

文章编号: 1000-4882 (2026) 01-0190-12

# 螺旋桨梢涡空化对水动力噪声影响的数值研究

谢勃汉, 王建华, 万德成\*

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

## 摘要

为了研究螺旋桨梢涡空化对水动力噪声的影响机理, 以1:7缩尺比的CP 469螺旋桨模型为研究对象, 基于改进的延迟分离涡模拟和滑移网格法建立了螺旋桨流场, 并通过可穿透FW-H方法预报了螺旋桨的水动力噪声; 通过控制Schnerr-Sauer空化模型的启用, 对是否考虑空化现象的螺旋桨的流场和水动力噪声特性进行深入分析; 通过敞水性能试验验证了数值方法的可靠性。研究结果表明, 单极子噪声是论文螺旋桨工况的主导噪声成分, 梢涡空化使螺旋桨的单极子噪声显著提高, 在叶频及其次谐波频率对应的噪声值提高超过20 dB。

**关键词:** 分离涡模拟; 敞水螺旋桨; 梢涡空化; 水动力噪声

**中图分类号:** U661.43

**文献标志码:** A

## 0 引言

随着海上航运业的发展, 船舶产生的水下辐射噪声水平持续上升, 对海洋生态环境构成了潜在威胁<sup>[1]</sup>。在此背景下, 国际海事组织 (International Maritime Organization, IMO) 对船舶水下噪声水平提出了严格的限制。螺旋桨水动力噪声作为船舶水下噪声的主要来源之一<sup>[2-3]</sup>, 其相关机理与特性研究对低噪声船舶的设计与优化具有重要的工程指导意义。

基于黏性流的计算流体动力学 (CFD) 方法已成为研究螺旋桨水动力特性的成熟手段, 然而通过数值模拟准确预报螺旋桨的水动力噪声仍面临诸多挑战<sup>[4]</sup>。其主要原因在于螺旋桨的水动力噪声具有多源性和复杂性, 包括桨叶周期性旋转引起的旋转噪声, 尾迹中湍流结构诱发的涡旋噪声, 以及桨叶发生空化时产生的空泡噪声等<sup>[5]</sup>。因此, 实现对空化螺旋桨水动力噪声的高精度数值预报, 关键在于对尾流场和空化流场的高保真数值模拟。

尽管大涡模拟 (large eddy simulation, LES) 方法在湍流解析精度上具有优势, 但综合考虑计算成本, 采用分离涡模拟 (detached eddy simulation, DES) 方法求解螺旋桨水动力问题更为普遍<sup>[6]</sup>。Wang等<sup>[7]</sup>分析了重载条件下螺旋桨尾流的不稳定机制, 并揭示了驱动桨叶涡旋不稳定过程的流动机理。Sezen等<sup>[8]</sup>提出了一种基于涡量判据的自适应网格加密技术以捕捉螺旋桨梢涡空化, 并详细介绍了该方法在模型尺度<sup>[9-10]</sup>和实尺度<sup>[11]</sup>螺旋桨空化数值模拟中的表现。龙云等<sup>[12]</sup>研究了螺旋桨空化对其水动力性能的影响, 发现空化促进了桨叶附近涡量的演化, 同时使流动结构的相互作用加强。Li等<sup>[13]</sup>研究了近自由面螺旋桨的水动力载荷与涡结构演化, 指出自由液面会导致叶尖涡在合并过程中发生扭曲变形。

由于水动力流场和声场在空间尺度和能量量级上存在显著差异, 在数值模拟中直接通过CFD解

析噪声信息几乎不具备可行性<sup>[14]</sup>。水动力噪声的数值计算一般通过声类比方法<sup>[15-16]</sup>实现, 即先将不可压缩流场的数值解表示为等效声源函数, 再通过解可压缩无黏性的声波方程以求解声场<sup>[17]</sup>。目前, 最广泛采用的声类比方法是在 Lighthill 理论上扩展得到的 Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H) 方程<sup>[18]</sup>, 它将流体动力噪声等效为单极子、偶极子和四极子源项以计算远场噪声。

一般认为, 由涡旋运动主导的四极子噪声在低马赫数流动中十分微弱, 但近年的研究表明四极子噪声对螺旋桨水动力噪声的影响不容忽视<sup>[19-20]</sup>。为了避免直接体积积分计算四极子噪声所产生的额外计算成本<sup>[21]</sup>, 一种主流的替代方法是采用可穿透 FW-H 方法, 通过引入虚拟控制面以包络全部声源信息, 从而在保证计算精度的同时显著降低四极子噪声的预测成本。

本文基于改进的延迟分离涡模拟 (improved delayed detached eddy simulation, IDDES) 方法数值模拟敞水螺旋桨的非定常湍流场, 结合 Schnerr-Sauer (SS) 空化模型捕捉螺旋桨的梢涡空化演化特性, 并采用可穿透 FW-H 方法预报螺旋桨的水动力噪声, 揭示螺旋桨梢涡空化对其涡结构演化和声学特性的影响机制, 为绿色低噪声船舶的螺旋桨设计提供工程指导。

## 1 数值模拟方法

### 1.1 湍流模型

本文采用商用 CFD 软件 STAR-CCM+ 进行数值模拟, 利用基于 SST  $k-\omega$  湍流模型的 IDDES 方法求解湍流。IDDES 通过引入延迟因子和壁面模化大涡模拟 (WMLES) 的功能以更有效地区分 Reynold-Averaged Navier-Stokes (RANS) 和 LES 区域<sup>[22]</sup>。对于 SST  $k-\omega$  湍流模型, 湍动能  $k$  和单位耗散率  $\omega$  的传输方程可表示为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \nabla \cdot (\rho k \bar{\mathbf{v}}) = \nabla \cdot ((\mu + \sigma_k \mu_t) \nabla k) + P_k - \rho \beta^* f_{\beta^*} (\omega k - \omega_0 k_0) + S_k \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \nabla \cdot (\rho \omega \bar{\mathbf{v}}) = \nabla \cdot ((\mu + \sigma_\omega \mu_t) \nabla \omega) + P_\omega - \rho \beta f_\beta (\omega^2 - \omega_0^2) + S_\omega \quad (2)$$

式中,  $t$  为时间,  $\rho$  为流体密度;  $\bar{\mathbf{v}}$  为平均速度;  $\mu$  为动力黏度;  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\omega$  和  $\beta^*$  为模型系数;  $P_k$  和  $P_\omega$  为结果项;  $f_{\beta^*}$  为自由剪切修正因子;  $\omega$  为单位耗散率;  $f_\beta$  为涡流延伸修正因子;  $S_k$  和  $S_\omega$  为源项;  $k_0$  和  $\omega_0$  为阻止湍流衰减的环境湍流值。

IDDES 模型将式 (1) 中的  $\omega$  替换为  $\tilde{\omega}$ :

$$\tilde{\omega} = \frac{\sqrt{k}}{l_{\text{HYBRID}} f_{\beta^*} \beta^*} \quad (3)$$

$$l_{\text{HYBRID}} = \tilde{f}_d (1 + f_e) l_{\text{RANS}} + (1 - \tilde{f}_d) C_{\text{DES}} \Delta_{\text{IDDES}} \quad (4)$$

式中,  $C_{\text{DES}}$  为模型系数,  $l_{\text{HYBRID}}$  为控制 RANS 和 LES 切换的混合长度尺度,  $l_{\text{RANS}}$  为 RANS 湍流长度尺度,  $\Delta_{\text{IDDES}}$  为 IDDES 修正后的网格尺寸。长度尺度计算中引入了壁面屏蔽函数  $f_B$  和 WMLES 增强函数  $f_e$  以改善 WMLES 的功能, 其表达式为

$$f_B = \min(2 \exp(-9\alpha^2), 1) \quad (5)$$

$$\alpha = 0.25 - \frac{d}{\Delta} \quad (6)$$

$$f_e = \max((f_{e1} - 1), 0) \psi f_{e2} \quad (7)$$

$$f_{e1} = \begin{cases} 2 \exp(-11.09\alpha^2), & \alpha \geq 0 \\ 2 \exp(-9\alpha^2), & \alpha < 0 \end{cases} \quad (8)$$

$$f_{e2} = 1 - \max(f_i, f_t) \quad (9)$$

$$f_t = \tanh((C_t^2 r_{\text{at}})^3) \quad (10)$$

$$f_l = \tanh\left((C_1^2 r_{dl})^{10}\right) \quad (11)$$

$$r_{dl} = \frac{\nu_t}{\sqrt{\nabla \mathbf{v} : \nabla \mathbf{v}^T k^2 d^2}} \quad (12)$$

$$r_{dl} = \frac{\nu}{\sqrt{\nabla \mathbf{v} : \nabla \mathbf{v}^T k^2 d^2}} \quad (13)$$

式中,  $\alpha$  为 WMLES 过渡参数,  $f_{e1}$  和  $f_{e2}$  为 WMLES 子函数,  $f_l$  和  $f_t$  为湍流尺度限制函数,  $\psi$  为低雷诺数校正函数,  $C_1$  和  $C_1$  为模型系数,  $\nu$  为运动黏度,  $\nu_t = \mu_t/\rho$  为湍流的运动黏度,  $\mu_t$  为湍流涡黏度,  $r_{dl}$  和  $r_{dl}$  为基于局部剪切与湍流尺度的量纲一参数,  $\nabla \mathbf{v}$  为速度梯度张量,  $k$  为冯·卡门常数,  $d$  为网格与壁面的距离。模型的 WMLES 和延迟分离涡模拟 (DDES) 分支使用修正版本的 DDES 的延迟函数  $f_{dl}$  进行组合, 其表达式为

$$\tilde{f}_d = \max((1 - f_{dl}), f_B) \quad (14)$$

$$f_{dl} = 1 - \tanh((C_{dl} r_{dl})^3) \quad (15)$$

式中,  $\tilde{f}_d$  为修正的 DDES 延迟函数,  $C_{dl}$  为模型系数。IDDES 模型使用网格长度尺度的修正版本  $\Delta_{IDDES}$ , 其表达式为

$$\Delta_{IDDES} = \min(\max(0.15d, 0.15\Delta, \Delta_{\min}), \Delta) \quad (16)$$

式中,  $\Delta$  和  $\Delta_{\min}$  分别为所考虑的网络单元中心与相邻网络单元的中心之间的最大和最小距离。

## 1.2 多相流模型

本文采用流体体积 (VOF) 方法捕捉水和水蒸气之间的相间界面。VOF 方法的核心思想是通过追踪流体界面的体积分数以模拟多相流的运动, 同时保证质量守恒和界面清晰<sup>[23]</sup>。相间界面的相分布和位置由相  $i$  的体积分数  $\alpha_i$  控制:

$$\alpha_i = \frac{V_i}{V} \quad (17)$$

式中,  $V_i$  为网络单元中相  $i$  的体积,  $V$  为网络单元的体积。网络单元中各相的体积分数之和应满足:

$$\sum_{i=1}^N \alpha_i = 1 \quad (18)$$

式中,  $N$  为总相数。由式 (18) 可知, 网络单元中相  $i$  的体积分数  $\alpha_i$  的值应满足  $0 \leq \alpha_i \leq 1$ , 表示此时网络单元中存在相间界面。

## 1.3 空化模型

采用 SS 空化模型以捕捉螺旋桨的空化现象, 该模型<sup>[24]</sup> 可表示为

$$\frac{\partial(\rho_v \alpha_v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_v \alpha_v u_j)}{\partial x_j} = \dot{m}^+ - \dot{m}^- \quad (19)$$

式中,  $\rho_v$  为蒸汽相的密度,  $\alpha_v$  为蒸汽相的体积分数,  $u_j$  为  $j$  方向 ( $j = 1, 2, 3$ ) 的速度分量,  $\dot{m}^+$  和  $\dot{m}^-$  分别表示蒸发质量源项和凝结质量源项:

$$\dot{m}^+ = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho} \alpha_v (1 - \alpha_v) \frac{3}{R_b} \sqrt{\frac{2 \max(p_v - p, 0)}{3 \rho_l}} \quad (20)$$

$$\dot{m}^- = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho} \alpha_v (1 - \alpha_v) \frac{3}{R_b} \sqrt{\frac{2 \max(p - p_v, 0)}{3 \rho_l}} \quad (21)$$

$$R_b = \left( \frac{3}{4\pi} \frac{\alpha_v}{1 - \alpha_v} \frac{1}{N_b} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (22)$$

式中,  $R_b$  为空泡半径,  $p_v$  为饱和蒸汽压,  $N_b$  为空泡数密度。

## 1.4 声学模型

本文采用可穿透 FW-H 方法预报螺旋桨水动力噪声, 该方法通过构建虚拟的声源面以充分统计螺

旋桨表面及尾流产生的噪声, 其表达式<sup>[18,25]</sup>为

$$\odot^2 p' = \frac{\partial}{\partial t}(\rho_0 U_n \delta(f)) - \frac{\partial}{\partial x_i}(L_i \delta(f)) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j}(H(f) T_{ij}) \quad (23)$$

$$U_n = \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right) v_n + \frac{\rho u_n}{\rho_0} \quad (24)$$

$$L_i = p \delta_{ij} n_j + \rho u_i (u_n - v_n) \quad (25)$$

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \sigma_{ij} + (p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij} \quad (26)$$

式中,  $p'$  为声压,  $\odot^2 = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2$  为达朗贝尔波动算子,  $c_0$  为未扰动的声速,  $\rho_0$  为未扰动的密度,  $f(\mathbf{x}, t) = 0$  表示可穿透积分面,  $\delta(f)$  为狄拉克函数,  $H(f)$  为赫维赛德函数,  $\mathbf{n}_j$  为控制面的单位法向量,  $v_n$  为控制面的法向速度,  $u_n$  为流体穿过控制面的法向速度,  $T_{ij}$  为 Lighthill 应力张量,  $u_i$  和  $u_j$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ) 分别表示流体的瞬时速度矢量,  $\sigma_{ij}$  为黏性应力张量,  $\delta_{ij}$  为克罗内克符号。

本文通过自由空间格林函数求解积分形式的 FW-H 方程, 其表达式<sup>[26-27]</sup>为

$$p'(\mathbf{x}, t) = p'_r(\mathbf{x}, t) + p'_l(\mathbf{x}, t) + p'_Q(\mathbf{x}, t) \quad (27)$$

$$p'_r(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial}{\partial t} \int_s \left( \frac{\rho_0 U_i n_i}{r(1-M_r)} \right)_{\text{ret}} dS \right) \quad (28)$$

$$p'_l(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial}{\partial x_i} \int_s \left( \frac{L_i}{r(1-M_r)} \right)_{\text{ret}} dS \right) \quad (29)$$

$$p'_Q(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_v \left( \frac{T_{ij}}{r(1-M_r)} \right)_{\text{ret}} dV \right) \quad (30)$$

式中,  $p'_r(\mathbf{x}, t)$  为单极子项,  $p'_l(\mathbf{x}, t)$  为偶极子项,  $p'_Q(\mathbf{x}, t)$  为四极子项, 积分变量  $S$  和  $V$  分别为对声源进行面积分和体积分运算,  $U_i = \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right) v_i + \frac{\rho u_i}{\rho_0}$  为等效穿透速度,  $v_i$  为  $i$  方向上的表面速度分量,  $r$  为测点到声源的距离,  $\frac{1}{1-M_r}$  为多普勒因子, 下标  $\text{ret}$  表示时间延迟。

## 2 计算设置与验证

### 2.1 计算模型设置

本文的研究对象为荷兰海事研究所 (MARIN) 提供的 CP 469 型螺旋桨, 该型螺旋桨是波兰科考船 Nawigator XXI 搭载的四叶螺旋桨。在数值模拟中采用 1:7 缩尺比的螺旋桨模型, 其直径  $D = 0.3229 \text{ m}$ , 螺旋桨设计螺距  $P$  与直径  $D$  的比值为 0.942, 如图 1 所示。数值计算中的坐标原点位于螺旋桨盘面中心,  $x$  轴为轴向,  $y$  轴和  $z$  轴为径向, 螺旋桨的旋转方向为绕  $x$  轴负方向的右手螺旋运动。

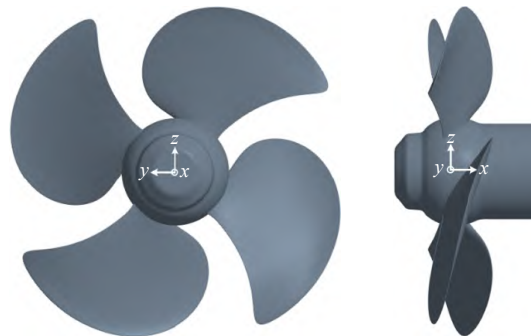


图 1 CP 469 螺旋桨模型

数值计算中采用滑移网格法实现螺旋桨的转动,计算域设置如图2所示。计算域的静域为长方体,其长度为2.9 m、宽度和高度均为2 m,速度入口位于螺旋桨盘面上游0.5 m处,压力出口位于螺旋桨盘面下游2.4 m处,其余边界均设置为对称平面。速度入口产生介质为水、速度为 $(-V_A, 0, 0)$ 的均匀来流,压力出口处的压力被指定为参考压力 $p_\infty$ 。计算域的动域为一个完全包裹桨叶的圆柱体区域,半径为0.2 m,动域恒定旋转速率 $n = 18.45 \text{ r/s}$ 。为了真实地还原敞水螺旋桨试验的布置情况,在数值计算中将桨毂延伸至速度入口边界。

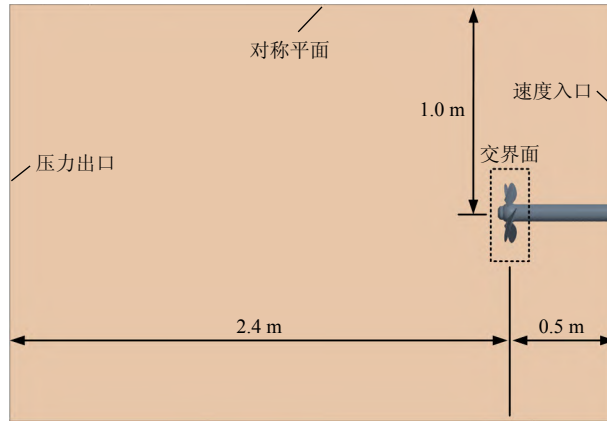


图2 计算域设置

计算域采用非结构化六面体网格进行空间离散,网格划分如图3所示。螺旋桨表面的网格尺寸被设定为 $0.27\%D$ ,螺旋桨外轮廓的网格被进一步加密至 $0.07\%D$ 以充分捕捉螺旋桨表面的瞬态流动现象,如图3(a)所示。为了精确捕捉螺旋桨梢涡运动轨迹,在厚度为0.06 m的螺旋桨叶梢运动区域进行环状的网格加密,该加密区从桨盘面一直向下游延伸至 $x = -0.8 \text{ m}$ 处。除此以外,在 $-0.8 \text{ m} < x < 0.25 \text{ m}$ 的流向范围内建立半径为0.35 m的圆柱形尾流加密区,FW-H积分面的范围略小于该尾流加密区以确保整个可穿透FW-H积分面上的网格尺寸相同,如图3(b)中外侧白色虚线所示。螺旋桨桨叶和位于计算域动域内的桨毂近壁面网格的量纲一 $y^+$ 值约为60,同时在相应表面添加3层膨胀比为1.5的棱柱层网格以实现近壁面网格与核心体网格的过渡。整个计算域的网格数为1 989万。

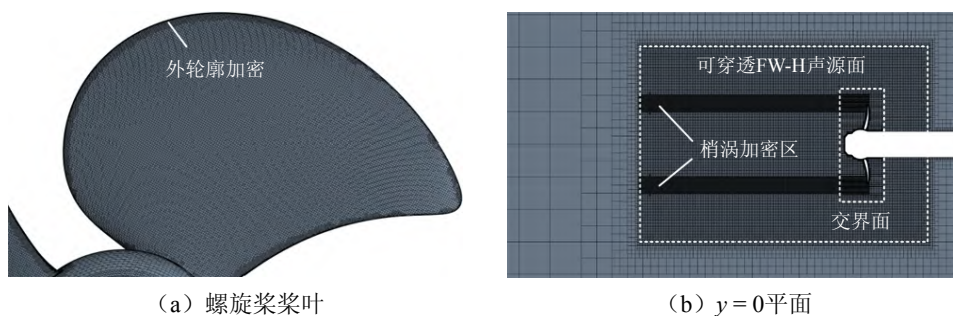


图3 计算域网格划分

本文的数值模拟是基于商业CFD软件STAR-CCM+开展的。采用混合中心差分格式对对流项进行空间离散,以实现计算精度、稳定性和效率之间的平衡。时间离散精度设置为一阶,时间步长为 $1.5 \times 10^{-4} \text{ s}$ ,对应螺旋桨旋转角约为 $1^\circ$ 。数值计算的物理时长为1.5 s(螺旋桨约旋转27.67圈),流场和声场信息的采样时长为1 s(螺旋桨约旋转18.45圈),以确保样本数充分。数值模拟中水和水蒸气的密度分别为 $\rho_w = 999.2 \text{ kg/m}^3$ 和 $\rho_v = 0.028 \text{ kg/m}^3$ ,动力黏度分别为 $\mu_w = 1.181 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 和 $\mu_v = 9.996 \times 10^{-6} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ,参考压力指定为 $p_\infty = 40\,393.15 \text{ Pa}$ ,重力加速度为 $g = 9.806\,7 \text{ m/s}^2$ 。本文的两个计算工况参数如表1所示,两个工况唯一的区别在于是否在数值模拟中考虑了空化模型,其余计算设

置均相同。其中, 空化数  $\sigma_n$  的定义如下:

$$\sigma_n = \frac{p_\infty - p_{\text{sat}}}{\frac{1}{2}\rho(nD)^2} \quad (31)$$

表 1 计算工况参数

工况	进速 $V_A$ / (m/s)	螺旋桨转速 $n$ / (r/s)	是否考虑空化	空化数 $\sigma_n$	饱和蒸汽压 $p_{\text{sat}}$ / Pa
1	2.333	18.45	否	—	—
2	2.333	18.45	是	2.1	3 170.34

## 2.2 计算方法验证

螺旋桨的敞水性能是评估螺旋桨效率和工作状态的重要指标, 进速系数  $J$ 、推力系数  $K_T$ 、扭矩系数  $K_Q$  和敞水效率  $\eta_0$  的表达式分别为

$$J = \frac{V_A}{nD} \quad (32)$$

$$K_T = \frac{T}{\rho_w n^2 D^4} \quad (33)$$

$$K_Q = \frac{Q}{\rho_w n^2 D^5} \quad (34)$$

$$\eta_0 = \frac{J K_T}{2\pi K_Q} \quad (35)$$

式中,  $T$  和  $Q$  分别为螺旋桨产生的推力和扭矩。

工况 1 数值计算的 CP 469 螺旋桨敞水性能与波兰船舶技术公司 CTO S.A. 提供的敞水试验结果对比如表 2 所示。相较于试验,  $K_T$ ,  $10K_Q$  和  $\eta_0$  的计算误差分别为 1.77%, 0.71% 和 1.09%, 说明本文的数值模拟方法准确可靠。

表 2 螺旋桨敞水性能对比

数据来源	$J$	$K_T$	$10K_Q$	$\eta_0$
数值模拟	0.391 8	0.255 4	0.365 3	0.435 9
CTO S.A. 试验	0.391 8	0.260 0	0.367 9	0.440 7

## 3 计算结果分析

### 3.1 流场计算结果

工况 2 中螺旋桨吸力面以水蒸气体积分数  $\alpha_v = 0.1$  等值面表示的空化形态如图 4 所示。由于本文选取的空化数  $\sigma_n = 2.1$  较大, 螺旋桨仅在吸力面的叶梢处发生梢涡空化, 不存在大面积的云空化和片状空化现象。梢涡空化的形态稳定为细长型, 且几乎始终不从叶梢后缘脱落, 因此该工况适合单独分析梢涡空化对螺旋桨噪声性能的影响。

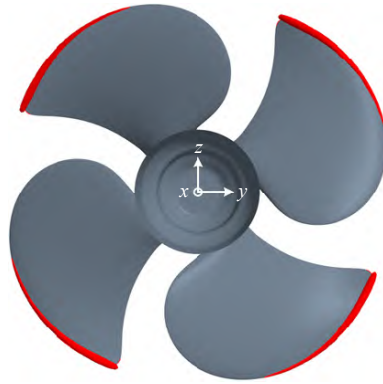


图4 工况2空化形态

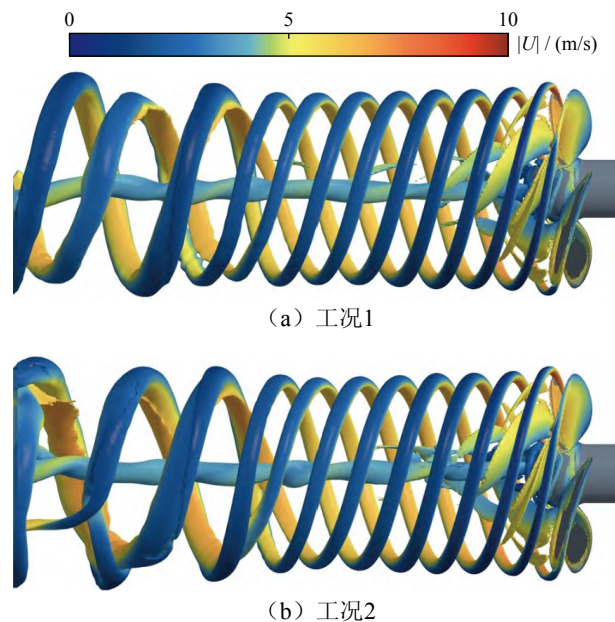
本文采用  $Q$  准则识别流场中的三维涡结构,  $Q$  准则的表达式<sup>[28]</sup> 为

$$Q_{\text{criterion}} = \frac{1}{2} (|\boldsymbol{\Omega}|^2 - |\mathbf{S}|^2) \quad (36)$$

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} - \nabla \mathbf{u}^T) \quad (37)$$

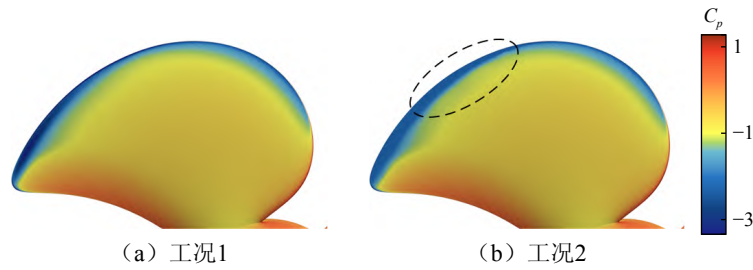
$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \quad (38)$$

式中,  $\boldsymbol{\Omega}$  为旋转率张量,  $\mathbf{S}$  为应变率张量,  $\mathbf{u}$  为速度矢量。基于速度幅值在  $Q_{\text{criterion}} = 2500 \text{ s}^{-2}$  等值面上染色表示的三维涡结构如图5所示。螺旋桨产生的涡结构主要包括从桨叶随边发放的螺旋状梢涡, 以及从桨毂脱落的毂涡, 两种涡结构在整个尾流加密区的范围内均具有较强的相干性。相较于工况1, 工况2中桨叶随边初生的梢涡速度略低, 但两工况在螺旋桨下游充分发展的梢涡形态基本一致。这表明对于本文的螺旋桨工况, 螺旋桨梢涡空化对随边发放的梢涡结构演化没有显著影响。

图5 基于  $Q$  准则识别的三维涡结构

采用压力系数  $C_p$  表示的螺旋桨吸力面压力分布情况, 如图6所示,  $C_p$  的表达式为

$$C_p = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho_w (nD)^2} \quad (39)$$

图 6 螺旋桨吸力面压力系数  $C_p$  分布

两工况计算的螺旋桨吸力面的压力在叶片大部分区域分布情况类似, 靠近桨毂叶根附近的压力显著高于叶梢处的压力, 但考虑空化时螺旋桨吸力面叶梢处的低压区分布更加广泛, 如图 6(b) 中黑色虚线所示。这表明梢涡空化的发生促使叶梢区域的流体压力进一步降低, 使叶片的吸力侧与压力侧产生更大的压力差, 从而导致螺旋桨产生更大的推力, 如图 7 所示。

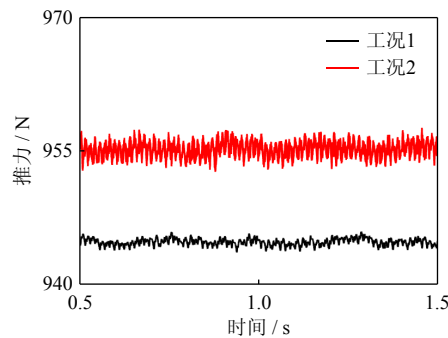


图 7 螺旋桨推力时历曲线

### 3.2 噪声计算结果

针对位于桨盘面上的两个噪声测点进行声学分析, 测点布置如图 8 所示。其中, 测点 M1 的坐标为  $(0, 0, -57.7 \text{ m})$ , 测点 M2 的坐标为  $(0, 100 \text{ m}, -57.7 \text{ m})$ 。采用声压级 (SPL) 来评估辐射噪声的量级, SPL 的表达式为

$$S_{\text{PL}} = 20 \lg \left( \frac{p'}{p_{\text{ref}}} \right) \quad (40)$$

式中,  $p_{\text{ref}}$  为水中的参考声压, 本文取  $p_{\text{ref}} = 1 \times 10^{-6} \text{ Pa}$ 。

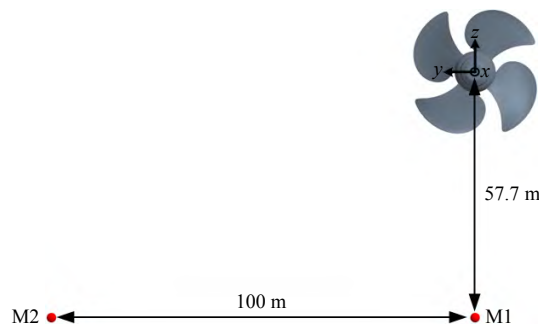


图 8 噪声测点布置示意

尽管本文的梢涡空化对螺旋桨泄涡结构和表面压力分布的影响有限, 但却显著提升了螺旋桨的水动力噪声量级, 如图 9 所示。相较于工况 1, 工况 2 计算的叶频 ( $f_{\text{BPF}}$ ) 及其次谐波对应的 SPL 提升最为显著, 均超过了 20 dB。此外, 工况 2 在 300~700 Hz 频段的 SPL 值比工况 1 高约 10~15 dB。而当频率超过 1 000 Hz 时, 两工况的 SPL 值没有明显差异。

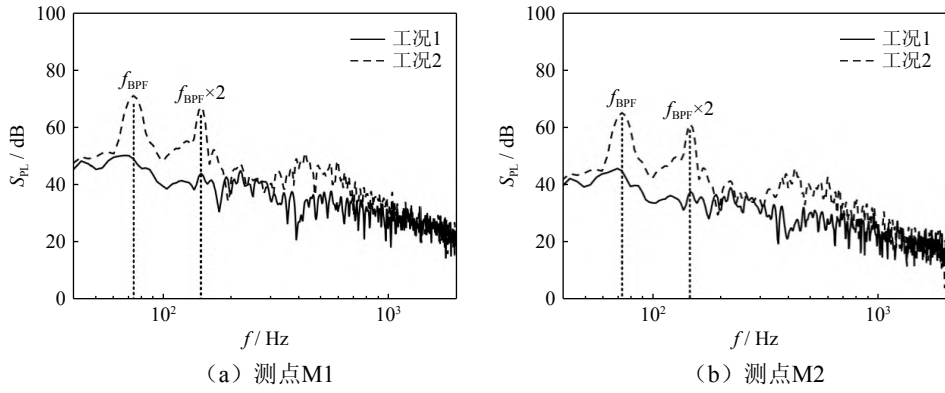


图9 SPL曲线对比

根据式(27)~式(30)分别提取测点M1和M2对应的单极子、偶极子和四极子噪声信号,其SPL曲线如图10所示。由于本文的螺旋桨涡结构比较稳定,在可穿透FW-H积分面区域内几乎不发生涡结构的破碎、聚并等相互作用,因此无论是否考虑空化,四极子噪声的量级都几乎可以忽略。单极子噪声是本文所考虑螺旋桨的重要噪声源,尤其在低频段的单极子噪声比偶极子噪声高将近20 dB,而高频段的单极子噪声与偶极子噪声的量级相当。当梢涡空化发生时,单极子噪声和偶极子噪声在 $f_{BPF}$ 及其谐波频率处SPL值均明显提升。

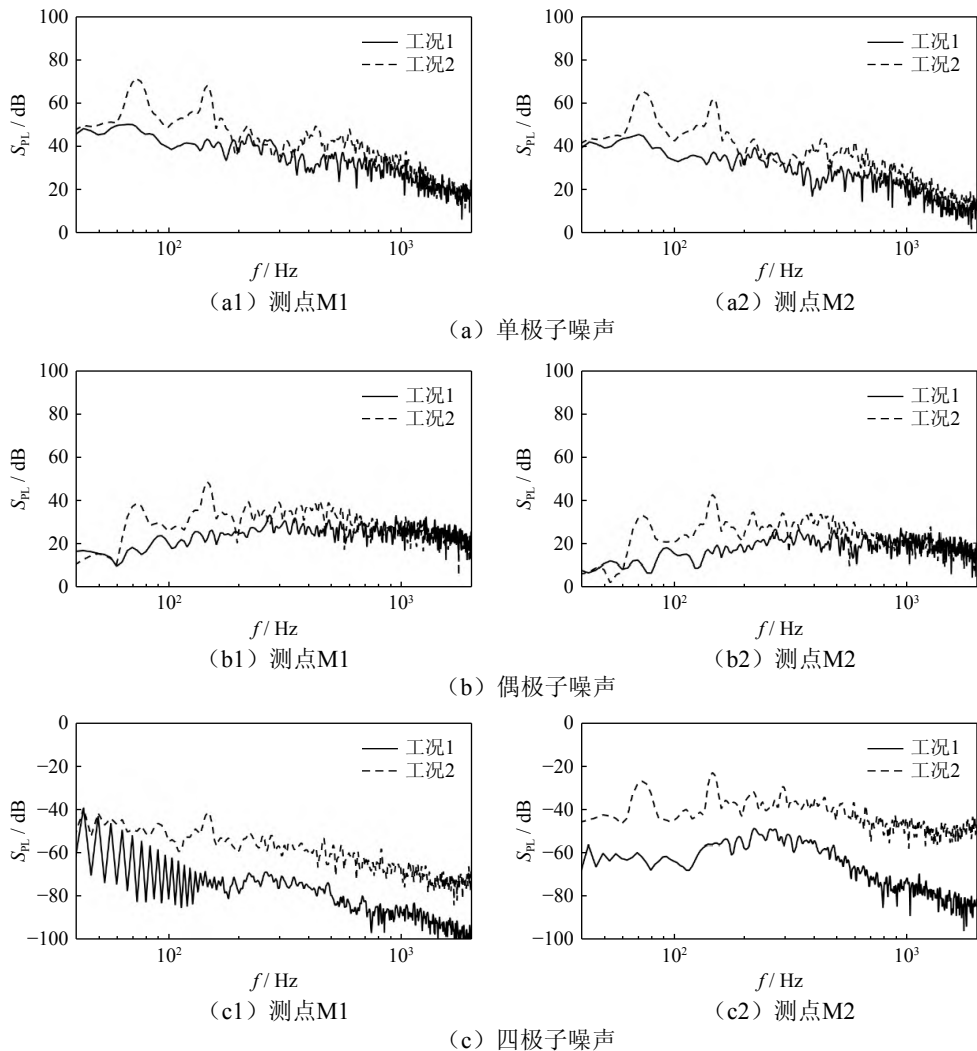


图10 FW-H各声源项对应的SPL曲线

## 4 结 论

本文研究了 CP 469 螺旋桨在是否考虑空化现象时的流场特征, 并采用可穿透 FW-H 方法预报了两种工况下螺旋桨的水动力噪声。主要结论如下:

(1) 梢涡空化发生时, 在螺旋桨吸力面的叶梢附近出现更大的低压区, 促使螺旋桨吸力面与压力面产生更大的压力差, 引起螺旋桨产生的推力升高。

(2) 由于本文讨论的空化数较高, 螺旋桨的梢涡空化对流场涡结构的影响主要体现在略微降低了从桨叶随边发放的梢涡初始运动速度, 而对下游充分发展的梢涡和毂涡形态影响较为有限。

(3) 在本文涉及的螺旋桨水动力噪声中, 中低频噪声由单极子噪声主导, 高频噪声中单极子和偶极子噪声量级相当, 四极子噪声在整个频段都显著低于单极子和偶极子噪声。梢涡空化对螺旋桨水动力噪声有显著的提升作用, 在叶频及其次谐波频率对应的噪声值提升超过 20 dB。

## 参 考 文 献

- [1] HILDEBRAND J A. Anthropogenic and natural sources of ambient noise in the ocean[J]. *Marine Ecology Progress Series*, 2009, 395: 5-20.
- [2] IANNIELLO S, MUSCARI R, DI MASCIO A. Ship underwater noise assessment by the acoustic analogy part I: Nonlinear analysis of a marine propeller in a uniform flow[J]. *Journal of Marine Science and Technology*, 2013, 18: 547-570.
- [3] IANNIELLO S, MUSCARI R, DI MASCIO A. Ship underwater noise assessment by the acoustic analogy part II: Hydroacoustic analysis of a ship scaled model[J]. *Journal of Marine Science and Technology*, 2014, 19: 52-74.
- [4] PORTILLO-JUAN A, SAETTONI S, ANDERSEN P, et al. Hydro-acoustic optimization of propellers: A review of design methods[J]. *Applied Ocean Research*, 2024, 151: 104158.
- [5] 汤渭霖, 俞孟萨, 王斌. 水动力噪声理论[M]. 北京: 科学出版社, 2019.
- [6] PENA B, HUANG L. A review on the turbulence modelling strategy for ship hydrodynamic simulations[J]. *Ocean Engineering*, 2021, 241: 110082.
- [7] WANG L, WU T, GONG J, et al. Numerical simulation of the wake instabilities of a propeller[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33(12): 035152.
- [8] SEZEN S, ATLAR M. An alternative vorticity based adaptive mesh refinement (V-AMR) technique for tip vortex cavitation modelling of propellers using CFD methods[J]. *Ship Technology Research*, 2022, 69(1): 1-21.
- [9] SEZEN S, ATLAR M. Marine propeller underwater radiated noise prediction with the FWH acoustic analogy (Part 1): Assessment of model scale propeller hydroacoustic performance under uniform and inclined flow conditions[J]. *Ocean Engineering*, 2023, 279: 114552.
- [10] SEZEN S, ATLAR M. Marine propeller underwater radiated noise prediction with the FWH acoustic analogy (Part 2): Assessment of model scale propeller hydroacoustic performance under non-uniform flow conditions[J]. *Ocean Engineering*, 2023, 270: 113443.
- [11] SEZEN S, ATLAR M. Marine propeller underwater radiated noise prediction with the FWH acoustic analogy (Part 3): Assessment of full-scale propeller hydroacoustic performance versus sea trial data[J]. *Ocean Engineering*, 2022, 266: 112712.
- [12] 龙云, 韩汉桥, 冉令可, 等. 非定常空化对螺旋桨性能和流动结构影响的数值研究[J]. *水动力学研究与进展 (A 辑)*, 2023, 38(1): 124-131.
- [13] LI Y H, SUN S L, HU J. Hydrodynamic characteristics of a seven blade highly-skewed propeller operating underneath a free surface[J]. *Ocean Engineering*, 2024, 309: 118450.
- [14] 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.

- [15] Lighthill M J. On sound generated aerodynamically I. general theory[J]. Proceedings of the Royal Society of London (Series A), 1952, 211(1107): 564-587.
- [16] Lighthill M J. On sound generated aerodynamically II. Turbulence as a source of sound[J]. Proceedings of the Royal Society of London (Series A), 1954, 222(1148): 1-32.
- [17] Wang M, Freund J B, Lele S K. Computational prediction of flow-generated sound[J]. Annu. Rev. Fluid Mech., 2006, 38(1): 483-512.
- [18] Ffowcs Williams J E, Hawkings D L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion[J]. Philosophical Transactions of the Royal Society of London (Series A), 1969, 264(1151): 321-342.
- [19] Cianferra M, Petronio A, Armenio V. Non-linear noise from a ship propeller in open sea condition[J]. Ocean Engineering, 2019, 191: 106474.
- [20] Posa A, Broglia R, Felli M, et al. Hydroacoustic analysis of a marine propeller using large-eddy simulation and acoustic analogy[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2022, 947: A46.
- [21] Ikeda T, Enomoto S, Yamamoto K, et al. Quadrupole corrections for the permeable-surface Ffowcs Williams-Hawkings equation[J]. AIAA Journal, 2017, 55(7): 2307-2320.
- [22] Shur M L, Spalart P R, Strelets M K, et al. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2008, 29(6): 1638-1649.
- [23] Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. Journal of Computational Physics, 1981, 39(1): 201-225.
- [24] Schnerr G H, Sauer J. Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics[C]// Fourth International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, 2001.
- [25] Di Franciscantonio P. A new boundary integral formulation for the prediction of sound radiation[J]. Journal of Sound and Vibration, 1997, 202(4): 491-509.
- [26] Farassat F, Succi G P. A review of propeller discrete frequency noise prediction technology with emphasis on two current methods for time domain calculations[J]. Journal of Sound and Vibration, 1980, 71(3): 399-419.
- [27] Brentner K S, Farassat F. Analytical comparison of the acoustic analogy and Kirchhoff formulation for moving surfaces[J]. AIAA Journal, 1998, 36(8): 1379-1386.
- [28] Hunt J C R, Wray A A, Moin P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows: CTR-SB8[R]. Stanford: Center for Turbulent Research, 1988.

# Numerical Investigation on Influence of Propeller Tip Vortex Cavitation on Hydrodynamic Noise

XIE Bohan, WANG Jianhua, WAN Decheng\*

(Computational Marine Hydrodynamics Laboratory (CMHL), School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

## Abstract

To study the mechanism of the influence of propeller tip vortex cavitation on hydrodynamic noise, a 1:7 scale CP 469 propeller model was selected as the research object. The propeller flow field was established based on the improved delayed detached eddy simulation (IDDES) and the sliding mesh method, and the hydrodynamic noise of the propeller was predicted using the porous FW-H method. By controlling the activation of the Schnerr-Sauer (SS) cavitation model, an in-depth analysis was conducted on the flow field and hydrodynamic noise characteristics of the propeller with and without cavitation phenomenon. The experimental verification of the open water performance proved the reliability of the numerical method. The research results show that the monopole noise is the dominant noise component of the propeller operating conditions studied in this paper. The tip vortex cavitation increases the noise value of the monopole noise of the propeller at the blade passing frequency (BPF) and its sub-harmonic frequencies by more than 20 dB.

**Key words:** detached eddy simulation; open water propeller; tip vortex cavitation; hydrodynamic noise

## 作者简介

**谢勃汉** 男, 1997 年生, 博士研究生。主要从事水动力噪声数值模拟研究。

**王建华** 男, 1988 年生, 博士, 副研究员。主要从事船舶计算水动力学研究。

**万德成** 男, 1967 年生, 博士, 教授。主要从事计算船舶与海洋工程水动力学、多浮体相互作用、流固耦合、波浪载荷和海上新能源装置开发等研究。

\*通讯作者: 万德成