

可压缩自由剪切流混合转捩大涡模拟

潘宏禄*, 史可天, 马汉东

(航天空气动力技术研究院, 北京 100074)

摘要:针对湍流气动光学效应与冲压发动机气体混合机理问题,开展了可压缩混合层流动空间模式大涡模拟和时间模式直接数值模拟研究。通过对流场(包含亚/亚混合、超/亚混合两种情况)失稳、转捩直至完全湍流的空间发展过程的研究表明,对流 Mach 数 0.4 状态下流场失稳以二维最不稳定扰动为主;非线性发展中,基频涡对并及展向涡撕裂主控流动转捩,流场发生混合转捩;转捩后脉动流场基本达到局部各向同性,此时,湍流 Mach 数低于 0.3,流动压缩性可近似忽略。

关键词:转捩;湍流;可压缩剪切层;大涡模拟;直接数值模拟

中图分类号:O357.5; V211.3 **文献标识码:**A

1 引言

近几年,气动光学效应和超燃冲压发动机燃烧机理与控制问题逐渐被各国所重视,无论是理论还是应用这两个问题均具有很强的挑战性。在上述两类研究中均需要解决的一个关键性基础技术是对空间剪切流(如气动光学中,红外窗口附近严重影响光学成像的剪切气流,冲压发动机气流与燃料相互作用的混合流等)发展的机理认识和主动控制,考虑到实际应用中一般为高速湍流情形,因此,湍流形态的可压缩剪切流动便作为一类重要基础和应用问题被提出来。

所谓自由剪切流是指空间来流气体由于速度差异导致在接触表面形成剪切作用的一种典型流动现象,具有十分复杂的流动结构和动力学行为,尤其在强压缩作用下,其内在的非定常、大梯度、多时空尺度等特性给相应的理论分析、实验研究及数值模拟方法带来了巨大的挑战。

一直以来,实验研究大多局限于流动显示而非精细的定量测量,结果普遍缺少动力学行为分析。Winant 和 Browand^[1]对中等 Reynolds 数下的自由剪切层流动显示研究表明,流场初期相邻涡融合并卷起的涡对并现象是混合层增长的重要原因,而 Konrad^[2]通过对混合层大尺度涡结构三维图像的

进一步分析表明,层流不稳定区和湍流过渡区中含有以流向涡形式存在的流向条带结构。

数值研究方面主要以直接数值模拟(DNS)和大涡模拟(LES)为主。Sandham 和 Reynolds (1991)^[3]采用时间发展模式的 DNS 方法实现了三维可压平面剪切层的数值模拟,他们通过施加一对主导三维扰动模态,计算出了始见于不可压剪切层实验和计算的流向 Λ 涡结构。Moser 和 Rogers^[4]利用伪谱法进行时间直接数值模拟研究了混合转捩现象,发现三维不稳定激励可同时强化混合层中展向涡的融合和辫子区流向涡的出现,认为配对涡卷与流向条带涡的共同作用导致小尺度涡的出现,从而形成复杂的涡结构,其计算的三维流向涡和展向涡与实验观察一致。Nicholas 和 Georgiadis^[5]利用 RANS/LES 组合方法对 $Mc \approx 0.3$ 的 2D 和 3D 可压缩剪切层进行了模拟和对比分析,由于法向计算域较小而使得流场反射干扰严重,涡结构发展受到影响。

虽然人们对可压缩剪切层发展机理有了一定的认识,但仍旧存在诸多问题,如低对流 Mach 数,复杂涡结构作用下的混合转捩问题。目前,实验和数值研究均多侧重于转捩前期流场拟序结构分析,对剪切层转捩和后期湍流场研究不充分,而在新方法的应用中,DNS 方法受到了计算硬件的限制,难以进行空间模式转捩及湍流的研究,而 LES 方法发展迅速,成为近年来模拟湍流流场的重要手段。

收稿日期:2007-08-10;修改稿收到日期:2007-11-01.

作者简介:潘宏禄(1980-),男,工程师

(E-mail: honglupan@163.com);

史可天(1977-),男,博士;

马汉东(1961-),男,研究员,博士生导师.

本文为研究湍流场对气动光学函数影响及认识冲压发动机燃料混合机理问题,采用大涡模拟方法对三维空间发展的可压缩剪切流转捩以及后期湍流阶段进行了数值模拟以获得较准确的湍流场信息。将所得到的流场结构、统计数据等与实验及 DNS 数据进行对比,以验证计算结果的合理性和可靠性,为随后湍流场光学效应分析和流动增混控制研究奠定了基础。

2 数学模型及算法

2.1 控制方程及亚格子模型

基于广义 Newton 定律以及 Stokes 假设,在非定常 Navier-Stokes 方程的基础上,进行空间 Favre 滤波。滤波后控制方程的守恒形式为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} &= - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \Gamma_{ij}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{e} + \bar{p}) \tilde{u}_j &= \frac{\partial}{\partial x_i} (\Theta_j + \Gamma_{ij} \tilde{u}_i) \end{aligned}$$

式中 $\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T}$, $\Gamma_{ij} = \tilde{\sigma}_{ij} + \tau_{ij}$, $\Theta_j = \tilde{q}_j + q'_j$

$$\tilde{\sigma}_{ij} = \mu(\tilde{T}) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} \right)$$

$$\tilde{q}_j = k(\tilde{T}) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j}$$

$$\tau_{ij} = -\bar{\rho}(\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j), q'_j = -\bar{\rho} c_p (\tilde{u}_i \tilde{T} - \tilde{u}_i \tilde{T})$$

滤波后的 Navier-Stokes 方程中存在着湍流亚格子应力项 τ_{ij} 和热通量项 q'_j , 需对其建立亚格子尺度模型来封闭控制方程, 本文选取经典的常系数 Smagorinsky 涡黏性模型来对其进行模拟, 该模型已经被证明可以用于流场转捩研究中^[6]。

2.2 数值方法及定解条件

三维可压缩滤波 Navier-Stokes 方程进行矢通量特征分裂后采用常用的高阶紧致格式进行离散, 这里采用中科院傅德薰、马延文首先提出的五阶迎风紧致格式^[7]差分处理, 实践表明其能够较好的捕捉湍流的高频分量^[8]。黏性项采用六阶对称紧致差分格式来处理, 时间方向由 Wray 提出的三步三阶紧致存储 Runge-Kutta 方法显式推进, 初始流场条件及参数设定可见文献^[8]。空间模式下, 计算域展向采用周期条件, 法向远场及计算域出口采用无反射边界条件。

3 结果分析和讨论

初始流场取为平均流场加扰动场: $f = \bar{f} + f'$, $f = \rho, u, v, w, T$ 。为研究流场失稳特性和转捩结构特征, 计算中采用线性扰动波与随机场两种激励扰动形式进行对比计算, 以确定得到正确的流场拟序结构。不同计算工况见表 1。

表 1 计算条件及网格

Tab. 1 Computational conditions and grid

Case	Mc	M1	M2	T1	T2	Re	计算模式	计算网格
1	0.4	1.6	0.8	200 K	200 K	800	空间模式	640 × 133 × 62
2	0.4	0.9	0.1	200 K	200 K	800	空间模式	640 × 133 × 62
3	0.4	0.4	-0.4	200 K	200 K	800	时间模式	160 × 163 × 62

3.1 线性扰动场的空间发展

空间计算模式下, 扰动场为入口 $y = 0$ 附近叠加二维最不稳定扰动波, 为增强混合扰动还叠加了主导频率的一次亚谐。同时在入口处叠加了小幅值的三维斜波, 以促进流动的展向失稳, 缩短转捩时间, 其幅值相当于主扰动幅值的 1/5。扰动具体形式为

$$f_1' = A(y) \cdot (\cos(\omega t) + \cos(\omega/2 \cdot t))$$

$$f_2' = B(y) \cdot (\cos(\pm \beta z + \omega \cdot t) +$$

$$\cos(\pm \beta z + \omega/2 \cdot t))$$

$$A(y) = A \cdot e^{-(by^2)}, \quad B(y) = B \cdot e^{-(by^2)}$$

式中 $A = 0.04, b = 2.0, B = 0.008$ 。

$Mc = 0.4$ 剪切层发展的第一阶段属无粘中心不稳定性阶段, 它是一定流场涡量分布随时间发展, 然后逐渐集中形成独立大涡结构的过程。上游入口附近流场首先在不稳定二维扰动下首先发生 Kelvin-Helmholtz 失稳, 从而形成了一系列不稳定的二维基频涡管结构。二维涡管不稳定, 其向下游传播过程中不断发展放大, 相邻展向涡之间通过涡辨发生强烈的卷吸作用。随着流动的发展, 扰动波向下游传播, 三维扰动波的逐渐增强导致了流动的展向失稳, 与实验及早期研究结论一致, 即所谓的混合转捩现象。失稳过程可从图 1 的压力等值面上看出, 二维基频涡管在三维波的诱导下逐渐弯曲断裂, 图 2 为图 1 局部区域放大图, 从中可以清晰看到基频涡撕裂所形成的斜“S”形流向涡结构, 该结构成对出现, 大小相等, 方向相反, 并于法向非对称分布, 其实质为初始共轭三维波作用下所形成的流向涡痕迹。斜“S”形流向涡结构的出现使得流动混合更为剧烈, 其逐渐成为流动转捩中期的主导不稳

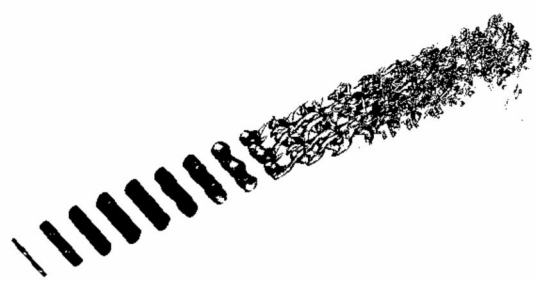


图 1 $Mc = 0.4$ 瞬时流场压力等值面 ($p = 0.26$)
Fig. 1 Instantaneous iso-surface of pressure ($p = 0.26$)

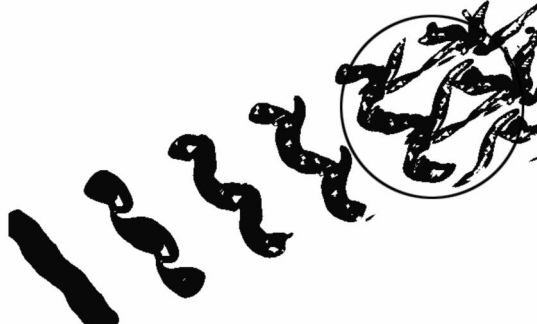


图 2 压力等值面局部放大 ($p = 0.245$)
Fig. 2 Pressure iso-surface of instantaneous flow ($p = 0.245$ zoom in)

定涡结构。

在本文工况下,虽然加入了一次亚谐波扰动,但在图中并没有观察到明显的一次涡对并情况,其原因在于所加入的三维扰动波使得流动在较短的空间范围内发生展向失稳,并在亚谐波明显增强以前便使得展向涡撕裂,从而减缓了展向涡的增强,使得展向涡间的对并推迟(下文统计特性分析表明流场存在涡对并现象)。

图 3 为流场涡量等值云图,从中可以看出初始定常流场在扰动作用下,首先形成启动涡,启动涡诱导了流场的进一步转捩,随后启动涡向下游传播并不断增强,由于上下层流体速度不同,启动涡涡瓣区不断被拉长,当时间足够长其最终将发展至下游无穷远处,此时,计算域内流场可基本达到统计平衡。

对流 Mach 数表征了剪切层的压缩性效应,但对于相同对流 Mach 数的不同流场存在着一定的差异。对比工况 1,由于流动速度降低使得扰动增长率增大,流场三维失稳为提前,尤其是下层 Mach 数达到 0.1,已经不能保证剪切层中心在 $y = 0$ 附近,流场大尺度涡出现较大幅度的摆动,图 5 中瞬时被动物量等值云图就表现出了这一点,而这种情况在实验中也能见到(见图 4 实验)。

3.2 随机扰动场的时间发展

在实际流动中,流场中存在多种不同幅值和频

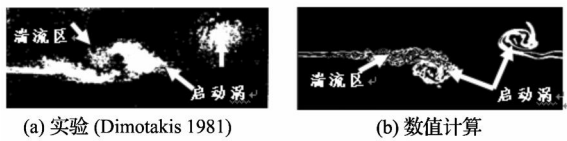


图 3 启动过程实验与计算对比
Fig. 3 Compare of exp. and computation

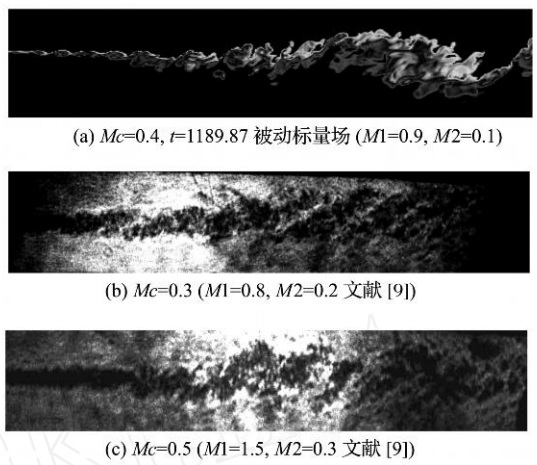


图 4 被动标量计算结果与实验纹影图片对比
Fig. 4 Comparing of computational result and experiment data

率的扰动,为进一步检验 0.4 对流 Mach 数流动下,线性扰动激励流场所得到的涡结构及流动转捩过程的合理性,本文采用时间模式直接数值模拟对相同对流 Mach 数下的流场进行了对比计算。按线性理论,随机扰动发展将激发流场的最不稳定扰动波和流动自然转捩下的流场拟序结构。为尽量模拟自然转捩情形,计算初始时刻扰动以白噪声的形式叠加于初场,具体形式为

$$f'(u, v, w) = A(y) \cdot r, A(y) = A \cdot e^{-(by)^2}$$

式中 $A = 0.008, b = 1.0, r$ 是区间 $[-1.0, 1.0]$ 上均匀分布的伪随机数,随网格点和变元的不同而变化, y 方向的 Gaussian 分布保证了扰动在自由流中的衰减。时间模式计算条件可见表 1 的工况 3。初始随机白噪声见图 5(a) 扰动经长时间发展形成了清晰的二维涡结构,见图 5(b),其充分说明了对流 Mach 数 0.4 流动失稳是以二维波不稳定为主导,相同结论在文献[1]也都提到。

随着流动的进一步发展,随机扰动场形成的二

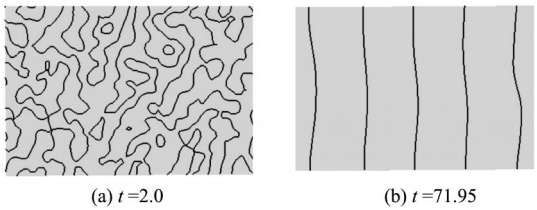


图 5 随机扰动下瞬时流场 $y = 0$ 平面 $v = 0$ 等值线
Fig. 5 $V = 0$ contours in random perturbation conditions ($y = 0$)

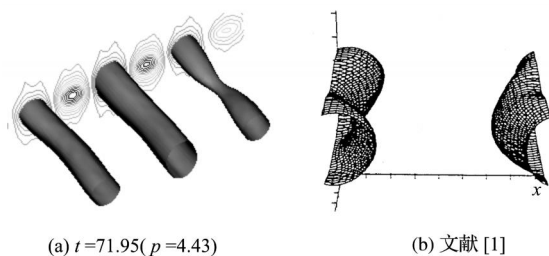


图 6 随机扰动下瞬时流场压力等值面对比
Fig. 6 Eddy structures comparing to literature in random perturbation conditions

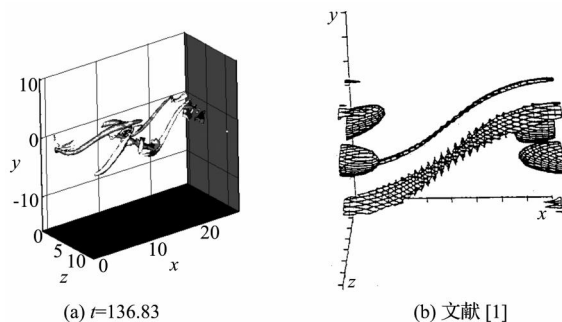
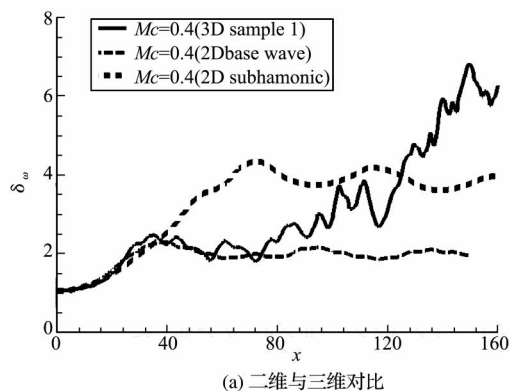
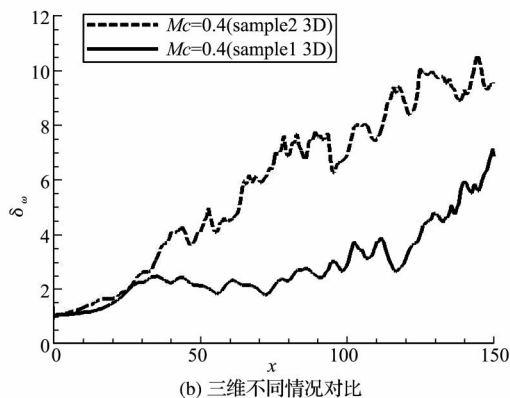


图 7 瞬时流场流向涡量等值面 ($\omega_x = \pm 1.2$)
Fig. 7 Iso-surface of streamwise vorticity ($\omega_x = \pm 1.2$)



(a) 二维与三维对比



(b) 三维不同情况对比

图 8 对流 Mach 数 0.4 空间发展涡量厚度曲线

Fig. 8 Vorticity thick vs. streamwise coordinate x in Mach number 0.4

维涡管沿展向发生了进一步失稳,所形成的斜“S”流向涡结构与图 3 给出的压力等值面表示的斜“S”涡结构极为相似,也与文献[1]线性扰动下直接模拟结果相同如图 6 和图 7 所示。这种自然失稳条件下所形成的拟序结构充分说明了低对流 Mach 数下可压剪切层流动转捩的主导失稳模式为二维波失稳,同时也证明了本文空间模式计算结果在定性上是可靠的。

3.3 湍流剪切层统计特性分析

早期由于计算条件限制,常采用无展向梯度的二维剪切流动模型来简化预测三维流动的发展变化,虽然部分结果与线性理论一致,但其适用范围却无法估计。本文为了比较二维简化模型与三维空间流动模型流场发展的不同,对比了相同来流不同扰动激励下的剪切层流场涡量厚度发展曲线,如图 8(a) 所示。首先,在 $x = 40$ 以前随主导扰动的增强,二维与三维流场均发生 Kelvin-Helmholtz 失稳,涡量厚度以一致的增长率放大,此时,该区间流场具有相同的流动特性,对照图 9(b) 此流场区间二维涡结构占主导,流场呈二维特性,与二维流场结果一致(图 9(a))。随后,流场发展趋向不同,二维模型下,剪切层涡量厚度在较短空间内达到饱

和,但存在亚谐波扰动时,其剪切层饱和涡量厚度明显大于无亚谐波扰动情形,约为其 2 倍(这里加入的是 $1/2$ 亚谐波),分析原因为无亚谐波流场基频涡卷饱和后,涡量厚度保持不变,而存在亚谐波扰动流场,基频涡卷饱和后,流场将发生涡对并现象,从而使得涡量厚度进一步增加,并在下游新的平衡点达到饱和。对于三维流动模型,其在下游一段区间(约 $x = 40 - 80$)的涡量厚度饱和后又继续增加,涡量厚度数值远大于二维流动情形,分析原因为流场将首先形成具有二维特性的基频饱和和涡卷,后发生展向失稳激发出多种扰动模态(包括各种亚谐波和倍谐波扰动),从而使得流场进入转捩状态,并进而逐渐发展为湍流场。由此可见,早期二维自由剪切($Mc < 0.6$)流动模拟,其可靠性的适用范围只是在流场发展的前期,而后的流场结果将不再可信。

对于相同对流 Mach 数的不同流场(如工况 1 和工况 2),其涡量厚度发展特性也明显不同。工况 2 由于来流速度低,主扰动频率与其亚谐波均于短时空范围内迅速增强,因而没有明显的基频涡饱和区,如图 9(b) 所示,涡量厚度保持较一致的增长率增长,无量纲值也较工况 1 大。

图 10 给出了流场湍流 Mach 数曲线,定义湍流

马赫数为 $M_t = \bar{c}^{-1} \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$, 可以发现其
流场湍流 *Mach* 数小于 0.3, 压缩作用不明显, 而
图 11 则给出了流向不同位置速度脉动曲线, 从中

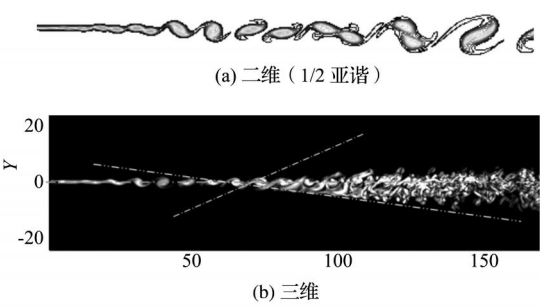


图 9 $Mc = 0.4$ 瞬时流场涡量发展特征 (Case 1)
Fig. 9 Instantaneous characteristic of $Mc = 0.4$ vorticity

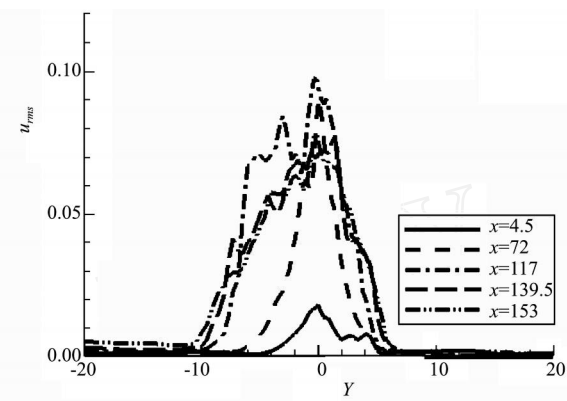


图 11 工况 1 空间发展瞬时流场速度脉动曲线
Fig. 11 Variation of span-wise velocity pulse in normal direction

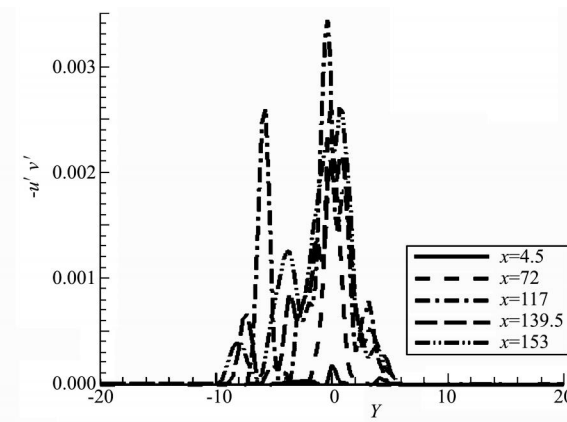


图 12 工况 1 - $\langle u'v' \rangle$, - $\langle u'w' \rangle$ 分布曲线
Fig. 12 Variation of - $\langle u'v' \rangle$, - $\langle u'w' \rangle$ in normal direction

可以看到脉动速度在剪切层中心达到最大值, 两侧
逐渐衰减至零, 分布范围则随流动的发展而逐渐加
宽。虽然转捩区域中的大尺度涡结构的存在而使得
流场转捩区速度脉动较全湍流区域略强, 但法向分
布范围却较全湍流区小的多。同时, 通过 u'_{rms} , v'_{rms} ,
 w'_{rms} 比较表明, 该条件下, 流场趋于各向同性状态。
对二阶速度相关量 - $\langle u'v' \rangle$, - $\langle u'w' \rangle$
分析 (图 12) 表明, 流场转捩初期形成了双峰分
布结构, 这是由于流场中存在着涡对并现象, 此结构

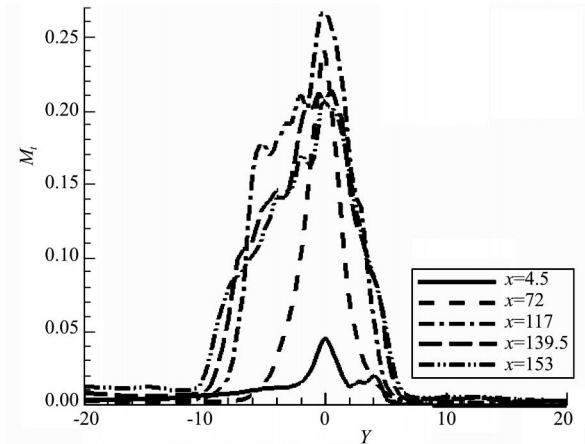


图 10 条件 1 下湍流 *Mach* 数发展曲线
Fig. 10 Variation of the turbulent *Mach* number in normal direction

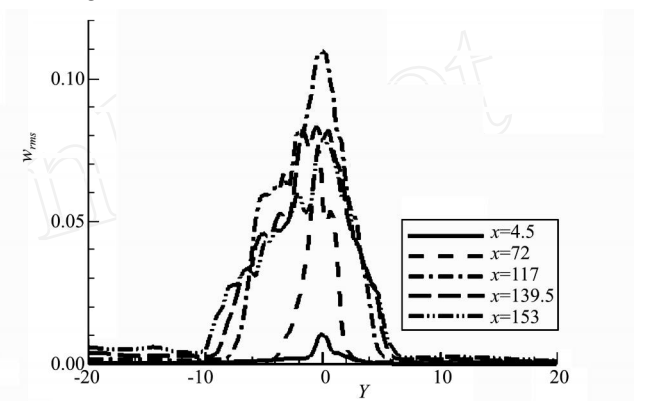


图 11 工况 1 空间发展瞬时流场速度脉动曲线
Fig. 11 Variation of span-wise velocity pulse in normal direction

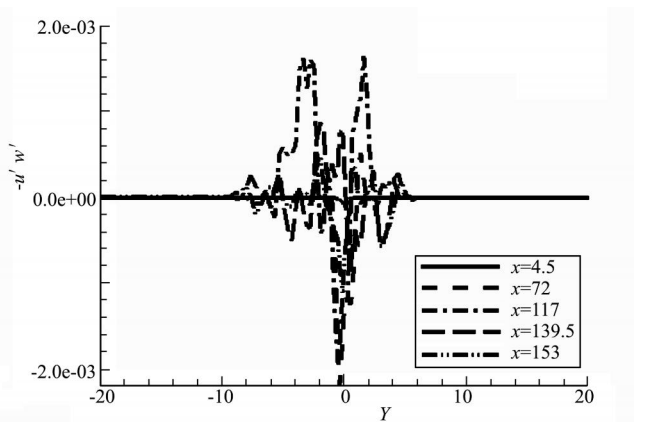


图 12 工况 1 - $\langle u'v' \rangle$, - $\langle u'w' \rangle$ 分布曲线
Fig. 12 Variation of - $\langle u'v' \rangle$, - $\langle u'w' \rangle$ in normal direction

的出现也同样证明了低对流 *Mach* 数可压剪切层
转捩涡对并是重要的主导机制, 但随着流动发展,
展向涡发生撕裂, 双峰结构逐渐转化为多峰值分
布, 流场进入了完全湍流阶段。

4 结 论

本文采用高阶精度大涡模拟方法对 $Mc = 0.4$
的亚/ 亚、超/ 亚混合的可压缩自由剪切层失稳、转
捩以及充分发展湍流全过程进行了研究。在扰动激

励下,流场初期以二维扰动为最不稳定扰动波,发生 Kelvin-Helmholtz 失稳,后进入非线性发展状态,流场发生混合转捩,转捩过程以拟二维涡管与斜“S”形流向涡的耦合作用为主导机制,该大尺度结构与时间模式自然转捩及文献结果相一致,表明该扰动激励转捩方法是合理的,本文计算结果是正确的。低对流 Mach 数 ($Mc < 0.6$) 二维与三维流场的对比分析表明,二维模型计算结果只适用于流场发展初期三维特征不明显的范围内,对于下游流场其结果不再可信。

本文结果已经应用到气动光学效应分析中,相比传统方法能够提供具有间歇特征的瞬时流场、脉动场信息以及空间涡结构位置特征,这些都对气动光学函数有着重要影响,具体这里不再讨论。而对气体混合的研究则进一步认识了流场转捩控制机理,为下一步增混研究提供了理论依据。

参考文献(References):

- [1] WINANT C D, BROWAND F K. Vortex Pairing: the mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate Reynolds numbers [J]. *J Fluid Mech*, 1974, **63**(2): 237-255.
- [2] KONRAD J H. An experimental investigation of mixing in two-dimensional turbulent shear layer flows with applications to diffusion-limited chemical reactions[R]. Technical Report Cit-8-PU, California Institute of Technology, Pasadena, CA, 1976.
- [3] SANDHAM N D, REYNOLDS W C. Three-dimensional simulations of large eddies in the compressible mixing layer[J]. *J Fluid Mech*, 1991, **244**: 133-158.
- [4] MOSER R D, ROGERS M M. Mixing transition and the cascade to small scales in a plane mixing layer[J]. *Phys Fluids*, 1991, **A3**: 1128-1134.
- [5] NICHOLAS J, GEORGIADIS, et. al. Development of a hybrid RANS/LES method for compressible mixing layer simulations[R]. AIAA, 2001-0289, 2001.
- [6] URBIN G, KNIGHT D. Large-eddy simulation of a supersonic boundary layer using an unstructured grid [J]. *AIAA J*, 2001, **39**(7): 1288-1295.
- [7] 王 强,傅德薰,马延文. 可压剪切层涡并放热效应的涡动力分析 [J]. 航空学报, 2000, **21**(6): 524-527. (WANG Qiang, FU De-xun, MA Yan-wen. Vortex dynamics analysis of heat release effects on the roll-up pairing in compressible mixing layers [J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2000, **21**(6): 524-527. (in Chinese))
- [8] 王 强,傅德薰,马延文. 超声速粘性剪切流空间稳定性对称紧致差分数值分析 [J]. 空气动力学学报, 2000, **18**(4): 434-440. (WANG Qiang, FU De-xun, MA Yan-wen. Spatial stability analysis of supersonic viscous shear layer with SCD difference scheme [J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2000, **18**(4): 434-440. (in Chinese))
- [9] 熊红亮,何 枫,等. 可压缩剪切层中的涡结构 [A]. 气体物理研究论文集 [C]. 北京空气动力研究院, 2006. (XIONG Hong-liang, HE Feng, et al. Vortex structure in compressible shear layer [A]. *Physics of Gases Disquisition* [C]. 2006. (in Chinese))

An analysis of transition coherent structures in convective Mach Number 0.4 compressible free shear flow

PAN Hong-lu*, SHI Ke-tian, MA Han-dong
(China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China)

Abstract: The transition process and full turbulence mechanism of compressible mixing layers in convective Mach number 0.4 is investigated by spatial large eddy simulation (LES). The evolution of instable structures is analyzed. The numerical method is studied with a hybrid method of a fifth-order upwind compact difference and a sixth-order symmetric compact difference for the three-dimensional compressible Favre-filtered Navier-Stokes equations. The compact storage third-order explicit Runge-Kutta method is applied for time-integration. The sub-grid scales are formulated according to the modified Smagorinsky eddy-viscosity model. The instant and statistical parameters are discussed in detail, and the numerical results show a good agreement with the relevant literatures and theory. The computational results show that the most instable disturbance mechanism is mainly induced by 2-D wave perturbation in current convective Mach number. These results present that LES can simulate translation mechanism of mixing layers well.

Key words: transition; turbulence; compressible mixing layer; large eddy simulation; direct numerical simulation