

激波/湍流边界层干扰压力脉动特性数值研究¹⁾童福林^{*,†,**,2)} 段俊亦^{†,††} 周桂宇^{**,3)} 李新亮^{†,††}^{*} (中国空气动力研究与发展中心空气动力学国家重点实验室, 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)^{††} (中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049)

摘要 激波/湍流边界层干扰问题广泛存在于高速飞行器内外流动中, 激波干扰会导致局部流场出现强压力脉动, 严重影响飞行器气动性能和飞行安全. 为了考察干扰区内脉动压力的统计特性, 对来流马赫数 2.25, 激波角 33.2° 的入射激波与平板湍流边界层相互作用问题进行了直接数值模拟研究. 在对计算结果进行细致验证的基础上, 分析比较了干扰区外层和物面脉动压力的典型统计特征, 如脉动强度、功率谱密度、两点相关和时空关联特性等, 着重探讨了两者的差异及其原因. 研究发现, 激波干扰对外层和物面压力脉动的影响差异显著. 分离区内脉动以低频特征为主, 随后再附区外层压力脉动的峰值频率往高频区偏移, 而物面压力脉动的低频能量仍相对较高. 两点相关结果表明, 外层和物面脉动压力的展向关联性均明显强于其流向, 前者积分尺度过激波急剧增长随后缓慢衰减, 而后者积分尺度整体上呈现逐步增大趋势. 此外, 时空关联分析结果指出, 脉动压力关联系数等值线仍符合经典的椭圆形分布, 干扰区下游压力脉动对流速度将减小, 外层对流速度仍明显高于物面.

关键词 激波/湍流边界层干扰, 压力脉动, 功率谱密度, 两点相关, 时空关联

中图分类号: V211.3, O241.3 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-21-094

STATISTICAL CHARACTERISTICS OF PRESSURE FLUCTUATION IN SHOCK WAVE AND TURBULENT BOUNDARY LAYER INTERACTION¹⁾

Tong Fulin^{*,†,**,2)} Duan Junyi^{†,††} Zhou Guiyu^{**,3)} Li Xinliang^{†,††}^{*} (State Key Laboratory of Aerodynamics, China Aerodynamics Research & Development Center, Mianyang 621000, Sichuan, China)[†] (State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)^{**} (Computational Aerodynamics Institute of China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, Sichuan, China)^{††} (School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract Shock wave and turbulent boundary layer interaction widely exists in the internal and external flow of high-speed aircraft. The aerodynamic performance and flight safety of aircraft are seriously affected by the strong pressure fluctuation in the interaction region. To investigate statistical characteristics of fluctuating pressure, the interaction between an incident shock of 33.2° and a spatially developed Mach 2.25 turbulent boundary layer is analyzed by means of direct numerical simulation (DNS). The numerical results have been carefully validated against with previous

2021-03-08 收稿, 2021-05-18 录用, 2021-05-18 网络版发表.

1) 国家自然科学基金 (11972356, 91852203) 和国家重点研发计划 (2019YFA0405300) 资助项目.

2) 童福林, 副研究员, 主要研究方向: 可压缩湍流高精度数值研究. E-mail: 515363491@qq.com

3) 周桂宇, 高级工程师, 主要研究方向: 复杂流动机理. E-mail: zhouguiyu29@163.com

引用格式: 童福林, 段俊亦, 周桂宇, 李新亮. 激波/湍流边界层干扰压力脉动特性数值研究. 力学学报, 2021, 53(7): 1829-1841

Tong Fulin, Duan Junyi, Zhou Guiyu, Li Xinliang. Statistical characteristics of pressure fluctuation in shock wave and turbulent boundary layer interaction. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2021, 53(7): 1829-1841

experiment and DNS at similar flow conditions in terms of mean velocity profile, turbulence intensity and wall pressure distribution. Statistics at the wall and in the outer layer, including fluctuation intensity, power spectral density, two-point correlation and space-time correlation, are quantitatively compared. The differences between them are analyzed in detail. It is found that the effect of the shock interaction on the wall-pressure fluctuation and the fluctuating pressure in the outer layer are utterly different. Based on the analysis of the power spectra density, the fluctuations in the separated region are both characterized by the low-frequency content, but in the reattachment region, the peak frequency of outer pressure fluctuations quickly shifts to higher frequency, with the low-frequency energy of wall-pressure fluctuation still being predominant. It is identified that the two-point correlations of pressure fluctuation at the wall and in the outer layer are both more elongated in the spanwise direction than that in the streamwise direction. The integral scale at the wall is generally increased, while the one in the outer layer increases sharply after passing the shock and then gradually decreases. The analysis of space-time correlation indicates that the iso-correlation contours are similar to the elliptical distribution and the convection velocity deduced by the correlation is dramatically decreased. Downstream of the interaction, the convection velocity in the outer layer is higher than that of wall-pressure fluctuation.

Key words shock wave / turbulent boundary layer interaction, pressure fluctuation, power spectra density, two-point correlation, space-time correlation

引言

激波与湍流边界层的相互作用问题广泛存在于各类高速飞行器中. 已有研究表明^[1-2], 在强激波作用下, 干扰区内压力脉动峰值急剧升高, 分离激波的非定常运动导致物面脉动压力低频能量的急剧增强, 这将使得飞行器结构出现振动疲劳问题, 进而严重影响飞行安全. 因此, 深入研究激波/湍流边界层干扰区内压力脉动特性对认识和理解激波与湍流边界层的相互作用机制非常重要.

自 20 世纪 70 年代以来, 国内外学者一直致力于对该问题的研究. 早期研究主要以风洞试验为主, 受限于实验测量技术, 风洞试验研究多局限于物面压力脉动信号, 并以此获得干扰区内典型流动结构的特征信息, 如分离激波非定常运动特性、湍流结构、速度场等. Settle 等^[3]研究了激波强度对压缩拐角物面压力脉动强度的影响规律. Ringuette 等^[4]研究表明, 低雷诺数下, 干扰区内物面压力脉动强度降低而间歇性增强. 在分离激波低频振荡方面, Erengil 等^[5]采用条件取样和变窗口系综平均技术分析了物面压力分布与分离激波非定常运动的相关性. 结果表明, 分离泡内的低频压力脉动与激波位置密切相关: 随着激波往下游移动, 分离泡内压力升高, 反之则降低. Dolling 等^[6]比较了不同构型诱导的激波/湍流边界层干扰区物面压力脉动特性, 研究发现, 分离激波的低频振荡机制主要来源于下游流场的局部或全局脉动, 其过零频率与上游湍流边界层的特征频

率无关. 此外, Selig 等^[7]基于物面压力与边界层质量通量的时空关联分析, 给出了干扰区内湍流结构的演化规律. Piponniau 等^[8]采用本征正交分解和线性随机估计方法, 通过实验测得的物面压力脉动信息对速度场进行了重构.

由于风洞试验能够得到的压力信息极为有限, 为此国内外学者针对干扰区内压力脉动特性也开展了大量的高精度数值模拟研究. 特别是近些年, 直接数值模拟方法 (direct numerical simulation, DNS) 已经在激波/湍流边界层干扰问题方面取得了长足进展, 其中 Pirozzoli 等^[9-11]的工作最具代表性. Pirozzoli 等^[9]分析比较了干扰区内物面压力脉动与剪切层压力脉动的差异, 并基于声共振机制成功解释了分离激波的非定常运动现象. Bernardini 等^[10]着重探讨了干扰区内物面压力脉动特性的演化规律, 如脉动强度、时空关联、对流速度和频谱等, 发现物面压力脉动对流速度明显降低而其展向尺度则显著增强. 随后, Volpiani 等^[11]进一步考察了壁面温度对物面压力脉动特性的影响规律. 与此同时, 国内童福林等针对物面压力脉动特性也开展了较为详细的直接数值模拟研究, 归纳了激波强度^[12]、壁面温度^[13]、膨胀效应^[14-15]等因素的影响规律.

尽管在激波/湍流边界层干扰区压力脉动特性研究方面, 国内外已开展了大量的风洞试验和数值研究工作, 但是这些研究大多关注物面压力脉动特性及其与分离激波非定常运动的相互关系方面, 而关于边界层内压力脉动在干扰区内演化机制的认识

仍然是很有限的. 实际上, Duan 等^[16]的研究结果表明, 边界层内压力脉动结构特征与物面压力脉动完全不同, 其特征频率沿流向将降低而特征尺度将急剧增大. 然而, 目前学术界对边界层内外层大尺度压力脉动结构与分离激波的相互作用机制仍然缺乏充分的认识, 亟待开展相关研究工作.

本文采用直接数值模拟方法研究 $M_\infty = 2.25$, $Re_\theta = 3567$ 来流下激波角 $\beta = 33.2^\circ$ 的入射激波/平板湍流边界层干扰区内压力脉动特性. 为了便于比较和验证结果, 计算参数的选取与 Dupont 等^[17]的实验和 Fang 等^[18]的 DNS 相近. 计算结果与前人的 DNS 结果及风洞实验数据进行了仔细验证, 着重探讨干扰区外层压力脉动与物面压力脉动演化机制的差异, 特别是激波干扰对脉动强度、功率谱、特征尺度及时空关联特性等的影响规律.

1 DNS 计算

控制方程为曲线坐标系 $(\tau, \zeta, \eta, \zeta)$ 下的三维可压缩无量纲 Navier-Stokes 方程组

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial \tau} + \frac{\partial(\tilde{F} - \tilde{F}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\tilde{G} - \tilde{G}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\tilde{H} - \tilde{H}_v)}{\partial \zeta} = \mathbf{0} \quad (1)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} \tilde{U} &= J^{-1}U \\ \tilde{F} &= J^{-1}[\xi_t U + \xi_x F + \xi_y G + \xi_z H] \\ \tilde{G} &= J^{-1}[\eta_t U + \eta_x F + \eta_y G + \eta_z H] \\ \tilde{H} &= J^{-1}[\zeta_t U + \zeta_x F + \zeta_y G + \zeta_z H] \\ \tilde{F}_v &= J^{-1}[\xi_x F_v + \xi_y G_v + \xi_z H_v] \\ \tilde{G}_v &= J^{-1}[\eta_x F_v + \eta_y G_v + \eta_z H_v] \\ \tilde{H}_v &= J^{-1}[\zeta_x F_v + \zeta_y G_v + \zeta_z H_v] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中 J^{-1} 为直角坐标系 (x, y, z) 变换为曲线坐标系 (ξ, η, ζ) 的 Jacobian 矩阵, U 为守恒变量, F, G 和 H 分别为 (x, y, z) 方向上对应的无黏通量, F_v, G_v 和 H_v 分别为 (x, y, z) 方向上对应的黏性通量, 具体表达式参见文献 [19]. 本文采用的解算器是高精度有限差分软件 OPENCDF-SC, 该求解器目前已在压缩拐角^[19-20]、膨胀角入射激波/湍流边界层干扰^[14-15, 21]等复杂流动问题中得到广泛应用和验证确认, 可以保证计算结果的可靠性.

对流项计算时, 采用 Martin 等^[22]优化构造的 WENO_SYMBOLMT 格式以及 Steger-Warming

流量分裂方法, 这样能够在极大抑制激波间断区的强数值振荡同时也保证了对边界层内不同尺度湍流脉动结构的高分辨率捕捉. 黏性项采用八阶中心差分格式进行离散, 时间方向上推进采用三阶 Runge-Kutta 方法.

图 1 为计算模型示意图, 来流方向为图中从左往右, 来流参数如下: 马赫数 $M_\infty = 2.25$, 基于单位长度来流雷诺数 $Re_\infty = 2.5 \times 10^4 \text{ mm}^{-1}$, 静温 $T_\infty = 169.44 \text{ K}$. 模型长度 $L_x \times L_y \times L_z = 137.6 \text{ mm} \times 12.7 \text{ mm} \times 4.4 \text{ mm}$, 这里 L_x, L_y 和 L_z 分别为流向、法向和展向长度, 坐标系原点取为计算域入口处. 采用与文献 [21] 类似的方法生成入射激波, 在计算域上边界 $x_{in} = 82.2 \text{ mm}$ 左右两侧分别设置为波前和波后参数, 即: 在 x_{in} 左侧流动参数取为自由来流参数, 而在 x_{in} 右侧则按照激波关系式 Rankine-Hugoniot 给出. 这里激波角 β 取为 33.2° , 图中入射激波在壁面上的名义入射点为 $x_s = 101.6 \text{ mm}$.

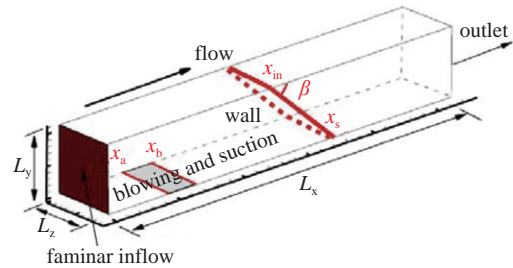


图 1 计算模型
Fig. 1 Computational model

计算网格点数为 $N_x \times N_y \times N_z = 3700 \times 300 \times 250$ (流向 \times 法向 \times 展向). 图 2 为计算网格示意图, 为了便于展示, 流向间隔了 10 个点, 法向间隔了 5 个点. 网格生成采用代数解析方法, 这里流向网格点采用三段分布: 上游转捩区 $0 \text{ mm} < x < 76.2 \text{ mm}$ 流向网格逐渐加密, 干扰区 $76.2 \text{ mm} < x < 127 \text{ mm}$ 流向网格均匀加密分布, 下游缓冲区流向网格稀疏分布. 壁面法向网格采用双曲正切函数加密处理生成, 使得边界层内约分布 195 个网格点, 以确保近壁区达到直接数值模拟的网格尺度. 展向网格采用均匀分布. 以图 2 中干扰区内 $x_{ref} = 94 \text{ mm}$ 处壁面量为参考 (位于充分发展湍流边界层), 干扰区内网格尺度为 $\Delta x^+ \times \Delta y^+ \times \Delta z^+ = 5.6 \times 0.66 \times 6.6$. 需要说明的是, 本文上标+表示壁面处摩擦速度 u_τ 和黏性系数 ν_w 归一化后的长度尺度, 下标 ∞ 和 w 分别对应为来流和壁面参数. 可见, 本文计算采用的网格尺度与

Fang 等^[18] 的 DNS 相近.

边界条件设置如下: 计算域入口处取为相同来流下的层流解 (laminar inflow), 具体分布如图 3 所示. 壁面取为无滑移和等温壁, 壁温 $T_w = 321.9$ K, 上边界采用简单无反射边界条件. 出口处采用超声速出口无反射条件及缓冲区, 以便消除扰动波反射带来的影响. 计算域展向两侧采用周期性边界条件.

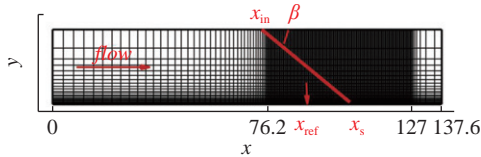


图 2 计算网格示意图

Fig. 2 Sketch of the computational grid

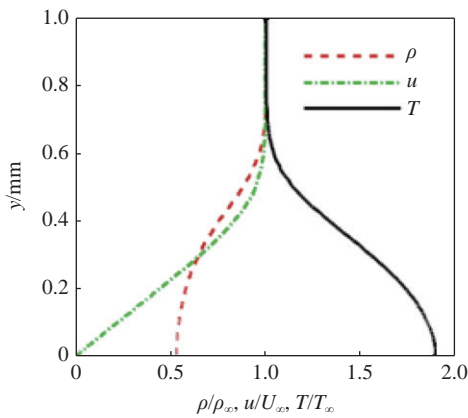


图 3 入口处层流剖面

Fig. 3 Laminar profile at inlet

计算时, 通过在上游壁面添加多频吹吸扰动从而转换成充分发展湍流边界层, 进而与下游入射激波产生相互作用. 这里, 法向扰动速度 V_{bs} 的具体表达式如下^[18]

$$V_{bs} = A f_{bs}(x) g_{bs}(z) h_{bs}(t) \quad (3)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} f_{bs}(x_{bs}) &= \frac{4}{\sqrt{27}} \sin(2\pi x_{bs}) [1 - \cos(2\pi x_{bs})] \\ g_{bs}(z_{bs}) &= \sum_{l=1}^{l_{max}} 0.8^{l-1} g_0 \sin[2\pi l(z_{bs} + \phi_l)] \\ h_{bs}(t) &= \sum_{m=1}^{m_{max}} 0.8^{m-1} h_0 \sin[2\pi m(\omega t + \phi_m)] \\ g_0 &= 1 \left| \sum_{l=1}^{l_{max}} 0.8^{l-1} \right|, \quad h_0 = 1 \left| \sum_{m=1}^{m_{max}} 0.8^{m-1} \right| \\ x_{bs} &= \frac{x - x_a}{x_b - x_a}, \quad z_{bs} = \frac{z}{L_z} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

DNS 计算时取 $l_{max} = 10, m_{max} = 5$, 扰动幅值 $A =$

0.2, 扰动频率 $\omega = 0.628 U_\infty / \delta$, 这里 δ 表示参考点处边界层厚度, 下文类似. 扰动带起始点分别为 $x_a = 7.62$ mm 和 $x_b = 20.32$ mm. 式中相位差 ϕ_l 和 ϕ_m 取为 0 到 1 的随机数.

表 1 给出了参考点 x_{ref} 处湍流边界层参数与 Fang 等^[18] DNS 结果比较情况, 表中 $Re_\delta, Re_{\delta^*}, Re_\theta$ 分别为基于边界层厚度、位移厚度和动量厚度的雷诺数, C_f 为摩擦系数. 两者较为接近, 这也表明本文计算结果的准确性. 为了进一步验证本文 DNS 结果的可靠性, 还与以往数值模拟结果和风洞实验数据进行了比较, 包括湍流边界层的速度剖面、脉动强度、物面压力频谱以及平均压力分布.

表 1 参考点 x_{ref} 处湍流边界层参数

Table 1 Turbulent boundary layer parameters at x_{ref}

case	M_∞	Re_δ	Re_{δ^*}	Re_θ	$C_f \times 10^3$
present	2.25	51087	11840	3567	2.34
Ref.[18]	2.25	51468	12216	3700	2.50

首先, 图 4 ~ 图 6 分别给出了上游湍流边界层在参考点 x_{ref} 处的统计特性. 图 4 为平均流向速度剖面, 定义为

$$U_{vd}^+ = \int_0^{u^+} \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_w} \right)^{1/2} du^+ \quad (5)$$

式中 ρ 和 u 分别为密度和流向速度, 上标 - 表示平均量. 需要特别说明的是, 本文中平均指的是时间和展向平均. 速度分布在黏性底层 $y^+ < 10$ 符合线性律, 在 $30 < y^+ < 100$ 符合对数律, 且与 Fang 等^[18] 的 DNS 结果吻合较好. 图 5 给出了湍流脉动强度沿法向分布, 其中下标 rms 为脉动均方根, 下文类似. 由于来流马赫数较低, 可压缩效应不明显, 采用密度加权后本文计算结果与 Pirozzoli 等^[23] 的 DNS 及不可压缩平板湍流结果^[24-25] 也较为吻合. 从图 6 中物面压力功率谱可以看到, 在高频区, 内层尺度归一化后的功率谱分布接近 ω^{-5} 的斜率, 且与 Gravante 等^[26] 和 Farabee 等^[27] 的实验结果符合较好, 这也说明本文的计算能够准确地捕捉压力脉动.

此外, 图 7 还给出了干扰区内物面压力分布情况, 其中物面压力 P^* 和流向坐标 x^* 分别定义为

$$\left. \begin{aligned} P^* &= (\bar{p}_w - P_\infty) / (P_1 - P_\infty) \\ x^* &= (x - x_s) / \delta \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

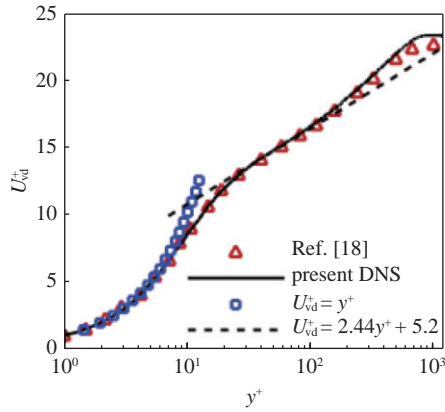


图 4 平均流向速度剖面

Fig. 4 Mean streamwise velocity profile at x_{ref}

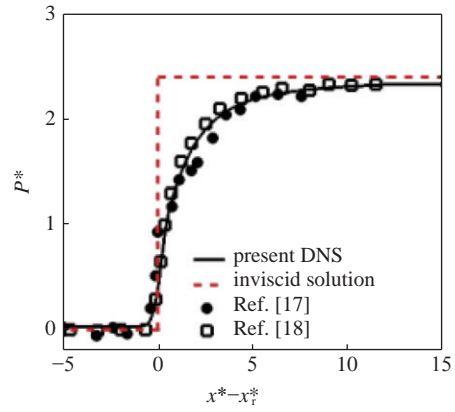


图 7 物面压力分布

Fig. 7 Distribution of wall pressure

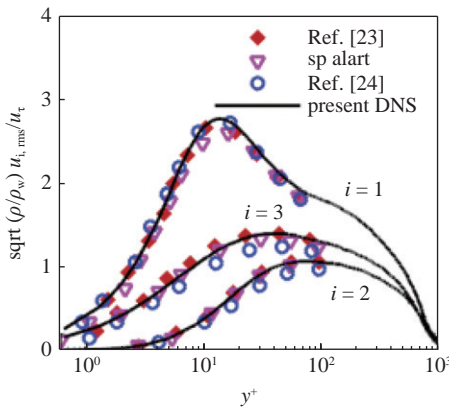


图 5 湍流脉动强度

Fig. 5 Turbulence intensities at x_{ref}

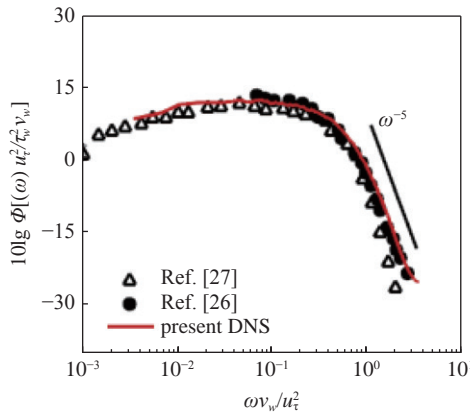


图 6 物面压力功率谱

Fig. 6 Power spectral density for wall pressure at x_{ref}

的实验结果相符较好. 在黏性干扰作用下, 干扰区内压力梯度变化较为缓和且在下游逐步趋近于无黏解.

2 脉动强度

图 8 给出了上游湍流边界层 (turbulent boundary layer, TBL) 压力脉动强度沿法向分布情况. 可见, 峰值位置出现在近壁区, 约为 $y/\delta = 0.04$, 其量值沿物面法向急剧降低, 在边界层外缘, 约为近壁峰值的 28%. 采用当地物面剪切应力 τ_w 进行无量纲化后, 计算得到的脉动分布与 Bernardini 等^[28] 和 Duan 等^[16] 的 DNS 结果符合较好.

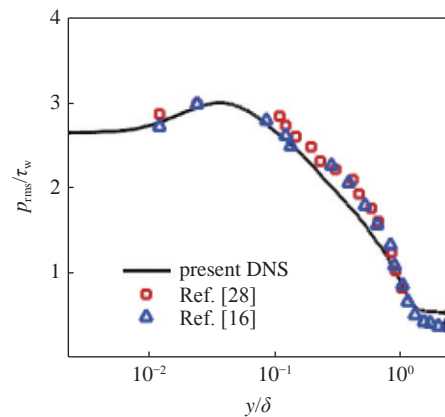


图 8 上游湍流边界层压力脉动强度分布

Fig. 8 Distribution of pressure fluctuation intensity for the incoming TBL

从图 9 可以看出, 与上游湍流边界层相比, 干扰区内压力脉动强度呈现截然不同的分布规律. 从量值上来看, 脉动峰值呈现先急剧升高, 这主要是激波的增强作用, 随后在下游再附区伴随着扰动边界层的恢复则呈现缓慢衰减的流向演化趋势.

为了定量描述这一现象, 图 10 给出了物面压力脉动强度沿流向的分布情况. 计算得到脉动强度与

式中, P_1 是反射激波的波后压力值, x_r^* 为转换后的反射激波脚对应的平均流向位置, 这里采用与 Fang 等^[18] 类似的方法, 即 $(P_1 + P_\infty)/2$ 对应的流向位置. 图中红色虚线代表压力分布的无黏解. 可见, 计算得到的压力分布与 Fang 等^[18] 的 DNS 结果及 Dupont 等^[17]

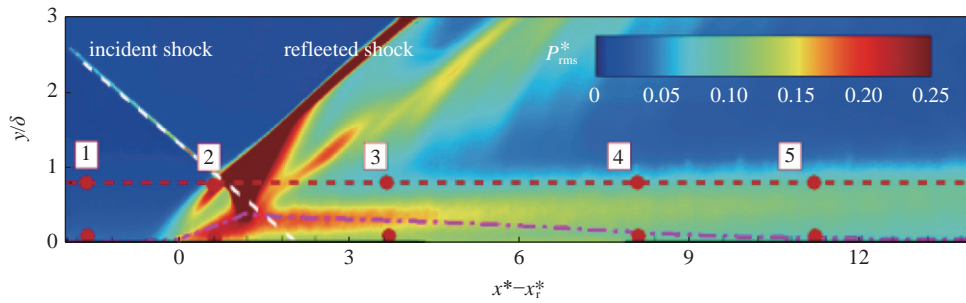


图 9 干扰区压力脉动强度云图

Fig. 9 Contour of pressure fluctuation intensity in the interaction region

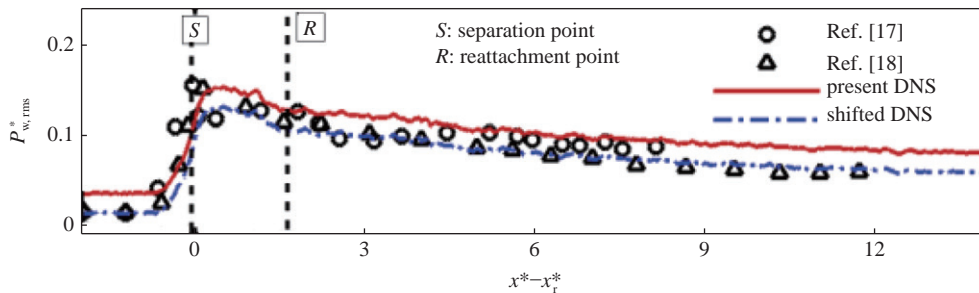


图 10 物面压力脉动强度分布

Fig. 10 Distribution of wall pressure fluctuation intensity

Fang 等^[20] 的 DNS 结果符合良好, 两者在整体往下偏移 0.02 的情况下与 Dupont 等^[17] 的实验数据也较为吻合. 这主要是由于压力传感器截止频率太小导致实验数据明显偏低^[17]. 图中符号 *S* 和 *R* 分别表示分离点和再附点位置, 通过平均摩阻的过零点确定. 可见, 分离区内物面压力脉动急剧增强, 其峰值约为上游的 4.3 倍, 随后在下游再附区脉动峰值缓慢降低, 在 $x^* - x_r^* = 12$ 时, 仍约为上游的 2.2 倍. 另外, 从峰值位置来看, 其在分离区呈现逐渐远离壁面的态势, 这与激波诱导生成分离区剪切层相关, 如图 9 中平均音速线所示 (粉色点划线). 强脉动主要出现在干扰区内压缩波系、剪切层附近等强剪切区域. 此后, 在下游再附边界层, 其峰值位置仍集中在外层区域.

3 功率谱

沿外层 $y/\delta = 0.8$ 和物面分别选取 5 个流向站位进行对比分析, 其中站位 1 位于上游湍流边界层内, 站位 2 位于分离区内, 站位 3~5 位于下游再附边界层内, 各站位具体位置见图 9. 如无特别说明, 下文中外层均为 $y/\delta = 0.8$ 处.

图 11 比较了上游湍流边界层站位 1 压力脉动的预乘功率谱 $\omega\phi(\omega)$, 其中 ω 和 $\phi(\omega)$ 分别为角频率

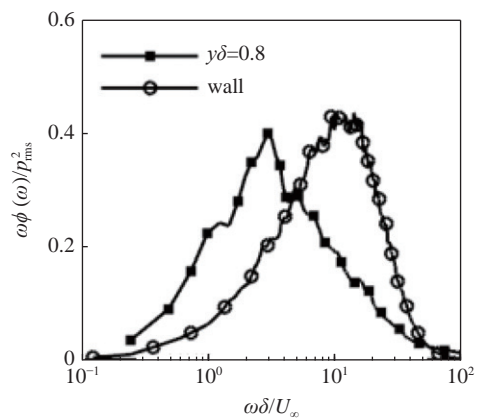


图 11 站位 1 压力脉动预乘功率谱

Fig. 11 Pre-multiplied power spectral density for pressure fluctuations at station 1

和功率谱密度. 功率谱密度的计算采用 Pwelch 方法和 Hamming 窗函数, 同时对分段数据按 50% 重叠处理. 为了便于定量比较, 图中还采用当地脉动强度的平方进行了归一化处理. 显而易见, 外层压力脉动的时间尺度明显要大于物面处, 前者峰值频率约为 $\omega\delta/U_\infty = 3.0$, 后者约为 $\omega\delta/U_\infty = 12.3$, 这与 Duan 等^[13] 的研究结论是一致的. 这是由于外层压力脉动主要表征为大尺度脉动结构.

图 12 分别给出了干扰区外层和物面压力脉动预乘功率谱的变化情况. 从两者的比较来看, 以下几

个方面值得特别关注. 首先, 相较于上游站位 1, 分离区站位 2 处两者都出现了峰值频率向更低频区偏移的现象, 这与激波的低频振荡运动密切相关.

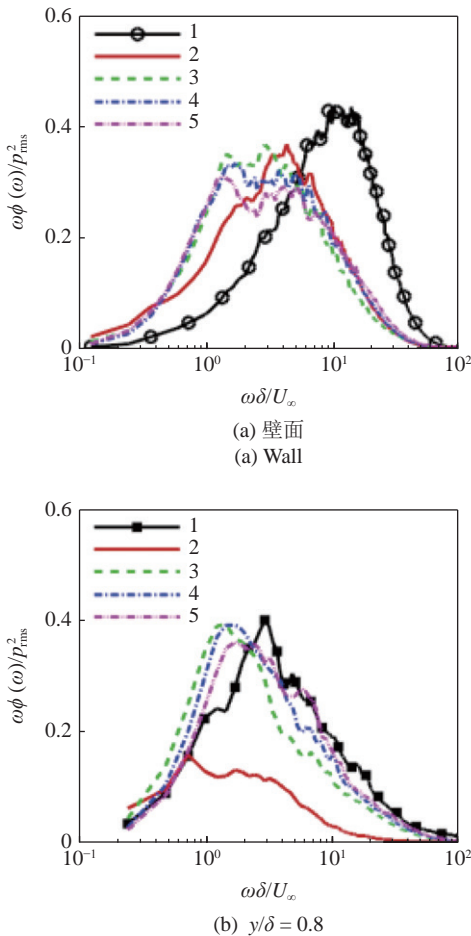


图 12 干扰区内不同站位压力脉动预乘功率谱
Fig. 12 Pre-multiplied power spectral density for pressure fluctuations at various streamwise locations

如图 12(a) 和图 12(b) 所示, 外层和物面压力峰值频率分别约为 $\omega\delta/U_\infty = 0.7$ 和 $\omega\delta/U_\infty = 4.4$. 以往研究表明^[29], 在分离激波低频振荡的作用下, 分离区内物面压力脉动的时间尺度通常比上游湍流边界层低 1~2 个数量级. 本文计算结果进一步验证了该结论, 同时结果还表明, 外层压力脉动也同样符合这一规律. 在功率谱的定性分布方面, 显然, 外层压力脉动的变化较物面压力更为剧烈, 这很可能是由于外层站位非常靠近分离激波, 受其非定常运动的影响更为直接, 而物面压力处于分离泡内 (见图 9), 影响则要弱得多.

从再附区站位 3~5 的结果来看, 外层压力脉动呈现快速恢复的态势, 且峰值频率向高频区偏移, 逐步趋近于上游站位 1, 这与物面压力脉动的演化过程

则完全不同. 从图 12(a) 中可以清楚看到, 再附边界层内物面压力脉动的低频能量占比仍相对较高, 峰值频率依然维持在较低频区, 并没有出现往高频区恢复的现象. 造成两者该差异的原因可以认为主要有两方面: 一方面, 上游激波诱导分离形成了剪切层, 分离泡上方剪切层内不稳定涡结构沿流向急剧发展, 并进入到下游再附边界层内, 这些不稳定结构极大地抑制了物面压力脉动结构的恢复; 另一方面, 外层压力脉动法向位置相对较高, 尽管在站位 2 处激波干扰对其影响显著, 但是过激波后外层压力脉动受近壁区流动结构的影响则要小得多, 主要表征为外层大尺度脉动结构的破碎过程, 更为详细的定量分析可见下一节的两点相关统计结果.

4 两点相关

通过两点相关性考察干扰区外层压力脉动拟序结构长度尺度的变化规律, 且定量分析比较其与物面压力脉动结构尺度的差异. 两点相关系数 $C_{pp}(\Delta x, \Delta z)$ 定义为

$$C_{pp}(\Delta x, y_{ref}, \Delta z) = \frac{\overline{p'(x_0, y_{ref}, z) p'(x_0 + \Delta x, y_{ref}, z + \Delta z)}}{p_{rms}(x_0, y_{ref}) p_{rms}(x_0 + \Delta x, y_{ref})} \quad (7)$$

式中 p' 为雷诺平均后得到的压力脉动, Δx 和 Δz 分别代表流向间距和展向间距, x_0 为特征点流向位置, y_{ref} 分别取物面和外层, 上横线代表时间和展向平均.

图 13 分别给出了上游湍流边界层外层和物面脉动压力两点相关系数的分布情况. 以往的零压力梯度平板结果表明^[28], 小间距时脉动压力相关性曲线可近似为圆形, 这是小尺度压力脉动结构的各向同性所决定的; 大间距时, 大尺度脉动结构的各向异性导致相关性曲线在展向出现了急剧拉伸, 近似为椭圆形分布, 表征了展向拉长的大尺度结构. 显然, 图 13(a) 中的结果也完全符合该规律. 然而, 对于外层压力脉动, 如图 13(b) 所示, 整体来看, 外层脉动结构的流向尺度和展向尺度都明显大于物面压力脉动. 这里以相关性系数 0.3 为参考确定其特征长度, 外层结构的流向和展向尺度分别约为 0.7δ 和 1.0δ , 而物面压力脉动则分别约为 0.14δ 和 0.2δ . 此外, 尽管外层相关性等值线小间距时仍趋近于圆形, 但随着间距增大, 等值线在流向和展向都被急剧拉伸, 展向明显强于流向, 这表明外层压力脉动拟序结构仍以展向大尺度结构为主, 但其特征尺度要大得多.

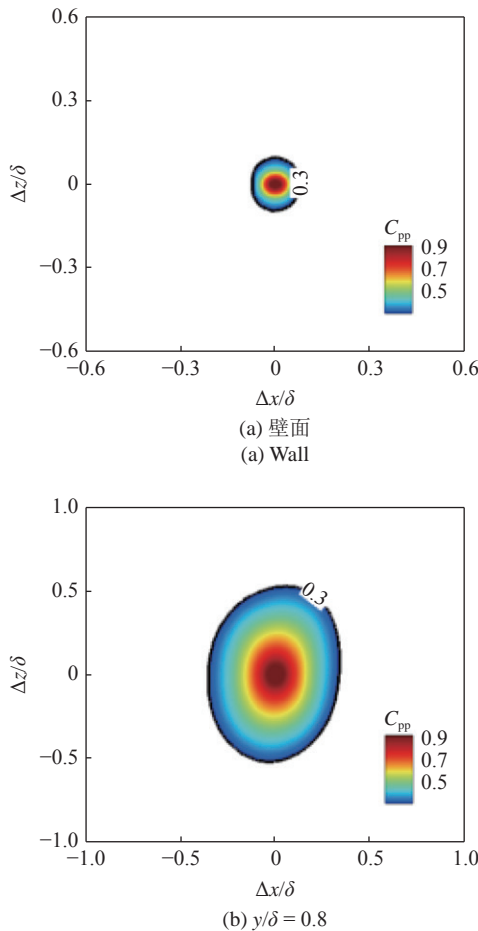


图 13 站点 1 压力脉动两点相关系数

Fig. 13 Two-point correlation coefficient of pressure fluctuations at station 1

图 14(a) 和图 14(b) 分别给出了站点 2 物面和外层压力脉动的两点相关等值线, 其中等值线从外到内依次为 0.3, 0.5, 0.7 和 0.9. 为了便于比较说明, 图中也给出了站点 1 的结果. 从分布规律上来看, 等值线形态基本类似于上游湍流边界层, 仍然以展向拉伸的椭圆形分布为主, 但整体呈现向外扩张的趋势, 这表明激波干扰作用增大了外层和物面压力脉动结构尺度, 特别是在展向. 需要特别关注的是, 从图 14(b) 中可以清楚看到, 同样以等值线 0.3 为参考, 站点 1 处的展向尺度约为 1.0δ , 而站点 2 处增大到约 2.0δ , 而流向尺度两者基本维持在 0.7δ . 这很可能是由于站点 2 外层位于入射激波附近 (见图 9), 激波的展向结构增强了压力脉动的展向相关性. 更为细致的定量分析还有待深入研究.

如图 15 所示, 再附区站点 3 ~ 5 外层和物面压力脉动的两点相关等值线与上游湍流边界层也基本类似. 小间距时, 曲线接近于圆形, 这表明小尺度结构并没有发生实质改变, 仍以各向同性为主. 从大尺

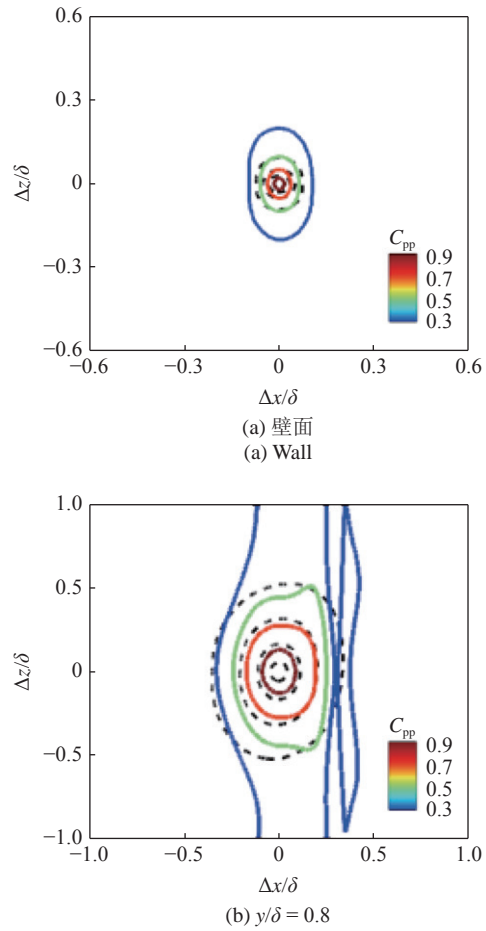


图 14 站点 2 两点相关系数 (虚线: 站点 1)

Fig. 14 Two-point correlation coefficient of pressure fluctuations at station 2 (dashed lines: station 1)

度结构的演化历程来看, 两者差异显著. 研究发现, 大间距时, 图 15(a) ~ 图 15(c) 中等值线以向外扩张为主, 这表明再附区内物面压力大尺度脉动结构的特征尺度仍在增大, 而图 15(d) ~ 图 15(f) 等值线则以向内收缩为主, 对应的是外层压力大尺度脉动结构特征尺度的减小.

为了定量描述该现象, 图 16 进一步给出了干扰区内物面及外层压力脉动积分尺度的分布. 积分尺度可以用来表征脉动场最大尺度结构的特征尺度, 这里流向和展向积分尺度分别定义为^[10]

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_x &= \int_{-\infty}^{\infty} |C_{pp}(\Delta x, 0)| dx \\ \Lambda_z &= \int_{-\infty}^{\infty} |C_{pp}(0, \Delta z)| dz \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

可见, 外层压力脉动流向和展向积分尺度远大于物面压力脉动, 这与 Duan 等^[16]的研究结果是一致的. 从整体变化规律上来看, 外层压力 Λ_x 和 Λ_z 在站点 2 处急剧增大, 随后在站点 3 ~ 5 则又缓慢减

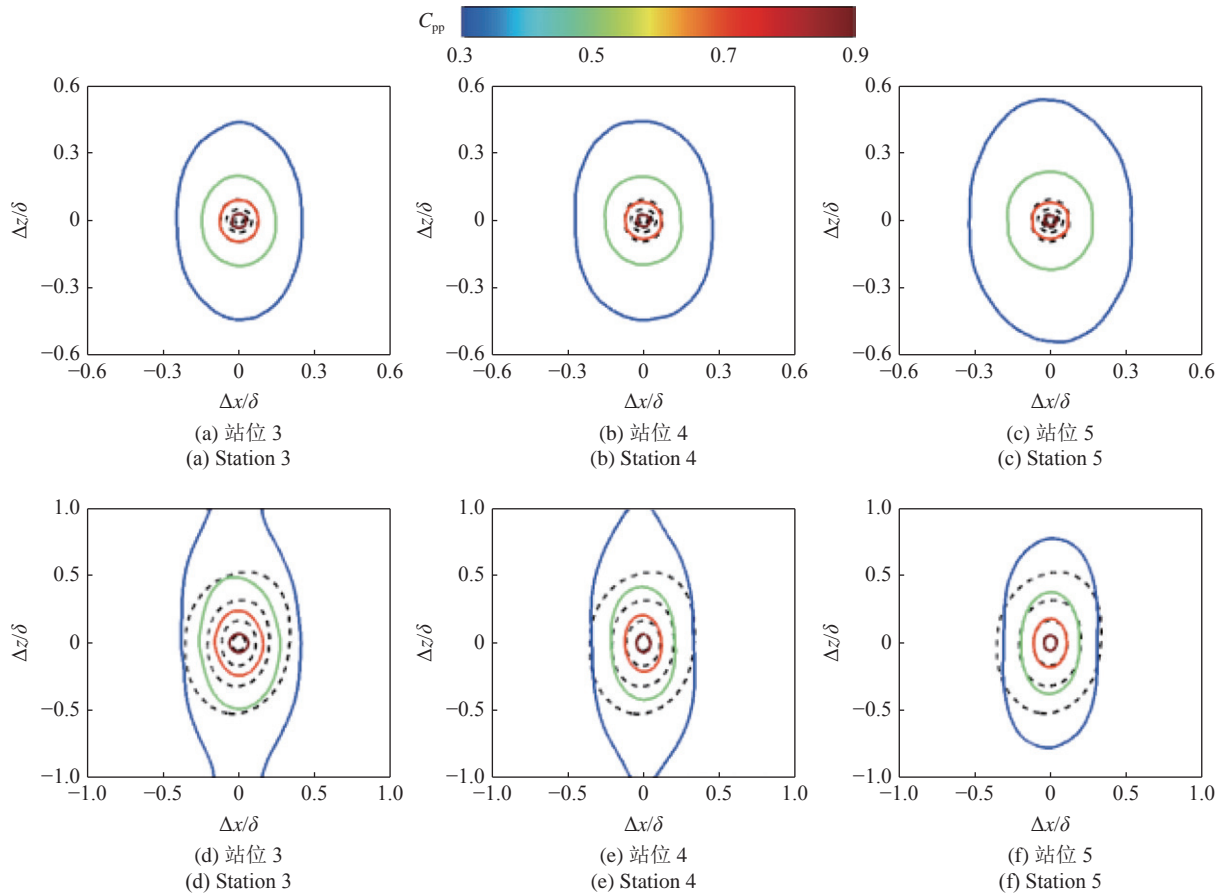


图 15 站点 3~5 两点相关系数 (上:物面; 下: $y/\delta = 0.8$; 虚线: 站点 1)

Fig. 15 Two-point correlation coefficient at station 3~5 (top: wall; down: $y/\delta = 0.8$; dashed lines: station 1)

小, 而物面压力的 A_x 和 A_z 整体上呈现逐步增大的趋势, 这与图 15 中相关性分析结果是相符的. 从量值变化上来看, 以图 16(b) 中的展向积分尺度 A_z 为例, 对于外层压力, 在激波的增强作用下, 站点 1 处 $A_z = 0.73 \delta$ 增大到站点 2 处 $A_z = 1.17 \delta$, 随后在再附区又缓慢衰减到站点 5 的 $A_z = 1.02 \delta$; 而物面压力, 从站点 1 处 $A_z = 0.26 \delta$ 逐步增大到站点 5 处的 $A_z = 0.82 \delta$, 后者约为前者的 3.15 倍. 可以看到, 在站点 5 处, 此时再附区内物面压力脉动结构的展向和流向积分尺度已非常接近于外层的积分尺度. 综上所述, 可以认为这是由于外层压力脉动大尺度结构在过激波后呈现快速破碎的过程, 而物面上大尺度结构仍在缓慢增长, 这也解释了图 12 中物面压力脉动低频能量的相对升高而外层压力脉动峰值频率往高频区的偏移现象.

5 时空关联

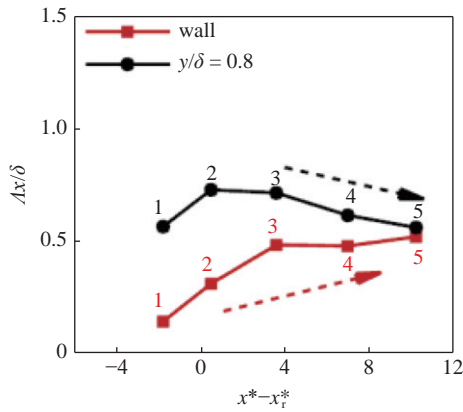
进一步分析干扰区外层和物面压力脉动的时空关联特性, 从而得到向下游传播的压力波的对流速度.

图 17 分别给出了站点 1 处物面和外层压力的时空关联云图, 图中时空关联系数 $R_{pp}(\Delta x, \Delta t)$ 定义为

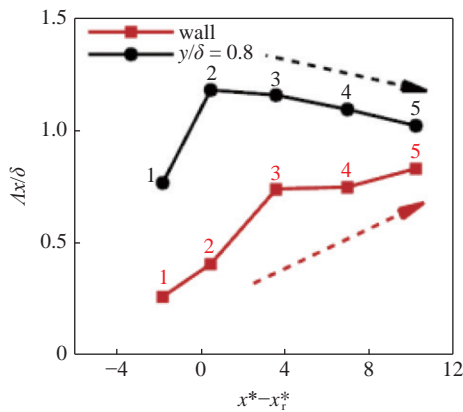
$$R_{pp}(\Delta x, \Delta t) = \frac{\overline{p'(x_0, y_{ref}, z, t) p'(x_0 + \Delta x, y_{ref}, z, t + \Delta t)}}{p_{rms}(x_0, y_{ref}) p_{rms}(x_0 + \Delta x, y_{ref})} \quad (9)$$

式中 Δt 为延迟时间. 以往研究结果表明^[28,30], 由于脉动结构往下游传播, 物面压力时空关联云图呈现倾斜的类椭圆形分布, 如图 17(a) 所示, 本文计算结果也完全符合该结论. 相较于物面压力, 从图 17(b) 中可以看到, 外层压力时空关联云图的椭圆率和倾斜角都明显增大.

图 18 和图 19 分别给出了分离区站点 2 和再附区站点 3~5 压力脉动时空关联系数与站点 1 (黑色虚线) 的比较情况. 如图 18(a) 所示, 可以发现, 相较于上游湍流边界层, 分离区物面脉动压力时空关联曲线更为聚集, 同时倾斜角也急剧减小, 但整体形态仍满足椭圆形 (只是等值线 0.1 较为杂乱). 值得注意的是, 对于站点 2 外层脉动压力, 显然, 图 18(b) 中等值线形态变化非常剧烈, 已完全不符合椭圆形分布,



(a) 流向积分尺度
(a) Streamwise integral scale



(b) 展向积分尺度
(b) Spanwise integral scale

图 16 压力脉动积分尺度分布

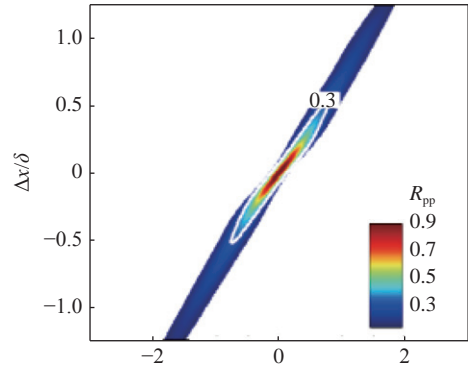
Fig. 16 Distribution of integral scale for pressure fluctuations

特别是等值线 0.1 和 0.3, 在时间方向上可近似为直线分布. 造成这个现象的原因很可能是由于站位 2 外层处于强激波区 (见图 9), 在分离激波的强干扰下, 此时泰勒冻结假设完全失效, 脉动压力在时空上表征为强非线性. 此外, 从图 19 中还可以看到, 无论是再附区外层还是物面, 其脉动压力时空关联等值线整体形态与上游站位 1 都较为类似. 从站位 3 ~ 站位 5, 强相关等值线被急剧拉长压缩, 且倾斜角增大, 呈现逐步逼近上游站位 1 的演化过程. 从定性比较的角度来看, 外层脉动压力时空关联曲线的恢复速度明显要快于物面.

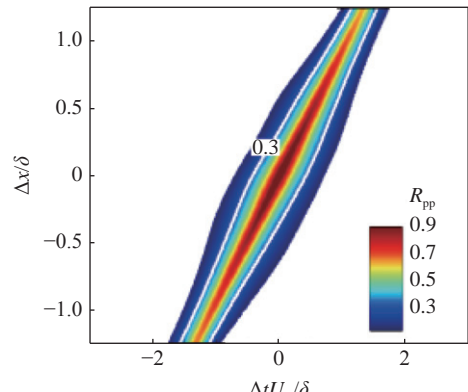
压力脉动对流速度的计算方法如下^[16,31]: 首先给定延迟时间 Δt , 随后依据时空关联曲线通过

$$\left. \frac{\partial R_{pp}(\Delta x, \Delta t)}{\partial \Delta x} \right|_{\Delta x=r_x} = 0 \quad (10)$$

获得流向间距 r_x , 进而得到对流速度 $U_c = r_x/\Delta t$. 采用上述方法计算得到了上游湍流边界层物面和外层脉



(a) $y = 0$



(b) $y/\delta = 0.8$

图 17 站位 1 压力脉动时空关联系数

Fig. 17 Space-time correlation coefficient for pressure fluctuations at station 1

动压力对流速度随延迟时间的分布情况. 如图 20 和图 21 所示. 总体来看, 外层脉动压力对流速度要远大于物面脉动压力, 这与 Duan 等^[16]的研究结果也较为符合. 另外, 对于外层脉动压力, 可见, 其对流速度对延迟时间的依赖性较小, 基本维持在 $U_c = 0.94U_\infty$, 与当地平均流向速度接近. 然而, 物面脉动压力对流速度随延迟时间则变化剧烈, 在小延迟时间 (小尺度脉动) 时, 对流速度约为 $U_c = 0.56U_\infty$, 而在大延迟时间 (大尺度脉动) 时, 其增大到 $U_c = 0.73U_\infty$. 已有研究表明^[13], 这是由于物面大尺度脉动压力与外层大尺度结构相关, 而小尺度脉动压力则主要受近壁区结构影响, 故前者对流速度明显大于后者.

从图 20 和图 21 中还可以看到, 分离区物面脉动压力对流速度降低, 约为 $U_c = 0.2U_\infty$, 随后下游再附区则又逐渐增大, 但仍小于上游湍流边界层. Na 等^[32]在强逆压力梯度平板的 DNS 结果中也发现了类似规律, 本文的计算结果进一步证实了该现象在

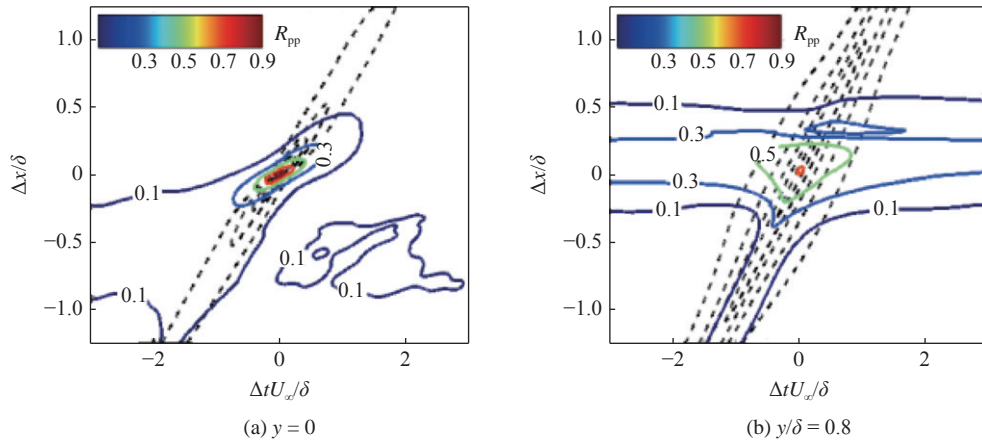


图 18 站点 2 压力脉动时空关联系数 (虚线: 站点 1)

Fig. 18 Space-time correlation coefficient for pressure fluctuations at station 2 (dashed lines: station 1)

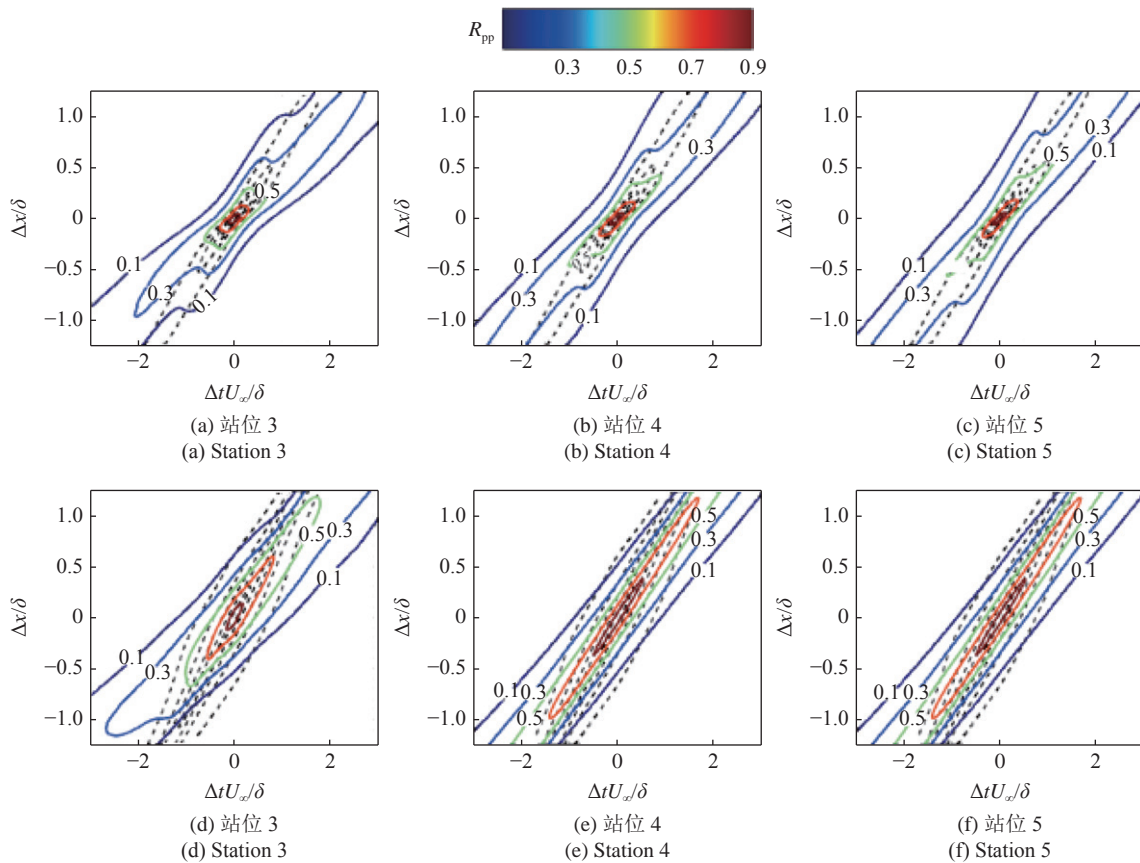
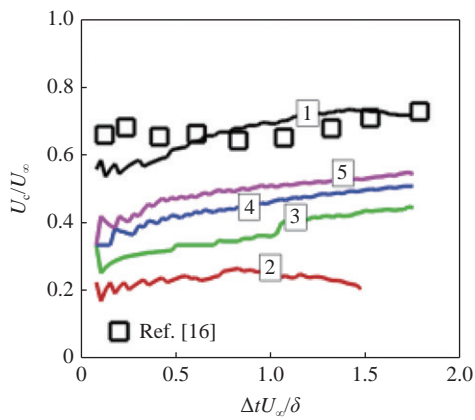


图 19 站点 3~5 压力脉动时空关联系数 (上: 物面; 下: $y/\delta = 0.8$; 虚线: 站点 1)

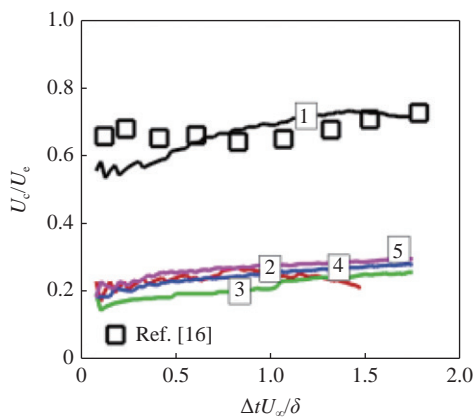
Fig. 19 Space-time correlation coefficient at station 3 ~ 5 (top: wall; down: $y/\delta = 0.8$; dashed lines: station 1)

入射激波/湍流边界层干扰区内的适用性. 从图 20(b) 中可以看到, 采用当地外层速度 U_e 对 U_c 进行归一化后, 分离区和再附区各站点处物面脉动压力的对流速度分布均吻合较好, 约为 $U_c = 0.25U_e$, 与 Bernardini 等^[10] 在跨声速激波/湍流边界层干扰下的研究结论也较为接近, 但后者为初始分离 (incipient separa-

tion) 工况. 如图 21 所示, 干扰区外层不同站点处脉动压力对流速度分布与上游结果较为类似, 其对延迟时间的依赖性依然较弱, 但其量值减小到约为 $U_c = 0.4U_e$. 结合之前的功率谱和两点相关分析, 可以推测外层大尺度脉动结构特征尺度的减小可能是造成该现象的重要因素.



(a) 采用自由流速度 U_∞ 归一化
(a) Scaled with the free-stream velocity U_∞



(b) 采用当地外层速度 U_e 归一化
(b) Scaled with the local external velocity U_e

图 20 干扰区内各站位物面压力脉动对流速度

Fig. 20 Convection velocity for wall pressure fluctuations at various stations in the interaction region

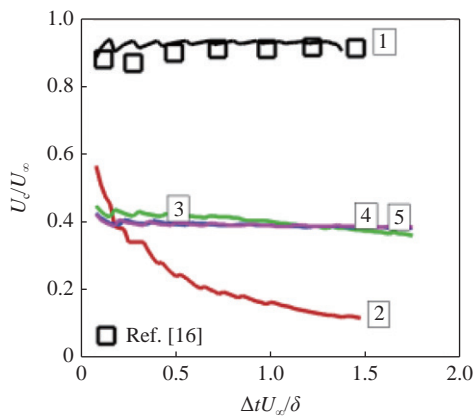


图 21 干扰区内各站位外层压力脉动对流速度

Fig. 21 Convection velocity for pressure fluctuations in the outer layer

6 结论

本文采用直接数值模拟方法研究了来流马赫数 2.25 下激波角 33.2° 的入射激波对平板湍流边界

层压力脉动特性的影响规律,详细地分析了外层和物面压力脉动场的典型统计特征,如脉动强度、功率谱密度、两点相关和时空关联特性等,得到以下结论:

(1) 数值模拟准确捕捉到了干扰区内脉动压力.研究发现,分离区外层脉动压力以低频能量为主,高频能量占比较小.与物面脉动压力不同的是,再附区外层脉动压力峰值频率逐渐往高频区偏移,而物面压力脉动能量仍维持在相对较低频率.

(2) 激波干扰对压力脉动结构有显著的增强作用,干扰区内展向积分尺度明显大于流向积分尺度.积分尺度在外层和物面的演化历程差异明显,前者经历了先急剧增长后缓慢衰减的过程,而后者整体上呈现增长趋势.

(3) 激波干扰极大地降低了压力脉动场的对流速度.时空关联结果表明,干扰区下游外层压力波的对流速度仍明显高于物面,前者约为 $0.4U_e$,而后者约为 $0.25U_e$.

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 Settles GS, Fitzpatrick TJ. Detailed study of attached and separated compression corner flowfields in high Reynolds number supersonic flow. *AIAA Journal*, 1979, 17(6): 579-585
- 4 Ringuette MJ, Wu M, Martin MP. Low Reynolds number effects in a Mach 3 shock and turbulent boundary layer interaction. *AIAA Journal*, 2008, 46(7): 1884-1887
- 5 Erengil ME, Dolling DS. Unsteady wave structure near separation in a Mach 5 compression ramp interaction. *AIAA Journal*, 1991, 29(5): 728-735
- 6 Dolling DS, Brusniak L. Separation shock motion in fin, cylinder, and compression ramp induced turbulent interactions. *AIAA Journal*, 1989, 27(6): 734-742
- 7 Selig MS, Andreopoulos J, Muck KC, et al. Turbulence structure in a shock wave/turbulent boundary layer interaction. *AIAA Journal*, 1989, 27(6): 862-869
- 8 Piponniau S, Collin E, Dupont P, et al. Reconstruction of velocity fields from wall pressure measurements in a shock wave / turbulent boundary layer interaction. *International Journal of Heat and Fluids Flow*, 2012, 35: 176-186
- 9 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
- 10 Bernardini M, Pirozzoli S, Grasso F. The wall pressure signature of transonic shock/boundary layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 671: 288-312

- 11 Volpiani PS, Bernardini M, Larsson J. Effect of a nonadiabatic wall on supersonic shock/boundary-layer interactions. *Physical Review Fluids*, 2018, 3: 083401
- 12 Tong FL, Yu CP, Tang ZG, et al. Numerical studies of shock wave interactions with a supersonic turbulent boundary layer in compression corner: Turning angle effects. *Computers and Fluids*, 2017, 149: 56-69
- 13 Tong FL, Tang ZG, Yu CP, et al. Numerical analysis of shock wave and supersonic turbulent boundary interaction between adiabatic and cold walls. *Journal of Turbulence*, 2017, 18(6): 569-588
- 14 童福林, 孙东, 袁先旭等. 超声速膨胀角入射激波/湍流边界层干扰直接数值模拟. *航空学报*, 2020, 41(3): 123328 (Tong Fulin, Sun Dong, Yuan Xianxu, et al. Direct numerical simulation of impinging shock wave/turbulent boundary layer interaction in a supersonic expansion corner. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2020, 41(3): 123328 (in Chinese))
- 15 童福林, 周桂宇, 孙东等. 膨胀效应对激波/湍流边界层干扰的影响. *航空学报*, 2020, 41(9): 123731 (Tong Fulin, Zhou Guiyu, Sun Dong, et al. Expansion effect on shock wave and turbulent boundary layer interactions. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2020, 41(9): 123731 (in Chinese))
- 16 Duan L, Choudhari MM, Zhang C. Pressure fluctuations induced by a hypersonic turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 804: 578-607
- 17 Dupont P, Haddad C, Debieve JF. Space and time organization in a shock-induced separated boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 559: 255-277
- 18 Fang J, Zheltovodov AA, Yao Y F, et al. On the turbulence amplification in shock-wave/turbulent boundary layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 897: A32
- 19 Tong FL, Li XL, Duan YH, et al. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer subjected to a curved compression ramp. *Physics of Fluids*, 2017, 29: 125101
- 20 Li XL, Fu DX, Ma YW, et al. Direct numerical simulation of shock/turbulent boundary layer interaction in a supersonic compression ramp. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*, 2010, 53(9): 1651-1658
- 21 Tong FL, Li XL, Yuan XX, et al. Incident shock wave and supersonic turbulent boundary layer interactions. *Computers and Fluids*, 2020, 198: 104385
- 22 Martin MP, Taylor EM, Wu M. A bandwidth-optimized WENO scheme for the effective direct numerical simulation of compressible turbulence. *Journal of Computational Physics*, 2006, 220: 270-289
- 23 Pirozzoli S, Bernardini M, Grasso F. Direct numerical simulation of transonic shock/boundary layer interaction under conditions of incipient separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 657: 361-393
- 24 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
- 25 Spalart PR. Direct numerical simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_{\theta} = 1410$. *Journal of Fluid Mechanics*, 1988, 187: 61-98
- 26 Gravante SP, Naguib AM, Wark CE, et al. Characterization of the pressure fluctuations under a fully developed turbulent boundary layer. *AIAA Journal*, 1998, 36(10): 1808-1816
- 27 Farabee T, Casarella MJ. Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers. *Physics of Fluids*, 1991, 3(10): 2410-2420
- 28 Bernardini M, Pirozzoli S. Wall pressure fluctuations beneath supersonic turbulent boundary layers. *Physics of Fluids*, 2011, 23: 085102
- 29 Clemens NT, Narayanaswamy V. Low frequency unsteadiness of shock wave turbulent boundary layer interactions. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2014, 46: 469-492
- 30 Choi H, Moin P. On the space-time characteristics of wall pressure fluctuations. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1990, 2: 1450
- 31 Kim J. On the structure of pressure fluctuations in simulated turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1989, 205: 421-451
- 32 Na Y, Moin P. The structure of wall-pressure fluctuations in turbulent boundary layer with adverse pressure gradient and separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 1998, 377: 347-373