

文章编号:1000-8055(2012)08-1792-09

二维进气道不启动流场非定常特性的 混合 LES/RANS 模拟

陈 遯, 刘卫东, 范晓樯

(国防科学技术大学 航空与材料工程学院
高超声速冲压发动机技术重点实验室, 长沙 410073)

摘 要: 采用一种混合大涡模拟/雷诺平均 Navier-Stokes (LES/RANS) 方程模拟方法结合 5 阶 WENO (weighted essentially non-oscillatory) 格式对马赫数为 3 的来流中、内收缩比为 1.5 的不启动状态下的二维进气道进行了计算, 再现了不启动进气道中的非定常流场。计算结果表明: 所采用的模拟方法对入口处的平均绝热壁温、摩擦速度和雷诺应力的计算精度较好; 进气道不启动流场中激波波系和分离区存在大时空尺度的低频运动, 其占主导的特征频率和典型的激波/湍流边界层干扰问题中激波和分离区的低频频率接近, 且进气道出现了间歇性的启动状态。

关 键 词: 混合大涡/雷诺平均 Navier-Stokes 方程模拟方法; 声速喷流; “回收/调节”方法; WENO (weighted essentially non-oscillatory) 格式; 二维进气道

中图分类号: V435.12

文献标志码: A

Investigation on unsteady characteristics of unstarted two-dimensional inlet flow using hybrid LES/RANS method

CHEN Ti, LIU Wei-dong, FAN Xiao-qiang

(Science and Technology on Scramjet Laboratory,
College of Aerospace and Materials Engineering,

National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: A hybrid large-eddy simulation/Reynolds-averaged Navier-Stokes (LES/RANS) method together with 5th order WENO (weighted essentially non-oscillatory) scheme were used to calculate an unstarted two-dimensional inlet with contraction ratio of 1.5 in a Mach 3 freestream. The unsteady flow field in the unstarted inlet was captured. The result shows that current numerical method can predict mean adiabatic wall temperature, friction velocity and Reynolds stress reasonably well. Some low-frequency motion exist in the shock system and separation zone in the unstarted field at large time-space scale. The dominant frequency is close to its counterpart in classic shock/turbulent boundary layer interaction problem. The inlet switches to started state intermittently.

Key words: hybrid LES/RANS (large-eddy simulation/Reynolds-averaged Navier-Stokes) method; sonic injection; recycling/rescaling method;

收稿日期: 2011-09-22

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20120830.1200.201208.1792_017.html

基金项目: 国家自然科学基金(10802096)

作者简介: 陈遯(1983—), 男, 湖北荆州人, 博士生, 主要研究方向为高超声速推进技术。

WENO(weighted essentially non-oscillatory) scheme;
two-dimensional inlet

激波/湍流边界层干扰是超声速/高超声速进气道流动中存在的典型现象,该现象及其造成的边界层分离对进气道的启动性能、捕获流量、总压恢复性能及流场畸变都有着显著的影响^[1],此外,干扰流场给进气道带来了脉动压力载荷和局部的高热流密度^[2],进一步加大了进气道结构设计的难度.深入了解进气道内的激波/湍流边界层干扰现象对于优化进气道设计及提升进气道性能有着重要的意义.目前,对于激波/湍流边界层干扰中激波波系和分离区的非定常振荡的研究发现,其振荡主要包括两类特征频率:一类为高频运动,其时间尺度和边界层内扰动的特征时间尺度类似,约为 δ/U_∞ 量级(其中 δ 为干扰区上游边界层的时均厚度, U_∞ 为自由来流的速度),其成因是边界层内的大涡结构和激波的相互作用,另一类为低频振荡,其时间尺度则约为 $10\delta/U_\infty \sim 100\delta/U_\infty$,形成机理尚不明确^[2].

针对激波/湍流边界层干扰现象早期的数值模拟工作主要采用基于湍流模型的雷诺平均 RANS(Reynolds-averaged Navier-Stokes) 方程方法进行^[3-5],随着计算机水平的不断进步,直接数值模拟 DNS(direct numerical simulation)和大涡模拟 LES(large eddy simulation)也逐步被用于这类流场的计算^[6-9],这使得对于这类流场非定常现象的研究成为可能.但对于这类高雷诺数壁面湍流而言,DNS 和 LES 的计算量仍然过于巨大,而近年来逐渐发展起来的混合大涡模拟/雷诺平均 Navier-Stokes(LES/RANS) 方程模拟方法^[10]则有其特殊的优势,在激波/边界层干扰问题的应用也越来越广泛^[11-13].

本文采用一种加权平均型混合 LES/RANS 方法对某二维进气道的不启动流场进行了数值模拟,一方面可以为超声速/高超声速进气道流场内湍流流场的进一步认识提供参考,另一方面可以检验该方法对于进气道流场非定常特性的计算能力.

1 湍流建模及数值方法

1.1 湍流建模

选用 Edwards 的混合模拟方法^[13]对本文的问题进行计算,该方法的构造思想是将 Menter 的两方程 $k-\omega$ SST(shear stress transport) 模

型^[14]和 Sagaut 的混合尺度亚格子模型^[15]通过一个依赖于到壁面的距离的衔接函数相结合,在近壁区域采用 $k-\omega$ SST 模型进行计算,而在主流区则切换到亚格子模型,具体方程见文献^[13],该混合模型的黏度定义如下:

$$\mu_t = \Gamma \mu_t^{\text{RANS}} + (1 - \Gamma) \mu_t^{\text{SGS}}$$

上式中 μ_t^{RANS} 由 $k-\omega$ SST 模型给出, μ_t^{SGS} 由亚格子模型给出.混合函数 Γ 类比 Strelets 提出的分离涡模拟 DES(detached eddy simulation)方法^[12]构造

$$\Gamma = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \tanh \left[5 \left(\frac{\kappa}{\sqrt{C_\mu}} \eta^2 - 1 \right) - \phi \right] \right\}$$

其中常数 ϕ 用于对 RANS 区向 LES 区的转换位置实现平衡偏置,本文参考文献^[13]取 $\phi = 2.297$,其余符号定义为

$$\eta = \frac{d}{\alpha_1 \chi} \quad \chi = \sqrt{\frac{\nu}{C_\mu \omega}}$$

其中 d 为到壁面的最近距离,常数 $C_\mu = 0.09$, χ 称为 Taylor 微尺度,常数 α_1 按照文献^[13]给出的方法估算,对于本文计算的算例 $\alpha_1 = 18.6$,且在下文中,混合模拟方法简称为 hybrid 方法.

为了方便进行有限差分计算,将物理域坐标变换至计算域,即 $(x, y, z) \Rightarrow (\xi, \eta, \zeta)$.

1.2 数值方法

LES 计算通常要求格式有较高的精度和分辨率,本文采用低扩散通量分裂方法 LDFSS(low-diffusion flux-splitting scheme)^[16]对无黏通量进行离散求解,LDFSS 类格式基本思想是将对流通量和压力通量分开,分别进行分裂,这类格式分辨率高、无需计算特征矩阵、计算量小并且易于向双曲守恒系统推广.在无黏通量的高阶重构中,选用加权基本无振荡格式 WENO(weighted essentially non-oscillatory)^[17]对流场的原始变量 $\rho, u, v, w, p, k, \omega$ 进行重构使得格式实现 5 阶精度.黏性通量采用 2 阶中心差分离散.

非定常问题的计算需要较高的时间精度,而对于存在湍流边界层流动,壁面附近网格密度很大,显式格式的时间步长会受到限制,因此采用 2 阶隐式双时间法进行迭代^[18],内迭代选为常用的 LU-SGS(lower upper symmetric Gauss-Seidal)方法^[19].

程序代码的验证见文献^[20],本文方法经验证对激波/湍流边界层干扰现象有较高的计算精度.

2 计算问题及边界条件

2.1 计算问题

计算问题为二维(2-D)超声速进气道的流动(图1),坐标系如图所示,原点 O 位于计算域入口和底板的交线起点, x 轴位于底板内指向流动下游, y 轴指向底板外法线方向, z 轴与 x 和 y 轴组成右手系,计算区域的展向范围为 $0\text{ mm} \leq z \leq 20\text{ mm}$,进气道内通道入口前部有长为 100 mm 的平板,隔离段高为 10 mm 、长为 50 mm ,内收缩段长为 50 mm ,入口高度为 15 mm .来流为空气, $Ma = 3.0$ 、总温 $T_0 = 288\text{ K}$ 、总压 $p_0 = 101\,325\text{ Pa}$ 、边界层厚度 $\delta_\infty = 5\text{ mm}$.

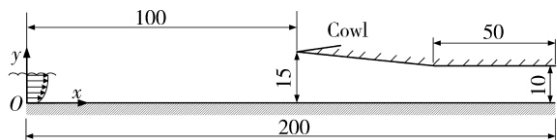


图1 二维进气道构型(单位:mm)

Fig. 1 Configuration of 2-D inlet (unit:mm)

进气道入口前部的平板上沿流向均匀布置 300 个网格,法向布置 160 个网格,内通道内流向布置 272 个网格,法向布置 100 个网格,所有壁面附近网格都加密,保证近壁第一层网格的 $y^+ \approx 1$,展向均匀布置 80 个网格,在此条件下,来流边界层流向及展向网格密度分别约为 $15/\delta_\infty$ 和 $20/\delta_\infty$,可以保证边界层中外层的大尺度结构得到充分的求解。

计算域上部和进气道内外部出口均为超声速出口,对物理量采用 2 阶外推,进气道壁面为无滑移绝热壁面,左侧来流为超声速入口,入口边界层的时均参数采用基于 $k-\omega$ SST模型的二维RANS计算得到,并采用文献[20]中的“回收/调节”方法在入口处产生湍流脉动参数,回收平面取在入口下游 $8\delta_\infty$ 处,并采用文献[21]中的“随机平移”方法来抑制“回收/调节”方法带来的不合理的三维特性,展向提周期性边界条件。

2.2 计算过程

采用“回收/调节”方法的混合LES/RANS计算对于流场初场的要求比较高^[9],文献[11]指出,在存在较强逆压梯度的流动中,如果来流边界层中的大尺度结构尚未建立、湍流脉动能量尚未达到合理水平时,下游的分离区会逐渐向上游扩大,可能会污染回收平面的数据,使得计算失败,所以需要合理的初场,本文采用如下步骤初始化:

1) 首先采用RANS方法对进气道的流场进

行二维计算,全场统一初始化速度为自由来流速度的一半,其余参数和来流边界层外缘参数相同,计算得到的流场的马赫数 Ma 分布见图2(a),可以看到进气道未能启动;

2) 取步骤1)的解中 $0\text{ mm} \leq x \leq 53\text{ mm}$ 范围内未受到下游分离区干扰的平板边界层进行混合LES/RANS计算,该计算的初场通过在其二维RANS解的横向拓展流场上叠加一个变换后的速度脉动场得到,而这个脉动速度场由之前计算的某一 $Ma = 2.8$ 的平板湍流边界层提供,该脉动速度叠加方法的具体步骤见文献[13],从初场的基础上计算充分长的时间使得流场充分发展;

3) 取步骤2)的解作为进气道前体的边界层初场,而下游的初场仍然采用二维的RANS解横向拓展得到.该组合初场的 $x-y$ 中心切片上的 Ma 云图见图2(b).在此初场上计算足够长的时间整个进气道流场进入充分发展阶段,并继续计算不少于 8 倍通流时间(定义为流体微团以自由来流的速度流经整个计算域需要的时间,在下文中记为 t_c)用以获取脉动数据进行时间平均及频谱分析,对于本文中的算例而言, $8t_c = 320\delta_\infty/U_\infty$,而激波/湍流边界层干扰现象的典型低频周期约为 $10\delta_\infty/U_\infty \sim 100\delta_\infty/U_\infty$ ^[2],则该统计时间长度至少是激波/湍流边界层干扰的低频特征周期的 3 倍,可满足低频分析的需求。

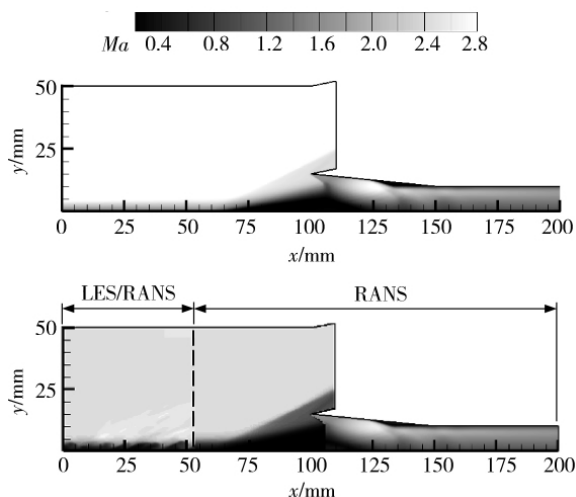


图2 二维 RANS 结果及初场的 Ma 云图

Fig. 2 Mach number contours of 2-D RANS result and initial field

3 计算结果及分析

3.1 入口边界层流动

计算域入口壁面的时均理论静温与来流静温

之比可以按照绝热壁温估算^[22],即

$$\frac{T_{aw}}{T_{\infty}} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} r Ma^2$$

其中 r 为复温因子,对于空气而言,可取 $r=0.9$,则上式计算得到的绝热壁温比为 2.62,而入口当地摩擦速度和来流速度的比值可以根据 Coles 公式^[23]估算得到为 0.0524,采用 hybrid 方法计算得到值分别为 2.58 和 0.0508,两者误差分别为 -1.53% 和 -3.1%,可以看到本文采用的数值模拟方法对于绝热壁温和摩擦速度的计算精度较高。

图 3 给出了上游边界层的无量纲涡量大小为 0.1 的等值面图,可以看到,在“回收/调节”方法的作用下,上游边界层内存在明显的大尺度结构,由于 Re 不高,所以涡结构较大,破碎并不严重。图 4 给出了入口处的时间及展向平均雷诺应力分布(采用当地壁面剪切应力无量纲化)及在雷诺数 Re 和 Ma 相近的条件下的实验数据,需要说明的是,计算得到的雷诺应力为 RANS 模化部分和

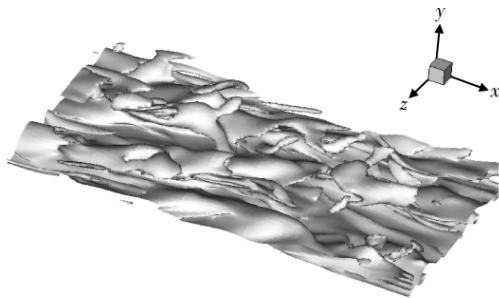


图 3 无量纲涡量为 0.1 的等值面

Fig. 3 Isosurfaces of non-dimensionalized vorticity magnitude of 0.1

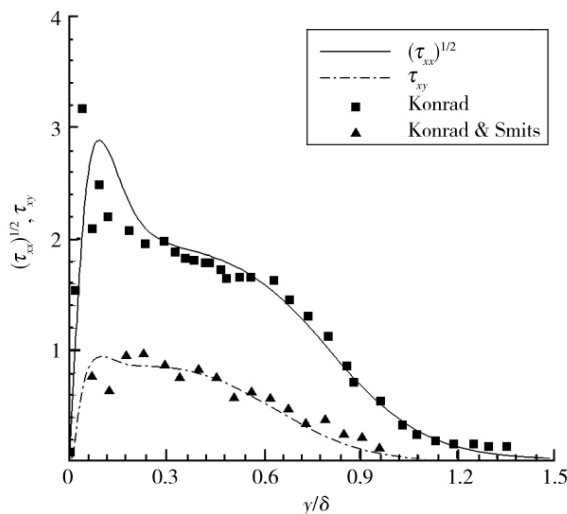


图 4 入口无量纲雷诺剪切应力分布

Fig. 4 Non-dimensionalized Reynold shear stress at inlet

LES 的求解部分之和,从图上可以看到,雷诺剪切应力和实验吻合较好,雷诺正应力在边界层内层近壁部分峰值有所偏差,但总体趋势及大小差别不大。上述计算结果说明本文采用的数值模拟方法及网格对于 2 阶脉动量的关联量的计算精度是满足需求的,且湍流边界层的物理特征及能量特性能够得到合理地再现。

3.2 进气道流场结构

图 5 给出了充分发展后瞬态流场的无量纲速度为 0 的等值面图及无量纲静温分布,可以看到,进气道入口处存在显著的分离区,分离区的前缘位于 $x=60\text{ mm}$ 附近,且在展向上存在非常显著的不均匀性,后缘位于 $x=120\text{ mm}$ 附近,且分离区内部存在二次分离,结构比较复杂,喉道前缘存在小范围的分离,这可能是唇口激波的反射波造成的。图 6 给出了 $x-y$ 中心切片和几个 $y-z$ 切片上的无量纲静温云图,可以看到来流边界层中的流向及展向涡均十分明显,高温区集中于分离区内部,而在隔离段内部,由于受到唇口激波及其反射激波的影响,流场受到的扰动较大,从静温分布上看,大涡尺度几乎和整个流道相当。

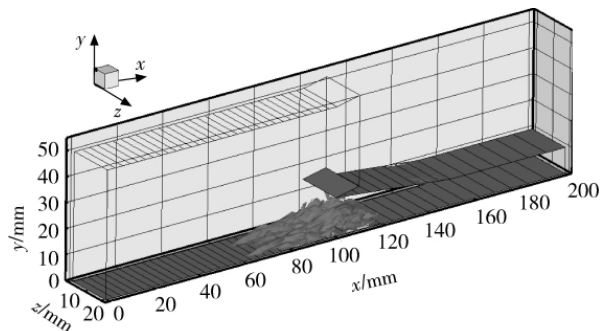


图 5 无量纲流向速度为 0 的等值面

Fig. 5 Isosurfaces of zero non-dimensionalized streamwise velocity

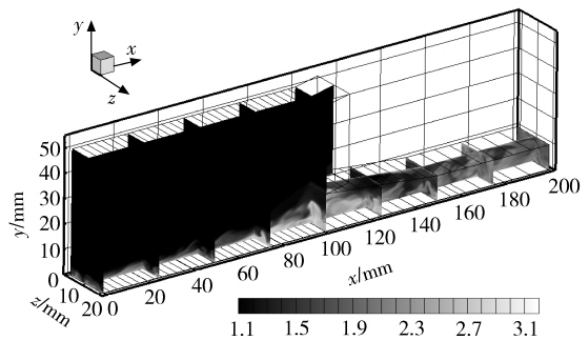


图 6 无量纲静温云图

Fig. 6 Contours of non-dimensionalized static temperature

图 7 给出了 x - y 中心切片上无量纲密度(采用自由来流密度做参考量)云图快照,显示范围为 $0.4 \sim 4.0$,图 8 给出了对应时刻 $y=0.2\delta_\infty$ 的 x - z

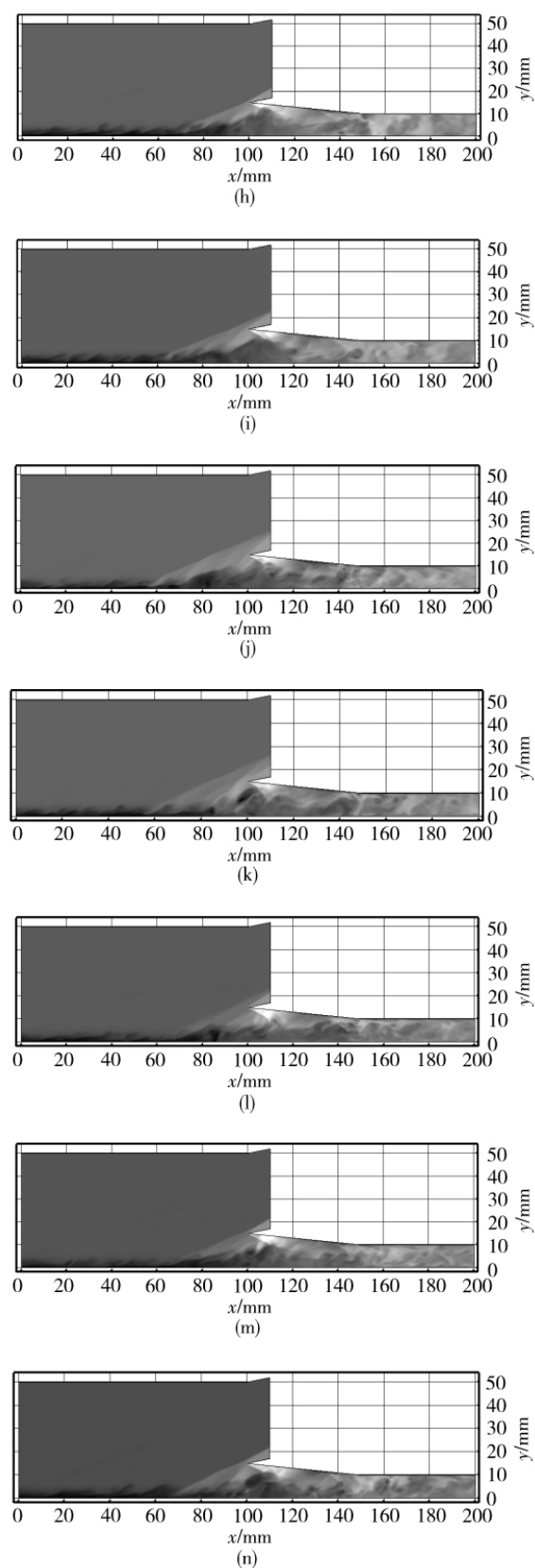
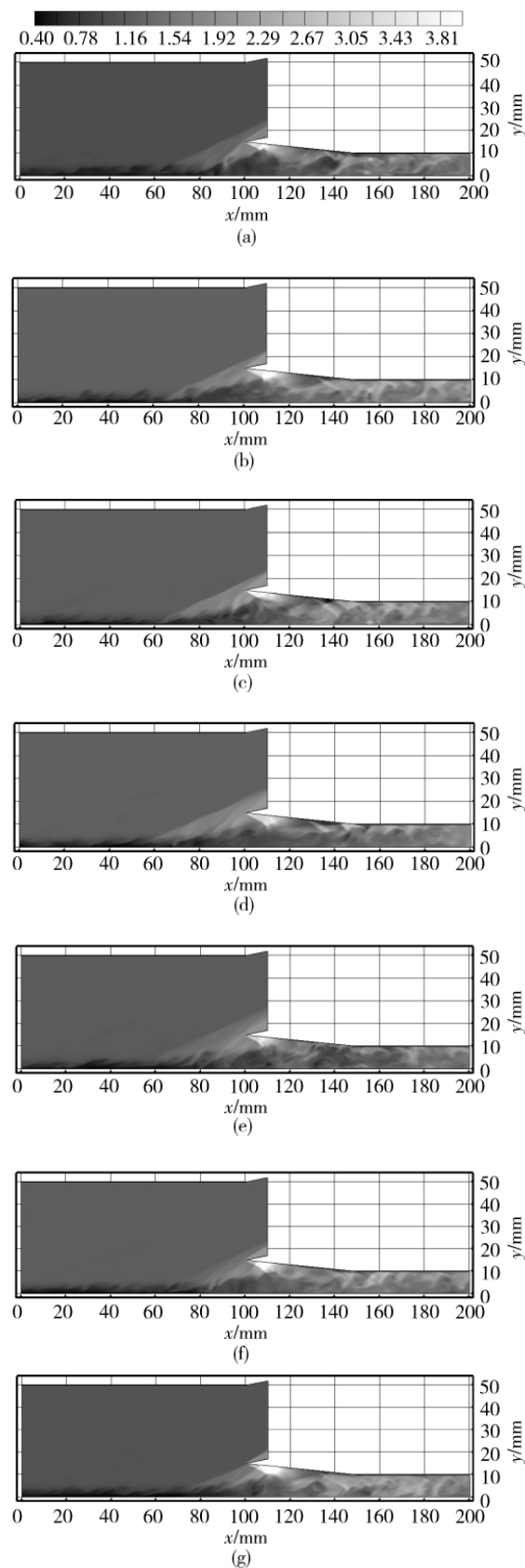


图 7 x - y 中心平面上无量纲密度云图快照
(时间间隔 $20\delta/U_\infty$)

Fig. 7 Snapshots of non-dimensionalized density in x - y center plane ($20\delta/U_\infty$ time intervals)

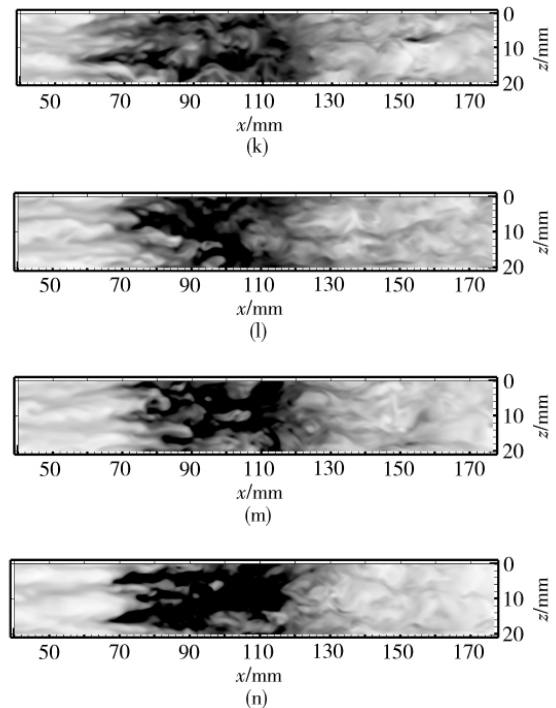
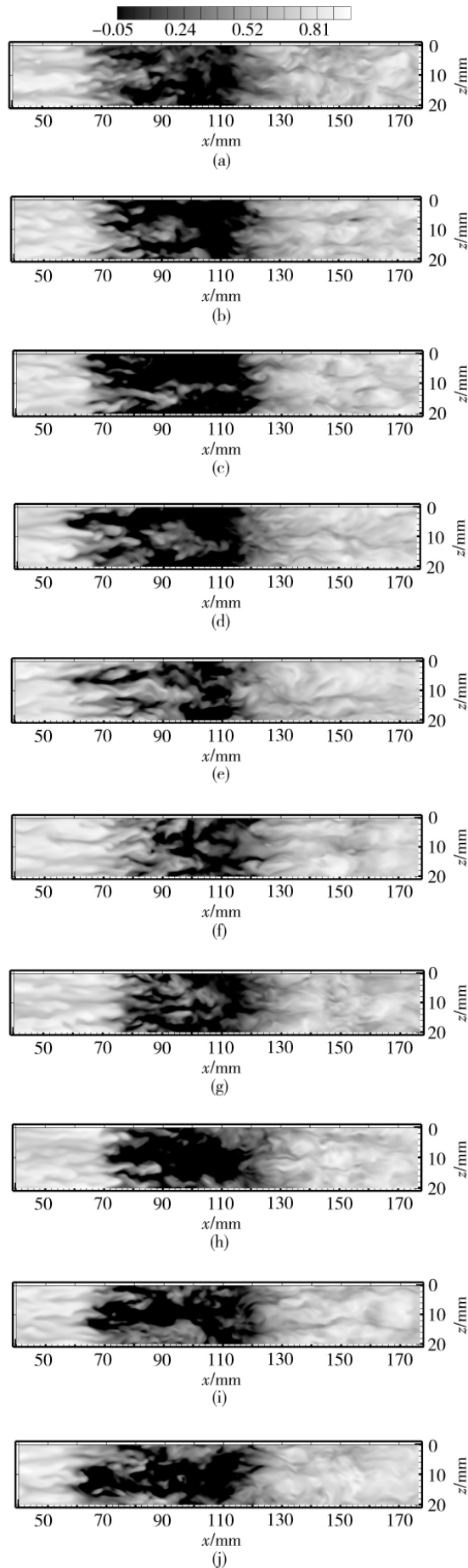


图8 $y/\delta_\infty=0.2$ 的 x - z 平面上无量纲流向速度
云图快照(时间间隔 $20\delta_\infty/U_\infty$)

Fig. 8 Snapshots of non-dimensionalized streamwise
velocity in x - z plane at $y/\delta_\infty=0.2$
($20\delta_\infty/U_\infty$ time intervals)

切片上的无量纲流向速度(采用自由来流速度为 $20\delta/U_\infty$), 可以看到: 不启动流场中唇口位置仅存在部分超声速流, 唇口激波在底板上产生的反射波使得上壁面边界层发生了小范围分离. 整个分离区及激波波系不仅随着湍流边界层的冲击呈现高度非定常的特性, 还存在显著的大时空尺度的低频非定常运动, 在快照(a)~(e)中, 分离激波足部逐渐往上游移动, 对应的分离区的前缘也同时向上游传播; 从快照(e)~(i)中可以看到分离激波入射点逐渐向唇口内部移动, 甚至略微被吞入(快照(g)), 然后又运动到唇口外, 对应时刻的分离区前缘位置则在 $x=60\text{ mm}$ 和 $x=80\text{ mm}$ 附近往复. 快照(m)的激波波系及分离区的位置和快照(h)相似, 分离区前缘位置也接近, 分离区与激波波系运动的耦合作用很强, 两幅快照的时间间隔为 $100\delta_\infty/U_\infty$, 而计算得到的紧靠分离区上游的 $x=40\text{ mm}$ 处边界层时均厚度约为 $1.1\delta_\infty$, 则分离激波和干扰区的低频特征周期约为 $90\delta_\infty/U_\infty$, 两者接近, 这这说明对于不启动的二维进气道流场而言, 其分离激波和分离区的低频运动特性和典型的激波/湍流边界层干扰模型问题近似.

3.3 流场非定常特性分析

在 x - y 中心对称面上设置 12 个数值探测器,

下壁上布置 9 个, x 坐标依次为 45, 65, 81.7, 98.3, 120, 132.5, 142.5, 160, 182.5 mm, 上壁面布置 3 个, x 坐标依次为 142.5, 160, 182.5 mm, 具体编号见图 9. 其中 1 号探测器在前部未受分离区扰动的平板边界层内, 2 号位于分离区前缘, 3, 4 号位于分离区内部, 5 号约位于再附点处, 6~12 号位于分离区下游, 记录这些探测器的压力的时间序列, 进行快速 Fourier 变换后得到功率谱

密度见图 10.

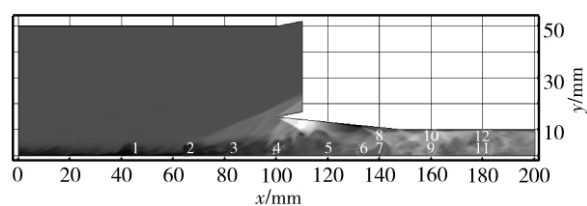
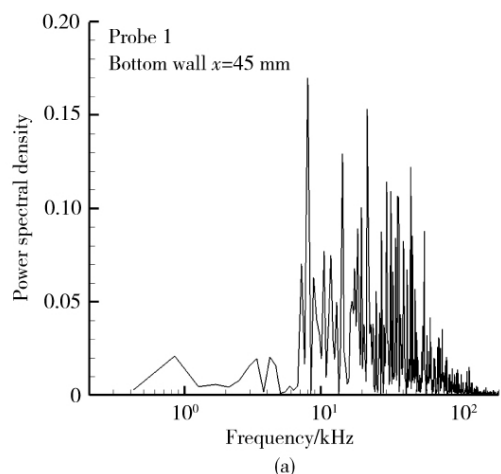
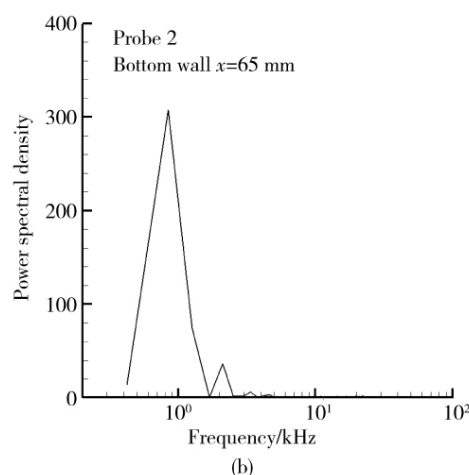


图 9 12 个压力探测器位置

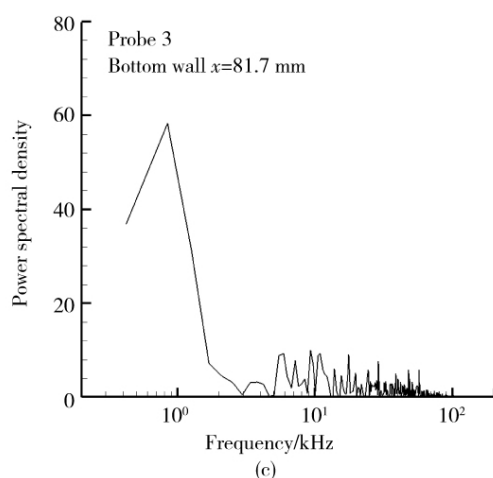
Fig. 9 Locations of 12 pressure probes



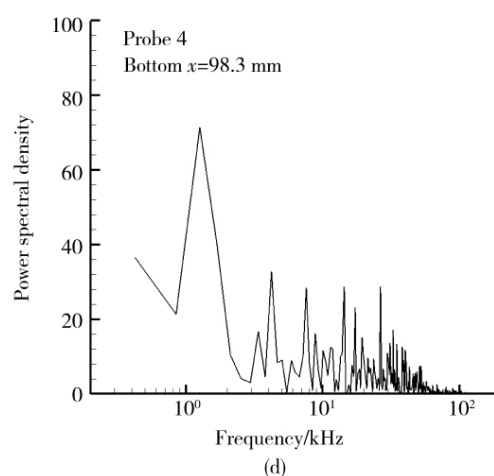
(a)



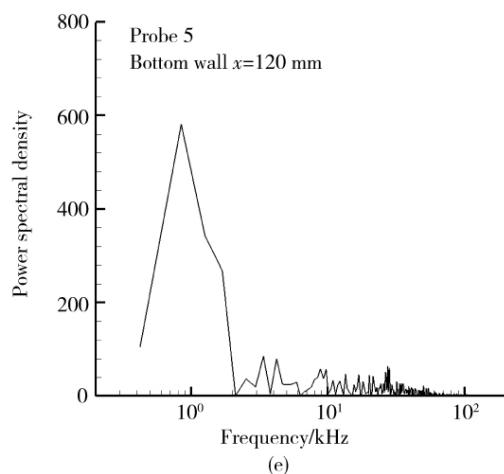
(b)



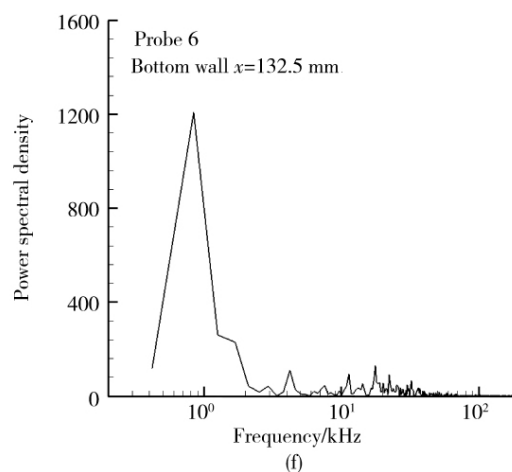
(c)



(d)



(e)



(f)

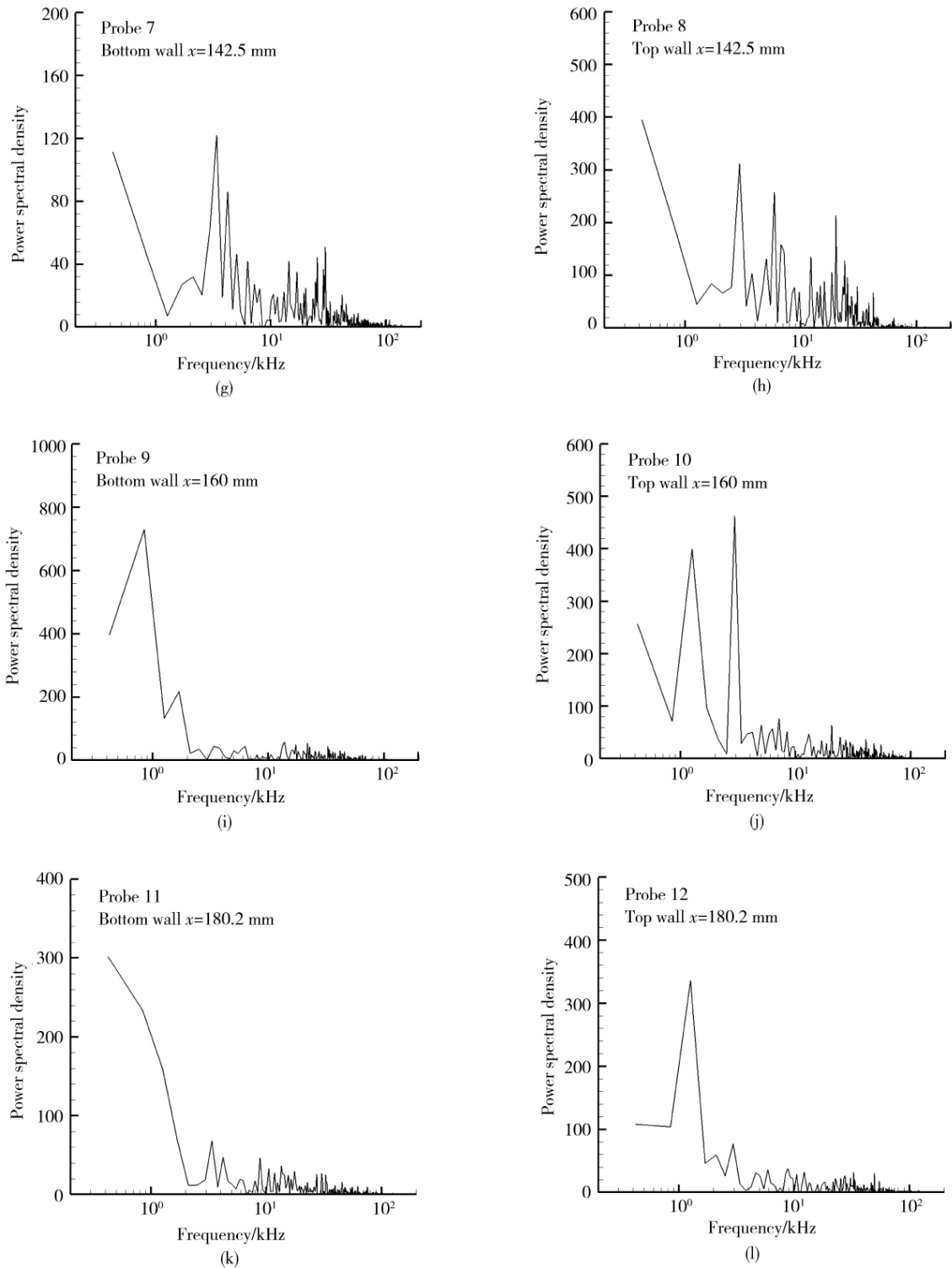


图 10 12 个探测器静压的功率谱密度

Fig. 10 Power spectral density of static pressure of 12 probes

从图 10 可以看到:前部未受扰动的湍流边界层中的特征频率较多,且频率相应较高,而分离区内部及隔离段内部的点均呈现出低频明显占优的趋势,且主频均在 1 kHz 附近,在喉道入口处,似乎存在更低的主导频率尚未被完全分辨出,这可

能是总的计算时间仍然不够长的原因,在喉道的下游,仍然呈现出低频占优的特点,对于本文中的算例而言,激波/湍流边界层干扰的理论低频约为 $U_{\infty}/(100 \times 1.1\delta_{\infty}) \approx 1.1 \text{ kHz}$,和压力频谱结果接近,这再次说明进气道不启动流场的非定常特性

和典型的激波/湍流边界层干扰问题近似。

4 结 论

本文采用一种混合 LES/RANS 方法结合 5 阶 WENO 格式对内收缩比为 1.5 的二维进气道进行了计算,计算表明:

1) 所采用的混合 LES/RANS 方法对于湍流边界层的绝热壁温、壁面摩擦速度及雷诺应力计算精度较高。

2) 二维进气道的不启动流场中的分离区存在大幅度低频运动,并且可能出现启动-不启动状态的交替。

3) 二维进气道的不启动流场中分离区和激波波系的低频运动的主频和典型的激波/湍流边界层干扰的低频不稳定的主频接近。

在进一步的工作中,需要更加细致的量化研究二维进气道的非正常特性,并需要对交叉激波/湍流边界层干扰等三维干扰流场进行研究。

参考文献:

- [1] 王翼. 高超声速进气道启动问题研究[D]. 长沙:国防科学技术大学,2009.
WANG Yi. Investigation on the starting characteristics of hypersonic inlet[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2009. (in Chinese)
- [2] Dolling D S. Fifty years of shock wave/boundary-layer interaction research: what next? [J]. AIAA Journal, 2001, 39(8): 1517-1531.
- [3] Knight D, Yan H, Panaras A, et al. Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions[R]. AIAA Paper 2002-0437, 2002.
- [4] Knight D, Degrez G. Shock wave boundary layer interactions in high mach number flows: a critical survey of current CFD prediction capabilities[R]. AGARD Report Advisory Report AR-319, 1998.
- [5] Zheltovodov A, Borisov A, Knight D, et al. The possibilities of numerical simulation of shock wave/boundary layer interaction in supersonic and hypersonic flows[C]// Proceedings of the International Conference on the Methods of Aerophysical Research. Siberian Division, Novosibirsk, Russia: Institute of Theoretical and Applied Mechanics, Russian Academy of Sciences, 1992: 164-170.
- [6] Loginov M S, Adams N A, Zheltovodov A A, et al. Large eddy simulation of turbulent boundary layer interaction with successive shock and expansion waves[C]// Proceedings of the International Conference on the Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk, Russia: Publishing House Nonparel, 2004: 149-157.
- [7] Adams N. Direct simulation of the turbulent boundary layer along a compression ramp at $M=3$ and $Re=1685$ [J]. Journal of Fluid Mech., 2000, 420(1): 47-83.
- [8] Rizzetta D, Visbal M. Large eddy simulation of supersonic compression ramp flow[R]. AIAA 2001-2858, 2001.
- [10] Frohlich J, Von Terzi D. Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2008, 44(5): 349-377.
- [11] Xiao X D, Edwards J R, Hassan H A. Inflow boundary conditions for LES/RANS simulations with applications to shock wave/boundary layer interactions[R]. AIAA Paper 2003-79, 2003.
- [12] Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows[R]. AIAA Paper 2001-0879, 2001.
- [13] Edwards J R, Choi J I, Boles J A. Large eddy/Reynolds-averaged Navier-Stokes simulation of a Mach 5 compression-corner interaction[J]. AIAA Journal, 2008, 46(4): 977-991.
- [14] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [15] Lenormand E, Sagaut P, Comte P, et al. Sub-grid scale models for large-eddy simulations of compressible, wall-bounded flows[J]. AIAA Journal, 2000, 38(8): 1340-1350.
- [16] Edwards J R. A Low-diffusion fluxing-splitting scheme for Navier-Stokes calculations[J]. Computer & Fluids, 1997, 26(6): 635-659.
- [17] Jiang G, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes[J]. Journal of Computational Physics, 1996, 126(1): 917-923.
- [18] Dubuc L, Cantariti F, Woodgate M, et al. Solution of unsteady Euler equations using an implicit dual-time step method[J]. AIAA Journal, 1998, 36(8): 1417-1424.
- [19] Jameson A, Yoon S. Lower-upper implicit schemes with multiple grids for the Euler equations[J]. AIAA Journal, 1987, 25(7): 929-935.
- [20] 陈遹, 刘卫东, 范晓樵, 等. “回收/调节”方法在混合 LES/RANS 模拟方法中的应用[J]. 航空动力学报, 2011, 26(6): 1215-1222.
CHEN Ti, LIU Weidong, FAN Xiaoqiang, et al. Application of recycling/rescaling method in hybrid LES/RANS simulation method[J]. Journal of Aerospace Power, 2011, 26(6): 1215-1222. (in Chinese)
- [21] Boles J A, Choi J I, Edwards J R, et al. Multi-wall recycling/rescaling method for inflow turbulence generation[R]. AIAA Paper 2010-1099, 2010.
- [22] Smits A J, Dussauge J P. Turbulent shear layers in supersonic flow[M]. 2nd ed. New York, USA: Springer Science and Business Media, 1996.
- [23] Coles D. Measurements in the boundary layer on a smooth flat plate in supersonic flow[R]. NASA Reports, JPL-20-70, 1953.