

亚临界圆柱绕流辐射噪声的大涡模拟

时北极¹, 郭力², 何国威^{1,*}

1. 中科院力学研究所非线性力学国家重点实验室, 北京 100190

2. 中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074

摘要: 本文对亚临界圆柱绕流的远场辐射噪声进行了数值研究。我们采用大涡模拟方法数值求解不可压缩N-S方程, 离散方法为基于非结构网格的有限体积方法, 其中对流项的时间推进采用Amdams-Bashforth格式, 粘性项采用半隐式的Crank-Nichson格式。计算得到的流场平均速度和脉动速度与Lamballais等以及Franke和Frank等人的实验和计算结果吻合。在此基础上, 采用基于Lighthill声学比拟理论的Curle积分解计算了低马赫数下的远场辐射噪声。数值结果表明远场噪声是流场雷诺应力体积分的四极子效应与圆柱表面压力脉动面面积的偶极子效应的叠加, 并且由壁面压力脉动的偶极子效应所主导。通过计算不同方向远场观察点的压力谱, 我们发现流向观察点压力脉动的主频为2倍的涡脱落频率, 而其他方向观察点的压力脉动主频则对应于涡脱落频率。对比体积分和表面积分压力谱的结果表明: 远场噪声的低频成分由表面积分所主导, 而在高频部分则由体积分所决定并且远场噪声的压力谱与体积分在高频具有相同的衰减率。

关键词: 圆柱绕流; 气动噪声; 大涡模拟; 亚格子模型; 非结构网格; Lighthill声学比拟; Curle积分解

1 引言

气动噪声在目前许多工程应用如新型飞行器的优化设计等领域引起广泛关注。时空多尺度的湍流以及包含固体边界的非定常涡旋流动是噪声的主要声源。气动噪声数值模拟的混合方法(Hybrid Method)将声场计算解耦为近场的声源和远场噪声两个部分, 其中近场声源通过计算流场得到而远场噪声则通过声学比拟理论获得, 相比于直接数值模拟(DNS), 它仅需要更小的计算量, 在计算气动声学(CAA)中具有重要应用^[1]。在混合方法中, 远场噪声的计算仅仅是对近场声源的后处理, 因此精确的解析流场是预测气动噪声的关键。

在流场的计算方法中, 相比于雷诺平均方法

(RANS), 大涡模拟(LES)可以更准确的解析流动的多尺度结构以及其非定常脉动, 这在由非定常性所主导的流动如湍流燃烧和噪声的数值模拟中具有明显的优势。大涡模拟方法成为预测湍流噪声的重要工具, 近年来, 针对壁剪切湍流噪声问题, Yang等人^[4]研究了粗糙壁面的边界层噪声; 针对流动尾迹的远场噪声问题, Spalart等人^[5]采用分离涡模拟(DES)研究了飞机起落架绕流的远场噪声, 而Boudet等^[6]和Seo等^[7]以及Orselli等人^[8]分别采用大涡模拟方法对雷诺数分别为 4.6×10^4 和 9.0×10^4 的圆柱绕流进行数值模拟并计算其远场噪声。

圆柱绕流是许多工业设备应用中经常采用的流动模型, 如飞机起落架的噪声问题^[5]。准确的

模拟亚临界圆柱绕流的流场并预测其远场辐射噪声是大涡模拟的重要挑战之一。雷诺数为3900的圆柱绕流处于亚临界状态，圆柱表面附近的边界层为层流，分离后形成的剪切层则失稳转捩为湍流^[9]。流动转捩点对数值耗散极为敏感，准确的计算流场需要精细的网格设计并采用低耗散的数值格式。数值结果表明，较大的数值耗散会延迟剪切层的转捩并导致剪切层长度偏大^[10]。在本次模拟中，我们采用具有能量守恒特性的有限体积格式来控制数值耗散。

对亚临界雷诺数下圆柱绕流，由于边界层仍然为层流，采用Smagorinsky模型会导致较大的能量耗散。因此合理的选择亚格子(SGS)模型对气动噪声的大涡模拟至关重要。我们发现采用Vremann模型可以较准确的模拟流场，其中模型中的涡粘系数通过You等人^[11]提出的动态全局系数法来确定。

本文的研究目的是采用混合方法来研究亚临界圆柱绕流的远场噪声，其中近场的声源部分通过大涡模拟计算流场得到，远场噪声则通过声学比拟获得。文中首先对雷诺数为3900马赫数为0.1的亚临界圆柱绕流进行大涡模拟，然后通过Lighthill声学比拟方程的Curle积分解计算并分析其远场辐射噪声。

本文内容安排如下：在第2节中介绍计算流场的大涡模拟方法，第3节则给出计算远场噪声的Lighthill声学比拟方程以及Curle积分解，第四节介绍流场和远场噪声的主要计算结果，最后是结果讨论。

2 圆柱绕流的大涡模拟

不可压缩流动大涡模拟的控制方程为滤波后的Navier-Stokes方程：

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \end{cases} \quad (2.1)$$

式中： u_i 、 p 分别为空间滤波后的速度和压力； $\tilde{\tau}_{ij}$ 为亚格子应力； $Re = U_\infty D / \nu$ ，其中 D 为圆柱直径， U_∞ 为自由来流速度， ν 为运动学粘性系数。

本次计算中采用的亚格子模型为Vreman涡粘模型^[12]，亚格子应力的涡粘模型可以表示为

$$\tilde{\tau}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tilde{\tau}_{kk} = -2\nu_t S_{ij} \quad (2.2)$$

式中： S_{ij} 为滤波应变率张量； ν_t 为涡粘系数。Vreman模型中的涡粘系数可以通过下式来确定

$$\nu_t = C \sqrt{\frac{\overline{B_\beta}}{\overline{\alpha_{ij} \alpha_{ij}}}} \quad (2.3)$$

其中

$$\begin{aligned} \overline{B_\beta} &= \overline{\beta_{11} \beta_{22}} + \overline{\beta_{22} \beta_{33}} + \overline{\beta_{33} \beta_{11}} - \overline{\beta_{12}^2} - \overline{\beta_{23}^2} - \overline{\beta_{31}^2} \\ \overline{\beta_{ij}} &= \sum_{m=1}^3 \overline{\Delta_m^2 \alpha_{mi} \alpha_{mj}} \end{aligned}$$

式中： $\overline{\alpha_{ij}} = \partial u_j / \partial x_i$ 为滤波后的速度梯度张量， $\overline{\Delta_m}$ 为空间滤波宽度。

涡粘系数中的参数 C 通过You等人提出的动态全局系数法^[11]来确定，

$$C = -\frac{1}{2Re} \left\langle \frac{\overline{\alpha_{ij} \alpha_{ij}} - \overline{\alpha_{ij}} \overline{\alpha_{ij}}}{\sqrt{\frac{\overline{B_\beta}}{\overline{\alpha_{ij} \alpha_{ij}}}} \overline{S_{ij} S_{ij}} - \sqrt{\frac{\overline{B_\beta}}{\overline{\alpha_{ij} \alpha_{ij}}}} \overline{S_{ij}} \overline{S_{ij}}} \right\rangle^{-1} \quad (2.4)$$

式中：“ \wedge ”表示二次滤波，“ $\langle \rangle$ ”表示计算区域的体积平均。

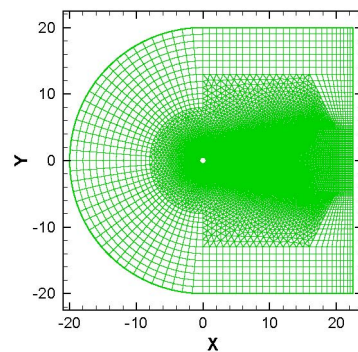


图2.1 流场区域沿展向投影的二维网格示意图，其中流向计算区域为 $[-20D, 22.5D]$ ，法向区域为 $[-20D, 20D]$ 。三维计算网格由二维网格沿展向均匀拉伸 πD 得到。

我们采用基于非结构网格的有限体积方法离散Navier-Stokes方程。通过分步法分离压力项，对流项的时间推进采用Amdams-Bashforth格式，粘性项采用半隐式的Crank-Nichson格式。流场计算区域大小为 $42.5D \times 40D \times \pi D$ ，其在沿展向投影的二维网格设计如图2.1所示，三维计算网格由二维网格沿展向均匀拉伸 πD 得到。关于网格设计及数值算法的详细介绍参考文献[13]。

在流场的大涡模拟中，流动入口给定自由来流速度 $U_\infty = 1$ ，出口为对流边界条件，圆柱壁面为无滑移无穿透边界，计算区域的上下边界面为自由滑移无穿透边界，展向为周期性边界条件。待初始流场发展充分以后，开始统计流场的平均量和脉动量，其中统计时长约为25个涡脱落周期即125个无量纲时间，统计结果通过在时间和展向进行平均而得到。

3 Lighthill声学比拟方程及Curle远场积分分解

Lighthill声学比拟理论将声场解耦为近场的声源和远场噪声两部分，其中近场声源通过计算流场得到，远场的噪声可以根据Curle积分解得到。Lighthill方程^[14]为

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) p' = - \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (3.1)$$

式中： p' 为远场噪声的压力脉动， c_0 为声速，右端声源项 T_{ij} 为Lighthill应力张量。

当流场存在固体边界时，Curle积分解将远场噪声表示为流场雷诺应力体积分的四极子与固体边界压力脉动面积分的偶极子的叠加^[15]，

$$p'(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(\mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c_0})}{4\pi|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} dV - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{p'(\mathbf{y}, t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}{c_0})}{4\pi|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} n_i dS \quad (3.2)$$

式中： \mathbf{x} 为远场观察点， \mathbf{y} 为近场声源点， T_{ij} 为Lighthill应力张量， n_i 为边界面的法向矢量，右端项 p' 为固体边界面上的压力脉动。在低马赫数下($Ma \ll 1$)，满足紧致声源假设的Curle积分解的无量纲形式为

$$p'(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_V \frac{M_\infty^2 r_i r_j}{4\pi r^3} T_{ij}(\mathbf{y}, t - rM_\infty) dV + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{M_\infty r_i}{4\pi r^2} p'(\mathbf{y}, t - rM_\infty) n_i dS$$

(3.3)

式中： $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ 为远场观察点 \mathbf{x} 距声源点 \mathbf{y} 距离， $r_i = x_i - y_i$ ，Lighthill应力张量可以近似为流场的雷诺应力 $T_{ij} = u_i u_j$ ，右端项中的 p' 为圆柱壁面的压力脉动。

在应用Curle积分解计算远场噪声时，为了消除近场声源在流动出口边界截断的影响，我们采用文献[16]提出的方法对体积分项进行修正。在出口流动满足冻结假设下，近场声源体积分项的时间导数可以近似表示为流场计算区域体积分的当地导数项与单位时间内流出计算边界的通量之和，即

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_V \frac{M_\infty^2 r_i r_j}{4\pi r^3} T_{ij}(\mathbf{y}, t - rM_\infty) dV \approx \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{V_0} \frac{M_\infty^2 r_i r_j}{4\pi r^3} T_{ij}(\mathbf{y}, t - rM_\infty) dV + U_c \frac{\partial}{\partial t} \int_{S_0} \frac{M_\infty^2 r_i r_j}{4\pi r^3} T_{ij}(\mathbf{y}, t - rM_\infty) dS \quad (3.4)$$

式中： V_0 为流场计算区域， S_0 为流动出口边界面， U_c 为流动出口附近的对流速度。

在混合方法中，根据大涡模拟得到的流场信息可以确定近场声源，通过Curle积分解即可获得远场噪声。由于流动的展向为周期边界，因此声源仅在流向和法向紧致，此时远场噪声压力脉动的计算表达式简化为

$$p'(\mathbf{x}, t) = \sum_Z \frac{M_\infty^2 r_i r_j}{4\pi r^3} \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_S T_{ij}(\mathbf{y}, t - rM_\infty) dS \right] \delta_Z + \sum_Z \frac{U_c M_\infty^2 r_i r_j}{4\pi r^3} \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_{L_0} T_{ij}(\mathbf{y}, t - rM_\infty) dL \right] \delta_Z + \sum_Z \frac{M_\infty r_i}{4\pi r^2} \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_L p'(\mathbf{y}, t - rM_\infty) n_i dL \right] \delta_Z \quad (3.5)$$

式中： $r = \sqrt{(x_i - y_i \delta_{i3})(x_i - y_i \delta_{i3})}$ ， $r_i = x_i - y_i \delta_{i3}$ ， x_i 和 y_i 分别为远场观察点和声源点的笛卡尔坐标； n_i 为边界面的法向矢量， \sum_Z 表示沿网格展向求和； δ_Z 为展向网格宽度。计算中的对流速度取为 $U_c = 90\%U_\infty$ 。

远场压力脉动的计算时长约为15个涡脱落周期即75个无量纲时间。声压谱通过对压力脉动的时间信号进行加窗Fourier变换得到，其中窗函数为Hanning窗。窗口长度为5个涡脱落周期，相邻的窗口保持50%的重叠，计算得到的频谱在所有窗口上进行平均。

4 结果和讨论

4.1 亚临界圆柱绕流流场

$Re = 3900$ 的亚临界圆柱绕流引起大量学者的关注和研究。其中 Moin 等人^[18,19]首先对该问题进行了大涡模拟并系统的分析了不同数值格式和亚格子模型的影响, Franke 和 Frank^[20]以及 Lamballais 等人^[21]分别通过大涡模拟和热线及 PIV 实验测量对比分析了不同统计时长对流场统计结果的影响。在本文的计算中, 流场模拟结果主要与 Lamballais 等人的计算和实验结果进行对比, 其中尾迹近场区域的统计结果则与 Franke 和 Frank 的结果对比。

根据 Lamballais 等人的研究结果^[21], 流场的统计结果与统计时长紧密相关, 为了获得稳定的统计量, 流场统计时间应至少为 50 个涡脱落周期, 并且流场模拟的准确性在于准确的计算圆柱尾迹的回流区长度。本文的流场统计结果为 25 个涡脱落周期但是已经能够准确的模拟尾迹的回流

区长度。图 4.1 中给出了回流区 ($0.5 \leq x/D \leq 2.0$) 平均流场的统计结果, 其中图 (a) 为圆柱中心线 ($y/D = 0$) 上的流向平均速度, 图 (b) 和 (c) 分别为回流区不同流向位置 ($x/D = 1.06, 1.54, 2.02$) 处的流向和法向平均速度。可以发现本文的平均流场结果与 Lamballais 等人的大涡模拟和 PIV 实验测量结果吻合, 其中本文计算的回流区长度为 $1.58D$, 最大回流速度为 $-0.31U_\infty$, 而 Lamballais 等人的计算和实验结果则分别为 $1.56D/1.51D$ 和 $-0.26U_\infty / -0.34U_\infty$ 。流动的其他统计参数如升阻力系数和斯特努哈尔数与其他文献的结果亦较为吻合。图 4.2 中给出了回流区的脉动速度的对比结果, 其中图 (a) 为圆柱中心线 ($y/D = 0$) 上的流向脉动速度, 图 (b) 和 (c) 分别为回流区附近不同流向位置 ($x/D = 1.06, 1.54, 2.02$) 处的流向和法向脉动速度的统计结果。圆柱中心线上流向脉动速度的统计结果与 Lamballais 等人的实验结果更为吻合, 而不同流向位置出的流向和法向脉动速度实验与计算均吻合较好。

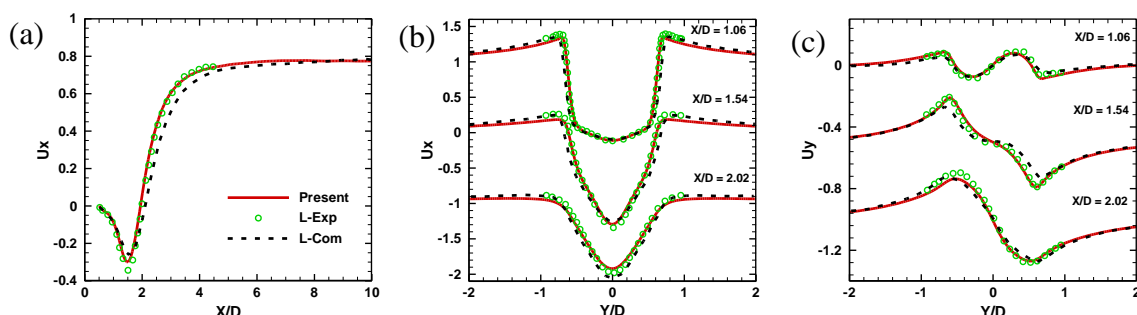


图 4.1 圆柱尾迹回流区的平均流场的对比结果, 图 (a) 为中心线 ($y/D = 0$) 上的流向平均速度, 图 (b) 和 (c) 分别为回流区附近不同流向位置处 ($x/D = 1.06, 1.54, 2.02$) 的流向和法向平均速度。其中红色实线为本文计算结果, 绿色圆圈和黑色虚线分别代表 Lamballais 等人^[21]的大涡模拟和 PIV 实验结果。

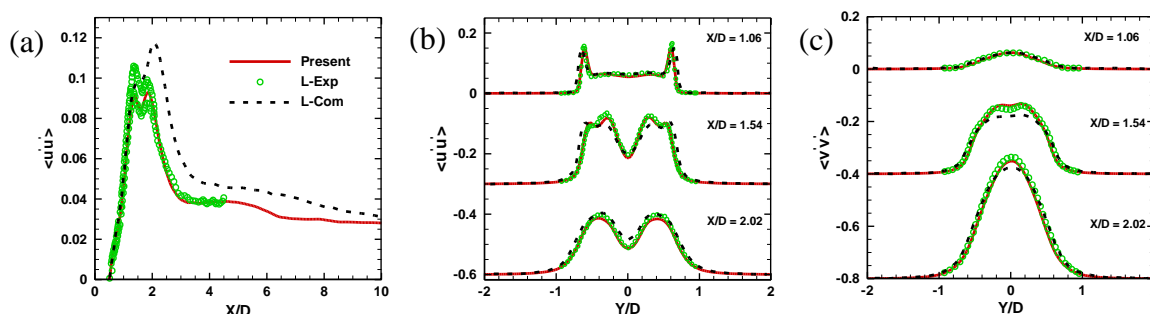


图 4.2 圆柱尾迹回流区的脉动速度的对比结果, 图 (a) 为中心线 ($y/D = 0$) 上的流向脉动速度, 图 (b) 和 (c) 分别为回流区附近不同流向位置处 ($x/D = 1.06, 1.54, 2.02$) 的流向和法向脉动速度。其中红色实线为本文计算结果, 绿色圆圈和黑色虚线分别代表 Lamballais 等人^[21]的大涡模拟和 PIV 实验结果

图4.3中给出了尾迹近场($4.0 \leq x/D \leq 10.0$)的平均速度和脉动速度与Franke和Frank^[20]的大涡模拟和热线测量的对比结果。可以看出,流向平均速度的结果与其实验和计算结果吻合较好。对比脉动量的统计结果,由于尾迹近场的湍流脉动较

小并且与Franke和Frank文中结果采用不同的亚格子模型,本文计算统计得到的脉动速度在圆柱正后方附近与其实验和计算结果稍有偏差,但是在其他位置依然较为吻合

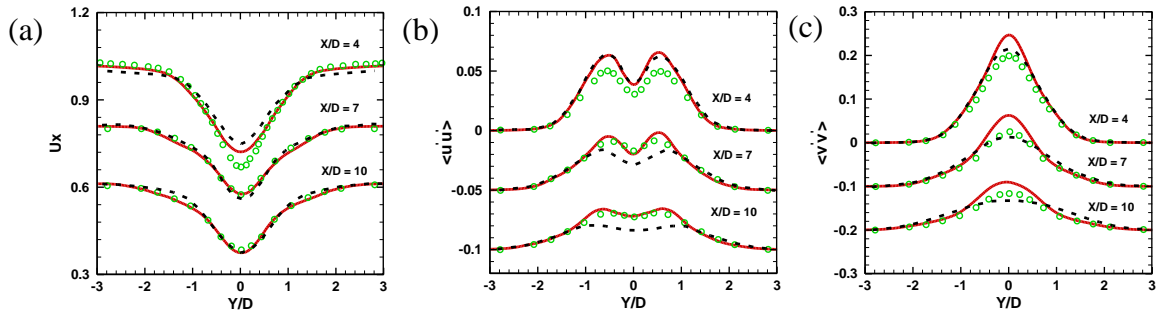


图4.3 圆柱尾迹近场不同流向位置处($x/D = 4, 7, 10$)的平均和脉动速度的对比结果,图(a),(b),(c)分别为流向平均速度,流向脉动速度和法向脉动速度,其中红色实线为本文计算结果,绿色圆圈和黑色虚线分别代表Franke和Frank^[20]的大涡模拟和热线测量结果。

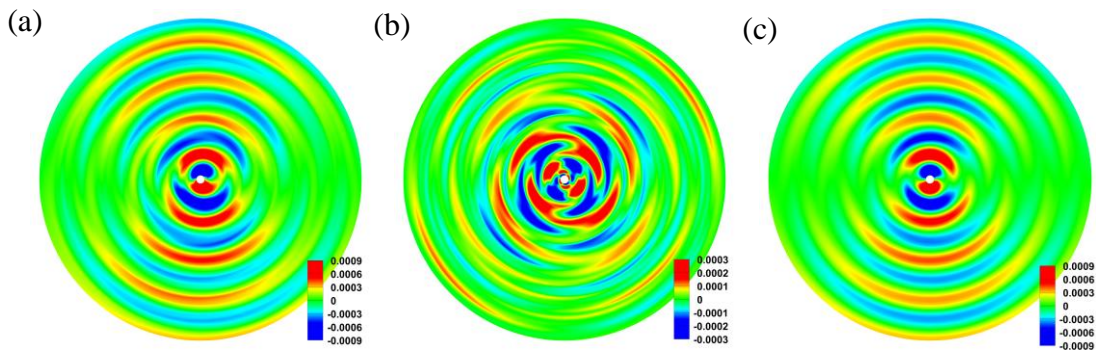


图4.4 声场某一瞬时的压力脉动云图,远场观察点的距离范围为 $r \leq 200D$ 。其中,图(a)为声场压力脉动;图(b)为流场雷诺应力的体积分分量;图(c)为圆柱表面压力脉动的表面积分量

4.2 远场辐射噪声

Lighthill方程的Curle积分解将远场噪声表示为固体边界压力脉动的面积分和流场雷诺应力的体积分的叠加。图4.4中给出了声场某一瞬时的压力脉动以及其体积分和表面积分量的强度分布云图。图中可以清晰的看出雷诺应力体积分的方向性表现为四极子而圆柱表面压力脉动的面积分的方向性则表现沿流动法向分布的偶极子,并且远场噪声压力脉动的强度分布与表面积分量较为一致,这表明Curle积分解的远场噪声主要由壁面压力脉动的表面积分所贡献。

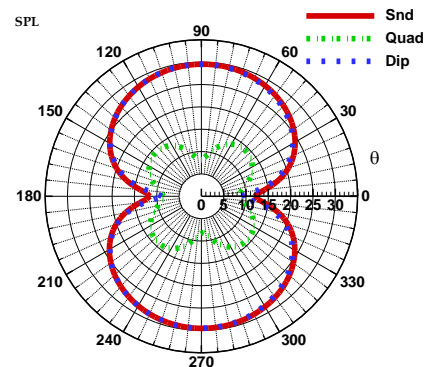


图4.5 远场观察距离为 $r = 125D$ 时不同方向观察点的噪声水平。其中,红色实线为总压力水平,绿色和蓝色实线分别代表表面积分和体积分分量的压力水平

图4.5给出了远场观察距离为 $r = 125D$ 时,不

同方向远场观察点的压力水平。对比噪声水平的各分量可以发现，除流向观察点以外，表面积分的压力水平比体积分要高出10~20dB，这说明远场噪声虽然为压力脉动表面积分的偶极子效应和近场雷诺应力体积分的四极子效应的叠加但是由壁面压力脉动的面积分所主导。远场噪声的方向性表现为沿流动法向分布的偶极子效应，其中流动法向观察点的噪声压力水平比流向观察点的压力水平要高出20dB。

通过远场噪声的表面积分公式可以看出，流向和法向观察点的压力脉动的声源来自于壁面的阻力和升力。记

$$D_i(t) = \int_S \frac{M_\infty r_i}{4\pi r^2} p'(\mathbf{y}, t - rM_\infty) n_i dS \quad (4.1)$$

那么表面积分的声源项可以表示为上式中阻力和升力分量的时间导数，即

$$D_i'(t) = \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{M_\infty r_i}{4\pi r^2} p'(\mathbf{y}, t - rM_\infty) n_i dS \quad (4.2)$$

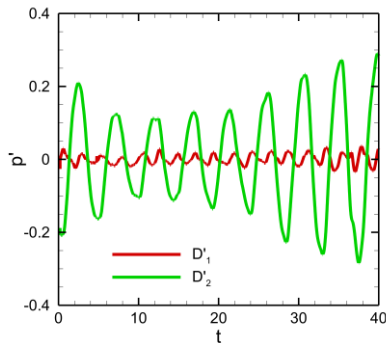


图4.6 表面积分的声源项随时间的演化，其中红色实线代表流向声源分量，绿色实线代表法向声源分量

图4.6中给出了表面积分声源项的流向和法向

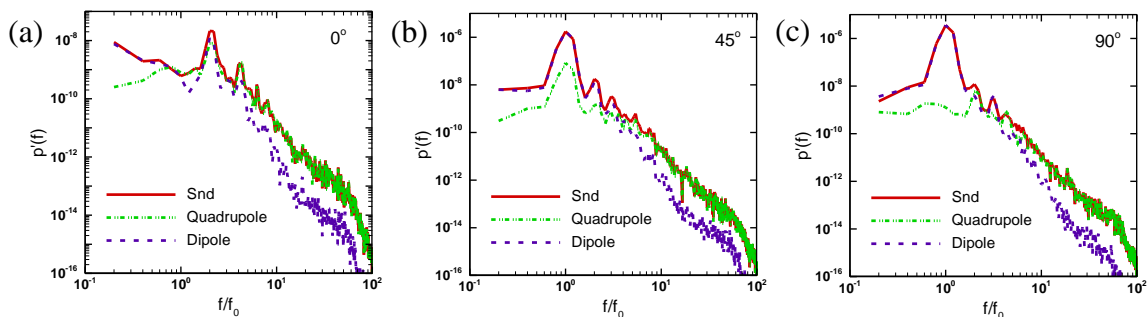


图4.7 距离为 $r=125D$ 时不同方向的观察点噪声的频谱，其中 f_0 为圆柱尾迹的卡门涡街频率 ($f_0=0.2034$)。图(a),(b),(c)分别对应于流向观察角为 $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ 的观察点，各图中红色实线为远场噪声的压力谱，绿色和蓝色虚线分别对应于体积分和表面积分分量的压力谱

分量，可以看出升力脉动明显大于阻力的脉动，这说明表面积分的声源项由壁面的升力脉动所主导，因此法向观察点的压力水平要高于流向观察点。由于亚临界圆柱绕流的边界层仍然为层流，脉动的主频与卡门涡街对应，因此升力脉动的周期是阻力脉动周期的两倍。

对远场噪声的压力脉动进行时间方向的加窗 Fourier 变换可以得到噪声的频谱。图4.7中分别给出了远场距离为 $r=125D$ 时不同流向观察角的观察点噪声的频谱，其中 f_0 为圆柱尾迹的卡门涡街频率 ($f_0=0.2034$)。从图中可以看出流向观察点的噪声主频对应于2倍的涡脱落频率，而其他两个方向的观察点的噪声主频则与涡脱落频率对应，这可以通过图4.6中声源项中的升力与阻力脉动分量的周期来解释。

对比表面积分和体积分的频谱衰减可以发现，在低频部分，远场噪声的压力谱主要来自于表面积分的贡献，而高频部分表面积分的压力谱迅速衰减，远场噪声谱主要来自于体积分的贡献并且与体积分的频谱具有相同的衰减率。这说明虽然远场噪声由表面积分的偶极子效应所主导，但是这种偶极子效应主要贡献于远场噪声的低频成分。这一点可以从雷诺数效应来解释，对于亚临界圆柱绕流，由于剪切层分离前仍为层流，因此表面积分量主要对应于卡门涡街的主频，而流动尾迹则转换为湍流，因此雷诺应力的体积分分量含有更高频的成分。通过频谱的分析结果可以发现通过降低圆柱壁面的压力脉动尤其是升力脉动可以有效地降低远场辐射噪声水平尤其是低频噪声，而降低高频噪声则需要通过控制流场的雷诺应力即降低湍流度来实现。

5 结果与结论

本文采用 Lighthill 混合方法研究了 $Re = 3900$ 的亚临界圆柱绕流的远场辐射噪声, 其中近场声源通过对流场的大涡模拟得到, 远场噪声通过 Lighthill 声学比拟理论得到。大涡模拟的流场结果与 Lamballais 等人以及 Franke 和 Frank 等人的计算和实验结果吻合。采用 Curle 积分计算了 $Ma = 0.1$ 时不同方向远场观察点的辐射噪声, 结果表明:

1) 远场噪声的方向性由表面积分的偶极子效应所主导, 并且主要由圆柱壁面的升力脉动所决定。

2) 流向观察点的压力脉动主频对应于 2 倍的涡脱落频率, 而其他方向观察点的压力脉动主频则对应于涡脱落频率。

3) 远场噪声的低频成分由表面压力脉动的面积分所主导, 而在高频部分则由雷诺应力的体积分所决定并且远场噪声的压力谱与体积分在高频具有相同的衰减率。

远场噪声的方向性以及噪声谱的分析结果表明, 对于亚临界的圆柱绕流, 通过降低圆柱壁面的压力脉动尤其是法向升力脉动可以有效地降低远场辐射噪声水平尤其是低频噪声, 高频减噪则需要通过控制流场的雷诺应力即降低湍流速度来实现, 这在工业设备的降噪设计中具有重要的指导意义。

致谢

本项目受到国家自然科学基金项目的支持, 项目编号为 11232011, 11572331, 作者在这里表示感谢。

参 考 文 献

- [1] M. WANG, J.B. FREUND, S.K. LELE, Computational prediction of flow-generated sound, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2006, 38: 483–512.
- [2] A. MARSDEN, M. WANG, J. DENNIS, 等人 Trailing-edge noise reduction using derivative-free optimization and large-eddy simulation, *J. Fluid Mech.*, 2007, 572: 13–36.
- [3] W.R. WOLF, S.K. LELE, Trailing edge noise predictions using compressible LES and acoustic analogy, *AIAA*, 2011, 2011–2784.
- [4] Q. YANG, W. WANG, Computational study of roughness-induced boundary-layer noise, *AIAA*, 2009, 47: 2417–2429.
- [5] P. SPALARTA, M. SHURB, M. STRELETSB, 等人, Towards noise prediction for rudimentary landing gear, *Proc. Eng.*, 2010, 6: 283–292.
- [6] J. BOUDET, D. CASALINO, M.C. JACOB, Prediction of sound radiated by a rod using large eddy simulation, *AIAA*, 2003, 2003–3217.
- [7] J.H. SEO, K.W. CHANG, Y.J. MOON, Aerodynamic noise prediction for long-span bodies, *AIAA*, 2006, 2006–2573.
- [8] R.M. ORSELLI, J.R. MENEGHINI, F. SALTARA, Two and three dimensional simulation of sound generated by flow around a circular cylinder, *AIAA*, 2009, 2009–3270.
- [9] C.H.K. WILLIAMSON, Vortex dynamics in the cylinder wake, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1996, 28: 477–539.
- [10] M. MURAYAMA, Y. YOKOKAWA, H. KATO, Computational and experimental study on noise generation from tire-axle regions of a two-wheel main landing gear, *AIAA*, 2011, 2011–2821.
- [11] D. YOU, P. MOIN, A dynamic global-coefficient subgrid-scale eddy-viscosity model for large-eddy simulation in complex geometries, *Phys. Fluids*, 2007, 19: 169–182.
- [12] A. VREMAN, An eddy-viscosity subgrid-scale model for turbulent shear flow: Algebraic theory and applications, *Phys. Fluids*, 2004, 16: 3670.
- [13] L. GUO, X. ZHANG, G.W. HE, Large-eddy simulation of circular cylinder flow at subcritical Reynolds number: Turbulent wake and sound radiation, *Acta Mech. Sin.*, 2016, 32: 1–11.
- [14] M.J. LIGHTHILL, On sound generated aerodynamically. I. General theory, *Proc. R. Soc. A*, 1952, 211: 564–587.
- [15] N. CURLE, The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, *Proc. R. Soc. A*, 1955, 231: 505–510.
- [16] M. WANG, S.K. LELE, P. MOIN, Computation of

- quadrupole noise using acoustic analogy, AIAA, 1996, 34: 2247–2254.
- [17] P. MARTINEZ, C. SCHRAM, Correction techniques for the truncation for the source field in acoustic analogies, *J. Acoust. Soc. Am.*, 2008, 124(6): 3421-3429.
- [18] A.G. KRAVCHENKO, P. MOIN, Numerical studies of flow over a circular cylinder at $Re_D = 3900$, *Phys. Fluids*, 2000, 12: 403–417.
- [19] P. BEAUDAN, P. MOIN, Numerical experiments on the flow past a circular cylinders at sub-critical Reynolds numbers. Report No. TF-62, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, Stanford, 1994.
- [20] J. FRANKE, W. FRANK, Large eddy simulation of the flow past a circular cylinder at $Re_D=3900$ *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 2002, 90: 1191-1206.
- [21] P. PARNAYDEAU, J. CARLIER, D. HEITZ, E. LAMBALLAIS, Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at Reynolds number 3900, *Phys. Fluids*, 2008, 20(8): 1–14.
- [22] O. INOUE, N. HATAKEYAMA, A combined direct numerical simulation-particle image velocimetry study of the turbulent near wake, *J. Fluid Mech.*, 2006, 569: 185-207.
- [23] O. INOUE, N. HATAKEYAMA, Sound generation by a two-dimensional circular cylinder in a uniform flow, *J. Fluid Mech.*, 2002, 471: 285-314.
- [24] F. PEROT, J. AUGER, H. GIARDI, Numerical prediction of the noise radiated by a cylinder, AIAA, 2003, 2003–3240.
- [25] X. GLOERFELT, F. PEROT, C. BAILLY, D. JUVE, Flow-induced cylinder noise formulated as a diffraction problem for low Mach numbers, *J. Sound and Vibration*, 2005, 287: 129-151.