流体力学

理想后视镜绕流影响下边界层壁面压力脉动研究

刘伯峰*,† 吴 霆^{†,**} 朱力行^{†,**,2)}

*(中国科学技术大学近代力学系,合肥 230026) *(中国科学院力学研究所非线性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 钝体绕流引起的壁面压力脉动是气动/振动噪声的主要激励源. 钝体绕流引起的流动较为复杂, 无法直接 采用基于平板边界层的模型直接模化壁面压力. 因此, 分析钝体绕流影响下的壁面压力在水下潜航器、汽车以 及飞行器的自噪声和辐射噪声预测中具有重要意义. 文章以理想汽车后视镜绕流为例, 采用大涡模拟方法结合 不同的亚格子湍流模型, 开展了后视镜下游壁面压力脉动时空性质的数值研究. 数值模拟中, 壁面压力相关统 计量如压力系数和频率谱与文献中的数值和实验结果均相符. 藉由不同的相速度, 在时空能谱中分离了壁面压 力脉动的 3 个特征流动: 对流、回流和声传播. 后视镜下游壁面压力脉动的空间谱, 相比于平板边界层, 出现等 值线形状弯曲的现象. 通过基于泰勒冻结假设的统计分析, 得到了壁面压力脉动对流速度的空间分布. 根据对 流速度, 壁面压力脉动在物理空间上可以分为: 回流区、稳定对流区和过渡区. 稳定对流区的壁面压力脉动的 空间谱未出现弯曲现象, 而其空间关联半衰长度与频率倒数成正比, 表现出了经典平板边界层理论中的定量特 性. 该工作表明, 钝体绕流使得边界层壁面压力传播方向发生偏转, 而壁面压力脉动在偏转后的稳定对流区依 然保有平板边界层中的时空统计特性.

关键词 钝体绕流,边界层,壁面压力,大涡模拟

中图分类号: O357 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-23-100

CHARACTERISTICS OF WALL PRESSURE FLUCTUATIONS FOR A BOUNDARY LAYER AFFECTED BY FLOW OVER AN IDEAL SIDE MIRROR¹⁾

Liu Bofeng *, † Wu Ting [†], ** Zhu Lixing [†], **, 2)

* (Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)
 [†] (LNM, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)
 ** (School of Engineering Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract In low Mach number flows, wall pressure fluctuations induced by flows over a blunt body are the dominant source of aero- and vibroacoustic noise. Due to the complexity of flow patterns, their characteristics cannot be straightforwardly modeled with wall pressure models furnished by turbulent boundary layers (TBL). Therefore, studies on the flow over a blunt body and induced wall pressure play an essential role in predicting self- and radiated noises of underwater, automotive, and aerial vehicles. In this work, we employ large-eddy simulations (LES) with different sub-grid-scale (SGS) models to numerically investigate the flow over a generic side mirror of an automobile and space-time

2023-03-20 收稿, 2023-07-17 录用, 2023-07-18 网络版发表.

1) 国家自然科学基金 (11988102, 12202454 和 12002344) 和国家专项工程 (GJXM92579) 资助项目.

2) 通讯作者:朱力行,助理研究员,主要研究方向为湍流与流体力学. E-mail: zlx@imech.ac.cn

引用格式:刘伯峰,吴霆,朱力行.理想后视镜绕流影响下边界层壁面压力脉动研究.力学学报,2023,55(9):1820-1833

Liu Bofeng, Wu Ting, Zhu Lixing. Characteristics of wall pressure fluctuations for a boundary layer affected by flow over an ideal side mirror. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2023, 55(9): 1820-1833

characteristics of the resulting wall pressure fluctuation. The statistical results from LES with both SGS models, including the pressure coefficient and frequency spectra, align well with published numerical and experimental results. In the spectral analysis, the downstream wall pressure fluctuation on the window is decomposed into three regimes in the wavenumber-frequency space via phase speed, including convection, recirculation, and acoustics. We observe that contours in the wavenumber spectrum of wall pressure in this work exhibit a bending effect compared to those in zero-pressure-gradient flat-plate TBLs. Based on the statistical analysis based on Taylor's hypothesis, we obtain the spatial distribution of the convection speed of wall pressure, which leads to three regions in physical space: recirculation, steady convection, and transition. The contours in the wavenumber spectra of wall pressure extracted from the steady convection region are free of bending effects. Moreover, the half-width of the spatial correlation function is proportional to the inverse of the corresponding frequency, which follows the attribute in the classical theory of TBL. This investigation indicates that the convection of wall pressure beneath a TBL deflects off the blunt body, while downstream wall pressure fluctuations in the steady-convection zone preserve the space-time characteristics of the TBL.

Key words blunt body, boundary layer, wall pressure, large-eddy simulation

引言

流致振动和噪声现象广泛出现在各类工程应用 领域^[1].飞行器、车辆和水下潜航器在壁面附近的 湍流流动往往是气动和振动噪声的主要来源^[2].湍 流流动引起的壁面压力脉动会激励板壳结构振动并 进一步向内辐射引起内部噪声.民用飞行器中,机舱 内的噪声水平与乘客感受密切相关:低频噪声直接 引起乘客不适;而接近人类语音频率范围的中频噪 音会干扰口头交流^[3].水下潜航器中,声呐罩受激振 动产生内部噪声并传入水声换能器,降低了声呐的 信噪比,减小了潜航器航行时声呐的探测范围^[4].乘 用车的内部噪声和振动水平是影响车辆乘员舒适度 的关键因素.因此,汽车工业设计了一套包含噪声、 振动和平顺性 (NVH)等要求的综合设计指标,并围 绕 NVH 开展设计和优化工作.综上所述,流致振动 与噪声的预测具有重要的工程价值.

气动/振动声学响应主要包括结构振动和内外 部噪声的空间分布和频率谱.需要针对流致振动和 噪声向外和向内的辐射和传播过程开展相应的气动--振动声学分析.气动/振动声学分析的主要方法包括 解析法、统计方法和数值方法.解析法主要基于模 态分析,适用于具有规则形状和简单几何的对象,如 带肋的曲面平板^[5].统计能量分析法首先确定系统 内不同组件构成的子系统之间能量分布的情况,然 后基于代理模型计算平均振动声学响应^[6].计算气 动-振动声学分析中,可以通过各类经典的离散方 法(有限元或边界元)来表示实际工程问题中难以解 析表达的复杂几何和非均匀材料系数,并通过求解 线性系统得到振动声学响应^[7-8].

流致振动和噪声的气动/振动声学分析的一个 主要问题是确定激励源(流动发声声源).激励源中 各项声源函数,可分为单级子、偶极子和四极子或 更高阶源项^[1].由于声源辐射功率与马赫数的高次 幂相关,低马赫数流动中的噪声声源主要为偶极子, 也即壁面压力脉动.现代喷气式客机的引擎噪声水 平较低,巡航阶段舱内噪声主要来自客机机身圆柱 壳体表面充分发展的湍流边界层^[9].同时,水下潜航 器的平直中段也可以被模化为湍流边界层激励下的 水平或曲面板^[10].因此,本文主要关注充分发展的湍 流边界层的壁面压力能谱模型.

考虑到平板边界层压力脉动的随机特性,壁面 压力模型往往呈现为时空关联或波数-频率能谱.剪 切湍流中的壁面压力时空性质的详细讨论参见 Wu 等^[11]的综述文章.基于壁面压力脉动的时空性质, 文献中报告了一系列零压梯度湍流平板边界层壁面 压力脉动模型.经典经验模型的详细论述和比较可 参见 Miller 等^[12]的评述文章.这些半经验模型被广 泛用于前述各类工程应用中的振动声学分析: Corcos 模型^[13] 是壁面压力脉动时空关联模型早期研究中 的代表性工作; Efimtsov 模型在空间关联中考虑了 边界层厚度和马赫数的影响,并被用于航空工程中 结构振动和内部噪声的预测^[14]; Chase 模型被用于 开展对理想水下潜航器外壳的振动声学分析^{[51}; Smol'yakov 模型被用于插值以提高振动声学实验数 据的解析度^[15]. 在工程应用中,来流通常为充分发展的湍流边 界层,并受到钝体阻挡后形成复杂流动^[16-17],比如水 下潜航器的围壳^[18]和汽车后视镜绕流^[19-22].这类问 题中,受钝体尾迹影响的复杂湍流流动往往成为气 动/振动的主要声源.由于钝体尾迹的影响,该类流 动的壁面压力脉动无法采用仅考虑不同压力梯度下 的平板边界层等简单情况的压力脉动模型.对这一 类流动,亟需开展壁面压力时空特性的相关研究,分 析钝体尾迹影响下壁面压力时空特性相对于平板边 界层的变化,为适用于该类复杂流动的壁面压力模 型提供模化依据,从而减小气动/振动噪声的预测成 本并提高预测精度.本工作采用大涡模拟方法,得到 了钝体尾迹影响下边界层壁面压力脉动,并开展了 相关理论分析,以期为复杂流动下的壁面压力能谱 模化提供参考.

1 问题介绍: 车辆后视镜绕流

随着新能源汽车的发展,汽车发动机等声源引起的噪声已经得到了明显的改善,风噪问题成为制约汽车 NVH 的主要问题之一^[23]. Buchheim 通过风洞实验测量了汽车时速在典型高速公路工况 (来流速度为 110 km/h)下引起的内部噪声可达 78 dB^[24],严重影响乘员驾乘感受.汽车风噪的主要来源为后视镜绕流引起的车窗表面的压力脉动.为了更好地研究流致声源,业界提出了理想化的汽车后视镜模型作为标模^[25]. 围绕该标模,研究者开展了一系列数值模拟^[19-22]和实验研究^[26].本工作主要关注钝体尾迹影响下的边界层壁面压力脉动的时空性质. 理想汽车后视镜绕流为典型的钝体绕流,在文献中有较为丰富的实验测量和数值模拟的参考结果,可以较为方便地验证数值结果以支撑理论分析.

后视镜绕流的几何配置包含理想汽车后视镜与 平板,如图 1 所示.理想汽车后视镜由半圆柱和 1/4 球组成.其中,1/4 球的半径和半圆柱底面半径均 为 *D*_{mr} = 0.1 m,半圆柱的高为2*D*_{mr} = 0.2 m.平板由 两部分组成:半径为 0.8 m 的半圆形前缘和边长为 1.6 m 的正方形后缘.设置正方形后缘的目的在于模 拟车辆后视镜之后的玻璃车窗以及金属门框.玻璃 车窗选定为平板正方形后缘中心处长方形区域,其 流向长度为 1.4 m,而展向宽度为 1.2 m.该长方形玻 璃窗区域紧贴后视镜,是流致振动和噪声的主要激 励源的发生点.本文也将从该区域提取壁面压力脉



图 1 后视镜绕流几何配置: 理想汽车后视镜与平板 (单位: m) Fig. 1 Schematic diagram of the problem: a generic side mirror and a plate (unit: m)

动的空间分布和时间历史.后视镜与平板的相对位 置如图 1 所示.除了前缘形状,整体设置与经典理想 后视镜绕流的实验设置^[25]完全一致.实验中通常采 用方形前缘,而数值模拟中方形^[22]和半圆形前缘^[20] 在文献中均有出现.设置前缘的目的为使得来流在 平板上发展为湍流,数值模拟中的半圆形前缘选型 主要出于节省计算域的考量.

2 数值方法与计算设置

2.1 控制方程与湍流亚格子模型

汽车在高速公路上的时速介于 100~120 km/h, 相应马赫数约为 0.1. 该工况下, 后视镜绕流的可压 缩效应并不显著, 但是相关文献表明壁面压力脉动 中的声模态不可忽略^[21]. 因此, 我们选用滤波后的可 压缩 Navier-Stokes 方程作为理想后视镜绕流的控制 方程如下

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\boldsymbol{u}}) = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\boldsymbol{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\boldsymbol{u}} \otimes \tilde{\boldsymbol{u}}) = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\sigma}} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}$$
(2)

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e}_0}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{e}_0 \tilde{\boldsymbol{u}}) = -\nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\boldsymbol{u}}) + C_p \nabla \cdot \left[\left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \nabla \tilde{T} \right] + \nabla \cdot \left[\tilde{\boldsymbol{u}} \cdot (\bar{\sigma} + \tau) \right]$$
(3)

其中 ρ , u, p, e_0 和T 分别为密度、速度矢量、压 力、内能和温度. $\sigma = -2\mu(\nabla \cdot u)I/3 + \mu(\nabla u + \nabla^T u)$ 为 黏性应力张量. 式(1)、式(2) 和式(3) 分别为质量、 动量和能量守恒方程. 为了进一步封闭上述 3 个偏 微分方程, 需要引入热力学状态方程. 考虑到汽车在 高速公路的工况下, 流动介质为空气, 马赫数较小,

1823

温度变化有限,因此采用理想气体状态方程.

在可压缩流动大涡模拟中,我们引入 Favre 滤 波以避免在连续方程中引入亚格子项. Favre 滤波定 义为 $\tilde{\phi} = \overline{\rho \phi} / \bar{\rho}$. 动量守恒方程 (式 (2)) 中的非线性对 流项在滤波后会出现亚格子应力张量 τ ,采用涡黏 模型模化该亚格子应力项如下

$$\boldsymbol{\tau} = \mu_t \left[\nabla \tilde{\boldsymbol{u}} + (\nabla \tilde{\boldsymbol{u}})^{\mathrm{T}} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \tilde{\boldsymbol{u}}) \boldsymbol{I} \right] - \frac{2}{3} \bar{\rho} k_{\mathrm{SGS}} \boldsymbol{I}$$
(4)

其中 μ_t 为亚格子涡黏, k_{SGS} 为亚格子湍动能.本工作的大涡模拟采用两种不同的涡黏亚格子模型: Smagorinsky模型^[27](以下简称 SMA 模型)和 Wall adaptive local eddy-viscosity模型^[28](以下简称 WALE 模型).能量守恒方程(式(3))中非线性对流 项滤波后出现的亚格子热通量基于雷诺比拟模化. 换言之,我们采用湍流普朗特数 $Pr_t = 0.7$ 和亚格子涡 黏系数模化亚格子热扩散系数.

2.1.1 Smagorinsky 模型

Zang 等^[27] 将不可压缩流动大涡模拟中的经典 Smagorinksy 模型延伸到了可压缩流动. 亚格子涡黏 系数和亚格子湍动能均通过 Favre 滤波后的对称剪 切率 $\tilde{S} = (\nabla \tilde{u} + \nabla^T \tilde{u})/2$ 构造如下

$$\mu_t = C_{\rm R} \bar{\rho} \varDelta^2 \sqrt{\tilde{S}} : \tilde{S}$$
(5)

$$k_{\text{SGS}} = C_{\text{I}} \bar{\rho} \varDelta^2 (\tilde{\boldsymbol{S}} : \tilde{\boldsymbol{S}})$$
(6)

其中, Δ 为滤波宽度, 实际计算中, 选取当前单元体积的立方根作为滤波宽度. 式 (5) 和式 (6) 中的系数取值按 Zang 等^[27]的建议设为 $C_{\rm R} = 0.012$ 和 $C_{\rm I} = 0.0066.$ 由于 Smagorinsky 模型主要适用于充分发展的各向同性湍流, 采用 Van Driest 修正^[29] 以减少壁面附近的亚格子涡黏.

2.1.2 WALE 模型

WALE 模型基于可解尺度的对称应变率张量和 旋转张量的相关不变量构造,考虑了旋转的影响.另 一方面,WALE 模型给出的涡黏系数近壁面以O(y²) 的趋势衰减,不用施加额外的壁面修正^[28].基于 WALE 模型的涡黏系数表达式为

$$\mu_{t} = \bar{\rho}(C_{w} \varDelta)^{2} \frac{\left(S_{ij}^{d} S_{ij}^{d}\right)^{\frac{3}{2}}}{\left(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}\right)^{\frac{5}{2}} + \left(S_{ij}^{d} S_{ij}^{d}\right)^{\frac{5}{4}}}$$
(7)

其中 S_{ij}^{d} 通过滤波后的剪切率张量 \tilde{S} 和旋转张量 $\tilde{\Omega}_{ij} = (\partial_{i}\tilde{u}_{i} - \partial_{i}\tilde{u}_{i})/2$ 构造

$$S_{ij}^{d} = \tilde{S}_{ik}\tilde{S}_{kj} + \tilde{\Omega}_{ik}\tilde{\Omega}_{kj} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\left(\tilde{S}_{mn}\tilde{S}_{mn} + \tilde{\Omega}_{mn}\tilde{\Omega}_{mn}\right)$$
(8)

2.2 计算设置

为了适配理想后视镜和平板的几何形状,汽车 后视镜绕流大涡模拟的计算域由 1/4 圆球和半圆柱 组成,如图 2 所示.其中,1/4 球的球心与理想后视镜 底面圆心重合,其半径为 2.1 m;而半圆柱底面与 1/4 球在法向贴合,半圆柱在流向长度为 6 m.图 2 显示,入口来流离理想后视镜前缘的流向距离为 2 m.该距离保证了空气在流过后视镜前能充分发 展,并遏制反射波对入口的干扰.同时,后视镜后缘 距离下游出口的流向距离为 6 m,大约为 60 倍的后 视镜底面半径,可以保证后视镜绕流尾迹在达到出 口前已经充分耗散.

参考汽车在高速公路实际形式的工况,以及理 想后视镜绕流的相关数值^[19-22]和实验研究^[25]中的 流动设置,我们设置相应的来流和边界条件.来流速 度为 u_∞ = 38.89 m/s,也即 140 km/h.来流密度选用空



气在常温大气压下的密度 $\rho_{\infty} = 1.198 \text{ kg/m}^3$. 远场参 考压力为标准大气压 $p_{\infty} = 1.013 25 \times 10^5 \text{ Pa}$. 远场温 度为常温 $T_{\infty} = 293 \text{ K}$.来流的运动学黏性为 $v = 1.522 4 \times 10^5 \text{ m}^2/\text{s}$. 该计算设置中,基于后视镜底面直径的雷 诺数为 $Re \approx 5.2 \times 10^5$. 后视镜表面及其附属平板 (见 图 2 中红色和蓝色区域) 被施加了无滑移无穿透壁 面条件,而计算域底面的其他位置仅被施加了无穿 透边界条件.

本文中的大涡模拟采用分块结构网格对计算域 进行网格划分,具体分块设置见图 2.为了充分解析 湍流边界层,网格在后视镜和平板表面加密.特别地, 由于计划在玻璃窗口 (图 2 中蓝色区域)收集壁面压 力脉动信息并开展谱分析,因此在流向和展向均额 外加密了该区域.相似地,法向网格沿壁面作了拉伸, 近壁面第一层网格离壁面的法向距离为2.0×10⁻⁵ m. 网格中的节点总数约为5.88×10⁶.经后验检验,该网 格解析度满足壁面解析大涡模拟的要求.空间插值 采用二阶中心差分.时间推进采用二阶后向差分 (BDF2), 时间推进步长设置为Δt = 2.0×10⁻⁶ s.本工作中大涡 模拟均通过开源流体力学计算软件 OpenFOAM 执 行.我们选用了该软件中的 rhoPimpleFoam 求解器 (隐式时间压力基求解器)来求解低马赫数可压缩流动.

3 结果与讨论

3.1 计算验证

本工作主要关注壁面压力的时空性质,因此首 先检验壁面压力的相关统计量以验证大涡模拟的结 果是否可靠.本文工作开展的大涡模拟过程中,待来 流两次流经全计算域,开始收集壁面压力的时间历 史.通过对该时间段内的相关统计量的分析,此时流 动充分发展并进入统计定常阶段.

3.1.1 时均压力系数

如图 3 所示,在后视镜和玻璃窗表面特定位置





收集了壁面压力脉动的时间历史.首先比较后视镜 表面不同位置处的时均压力系数(C_p)_t,其定义如下

$$\langle C_p \rangle_l(\mathbf{x}) = \frac{\langle p \rangle_l(\mathbf{x}) - p_{\infty}}{0.5\rho_{\infty}u_{\infty}^2}$$
(9)

其中, $\langle \phi \rangle_t(\mathbf{x})$ 表示对 $\phi(\mathbf{x},t)$ 开展时间平均, 而下标(·)_∞ 代表远场(来流)参数.待流动发展稳定后,在总时长 为0.4096 s 的时间内,每隔 10 个时间步收集了壁面 压力,最终得到了长度为20480的时间序列.经过系 综平均后,列出了7个不同位置探测点处的时均压 力系数. 探测点坐标及相应 (C_p)_t分别列于表 1 和表 2. 表2的最后两行比较了本工作中基于两种不同亚格 子模型开展的可压缩大涡模拟的结果. 两者在不同 探测点得到的时均压力系数非常接近, S2和 S3 两个 探测点的误差不到 5%, S4, S6 和 S7 这 3 个位置的 误差不到 2%, 而 S1 和 S5 的误差也仅有 10% 左右. 表 2 也展示了文献中的实验结果[25], 以及不同求解 器配合不同亚格子模型得到的数值结果[19-21].本文 得到的结果与文献中数值与实验结果总体均比较接 近.因此,本工作中的大涡模拟准确预测了后视镜表 面的时均压力系数.

表 1 后视镜表面探测点坐标: S1~S10(坐标原点为后视镜底面前缘,单位:m)

Table 1 Coordinates of pressure sensors: S1 ~ S10 (the origin of coordinate system rests in the front of the mirror's bottom, unit: m)

Coordinate	<i>S</i> 1	<i>S</i> 2	\$3	<i>S</i> 4	<i>S</i> 5	<i>S</i> 6	<i>S</i> 7	<i>S</i> 8	<i>S</i> 9	<i>S</i> 10
x	0.094 0	0.074 0	0.000 0	0.000 0	0.074 2	0.100 0	0.100 0	0.100 0	0.200 0	0.498 0
У	0.225 8	0.296 6	0.200 0	0.033 4	0.133 4	0.150 0	0.250 0	0.117 0	0.000 0	0.000 0
Z	-0.099 8	0.000 0	0.000 0	0.000 0	-0.096 6	-0.085 0	0.000 0	0.085 0	0.000 0	-0.142 0

表 2 后视镜表面探测点的时均压力系数: S	S1 ~ S7
------------------------	---------

Table 2 Time-averaged pressure coefficients at various locations on the side mirror: $S1 \sim S7$

Probes	S1	<i>S</i> 2	<i>S</i> 3	<i>S</i> 4	<i>S</i> 5	<i>S</i> 6	<i>S</i> 7
experiment ^[25]	-0.629	-0.725	0.886	0.991	-0.753	-0.507	-0.484
C-LES ^[20]	-0.457	-0.592	0.879	0.991	-0.557	-0.498	-0.512
C-LES ^[21]	-0.537		0.892		-0.925		-0.451
I-LES ^[19]	-0.727	-0.898	0.898	0.1	-1.102	-0.477	-0.443
WALE (Eq.(7))	-0.718	-0.884	0.912	1.011	-1.105	-0.521	-0.496
SMA (Eq.(5))	-0.617	-0.911	0.920	1.023	-1.011	-0.556	-0.516

3.1.2 壁面压力脉动频率谱

验证了壁面压力的平均量后,进一步考察壁面 压力脉动频率谱.对于特定位置的壁面压力时间历 史 $p(\mathbf{x},t)$,首先得到平均压力 $\langle p \rangle_t(\mathbf{x})$,然后得到脉动 量 $p'(\mathbf{x},t) = p(\mathbf{x},t) - \langle p \rangle_t(\mathbf{x})$.然后,我们将时间域的壁 面压力脉动通过离散傅里叶变换至频率谱,也即

$$\hat{p}'(\mathbf{x}, f_l) = \frac{1}{N_t} \sum_{j=0}^{N_t - 1} p'(\mathbf{x}, t_j) \exp(i2\pi f_l t_j)$$
(10)

其中, $f_i = l/(N_t \Delta t_S)$ 为离散频率序列, 而 $t_j = j \Delta t_S$ 为离散时间序列. N_t 为时间历史的样本数, 而 $\Delta t_S = 10\Delta t$ 为采样时间间隔. $l \in [-N_t/2, N_t/2 - 1]$ 和 $j \in [0, N_t - 1]$ 均为整数. 我们将采样时间分为 9 个前后重合 50% 的节段, 每个节段的时间序列长度为 4096. 得到每个节段的单边功率谱密度之后, 在样本间开展

系综平均如下

 $\psi_{\rm pp}$

$$(\boldsymbol{x}, f_l) = \frac{1}{N_{\text{seg}}} \sum_{l}^{N_{\text{seg}}} 2N_l \Delta t_S \, \hat{p}'(\boldsymbol{x}, f_l) \hat{p}'(\boldsymbol{x}, -f_l) \qquad (11)$$

其中, $N_{seg} = 9$ 为时间序列节段数, 而 ψ_{pp} 为系综平均的单边功率谱密度.

对探测点 S8, S9 和 S10 (位置见图 3) 处得到壁 面压力时间历史按上述方法得到单边功率谱密度. 图 4 展示了本文基于不同亚格子模型得到的大涡模 拟结果,以及实验^[25]和不同设置下的数值结果^[20-21]. 图 4 中,基于不可压缩分离涡模拟得到的 S8 和 S9 两个位置处的壁面压力功率谱密度与其他结果均有 较大偏差,说明 DES 方法并不能准确地预测后视镜 绕流的主要声源-壁面压力脉动. LES 结果,包括本





Fig. 4 Dimensionless PSD of wall pressure fluctuation $\psi_{pp}/(0.25\rho_{\infty}^2 U_{\infty}^3 D_{mr})$. Solid line (WALE and SMA in present work), red circles (experimental reference^[25]), and triangles and squares (numerical reference^[19-20])

文基于 WALE 和 SMA 模型的大涡模拟以及文献中 报告的结果,在低频部分与实验测得结果比较接近, 但在高频部分(1000 Hz 以上)会显著低于实验值. Zhu 等^[30] 在槽道湍流的壁面压力脉动频率谱中也报 告了类似现象.该工作中,滤波直接数值模拟和大涡 模拟得到的壁面压力频率谱在高频范围内远低于直 接数值模拟结果. 该现象主要原因在于大涡模拟中 网格分辨率有限.由于壁面压力能谱的时空关联,空 间截断也体现在了时间上,具体表现为频率谱在高 频部分的能量明显偏低. 探测点 S8 中, WALE 模型 的频率谱在 500 Hz 以上较实验值偏高. 探测点 S9 中, SMA 模型的频率谱在 1000 Hz 以上与实验值 偏差较大. 探测点 S10 中, 两个亚格子模型的频率谱 在 1000 Hz 以上均远低于实验值. 综合 S8, S9 和 S10 这 3 个探测点的功率谱密度, 可以认为本文中的 两种亚格子模型的大涡模拟结果在 500 Hz 以下均 与实验值相符.因此,之后的谱分析中,将主要关注 500 Hz 以下的结果.

3.2 流场特性

为了定性讨论后视镜绕流特性,在图 5 中展示 了基于时间平均速度场的流线.速度场提取自基于 SMA 亚格子模型的大涡模拟结果.按流经后视镜的 不同位置,用不同颜色标注了不同的流线.红色为流 经后视镜顶部的流线,而蓝色为流经后视镜侧面的 流线.图 5(a)中可以观察到,红色流线和蓝色流线分 别勾勒出了两个不同回流区,分别称之为中部回流 和侧向回流.图 5(b)提供了侧面视角,图中观察到顶 部剪切层由流经后视镜分离后于后视镜下游再附, 形成了中部回流区.结合图 5(b)和图 5(c)两个视角, 流经后视镜侧面的侧向剪切层形成了侧向回流区. 观察图 5(c)和图 5(d)中后视镜平板上的流线,观察 到流动被后视镜阻挡后形成了两个尾迹分支.

汽车工业已经充分认识到图 5 中的后视镜绕 流再附于玻璃窗会引起较大的壁面压力脉动,形 成较强的气动/振动噪声^[25].作者计算了图 1 中玻璃 窗 (深灰色区域) 上壁面压力脉动方均根 $p'_{rms}(x,z,t) = \langle p'^2(x,z,t) \rangle_t^{1/2}$.基于 SMA 模型的大涡模拟数值结果, 在图 6(a) 中绘制了该采样区域的壁面压力脉动方均 根的空间分布.图中的壁面压力脉动方均根已通过 远场密度和速度归一化 (也即 $p'_{rms}(x,z,t)/(0.5\rho_{\infty}u_{\infty}^2)$). 图中可以观察到,后视镜下游出现了两个壁面压力









图 5 大涡模拟时均流场流线 (SMA 模型): 蓝色为流经后视镜侧面 的流线, 红色为流经后视镜顶部的流线



较为集中的区域.对比图 5 中时均流场,发现壁面压 力脉动最大的区域并非顶部剪切层再附的位置,而 是在侧向剪切层产生回流的位置.在图 6(b)中,通过 瞬时流场的 Q 等值面刻画了后视镜绕流产生的拟序 结构.其中,流经后视镜侧方的剪切层引起的侧向回 流附近能观察到更多涡脱落.该区域与观察到的强







(b) 瞬时流动中以压力染色的 Q 等值面 (b) Contours of the Q criterion of the instantaneous flow field

图 6 基于 SMA 模型的大涡模拟结果 Fig. 6 LES results with SMA model

壁面压力方均根区域一致. 图 6(a) 中的壁面压力脉 动的分布在后视镜下游呈现以特定角度发生偏转. 该偏转角度恰于图 5(d) 中观察到的尾迹分支一致. 综上所述,来流流经后视镜后在下游玻璃窗上方形 成了较为复杂的流动状态,引起的壁面压力脉动在 流向和展向的空间分布不均匀,无法简单地通过湍 流边界层模型来模化壁面压力作为气动/振动声学 分析的声源.

3.3 壁面压力谱分析

在分析了壁面压力脉动方均根的空间分布后, 进一步通过谱分析研究后视镜绕流影响下的壁面压 力脉动的时空性质.首先将壁面压力脉动 p'(x,z,t) 通过离散傅里叶变换从物理域变为波数-频率域, 如下

$$\hat{p}'(k_n, k_q, f_l) = \frac{1}{N_x N_z N_t} \sum_{m=0}^{N_x - 1} \sum_{p=0}^{N_z - 1} \sum_{j=0}^{N_t - 1} p'(x_m, z_p, t_j) \cdot \exp\left[-i\left(k_n x_m + k_q z_p - 2\pi f_l t_j\right)\right]$$
(12)

其中, $k_n = 2\pi n/L_x$ 和 $k_q = 2\pi q/L_z$ 分别为流向和展向

的离散波数序列, 而 $x_m = m\Delta x_s \pi z_p = p\Delta z_s$ 分别为对 应的离散坐标. $L_x = 1.4$ m 和 $L_z = 1.2$ m 分别为玻璃 窗在流向和展向的长度, $N_x \pi N_z$ 分别为流向和展向 采样点个数, 而 $\Delta x_s \pi \Delta z_s$ 分别为流向和展向采样空 间间隔. $m \in [0, N_x - 1]$, $n \in [-N_x/2, N_x/2 - 1]$, $p \in [0, N_z - 1]$ 和 $q \in [-N_z/2, N_z/2 - 1]$ 均为整数序列. 得到波 数-频率空间内的壁面压力脉动系数后, 即可得到归 一化的壁面压力脉动波数-频率能谱如下

$$\chi(k_n, k_q, f_l) = \frac{\hat{p}'(k_n, k_q, f_l)\hat{p}'^*(k_n, k_q, f_l)}{\sum_n \sum_q \hat{p}'(k_n, k_q, f_l)\hat{p}'^*(k_n, k_q, f_l)}$$
(13)

波数-频率能谱处于三维空间中,为了方便讨 论,计算偏转方向的能谱χ_c(k_c,ω)如下

$$\chi_c(k_c,\omega) = \chi(k_c \cos\alpha, k_c \sin\alpha, \omega) + \chi(k_c \cos(-\alpha), k_c \sin(-\alpha), \omega)$$
(14)

其中, α为偏转角, 通过近壁法向平面 (y = 2.0×10⁻³ m) 中时均速度最小位置的速度矢量确定.

图 7 中分别展示了基于两种亚格子模型得到的 壁面压力脉动能谱. 在波数频率坐标下, 壁面压力脉 动能谱存在3种明显的能量集中区域(图7中的山 脊). 通过考察这些集中区域的对流速度 ω/k_c , 这 3种集中区域对应的流动物理分别是: 声学峰, 水动 力对流峰和回流峰. 声学峰体现湍流运动发声. 考虑 到声源通常以水动力对流速度被输运,因此声传播 速度范围大约为u_∞±c_∞.其中c_∞为介质中的声速.图7 中,用红色虚线标记出声运动的特征速度.水动力对 流峰体现流动输运作用,对应能谱峰值的能量显著 高于其他特征运动对应的峰值. 平板边界层中, 壁面 压力对流速度通常为0.65u.。图 7 中,用紫色和绿色 虚线分别标记0.3u∞和u∞作为水动力对流速度的上 限和下限. 能谱中的回流峰体现第 3.2 节中观察到的 玻璃窗上方的回流区,该区域的特征速度为负,速度 范围是[-0.15,-0.675]u0,通过黑色和蓝色虚线在图 7 中标记. 两种不同亚格子模型的大涡模拟结果之间 相比,壁面压力能谱的定性性质一致,能谱中峰值位 置的分布一致. 然而, WALE 模型中的声学峰能量相 比 SMA 模型的结果稍强.

为了进一步分析壁面压力能谱, 在图 8 中展示 特定频率 (也即 $\omega_0/(2\pi) \in [100, 200, 500]$ Hz) 下的空 间谱 $\chi(k_x, k_z, \omega_0)$. 从图中可以看出, 在波数趋向于 0 时 ($|\mathbf{k}| \rightarrow 0$), 能谱出现一个山谷. 该现象与 Kraichnan-Phillips 定理^[30] 的表述一致. 比较图 8 中不同频率的











空间谱,随着频率的提高(自左往右),能谱峰值沿着 流向波数 k_x 移动,体现了典型的水动力对流运动.特 别地,也观察到后视镜绕流的壁面压力空间谱与湍 流边界层存在区别.图 7 中,空间谱等值线不再为椭 圆,原本平行于展向波数的长轴发生了弯曲.该现象 在图 8 中 500 Hz 对应的空间谱更为明显. 文献 [20] 中的数值研究也报告了类似现象. 空间谱等值线长 轴的弯曲体现了流动经过后视镜以特定角度发生了 偏转.此外,在流向波数k_x为负的区域同样有一较弱 的能谱峰值区域.这是由于流动在后视镜后方产生 了回流,从而导致脉动压力有向上游传播的分量.

3.4 主传播方向的壁面压力脉动

本文在第 3.2 节讨论了湍流边界层流经后视镜 后,在后视镜下游玻璃窗区域内产生了较为复杂的 湍流流动. 在第 3.3 中, 通过谱分析研究了后视镜绕 流产生的壁面压力脉动. 分析结果显示, 相比于平板 湍流边界层, 后视镜绕流下游玻璃窗存在多种流动 引起的壁面压力脉动成分. 因此, 为了准确描述压力 脉动在玻璃窗内各个位置的对流速度, 采用泰勒冻 结假设 [11] 来描述脉动压力的特征传播速度 *C* = (*C_x*, *C_z*). 根据泰勒冻结假设, 压力脉动和其传播速度 应满足如下偏微分方程

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + C_x \frac{\partial p'}{\partial x} + C_y \frac{\partial p'}{\partial y} = 0$$
(15)

泰勒冻结假定没有考虑湍流的随机横扫效应, 因此上述方程仅在系综平均的情况才成立.因此,通 过最小二乘法可以求出*C*

$$\underset{c}{\operatorname{arg\,min}}\left(\left(\frac{\partial p'}{\partial t} + \boldsymbol{C} \cdot \nabla p'\right)^2\right) \Longrightarrow \boldsymbol{C}(x, z) \tag{16}$$

其中 p'(x,z,t) 为大涡模拟中流动发展稳定后收集的 壁面压力空间分布和时间历史.

压力脉动的对流速度 C 的流线如图 9 所示.图

中可以观察到, 玻璃窗上的壁面压力脉动对流速度 可以明显分为3个区域:回流区、稳定对流区和过 渡区. 玻璃窗紧贴后视镜的区域有封闭流线, 为回流 区. 回流区下游, 存在一个明显的对流速度方向平 行、速度大小分布稳定的区域,也即稳定对流区,该 区域压力脉动对流方向与来流速度形成一个稳定的 夹角. 该夹角本质上即为先前在节 3.2 中提到的偏转 角α. SMA 模型和 WALE 模型的结果中, 流线与水 平方向夹角分别为 α = 11.60 和 α = 13.31. 回流区下 游沿着流向中心线的压力脉动对流速度依然严格为 流向,并且随着展向位置的变化,逐步过渡到稳定的 偏转角.该区域为过渡区.此外,图9中存在一个对 流速度大于来流速度的区域 (红色流线区域). 这是 由于(15)式中假定了壁面压力脉动的输运为流向-展向平面内的二维运动.实际上,该假定在复杂流动 中(如本工作中的后视镜绕流)并不完全满足.出现 对流速度过快的情况的区域很可能存在法向的压力 脉动输运.



Fig. 9 Streamlines and the deflection angle of the convection speed on the window

3.4.1 稳定对流区的壁面压力谱分析

通过提取壁面压力脉动的对流速度,在图 9 中确定了稳定对流区.对流速度在该区域内的分布 恒定,没有明显的梯度变化.同时,对流速度与流向 呈固定夹角,体现了图 5 中的尾迹分支.在该区域内 提取壁面压力脉动的波数-频率能谱以分析后视镜 绕流中特定流动引起的壁面压力成分.谱分析的采 样窗口为平行于坐标轴的正方形,顶点坐标为(*x*,*z*) = (0.8,0.0) m, 正方形边长为0.4 m. 将该正方形逆时针 旋转 α 角度, 如图 9 所示, 以贴合对流方向. 在进行 谱分析之前, 将该正方形区域内的壁面压力脉动 \hat{p}'_s 投影到平行于偏转角的方向, 也即(x,z) \rightarrow (x',z'). 坐标 映射关系为: $x' = x \cos \alpha - z \sin \alpha \pi z' = x \sin \alpha + z \cos \alpha$. 最后, 根据式 (13), 得到稳定对流区内的壁面压力脉 动时空谱 $\chi_s(k'_x,k'_z,f)$. 由于旋转后的坐标轴 x 正方向 与对流速度方向一致, 因此偏转方向的能谱为 $\chi_c(k_c, f) = \chi_s(k'_x, f) \, .$

将稳定对流区中偏转方向的壁面压力波数频率 谱绘制于图 10,包括不同亚格子模型得到的结果. 图 10显示,与玻璃窗全场的压力能谱相比,能谱中 不存在负对流速度的回流区,仅有对流峰和声学峰. 该区域内的壁面压力脉动能谱中,对流峰大于声学 峰的能量.比较图 10(a) 和图 10(b) 中的能谱,基于不 同亚格子模型得到的大涡模拟结果定性上没有差别. 稳定对流区的压力波数频率谱表明,该区域内仅有对流和声两种特征流动,与平板湍流边界层中的流动成分一致.因此,进一步提取了特定频率(也即 $\omega_0/(2\pi) \in [100,200,500]$ Hz)下的空间谱 $\chi(k_x,k_z,\omega_0)$,见图 11. 稳定对流区在特定频率下的空间谱在零波数附近存在山谷区域,满足第 3.3 中讨论的 Kraichnan-









Fig. 11 Dimensionless wavenumber spectra of wall pressure in the steady-convection zone at various frequencies: $\omega_0/(2\pi) \in [100, 200, 500]$ Hz (from left to right)

Phillips 定理. 另外,随着频率的增加,空间谱的峰值 位置也沿着流向波数的正方向运动,体现了水动力 学对流的特性. 通过比较图 11 与图 8,发现稳定对流 区的壁面压力空间谱等值线呈现相对标准的椭圆 形,没有出现玻璃窗内压力空间谱的弯曲现象. 这表 明稳定对流区的壁面压力脉动的时空性质很可能与 平板湍流边界层的相关特性一致.

3.4.2 稳定对流区的壁面压力脉动空间关联

上一节中的壁面压力谱分析表明,稳定对流区 的壁面压力很可能具备平板湍流边界层的时空特 性.为了定量验证这一结论,在本节分析该区域内的 壁面压力脉动的空间关联.首先将通过离散傅里叶 变换得到的频率谱壁面压力系数 *p*(*x*,*z*,ω)投影到旋 转后的坐标系 *p*(*x*',*z*',ω)(见第 3.4.1 节). 然后,计算 不同频率ω下,稳定对流区的壁面压力脉动的空间 关联系数

$$R_{\rm pp}(r_{x'}, r_{z'}; \omega) =$$

$$-\frac{\langle \hat{p}'^{*}(x'_{0},z'_{0},\omega)\hat{p}'(x'_{0}+r_{x'},z'_{0}+r_{z'},\omega)\rangle}{\langle \left| \hat{p}'^{*}(x'_{0},z'_{0},\omega)\right|^{2}\rangle\langle \left| \hat{p}'(x'_{0}+r_{x'},z'_{0}+r_{z'},\omega)\right|^{2}\rangle}$$
(17)

在 100 Hz 和 200 Hz 下稳定对流区的壁面压力 关联系数的空间分布见图 12. 基于两种不同亚格子 模型的大涡模拟结果并无定性上的差别. 壁面压力 关联系数 *R*_{pp} 的等值线近似椭圆分布. 椭圆的长轴为 流向, 短轴为展向. 该分布说明压力关联的展向衰减 比流向衰减要快.

进一步考察壁面压力空间关联衰减的定量性 质.每个频率下,计算流向关联和展向关联的半衰长 度,也即关联衰减到一半时的长度;然后对半衰长度 和频率倒数的相关关系开展线性回归分析.图13中 展示基于了两种不同亚格子模型的大涡模拟的结 果.从图中可以看出,稳定对流区内的壁面压力空间 关联半衰长度,在流向和展向均和频率倒数成正比.



力



图 13 空间关联半衰长度与频率倒数的线性拟合 Fig. 13 Linear regression of the half-width of the spatial correlation and the inverse of the frequency

带壁面修正的 Smagrinksy 模型的结果中, 流向空间 关联半衰长度与频率倒数正比关系的线性相关系数 为 0.912, 展向为 0.731; 流向和展向相关系数在 WALE 模型中的结果分别为 0.961 和 0.863. 线性回归分析 定量地证明了稳定对流区的空间关联衰减与频率的 倒数成正比. 文献 [13, 31] 中湍流边界层壁面压力的 实验研究也报告了这一规律. Corcos^[13] 基于该结论 构造了相应空间关联模型. 因此, 通过基于空间关联 的定量分析, 发现稳定对流区内的壁面压力脉动具 备平板边界层的时空特性.

4 结论

本文基于可压缩大涡模拟方法,配合 Smagorinsky 和 WALE 两种亚格子模型,开展了理想汽车后视镜 绕流的数值研究.基于大涡模拟的时均流场,讨论了 后视镜绕流的流动结构,并针对玻璃窗的壁面压力 空间分布和时间历史开展谱分析,比较了该流动壁 面压力波数频率谱与平板边界层的异同.最后基于 泰勒冻结假设,得到了玻璃窗区域内的压力脉动对 流速度的分布,并在特定区域内开展压力的谱分析 和关联分析.本文的主要结论如下.

(1) 来流经后视镜在下游产生两个回流区: 后视 镜顶部剪切形成的中部回流区和侧向剪切层形成的 侧向回流区. 其中侧向回流区引起的壁面压力脉动 均方根较大. 来流受后视镜阻挡后形成两个呈特定 偏转角的尾迹.

(2)下游紧贴后视镜的玻璃窗区域内,壁面压力 波数频率谱按相速度可以划分为3个不同分量:声 学分量、对流分量和回流分量.声学分量主要分布 在低波数,高频率区域,其传播相速度介于±c∞+u∞ 之间; 主对流分量的压力脉动相速度介于0.375u_∞ ~ u_∞之间; 回流分量的压力脉动相速度介于 -0.675u_∞ ~ -0.15u_∞之间. 壁面压力脉动空间谱中在零波数处呈 山谷分布, 与平板湍流边界层中 Kraichnan-Phillips 定理的结论一致. 然而, 空间谱等值线形状, 相比于 平板边界层, 存在由后视镜下游展向流动引起的弯曲.

(3) 基于泰勒冻结假定, 玻璃窗在物理空间中可 按压力脉动对流速度分为 3 个部分: 回流区、稳定 对流区和过渡区. 稳定对流区中, 对流速度分布均匀, 整体与流向形成偏转角. 稳定对流区中, 壁面压力波 数频率谱仅有声学分量和对流分量, 没有回流分量; 壁面压力空间谱弯曲现象消失. 该区域中的壁面压 力空间关联在流向和展向的半衰长度均与频率倒数 呈正比, 与平板边界层壁面压力的空间关联具有类 似的性质.

参考文献

- Blake WK. Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration. Academic Press, 2017
- 2 Glegg S, Devenport W. Aeroacoustics of Low Mach Number Flows. Academic Press, 2017
- 3 Wilby JF. Aircraft interior noise. *Journal of Sound and Vibration*, 1996, 190(3): 545-564
- 4 Howard CQ. Recent developments in submarine vibration isolation and noise control//Proceedings of the 1st Submarine Science Technology and Engineering Conference. Australia, 2011: 8
- 5 Maxit L, Guasch O, Meyer V, et al. Noise radiated from a periodically stiffened cylindrical shell excited by a turbulent boundary layer. *Journal of Sound and Vibration*, 2020, 466: 115016
- 6 Culla A, DffAmbrogio W, Fregolent A, et al. Vibroacoustic optimization using a statistical energy analysis model. *Journal of Sound and Vibration*, 2016, 375: 102-114
- 7 Deng T, Sheng X, Jeong H, et al. A twoand-half dimensional finite element/boundary element model for predicting the vibro-acoustic

behaviour of panels with poro-elastic media. *Journal of Sound and Vibration*, 2021, 505: 116147

- 8 陈增涛, 王发杰, 王超. 广义有限差分法在含阻抗边界空腔声学分析中的应用. 力学学报, 2021, 53(4): 1183-1195 (Chen Zengtao, Wang Fajie, Wang Chao. Application of generalized finite difference method in acoustic analysis of cavity with impedance boundary. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2021, 53(4): 1183-1195 (in Chinese))
- 9 Abshagen J, Nejedl V. Towed body measurements of flow noise from a turbulent boundary layer under sea conditions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2014, 135(2): 637-645
- Hubbard HH. Aeroacoustics of flight vehicles: Theory and practice. Noise Control. Volume 2. NASA, 1991. NASA-RP-1258-VOL-2.
- 11 Wu T, He G. Space-time energy spectra in turbulent shear flows. *Physical Review Fluids*, 2021, 6(10): 100504
- 12 Miller TS, Gallman JM, Moeller MJ. Review of turbulent boundary layer models for acoustic analysis. *Journal of Aircraft*, 2012, 49(6): 1739-1754
- 13 Corcos GM. The structure of the turbulent pressure field in boundary-layer flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 1964, 18(3): 353-378
- 14 Graham WR. Boundary layer induced noise in aircraft. Part I: The flat plate model. *Journal of Sound and Vibration*, 1996, 192(1): 101-120
- 15 Mazzeo G, Ichchou M, Petrone G, et al. Pseudo-equivalent deterministic excitation method application for experimental reproduction of a structural response to a turbulent boundary layer excitation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2022, 152(3): 1498-1514
- 16 邱翔, 吴昊东, 陶亦舟等. 近壁面圆柱绕流中尾流结构演化特性的 实验研究. 力学学报, 2022, 54(11): 3042-3057 (Qiu Xiang, Wu Haodong, Tao Yizhou, et al. Experimental study on evolution of wake structures in flow past the circular cylinder placed near the wall. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2022, 54(11): 3042-3057 (in Chinese))
- 17 李曌斌, 董国丹, 秦建华等. 浮式风力机运动形式对尾迹大尺度运动的影响. 空气动力学学报, 2022, 40(4): 231-239 (Li Zhaobin, Dong Guodan, Qin Jianhua, et al. Coherent flow structures in the wake of floating wind turbines induced by motions in different degrees of freedom. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2022, 40(4): 231-239 (in Chinese))
- 18 Zhou Z, Li Z, Yang X, et al. Investigation of the wake characteristics of an underwater vehicle with and without a propeller. *Ocean Engineering*, 2022, 266: 113107
- 19 Ask J, Davidson L. The sub-critical flow past a generic side mirror

and its impact on sound generation and propagation//12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference). American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2006

- 20 Yao HD, Davidson L. Generation of interior cavity noise due to window vibration excited by turbulent flows past a generic side-view mirror. *Physics of Fluids*, 2018, 30(3): 036104
- 21 Yao HD, Davidson L. Vibro-acoustics response of a simplified glass window excited by the turbulent wake of a quarter-spherocylinder body. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 2019, 145(5): 3163-3176
- 22 Chode KK, Viswanathan H, Chow K. Noise emitted from a generic side-view mirror with different aspect ratios and inclinations. *Physics of Fluids*, 2021, 33(8): 084105
- 23 Haruna S, Nouzawa T, Kamimoto I, et al. An experimental analysis and estimation of aerodynamic noise using a production vehicle. *Physical Chemistry Chemical Physics Pccp*, 1990, 13(35): 15899-15905
- 24 Buchheim R, Dobrzynski W, Mankau H, et al. Vehicle interior noise related to external aerodynamics. *International Journal of Vehicle Design*, 1982, 3(4): 398-410
- 25 Hoeld R, Brenneis A, Eberle A, et al. Numerical simulation of aeroacoustic sound generated by generic bodies placed on a plate. I -Prediction of aeroacoustic sources//American Institute of Aeronautics and Astronautics, Bellevue, WA, USA, 1999
- 26 Werner M, Würz W, Krämer E. Experimental investigations of tonal noise on a vehicle side mirror//Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design. 2016, 132: 777-787
- 27 Zang TA, Dahlburg RB, Dahlburg JP. Direct and large-eddy simulations of threedimensional compressible Navier-Stokes turbulence. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 1992, 4(1): 127-140
- 28 Nicoud F, Ducros F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow*, *Turbulence and Combustion*, 1999, 62(3): 183-200
- 29 Van Driest ER. On turbulent flow near a wall. Journal of the Aeronautical Sciences, 1956, 23(11): 1007-1011
- 30 Zhu L, Wu T, He G. Large-eddy simulation for the aero-vibroacoustic analysis: plate-cavity system excited by turbulent channel flow. *Acta Mechanica Sinica*, 2022, 38(10): 322019
- 31 Salze E, Bailly C, Marsden O, et al. An experimental characterisation of wall pressure wavevector-frequency spectra in the presence of pressure gradients//American Institute of Aeronautics and Astronautics, Atlanta, GA, USA, 2014