

DOI: 10.16076/j.cnki.cjhd.2025.03.018

水下航行体涡系结构致四极子噪声特性研究

谢勃汉¹, 汪杨骏², 沈志奔³, 庄园¹, 万德成^{1*}

(1. 上海交通大学 船舶海洋与建筑工程学院 船海计算水动力学研究中心(CMHL), 上海 200240,

E-mail: dcwan@sjtu.edu.cn;

2. 国防科技大学 前沿交叉学科学院, 南京 410073;

3. 汉江国家实验室, 武汉 430060)

摘要: 该文基于大涡模拟 (LES) 对雷诺数为 1.2×10^7 的全附体 SUBOFF 模型开展了的精细化流场数值模拟, 捕捉了艇体表面、围壳下游和艇尾下游涡系结构的演化, 并基于 FW-H 方程表面源项和体积源项预报了偶极子噪声和四极子噪声, 对四极子噪声信号与流场中不同位置涡结构的脉动压力信号进行相干性分析, 探讨了四极子噪声的主要来源。计算结果表明: 虽然偶极子噪声在低马赫数 ($Ma < 0.3$) 流动中占据主导, 但与涡旋脉动压力的相干性较低; 涡旋运动是四极子噪声的主要来源, 围壳后缘脱落充分发展的项链涡和尾翼后缘刚脱落的项链涡与水下航行体四极子噪声的相干性最高。

关键词: 大涡模拟; 涡系结构; 脉动压力; 四极子噪声; 相干性

中图分类号: U661.43

文献标志码: A

Study on Quadrupole Noise Characteristics Caused by Vortical Structures of Underwater Vehicle

Xie Bohan¹, Wang Yangjun², Shen Zhiben³, Zhuang Yuan¹, Wan Decheng^{1*}

(1. Computational Marine Hydrodynamics Lab (CMHL), School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering,

Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

2. College of Meteorology and Oceanography, National University of Defense Technology, Nanjing 410073, China;

3. Hanjiang National Laboratory, Wuhan 430060, China)

Abstract: Based on large eddy simulation (LES), a refined numerical simulation of the flow field of a fully attached SUBOFF model with Reynolds number of 1.2×10^7 is carried out in this paper. The evolution of the vortical structures on the surface of the hull, downstream of the sail and downstream of the tail are captured, and dipole noise and quadrupole noise are predicted based on the surface source term and volume source term of the FW-H equation. The main source of quadrupole noise is discussed through the coherence analysis between quadrupole noise signal and pulsating pressure signal of vortical structures in different positions of flow field. The results show that although dipole noise is dominant in low Mach number ($Ma < 0.3$) flow, its coherence with vortex pulsation pressure is low. The vortex motion serves as the primary source of quadrupole noise, with the fully developed necklace vortex shedding from the trailing edge of the sail and the newly shed necklace vortex from the trailing edge of the rudder exhibiting the strongest coherence with the quadrupole noise of underwater vehicle.

Key words: Large eddy simulation; Vortical structure; Pulsating pressure; Quadrupole noise; Coherence

0 引言

由于潜艇表面型线和曲率的不连续性, 当水流经过潜艇表面时会出现边界层分离现象, 引起宽频范围的脉动压力和复杂的泄涡运动^[1-2]。这些流动现

象是潜艇在水下航行时主要的流噪声来源, 对潜艇的声隐身性能造成不利影响^[3-4]。因此, 研究水下航行体周围复杂流场的运动规律及其声学特性具有重要意义。

Groves等^[5]提出的DARPA SUBOFF潜艇模型近年来被广泛用于水下航行体的水动力性能和周围流场特性研究。基于有无附体结构的SUBOFF艇体模型, Huang等^[6]开展了系列试验, 详细测试了

收稿日期: 2024-12-16 **修改稿收到日期:** 2025-03-01

基金项目: 国家自然科学基金项目(52131102)

作者简介: 谢勃汉(1997—), 男, 博士研究生。

不同工况对应的压力、速度和阻力等参量,为后续的相关研究提供了可靠的试验结论。随着计算机性能的不断提升,采用计算流体力学(CFD)方法研究水动力学问题逐渐成为了主流趋势。其中,雷诺时均(RANS)方法凭借其较低的计算成本和较高的求解精度获得了许多学者的青睐,该湍流模型已被证明能够准确模拟水下航行体的力学特性和操纵性^[7-11]。

然而,RANS方法对流场信息进行了时均化处理,抹去了流场中的脉动量,无法准确捕捉小尺度涡旋结构的运动。因此,为了模拟SUBOFF艇体周围的精细化流场结构,大涡模拟(LES)湍流模型是更可靠的选择。张楠等^[12]采用LES方法模拟了SUBOFF艇体的表面压力分布,分析了脉动压力的频谱特性和衰减特性。Posa等^[13-14]对SUBOFF艇体的湍流边界层和尾流中湍流应力的双峰行为进行了详细的讨论,认为边界层与尾翼前缘相互作用产生的结流增强了这种双峰特性。Qu等^[15]采用不同的涡识别方法分析了围壳附近的马蹄涡、发卡涡和项链涡的形成机理与演化规律。Chen等^[16]和He等^[17]详细地探讨了水下航行体的湍流边界层和尾迹演化规律。范国庆等^[18]针对艇体不同位置处的壁面脉动压力开展了频谱和波数-频率谱分析,揭示了水下航行体壁面压力脉动和湍流能量的演化规律。

目前,学术界普遍认为水下航行体的表面脉动压力和涡旋结构运动是其主要流噪声来源^[19],国内外研究人员通常采用FW-H方程^[20]对水下航行体的辐射噪声进行数值预报。Wang等^[21]基于壁面模化大涡模拟(WMLES)和FW-H方程研究了不同围壳前缘形状对马蹄涡形状及潜艇水动力噪声的影响。Zhou等^[22]分析了侧向力偶极子和升力偶极子对辐射声压的贡献,并讨论了二者之间干涉作用对瞬时声压方向性的影响。于连杰等^[23]采用双网格方法预报了SUBOFF艇近场和远场四极子声压频域特性分布,提出偶极子声压几乎主导总声压的观点。Ma等^[24]计算了SUBOFF辐射噪声中偶极子和四极子的分布,探讨了四极子噪声的产生位置和产生机理。袁一芳等^[25]基于FW-H方程对高航速潜艇的流噪声进行了研究,提供了流噪声随辐射半径和航速变化的衰减规律公式。

由于在低马赫数(Ma)流动中FW-H偶极子噪声几乎占据主导,目前针对水下航行体辐射噪声的数值模拟通常采用FW-H表面源项而忽略了体积源项,导致关于水下航行体的四极子噪声特性及产生机理的相关研究比较匮乏。本文采用LES方法模拟了均匀入流条件下雷诺数为 1.2×10^7 的绕全附体SUBOFF模型的流动,精细捕捉流场中的涡系结构,采用FW-H方法同时预报偶极子噪声和四极子噪声,并探讨流场中不同位置的泄涡结构的脉动压力与四极子噪声信号的相干性。

1 数值计算方法

1.1 湍流模型

本文采用LES湍流模型,通过过滤函数分离流场中的大尺度涡和小尺度涡。大尺度涡直接模拟求解,小尺度涡采用亚网格尺度模型求解^[26]。空间滤波后的流体控制方程表示为

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

式中: t 为时间;下标“ i ”和“ j ”为流向和法向;上标“ $-$ ”为空间滤波; x 为位置; u 为速度; ρ 为流体密度; p 为压力; ν 为流体运动黏性系数; τ_{ij} 为描述大尺度涡和小尺度涡之间相互作用的亚格子应力, $\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - u_i u_j$ 。

本文采用壁适应局部涡黏性(WALE)模型作为亚格子模型。WALE模型是一种基于速度梯度张量平方的亚格子尺度模型,同时考虑了剪切应力张量和旋转张量^[27],其亚格子黏度 ν_t 可表示为

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (3)$$

式中: C_w 为模型系数; Δ 为由网格体积定义的滤波器宽度; $\bar{S}_{ij}$ 为应变率张量; S_{ij}^d 为张量,可表示为

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \quad (4)$$

式中: 下标“ k ”为空间坐标分量; δ_{ij} 为克罗内克符号。

1.2 声学模型

Lighthill提出的声类比理论首次将流体产生的噪声等效为声源项^[28]。基于Lighthill理论, Ffowcs Williams和Hawkings推导出的FW-H方程将Lighthill理论扩展到流场中存在任意运动刚性边界的情况^[20]。原始FW-H方程可表示为

$$\odot^2 p' =$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 v_n \delta(f)] - \frac{\partial}{\partial x_i} [p n_i \delta(f)] + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [H(f) T_{ij}] \quad (5)$$

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \sigma_{ij} + (p' - c^2 \rho') \delta_{ij} \quad (6)$$

式中: $\odot^2$ 为达朗贝尔算子, $\odot^2 = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2$; p' 为声压扰动; ρ_0 为未扰动的流体密度; v_n 为积分面的法向速度; $\delta(f)$ 为狄拉克函数; f 为声源积分面; n_i 为积分面外法向向量; $H(f)$ 为海维赛德函数; T_{ij} 为Lighthill应力张量; σ_{ij} 为黏性应力张量; c 为流体介质中的声速; ρ' 为密度扰动, $\rho' = \rho - \rho_0$ 。

Farassat 1A公式将FW-H方程转化为积分形式^[29], 其中FW-H表面项可表示为

$$p'_S(\mathbf{x}, t) = p'_T(\mathbf{x}, t) + p'_L(\mathbf{x}, t) \quad (7)$$

$$p'_T(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{(f=0)} \left[\frac{\rho_0 (\dot{U}_n + U_{\bar{n}})}{r(1 - Ma_r)^2} \right] dS + \frac{1}{4\pi} \int_{(f=0)} \left\{ \frac{\rho_0 U_n [r \dot{Ma}_r + a_0 (Ma_r - Ma^2)]}{r^2 (1 - Ma_r)^3} \right\} dS \quad (8)$$

$$p'_L(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{a_0} \int_{(f=0)} \left[\frac{\dot{L}_r}{r(1 - Ma_r)^2} \right] dS +$$

$$\frac{1}{4\pi} \int_{(f=0)} \left[\frac{(L_r - L_{Ma})}{r^2 (1 - Ma_r)^2} \right] dS +$$

$$\frac{1}{4\pi} \frac{1}{a_0} \int_{(f=0)} \left\{ \frac{L_r [r \dot{Ma}_r + a_0 (Ma_r - Ma^2)]}{r^2 (1 - Ma_r)^3} \right\} dS_{ret} \quad (9)$$

式中: $\mathbf{x}$ 为从声源坐标指向噪声测点坐标的空间向量; $p'_S(\mathbf{x}, t)$ 为总面源项; $p'_T(\mathbf{x}, t)$ 为厚度面源项; $p'_L(\mathbf{x}, t)$ 为负载面源项; U_n 为声源表面法向速度; $U_{\bar{n}}$ 为声源表面法向速度在延迟时间下的值; $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ 为声源到测点的距离; S 为声源面的面积; a_0 为远场声速; Ma 为马赫数; Ma_r 为马赫数在测点方向的分量; $1 - Ma_r$ 为多普勒因子; L_r 为负载面源项在测点方向的分量; L_{Ma} 为负载面源项在马赫数方向的分量; 下标“ret”为时间延迟 $t - r/c$, 表示噪声测点在 t 时刻接受到的声信号是声源在更早的时间 τ 发出的。

本文采用FW-H体积项计算流体中的非线性的源体分布, 基于“坍塌球”理论表示的四极子噪声可表示为^[29]

$$p'_Q(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^t \left(\int_{(f>0)} \frac{T_{rr}}{r} d\Omega \right) d\tau + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^t \left(\int_{(f>0)} \frac{3T_{rr} - T_{ii}}{r^2} d\Omega \right) d\tau + \frac{1}{4\pi} c \int_{-\infty}^t \left(\int_{(f>0)} \frac{3T_{rr} - T_{ii}}{r^3} d\Omega \right) d\tau \quad (10)$$

式中: T_{rr} 为 T_{ij} 的双倍收缩张量。本文采用Casalino^[30]提出的源时间主导法求解FW-H方程的体积项。

声压级 δ_{SPL} 可表达为

$$\delta_{SPL} = 20 \lg(p' / p_{ref}) \quad (11)$$

式中: p_{ref} 为水中参考声压, $p_{ref} = 1 \mu\text{Pa}$ 。特定频段内的总声压级 δ_{OASPL} 可表示为

$$\delta_{OASPL} = 20 \lg \left(\sum_{m=1}^N 10^{\delta_{SPL_m}/10} \right) \quad (12)$$

式中: δ_{SPL_m} 为特定频率 m 对应的声压级值; N 为频段内的频率个数。

1.3 数值计算模型

本文数值模拟采用的SUBOFF艇体模型如图1所示^[5]。艇体模型的最大直径为 D , 艇长 $L=8.60D$, 根据艇长 L 计算雷诺数 $Re_L = U_\infty L / \nu = 1.2 \times 10^7$, 马赫数 $Ma = U_\infty / c = 0.002$, 其中 U_∞ 为均匀来流速度。SUBOFF模型由艇体、围壳和尾翼组成, 艇体部分包括艏部、平行中体和尾部部分。围壳和尾翼前缘分别距离艏部 $1.80D$ 和 $7.50D$, 围壳高度 $H_s = 0.40D$, 围壳长度 $L_s = 0.70D$, 艏部长度为 $2.00D$, 平行中体长度为 $4.40D$, 尾部长度为 $2.20D$ 。坐标原点位于围壳前缘与艇体连接处, x 和 y 为流向和围壳高度方向。

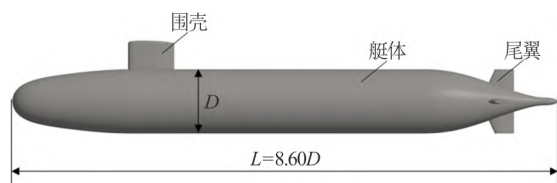


图1 SUBOFF 艇体模型
Fig.1 SUBOFF hull model

数值模拟的计算域及网格划分如图2所示。计算域为圆柱形, 其长为 $46.60D$ 、直径为 $11.00D$ 。SUBOFF模型轴线与圆柱形流域轴线重合, 其艏部驻点到速度入口的距离为 $8.50D$, 尾部到压力出口的距离为 $29.50D$, 模型表面设置为无滑移壁面, 流域四周边界设置为对称平面。对流域进行六面体网格划分, 设置模型近壁面网格高度为 $1.34D \times 10^{-5}$ 以满足 $y^+ < 1$, 最内层网格加密区为圆柱形, 其长为 $20.60D$ 、直径为 $2.00D$, 网格尺寸为 $1.11D \times 10^{-2}$, 以充分捕捉围壳及艇体下游脱落的涡结构, 最终网格总量为6 340万。

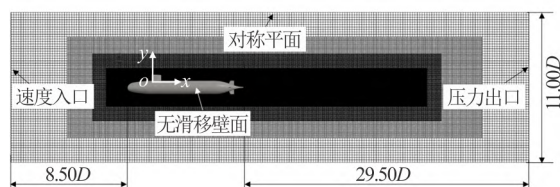


图2 计算域及网格划分
Fig.2 Computational domain and mesh generation

为提高非定常流场数值计算的准确性, 本文首先采用时间步长 $\Delta t_1 = 6.9L / U_\infty \times 10^{-4}$ 模拟了时长

$T_1 = 13.8L / U_\infty$ 的初始流动。待流动充分发展后, 将时间离散精度设置为二阶, 时间步长调整为 $\Delta t_2 = 3.4L / U_\infty \times 10^{-5}$ 以保证库朗数小于0.1, 计算时长 $T_2 = 3.4L / U_\infty$ 。设置整个SUBOFF模型表面为非渗透FW-H声源积分面以计算偶极子噪声, 设置整个计算域为四极子噪声体积分域以求解四极子噪声, 非定常流场和声场的计算结果均在 $T_2 = 3.4L / U_\infty$ 时间段内被统计。

2 计算结果分析

2.1 计算方法验证

为了验证数值模拟的准确性, 图3对比了本文LES计算得到的与其它文献中提供的雷诺数为 1.2×10^7 的时均压力系数 C_p 沿SUBOFF上方子午线的分布情况。压力系数 C_p 定义为

$$C_p = \frac{2(p - p_\infty)}{\rho U_\infty^2} \quad (13)$$

式中: p_∞ 为环境压力。从图中可以看出: 由于围壳前缘($x/L=0.21$)和尾翼前缘($x/L=0.88$)对来流的阻挡, C_p 存在较大的波动; 围壳后缘($x/L=0.29$)和尾翼后缘($x/L=0.92$)的流动分离现象导致 C_p 出现较小幅度的波动; 在艇体平行中体($0.29 < x/L < 0.75$)部分, C_p 几乎没有明显的波动。Posa等^[14]、Qu等^[15]和Ma等^[24]基于全附体SUBOFF模型的LES计算结果均报道了相似的 C_p

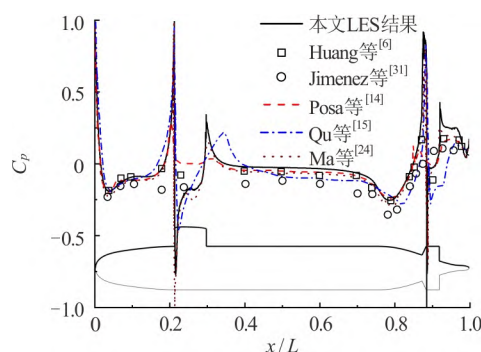


图3 时均压力系数 C_p 沿上方子午线分布情况
Fig.3 Distribution of time-averaged pressure coefficient C_p along the upper meridian

分布规律,而Huang等^[6]和Jimenez等^[31]的试验研究是针对无附体SUBOFF模型的,因此在平行中体及尾段部分 C_p 幅值存在误差。

图4所示为时均压力系数 C_p 在围壳高度 $y=0.1H_s$ 和 $y=0.5H_s$ 处的分布情况。尽管本文采取的网格划分策略和数值计算设置与参考文献不尽相同,但数值模拟的 C_p 分布演化规律与文献中的结果仍有较高的吻合度,证明了本文所采用的数值方法及网格划分策略的有效性。

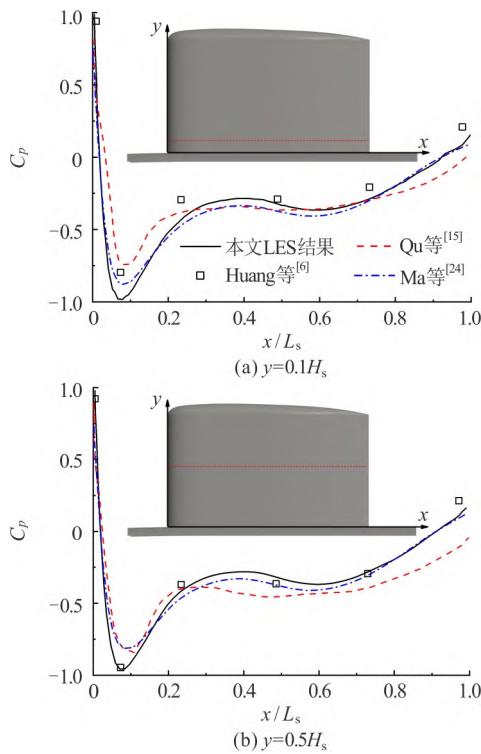


图4 时均压力系数 C_p 在围壳不同高度处分布情况
Fig.4 Distribution of time-averaged pressure coefficient C_p at different height of the sail

2.2 流场计算结果

本文基于 Q 准则^[32]识别和提取流场中的涡结构, Q 准则可表示为

$$Q = \frac{1}{2} \left(|\Omega_Q|^2 - |S_Q|^2 \right) \quad (14)$$

$$\Omega_Q = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} - \nabla \mathbf{u}^T) \quad (15)$$

$$S_Q = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \quad (16)$$

式中: $\mathbf{u}$ 为速度矢量。

采用艇体长度 L 和来流速度 U_∞ 对 Q 准则进行无量纲化处理,图5展示了以归一化的流向速度 U_x/U_∞ 染色的 $Q \times (L/U_\infty)^2 = 10$ 等值面上的涡结构。当水流经过SUBOFF模型时,艇体艏部产生边界层转捩,细小的涡结构依附在艏部下游至平行中体部分。由于围壳和尾翼结构具有流线型外形,在流动分离区域出现了较大尺寸的环形发卡涡并向下游传播,同时在围壳和尾翼的顶部靠下游区域均出现了明显的长条形项链涡。从围壳顶部脱落的项链涡一直持续发展至 $x/L=0.90$ 附近才出现断裂,涡结构变得不连续且逐渐耗散,围壳后缘脱落的发卡涡与位于艇体上方尾翼脱落的项链涡相互作用,使艇体上方具有更强烈的流动现象。从艇体尾部及尾翼后缘脱落的发卡涡主要沿艇体轴线方向向下游传播,且发卡涡结构有逐渐扩大的趋势,最终在尾流网格加密区的最下游处耗散。

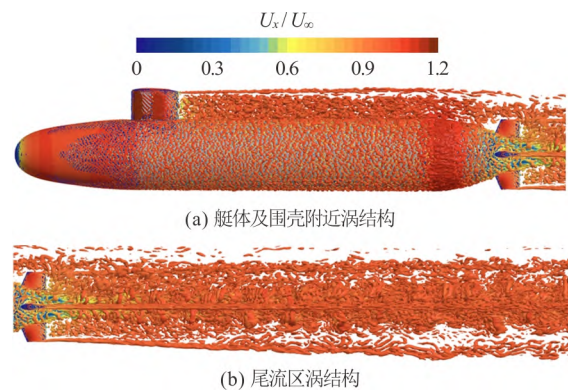


图5 SUBOFF模型附近涡结构分布
Fig.5 Distribution of vortical structure around SUBOFF model

采用艇体长度 L 和来流速度 U_∞ 对涡量 ω_x 进行无量纲化处理,得到6个典型横截面处的涡量分布,如图6所示,其中横截面 $x/D=2.80$ 、 4.30 和 5.80 均位于围壳下游的平行中体部分, $x/D=7.30$ 位于尾翼上游的艇体尾段部分, $x/D=8.30$ 位于尾翼下游的艇体尾段部分, $x/D=9.30$ 位于尾流区部分。从图中可以清晰地看到,流场中的涡结构以围壳和尾翼下游的泄涡为主,围壳和尾翼顶部脱落的项链涡由一对旋转方向相反的涡管组成,而发卡涡由大量旋转方向相反的涡旋交替组成。在向下游的传播过程中,涡旋的强度逐渐降低,且涡旋有向艇体两侧扩散的趋势。

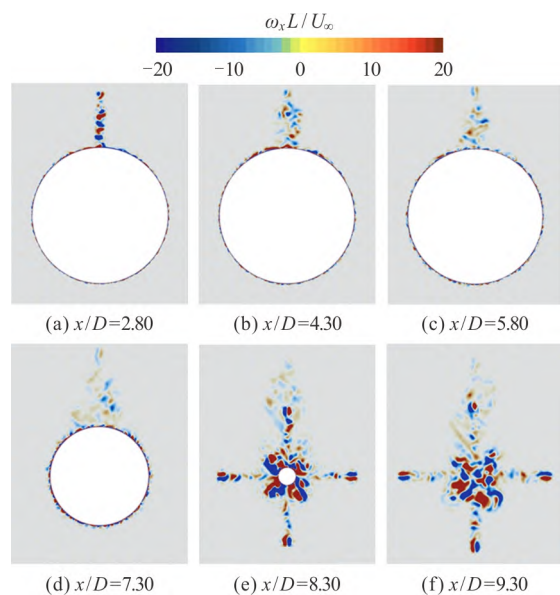


图6 不同横截面处的涡量云图

Fig.6 Cloud images of vorticity at different cross sections

2.3 声场计算结果

为了分析SUBOFF的泄涡结构与辐射噪声之间的关联, 数值模拟中建立了如图7所示的10个脉动压力测点和6个噪声测点。脉动压力测点位于附属物或艇尾下游 $0.50D$ 和 $3.00D$ 处, 以分别监测围壳尖端梢涡、围壳后缘泄涡、尾翼尖端梢涡和艇尾后缘泄涡的脉动压力值。6个噪声测点均位于艇体上方 $11.81D$ 处, 且噪声测点1位于艇体艏部驻点正上方, 相邻噪声测点的间距为 $2.94D$ 。

基于FW-H方法计算的偶极子噪声和四极子噪声总声压级结果如图8所示。对于本文的低马赫数流动, 偶极子噪声普遍比四极子噪声高 50 dB 以上, 这表明水下航行体的辐射噪声由偶极子噪声项主导。偶极子噪声是以艇体表面作为声源积分面计算的, 因此在艏部和尾流段附近噪声测点的偶极子噪声值较低, 平行中体和收缩段附近噪声测点的偶极子噪声值较高。四极子噪声与涡旋运动相干, 因此越靠近下游的噪声测点接收的四极子噪声值越高。

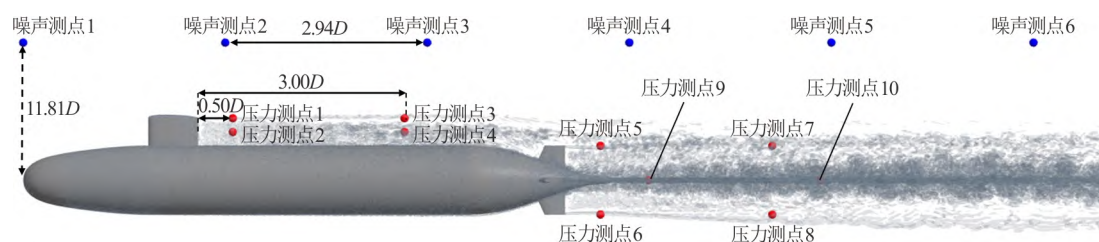


图7 脉动压力测点与辐射噪声测点布置示意图

Fig.7 Schematic diagram of pulsating pressure probes and radiated noise observers

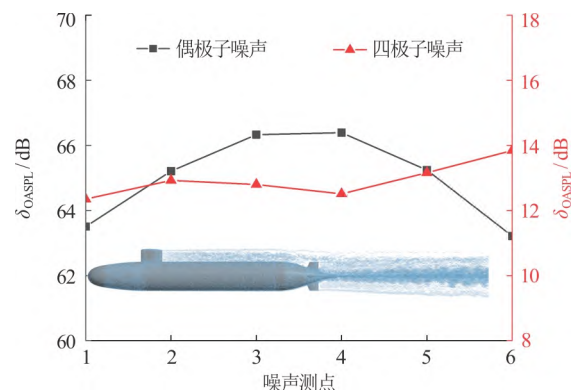


图8 偶极子噪声与四极子噪声总声压级对比

Fig.8 Comparison of OASPL between dipole noise and quadrupole noise

为了研究四极子噪声与涡旋运动的关联, 采用相干系数 C_{XY} 衡量四极子噪声和涡旋脉动压力信号的相干性。 C_{XY} 可表示为

$$C_{XY} = \frac{|P_{XY}(f)|^2}{P_{XX}(f)P_{YY}(f)} \quad (17)$$

式中: f 为频率; $P_{XY}(f)$ 为信号 X 和信号 Y 的交叉谱密度; $P_{XX}(f)$ 和 $P_{YY}(f)$ 为信号 X 和信号 Y 的功率谱密度^[33]。

对压力测点3处的压力信号与噪声测点1、噪声测点6处的噪声信号进行相干性分析, 结果如图9所示。在艇体上游偶极子噪声与泄涡压力的相干系数低于 0.8 , 在艇体下游泄涡区偶极子噪声与泄涡压力的相干系数普遍低于 0.4 ; 四极子噪声与泄涡压力的相干系数曲线具有多个趋近于 1 的峰值。这表明: 尽管水下航行体的偶极子噪声占据主导, 但偶极子噪声信号与泄涡的压力信号相干性较低, 而四极子噪声与泄涡区的压力信号几乎完全相干, 说明泄涡产生的噪声以四极子噪声为主。其它脉动压力测点与噪声测点的相干性曲线结果类似, 因此后续将重点探讨不同脉动压力测点处的压力信号与四极子噪声信号的相干性。

不同位置漩涡区域的脉动压力信号与噪声测点1、噪声测点6处的四极子噪声信号的相干性对比如图10所示。从图中可以看出：对于相同的脉动压力测点，噪声测点1与噪声测点6处的四极子噪声信号与脉动压力信号的相干性几乎相同，这表明漩涡

产生的四极子噪声向艇体上游和下游方向传播的强度具有一致性。压力测点3和压力测点4处的压力信号与四极子噪声信号在整个频段都几乎完全相干，压力测点5和压力测点6处的压力信号与四极子噪声信号在中高频段具有较高的相干性，其它脉动

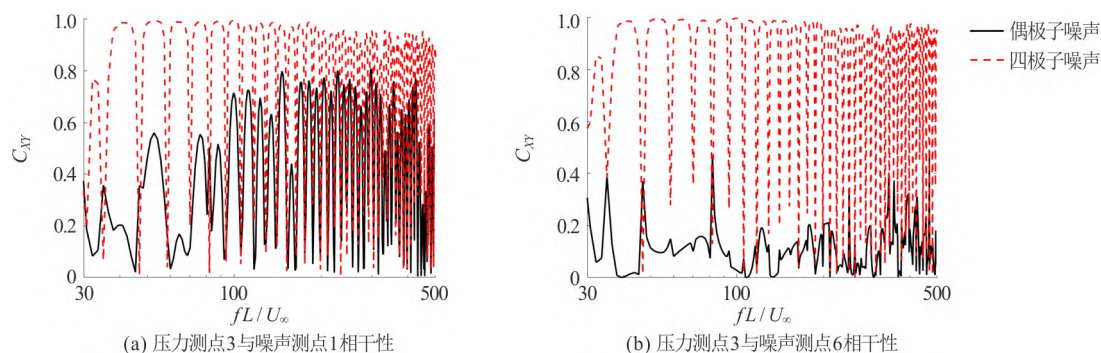


图9 脉动压力信号与偶极子噪声、四极子噪声信号相干性对比
Fig.9 Comparison of the coherence of pulsating pressure signal with dipole noise and quadrupole noise signal

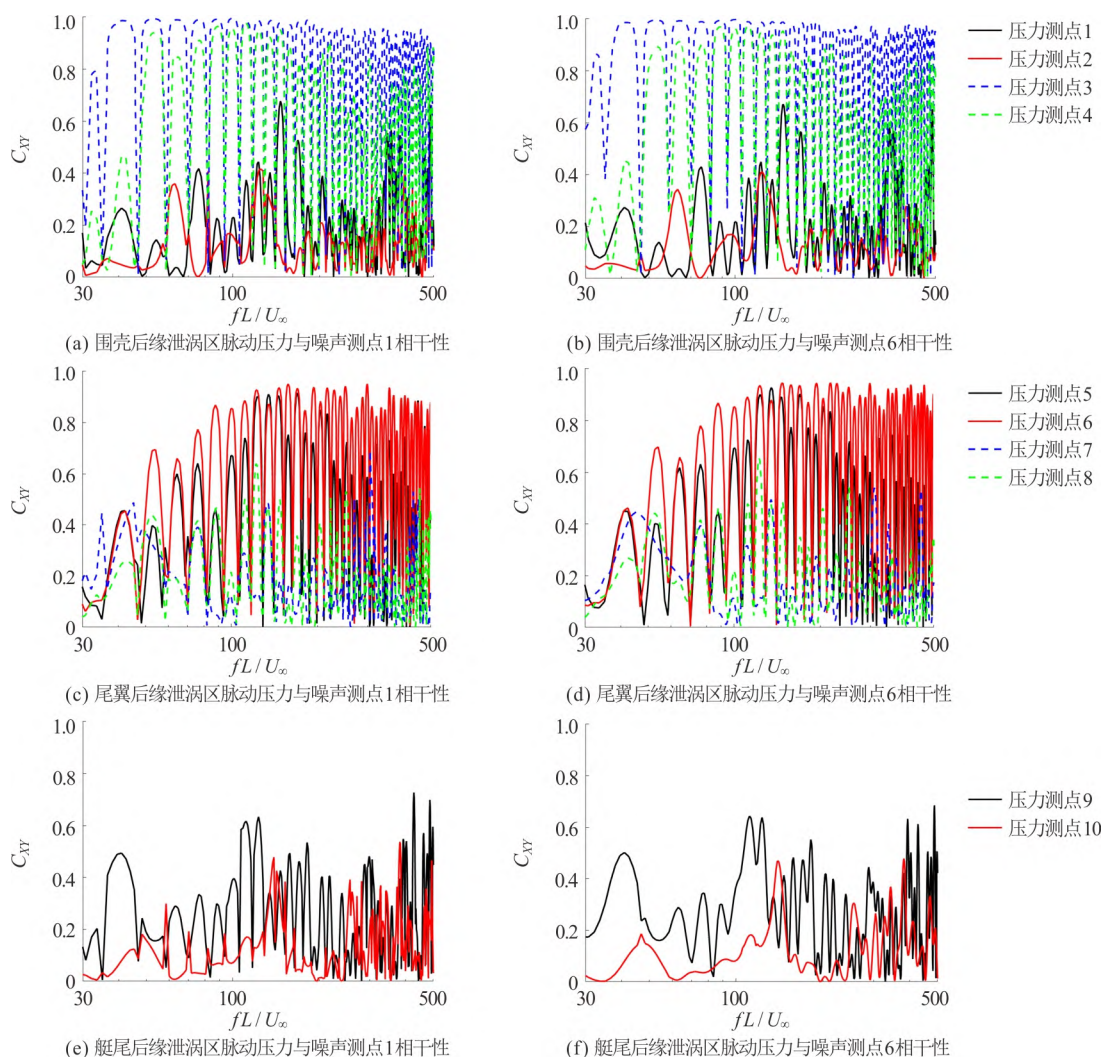


图10 不同位置漩涡区脉动压力信号与噪声测点1、噪声测点6的四极子噪声信号相干性对比
Fig.10 Comparison of the coherence of the pulsating pressure signals in the different locations of the vortex region with the quadrupole noise signals at the noise observers 1 and 6

压力测点与四极子噪声信号的相干性较低。这些结果表明围壳泄涡与尾翼泄涡在不同泄涡距离处对四极子噪声的贡献不同。围壳后缘脱落充分发展的项链涡(对应压力测点3)、发卡涡(对应压力测点4)和尾翼后缘脱落的发卡涡(对应压力测点5和压力测点6)的压力信号与四极子噪声信号的相干性较高。同时,由于艇体上方的尾翼会受到围壳后缘泄涡的影响,其对应的泄涡压力信号与四极子噪声信号的相干性低于艇体下方的尾翼。在整个分析频段内,艇体中心后缘脱落的大尺度环形发卡涡对四极子噪声的贡献都较弱。

将图10中各相干系数曲线在相应频段内取平均值,得到如表1所示的平均相干系数值。从表中可以看出,艇体下游的压力信号与四极子噪声信号的相干性高于上游。围壳后缘泄涡区的最大平均相干系数出现在压力测点3处,尾翼后缘泄涡区的最大平均相干系数出现在压力测点6处,分别达到0.84和0.79。同时,艇体下方尾翼后缘的泄涡区压力信号与四极子噪声信号的平均相干系数比艇体上方尾翼的高约20%,这表明不同相位的尾翼对四极子噪声的贡献存在差异,艇体上方的尾翼受到围壳后缘泄涡的影响而产生略低的四极子噪声。

表1 脉动压力信号与四极子噪声信号的平均相干系数
Table 1 The average coherence coefficients between pulsating pressure signal and quadrupole noise signal

测点位置	压力测点	噪声测点 1	噪声测点 6
围壳后缘	1	0.41	0.44
	2	0.15	0.15
	3	0.71	0.84
	4	0.60	0.67
尾翼后缘	5	0.59	0.68
	6	0.68	0.79
	7	0.20	0.21
	8	0.26	0.26
艇尾后缘	9	0.36	0.39
	10	0.13	0.14

3 结 论

本文采用LES模拟了全附体SUBOFF模型在雷诺数为 1.2×10^7 下的流场,捕捉了艇体表面、围壳下游和艇尾下游涡系结构的演化,结合FW-H方法对水下航行体的偶极子噪声和四极子噪声进行了预报,并

通过将四极子噪声信号与流场中不同位置的涡结构的脉动压力信号进行相干性分析,对四极子噪声的主要来源进行了定位。本文得到的主要结论如下:

(1) 对于水下航行体产生的辐射噪声,偶极子噪声普遍比四极子噪声高约50 dB。偶极子噪声的最大值出现在平行中体和尾部收缩段附近,而四极子噪声的最大值出现在尾部泄涡区,这表明偶极子噪声和四极子噪声的主要来源分别是壁面脉动压力和涡结构运动。

(2) 涡旋脉动压力信号与偶极子噪声信号的相干性较低,与四极子噪声信号的相干性较高。围壳后缘脱落充分发展的泄涡以及尾翼后缘刚脱落的泄涡是水下航行体四极子噪声的主要来源,其与四极子噪声信号的平均相干系数分别达到0.84和0.79。

(3) 位于不同相位的尾翼对四极子噪声的贡献不同。艇体尾部上方尾翼的泄涡区受围壳泄涡影响,产生了略低的四极子噪声,其与四极子噪声信号的平均相干系数比未受围壳泄涡影响尾翼的低约20%。

参 考 文 献:

- [1] 李环,刘聪尉,吴方良,等.水动力噪声计算方法综述[J].中国舰船研究,2016,11(2):72-89.
- [2] Zhao W, Pan Z, Yu L, et al. An overview of flow field computational methods for hydrodynamic noise prediction[J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2022, 34(6): 994-1005.
- [3] Wu Q, Huang B, Wang G, et al. Numerical modelling of unsteady cavitation and induced noise around a marine propeller[J]. *Ocean Engineering*, 2018, 160: 143-155.
- [4] 吕世金,高岩,刘进,等.水下航行体表面水动力激励力预测模型[J].水动力学研究与进展 A 辑,2020,35(6):705-710.
- [5] Groves N C, Huang T T, Chang M S. Geometric characteristics of DARPA SUBOFF models (DTRC Model Nos. 5470 and 5471) [M]. Maryland, USA: David Taylor Research Center, 1989.
- [6] Huang T, Liu H L. Measurements of flows over an axisymmetric body with various appendages in a wind tunnel: The DARPA SUBOFF experimental program [C]. *19th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Washington DC, USA, 1994.
- [7] 郭恩锴,汪杨骏,曹留帅,等.潜艇近水面操纵运动数值模拟与流场特性研究[J].水动力学研究与进展 A 辑,2024,39(6):894-901.

- [8] Divsalar K. Improving the hydrodynamic performance of the SUBOFF bare hull model: A CFD approach [J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2020, 36(1): 44-56.
- [9] 徐妍, 高霄鹏. 附体对潜艇阻力性能的影响研究 [J]. *舰船科学技术*, 2021, 43(11): 35-40.
- [10] Permadi N V A, Chen J H, Sugianto E. Influence of full and symmetrical domains on the numerical flow around a SUBOFF submarine model using OpenFOAM [J]. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 2023, 16(5): 1017-1029.
- [11] Zheku V V, Villa D, Piaggio B, et al. Assessment of numerical captive model tests for underwater vehicles: The DARPA SUB-OFF test case [J]. *Journal of Marine Science and Engineering*, 2023, 11(12): 2325.
- [12] 张楠, 沈泓萃, 姚惠之, 等. 水下航行体壁面脉动压力的大涡模拟研究 [J]. *水动力学研究与进展 A 辑*, 2010, 25(1): 106-112.
- [13] Posa A, Balaras E. A numerical investigation of the wake of an axisymmetric body with appendages [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2016, 792: 470-498.
- [14] Posa A, Balaras E. A numerical investigation about the effects of Reynolds number on the flow around an appended axisymmetric body of revolution [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 884: A41.
- [15] Qu Y, Wu Q, Zhao X, et al. Numerical investigation of flow structures around the DARPA SUBOFF model [J]. *Ocean Engineering*, 2021, 239: 109866.
- [16] Chen S, Yang L, Zhao W, et al. Wall-modeled large eddy simulation for the flows around an axisymmetric body of revolution [J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2023, 35(2): 199-209.
- [17] He K, Zhou F, Zhao W, et al. Numerical analysis of turbulent fluctuations around an axisymmetric body of revolution based on wall-modeled large eddy simulations [J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2023, 35(6): 1041-1051.
- [18] 范国庆, 何宜航, 赵伟文, 等. 基于壁面模化大涡模拟的 SUBOFF 壁面脉动压力数值研究 [J]. *水动力学研究与进展 A 辑*, 2024, 39(1): 109-115.
- [19] Rocca A, Cianferra M, Broglia R, et al. Computational hydroacoustic analysis of the BB2 submarine using the advective Ffowcs Williams and Hawkins equation with Wall-Modeled LES [J]. *Applied Ocean Research*, 2022, 129: 103360.
- [20] Ffowcs Williams J E, Hawkins D L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 1969, 264(1151): 321-342.
- [21] Wang X, Huang Q, Pan G. Numerical research on the influence of sail leading edge shapes on the hydrodynamic noise of a submarine [J]. *Applied Ocean Research*, 2021, 117: 102935.
- [22] Zhou Z, Xu Z, Wang S, et al. Wall-modeled large-eddy simulation of noise generated by turbulence around an appended axisymmetric body of revolution [J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2022, 34(4): 533-554.
- [23] 于连杰, 杨路春, 赵伟文, 等. SUBOFF 潜艇非线性流动噪声数值预报研究 [J]. *中国造船*, 2023, 64(4): 229-239.
- [24] Ma Z, Li P, Wang L, et al. Mechanistic study of noise source and propagation characteristics of flow noise of a submarine [J]. *Ocean Engineering*, 2024, 302: 117667.
- [25] 袁一芳, 韩磊, 董玮, 等. 高速潜艇水动力学特性及流噪声空间演化规律研究 [J]. *水动力学研究与进展 A 辑*, 2024, 39(3): 392-403.
- [26] Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment [J]. *Monthly Weather Review*, 1963, 91(3): 99-164.
- [27] Nicoud F, Ducros F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor [J]. *Flow, turbulence and Combustion*, 1999, 62(3): 183-200.
- [28] Lighthill M J. On sound generated aerodynamically I. General theory [J]. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 1952, 211(1107): 564-587.
- [29] Brentner K S, Farassat F. Analytical comparison of the acoustic analogy and Kirchhoff formulation for moving surfaces [J]. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, 1998, 36(8): 1379-1386.
- [30] Casalino D. An advanced time approach for acoustic analogy predictions [J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2003, 261(4): 583-612.
- [31] Jimenez J M, Hultmark M, Smits A J. The intermediate wake of a body of revolution at high Reynolds numbers [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 659: 516-539.
- [32] Hunt J C R, Wray A A, Moin P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows [C]// *Proceedings of the 1988 Summer Program*. USA: Center for Turbulence Research, Stanford University, 1988: 193-208.
- [33] Welch P. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms [J]. *Institute of Electrical and Electronics Engineers Transactions on Audio and Electroacoustics*, 1967, 15(2): 70-73.