# 高度欠膨胀射流的瞬态近场结构\*

李晓鹏1、吴坤1、姚卫1、范学军1,2

(1. 中国科学院 力学研究所/高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190;

2. 中国科学院高超声速科技中心, 北京 100190)

摘 要: 为增加对高度欠膨胀射流物理流动规律,特别是对其近场瞬态结构特征的认识,利用基于OpenFOAM函数库开发的可压缩流动求解器 astroFoam,对喷压比 (NPR) 分别为 5.60, 7.47, 9.34, 11.21, 雷诺数 Re 约 10 的高度欠膨胀射流进行了三维大涡模拟。首先讨论了射流近场的时均流动特征,发现大涡模拟计算成功捕捉到了高度欠膨胀射流近场的典型结构,并与实验测量和文献结果吻合较好。重点研究了高度欠膨胀射流近场的瞬态非定常特征,给出了实验难以测量的射流近场波系结构的建立过程,发现其主要受初始条件的主导,喷压比的影响较为有限。揭示了马赫桶内精细的小尺度胞格结构,并通过高速脉冲纹影图片予以初步证实。定量地研究了射流马赫盘的振荡特征,发现其具有强瞬态和高非线性的特点,不同喷压比下马赫盘的振荡周期相同,主要受 f=5.298kHz的轴对称模态的主导。

关键词: 高度欠膨胀射流; 大涡模拟; 近场结构; 瞬态非定常特征

中图分类号: V231.3 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055(2016)12-2233-10

DOI: 10.13675/j. cnki. tjjs. 2016. 12. 005

# Instantaneous Near-Field Structure of Highly Underexpanded Jets

LI Xiao-peng<sup>1</sup>, WU Kun<sup>1</sup>, YAO Wei<sup>1</sup>, FAN Xue-jun<sup>1, 2</sup>

- (1. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics/Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;
- 2. Hypersonic Research Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: To obtain more in–depth understanding on the physics, especially the instantaneous near–field characteristics of highly underexpanded jets, three–dimensional large eddy simulation (LES) of highly underexpanded nitrogen jets with nozzle pressure ratio (NPR) from 5.60, 7.47, 9.34 to 11.21 and Reynolds numbers about 10<sup>5</sup> are carried out utilizing the AstroFoam solver developed based on OpenFOAM function libraries. The time–averaged near–field flow characteristics are examined to verify the reliability of the LES results, which successfully capture the typical near–field wave structures in comparison with experimental measurements and literature data. The formation and time evolution of near–field shock structures of highly underexpanded jets which are difficult to be measured experimentally are revealed, which is found to be more influenced by the initial field conditions rather than the NPR. A kind of diamond–like cellular structures of small scales in the Mach barrel is reported, and confirmed by high–speed pulsed schlieren images. The oscillation characteristics of the Mach disk for highly underexpanded jets are found to be highly transient and nonlinear, and are investigated quantitatively. The oscillation cycles of Mach disk under different NPRs are almost identical, and mainly dominated by the axisymmetric mode with f=5.298 kHz.

<sup>\*</sup> 收稿日期: 2015-06-22; 修订日期: 2015-09-09。

基金项目: 国家自然科学基金(91016005; 10621202; 11502270)资助。

作者简介:李晓鹏,男,博士后,研究领域为大涡模拟、超声速射流混合与燃烧。E-mail: lxpyfy@163.com

**Key words**: Highly underexpanded jets; Large eddy simulation; Near-field structures; Instantaneous unsteady characteristics

# 1 引 言

高度欠膨胀射流在超燃冲压发动机的燃料喷注、混合与燃烧过程、发动机尾喷管,以及射流噪声控制等方面都有着广泛的应用[1]。在欠膨胀射流中,喷嘴出口处的静压大于环境压力,这种压力不匹配将导致射流近场附近形成准周期性的激波结构[2]。控制欠膨胀射流流场结构的关键参数是喷压比(nozzle pressure ratio, NPR),其定义为射流来流总压  $p_0$ 与环境压力  $p_{\infty}$ 的比值,Donaldson(1971)等[2]指出喷压比满足  $2 < p_1/p_{\infty}$ ,3.83 $< p_0/p_{\infty}$ 的射流即为高度欠膨胀射流。高度欠膨胀射流不仅具有广阔的工程应用前景,同时对气体动力学等基础理论研究也具有相当的促进意义,尤其是在射流的不稳定性[3]、涡-激波相互作用[4,5],以及射流声场特性[6,7]等,是近几年国际上研究的热点。

Love(1959)等<sup>[8]</sup>在半个世纪前对轴对称欠膨胀和过膨胀射流的流场结构进行了实验测量和理论分析。Andre(2014)等<sup>[9]</sup>采用纹影显示的方法,结合静压、速度等流动参数测量,对射流出口马赫数为1.15和1.50的欠膨胀射流进行了实验研究,得到了欠膨胀射流的典型流场结构,特别是识别出了马赫盘等波系结构。值得注意的是,现有的针对欠膨胀射流的实验研究多采用纹影方法<sup>[10,11]</sup>,其时间分辨率一般在毫秒量级。在超声速射流中,大尺度拟序结构的脉动特征时间处于微秒量级。基于这样的事实,已有的实验研究多关注欠膨胀射流的时间平均特征,而对高压高速射流的瞬态流动特征认识还较为有限。

近年来数值模拟,特别是湍流大涡模拟(LES)方法的发展为揭示欠膨胀射流的瞬态结构提供了有力的手段。Liu(2009)等[12]采用大涡模拟方法研究了低喷压比中度欠膨胀射流的流场结构和声场特征,考察了喷压比对射流激波胞格结构的位置和尺寸、近场的压力脉动,以及啸叫频率等的影响。他们的数值计算结果和实验测量结果吻合较好,表明了大涡模拟方法在捕获欠膨胀射流瞬态流动特征上的能力。对于本文关注的高度欠膨胀射流,国际开展的三维大涡模拟研究较少。Vurinen(2013)等[13]首次采用大涡模拟方法研究了射流喷压比对高度欠膨胀射流,场结构的影响,给出了准稳态射流流场的瞬态

结构,揭示了激波结构的形成和发展过程,探讨了马赫盘宽度和滑移线分离与喷压比的关系。

Powell(1992)等[14]对喷压比为 0.27~3.40 的中度 欠膨胀射流进行了实验研究,指出欠膨胀射流中的 啸叫现象与射流流场中的激波震荡有关。Panda (1998)[15]开发了一个特别的激波定位技术,首次对中度欠膨胀射流中的激波振荡现象进行了定量的测量和研究。在 Panda(1998)[15]的经典工作之后,几乎没有实验测量或者数值计算侧重于考察和研究欠膨胀射流的激波振荡现象。Seiner(1984)[16]在其关于射流噪声的综述文章中更是明确指出,目前对于欠膨胀射流中激波震荡认识的不足,不利于准确预测射流噪声尤其是啸叫的频率与幅值。

基于上面的讨论,本文采用大涡模拟方法对四个不同工况的高度欠膨胀射流进行了三维数值计算。首先讨论了射流近场的时间平均特性,和实验测量以及典型文献结果进行了比较,对LES计算结果的准确性进行了验证。重点研究了射流近场的瞬态非定常特征,给出了马赫盘等波系结构的建立和发展过程。报道了数值计算首次发现的马赫桶内小尺度的菱形胞格结构,对其形成机理进行了讨论。此外根据LES计算结果,定量的研究了高度欠膨胀射流马赫盘的震荡特征。

# 2 数值计算

# 2.1 计算条件

图 1 给出了本文采用的计算模型。计算区域沿 y 方向(流向)的高度为 100mm,长度和宽度均为 50mm。高压氮气射流通过一个变截面收缩喷管喷注到静止大气中,喷管的总高度为 20mm,入口直径为 d=8mm,喷嘴出口直径为 D=2mm,喷管的三维模型见图 1 所示。

环境空气由质量分数分别为 0.76699 的氦气和 0.23301 的氧气组成,其密度 $\rho_x=1.17$ kg/m³,温度  $T_x=300$ K,压强为一个标准大气压,速度  $U_x=0$ 。射流气体为氦气,根据 NPR共计算了四个不同的算例。氦气射流经过变截面喷管加速,在喷管出口处马赫数近似为  $Ma\approx1.0$ ,基于喷管出口处参数的射流雷诺数 Re约为  $10^5$ ,具体流动参数见表 1。

在计算中,喷管入口处为亚声速入流条件,即保持来流总温和总压不变,允许速度随时间变化。在

喷管壁面,速度采用无滑移边界条件,温度采用绝热 壁边界条件,压力采用零梯度条件。在计算域的出 口和自由表面,速度、温度和压力均采用自由边界 条件。

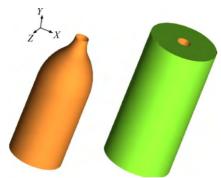


Fig. 1 3D schematic of the nozzle employed for the LES of highly underexpanded jets

Table 1 Flow parameters and simulation conditions

Property	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4
Mach	1.0	1.0	1.0	1.0
$p_1/\text{MPa}$	0.3	0.4	0.5	0.6
$p_0/\text{MPa}$	0.57	0.76	0.95	1.14
$T_{\scriptscriptstyle 1}/{ m K}$	300.0	300.0	300.0	300.0
$T_{\rm o}/{ m K}$	360.0	360.0	360.0	360.0
$U_{\scriptscriptstyle 1}/(\mathrm{m/s})$	353.1	353.1	353.1	353.1
$Re_{\scriptscriptstyle 1}$	1.36×10 <sup>5</sup>	1.82×10 <sup>5</sup>	2.27×10 <sup>5</sup>	2.73×10 <sup>5</sup>
$p_1/p_{\infty}$	2.96	3.95	4.93	5.92
$p_0/p_{\infty}$	5.60	7.47	9.34	11.21

射流在近场的特征运动时间<sup>[13]</sup>约为t₀=D/2U<sub>1</sub>≈ 2.5µs。在流向上射流通过整个计算域的时间约为 t<sub>total</sub>≈0.5ms=200t<sub>0</sub>。本文总的模拟时间为4t<sub>total</sub>=2.0ms= 800t<sub>0</sub>,每2t<sub>0</sub>保存一次计算结果,并采用200t<sub>0</sub>~800t<sub>0</sub> 共三百个时刻的瞬态流场数据进行湍流统计分析。

# 2.2 计算方法

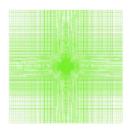
数值计算采用作者课题组开发的 astroFoam 求解 器,求解经过Favre滤波后的三维非定常Navier-Stokes 方程。astroFoam 是基于开源 C++函数库 Open-FOAM 中的标准求解器 rhoCentralFoam[17]开发的超声 速可压缩多组分流动大涡模拟求解器,已被成功用 于高压氢气射流混合[18]、超声速煤油燃烧[19],以及氢 气超声速射流混合与燃烧[20]等的数值计算和求解 中。Vuorinen(2013)等[13]也采用类似的可压缩流动 OpenFOAM求解器进行超声速欠膨胀射流的大涡模 拟计算,Fureby(2011,2013)等[21,22]和 Arisman(2013) 等[23]也发展了类似的可压缩流动 OpenFOAM 求解

器,分别进行超声速燃烧和高超声速边界层内NO离 解的研究。

在 astroFoam 求解器中,数值通量构造采用可压 缩 K-T中心-迎风差分格式[24],原始变量界面值重构 采用 TVD/NVD 系列激波高分辨率差分格式。方程 矩阵代数求解采用预条件共轭梯度求解器 PCG/ PBiCG 和代数多重网格迭代方程求解器(GAMG)。 时间推进采用二阶隐式 Euler 方法。热物性参数和 输运参数分别采用 NIST-JANAF 的热动力学数据 库[25]和 Sutherland 公式进行计算。对控制方程 Favre 滤波后出现的亚格子项,采用亚格子湍动能一方程 模型[26]进行求解。

# 2.3 计算网格

先前的研究表明,超声速射流大涡模拟对空间 分辨率的要求非常高。本文采用文献[27]给出的湍 流特征尺度预估方法估计了本文计算工况下流动的 特征长度尺度,设计了六面体的结构网格,总数约为 27.3×10°。此外,本文对射流出口、射流剪切层等流 动核心区域的网格进行了局部加密,见图2所示,使 得喷嘴附近的网格分辨率与文献[13,28,29]进行超 声速射流大涡模拟计算的网格分辨率基本相当。在 计算中,稳定性系数 CFL=0.6,与之相对应的 LES 计 算中采用的时间步长为 $\Delta t \approx 1.37 \times 10^{-8}$ s,此时  $\Delta t \cdot a/D = 2.42 \times 10^{-3}$ ,这和 Kawai(2010)等<sup>[28]</sup>采用大涡 模拟进行超声速横向射流计算采用的时间步长是相 当的。





(a) Top view at y/D=0

(b) Close-up view at nozzle exit

Fig. 2 Computational grids

# 结果与讨论

#### 3.1 时均流场分析

图 3 给出了 NPR=7.47 时高度欠膨胀射流近场时 均温度、压力、马赫数,以及密度梯度的分布。可以 看出,高压氮气射流经变截面收缩喷管加速,在喷嘴 出口处约达到声速(T≈300.0K, p≈0.4MPa, Ma≈ (c) 显示,本文 LES 计算成功的捕捉到了 高度欠膨胀射流近场典型的波系结构,如拦截激波、

马赫盘、滑移线,反射激波,以及四者交汇的分叉点,这与先前实验测量<sup>[2,8]</sup>和数值计算<sup>[13]</sup>的结果吻合较好。此外,氮气射流急速膨胀,马赫盘前形成了一个低温、低密度、低压的高速流动区域。在这之后,氮气射流经过马赫盘的压缩,流场温度、密度,以及压力升高,马赫盘后的最大压力约为喷嘴出口压力的一半,流动也转变为亚声速。

图 4 给出了 NPR=5.60 和 9.34 两种工况下本文 LES 计算的和 Yang(2012)<sup>[30]</sup>采用纹影方法测量的高 度欠膨胀射流近场时均密度梯度的比较。可以看 出,在 y/D<5 范围内,本文 LES 计算的马赫桶的形状和尺寸(第一条红线代表马赫桶的高度)与实验测量结果吻合较好。此外,本文 LES 计算也较为准确的捕捉到了射流边界上第一个激波反射点的位置(第二条红线),以及射流边界上第二个激波反射点的位置(第三条红线)。在 y/D>5 之后,纹影图像变得模糊,流场结构难以分辨,但 LES 计算的密度梯度图中射流边界、核心区,以及激波结构等仍然清晰可辨,这体现出数值模拟的优势。

此外, Ashkenas(1965)等[31]通过大量实验测量发

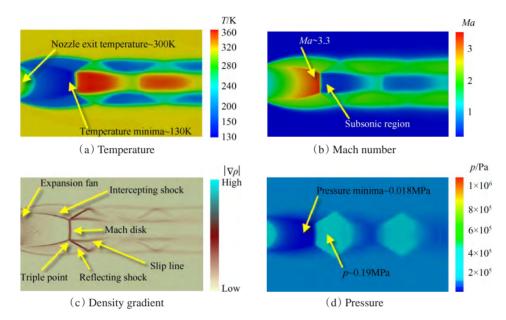


Fig. 3 Time averaged contours of various flow properties in the near field of the jets  $(x/D: -1 \sim 1, y/D: -1 \sim 4, z/D=0)$  for NPR=7.47

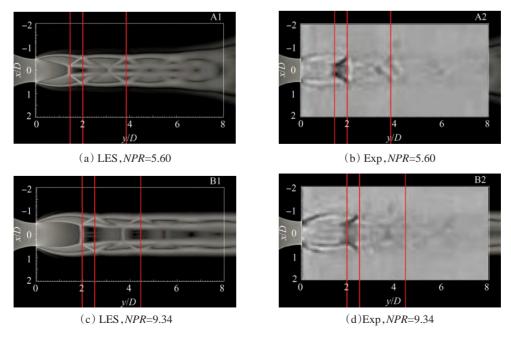


Fig. 4 Comparison between the time averaged density gradient obtained from LES and schlieren photography<sup>[30]</sup>

现,高度欠膨胀射流无量纲马赫桶的高度与NPR的平方根呈线性关系,并指出NPR在 20~200范围内无量纲马赫盘高度系数  $C_H$  约为 0.67。 Ewan(1986)等<sup>[32]</sup> 发现在 NPR<10 时, $C_H$  约为 0.55。本文 LES 计算得到的无量纲马赫盘高度的系数  $C_H$  随着 NPR 的提高而增大,大体位于 Ashkenas (1965)等 [31] 和 Ewan (1986)等 [32]的实验测量结果之间,与 Vuorinen (2013)等 [13] 在相近喷压比(NPR=5.50 和 7.50)下的 LES 计算结果相当,见表 2 所示。

# 3.2 马赫桶的建立过程

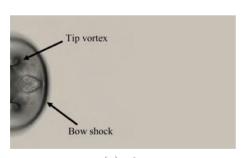
如前文所言,高度欠膨胀射流在近场的特征运动时间在微秒(μs)量级。由于实验技术等的限制,在高速射流研究中经常采用的流场显示方法如纹影等的时间分辨率一般在毫秒(ms)量级,通常只能定性或半定量地给出时间平均的流场特征,不足以揭示射流近场波系结构的演化过程和瞬态结构

特征。

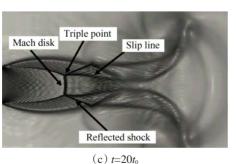
图 5 给出了本文 LES 计算得到的 NPR=7.47 时射流近场不同时刻的瞬时密度梯度,揭示了高度欠膨胀射流初始阶段激波结构的形成过程。在 t=2t<sub>0</sub>的早期,氮气射流快速喷出,喷嘴附近出现了一个涡环,使得射流整体呈现"蘑菇形",与此同时,射流正前方形成了一个以球形向前传播的弓形激波。喷嘴出口处的初始压力是 0.4 MPa,大于高度欠膨胀射流的临界值(p<sub>1</sub>/p<sub>2</sub>=2),氮气从喷嘴喷出后即开始快速膨胀。膨胀波在射流边界上反射形成压缩波并相交,约在 t=8t<sub>0</sub>时形成了桶装激波和马赫盘,即第一道正激波。桶状激波、马赫盘,以及反射激波交汇形成了三波点。通过正激波后的亚声速气流与经过斜激波后速度仍为超声速的气流,在三波点沿流向形成滑移线。初始时,马赫盘的宽度较小,随着时间的推移,马赫盘的高度和直径增大,两条滑移线的长度以

Table 2 Comparison of the Mach disk height and diameter

Author	Technique	D/mm	$p_0/p_{\infty}$	$H_{\scriptscriptstyle \mathrm{m}}/D$	$W_{\scriptscriptstyle \mathrm{m}}/D$	$C_{\scriptscriptstyle \mathrm{H}}$
Ashkenas et al. (1965) <sup>[31]</sup>	Exp	-	20~200	-	-	0.67
Ewan et al. (1986) <sup>[32]</sup>	Exp	-	~10	-	-	0.55
V	LES	1.4	5.50	1.43	0.36	0.61
Vuorinen et al. (2013) <sup>[13]</sup>		1.4	7.50	1.72	0.55	0.63
	LES	2.0	5.60	1.43	0.38	0.60
P		2.0	7.47	1.70	0.54	0.62
Present work		2.0	9.34	1.93	0.76	0.63
		2.0	11.21	2.14	0.90	0.64



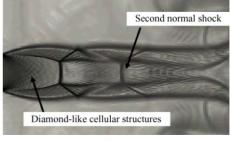




Prandt1-Meyer expansion wave

Barrel shock

(b)  $t=8t_0$ 



(d)  $t=28t_0$ 

Fig. 5 Development of near-field shock structure of highly underexpanded jet for NPR=7.47

及彼此之间的距离也逐渐增大。直到在约 t=28t0时, 马赫盘后形成了第二道正激波,预示着射流近场的 结构基本形成。

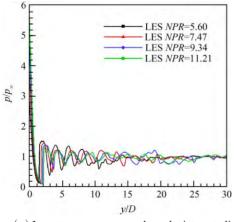
在其它喷压比下,高度欠膨胀射流近场激波等 波系结构的发展和建立与NPR=7.47时一样快。例 如,当NPR=5.60时,马赫盘最初在大约 $t=10t_0$ 出现, 这与 NPR=7.47 时的时刻 t=8t<sub>0</sub>基本接近。当 NPR= 9.34时,第二道正激波也大约在 t=28t<sub>0</sub>时形成。 Vuorinen(2013)等[13]通过大涡模拟计算也揭示了类似的 高度欠膨胀射流近场激波结构的形成过程。他们的 数值结果表明,对于不同的喷压比,射流马赫盘大概 在40~506内形成,并在50~706内达到准稳态,这 一过程要明显慢于本文的计算结果。这主要是由于 流场初始化方式的不同造成的。在文献[13]中,喷 嘴出口的初始压力小于环境压力,因此喷管内的流 动需要较长时间的发展才能使出口压力达到高度欠 膨胀射流的临界条件,在这之后,马赫盘才得以形 成。在本文中,喷嘴出口压力的初值根据声速喷管 的设计值进行初始化,初始时已经满足高度欠膨胀 射流的临界条件,因此,马赫盘得以在计算开始后很 快发展和形成。

图 6 显示了射流中轴线上的瞬态无量纲压力,揭 示了高度欠膨胀射流的准稳态激波结构。从中可以 看出,压力从射流喷嘴出口开始快速下降,并在一定 范围内振荡,在下游逐渐趋近去环境压力。NPR越 小,压力下降的越快。图 6 (b)给出了不同喷压比下 射流的激波强度。当NPR=7.47时,射流前四个激波 强度依次是13.10,2.50,1.72,和1.55。其他几个喷压 比的激波强度分布类似,都是第一个正激波即马赫 盘的强度要远大于其他几个激波的强度。前两个激 波都可以由数值计算或者纹影测量得到的流场的密 度梯度图识别,见图4所示,后面几个激波由于强度 较小,而且其位置也由于激波振荡现象发生较大变 化,通常较难根据流场的密度梯度进行识别。其中, 射流马赫盘的振荡特性将在2.4节进行讨论。

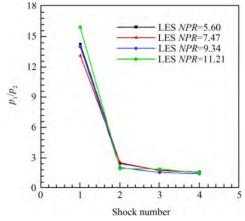
# 3.3 菱形胞格结构

图 5 给出的瞬时密度梯度,不仅清晰地揭示了桶 激波、马赫盘、反射激波,以及滑移线等高度欠膨胀 射流近场中常见的波系结构,而且还显示了高度欠 膨胀射流近场的某些新的结构特征。本文LES计算 结果显示,射流喷嘴出口与马赫盘之间出现了菱形 的小尺度胞格结构,见图5(d)中箭头所示。从大量 文献调研的结果来看,在数值计算中发现这样的胞 格结构尚属首次。

图 7 给出了不同 NPR 下欠膨胀射流近场的瞬态 密度梯度,给出了这种小尺度胞格结构的特写。可 以看出,喷压比对这种小尺度胞格结构的尺寸和空 间分布等影响较小。此外,在粗网格的LES结果中 也发现了类似的结构,意味着这种结构更多是由欠 膨胀射流流场的固有属性产生的,而不受计算网格 等非物理因素的干扰。目前,对这种小尺度胞格的 形成机理还不是很清楚。由于膨胀波通常是连续 的,因此这种小尺度胞格结构的形成不能简单的用 膨胀波理论去解释。Yuan(2012)等[33]开发了一套高 速脉冲纹影系统,通过采用高频高能量的脉冲光源 可以实现冻结超声速流场,并成功应用到超燃冲压 发动机燃烧室内混合与燃烧过程的流动显示中[34]。 在他们近期的超声速欠膨胀乙烯横向射流实验中, 在喷口附近流场也观察到了与本文LES计算结果相 类似的菱形结构,见图8所示。超声速横向射流与高



(a) Instantaneous pressure along the jet centerline



(b) Shock strength  $p_1/p_2$  for the first four shock-cells ( $p_1$  and  $p_2$ is the pressure upstream and downstream the shock respectively)

Fig. 6 Shock structures in highly underexpanded jets

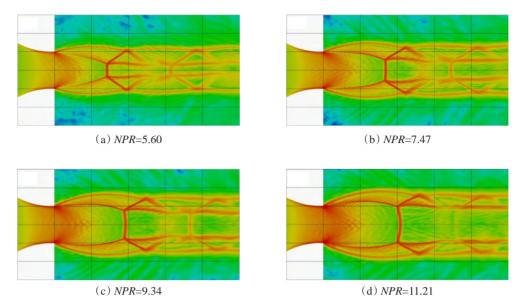


Fig. 7 Instantaneous snapshots of density gradient in the near field of the highly underexpanded jets

度欠膨胀射流的近场结构较为相似,都存在着射流的急速膨胀,并存在马赫桶、马赫盘等激波波系结构<sup>[28,29]</sup>。因此,本文LES计算得到的小尺度胞格结构具有物理上的真实性。在欠膨胀射流的数值模拟中能否捕捉到这样的菱形结构,将成为衡量数值计算结果准确性与精细程度的一个重要标志。

值得注意的是,这种小尺度胞格结构的存在会轻微折皱马赫桶内的流动量的分布,如压力、温度,和速度等。此外,这种小尺度胞格结构具有高度的瞬态特性,一般会从时均流场中完全抹掉,由此得到了如图 4 所示的在实验或者 RANS 计算中经常看到的高度欠膨胀射流近场的典型波系结构。

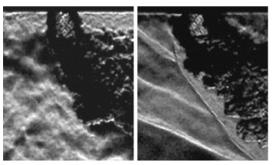


Fig. 8 Similar diamond-like cellular structures in the Mach barrel of the transverse underexpanded ethylene jets injection into the supersonic cross-flows

#### 3.4 激波震荡

准周期性的激波结构是欠膨胀射流中典型的流动特征。先前的实验测量表明[14,15],这些准周期的激波结构并不是静止不动的,而是随时间发展在空

间上呈现出一定的振荡特性。相关的研究也表明,欠膨胀射流的激波震荡与射流啸叫、剪切层失稳等有着密切的联系,其与射流剪切层上大尺度拟序结构的耦合也会产生复杂的射流噪声<sup>[4,5,14,15]</sup>。因此,要准确计算射流啸叫频率、幅值,预测射流噪声和流动失稳,必须加深对欠膨胀射流中激波震荡现象的认识。Panda (1998)<sup>[15]</sup>首次对喷压比为 2.39 和 3.27的中度欠膨胀射流中的激波振荡现象进行了定量的测量和研究。在这之后,受激波振荡周期短、振幅小,以及实验测量技术时空分辨率低等因素的限制,几乎没有实验或者数值研究侧重于欠膨胀射流的激波振荡现象,使得对其物理机理的认识还十分有限。

对本文 LES 计算得到的四个射流喷压比下不同时刻的瞬时密度图像分析发现,欠膨胀射流的中第一道正激波,即马赫盘的高度沿着流向时而增加、时而减小,呈现出一定的周期振荡特征。图 9 给出了 NPR=9.34 时不同时刻射流近场的瞬时密度梯度,显示了马赫盘处于流向最低位置、中间位置,以及最高位置的情形。图 9 中显示的时刻远大于射流建立稳态流场所需的时间,可以排除其他非物理因素,反映激波震荡的真实情况。图 9 也表明,高度欠膨胀射流马赫盘在流向方向上的振幅较小,约在毫米量级,很难通过纹影显示等传统的实验手段进行准确的测量。

定量研究激波振荡现象的关键是精确测量激波 结构的位置,以及它们随时间移动的距离。图6所示 的射流中心轴线上的瞬态压力分布,可以用来识别 马赫盘的瞬时位置,由此可以用来进一步定量揭示 高度欠膨胀射流马赫盘的振荡特性。对不同喷压比 下 2004。~8004。之间的压力数据进行了大量统计,发 现马赫盘的震荡存在相对稳定的周期。图 10 (a)和 (b)分别给出了NPR=5.60和9.34时马赫盘位置在半 个振荡周期内随时间的变化,定量地显示了射流马 赫盘的振荡特性。其中,图10(a)给出了马赫盘从最 高位置向最低位置转移的过程,而图 10 (b)给出了马 赫盘从最低位置向最高位置转移的情形。图10中也 给出了时间平均的马赫盘位置,由虚线所示。可以 看出,当NPR=5.60时, $t=706t_0$ 对应的马赫盘沿流向位 于振荡区域的中间位置,在中间位置两侧分布着相 同数量的马赫盘,使得马赫盘震荡的周期约为 $T_{soc} \approx$ 764。时均马赫盘的宽度较宽,并且其与马赫盘沿流 向振荡的中间位置并不重合,这说明欠膨胀射流中 激波震荡具有很高的瞬态特性。此外,在马赫盘由 最高位置处由静止开始向中间位置振荡的初始阶 段,单位时间内其运动距离很小,越靠近中间位置其 运动速度越快,在接近最低位置时其运动速度又逐 渐减小。这说明高度欠膨胀射流马赫盘的震荡不仅 具有很强的瞬态特性,同时也是一个高度非线性的 过程。在其它喷压比情形下,高度欠膨胀射流马赫 盘的振荡特征也基本类似,振荡周期也约为 Tsoc~ 766,马赫盘的运动速度也在中间位置附近较大,而 在最低或者最高位置附近较小,见图10(b)所示。

马赫盘的准周期性振荡会使得流场压力产生周期性波动。本文在射流剪切层相对两侧 x/D=1, z/D=0 和 x/D=-1, z/D=0 处沿着流向布置了大量的压力测点, 对射流处于准稳态(200 $t_0$ ~800 $t_0$ )时的压力脉动进行了快速傅里叶分析(FFT), 图 11 给出了射流近场 y/D=2 处的结果。由于  $x/D=\pm1$  处压力脉动的频谱

(振幅与频率之间的函数关系)几乎完全重合,因此 图 11 只给出了 x/D=1 处的结果。可以看出,在不同 NPR的频谱图上,都存在几个离散的主导频率。其 中,图11中由黑色圆圈标识的离散主频为激波啸叫 频率 $f_s^{[14]}$ 。当射流喷压比NPR分别为5.60,7.47,9.34和11.21时,激波啸叫频率点的值逐渐减小,依次为 37.086kHz, 34.437kHz, 31.787kHz 和 29.801kHz。在 不同的 NPR 情形下, 激波啸叫频率的相位差均接近 180°,这对应于高度欠膨胀射流的单螺旋模态[14,35]。 除了激波啸叫频率,压力脉动的频谱图上还存在着 两个相位差接近0°的轴对称模态。对于不同的喷压 比 NPR, 这两个轴对称模态的频率值相同,均为 5.298kHz 和 14.569kHz。注意到前文根据射流中心 轴线上的压力分布统计得到的高度欠膨胀射流马赫 盘的振荡周期约为 $T_{soc} \approx 76t_0 = 190 \mu s$ ,这和第一个轴对 称模态 5.298kHz 对应的周期 T=1/f≈188.8μs 相接 近。因此,对于本文计算的工况,高度欠膨胀射流马 赫盘的周期性振荡由f=5.298kHz的轴对称模态所 主导。



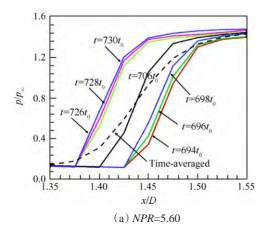


(a) The lowest point at  $t/t_0$ =649

(b) The middle position at  $t/t_0$ =656

(c) The highest position at  $t/t_0$ =668

Fig. 9 Instantaneous snapshots of density gradient in the near field of the jet for NPR=9.34



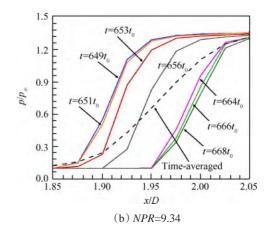


Fig. 10 Instantaneous profiles of non-dimensional pressure along the jet centerline at different time, indicating the oscillation characteristics for highly underexpanded jet Mach disk in half oscillation cycle

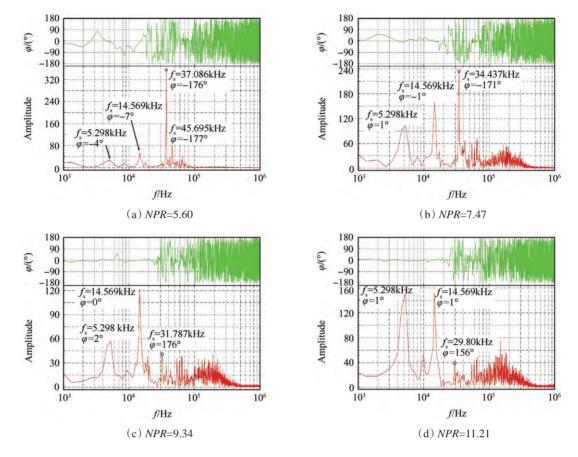


Fig. 11 Cross spectrum and relative phase of pressure fluctuation on either side of the jets at (x/D=1,y/D=2,z/D=0) and (x/D=-1,y/D=2,z/D=0)

# 4 结 论

- (1)本文 LES 计算成功捕获到了高度欠膨胀射流近场典型的波系结构,并与纹影测量结果和典型文献结果吻合较好,验证了本文数值结果的准确性。
- (2)高度欠膨胀射流的近场结构建立包括"蘑菇形"顶部涡环的发展、拦截激波和马赫盘的形成、滑移线的延伸,以及第二道正激波形成等过程。近场结构的建立过程主要受初始条件的主导,射流喷压比对其影响有限。
- (3)揭示了马赫桶内精细的小尺度菱形胞格结构,并初步通过高速脉冲纹影图片予以证实。在欠膨胀射流的数值计算中能否捕捉到这样的胞格结构,将成为衡量数值计算结果准确性与精细程度的一个重要标志。
- (4)高度欠膨胀射流马赫盘在流向方向上存在 准周期性振荡,具有在中间位置振荡速度快、在最低 和最高位置振荡速度小的特点。对于本文计算的四 个不同的喷压比,马赫盘的振荡周期相同,均由 f= 5.298kHz的轴对称模态所主导。

# 参考文献:

- [ 1 ] Segal C. The Scramjet Engine: Processes and Characteristics [M]. New York: Cambridge University Press, 2009.
- [ 2 ] Donaldson C D, Snedeker R S. A Study of Free Jet Impingement. Part 1. Mean Properties of Free and Impinging Jets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1971, 45(2): 281-319.
- [ 3 ] Lesshafft L, Huerre P, Sagaut P. Frequency Selection in Globally Unstable Round Jets [J]. *Physics of Fluids*, 2007, 19(5).
- [4] Edgington-Mitchell D, Oberleithner K, Honnery D R, et al. Coherent Structure and Sound Production in the Helical Mode of a Screeching Axisymmetric Jet [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 748: 822-847.
- [5] Panda J, Seasholtz R G. Measurement of Shock Structures and Shock-Vortex Interaction in Underexpanded Jets Using Rayleigh Scattering [J]. Physics of Fluids, 1999, 11(12): 3761-3777.
- [ 6 ] Tam C K W, Viswanathan K, Ahuja K, et al. The Sources of Jet Noise: Experimental Evidence [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2008, 615: 253-292.
- [7] Munday D, Gutmark E, Liu J, et al. Flow Structure

- and Acoustics of Supersonic Jets from Conical Convergent-Divergent Nozzles[J]. *Physics of Fluids*, 2011, 23 (11): 116102.
- [8] Love E S, Grigsby C E, Lee L P, et al. Experimental and Theoretical Studies of Axisymmetric Free Jets [R].

  NASA Technical Report, No. 19980228067, 1959.
- [ 9 ] André B, Castelain T, Bailly C. Experimental Exploration of Underexpanded Supersonic Jets [J]. Shock Waves, 2014, 24(1): 21-32.
- [10] Raman G. Supersonic Jet Screech: Half-Century from Powell to the Present[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 1999, 225(3): 543-571.
- [11] Tam C K W. Supersonic Jet Noise[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1995, 27: 17-43.
- [12] Liu J, Kailasanath K, Ramamurti R, et al. Large-Eddy Simulations of a Supersonic Jet and Its Near-Field Acoustic Properties [J]. AIAA Journal, 2009, 47 (8): 1849-1865
- [13] Vuorinen V, Yu J, Tirunagari S, et al. Large-Eddy Simulation of Highly Underexpanded Transient Gas Jets [J]. *Physics of Fluids*, 2013, 25(1).
- Powell Alan, Yoshikuni Umeda, Ryuji Ishii. Observations of the Oscillation Modes of Choked Circular Jets
   [J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1992, 92(5): 2823-2836.
- [15] Panda J. Shock Oscillation in Underexpanded Screeching Jets [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 363: 173-198
- [16] Seiner J. M. Advances in High Speed Jet Aeroacoustics [R]. AIAA 84-2275.
- [17] Greenshields C J, Weller H G, Gasparini L, et al. Implementation of Semi-Discrete, Non-Staggered Central Schemes in a Colocated, Polyhedral, Finite Volume Framework, for High-Speed Viscous Flows[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2010, 63(1): 1-21.
- [18] Xiaopeng Li, Kun Wu, Wei Yao, et al. A Comparative Study of Highly Underexpanded Nitrogen and Hydrogen Jets Using Large Eddy Simulation [R]. AIAA 2015-3573.
- [19] Wei Yao, Jing Wang, Yang Lu, et al. Full-Scale Detached Eddy Simulation of Kerosene Fueled Scramjet Combustor Based on Skeletal Mechanism [R]. AIAA 2015-3579.
- [20] 李晓鹏. 可压缩欠膨胀射流混合及燃烧的大涡模拟研究[D]. 北京:中国科学院力学研究所, 2015.
- [21] Fureby C, Chapuis M, Fedina E, et al. CFD Analysis of the HyShot II Scramjet Combustor[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33(2): 2399-2405.
- [22] Chapuis M, Fedina E, Fureby C. A Computational

- Study of the HyShot II Combustor Performance [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34 (2): 2101-2109
- [23] Arisman C J, Johansen C T, Galuppo W C, et al. Nitric Oxide Chemistry Effects in Hypersonic Boundary Layers [R]. AIAA 2013-3104.
- [24] Kurganov A, Tadmor E. New High-Resolution Central Schemes for Nonlinear Conservation Laws and Convection-Diffusion Equations [J]. *Journal of Computational Physics*, 2000, 160(1): 241-282.
- [25] Chase M W. JANAF Thermochemical Tables [J]. Journal of Physical and Chemical Reference Data, 1974, 3 (2): 311-480.
- [26] Chakravarthy V, Menon S. Large Eddy Simulations of Turbulent Premixed Flames in the Flamelet Regime [J].

  Combustion Science and Technology, 2001, 162 (1): 175-222.
- [27] 李晓鹏,张泰昌,齐 力,等.超声速燃烧中的特征 尺度及影响因素[J]. 航空动力学报,2013,28(7): 1458-1466.
- [28] Kawai S, Lele K. Large-Eddy Simulation of Jet Mixing in Supersonic Crossflows [J]. AIAA Journal, 2010, 48 (9): 2063-2083.
- [29] Rana Z A, Thornber B, Drikakis D. Transverse Jet Injection into a Supersonic Turbulent Cross-Flow [J].

  Physics of Fluids, 2011, 23.
- [30] 杨 猛. 高速脉冲纹影技术及其在超声速燃烧室流 场显示中的应用[D]. 北京:中国科学院力学研究所, 2012.
- [31] Ashkenas H, Sherman F. Structures and Utilization of Supersonic Free Jets in Low Density Wind Tunnels [R].

  NASA Technical Report, No. CR-60423, 1965.
- [32] Ewan B C R, Moodie K. Structures and Velocity Measurements in Underexpanded Jets [J]. Combustion Science and Technology, 1986, 45(5-6): 275-288.
- [33] Yuan Y M, Yang M, Zhang T C, et al. Visualization of Vaporized Kerosene Combustion in a Supersonic Combustor Using Pulsed Schlieren System[R]. AIAA 2012-3848.
- [34] 袁越明,杨 猛,张泰昌,等.脉冲纹影技术及其在超声速燃烧室流场显示中的应用[J]. 推进技术,2013,34(1):42-46. (YUAN Yue-ming, YANG Meng, ZHANG Tai-chang, et al. Pulsed Schileren System and Its Application to Visualization of Flow-Field in a Supersonic Combustor[J]. Journal of Propulsion Technology,2013,34(1):42-46.)
- [35] Gutmark E, Schadow K C, Bicker C J. Mode Switching in Supersonic Circular Jets [J]. *Physics of Fluids*, 1989, 1(5): 868-873.

(编辑:梅 瑛)