,结合高阶精度WENO/TCD混合格式,对超声速平面射流初始流场结构进行了数值模拟.与亚声速射流情况相比,超声速射流初始流场结构更为复杂,其除了包含典型的初始涡环与射流剪切层结构外,还存在膨胀波、涡导激波对、膜激波、三波点与滑移层等典型超声速流场激波结构.

对于超声速欠膨胀射流,因膨胀效应,超声速气流沿轴加速到更高的马赫数,从而在上游低压高速气流与下游低速高压气流间形成一道膜激波.同时,因主涡的卷吸作用,在涡核剪切层与膜激波的交接处以及其关于涡核中心对称的另一侧形成一对涡导激波( $VS_1$ 和 $VS_2$ ).

由于涡导激波对( $VS_1$ 和 $VS_2$ )随主涡以相同的速度向下游发展,因此其与涡核空间位置保持相对稳定.射流剪切层螺旋进入主涡核过程,与涡导激波对的作用加速了其失稳,使其首先失稳而

卷起小涡的位置出现在膜激波后。此外,剪切层失稳卷起的小涡序列与第2涡导激波相互作用过程,使激波发生强变形并形成两道反射激波,与此同时涡串发生变形并加速主涡内部结构的失稳。

## 参考文献:

- [1] 张焕好,陈志华,孙晓晖. 双管爆轰单引射增推机理的数值研究[J]. 航空动力学报, 2011, 26(5): 1025-1030.  
ZHANG Huanhao, CHEN Zhihua, SUN Xiaohui. Numerical investigations on thrust augmentation mechanism of single ejection driven by two detonation tubes[J]. Journal of Aerospace Power, 2011, 26(5): 1025-1030. (in Chinese)
- [2] Alkislar M B, Choutapalli I, Krothapalli A, et al. The structure of a pulsed jet, a PIV study[R]. AIAA-2005-1274, 2005.
- [3] Zare-Behtash H, Kontis K, Takayama K. Compressible vortex loops studies in a shock tube with various exit geometries[R]. AIAA-2008-362, 2008.
- [4] Ishii R, Fujimoto H, Hatta N, et al. Experimental and numerical analysis of circular pulse jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1999, 392: 129-153.
- [5] 张丁午,王强,胡海洋. 菱形孔射流在超声速流场中的气动特征[J]. 航空动力学报, 2012, 27(10): 2378-2383.  
ZHANG Dingwu, WANG Qiang, HU Haiyang. Aerodynamic characteristics of sonic injection through diamond-shaped orifices in supersonic flow field[J]. Journal of Aerospace Power, 2012, 27(10): 2378-2383. (in Chinese)
- [6] Arakeri J H, Das D, Krothapalli A, et al. Vortex ring formation at the open end of a shock tube: a particle image velocimetry study[J]. Physics of Fluids, 2004, 16(4): 1008-1019.
- [7] Kopiev V F, Zaitsev M Y, Inshakov S I, et al. Visualization of the large-scale vortex structures in excited turbulent jets[J]. Journal of Visualization, 2003, 6(3): 303-311.
- [8] 张焕好,陈志华,黄振贵,等. 亚声速等膨胀平面射流的初始流场结构[J]. 推进技术, 2012, 33(4): 591-596.  
ZHANG Huanhao, CHEN Zhihua, HUANG Zhengui, et al. Initial flow structures of aniso-expanded subsonic plane jet[J]. Journal of Propulsion Technology, 2012, 33(4): 591-596. (in Chinese)
- [9] Kontis K, An R, Edwards J A. Compressible vortex-ring interaction studies with a number of generic body configurations[R]. AIAA-2005-1044, 2005.
- [10] Zare-Behtash H, Kontis K, Gongora-Orozco N. Experimental investigations of compressible vortex loops[J]. Physics of Fluids, 2008, 20(12): 126105. 1-126105. 17.
- [11] Kitajima S, Iwamoto J, Tamura E. A study on the behavior of shock wave and vortex ring discharged from a pipe[R]. Moscow, 10th International Conference on Fluid Control, Measurements, and Visualization, 2009.
- [12] Zhang H H, Chen Z H, Li B M, et al. The secondary vortex rings of a supersonic underexpanded circular jet with low pressure ratio[J]. European Journal of Mechanics B: Fluids, 2014, 46: 172-180.
- [13] 张焕好,陈志华,黄振贵,等. 超声速平面混合层小激波的形成与演变[J]. 计算力学学报, 2012, 29(5): 772-778.  
ZHANG Huanhao, CHEN Zhihua, HUANG Zhengui, et al. The generation and evolution of shocklets in a supersonic plane mixing layer[J]. Chinese Journal of Computational Mechanics, 2012, 29(5): 772-778. (in Chinese)
- [14] Voelkl T, Pullin D I, Chan D C. A physical-space version of the stretched-vortex subgrid-stress model for large-eddy simulation[J]. Physics of Fluids, 2000, 12(7): 1810-1825.
- [15] Lundgren T S. Strained spiral vortex model for turbulent fine structure[J]. Physics of Fluids, 1982, 25(12): 2193-2203.
- [16] 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(2): 435-450.
- [17] Pantano C, Deiterding R, Hill D J, et al. A low numerical dissipation patch-based adaptive mesh refinement method for large-eddy simulation of compressible flows[J]. Journal of Computational Physics, 2007, 221(1): 63-87.
- [18] Zhao W, Frankel S H, Mongeau L G. Effects of trailing jet instability on vortex ring formation[J]. Physics of Fluids, 2000, 12(3): 589-596.
- [19] Giles M B. Non-reflecting boundary conditions for Euler equation calculations[J]. AIAA Journal, 1990, 28(12): 2050-2058.
- [20] Hillier R. Computation of shock wave diffraction at a ninety degrees convex edge[J]. Shock Waves, 1991, 1(2): 89-98.
- [21] Grasso F, Pirozzoli S. Shock-wave-vortex interactions: shock and vortex deformations, and sound production[J]. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 2000, 13(6): 421-456.

(编辑:秦理曼)