

激波与转捩边界层干扰非定常特性数值分析¹⁾童福林^{*,2)} 李新亮^{†,**} 唐志共^{*}^{*}(中国空气动力研究与发展中心计算空气动力所, 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 激波与边界层干扰的非定常问题是高速飞行器气动设计中基础研究内容之一。以往研究主要针对层流和湍流干扰, 在分离激波低频振荡及其内在机理方面存在着上游机制和下游机制两类截然不同的理论解释。分析激波与转捩边界层干扰下非定常运动现象有助于进一步加深理解边界层状态以及分离泡结构对低频振荡特性的影响规律, 为揭示其产生机理指出新的方向。采用直接数值模拟方法对来流马赫数 2.9, 24° 压缩拐角内激波与转捩边界层干扰下激波的非定常运动特性进行了数值分析。通过在拐角上游平板特定的流向位置添加吹吸扰动激发流动转捩, 使得进入拐角的边界层处于转捩初期阶段。在验证了计算程序可靠性的基础上, 详细分析了转捩干扰下激波运动的间歇性和振荡特征, 着重研究了分离泡展向三维结构对激波振荡特性的影响规律, 最后还初步探索了转捩干扰下激波低频振荡产生的物理机制。研究表明: 分离激波的非定常运动仍存在强间歇性和低频振荡特征, 其时间尺度约为上游无干扰区内脉动信号特征尺度的 10 倍量级; 分离泡展向三维结构不会对分离激波的低频振荡特征产生实质影响。依据瞬态脉动流场的低通滤波结果, 转捩干扰下激波低频振荡的诱因来源于拐角干扰区下游, 与流场中分离泡的收缩/膨胀运动存在一定的关联。

关键词 激波/边界层干扰, 转捩, 低频振荡, 低通滤波, 直接数值模拟

中图分类号: V211.3, O241.3 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-16-224

NUMERICAL ANALYSIS OF UNSTEADY MOTION IN SHOCK WAVE/TRANSITIONAL BOUNDARY LAYER INTERACTION¹⁾Tong Fulin^{*,2)} Li Xinliang^{†,**} Tang Zhigong^{*}^{*}(Computational Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, Sichuan, China)[†](State 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 unsteadiness in shock wave and boundary layer interactions is one of foundation problems in the aerodynamic design of high-speed vehicles. Most previous researches have focused on laminar and turbulent interaction. The intrinsic physical origin of separation shock low-frequency oscillation is still under debate. There exist two utterly opposite theoretical explanations, upstream influence and downstream influence. The analysis of unsteady motion in shock wave and transitional boundary layer interactions are helpful to aware of the effects of boundary layer state and separation bubble structures on low-frequency oscillation, which providing an insight to point out new direction for forcing mechanism. A numerical analysis of unsteady motion in shock wave and transitional boundary layer interaction for a 24

2016-08-08 收稿, 2016-11-16 录用, 2016-11-21 网络版发表。

1) 国家自然科学基金资助项目 (91441103, 11372330, 11472278)。

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, 高超声速气动热和热防护。E-mail: 515363491@qq.com

引用格式: 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

deg compression ramp at Mach 2.9 is performed by the mean of direct numerical simulation. The blowing and suction disturbances are added upstream at specified stream wise locations to induce the interaction of shock wave with early stage of transitional boundary layer in compression ramp. Firstly, the reliability of the used program is verified. Secondly, the intermittency and oscillation of shock motion are then analyzed in detail. Through analysis of power spectral density of wall pressure signals, effects of separation bubble structure on unsteady motion are studied. Finally, the physical mechanisms of low-frequency oscillation are initially discussed. Results indicate that the unsteady shock motion is highly intermittent, the characteristic of shock oscillation is low-frequency. The time scale is about 10 times the magnitude of fluctuating signals in the incoming boundary layer. Three dimensional structure of separation bubble has little effect on the low-frequency unsteadiness. Based on the low-pass filtered instantaneous flow fields, evidence is found of a correlation between the low-frequency oscillation of shock and the contraction/dilation of separation bubble in the downstream.

Key words shock/boundary layer interaction, transition, low-frequency oscillation, low-pass filter, direct numerical simulation

引 言

激波/边界层干扰问题广泛存在于各类高速飞行器的外部和内部流动中, 具有十分重要的工程应用背景^[1-3]. 入射激波干扰和压缩拐角流动是激波与边界层干扰问题的两类典型代表, 尽管几何外形十分简单, 但其流场结构基本涵盖了激波/边界层干扰问题中的全部流动现象, 数十年来两者都是激波与边界层干扰风洞实验和数值模拟的重点研究对象.

然而, 正如 Clemens 等^[4] 和 Gaitonde^[5] 在研究综述中指出的, 目前流体力学界对激波/边界层干扰问题中的某些典型流动现象和物理机制仍然缺乏全面深刻的理解和认识, 例如分离激波的大尺度低频振荡运动特性^[6-10].

早期的风洞实验和数值模拟均发现了激波边界层干扰中分离激波的振荡运动现象, 而且激波的振荡包含了两个时间尺度相差悬殊的特征频率, 其中高频振荡的时间尺度约为湍流边界层内扰动的量级 $O(\delta/U)$, 而低频振荡的时间尺度约为高频振荡的 10~100 倍. 对于高频振荡的物理机制, 学术界的认识较为一致, 即认为是湍流边界层内的拟序结构与分离激波相互作用而产生的^[11-12]. 但对于低频振荡的物理机制, 目前仍没有定论. Weiss 等^[13] 曾一度认为分离激波的低频运动与风洞实验背景噪声密切相关, 并不是流动本身固有特征, 但超声速静音风洞实验结果表明^[13], 风洞背景噪声并不会对分离激波的大尺度低频运动特性产生实质影响. 当前, 对分离激波的低频振荡运动机理仍然存在着两类截然不同的物理解释^[9], 即上游机制和下游机制. 上游机制认为

导致低频振荡的主要物理机制是上游来流湍流边界层中的扰动, 如猝发现象^[14]、脉动压力^[15]、边界层厚度的厚/薄低频运动^[16]、脉动速度^[17]、拟序结构群^[18] (也称超级结构) 以及高低速条带结构^[19] 等. 下游机制认为导致低频振荡的主要物理机制来源于下游的分离流动现象, 如再附点附近的流场脉动^[20]、类似凹坑流动的共振机制^[21]、分离泡全局不稳定模态^[22]、分离泡剪切层的卷吸和拍打^[23] 以及分离泡的舒张和收缩机制^[24-25] 等.

Wu 等^[24] 采用直接数值模拟方法 (direct numerical simulation, DNS) 研究了压缩拐角内激波/湍流边界层干扰问题. 计算结果证实了上游湍流边界层中超级结构的存在, 但超级结构的作用只会引起分离激波在展向出现小尺度的褶皱, 导致分离激波沿流向大尺度低频振荡的是下游分离泡的舒张和收缩运动. 随后, Priebe 等^[25] 对该物理模型做了更为细致的研究和解释. Grilli 等^[26] 采用动态模态分解方法对大涡模拟数据进行了模态分析, 利用四个低频模态成功重构了拐角内分离泡的舒张和收缩运动. Piponniau 等^[23] 则认为干扰区内分离泡上方剪切层的卷吸作用 (entrainment) 和拍打运动 (flapping) 是分离激波低频振荡的主要物理机制. 剪切层的卷吸和拍打作用导致了下方分离泡的舒张和收缩, 使得分离激波的流向运动表征为大尺度的低频振荡, 这与 Priebe 等^[25] 的研究结论较为接近. 此外, Li 等^[27] 进行了层流压缩拐角流动的数值模拟. 层流计算的来流及几何条件与 Wu 等^[24] 的湍流计算工况相同. 结果也表明, 尽管层流计算分离区上游不存在拟序结构或拟序结构群, 但分离激波仍存在着明显的低频振荡

运动特性.

总体来看, 目前对于激波/边界层干扰非定常特性的研究主要集中在层流干扰或者湍流干扰两种情况, 而对转捩干扰下分离激波运动特性的研究还较为缺乏, 相关的研究报道也较为少见. Tokura 等^[28]对入射激波与空间发展的转捩边界层干扰问题进行了直接数值模拟研究, 重点关注了转捩干扰下的分离激波运动特性以及其物理机制. 结果表明, 在该转捩干扰下, 分离激波仍存在低频振荡运动特性, 其物理机制类似于 Pirozzoli 等^[21]的声波回馈机制.

本文采用直接数值模拟方法对压缩拐角激波/转捩边界层干扰下的非定常运动特性进行数值分析. 为了便于比较和验证结果, 选取的计算参数与 Bookey 等^[29]的实验和 Wu 等^[24]的 DNS 一致.

1 计算设置

控制方程采用一般曲线坐标系下无量纲化后的三维可压缩 Navier-Stokes 方程组. 采用无穷远流参数对方程进行无量纲化, 长度变量采用单位毫米无量纲化. 方程组中无黏项的计算采用 Martin 等^[30]优化构造的 WENO (weighted essentially nonoscillatory) 格式以及 Steger-Warming 流通量分裂方法求解. 黏性项采用八阶中心差分格式进行离散, 时间推进采用三阶 Runge-Kutta 方法计算.

计算模型如图 1 所示, 该模型为含周期性吹吸扰动带的上游平板与 24° 压缩拐角组合而成, 其中坐标系原点取为压缩拐角的拐点, xyz 分别对应为流向、法向和展向方向.

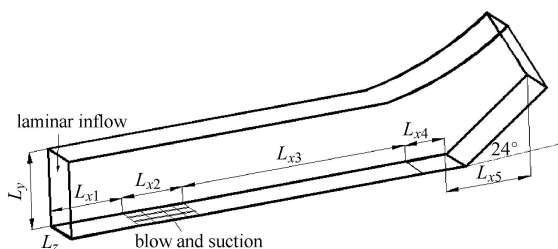


图 1 压缩拐角计算模型示意图

Fig. 1 Illustration of compression ramp

计算域的流向长度 L_x 由上游平板的流向跨度和压缩拐角流向跨度两部分组成, 其中压缩拐角的流向跨度包含角部区域 ($L_{x4} = 35 \text{ mm}$) 和斜面区域 ($L_{x5} = 51.5 \text{ mm}$). 上游平板的流向计算域由 L_{x1} , L_{x2} 和 L_{x3} 三部分组成, 其中 $L_{x1} = 30 \text{ mm}$ 为层流入口剖面与吹吸扰动带起始点的距离, $L_{x2} = 20 \text{ mm}$ 为平板

吹吸扰动带的长度, $L_{x3} = 65 \text{ mm}$ 为吹吸扰动带终点位置距压缩拐角入口的距离. 计算域的法向高度为 $L_y = 35 \text{ mm}$, 展向宽度为 $L_z = 14 \text{ mm}$.

计算网格采用代数方法生成, 流向、法向和周向网格数分别为 $1440 \times 160 \times 140$, 流向网格在拐角角部区域 ($-35 \text{ mm} \leq x \leq 35 \text{ mm}$) 内密集均匀分布, 法向网格往壁面附近进行了指数加密处理, 展向网格均匀分布. 以 $x = -35 \text{ mm}$ 处的壁面量为度量, 拐角干扰区内流向网格尺度 Δx^+ 小于 4.5, 壁面法向第一层网格尺度 Δy^+ 小于 0.5, 展向网格尺度 Δz^+ 小于 5.1. 由于拐角角部分离泡的存在, 计算中所采用的网格尺度远小于平板边界层湍流的直接数值模拟要求.

来流马赫数为 2.9, 基于单位长度的来流雷诺数为 5581.4 mm^{-1} , 来流静温为 108.1 K , 壁面温度为 307 K . 取距平板前缘 200 mm 处的层流解作为计算域的层流入口条件, 出口边界使用超声速出口无反射边界条件, 物面边界为无滑移条件和等温壁, 上边界取为简单无反射边界条件, 展向为周期性条件. 上游平板吹吸扰动带内的扰动形式为多频正弦波扰动, 其扰动幅值 A 和扰动频率 β 的选取与参考文献 [21, 27] 相同, $A = 0.2$, $\beta = 0.1$.

2 程序验证

为了验证程序的可靠性, 首先对相同来流条件下的压缩拐角激波与湍流边界层干扰进行了直接数值模拟. 如图 1 所示, 湍流干扰工况流向计算域中 L_{x1} 和 L_{x2} 与转捩干扰工况相同, 只是湍流干扰情况下 $L_{x3} = 250 \text{ mm}$. 另外, 吹吸扰动的频率和幅值与转捩干扰也完全相同. 此时, 拐角入口处的边界层参数与 Wu 等^[24]的 DNS 和 Bookey 等^[29]的风洞实验较为接近, 如边界层厚度、动量厚度等, 详细比较可参考文献 [27].

图 2 分别给出了压缩拐角内时空平均物面压力和摩擦系数的分布情况 (图中黑色曲线), 横坐标中 δ 为拐角入口处的边界层厚度, 下文类似. 从图中可以看到, 物压力分布与 Wu 等^[24]的计算结果 (图中绿色曲线) 基本重合, 而且两者均在 Bookey 等^[29]实验数据误差带 (5%) 的范围内. 计算得到的分离区起始点和再附点流向位置与 Wu 等^[24]的结果也较为吻合.

计算达到统计平衡态后, 在拐角展向中心线上 ($z = 7.0 \text{ mm}$) 沿流向方向 ($-5.4 \leq x/\delta \leq 2$) 均匀设置了 120 个物面压力监测点, 每隔 $0.06\delta/U_\infty$ 对瞬时压力

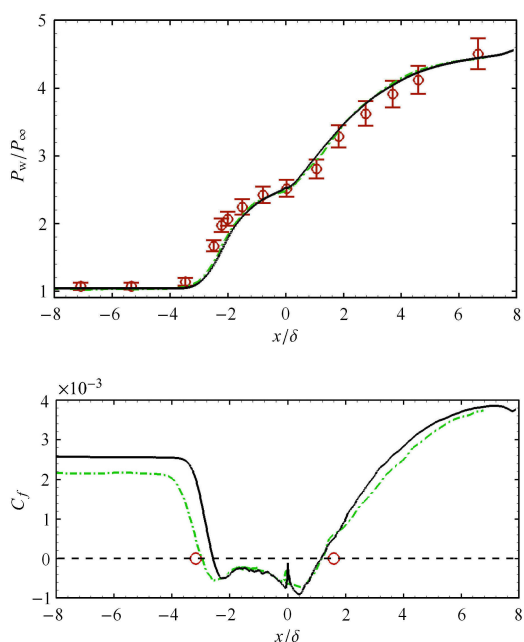


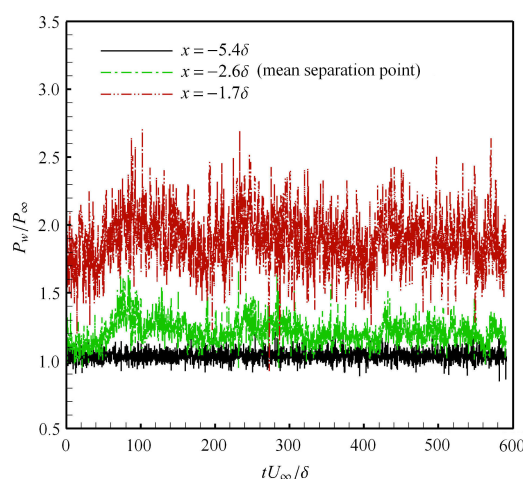
图 2 时空平均物面压力及摩擦系数分布

Fig. 2 Distribution of mean pressure, skin-friction coefficient at turbulent interaction

进行取样, 取样时间总长度约为 $600\delta/U_\infty$.

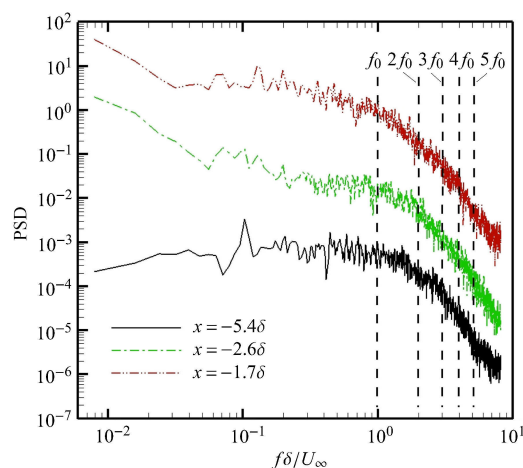
图 3(a) 中分别给出了拐角上游无干扰区 ($x/\delta = -5.4$)、时空平均分离点 ($x/\delta = -2.6$) 和分离泡内 ($x/\delta = -1.7$) 三个典型位置处的脉动压力信号随时间的变化情况. 图 3(b) 为图 3(a) 中典型特征点对应的瞬时脉动压力信号功率谱密度分布 (power spectral density, PSD). 为了更好地比较分析, 对图 3(b) 中时空平均分离点和分离泡内测点处 PSD 值进行了不同比例尺度的放大.

从图 3(a) 中可以看到, 拐角上游处的压力脉动以高频特性为主, 而分离点附近以及分离泡内的脉动则存在明显的低频特征. 从 PSD 图来看, 拐角上游无干扰区内的测点压力 PSD 峰值频率分布在 $(0.1 \sim 1.0)U_\infty/\delta$ 之间, 这与充分发展湍流边界层内物面压力脉动的频谱特性是一致的. 对于时空平均分离点 (绿色曲线) 以及分离泡内的测点 (红色曲线), 压力脉动的频谱则以低频特征为主, 峰值频率出现在约为 $0.008U_\infty/\delta$ 附近. 计算结果与 Wu 等 [24] 的 DNS 数据 (约为 $0.007U_\infty/\delta$) 一致. 同时, 图 3(b) 中还标出了在拐角上游吹吸扰动带中添加的多频正弦扰动波的频谱. 可以看到, 我们所添加的五个频段的扰动主要集中在压力频谱的高频区域, 并不会对下游分离区内的低频脉动特性带来影响.



(a) 物面脉动压力信号

(a) Wall-pressure signals



(b) 功率谱密度分布

(b) Power spectral density of signals

图 3 典型特征点物面脉动压力信号及其功率谱密度分布

Fig. 3 Wall-pressure signals and power spectral density at different stream wise locations

图 4 给出了湍流干扰下拐角展向中心线上沿流向各测点处压力信号的加权功率谱密度分布 (weighted power spectral density, WPSD) 云图, 图中符号 S 和 R 分别对应拐角内时空平均分离点和再附点的流向位置, 符号 C 为拐角的角点, 下文类似. 从云图中可以清楚看到, 在拐角上游的无干扰区, 压力脉动信号以高频为主, 主频在 $1.0U_\infty/\delta$ 附近, 而在分离激波的间歇区 ($-3.4 \leq x/\delta \leq -1.6$) 内, WPSD 分布的峰值频率出现在低频段, 约为 $0.01U_\infty/\delta$, 对应为分离激波低频运动的主频. 随后, 在下游的分离泡内以及拐角斜面上的再附区, 峰值频率又回到了高频区, 但低于上游充分发展湍流边界层内的脉动主频.

该频谱分布的变化规律与 Priebe 等 [25] 的 DNS 结果以及 Dupont 等 [31] 的实验发现相吻合.

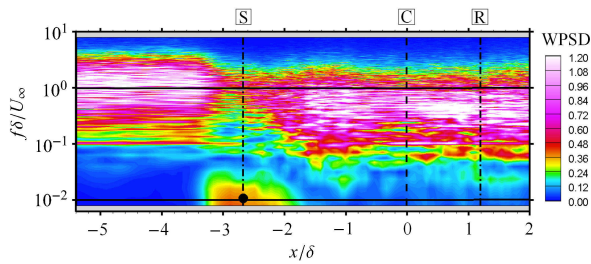


图 4 展向中心线沿流向各测点处压力信号的加权功率谱密度分布云图

Fig. 4 Contours of the weighted power spectral density of wall pressure signals

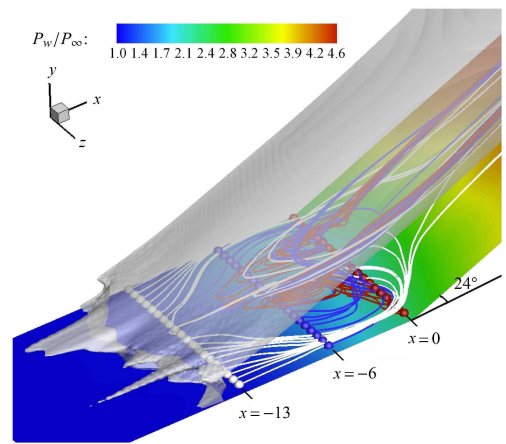


图 6 时间平均流场结构

Fig. 6 Time-averaged flowfield at ramp corner

3 结果分析与讨论

3.1 流场结构

转捩干扰下压缩拐角瞬态流场的密度梯度等值面如图 5 所示. 该等值面采用无量纲流向速度进行了染色, 取值范围为 $-0.4U_\infty$ 到 $1.0U_\infty$. 如图 5 所示, 激波在远离边界层的区域沿展向变化很小, 几乎可以忽略不计. 但由于拐角入口处来流为转捩边界层, 此时边界层内脉动结构沿展向存在非均匀性, 这使得激波阵面在边界层外缘沿展向变化剧烈. 在强逆压梯度的作用下, 边界层在角部附近出现了流动分离, 如图 5 中角部蓝色区域所示. 图 6 给出了时间平均后的拐角内空间流场结构. 从图中空间流线分布情况来看, 转捩干扰下拐角分离区内存在着两个尺度和方向各不相同的小分离泡, 这表明分离泡沿展

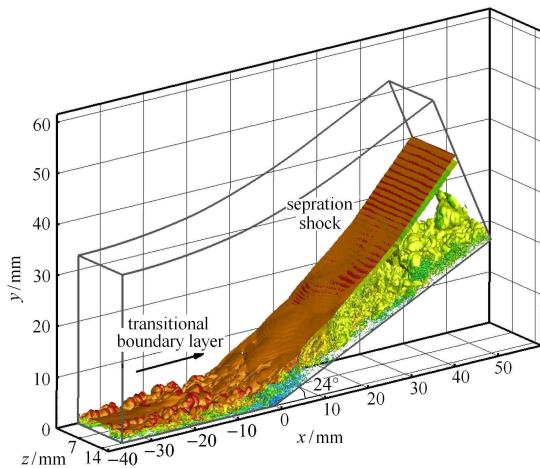


图 5 瞬态密度梯度等值面

Fig. 5 Isosurface of the instantaneous density gradient

向出现了变化剧烈的三维结构.

为了进一步研究下游分离泡三维展向结构对分离激波非定常运动的影响规律, 在计算域展向上 3 个不同位置沿流向分别均匀设置了 120 个压力测点, 3 个展向位置分别为 $z = 2.07 \text{ mm}$, $z = 5.74 \text{ mm}$ 和 $z = 11.7 \text{ mm}$ (如图 7 所示), 压力测点的流向跨度均为 $-35 \text{ mm} < x < 15 \text{ mm}$. 图 7 中蓝色填充区域为时间平均后物面摩擦系数 $C_f < 0$ 的区域, 表征了拐角内分离区时间平均后的流向和展向尺度. 要特别指出的是, 图 7 中标出的 P1~P4 特征点为流向 120 个测点中的典型特征点.

如图 7 所示, P1 位于干扰区上游的拐角入口无干扰处, P2 对应为中间区域监测带 $z = 5.74 \text{ mm}$ 的平均分离点位置, 此时对应两侧的监测带 $z = 2.07 \text{ mm}$ 和 11.7 mm , 该特征点仍处于流动再附区. 而对于 P3 特征点, 在 $z = 5.74 \text{ mm}$ 的监测带上位于分离泡的内部, 但在 $z = 2.07 \text{ mm}$ 和 11.7 mm 的监测带上, 还仍位于流动的再附区. 特征点 P4 则位于拐角干扰区平均再附点的下游.

与之前湍流干扰类似, 为了消除初场对统计结果的影响, 统计时取无量纲时间 1000 (约为 5 倍的

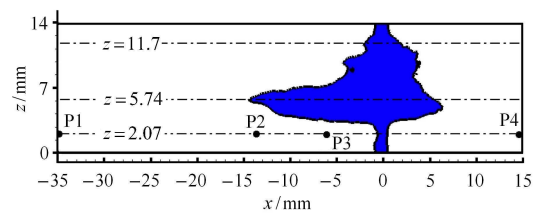


图 7 压力测点分布

Fig. 7 Distribution of wall-pressure signal points

流体流过流场时间) 为取样开始时间, 随后每隔无量纲时间 0.4 对压力监测点进行瞬时压力的时间取样, 取样时间总长度为 3500. 为了便于比较, 下文中无量纲时间的计算采用的特征长度 L 单位均为 mm.

3.2 激波运动的间歇性

以往湍流干扰的研究表明, 分离激波的非定常运动具有较强的间歇性特征, 通过计算间歇因子 λ 可以表征激波运动的间歇程度. 间歇因子的计算公式如下 [32]

$$\lambda = \frac{\text{time}[P_w > (\langle P_{wl} \rangle + 3\sigma(P_{wl}))]}{\text{totaltime}}$$

式中 P_w 为压力监测点的瞬时压力, P_{wl} 为拐角上游无干扰区的瞬时压力, 本文计算时统一取拐角入口 $x = -35 \text{ mm}$ 处的物面压力. $\langle \rangle$ 表示时间平均, σ 为瞬时压力的统计均方差.

图 8 给出了展向 $z = 5.74 \text{ mm}$ 压力监测带的脉动压力均方差和间歇因子沿流向分布情况, 图中虚线对应拐角的角点. 可以看到, 在拐角上游区域内压力脉动的波动程度较小, 随后在分离区内由于分离激波的出现, 压力脉动急剧增强, 脉动均方差开始逐步变大. 从图 8 中还可以看到, 对于转捩干扰, 压力脉动的均方差峰值出现在拐角下游的再附区, 这与湍流干扰压力脉动均方差的分布规律差异较大, 后者的均方差峰值一般出现在分离区起始点附近. 从间歇因子分布曲线的总体趋势来看, 其分布规律与湍流干扰类似, 在时间平均分离起始点流向位置 $x = -15 \text{ mm}$ 处 (见图 8), 此时间歇因子 λ 约为 0.87, 如图 8 中符号 \bullet 所示, 计算结果与湍流干扰下的分离起始点间歇因子 (0.88) 较为接近, 这说明转捩干扰下激波的非定常运动仍存在强间歇性.

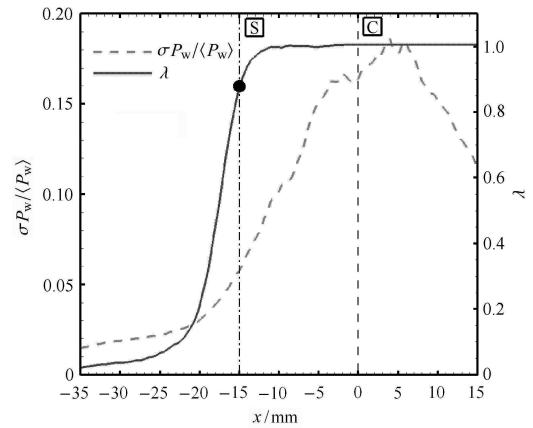


图 8 物面压力脉动均方差及间歇因子分布

Fig. 8 Distribution of standard deviation of wall-pressure fluctuation and intermittency function

3.3 低频振荡特性

为了分析不同展向位置对压力脉动信号功率谱密度分布规律的影响, 图 9 分别给出了 $z = 2.07 \text{ mm}$ 和 5.74 mm 监测带上 4 个典型特征点的物面瞬时压力信号和功率谱密度分布. 可以看到, 对于特征点 P1 (拐角入口无干扰区), 此时无量纲后的峰值频率均出现在中频段 0.01~0.1 之间. 对于中间区域 $z = 5.74 \text{ mm}$ 监测带, 在中频段出现了 3 个功率峰值, 而低频段 (0.001~0.01) 和高频段 (0.1~1.0) 没有出现明显的峰值, 但是对于展向左侧区域 $z = 2.07 \text{ mm}$ 监测带, 尽管峰值频率仍然出现在中频段, 但此时只存在两个功率峰值, 而且在高频段还出现了较为剧烈的曲线振荡, 这表明该监测点处的压力脉动信号具有一定的高频特征. 这主要是由于计算域两侧发卡涡包的高频脉动特性引起的. 从左图中的压力脉动瞬时信号也可以明显看到类似分布差异.

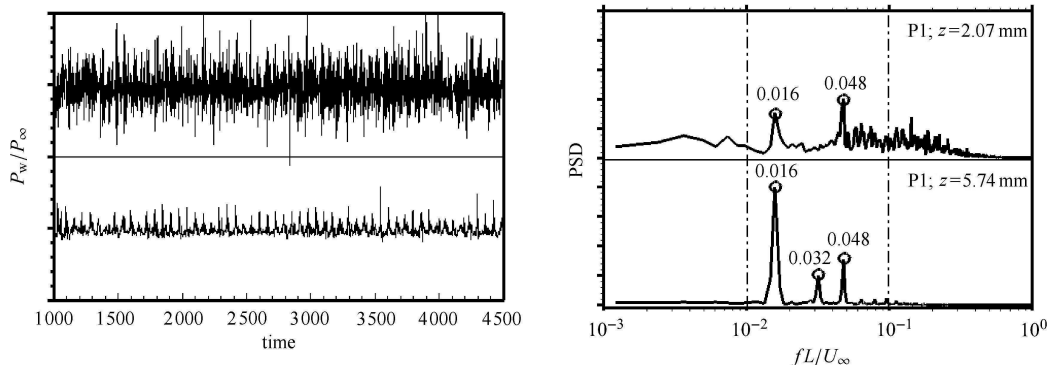


图 9 典型特征点压力信号 (左) 及其功率谱密度分布 (右)

Fig. 9 Wall-pressure signals (left) and power spectral density (right) at various locations

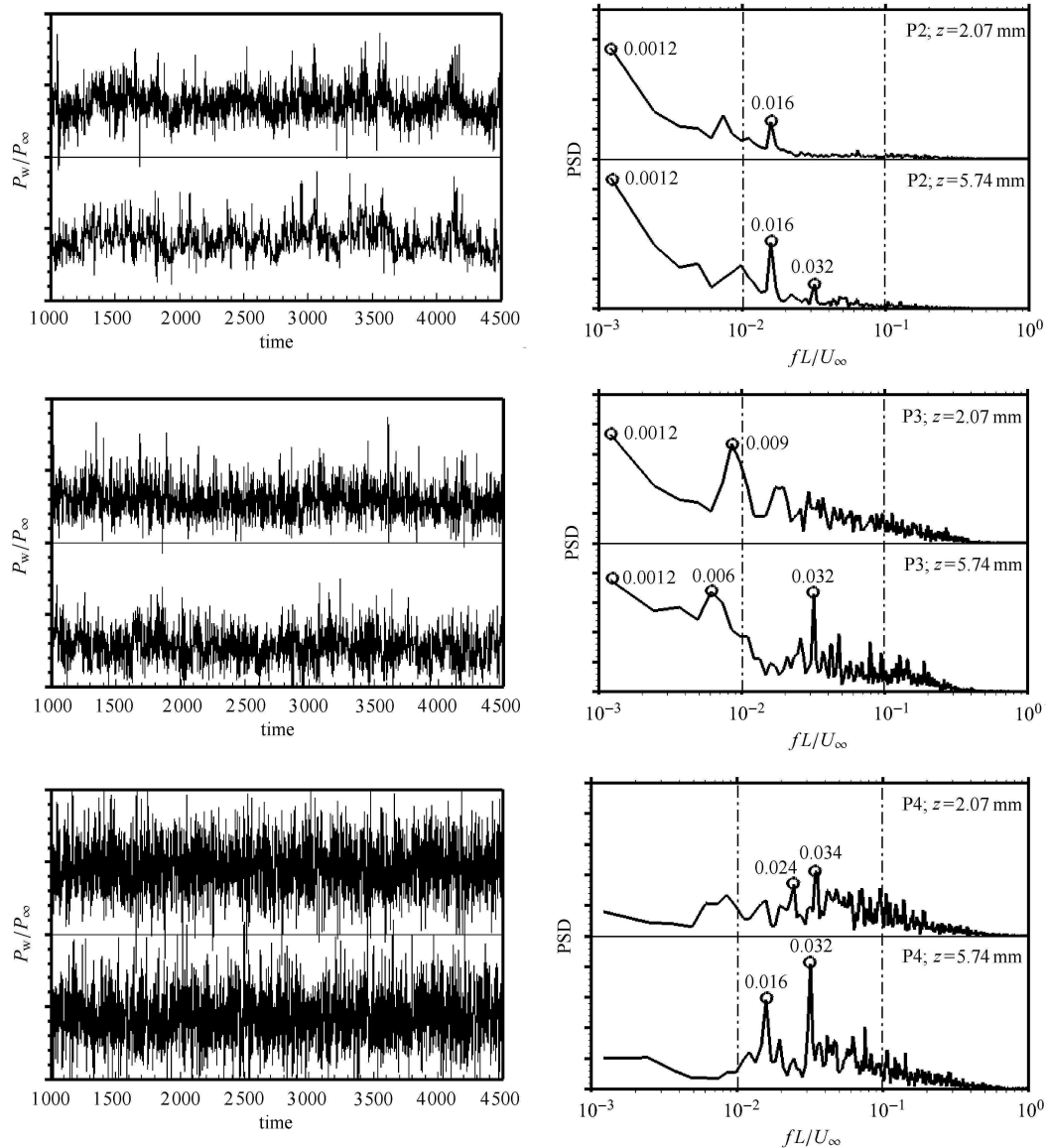


图 9 典型特征点压力信号(左)及其功率谱密度分布(右)(续)

Fig. 9 Wall-pressure signals (left) and power spectral density (right) at various locations (continued)

对于特征点 P2 和 P3 (拐角干扰区及分离泡内), 此时峰值功率频率从中频段转移到了低频段, 峰值频率约为 0.001 2. 对于特征点 P2, 高频段没有明显的功率峰值, 次功率峰值频率出现在中频段内, 约为 0.016. 特征点 P3 的频谱特性与 P2 较为类似, 但其次峰值频率仍出现低频段, 分别为 0.006 和 0.009. 此外, 特征点 P3 压力脉动信号在中/高频波段还具有一定的能量分布. 在干扰区再附点下游的特征点 P4, 相较于干扰区上游的特征点 P1, 尽管脉动信号在低频/高频段均有能量分布, 但峰值功率频率又回到了中频段, 约为 0.032. 该结果表明了转捩干扰下分离激波的非定常运动仍以低频振荡特征为主. 另外, 可

以看到, 本文转捩干扰下低频振荡的特征频率集中在 0.001~0.01 之间, 而上游吹吸扰动频率 $\beta = 0.1$, 这也进一步说明了下游分离区内的低频脉动特性并非上游吹吸扰动引起的.

图 10 分别给出了 $z = 2.07 \text{ mm}$ 和 5.74 mm 压力监测带沿流向各测点处压力信号的加权功率谱密度分布云图. 与湍流干扰(见图 4)的定性比较来看, 两者的整体分布规律大致相同, 即在拐角上游的无干扰区, 压力脉动信号以中/高频为主, 而在分离激波的间歇区内, WPSD 分布的峰值频率则出现在低频段. 随后, 在下游分离泡内以及拐角斜面的再附区, 峰值频率又回到了高频区. 但从 $z = 2.07 \text{ mm}$ 和 5.74 mm

的 WPSD 分布趋势来看, 不同展向位置之间, WPSD 分布规律仍存在一定的差异, 例如在低频间歇区的上游区域 ($x < -20$ mm), $z = 2.07$ mm 监测带内以高频特性为主 ($fL/U_\infty > 0.1$), 而 $z = 5.74$ mm 监测带内则以中频特性为主, $0.1 > fL/U_\infty > 0.01$.

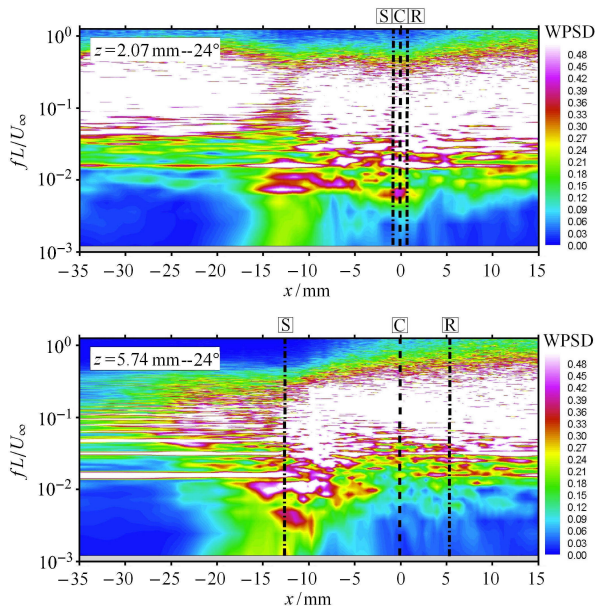


图 10 压力信号功率谱密度分布云图

Fig. 10 Contours of weighted power spectral density of wall pressure signals

尽管分离泡沿展向存在变化剧烈的三维结构, 不同展向位置处的时间平均分离点流向位置相差较

大 (见图 10 中符号 S 所示), 但不同展向位置处的分离激波低频振荡运动影响的流向区域差别较小, 只是中间区域 $z = 5.74$ mm 监测带影响的区域更靠近上游些, 但两者的低频间歇区均位于 -15 mm $< x < -10$ mm 区间内. 计算结果也进一步表明了干扰区内分离泡的展向三维结构并不会对分离激波的低频振荡特性产生实质影响.

为了更好地研究分离激波非正常运动的低频振荡特性, 图 11 还分别给出了采用低通滤波器对三条压力监测带上典型特征点 P2 的瞬时压力信号进行低通滤波后的处理结果. 构造的滤波器为频谱空间的低通盒式滤波器, 具体形式如下

$$\hat{P}'(f) = G(f) P'(f)$$

其中 $G(f)$ 为滤波函数.

$$G(f) = \begin{cases} 1, & f \leq f_{cut} \\ 0, & f > f_{cut} \end{cases}$$

式中 f_{cut} 为截断频率. 该低通滤波器能够保留脉动信号中低于该截断阈值的低频成分, 而高于该截断频率的高频脉动信号将被抹去. 如图所示, 图 11 中采用了 3 个不同截断频率分别对脉动信号进行低通滤波, f_{cut} 依次为 0.1, 0.01 和 0.002. 从图 11(a) ~ 图 11(c) 中可以看到, 随着截断频率的依次降低, 不同展向位置处压力脉动信号中的被抹去的高频成分逐渐增多.

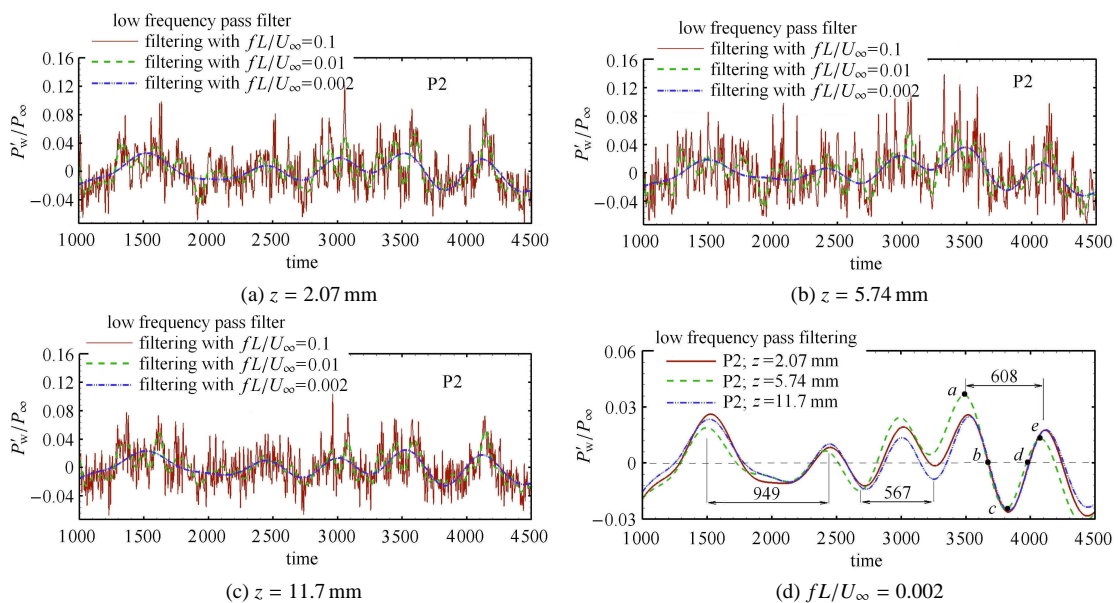


图 11 压缩拐角内物面瞬时脉动压力信号的低通滤波值

Fig. 11 Low-pass filtered instantaneous wall-pressure fluctuations at P2

对于截断频率为 0.002 的情况 (图中蓝色点划线所示), 该阈值仅高于原始脉动信号中的峰值功率频率 0.0012 (见图 9). 此时, 在对展向不同位置处的脉动信号进行低通滤波后, 将只保留该峰值频率附近的脉动成分. 从图 11(d) 中, 不同展向位置之间的低频脉动信号比较来看, 低频脉动特征较为类似, 低频脉动信号曲线也较为吻合. 在 1000~4500 的取样时间跨度内, 均出现了 3 个不同振荡时间周期的脉动, 分别为 567, 608 和 949. 该低通滤波分析结果很好地验证了之前功率谱密度分析中的研究结论.

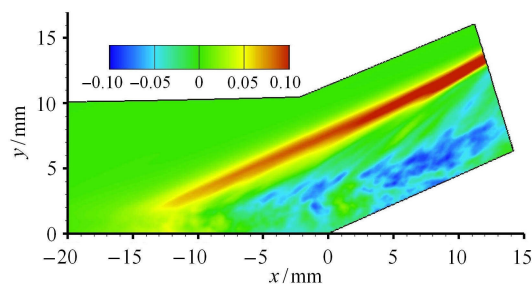
图 11(d) 中还依次标出了时间长度为 608 的一个低频振荡周期中对应的 5 个典型瞬时时刻, 分别为 3500, 3671, 3829, 3978 和 4108.

3.4 振荡机理的初步分析

Priebe 等^[25]采用低通滤波器对激波与湍流边界层干扰下的瞬时流场进行了滤波处理, 并对滤波后的流场结构做了时间演化分析. 研究表明, 干扰区下游内的分离泡不稳定特性 (膨胀和收缩) 是造成上游分离激波低频振荡的主要因素.

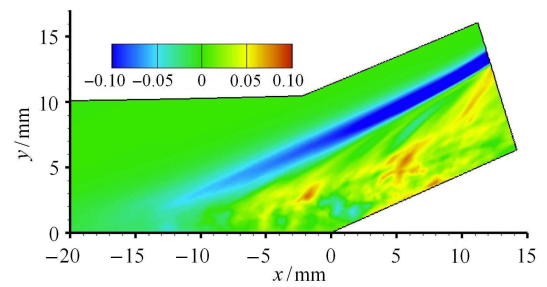
为了探究转捩干扰情况下的激波低频振荡物理机制, 本文同样采用上节中构造的低通滤波器对 $z = 5.74 \text{ mm}$ 的流向-法向截面瞬时流场数据进行了滤波处理. 该截面内瞬时流场的取样频率和取样时间总长度与之前压力测点的瞬时压力取样完全相同.

图 12 给出了低通滤波后的流场瞬时脉动压力分布云图, 无量纲流场时刻分别为 3500 和 3829, 对应于图 11 中一个振荡周期的波峰和波谷. 低通滤波器的截断频率 $f_{\text{cut}} = 0.002$. 从图中可以看到, 低通滤波处理后的瞬时流场中, 脉动压力峰值只出现在分离



(a) 3500 时刻

(a) $t = 3500$



(b) 3829 时刻

(b) $t = 3829$

图 12 低通滤波瞬时流场脉动压力云图

Fig. 12 Low-pass filtered instantaneous pressure fluctuation flow fields

激波附近及其下游结构中, 在激波上游的转捩边界层中没有出现明显的压力信号低频成分.

为了进一步分析滤波后瞬态流场的时间演化特性, 图 13 分别给出了图 11 中时间长度为 608 的低频振荡周期中 5 个典型时刻的低通滤波流场结果.

左图中红色点划线为低通滤波后的流场压力梯度等值线的时间平均值, 黑色曲线为其瞬态值, 该值用来表征分离激波瞬时位置. 拐角区域的流向速度分布云图表征瞬时分离泡大小, 粉色箭头给出了分离区起始点的瞬时流向位置. 右图给出了不同瞬态时刻低通滤波后流场内流线分布情况. 可以看到, 在一个低频振荡时间周期内, 如图 13(a) 所示, 在 3500 时刻 (波峰), 瞬态分离激波处于平均值上游, 此时分离泡长度和高度尺度均为最大. 随着时间的演化发展, 到了 3671 时刻 (图 13(b)), 分离泡收缩, 此时分离激波位置往下游移动, 接近其平均值. 随后在 3829 时刻 (波谷), 此时分离泡尺度为最小, 而且瞬态分离激波也移动到了平均值的下游处, 如图 13(c) 所示. 到了 3978 时刻, 分离泡膨胀, 分离泡尺度又开始增大, 而且瞬态分离激波往上游移动, 接近其平均值, 见图 13(d). 在 4108 时刻 (波峰, 如图 13(e) 所示), 分离泡恢复到最初 3500 时刻的尺度, 分离激波也往上游移动到了平均值的上方. 从右图中空间流线的分布情况来看, 分离泡也经历了类似的收缩-膨胀过程. 综合上述分析结果, 造成分离激波低频振荡的主要因素也来自于拐角干扰区内的下游结构中, 而且与下游分离泡的收缩-膨胀机制存在一定关联.

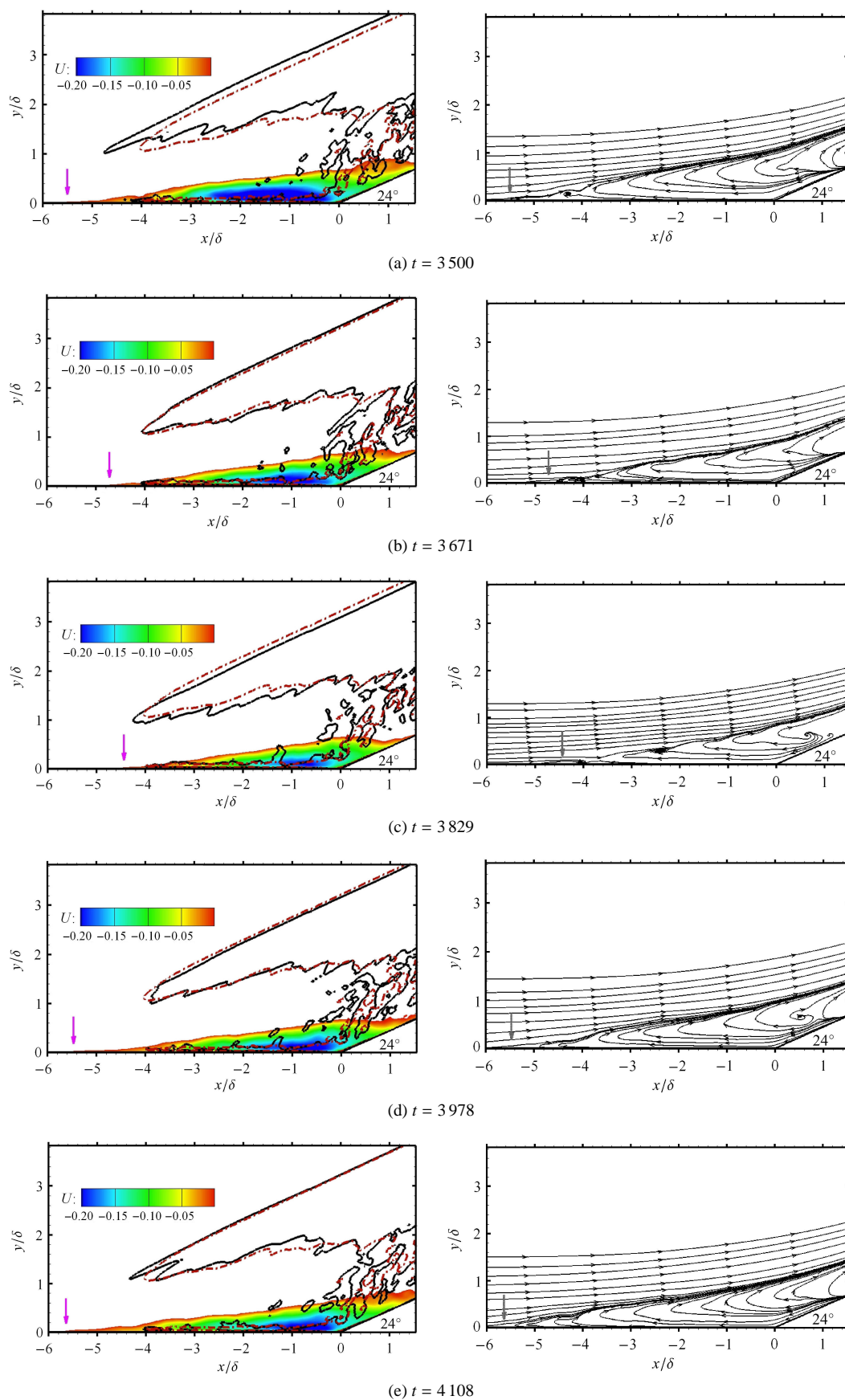


图 13 低通滤波瞬态流场结构

Fig. 13 Low-pass filtered instantaneous flow fields

4 结论

本文采用直接数值模拟方法对来流马赫数 2.9, 24° 压缩拐角内激波与转捩边界层干扰下分离激波的非定常运动特性进行了数值研究. 通过分析物面压力脉动信号的功率谱密度和低滤波瞬时脉动流场的时间演化特性, 系统地研究了分离激波非定常运动的间歇性和低频振荡特征, 初步探索了转捩干扰下激波低频振荡的物理机制. 通过分析, 得到以下结论:

(1) 转捩干扰下激波的非定常运动存在着强间歇性. 物面压力脉动的均方差峰值出现在拐角干扰区下游.

(2) 分离激波的非定常运动仍存在与湍流干扰类似的低频振荡特征, 其低频振荡的频率较上游无干扰区内峰值频率低了一个量级左右. 干扰区内分离泡的三维展向结构并不会对低频振荡特性产生实质影响.

(3) 本文转捩干扰下激波低频振荡与下游分离泡的收缩-膨胀运动仍存在较强关联, 数值结果支持和验证了湍流干扰低频振荡的下游机制, 同时也将该理论的适用范围推广到转捩干扰情况.

参 考 文 献

- Holden MS. Reviews of aerothermal problems associated with hypersonic flight. AIAA paper, 1986-0267, 1986
- Delery J. Shock wave/turbulent boundary layer interaction, its control. *Progress in Aerospace Sciences*, 1985, 22(1): 209-280
- Dolling DS. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: what next? *AIAA Journal*, 2001, 39(8): 1517-1530
- Clemens NT, Narayanaswamy V. Low frequency unsteadiness of shock wave turbulent boundary layer interactions. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2014, 46: 469-492
- Gaitonde DV. Progress in shock wave/boundary layer interactions. *Progress in Aerospace Sciences*, 2015, 72(1): 80-99
- Dolling DS, Murphy MT. Unsteadiness of the separation shock wave structure in a supersonic compression ramp flowfield. *AIAA Journal*, 1983, 21(12): 1628-1634
- Erengil ME, Dolling DS. Unsteady wave structure near separation in a Mach 5 compression ramp interaction. *AIAA Journal*, 1991, 29(5): 728-735
- Touber E, Sham ND. Large eddy simulation of low frequency unsteadiness in a turbulent shock induced separation bubble. *Theoretical, Computational Fluid Dynamics*, 2009, 23(1): 79-107
- Dussauge JP, Dupont P. Unsteadiness in shock wave boundary layer interactions with separation. *Aerospace Science and Technology*, 2006, 10(1): 85-91
- Souverain LJ, Dupont P. Effect of interaction strength on unsteadiness in turbulent shock wave induced separations. *AIAA Journal*, 2010, 48(7): 1480-1493
- Wu PP, Miles RB. Megahertz visualization of compression corner shock structures. *AIAA Journal*, 2001, 39: 1542-1546
- Dussauge JP, Piponniau S. Shock/boundary layer interaction: possible sources of unsteadiness. *Journal of Fluids and Structures*, 2008, 24: 1166-1175
- Weiss J, Chokani N. Effect of free stream noise on shock wave turbulent boundary layer interactions. *AIAA Journal*, 2007, 45(9): 2352-2355
- Reopoulos J, Muck KC. Some new aspects of the shock wave boundary layer interaction in compression ramp corner. *Journal of Fluid Mechanics*, 1987, 180: 405-428
- Brunsiak L, Dolling DS. Physics of unsteady blunt fin induced shock wave/turbulent boundary layer interactions. *Journal of Fluid Mechanics*, 1994, 273: 375-409
- Unalms OH, Dolling DS. Decay of wall pressure field structure of a mach 5 adiabatic turbulent boundary. AIAA paper 1994-2363, 1994
- Beresh SJ, Clemens NT. Relationship between upstream turbulent boundary velocity fluctuations, separation shock unsteadiness. *AIAA Journal*, 2002, 40(12): 2412-2422
- Ganapathisubramani B, Clemens NT. Low frequency dynamics of shock induced separation in a compression ramp interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 636: 397-425
- Humble RA, Scarano F. Unsteady aspects of an incident shock wave turbulent boundary layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 635: 47-74
- Thomas FO, Putnam CM, Chu HC. On the mechanism of unsteady shock oscillation in shock wave turbulent boundary layer interactions. *Experiments in Fluids*, 1994, 18(1): 69-81
- Pirozzoli S, Grasso F. Direct numerical simulation of impinging shock wave turbulent boundary layer interaction at $M = 2.25$. *Physics of Fluids*, 2006, 18(1): 065113
- Touber E, Sham ND. Low-order stochastic modeling of low frequency motions in reflected shock wave boundary layer interactions. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 671: 417-465
- Piponniau S, Dussauge JP. A simple model for low frequency unsteadiness in shock induced separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 629: 87-108
- Wu M, Martin MP. Analysis of shock motion in shock wave, turbulent boundary layer interaction using direct numerical simulation data. *Journal of Fluid Mechanics*, 2008, 594: 71-83
- Priebe S, Wu M, Martin MP. Low frequency unsteadiness in shock wave turbulent boundary layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 699: 1-49
- Grilli M, Schmid PJ. Analysis of unsteady behavior in shock wave turbulent boundary layer interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 700: 16-28
- Li XL, Fu DX, Ma YW. Direct numerical simulation of shock/turbulent boundary layer interaction in a supersonic compression

- sion ramp. *Science China: Physics, Mechanics & Astronomy*, 2010, 53(9): 1651-1658
- 28 Tokura Y, Maekawa H. DNS of a spatially evolving transitional turbulent boundary layer with impinging shock wave. AIAA paper 2011-729, 2011
- 29 Bookey P, Wyckham C, Smits A, et al. New experimental data of STBLI at DNS/LES accessible Reynolds numbers. AIAA paper 2005-309, 2005
- 30 Martin MP, Taylor EM, Wu M. A width-optimized WENO scheme for the effective direct numerical simulation of compressible turbulence. *Journal of Computational Physics*, 2006, 220(1): 270-289
- 31 Dupont P, Haddad C, Debieve JF. Space, time organization in a shock induce separated boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 559: 255-277
- 32 Dolling DS, Or CT. Unsteadiness of the shock wave structure in attached, separated compression ramp flows. *Experiments in Fluids*, 1985, 3(1): 24-32