

高超声速激波湍流边界层干扰直接数值模拟研究¹⁾

童福林^{*,2)} 李欣^{†,**} 于长平[†] 李新亮^{†,**}

^{*}(中国空气动力研究与发展中心计算空气动力研究所, 四川绵阳 621000)

[†](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)

^{**}(中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049)

摘要 高超声速激波与湍流边界层干扰会导致飞行器表面出现局部热流峰值, 严重影响飞行器气动性能和飞行安全. 针对高马赫数激波干扰问题, 以往数值研究多采用雷诺平均方法, 而在直接数值模拟方面的工作较为少见. 开展高超声速激波与湍流边界层干扰的直接数值模拟研究, 有助于进一步提升对其复杂流动机理认识和理解, 同时也将为现有湍流模型和亚格子应力模型的改进提供理论依据. 采用直接数值模拟方法对来流马赫数 6.0, 34° 压缩拐角内激波与湍流边界层的干扰问题进行了研究. 基于雷诺应力各向异性张量, 分析了高超声速湍流边界层在压缩拐角内的演化特性. 通过对湍动能输运方程的逐项分析, 系统地研究了可压缩效应对湍动能及其输运的影响机制. 采用动态模态分解方法, 探讨了干扰流场的非定常运动历程. 研究结果表明, 随着湍流边界层往下游发展, 近壁湍流的雷诺应力状态由两组元轴对称状态逐渐演化为两组元状态, 外层区域则由轴对称膨胀趋近于各向同性. 干扰流场内存在强内在压缩性效应(声效应), 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. 高超声速下压缩拐角内的非定常运动仍存在以分离泡膨胀/收缩为特征的低频振荡特性, 其物理机制与分离泡剪切层密切相关.

关键词 高超声速, 激波湍流边界层干扰, 直接数值模拟, 湍动能, 低频振荡

中图分类号: V211.3, O241.3 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-17-239

DIRECT NUMERICAL SIMULATION OF HYPERSONIC SHOCK WAVE AND TURBULENT BOUNDARY LAYER INTERACTIONS¹⁾

Tong Fulin^{*,2)} Li Xin^{†,**} Yu Changping[†] Li Xinliang^{†,**}

^{*}(Computational Aerodynamics Institute of China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, Sichuan, China)

[†](Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

^{**}(School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract The peak of local thermal load might be severe due to the interactions of hypersonic shock wave and turbulent boundary layer. It has significant effect on the aerodynamic performance and flight safety of vehicle. Most previous studies on the interaction in hypersonic condition were based on the Reynolds-averaged methods, the corresponding direct numerical simulation is relatively scarce. The direct numerical analysis of hypersonic shock wave and turbulent boundary layer interaction are helpful to the understanding of the relevant mechanisms and the improvement of existing turbulent modes and sub-grid stress models. Numerical analysis of hypersonic shock wave and turbulent boundary layer interactions in a 34° compression ramp are carried out by means of direct numerical simulation for a free-stream Mach number $M_\infty =$

2017-06-29 收稿, 2018-01-23 录用, 2018-01-24 网络版发表.

1) 国家自然科学基金 (91441103, 11372330) 和国家重点研发计划 (2016YFA0401200) 资助项目.

2) 童福林, 助理研究员, 主要研究方向: 可压缩湍流直接数值模拟. E-mail: 515363491@qq.com

引用格式: 童福林, 李欣, 于长平, 李新亮, 高超声速激波湍流边界层干扰直接数值模拟研究, 力学学报, 2018, 50(2): 197-208

Tong Fulin, Li Xin, Yu Changping, Li Xinliang. Direct numerical simulation of hypersonic shock wave and turbulent boundary layer interactions. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2018, 50(2): 197-208

6.0. Based on the Reynolds stress anisotropy tensor, the evolution of turbulent boundary layer along the compression ramp is analyzed. The compressibility effects on turbulent kinetic energy and its transport mechanism are studied through item by item analysis of transport equation. Using dynamic mode decomposition method, the characteristic of unsteadiness in the interaction region is investigated. It is found that along the flow developing downstream, the turbulent state in the near wall region is gradually turned into two-component turbulence from two-component axisymmetric state. The turbulence in outer region approaches the isotropic state from axisymmetric expansion. The results exhibit that there exist significant compressibility effects in the interaction region. The pressure-dilation correlation in turbulent kinetic energy budgets is enhanced significantly. However, it has little effect on the dilatational dissipation. The low-frequency oscillation in hypersonic compression ramp is characterized by the breathing motion of separation bubble. According to the spatial structure of low frequency dynamic modes, the unsteadiness is strongly associated with the separated shear layer.

Key words hypersonic, shock wave and turbulent boundary layer interactions, direct numerical simulation, turbulent kinetic energy, low-frequency oscillation

引 言

激波与湍流边界层的干扰会导致飞行器局部流场内出现大尺度非定常流动分离和再附现象、强压力脉动以及局部干扰峰值热流,严重影响飞行器的气动性能.在高超声速情况下,拐角内复杂干扰现象引起的表面局部峰值热流可达无干扰情况下的数十倍,这会给高速飞行器的飞行安全带来极大的威胁和隐患.目前,该问题仍是现代高速飞行器气动设计中不可或缺的基础研究内容^[1-2],具有十分重要的工程应用背景.

自 20 世纪 80 年代以来,国内外大量学者就对激波与湍流边界层干扰问题进行了广泛的数值模拟研究^[3-4].早期工作,主要以雷诺平均方法为主.研究表明^[5],现有的湍流模型均不能完全准确模拟出干扰流场的典型特征,特别是在流场内出现大范围流动分离情况时,采用不同的湍流模型计算会得到不同的结果.近些年,随着计算速度的提高和高精度低耗散数值格式的飞速发展^[6-7],激波与湍流边界层干扰的大涡模拟 (large eddy simulation, LES) 和直接数值模拟 (direct numerical simulation, DNS) 研究取得了巨大的进步^[8-10].

由于直接数值模拟方法不引入任何的湍流模型或亚格子应力模型,通过直接求解 NS 方程得到了干扰流场的全部时空信息,一些在风洞实验中难以测量的湍流脉动信息可以通过 DNS 数据库直接获得.因此,目前 DNS 已成为研究激波干扰问题复杂流动机理的重要研究手段. Adam^[9] 首次采用直接数值模拟方法研究了压缩拐角激波与湍流边界层干扰问题.

结果表明,压缩性对干扰区下游湍流结构的影响较大,激波运动频率与上游湍流边界层中的猝发频率较为接近. Wu 和 Martin^[11] 对 $M_\infty = 2.9$, $Re_\theta = 2300$ 的 24° 压缩拐角激波与湍流边界层的相互作用进行了直接数值模拟,研究成果进一步证实了上游湍流边界层中超级结构的存在. 随后, Wu 和 Martin^[12] 基于 DNS 数据库重点研究了激波的非定常运动现象,发现激波运动在流向上以低频大尺度振荡运动为主,而在展向上则以高频小尺度的褶皱为主. 其相关性分析结果还表明,运动激波的低频振荡与下游分离泡膨胀和收缩运动密切相关,展向小尺度的褶皱主要是由来游湍流边界层的展向非均匀性而引起. Priebe 等^[13] 着重探讨了激波运动的低频振荡现象. 低通滤波后的 DNS 瞬时流场结果表明,激波的低频运动来源于下游分离泡内不稳定机制,低通滤波后分离泡的舒张和收缩运动导致了上游分离激波的低频振荡. 最近, Helm 等^[14] 在此基础上细致探讨了干扰区分离泡剪切层内涡结构的时空尺度. 与此同时,国内部分学者也逐渐开展了激波湍流边界层干扰的直接数值模拟工作,例如中国科学院力学研究所的李新亮等^[15] 采用高精度的差分格式研究了压缩拐角内激波的低频振荡运动以及干扰区内的湍动能输运机制. 研究发现,激波的低频振荡与上游的拟序结构无关,同时拐角内湍动能的生成主要集中在分离泡上方的剪切层,湍流的耗散则以近壁为主. 北京航空航天大学方剑等^[16] 也在激波湍流边界层干扰的雷诺数效应方面开展了相关 DNS 研究.

总体来看,以往的直接数值模拟研究主要是在超声速来流情况下开展的,而针对高超声速情况下

激波与湍流边界层干扰的直接数值模拟工作相对较少. 高马赫数下激波与湍流的干扰将产生很强的内在压缩性效应 (intrinsic compressible effects), 又称为声效应, 指与湍流脉动有关的压缩性效应, 这对湍流场的不同尺度物理量都具有显著影响. 深入开展高马赫数激波与边界层干扰问题的流动机理研究将有助于进一步提升对该问题的认识和理解.

本文采用直接数值模拟方法对马赫数 6 下的 34° 压缩拐角问题进行直接数值模拟. 系统地研究可压缩效应对雷诺应力各向异性张量和湍动能及其输运机制的影响规律, 探讨高马赫数下分离激动的非定常运动特性及其成因.

1 计算设置

1.1 数值方法

控制方程采用曲线坐标系下的三维无量纲可压缩 NS 方程组

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

其中, F_c, G_c 和 H_c 为无黏通量, F_v, G_v 和 H_v 为黏性通量, 各变量具体表达式见文献 [17]. 无黏项的离散采用七阶 WENO 格式和 Steger-Warming 矢通量分裂方法. 对于黏性项, 采用八阶中心差分格式进行计算. 时间推进采用三阶 TVD 型 Runge-Kutta 方法. 为了保证计算的稳定性, 采用滤波技术对瞬态流场进行局部滤波.

计算软件为高精度差分求解器 Openfd-SC. 该软件已在激波/边界层干扰 [18]、湍流模型评估和改进 [19] 中得到广泛应用和确认.

1.2 计算模型及边界条件

计算模型为平板/压缩拐角构型. 坐标系原点位于拐角角点, 上游平板长度为 680 mm, 拐角长度为 80 mm, 压缩拐角为 34° . 来流马赫数 $M_\infty = 6$, 来流雷诺数为 10 mm^{-1} . 来流静温为 79 K, 壁面温度取为 294 K.

计算域的法向高度 $L_y = 100 \text{ mm}$, 展向宽度 $L_z = 48 \text{ mm}$. 计算网格点数为: 2900(流向) \times 160(法向) \times 480(展向). 图 1 给出了计算网格的示意图, 其中流向和法向网格均间隔 5 个网格点显示. 如图所示, 流向网格在拐角 $-80 \text{ mm} < x < 60 \text{ mm}$ 的区域内均匀密集分布, 法向网格往壁面方向进行了指数加密, 展向网格均匀分布. 以 $x = -50 \text{ mm}$ 处的壁面量为度量, 网格尺度 $\Delta x^+ \times \Delta y_w^+ \times \Delta z^+ = 4.5 \times 0.45 \times 4.5$.

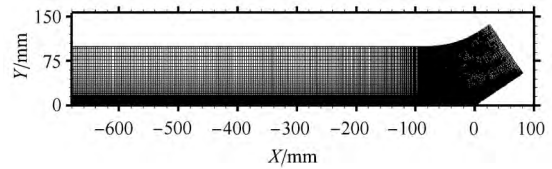


图 1 计算网格示意图

Fig. 1 Schematic of computational grid

为了便于比较, 在计算域内选取 4 个典型特征点, 具体流向位置如表 1 所示. 其中, E1 位于上游平板湍流边界层, E2 和 E3 位于拐角干扰区内, E4 则位于干扰区下游的再附边界层内.

表 1 典型特征点流向位置

Table 1 Selected streamwise positions

| Symbol | Streamwise position/mm | Comment |
|--------|------------------------|----------------------|
| E1 | -50 | reference point |
| E2 | -30 | mean-flow separation |
| E3 | 0 | separation bubble |
| E4 | 55 | reattachment region |

准确生成高超声速湍流边界层是开展高马赫数激波湍流边界层干扰问题研究的先决条件. 与以往采用的回收调节方法和人工合成方法不同, 这里采用吹吸扰动法生成拐角入口处的非定常湍流边界层, 尽管计算量相对较大, 但能获得更真实可靠的湍流. 首先取相同来流条件下的层流解作为计算域入口边界, 同时在上游平板 $-630 \text{ mm} < x < -600 \text{ mm}$ 区域内通过添加壁面吹吸扰动, 促使计算域入口处层流发生转捩, 最终在拐角入口处获得充分发展的湍流边界层. 吹吸扰动函数具体形式参见文献 [20]. 表 2 给出了计算得到的 E1 处湍流边界层参数, 其中 δ, δ^* 和 θ 分别对应为边界层厚度、位移厚度以及动量厚度, H 为形状因子. 需要说明的是, 下文中 δ 均取为特征点 E1 处的结果.

表 2 特征点 E1 处湍流边界层参数

Table 2 Boundary layer parameters at E1

| δ/mm | δ^*/mm | θ/mm | H |
|--------------------|----------------------|--------------------|------|
| 13.2 | 5.1 | 0.56 | 2.58 |

图 2 分别给出了特征点 E1 处湍流边界层内速度的平均剖面 and 脉动强度. 可以看到, 计算得到的流向速度剖面存在明显的线性区, 过渡区和对数区. 在

黏性底层 ($y^+ < 10$) 的区域内符合线性分布规律; 在对数律区域 ($40 < y^+ < 100$) 内符合对数分布规律; 两者之间为过渡区. 同时, 由于采用半局部摩擦速度无量纲化, 计算得到流向、法向及展向速度脉动强度与不可压缩平板湍流边界层 [21-22] 的结果符合较好. 图 2 也显示出了近壁区 3 个方向脉动强度具有很强的各向异性.

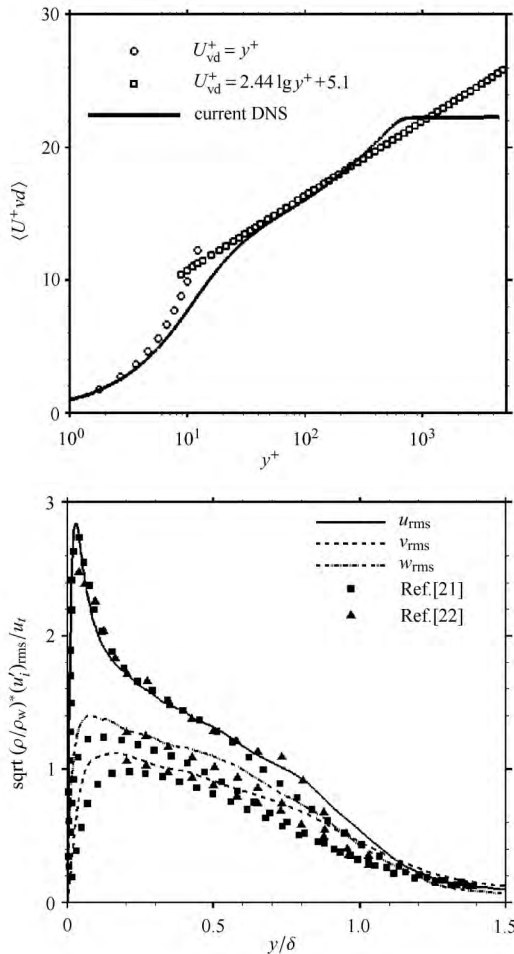


图 2 平均速度剖面 and 脉动强度

Fig. 2 Profiles of mean velocity and root-mean square

出口及上边界均采用无反射边界条件, 物面边界为无滑移条件和等温壁, 展向为周期性条件.

在湍流的直接数值模拟中, 一般通过考察脉动速度的展向关联函数来验证展向计算域合理性. 图 3 给出了拐角角点处的关联函数. 在展向距离 r_z 大于半个计算域展向宽度时 (本文展向计算域约为 3.6δ), 可以看到, 3 个方向上脉动速度的关联函数均稳定衰减到零附近. 这表明计算中选取的展向计算域足够大, 展向周期性边界条件是合理的, 能够有效地模拟拐角角部区域中的大尺度涡结构.

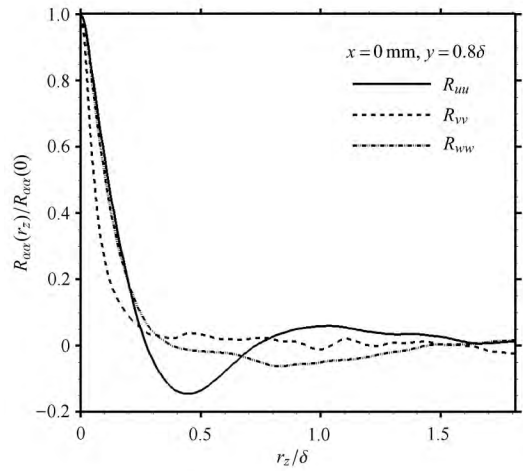


图 3 展向相关函数分布

Fig. 3 Distribution of two-point correlations in the spanwise direction

2 平均及瞬态结果

在计算达到统计平衡态后, 对场数据样本进行统计平均. 如无特别说明, 论文中采用的平均为时间推进方向以及展向的时-空平均.

图 4 分别给出压缩拐角内物面压力和摩阻系数的分布. 可以看到, 拐角内物面压力首先急剧升高, 这是由于分离激波造成的, 随后出现了一个压力平台, 紧接着由于再附激波的存在, 压力再次急剧升高, 最终物面压力趋近于无黏理论解. 压力平台的出现, 表明角部区域内出了分离区. 同时, 从物面摩阻系数分布来看, 分离起始在 $x = -2.31\delta$ 附近, 再附点位于 $x = 0.88\delta$, 分离区尺度约为 3.2δ .

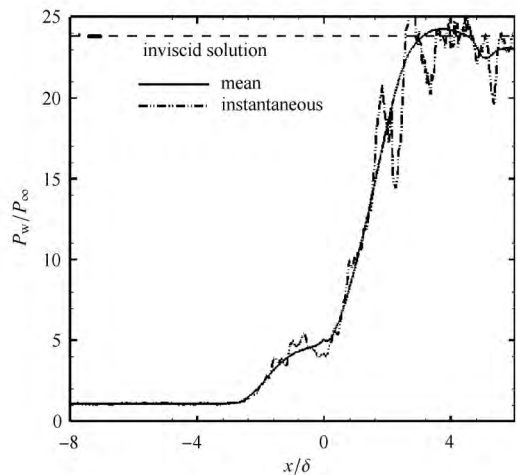


图 4 物面压力及摩阻系数分布

Fig. 4 Distribution of wall pressure and skin-friction coefficient

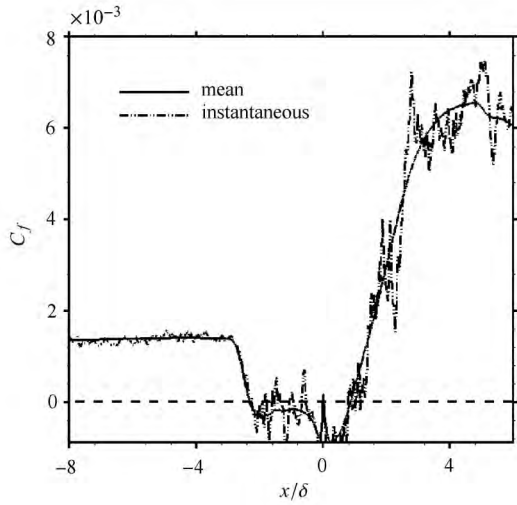


图 4 物面压力及摩擦系数分布 (续)

Fig. 4 Distribution of wall pressure and skin-friction coefficient (continued)

图 5 给出了 x - z 平面内的瞬时流向速度分布. 如图所示, 在上游无干扰区内, 湍流边界层内存在高低速条带结构, 这是壁湍流的典型特征. 在拐角部分分离区内, 条带结构被破坏并消失, 但在下游再附区, 可以清楚看到, 该结构又重新得到恢复. 本文计算结果与以往的超声速压缩拐角研究一致.

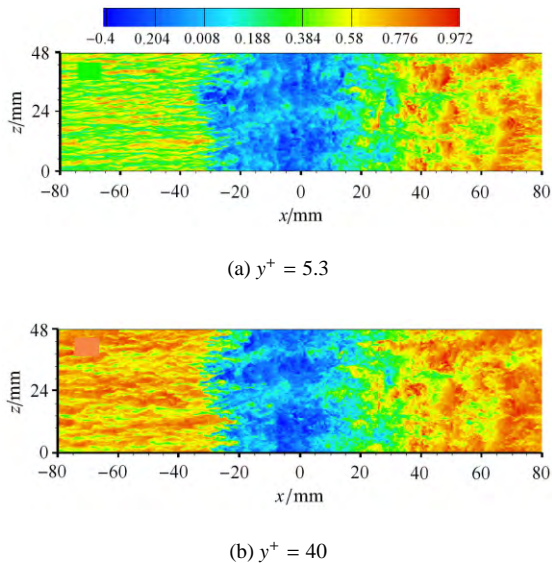


图 5 瞬态流向速度

Fig. 5 Iso-contours of instantaneous streamwise velocity

为了考察高超声速情况下压缩拐角内拟序涡结构的演化规律, 图 6 给出了采用 Q 判据 [23] 识别出的拐角内三维涡结构及展向中截面内压力梯度, 图中涡结构采用物面法向距离进行了染色. Li 等 [24] 的研

究表明, 在高马赫数情况下湍流边界层内完整的发卡涡结构并不明显, 拟序涡以准流向涡为主. 如图所示, 在干扰区上游 $-50 \text{ mm} < x < -25 \text{ mm}$ 的区域内, 流场内出现了大量非对称茎状或者藤条状 (cane-like) 涡结构, 这与以往的研究结论是一致的. 在压缩拐角干扰区内, 可以看到, 穿过激波后, 涡结构更加密集和且结构更为复杂, 说明该处湍流强度明显增强. 此外, 在分离区以及再附区远离壁面的区域还出现了大量随机排列的大尺度发卡涡及涡串结构, 这表明湍流边界层在逐步恢复到平衡状态.

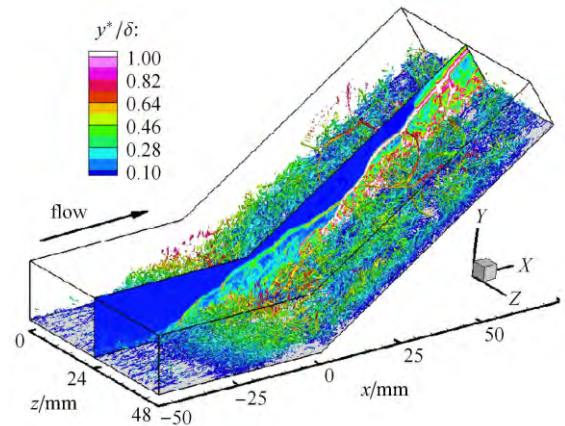


图 6 瞬态拟序涡结构 (采用物面法向距离进行渲染)

Fig. 6 Iso-surface of instantaneous coherent vortex structure colored by the wall-normal distance

3 雷诺应力各向异性张量

研究表明 [25], 激波干扰对湍流边界层雷诺应力张量各分量的影响差别明显. 雷诺应力的各向异性张量定义如下 [26]

$$b_{ij} = \frac{\overline{\rho u'_i u'_j}}{2\rho k} - \frac{1}{3} \delta_{ij}$$

其第二和第三不变量依次为

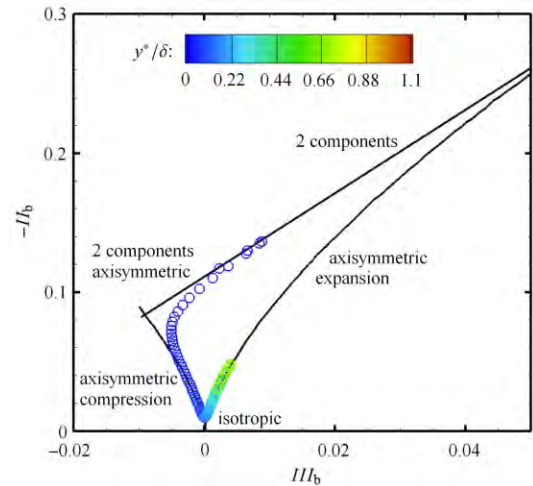
$$II_b = b_{ij} b_{ji}, \quad III_b = b_{ij} b_{jk} b_{ki}$$

压缩拐角内不同流向位置的雷诺应力各向异性张量的变化如图 7 所示, 该变量反映了湍流状态在激波边界层干扰流动中的变化规律.

图 7(a) 给出了拐角上游无干扰区平板湍流边界层内的结果. 可以看到, 在近壁区, 由于壁面的阻塞效应, 湍流状态以两组元湍流 (two-component turbulence) [26] 为主, 各向异性的极值出现在线性底层 $y^+ = 5.5$ 处, 而在边界层外缘 $y^* = 1.1\delta$ 湍流状态则

趋近于各向同性状态 (isotropic), 这与超声速湍流边界层内雷诺应力各向异性张量的典型分布规律吻合.

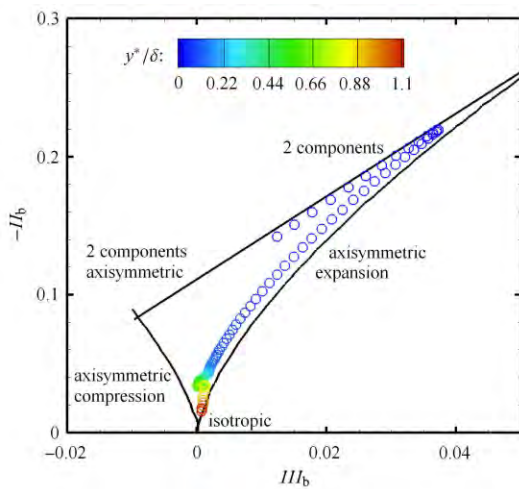
如图 7(b) 和图 7 (c) 所示, 拐角分离区和下游再附区内雷诺应力各向异性张量的分布规律差异明显. 从图 7(b) 中可以清楚看到, 在近壁区, 随着靠近壁面, 雷诺应力逐渐由轴对称压缩状态趋近于两组元轴对称状态. 与此同时, 在边界层的内层区域, 相较于上游平板湍流边界层, 此时湍流的各向异性减弱, 流动沿轴对称压缩 (axisymmetric compression) 状态逐渐演化为各向同性状态; 而在边界层的外层区域, 湍流表征为轴对称膨胀 (axisymmetric expansion). 图 7(c) 给出了下游再附区 E4 的结果, 该位置位于干扰区下游湍流边界层的恢复区. 可以看到, 此时内外层的湍流状态与图 7(b) 的结果完全不同. 相较于分离区, 再附区内近壁区湍流的各向异性显著增强, 流动状态恢复到以两组元湍流为主, 同时外层区域



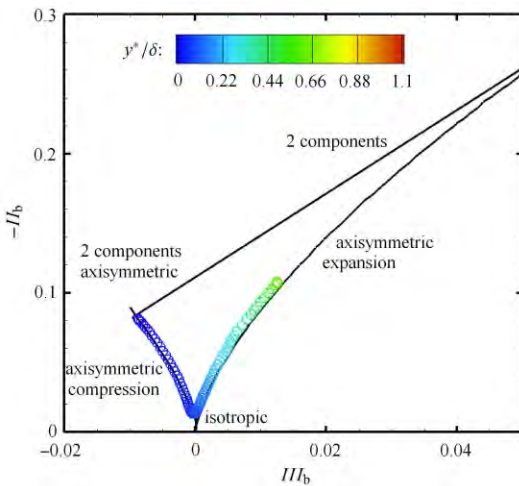
(c) E4

图 7 雷诺应力各向异性张量

Fig. 7 Anisotropy invariant maps of the Reynolds stress tensor



(a) E1



(b) E3

的流动呈现往各向同性湍流逼近的趋势.

上述结果表明, 再附区湍流边界层尚处于恢复过程中, 与上游充分发展湍流边界层分布规律相比, 此时流动仍未恢复到平衡状态.

4 湍动能及其输运方程

图 8 给出了平均湍动能沿流向的变化情况. 平均湍动能在上游平板边界层的近壁区内存在极值, 约为 0.01. 在拐角干扰区内, 由于激波干扰的增强作用, 湍动能的峰值显著增强, 如图所示, E3 处峰值约为上游无干扰区的 5 倍. 同时, 峰值点的法向位置出现在 $y^* = 0.5\delta$ 的位置, 这主要是由于拐角干扰区内存在大尺度流动分离, 分离区剪切层的强速度梯度造成的. 另外, 在下游再附区边界层内, 可以看到, 此时湍动能的量值及峰值位置与上游平板结果较为接近.

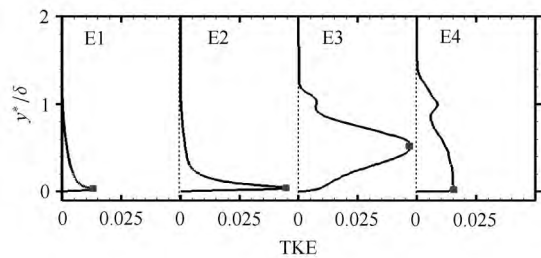


图 8 湍动能分布

Fig. 8 Distribution of turbulent kinetic energy

图 9 为湍流马赫数的变化规律. 以往研究^[9]中常采用该变量表征可压缩效应的强度. 当湍流马赫数 M_t 接近于 1 时, 表明流场中可压缩效应较强, 湍流场中存在与声速度脉动量级相当的强脉动, 即在压缩性效应或声效应. 从图 9 中的结果来看, 峰值湍流马赫数在上游平板边界层内约为 0.5, 随后在干扰区内急剧增长到 0.9 附近, 这表明此时干扰区内存在以内在压缩性为主的强压缩效应. 另外, 从图 8 和图 9 的定性比较来看, 两者的流向变化规律存在一定的相似性.

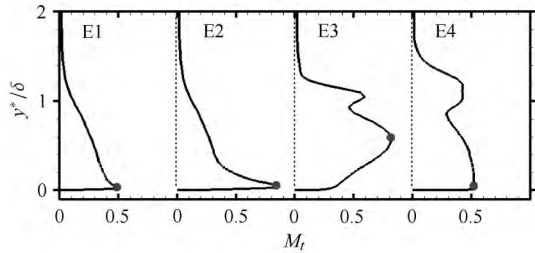


图 9 湍流马赫数分布

Fig. 9 Distribution of turbulent Mach number

为了进一步讨论湍动能的生成、耗散及输运机制, 我们还对可压缩湍动能的输运方程进行了定量分析. 可压缩湍动能的输运方程如下^[27]

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) = C + P + T + S + V - D + K + M$$

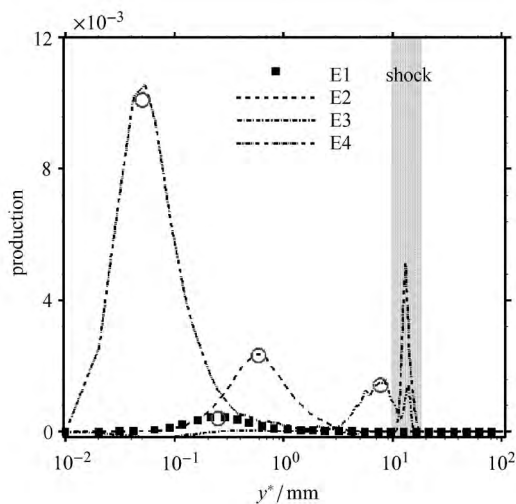
相关研究表明, 在激波与湍流边界层作用问题

中, 湍动能输运方程中的湍流生成项 P 、湍流输运项 T 、黏性耗散项 D 以及黏性扩散项 V 是影响干扰区内湍动能输运过程的重要物理量, 其具体表达式

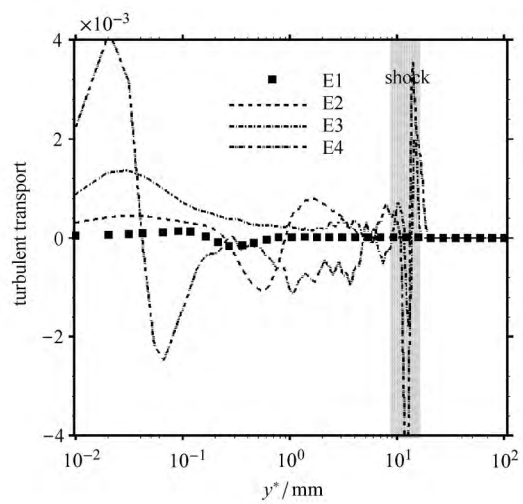
$$\begin{cases} P = -\overline{\rho u_i'' u_j''} \partial \bar{u}_i / \partial x_j \\ T = -\partial(\overline{\rho u_i'' u_j''} / 2 + \overline{p' u_j''}) / \partial x_j \\ V = \partial \overline{\sigma_{ij}' u_i''} / \partial x_j \\ D = \overline{\sigma_{ij}' \partial u_i'' / \partial x_j} \end{cases}$$

图 10(a) 给出了湍动能生成项 P 的分布, 图中红色圆圈代表不同流向位置处的生成项峰值. 可以看到, 在上游无干扰区 E1 处生成项的值较小, 峰值位置出现在 0.1 mm~1 mm 的近壁区内, 对应于图 9 中的湍动能低值. 而在干扰区 E2 和 E3 处, 由于分离区剪切层的强速度梯度, 此时生成项峰值急剧增大, 而且峰值位置逐渐远离壁面, 对应为剪切层的法向位置. 在下游再附区, 生成项峰值约为上游无干扰区的 21 倍, 同时法向位置也更为靠近物面 (< 0.1 mm), 这主要是由于下游再附边界层厚度变薄的缘故. 另外, 在 E3 和 E4 远离壁面的位置, 由于激波区内的强剪切, 流场内还出现了生成项的次峰值.

湍流输运项 T 的分布如图 10(b) 所示, 该项包含了脉动速度及脉动密度的四阶相关项和压力做功项. 前者表征了脉动运动引起的湍流扩散, 压力做功项则由平均场中压力所做的功、压力输运项和压力-膨胀项三部分构成. 显然, 输运项在上游无干扰边界



(a) 湍动能生成项
(a) Production



(b) 湍流输运项
(b) Turbulent transport

图 10 湍动能输运

Fig. 10 Transport of turbulent kinetic energy

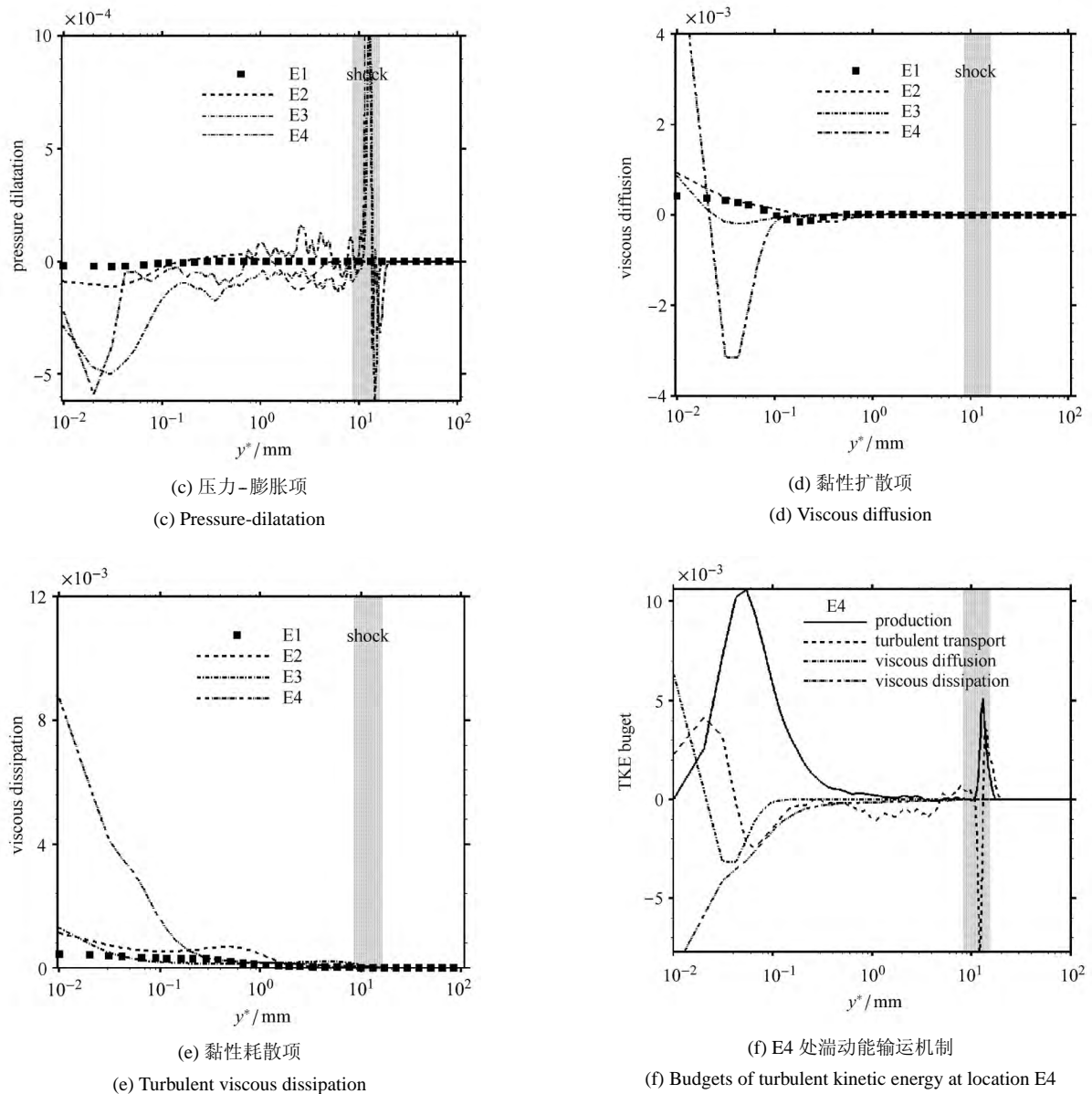


图 10 湍动能输运 (续)

Fig. 10 Transport of turbulent kinetic energy (continued)

层内量值较小.但在 E2~E4 处,近壁区以及激波区域的湍流输运显著增强.此外,从与 E1 处结果的比较来看,下游边界层内的湍流输运有往壁面逐步增强的趋势.可以看到, E4 处输运项的峰值约为 0.004,峰值位置出现在 0.01~0.1 mm 的范围内,而 E1 处的峰值约为 0.0002,位于 0.1~1.0 mm.为了进一步研究可压缩效应对湍动能的影响机制,图 10(c) 还给出了压力-膨胀项的分布,该项为脉动压力在脉动膨胀上所做的功,表征由于内在压缩性效应(即声效应)对湍动能的耗散,是反应内在压缩性效应的一项.该项在 E1 处接近于 0,这表明上游无干扰湍流

边界层内的可压缩效应较弱.在 E4 处,该项在近壁区($y^* = 0.01$ mm)和激波区($y^* = 10$ mm)分别出现了局部峰值.近壁区的压力-膨胀项峰值主要是由于再附边界层内的强脉动密度造成的,而激波区峰值与非定常运动激波密切相关.从图中可以看出,与上游的 E1 及 E2 区相比,分离区(E3)以及再附区(E4)的压力-膨胀项明显增强,显示了分离区及再附区具有很强的内在压缩性效应.

上述研究进一步表明,高超声速下激波与湍流边界层干扰流场中的内在压缩性效应较强.

图 10(d) 和图 10(e) 分别给出了黏性扩散项和黏

性耗散项的分布. 可以看到, 这两项的作用主要体现在边界层内 $y^* < 0.1 \text{ mm}$ 的区域内. 如图所示, 分离区内的黏性扩散及耗散较上游无干扰区内的差别较小, 而在下游再附边界层内, 其量值急剧增大, 黏性扩散项和耗散项分别约为上游的 10 倍和 20 倍.

综上所述, 随着流动往下游发展, 湍流边界层内湍动能生成项和湍流输运项均急剧增大. 与此同时, 近壁区的黏性扩散和耗散也急剧增大. 图 10(f) 给出的下游再附边界层内湍动能的运输机制, 此时流场中的产生的强湍动能由湍流输运项输运到边界层内, 同时在黏性扩散项和黏性耗散项的共同作用下将其在近壁区耗散掉, 这与以往超声速激波湍流边界层干扰中的湍动能运输机制是一致的 [15].

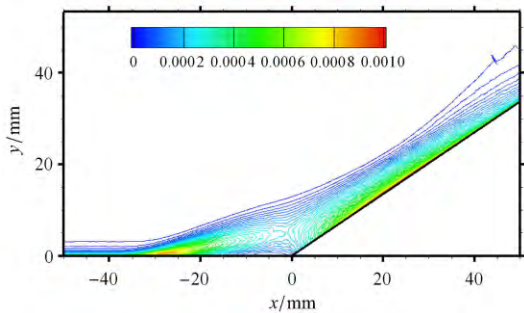
进一步研究可压缩效应对湍流耗散率的影响. 湍流耗散率可以分解为两部分

$$D = \overline{\sigma'_{ij} \partial u'_i / \partial x_j} = D_s + D_d$$

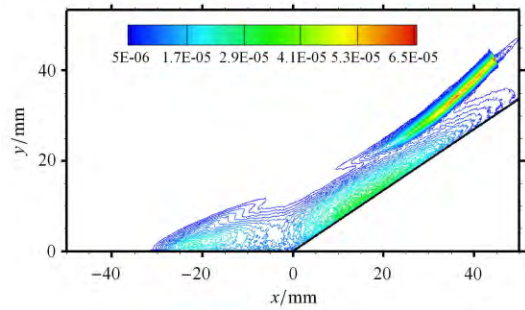
其中 D_s 为螺旋耗散项, D_d 为膨胀-耗散项, 具体表达式如下

$$\begin{cases} D_s = \overline{\bar{\mu} \left(\frac{\partial u''_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u''_j}{\partial x_i} \right)^2} \\ D_d = \frac{4}{3} \overline{\bar{\mu} \left(\frac{\partial u''_i}{\partial x_i} \right)^2} + 2 \overline{\bar{\mu} \left(\frac{\partial u''_i u''_j}{\partial x_i \partial x_j} - 2 \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{\frac{\partial u''_j}{\partial x_i}} \right)} \end{cases}$$

图 11 分别给出了螺旋耗散项和膨胀-耗散项的分布. 可以看到, 螺旋耗散项峰值区域分布在边界层的近壁区, 尤其是在剪切层角部区域以及下游再附区. 从量值大小来看, 螺旋耗散项较为接近湍流耗散率 (见图 10(e)). 由于膨胀-耗散项反映的是可压缩效应, 如图所示, 其峰值主要出现在激波附近, 边界层内也有较强的分布. 从整体来看, 其量值与螺旋耗散项相比存在量级上的差别. 该研究结果表明, 在高超声速压缩拐角流动中, 湍流耗散率仍是以螺旋耗散



(a) 螺旋耗散项
(a) Solenoidal part



(b) 膨胀-耗散项
(b) Dilatational part

图 11 湍流黏性耗散率分解

Fig. 11 Turbulent viscous dissipation decomposition

为主导, 膨胀-耗散项的作用可以忽略不计.

可压缩效应将导致脉动速度的散度不为零. 研究表明, 其对湍动能增长率的影响主要是通过压力-膨胀项和膨胀-耗散项体现. 图 12 给出了压力膨胀项和膨胀-耗散项的比较情况. 如图 12 所示, 在上游无干扰边界层内, 两者的量值均较小, 尽管来流马赫数为 6, 但是边界层内的湍流马赫数峰值约为 0.5, 内在压缩性较弱, 因而两者的作用可以忽略不计. 但是在 E4 处, 在强激波的干扰下, 压力膨胀项和膨胀耗散项的变化趋势则差异明显. 可以看到, 较上游无干扰区边界层, 压力膨胀项变化剧烈, 尤其是在靠近壁面以及激波区, 而膨胀-耗散项的变化则要小得多, 约为上游的 3 倍. 需要说明的是, 膨胀耗散项在激波干扰的作用下有一定的增强, 但是量值与螺旋耗散项相比, 但其在湍流耗散率中所占的比例仍较

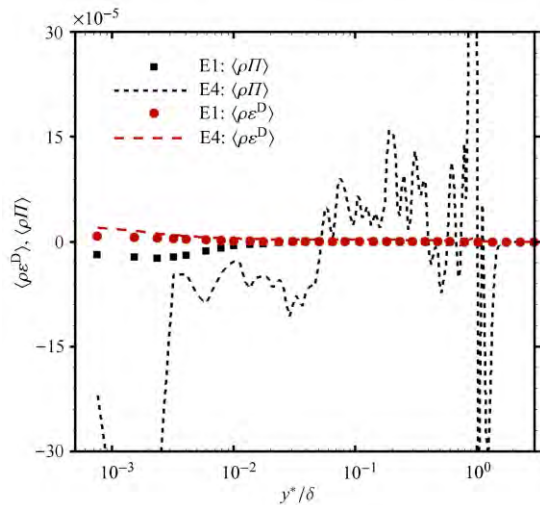


图 12 压力-膨胀项与膨胀-耗散项的比较

Fig. 12 Comparison of pressure-dilatation and dilatational dissipation

小. 因此, 在本文的高超声速激波湍流边界层干扰问题中, 可压缩效应对湍动能运输的影响主要通过压力-膨胀项来体现.

5 非定常运动特征

对于激波与湍流边界层干扰问题, 分离激波的低频振荡特性及其成因一直以来都是学术界的研究热点和难点^[28]. 目前, 对运动激波的低频振荡机制仍然存在着截然不同的物理解释. 研究高超声速下运动激波的振荡特性, 将有助于进一步加深理解激波非定常运动的相关机理.

如图 13 所示, 给出了典型特征点上物面脉动压力的功率谱密度. 这里选取了上游无干扰区 E1 和平均分离点 E2 两处的结果进行比较. 可以看到, 与超声速湍流边界层的特征频率 $O(\delta/U_\infty)$ 相比, 高超声速湍流边界层物面压力脉动的能量峰值有往高频区偏移的趋势, 但是峰值频率仍集中在高频段 ($1\sim 10$) U_∞/δ 的范围内, 而低频区主频较高频区小了约两个量级. 从平均分离点的结果可以清楚看到, 此时低频区 ($f\delta/U_\infty < 0.1$) 的能量急剧增大, 而高频能量基本维持不变. 该现象与之前的超声速压缩拐角功率谱分析结果是一致的, 这表明在高超声速激波与湍流边界层相互作用问题中, 分离激波运动仍存在低频振荡特性.

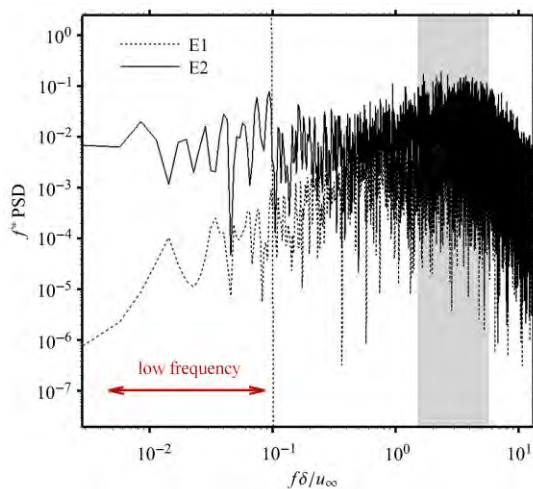


图 13 物面压力脉动功率谱密度

Fig. 13 Power spectral density of wall pressure fluctuations

为了更好地揭示高马赫数下激波的运动特性, 采用动态模态分解方法^[29-30]进一步对拐角内的瞬态流场的动力学模态进行分析. 模态分析主要针对展向平均瞬态流向速度场进行操作. 模态分析的压

缩拐角流场范围为: 流向 $-50\text{ mm} < x < 50\text{ mm}$, 物面法向 $0\text{ mm} < y < 30\text{ mm}$. 瞬态流场的时间取样间隔为 $1.5\delta/U_\infty$, 样本总数为 220.

图 14 给出了各模态特征频率与模态能量的对应关系. 研究发现, 低频模态的能量较高, 这与图 13 中的功率谱分析是相吻合的. 另外, 为了考察低频模态的动力学性质, 还选取了 4 个典型模态 (如图 14 中模态 1~4 所示) 重构了压缩拐角内的瞬时流向速度场.

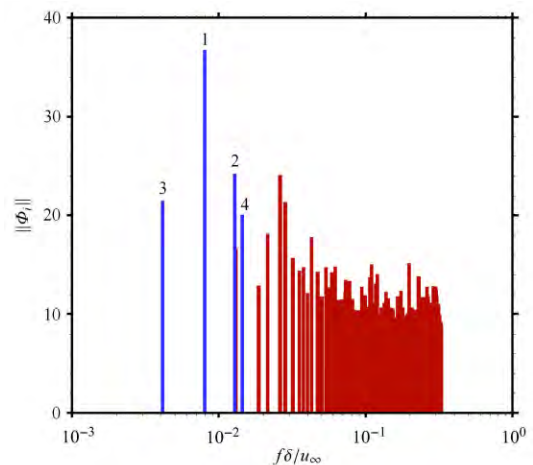


图 14 模态能量与特征频率的关系

Fig. 14 Relationships between mode energy and frequencies

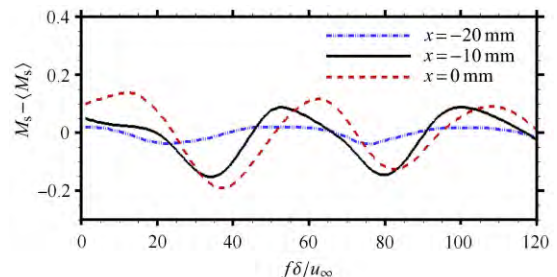


图 15 不同流向位置处 M_s 随时间变化情况

Fig. 15 Time series of the variable M_s at various streamwise location

图 15 给出了低频模态运动学机制的定量化描述. 这里采用如下定义的变量 M_s

$$M_s(x) = \int_0^\infty U^{\text{re}}(x, y, t) dy$$

$$U^{\text{re}}(x, y, t) = \begin{cases} 0, & u^{\text{re}} > 0 \\ -u^{\text{re}}, & u^{\text{re}} \leq 0 \end{cases}$$

式中 u^{re} 为基于低频模态重构出的瞬时流向速度. 该变量可以直观地反映特征频率下拐角内分离泡的非定常运动过程.

如图所示, 分离区内流动存在典型的周期性, 运动周期约为 $50\delta/U_\infty$, 对应的特征频率为 $0.02U_\infty/\delta$. 图 16 依次给出了低阶重构的瞬时流场. 为了便于比较, 图中还分别给出了平均流速线和拐角内的流线, 其中拐角内蓝色区域代表分离泡的大小. 从分离区尺度来看, 分离泡经历了一个膨胀-收缩的过程. 结果表明, 高超声速压缩拐角流动的低频模态动力学性质与拐角内分离泡的膨胀/收缩运动密切相关.

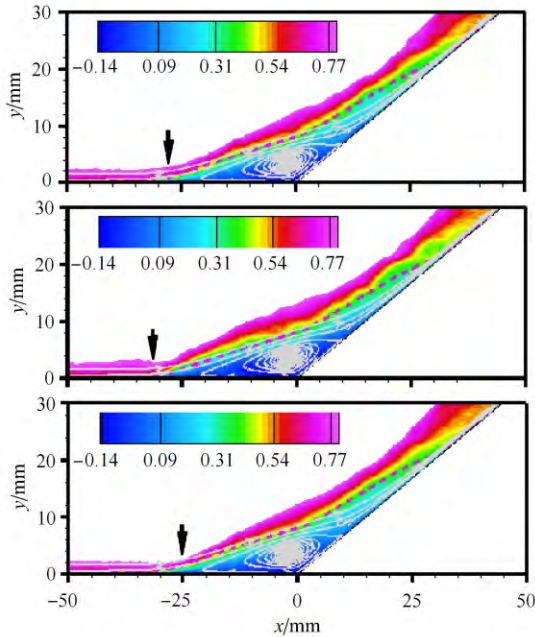


图 16 基于低频模态 1~4 重构的瞬时流场

Fig. 16 Reconstruction of the flow field based on the low frequency modes 1~4

考察低频模态的特征结构将有助于揭示低频振荡的物理机制. 为此, 分析研究了低频模态 1~4 的空间结构. 上述 4 个低频模态的空间结构较为类似, 图 17 给出了其中 mode 1 的结果. 如图所示, 低频模态特征结构主要集中在分离泡上方剪切层的根部附近, 此外分离泡内也有较强的结构能量.

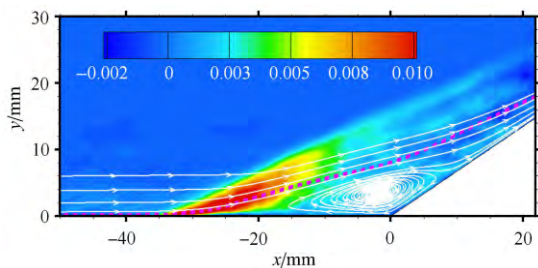


图 17 低频模态 1 的实部

Fig. 17 The real part of low frequency mode 1

这表明低频振荡与下游分离区剪切层密切相关. 而在干扰区的上游区域, 模态结构量值非常小, 基本可以忽略, 这表明上游流动结构在激波低频振荡问题中并不起主导作用. 本文的研究成果也进一步支持了低频振荡的下游机制.

6 结论

本文采用直接数值模拟方法对来流马赫数 6.0, 34° 压缩拐角内激波与湍流边界层干扰问题进行了数值研究. 通过分析雷诺应力各向异性张量, 研究了高马赫数激波干扰下湍流边界层的演化历程. 探讨了可压缩效应对湍动能及其输运机制的影响规律. 采用动态模态分解方法对高超声速激波/湍流边界层干扰问题进行了动力学模态分析. 通过研究, 得到以下结论:

(1) 随着湍流边界层往拐角下游发展, 近壁区流动由两组元轴对称湍流状态逐渐演化为两组元湍流状态, 外层区域则由轴对称膨胀趋近于各向同性. 结果表明, 再附区下游湍流边界层仍未恢复到平衡状态.

(2) 高超声速拐角干扰区内强湍动能的输运过程与超声速干扰情况下的输运机制较为类似. 此外, 干扰区存在以内压缩性为主的强压缩效应. 可压缩效应对湍动能输运过程的影响主要体现在压力-膨胀项, 其对膨胀-耗散项的影响相对较小.

(3) 高超声速情况下分离激波的非定常运动仍存在低频振荡特性, 其低频模态表征为分离泡的膨胀-收缩运动. 研究表明, 低频振荡的物理机制与下游分离区剪切层密切相关.

致谢 感谢国家超级计算广州中心, 国家超级计算天津中心提供计算机时.

参 考 文 献

- 1 Dolling DS. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: What next? *AIAA Journal*, 2001, 39(8): 1517-1530
- 2 Gaitonde DV. Progress in shock wave / boundary layer interactions. *Progress in Aerospace Sciences*, 2015, 72: 80-99
- 3 Edwards JR. Numerical simulations of shock/boundary layer interactions using time dependent modeling techniques: A survey of recent results. *Progress in Aerospace Sciences*, 2008, 44: 447-465
- 4 Knight DD. Assessment of CFD capability for prediction of hypersonic shock interactions. *Progress in Aerospace Sciences*, 2012, 48: 8-26
- 5 Dolling DS. High-speed turbulent separated flows: Consistency of mathematical models and flow physics. *AIAA Journal*, 1998, 36(5):

- 725-735
- 6 Pirozzoli S. Numerical methods for high-speed flows. *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, 2011, 43: 163-194
 - 7 李新亮, 傅德薰, 马延文. 8 阶群速度控制格式及其应用. *力学学报*, 2004, 36(1): 79-83 (Li Xinliang, Fu Dexin, Ma Yanwen. Optimized group velocity control scheme. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2004, 36(1): 79-83 (in Chinese))
 - 8 Loginov MS, Adams NA, Zheltovodov AA. Large-eddy simulation of shock wave turbulent boundary layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 565: 135-169
 - 9 Adams NA. Direct simulation of the turbulent boundary layer along a compression ramp at $M = 3$ and $Re_\theta = 1685$. *Journal of Fluid Mechanics*, 2000, 420: 47-83
 - 10 Pirozzoli S, Grasso F. Direct numerical simulation of impinging shock wave turbulent boundary layer interaction at $M = 2.25$. *Physics of Fluids*, 2006, 18: 065113
 - 11 Wu M, Martin MP. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp. *AIAA Journal*, 2007, 45(4): 879-889
 - 12 Wu M, Martin MP. Analysis of shock motion in shock wave and turbulent boundary layer interaction using direct numerical simulation data. *Journal of Fluid Mechanics*, 2008, 594: 71-83
 - 13 Priebe S, Wu M, Martin MP. Low-frequency unsteadiness in shock wave-turbulent boundary layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 699: 1-49
 - 14 Helm C, Martin MP, Dupont P. Characterization of the shear layer in a Mach 3 shock/turbulent boundary layer interaction. *AIAA paper*, 2014, 2014-0941
 - 15 Li XL, Fu DX, Ma YW. Direct numerical simulation of shock /turbulent boundary layer interaction in a supersonic compression ramp. *Science China: Physics, Mechanics & Astronomy*, 2010, 53(9): 1651-1658
 - 16 Fang J, Yao YF, Zheltovodov AA. Direct numerical simulation of supersonic turbulent flows around a tandem expansion-compression corner. *Physics of Fluids*, 2015, 27: 125104
 - 17 傅德薰, 马延文, 李新亮等. 可压缩湍流直接数值模拟. 北京: 科学出版社, 2010 (Fu Dexun, Ma Yanwen, Li Xinliang, et al. Direct Numerical Simulation of Compressible Turbulence. Beijing: Science Press, 2010 (in Chinese))
 - 18 童福林, 李新亮, 唐志共. 激波与转捩边界层干扰非定常特性数值分析. *力学学报*, 2017, 49(1): 93-104 (Tong Fulin, Li Xinliang, Tang Zhigong. Numerical analysis of unsteady motion in shock wave/transitional boundary layer interaction. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2017, 49(1): 93-104 (in Chinese))
 - 19 李新亮, 傅德薰, 马延文. 基于直接数值模拟的可压缩湍流模型评估和改, *力学学报*, 2012, 44(2): 222-229 (Li Xinliang, Fu Dexun, Ma Yanwen. Assessment of the compressible turbulence model by using the DNS data. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2012, 44(2): 222-229 (in Chinese))
 - 20 Pirozzoli S, Grasso F, Gatski TB. Direct numerical simulation and analysis of a spatially evolving supersonic turbulent boundary layer at $M = 2.25$. *Physics of Fluids*, 2004, 16: 530-545
 - 21 Wu X, Moin P. Direct numerical simulation of turbulence in a nominally zero-pressure-gradient flat-plate boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 630: 5-41
 - 22 Erm LP, Joubert J. Low Reynolds number turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 1991, 230: 1-44
 - 23 Jeong J, Hussain F. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 1995, 285: 69-94
 - 24 Li XL, Fu DX, Ma YW. Direct numerical simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary layer at $Ma = 6$. *Chinese Physics Letter*, 2006, 23(6): 1519-1522
 - 25 Grilli M, Hickel S, Adams NA. Large-eddy simulation of a supersonic turbulent boundary layer over a compression-expansion ramp. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2013, 42: 79-93
 - 26 Pirozzoli S, Bernardini M, Grasso F. Direct numerical simulation of transonic shock/boundary layer interaction under conditions of incipient separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 657: 361-393
 - 27 Pirozzoli S, Bernardini M. Direct numerical simulation database for impinging shock wave/turbulent boundary layer interaction. *AIAA Journal*, 2011, 49(6): 1307-1312
 - 28 Clemens NT, Narayanaswamy V. Low frequency unsteadiness of shock wave turbulent boundary layer interactions. *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, 2014, 46: 469-492
 - 29 Schmid PJ. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 656: 5-28
 - 30 Jovanovic MR, Schmid PJ, Nichols JW. Sparsity promoting dynamic mode decomposition. *Physics of Fluids*, 2014, 26(2): 024103