

压缩拐角强激波边界层干扰直接数值模拟研究

郭同彪¹, 张吉^{1,2}, 李新亮^{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. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049)

摘要: 激波/湍流边界层干扰是高超声速飞行中常见的流动现象, 平板-压缩拐角存在于飞行器进气道、翼舵等, 是研究激波/湍流边界层干扰的标准构型。采用直接数值模拟方法研究了马赫数6.0、40°压缩拐角的高超声速强激波/湍流边界层干扰问题。在上游湍流边界层内, 近壁流动以高低速条带结构为主; 当流动进入干扰区后, 流向条带消失, 同时形成具有三维特征的流动结构。在强激波作用下, 分离长度超过10个边界层厚度。流动再附后, 壁面摩阻、压力及其脉动峰值分别达到上游湍流边界层的8.9、36和124倍。干扰区内湍动能强度显著增加, 其峰值是边界层峰值的6.4倍。研究发现激波运动、分离剪切层是湍动能强度增加的主要原因。

关键词: 激波/湍流边界层干扰; 直接数值模拟; 流动结构; 流动分离; 湍动能

中图分类号: V 211.3; O 241.3 **文献标志码:** A **文章编号:** 2096-4641(2024)02-0029-07

Direct Numerical Simulation of Strong Shock Wave and Boundary Layer Interactions in a Compression Corner

GUO Tongbiao¹, ZHANG Ji^{1,2}, LI Xinliang^{1,2}

(1. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China; 2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Shock wave/turbulent boundary layer interaction (SWTBLI) is a prevalent flow phenomenon in hypersonic flights. A flat plate with a compression ramp at the inlet of the engine, control surfaces and so on, has become a typical standard model for studying SWTBLI. In this paper, a direct numerical simulation was conducted to study the hypersonic strong SWTBLI caused by a 40° compression ramp at Mach number 6.0. In the upstream turbulent boundary layer, the near-wall vortical structures performed as streamwise vortices. Once entering the interaction region, the streamwise vortices disappeared, and instead, the three-dimensional flow structures were produced. Under the strong shock wave, the flow separation length exceeds ten times that of the boundary layer thickness. In the downstream of the flow reattachment where the peak of the wall skin friction, the pressure along with its fluctuation was respectively 8.9, 36, and 124 times those in the upstream boundary layer. The intensity of the turbulent kinetic energy in the interaction region was significantly increased by 6.4 times that in the boundary layer. It's concluded that the turbulent kinetic energy results mainly from the shock unsteadiness and the separated shear layer.

Keywords: shock wave/turbulent boundary layer interaction; direct numerical simulation; flow structure; flow separation; turbulent kinetic energy

收稿日期: 2023-04-19; 修订日期: 2024-03-11

基金项目: 国家重点研发计划(2019YFA0405300); 中国博士后科学基金(2022M723232); 中国航天科技集团有限公司上海航天科技创新基金(SAST2021-001)

作者简介: 郭同彪(1990—), 男, 博士。

通信作者: 李新亮(1972—), 男, 博士, 研究员。

0 引言

激波/湍流边界层干扰广泛存在于高马赫数流动中,常伴随着流动分离、激波振荡等现象,给高超声速飞行器的飞行安全带来威胁。随着高超声速飞行器技术的快速发展,研究激波/边界层干扰的流动机理,阐明其对飞行器的影响机制,对高超声速飞行器的研制及发展有着至关重要的意义。

压缩拐角是高马赫数飞行器典型的气动构型之一,如飞行器机翼或机身上的舵面、冲压发动机进气道的压缩面。压缩拐角的流场结构基本涵盖激波/边界层干扰问题中的全部流动现象,是研究激波/边界层干扰问题的典型基础构型,也是激波/边界层干扰研究的热点。

直接数值模拟(Direct Numerical Simulation, DNS)方法解析全部尺度的湍流时空信息,不引入任何湍流模型,是目前湍流问题研究中可靠性最强、分辨率最高的计算方法。针对来流马赫数3.0、18°压缩拐角构型,Adams^[1]采用DNS方法开展了激波/湍流边界层干扰问题的研究。结果表明,激波干扰显著增强了湍流脉动,压缩性对干扰区下游湍流结构产生显著影响。Wu等^[2]采用DNS方法研究了马赫数2.9、24°压缩拐角激波/湍流边界层干扰的问题,并通过与实验数据对比验证了计算结果的正确性;随后,详细分析了激波的运动特性^[3],发现激波沿流动方向表现为大尺度低频运动。Zhu等^[4]针对马赫数2.9、24°压缩拐角流动问题开展了DNS研究,发现随着壁温增加,分离泡逐渐变大,并建立了分离泡尺寸与壁温关系的半理论模型。Tong等^[5]开展了压缩拐角角度对分离泡和激波振荡特性的研究,发现分离泡的呼吸作用是流场低频振荡的重要原因;同时,还发现相比于单压缩拐角,采用双拐角能够大幅度减小分离区面积、抑制激波的低频振荡^[6]。Sun等^[7]针对马赫数5.0、24°压缩拐角流动,采用DNS方法研究了微型涡流发生器对干扰区流场的影响机制,发现微型涡流发生器能够大幅降低再附区的摩阻和热流。Fang等^[8]基于DNS方法研究了入射激波/湍流边界层干扰的问题,指出在干扰区初期,湍动能的增强源于流向速度减慢及其脉动的增加;随着分离剪切层的形成,湍动能的增强主要由自由剪切诱导引起。

近年来,研究学者开始采用DNS方法研究来流为高超声速的压缩拐角激波/湍流边界层干扰的问

题。童福林等^[9]采用DNS方法对来流马赫数6.0、34°压缩拐角的干扰问题进行了研究,发现干扰流场内存在强内在压缩性效应,其对湍动能输运的影响主要体现在压力膨胀项,而对膨胀耗散项影响较小。Priebe等^[10]针对马赫数7.2、8°压缩拐角干扰问题,采用DNS方法分析了干扰区内的流动结构、雷诺应力、压力脉动功率谱密度、湍动能输运方程等。Zhang等^[11]研究了来流马赫数6.0、34°压缩拐角、45°后掠角激波边界层干扰的问题,发现干扰区流动遵循准锥形对称,分离区中存在螺旋运动的横流且横流中心的流动达到了超声速。

总体来看,针对高超声速来流下压缩拐角激波/湍流边界层干扰的DNS研究,特别是强激波/边界层干扰问题研究相对较少。本文采用DNS方法对来流马赫数6.0、40°压缩拐角的激波/湍流边界层干扰问题进行研究,分析在强激波、大分离下流动结构、激波形态、压力脉动、湍动能等问题,并探讨脉动增强的影响机制。

1 计算方法与设置

控制方程为曲线坐标系 (ξ, η, ζ) 下的三维非定常可压缩Navier-Stokes方程组,具体形式如下:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial(F_c + F_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial(G_c + G_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial(H_c + H_v)}{\partial \zeta} = 0 \quad (1)$$

式中: t 为时间变量; Q 为守恒变量; (F_c, G_c, H_c) 和 (F_v, G_v, H_v) 分别为 (ξ, η, ζ) 方向上的无黏通量和黏性通量。

在本文分析中,来流速度、马赫数、温度、压力分别表征为 $U_\infty, Ma_\infty, T_\infty, p_\infty$; x, y, z 分别表示流向、法向、展向坐标,其对应的速度分别为 u, v, w ; ρ, T, p 分别表示流体的密度、温度、压力;对于任意变量,Reynolds平均和质量加权平均采用“—”和“ $\langle \rangle$ ”表征。

计算软件采用高精度有限差分求解器OpenCFD-SC^[12-15]。该软件之前已对压缩拐角、入射激波构型等激波/湍流边界层干扰问题进行过大量计算,其计算结果的正确性得到了验证。对流项采用混合格式离散,基于压力梯度的识别器对流场的光滑度进行识别,光滑区、低梯度区、高梯度区分别采用7阶线性迎风格式、7阶加权本质无振荡(Weighted Essentially

Non-Oscillatory, WENO) 格式、5阶 WENO 格式。黏性项采用 8 阶中心差分格式。时间推进采用 3 阶 Runge-Kutta 格式。

计算模型如图 1 所示,坐标系原点位于拐角处。 δ 为流向参考位置 $x=-100$ mm 的边界层厚度,且有 $x/\delta=-11.5$ ($\delta=8.69$ mm)。计算域入口法向高度为 $H=6.3\delta$,展向宽度为 $W=2.8\delta$ 。来流马赫数 $Ma_\infty=6.0$ 、温度 $T_\infty=110$ K,雷诺数为 $20\,000\text{ mm}^{-1}$ 。在参考位置 $x=-11.5\delta$ 处的动量雷诺数为 6 600,其对应的基于壁面摩擦速度 U_τ 和运动黏性系数 ν_w 的雷诺数为 $Re_\tau=U_\tau\delta/\nu_w=448$ 。下边界采用等温无滑移壁面,壁面温度为 $T_w=5.6T_\infty$;展向使用周期性边界条件;上边界采用无反射边界条件。层流到湍流的转换通过在 $-74.8<x/\delta<-71.3$ 范围内壁面添加法向吹吸扰动触发。

计算域在流向、法向、展向的网格节点数分别为 6 100、440、430,总网格量约为 11.5 亿。图 2 给出了 x - y 平面的网格分布,其中流向和法向网格分别间隔 40、20 个网格点显示。在拐角附近,流向网格尺度为

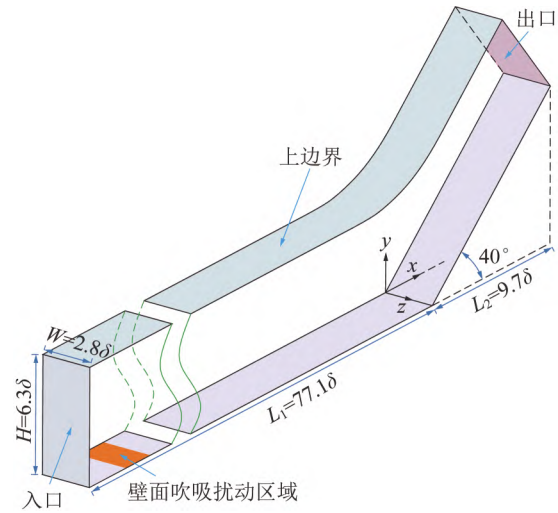


图 1 计算模型

Fig. 1 Sketch of the computational model

$\Delta x^+=3.6$ 。法向网格沿壁面方向采用指数拉伸并应用壁面正交技术,第一层网格无量纲尺寸为 0.36。展向网格均匀分布,尺度为 $\Delta z^+=2.9$,达到了直接数值模拟的要求。计算设置的准确性以及网格/计算域的无关性验证详见文献[16]。

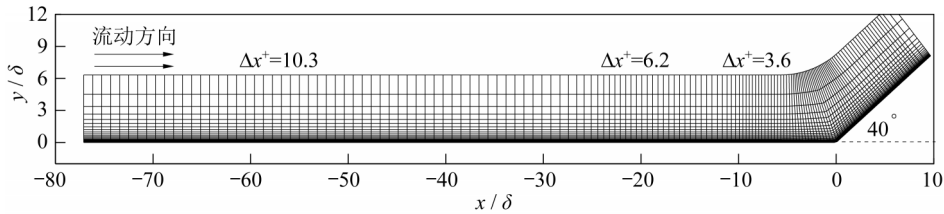


图 2 x - y 平面的网格分布

Fig. 2 Mesh distribution in the x - y plane

2 结果与讨论

本节基于 DNS 的精细流场数据对压缩拐角构型的瞬时流场和时均流场进行分析,着重关注干扰区流动结构、激波形态、流动分离、壁面摩擦阻/压力、湍动能分布等。平均流场通过对瞬时流场进行时间-展向平均得到。

2.1 瞬时流场结构

图 3 展示了压缩拐角激波与高超声速湍流边界层干扰的瞬时温度场。计算域入口处层流流场在壁面吹吸扰动的作用下发生转换,随后向下游逐步发展为湍流边界层。流动进入干扰区 ($x/\delta > -9.0$) 后,近壁温度显著增大。从图 3 中可以清晰观察到分离激波和主激波的形态。图 3 中拐角附近绿色实线为流向速度

为零的瞬态等值线,可以看出在强逆压梯度作用下,干扰区边界层内出现了大面积流动分离。

高低速条带结构是壁湍流中的典型拟序结构,其形成与破碎过程对湍流脉动的生成起了关键作用。图 4 给出了距壁面法向距离 $y^+=5.0$ 处的瞬时流向速度分布。可以看到在干扰区上游的湍流边界层流场中存在着明显的高低速条带结构。当流动进入角部分离区内,条带结构在激波和三维分离泡^[17]的作用下发生了破裂,流向条带受到破坏并消失,流动呈现强烈的三维特征。进一步观察干扰区内的速度沿流向的变化,发现速度呈现高低变化,这种特征可以看作是展向涡结构在近壁的足迹^[18]。

为了更好地显示干扰区流动结构,图 5 给出了角区附近 x - y 截面的瞬时纹影图。流场变量 $D_s=$

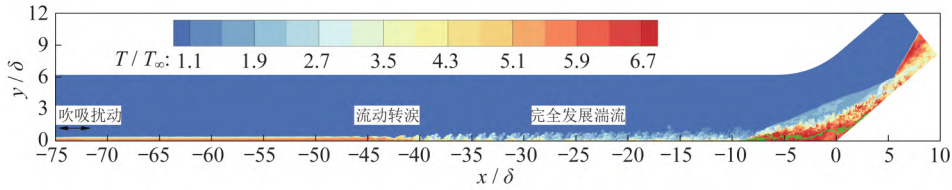


图 3 x-y 截面瞬时温度的等值云图

Fig. 3 Contour of the instantaneous temperature field in a x-y section

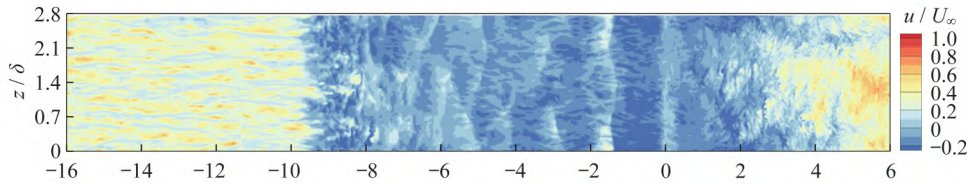


图 4 近壁 x-z 截面 (y+=5.0) 瞬时流向速度分布云图

Fig. 4 Contours of instantaneous streamwise velocity in a near-wall x-z section with y+=5.0

$0.8 \exp[-10(\psi - \psi_{\min}) / (\psi_{\max} - \psi_{\min})]$, 其中 ψ 为密度梯度^[2]。通过这种变换方式,可以更好地观察到流场中小密度梯度的流动结构。由于本文中的拐角角度较大,产生强激波边界层干扰,使得从图 5 中可以清晰地看到流动进入干扰区后,在分离前缘产生一道分离激波,且在其下方可以观察到分离剪切层。流动经过主激波后,流动存在弱压缩波以及小激波串结构,流动结构更加密集且更为复杂。

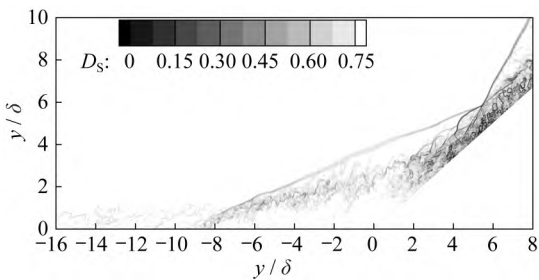


图 5 x-y 截面瞬时纹影

Fig. 5 Contours of the instantaneous numerical schlieren in a x-y section

2.2 时均流场分析

图 6 显示了 x-y 平面中的平均流向速度和流线分布。可以看到,拐角内出现了流动分离和再附现象,分离泡表现为封闭的再循环流动。图 6 中绿色实线为流向速度为零的等值线(下同),其起点和终点分别对应流动分离点和再附点。在强激波干扰作用下,分离长度超过 10 个边界层厚度,最大分离高度超过 1 个边界层厚度,并产生大范围的亚声速区域(粉色虚线为

声速线)。

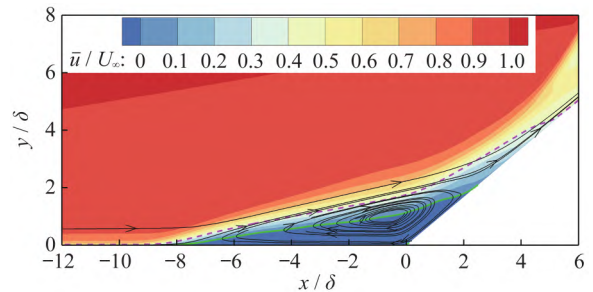


图 6 时均流向速度 \bar{u} 云图和流线分布

Fig. 6 Contour of the mean streamwise velocity \bar{u} and in-plane streamlines

时均壁面摩擦阻力系数 C_f 的流向分布如图 7 所示。在参考位置 $x = -11.5\delta$ 处, C_f 约为 1.1×10^{-3} 。随着流动进入干扰区, C_f 逐渐下降直至在 x_s 处降为 0, 此点定义为流动分离点,且有 $x_s/\delta = -8.4$ 。 x_r 为流动再附点,其对应的 C_f 为 0,且有 $x_r/\delta = 2.5$ 。分离长度 L_s 定义为流动分离点和再附点的流向距离,即 $L_s = x_r - x_s = 10.9\delta$ 。随着流动向下游发展, C_f 逐渐增加并在 $x/\delta = 7.0$ 处达到最大值 9.8×10^{-3} , 其是参考位置摩擦系数的 8.9 倍。

在上游湍流边界层处,采用来流压力无量纲化的壁面压力约为 1.0,如图 8 所示。随着流动进入干扰区,壁面压力逐渐增加,并形成了明显的压力平台区域 ($-5 < x/\delta < 0.5$)。这是强激波边界层干扰大分离流动的典型特征。之后压力快速增加,在 $x/\delta = 5.8$ 附近达到最大值,约为来流压力的 36 倍,是波后无黏理论解的 1.2 倍。紧接着压力开始降低,表明流场存在

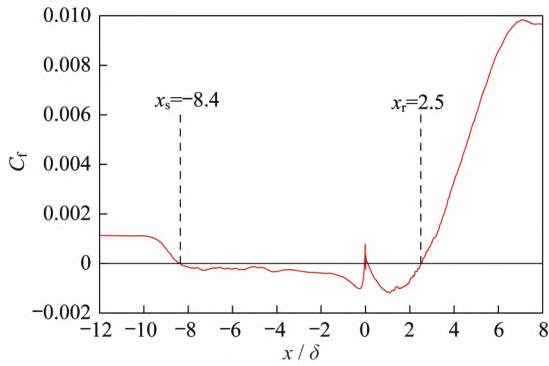


图 7 时均壁面摩擦阻力系数 C_f 的流向分布

Fig. 7 Streamwise distribution of the mean skin friction coefficient C_f

膨胀扇结构。图 8 同时给出了无量纲化的壁面压力脉动均方根的流向分布。在上游湍流边界层处,无量纲的压力脉动约为 0.084;随着流动进入干扰区内,压力脉动逐渐增加,且与壁面压力类似,同样形成了平台区域;之后压力脉动快速增加,在 $x/\delta=4.9$ 处达到峰值 10.44,约为边界层的 124 倍;紧接着压力脉动快速降低。

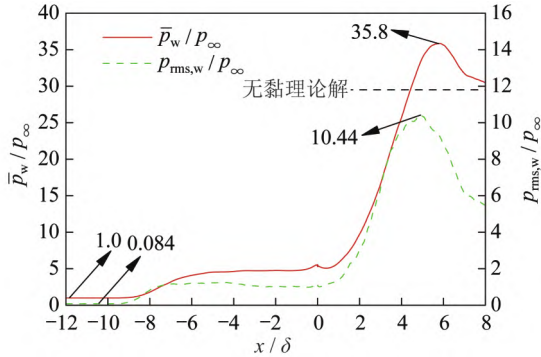


图 8 时均壁面压力 \bar{p}_w 及其脉动均方根 $p_{rms,w}$ 的流向分布

Fig. 8 Streamwise distribution of the mean wall pressure \bar{p}_w and its root mean square $p_{rms,w}$

2.3 湍动能分布

图 9 给出了压缩拐角附近 x - y 平面中的湍动能分布。随着流动进入干扰区,湍动能强度显著增加,并形成了 3 个最大极值点,分别位于分离剪切层起始位置、流动再附点附近以及主激波根部附近。在分离剪切层下面的近壁区域,湍动能强度较弱,这是由于大面积流动分离使得当地区域的速度及其剪切强度较弱,进而导致速度脉动强度降低。在分离剪切层尚未建立之前,湍动能的增强主要是因为流向速度减小及

其脉动增强^[8,16]。流速降低是激波诱导的逆压梯度引起的,而脉动增强的一个主要来源是激波的非定常运动,特别是低频振荡。沿着分离剪切层,湍动能强度大幅增加,分离剪切层及其诱导产生的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性是湍动能强度增加的主要因素^[19-20]。此外,沿分离剪切层向下游流动,剪切层强度逐渐减小^[16],致使湍动能峰值强度减弱,并呈现局部峰值。剪切强度在流动再附点附近,分离剪切层诱导涡结构的脱落以及分离泡膨胀/收缩引起的速度脉动是导致湍动能强度局部峰值的额外因素。在分离激波附近,同样形成了局部峰值,尽管其强度远低于沿分离剪切层的强度。这种现象在相对较弱的激波/边界层干扰中很少看到,主要原因包括:分离激波强度较弱甚至不存在明显的分离激波;分离激波的影响淹没在分离剪切层中。另一个现象是在主激波附近湍动能强度较大,表明在干扰区的影响下主激波是有脉动的。

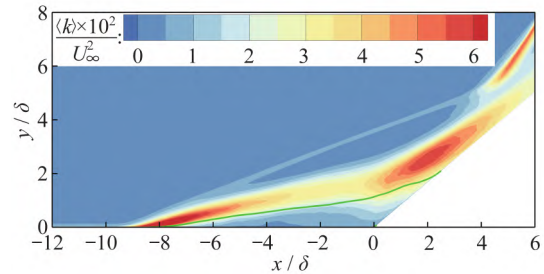


图 9 湍动能 $\langle k \rangle$ 云图

Fig. 9 Contour of the turbulent kinetic energy $\langle k \rangle$

图 10 给出了干扰区内无量纲化的湍动能剖面的法向分布。在分离初始位置[图 10(a)],湍动能强度快速增加,在 $x/\delta=-8$ 处达到最大值 0.077,是上游湍流边界层峰值的 6.4 倍。随着流动向下游发展,湍动能峰值逐渐下降,但高强度区域面积大幅增加,这可以通过对比 $x/\delta=-8$ 和 $x/\delta=-7$ 处的剖面分布看出。在分离剪切层的主要区域[图 10(b)],湍动能高强度区域面积进一步增加,在 $x/\delta=0$ 处发展至 $y/\delta=3$ 。另一个值得注意的现象是湍动能剖面出现了第 2 个局部峰值,通过对比图 9 可以看出该峰值是由分离激波诱导产生的。当流动分离再附之后[图 10(c)],干扰区形成的湍动能峰值强度逐渐降低,与此同时由激波产生的峰值强度逐渐增加,并逐渐超过了前者。

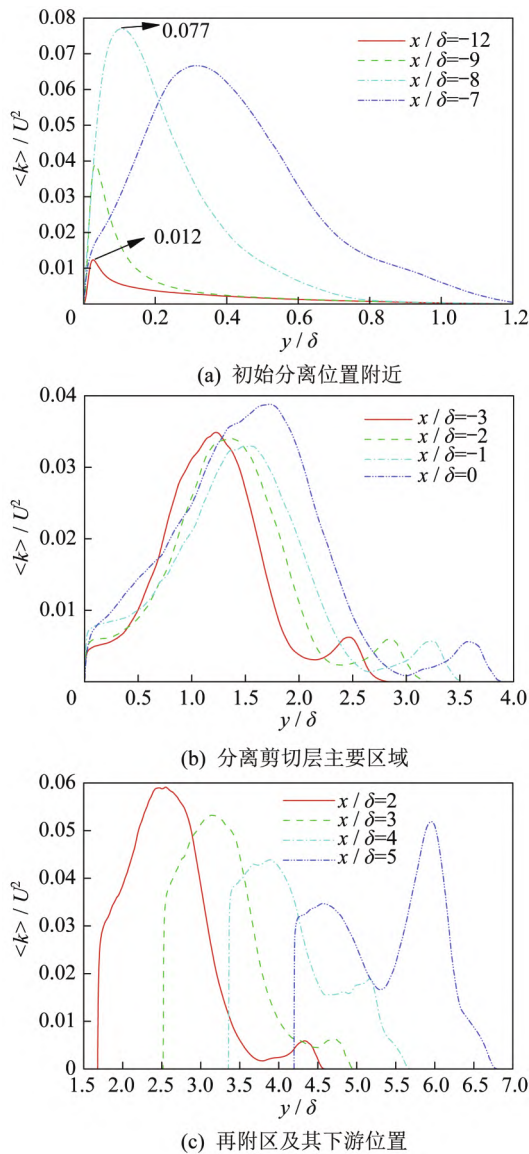


图 10 湍动能剖面法向分布

Fig. 10 Profiles of the turbulent kinetic energy

3 结束语

本文采用直接数值模拟方法研究了高超声速压缩拐角激波/湍流边界层干扰问题。在上游湍流边界层的近壁流场中存在着高低速条带结构;当流动进入干扰区后,流向条带消失,并形成具有三维特征的流动结构。在干扰区可以清晰观察到分离激波和主激波的形态,且经过主激波后,流动中存在弱压缩波、小激波串以及膨胀扇结构。在强逆压梯度作用下,干扰区发生大面积流动分离,分离长度为 10.9δ ,高度超过 1.0δ 。流动再附后,壁面摩擦阻、压力及其脉动峰值分别是上游湍流边界层的8.9、36、124倍。此外,壁面压力及其脉动呈现较长的平台区。干扰区内湍动能强度

显著增加,其峰值是来流湍流边界层的6.4倍,且高强度区域面积显著扩大,并呈现多个局部峰值区域。在分离剪切层初始阶段,分离剪切层及其诱导产生的Kelvin-Helmholtz不稳定性是湍动能强度增加的主要因素。另一方面,沿分离剪切层向下游流动,剪切层强度逐渐减小,致使湍动能峰值强度减弱,并呈现局部峰值。在分离激波和主激波附近,湍动能局部峰值产生的主要因素是压力变化引起的速度变化以及分离激波和主激波的运动。流动再附点附近,分离剪切层诱导涡结构的脱落以及分离泡膨胀/收缩引起的速度脉动是湍动能强度局部峰值的额外因素。

参 考 文 献

[1] ADAMS N A. Direct simulation of the turbulent boundary layer along a compression ramp at $M = 3$ and $Re\theta = 1685$ [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2000, 420: 47-83.

[2] WU M W, MARTÍN M P. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp[J]. AIAA Journal, 2007, 45(4): 879-889.

[3] WU M W, MARTÍN M P. Analysis of shock motion in shockwave and turbulent boundary layer interaction using direct numerical simulation data [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2008, 594: 71-83.

[4] ZHU X K, YU C P, TONG F L, et al. Numerical study on wall temperature effects on shock wave/turbulent boundary-layer interaction[J]. AIAA Journal, 2017, 55(1): 131-140.

[5] TONG F L, YU C P, TANG Z G, et al. Numerical studies of shock wave interactions with a supersonic turbulent boundary layer in compression corner: turning angle effects [J]. Computers & Fluids, 2017, 149: 56-69.

[6] TONG F L, DUAN J Y, LI X L. Shock wave and turbulent boundary layer interaction in a double compression ramp [J]. Computers & Fluids, 2021, 229: 105087.

[7] SUN D, GUO Q L, LI C, et al. Direct numerical simulation of effects of a micro-ramp on a hypersonic shock wave/boundary layer interaction[J]. Physics of Fluids, 2019, 31(12): 126101.

[8] FANG J, ZHELTOVODOV A A, YAO Y F, et al. On the turbulence amplification in shock-wave/turbulent boundary layer interaction[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2020, 897: A32.

[9] 童福林, 李欣, 于长平, 等. 高超声速激波湍流边界层干扰直接数值模拟研究[J]. 力学学报, 2018, 50(2): 197-208.

[10] PRIEBE S, MARTÍN M P. Turbulence in a hypersonic compression ramp flow[J]. Physical Review Fluids, 2021, 6(3): 034601.

[11] ZHANG J, GUO T B, DANG G L, et al. Direct numerical simulation of shock wave/turbulent boundary layer interaction in

- a swept compression ramp at Mach 6 [J]. *Physics of Fluids*, 2022, 34(11): 116110.
- [12] GUO T B, FANG J, ZHANG J, et al. Direct numerical simulation of shock-wave/boundary layer interaction controlled with convergent-divergent riblets [J]. *Physics of Fluids*, 2022, 34(8): 086101.
- [13] DANG G L, LIU S W, GUO T B, et al. Direct numerical simulation of compressible turbulence accelerated by graphics processing unit: an open-source high accuracy accelerated computational fluid dynamic software [J]. *Physics of Fluids*, 2022, 34(12): 126106.
- [14] DANG G L, LIU S W, GUO T B, et al. Direct numerical simulation of compressible turbulence accelerated by graphics processing unit: an open-access database of high-resolution direct numerical simulation [J]. *AIP Advances*, 2022, 12(12): 126106.
- [15] TONG F L, DUAN J Y, LI X L. Characteristics of reattached boundary layer in shock wave and turbulent boundary layer interaction [J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2022, 35(6): 172-185.
- [16] GUO T B, ZHANG J, TONG F L, et al. Amplification of turbulent kinetic energy and temperature fluctuation in a hypersonic turbulent boundary layer over a compression ramp [J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35(4): 046118.
- [17] 童福林,董思卫,段俊亦,等. 激波/湍流边界层干扰分离泡直接数值模拟 [J]. *航空学报*, 2022, 43(7): 137-151.
- [18] PIROZZOLI S, GRASSO F. Direct numerical simulation of impinging shock wave/turbulent boundary layer interaction at $M=2.25$ [J]. *Physics of Fluids*, 2006, 18(6): 065113.
- [19] DUPONT P, PIPONNIAU S, DUSSAUGE J. P. Compressible mixing layer in shock-induced separation [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 863: 620-643.
- [20] HELM C M, MARTÍN M P, WILLIAMS O J H. Characterization of the shear layer in separated shock/turbulent boundary layer interactions [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2021, 912: A7.

(上接第7页)

- [26] DARABSEH A, FRERIS N M. A software-defined architecture for control of IoT cyberphysical systems [J]. *Cluster Computing*, 2019, 22(4): 1107-1122.
- [27] 盛春玲,王震,吴凯峰. 航空电子软件组件化开发与管理技术研究 and 实现 [J]. *航空电子技术*, 2022, 53(4): 44-51.
- [28] 覃杨森,董云卫. 基于模态的嵌入式软件动态重构技术研究 [J]. *计算机科学*, 2012, 39(2): 175-178.
- [29] 宗均然. NfV编排系统的设计与实现 [D]. 北京:北京邮电大学, 2019.
- [30] 刘大勇,刘佳,张婵. 美国标准-6导弹的升级之路 [J]. *飞航导弹*, 2016(8): 3-7.
- [31] 任森,刘晶晶,文琳. 2021年国外空空导弹发展动态研究 [J]. *航空兵器*, 2022, 29(4): 33-41.
- [32] 陈海建. 先进防空导弹关键技术分析及发展启示 [J]. *现代防御技术*, 2020, 48(4): 60-66.
- [33] 胡宇翔,李子勇,胡宗魁,等. 基于流量工程的软件定义网络控制资源优化机制 [J]. *电子与信息学报*, 2020, 42(3): 661-668.
- [34] 刘扬,李泽亚,龚龙庆,等. 时间敏感网络研究现状及发展趋势 [J]. *微电子学与计算机*, 2022, 39(6): 1-11.
- [35] 孙雷,乔庐峰,陈庆华,等. 基于IEEE 802.1AS的TSN时间同步系统设计 [J]. *电声技术*, 2021, 45(5): 59-65.
- [36] 戴冕,程光,周余阳. 软件定义网络的测量方法研究 [J]. *软件学报*, 2019, 30(6): 1853-1874.
- [37] 丛培壮,田野,龚向阳,等. 时间敏感网络的关键协议及应用场景综述 [J]. *电信科学*, 2019, 35(10): 31-42.
- [38] GAO F, CHEN W S, LI Z W, et al. Neural network-based distributed cooperative learning control for multiagent systems via event-triggered communication [J]. *IEEE Transactions on Neural Networks and Learning Systems*, 2020, 31(2): 407-419.
- [39] 刘帅,张喜民,郭鹏. TTE通信技术在混合安全关键系统的应用 [J]. *航空计算技术*, 2013, 43(2): 120-122.
- [40] 邢卓异,朱舜杰,黄晓峰,等. 软件定义航天器系统架构设计 [J]. *航天器工程*, 2021, 30(5): 1-8.