亚格子模型对泵喷推进器宽带非定常力预测的 影响研究^{*}

姚皞宇1,曹琳琳2,张 宇3,吴大转2,郁发新1

(1. 浙江大学 航空航天学院,浙江杭州 310027;
 2. 浙江大学 能源工程学院,浙江杭州 310027;
 3. 浙江大学 海洋学院,浙江舟山 316021)

摘 要:为了研究亚格子模型对泵喷推进器非定常流动与宽带非定常力预报结果的影响,采用分块 结构化网格建立了模型尺度下艇后泵喷推进器的计算模型,并进行了大涡模拟数值计算。从艇尾非定常 流场特征量和推进器转子脉动载荷两个方面对比了三种不同亚格子模型计算结果的差异,并分析了泵喷 内部流动与转子非定常力间的内在联系。研究结果表明:三种亚格子模型均能得到含有叶频宽带峰的轴 向推力谱,且整体趋势相近。泵喷转子上游的湍流强度和尺度的分布对亚格子模型较敏感,其中Smargrinsky-Lilly模型得到的湍流强度较强,尺度较大,该模型下的湍流谱在非平衡区量级较大,但由低频 向高频的衰减较快,并且预测到的分离区范围大,导叶尾缘脱落涡分散,导致转子上游来流空间分布不 均程度较强。对于转子叶片上的载荷脉动,Smargrinsky-Lilly模型预测的推力谱中线谱成分明显,并且 叶频处宽带谱峰"陡峭",而WALE模型和KET模型的结果宽带特性较强,对比非定常推力测试结果可 知,WALE模型和KET模型更适于该问题宽带非定常力预测。

关键词: 泵喷推进器; 大涡模拟; 宽带非定常力; 亚格子模型; 非定常流动
中图分类号: U664.34 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2022) 06-200929-11
DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 200929

Effects of Subgrid-Scale Models on Broadband Unsteady Force Prediction of Pump-Jet Propulsor

YAO Hao-yu1, CAO Lin-lin2, ZHANG Yu3, WU Da-zhuan2, YU Fa-xin1

(1. School of Aeronautics and Astronautics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China;
 2. College of Energy Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China;
 3. Ocean College, Zhejiang University, Zhoushan 316021, China)

Abstract: In order to study the effects of subgrid-scale model on the prediction result of unsteady flow field and broadband unsteady force, a numerical calculation model of pump-jet propulsor with submarine was established using block-structured grids and large eddy simulation was carried out. The calculated quantity of unsteady flow field at the stern and unsteady loadings on rotor by three different subgrid-scale models were compared. The intrinsic connection between internal flow of pump-jet propulsor and broadband unsteady force was

^{*} 收稿日期: 2020-11-22; 修订日期: 2021-02-03。

基金项目:国家自然科学基金(51839010)。

作者简介:姚皞宇,博士生,研究领域为流体机械数值仿真与优化设计。

通讯作者: 曹琳琳, 博士, 副研究员, 研究领域为航行体推进泵技术。

<sup>引用格式:姚皞宇,曹琳琳,张 宇,等.亚格子模型对泵喷推进器宽带非定常力预测的影响研究[J].推进技术,2022,43
(6):200929. (YAO Hao-yu, CAO Lin-lin, ZHANG Yu, et al. Effects of Subgrid-Scale Models on Broadband Unsteady Force Prediction of Pump-Jet Propulsor[J]. Journal of Propulsion Technology, 2022, 43(6):200929.)</sup>

analyzed. The study shows that all the three subgrid-scale models enable the broadband humps at blade passing frequency in unsteady thrust spectra and the overall trends are similar. The distribution of turbulence intensity and scale upstream the rotor is sensitive to subgrid-scale model, among which Smargrinsky-Lilly model predicts stronger turbulence intensity, larger scale, higher spectral magnitude in nonequilibrium region and more rapid decline from low frequency to high than other two models. Meanwhile, Smargrinsky-Lilly model predicts broader separation regions and more scattered vortex shedding from the trailing edge of stator, making the spatial distribution of inflow upstream the rotor more inhomogeneous. The spectrum of unsteady thrust from Smargrinsky-Lilly model has apparent line-spectrum components and 'steep' humps at blade passing frequencies. While the spectra calculated from WALE and KET model show more apparent broadband characteristics and these two models are more suitable to predict the broadband unsteady force for this issue, when compared with experimental result of unsteady thrust.

Key words: Pump-jet propulsor; Large eddy simulation; Broadband unsteady force; Subgrid-scale model; Unsteady flow

1 引 言

当水下推进器工作在随时间和空间变化的湍流 场中时,来流中的速度脉动引起桨叶上攻角的随机 波动,从而产生载荷的脉动。湍流脉动的宽带特性 导致推进器的脉动载荷也具有宽带连续谱的特征, 且脉动能量集中在低频段,是水下推进器低频宽带 噪声的主要激励源,对推进器总体辐射噪声水平有 显著影响。

国内外学者基于实验和理论方法对宽带非定常 力的产生机理和演变规律进行了大量的研究,Sevik^[1]采用格栅制造近似的各向同性湍流来流,测定 了模型螺旋桨的脉动推力,并通过相关法计算出了 随频率单调衰减的宽带推力谱。Thompson^[2]和Jiang 等^[3]延续了上述工作,前者将叶片间脉动力相关程 度的描述引入相关法中,后者同时采用谱方法和考 虑旋转效应的相关法预报了螺旋桨宽带非定常力 谱,并研究了湍流积分尺度、进速系数对推力谱的影 响。Wojno等^[4]和Anderson等^[5]分别以谱方法和相 关法计算的宽带激振力为输入,对螺旋桨的宽带辐 射噪声进行了预报研究,预报结果与测量结果整体 吻合度较高,但在不同频段的精度有一定差异。熊 紫英等^[6]在谱方法中以Liepman谱代替简化的三维 湍流谱,并且对每个叶片条带进行法向和展向积分 以提高谱方法预报精度。蒋靖伟等[7]则在力响应 函数中引入厚度修正,结合偶极子声辐射模型与灵 敏度分析总结出了桨叶型值、来流速度、湍流度和 湍流积分尺度对宽带总声级的影响程度。蒲汲君 等[8]指出采用单一指数衰减函数近似表示湍流相 关函数的缺陷,同时引入拉伸系数描述螺旋桨抽吸

导致的湍流涡变形,提高了相关法对叶频峰预报的 准确度。

真实工作于艇后的泵喷推进器往往同时受海洋 环境湍流、艇体湍流边界层、艉附体导叶等结构产生 的尾涡等不同形式的来流湍流的激励,处于典型的 非均匀强各向异性湍流场中。除了引入对来流各向 异性的附加描述外,还需考虑桨叶旋转到不同位置 处来流湍流特性的变化^[9-10],相关的理论预报方法精 度还有待提高^[11]。已有的实验表明,在非均匀湍流 场中的螺旋桨非定常力呈现出宽带和线谱并存的特 点^[12],这增加了理论预报的难度。

除此之外,目前关于推进器宽带非定常力数值 模拟方面的研究仍然较少,受限于计算资源,很难在 短时间内获得较高精度的数值预报结果,同时,旋转 桨叶动态载荷的测量难度较大,缺乏足够的测量数 据用于预报结果的验证,这也制约了高精度数值预 报方法的提出。Abbas等^[13]采用SST模型和LES-URANS 混合模型计算了船艉螺旋桨非定常推力,结 果表明,混合模型对船艉涡结构的解析能力强于SST 模型,因此得到的脉动载荷宽带特性更明显。Li 等[14] 对比了多种混合模型对于泵喷推进器动态特性 的计算结果,所得到的脉动力在低频段表现出一定 的宽带特性,但在叶频处仍以线谱为主。Jang等^[15]采 用大涡模拟对全速倒车工况下螺旋浆的动态响应进 行了数值研究,获得了较明显的宽带非定常力。Yao 等116]在大涡模拟中将傅里叶合成方法与湍流格栅结 构相结合,复现了Sevik实验中的入流条件,得到宽带 非定常力与实验结果一致性较好。已有的数值模拟 研究表明,LES模型比混合模型在宽带脉动力预报方 面有较大优势,因此该方法在艇后复杂来流工况下

的推进器非定常力数值计算问题上更有潜力。然 而,非定常湍流场由于流动结构的复杂性和多变性, 所选取的亚格子模型需能够准确地表现出不同尺度 脉动之间的相互作用,并最终决定数值预报结果的 准确性。俞建阳等^[17]和洪正等^[18]对比了不同亚格子 模型在槽道流和凸包流动等简单流动现象中的预测 效果,分析了速度压力、雷诺应力、涡粘系数等主要 参数的差异,结果表明亚格子模型对流动参数分布 的求解至关重要。

本文采用三种亚格子模型对艇后泵喷推进器内 部非定常流场和作用于转子上的脉动力进行数值计 算,重点关注影响脉动力结果的来流湍流关键参数 和转子叶片非定常载荷分布,并将转子轴向脉动力 数值计算结果与实测结果进行对比,分析三种亚格 子模型模拟结果的差异和产生机理。

2 数值计算与实验研究方法

2.1 数值模拟方法

2.1.1 控制方程

大涡数值模拟的基本思想是通过滤波函数将流场中的变量分为可解尺度变量和亚格子尺度变量^[19],前者反应大尺度脉动需直接进行计算,后者则反应小尺度脉动。对于不可压缩流体,滤波处理后的瞬态控制方程为

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

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

式中 \bar{u}_i 代表滤波后不同方向速度分量, \bar{p} 代表滤 波后的压力, x_i 为不同方向的坐标, $\rho \pi \nu$ 分别为介质 的密度和运动粘性, τ_i 被定义为亚格子应力,它反映 了小尺度脉动对所求解的运动方程的影响。

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_i} - \overline{u}_i \overline{u}_j \tag{3}$$

由于亚格子应力是未知量,必须通过相关物理 量来构造其数学表达式以封闭控制方程,因此引入 了亚格子模型。

2.1.2 亚格子模型

本文主要考虑三种基于涡粘性假设的亚格子模型,根据该假设,滤波尺度脉动向亚格子尺度脉动的能量传递过程可与分子扩散运动类比,具有如下形式,即

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{iso} \delta_{ij} = -\nu_{sgs} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) = -2\nu_{sgs} \bar{S}_{ij}$$
(4)

式中 \bar{S}_{ij} 为可解尺度的应变率张量, τ_{iso} 为亚格子 应力中的各向同性成分, ν_{sss} 为亚格子尺度的湍流粘 性,不同的亚格子模型对它的模化方式不同。

(1)Smagorinsky-Lilly模型

Smagorinsky模型^[20]是最早应用于大气和工程中的大涡数值模拟亚格子应力模型,后经Lilly等^[21]改进以适用于非均匀网格,该模型中亚格子尺度的湍流运动粘度计算方式为

$$\nu_{\rm sgs} = L_{\rm s}^2 \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \tag{5}$$

$$L_{s} = \min\left(\kappa d, C_{s}\Delta\right) \tag{6}$$

式中 L_s 为亚格子尺度的混合长度, κ 为卡曼常数,d为网格离壁面的距离,特征长度尺度 Δ = ($\Delta_x \Delta_y \Delta_z$)^{1/3},其中 Δ_x , Δ_y , Δ_z 分别为x,y,z三个方向的网格尺度,Smagorinsk常数 C_s 取0.1时能更好地适用于 各类流动。

(2)壁面自适应局部涡粘模型(Wall-adapting Local Eddy-Viscosity Model, WALE)

该模型^[22]定义的亚格子尺度的湍流运动粘度计 算方式为

$$\nu_{\rm sgs} = L_{\rm s}^2 \frac{(S_{ij}^{\rm d} S_{ij}^{\rm d})^{3/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^{\rm d} S_{ij}^{\rm d})^{5/4}}$$
(7)

$$L_{\rm s} = \min\left(\kappa d, C_{\rm w}\Delta\right) \tag{8}$$

式中WALE参数 C_w 取0.325。 应变率张量 S_{*}^{d} 满足如下关系式

$$S_{ij}^{d} = \frac{1}{2} \left(\bar{g}_{ij}^{2} + \bar{g}_{ij}^{2} \right) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{g}_{iso}^{2}$$

$$\bar{g}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_{i}}{\partial x_{i}}$$
(9)

(3)动态动能输运模型(Dynamic Kinetic-Energy Transport Model,KET)

相较于传统的代数模型,该模型考虑亚格子尺度的湍动能输运过程,以更好地模化亚格子尺度的 湍流运动^[23]。亚格子尺度动能的定义为

$$k_{\rm sgs} = \frac{1}{2} \left(\overline{u_{\rm k}^2} - \overline{u}_{\rm k}^2 \right) \tag{10}$$

可通过求解如下输运方程得到

$$\frac{\partial \bar{k}_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_{j}\bar{k}_{sgs}}{\partial x_{j}} = -\tau_{ij}\frac{\partial \bar{u}_{j}}{\partial x_{j}} - C_{\varepsilon}\frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta} + \frac{\partial}{\partial x_{j}}\left(\nu_{sgs}\frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_{j}}\right)(11)$$

则亚格子尺度湍流粘度的计算方式为

$$\nu_{\rm sgs} = C_{\rm k} k_{\rm sgs}^{1/2} \Delta \tag{12}$$

式中参数 C_k和 C_e根据流场状态动态调整。

200929-3

2.2 计算模型与参数设置

2.2.1 几何模型

本文的研究对象是 SUBOFF 全附体标准模型以 及与之匹配的泵喷推进器,如图 1 所示。转子盘面所 在位置到艇艏距离为 4239.00mm,泵喷推进器模型由 转子、静子和导管组成,采用 7 叶转子配 13 叶静子的 设计,转子叶梢与导管内壁间隙为 1mm,转子旋转方 向沿 X 轴负方向。模型各部件的主要几何参数和计 算工况的参数如表 1 所示,所计算工况的无量纲进速 系数为 J=u/(2nR)=1.0。



(b) Pump-jet propulsor Fig. 1 Schematic of models

Parameter	Value
Stator radius <i>R</i> _s /mm	110
Blade number of stator	13
Rotor radius <i>R</i> /mm	100
Blade number of rotor	7
Velocity $v/(m/s)$	2.0
Rotating speed $n/(r/min)$	10
Length of suboff L/mm	4355
Maximal diameter of suboff D_{max}/mm	507.8

2.2.2 计算域与网格划分

依据计算模型建立的整体计算域如图 2(a)所示,分为外流域、静子域和转子域。为了减少流域外 壁面及进出口对转子附近流场的计算结果产生附加 扰动,外流域直径选取为10倍艇体直径,入口设置在 距艇艏 0.5 倍艇长位置,出口设置在下游距艇尾两倍 艇长位置。由于导管内部流动状态以及尾舵下游部 分的流动结构对转子激励力产生较大的影响,因此, 在外流域网格中的艇尾区域进行了网格加密,以较 精确地捕捉艇尾湍流边界层和尾舵尾迹等流动特 征。流场内所有区域均采用网格划分软件ICEM进 行分块结构化网格划分,各部件及关键部位的网格 如图2(b)所示。各流域网格数分别为外流域491万, 转子域400万,静子域330万。





Fig. 2 Schematic of computation domain and grids

壁面边界层的求解精度直接影响桨叶脉动载荷 的求解结果,计算中转子和静子叶片表面第一层网 格无量纲距离 Y*在1左右,其中转子叶片表面 Y*的统 计分布情况如图 3(a)所示,艇体表面大部分区域 Y* 则在5以下,确保处于粘性底层以内以较准确地解析 壁面边界层的演化,分布情况如图 3(b)所示。

2.2.3 边界条件与非定常设定

为了在计算域入口获得湍流脉动,采用傅立叶 合成法^[24-25]在速度入口中添加具有一定频带范围的 脉动速度,各方向的瞬时速度可表示为

$$v_i(\mathbf{x},t) = \sqrt{\frac{2}{N}} \sum_{n=1}^{N} [p_i^n \cos(\tilde{k}_j^n \tilde{x}_j + \boldsymbol{\omega}_n t) + (13)$$
$$q_i^n \sin(\tilde{k}_i^n \tilde{x}_i + \boldsymbol{\omega}_n t)]$$

$$\tilde{x}_j = \frac{x_j}{l}, \, \tilde{t} = \frac{t}{\tau}, \, c = \frac{l}{\tau}, \, \tilde{k}_j^n = k_j^n \frac{c}{c_j} \tag{14}$$

式中l和 τ 分别为湍流长度和时间尺度; p_i^* 和 q_i^* 分别为各阶波数 k_j^* 和频率 ω_n 的脉动成分比重系数,均服从标准正态分布; c_j 为对角化的速度相关张量,频率 ω_n 和对应波数 k_i^* 则从以下的模型湍流谱中采样



得到

$$E(\omega) = 16(\frac{2}{\pi})^{1/2}\omega^4 \exp(-2\omega^2)$$
(15)

该方法可以生成满足一定湍流特性的无散度脉动速度矢量场。初始湍流度设置为与实验水槽背景 湍流度相当,出口则为自由出流。非定常计算中,转 子域采用滑移网格法,通过动静交界面与上游静子 域和下游外流域进行数据交换,求解方法采用SIM-PLEC算法,依据所使用的网格尺度,时间步长定为 270μs,并调整内迭代步数使控制方程残差小于10⁻⁵ 数量级。

3 结果与讨论

3.1 非定常流场

3.1.1 湍流强度与积分尺度

泵喷推进器转子的宽带激励力主要由来流湍流 所诱导,其中静子下游位置所含的湍流成分最复杂, 该处的来流状态也直接影响转子叶片上的载荷脉 动,图4给出了导叶下游桨盘面位置流向湍流强度和 流向脉动速度的欧拉积分时间尺度的分布情况,其 中欧拉积分时间尺度提取位置在0.4R和0.9R径向上 沿周向等间隔分布,0°对应正y方位,90°对应正z方 向,考虑对称效应,仅取z轴正半侧流场结果。流向 湍流强度1和欧拉积分时间尺度T_E的表达式分别为

$$I = \frac{u_{\rm rms}}{u_{\rm avg}} \tag{16}$$

$$T_{\rm E} = \int_{0}^{t_0} R_{\rm E}(t) {\rm d}t$$
 (17)

式中 u_{ms} 为流向湍流速度的均方根, u_{avg} 为当地平均来流速度, $R_{E}(t)$ 为归一化欧拉时间自相关系数,积

分上限_{to}取第一个零点位置。T_E可用于表征某位置 处脉动速度中变化最慢的时间尺度。

图 4 左侧中湍流强度极大值出现在导叶正下游 位置,而导叶之间的强度则相对较低。导叶正下游 区域湍流强度随半径的增加而减小,这主要是因为 导叶叶根处翼型曲率较大,使尾缘吸力面上更易发 生流动分离并诱导出较强的尾涡,加剧了下游位置 的速度波动。Smagorinsky-Lilly模型预测的湍流强 度极大值相比另外两种模型更高,但在导叶中部高 强度区域范围更窄,说明该模型下流动分离主要集





(red line: 0.9R, black line: 0.4R)

中在叶根尾缘部位。

Smagorinsky-Lilly模型下的积分尺度极值主要 分布在导叶之间的下游位置,在导叶正下游位置积 分尺度则较小,这主要是因为该处直接受导叶脱落 的尾涡影响,湍流脉动尺度较小,而导叶之间则主要 受艇尾来流影响,因此湍流脉动的尺度较大。WALE 模型下积分尺度极值主要位于 0.9*R* 径向位置上的 45°和135°,这说明尾舵体(十字舵)的影响在该位置 仍然显著。KET模型只在靠近45°方位出现了积分尺 度极值,主要是因为该处既位于相邻导叶之间,同时 也位于相邻尾舵之间。

总体而言,Smagorinsky-Lilly模型预测的来流湍流强度空间分布的不均匀程度大于 WALE模型和 KET模型,对尾舵体和导叶尾涡求解效果的差异导致 了 Smagorinsky-Lilly模型得到的湍流脉动尺度略大 于 WALE模型和 KET模型。

3.1.2 来流湍流谱

相比于湍流强度和积分尺度,湍流谱更全面地 描述了流动中各尺度脉动的能量分布,由于沿推进 器轴向的速度脉动最有代表性,且幅度一般高于周 向和径向,因此这里主要探讨轴向速度的功率谱密 度。图5和图6给出了导叶下游0.4R和0.9R径向位 置不同周向方位处的脉动速度谱,并与Kolmogorov -5/3 幂次律进行了对比,其中方位角定义与图4 相同。

由图5可见,导叶正下游位置湍流谱呈现较强的 宽带特性,且均表现出明确的含能区、惯性子区和耗 散区,这也验证了所采用的入口脉动生成方法的准 确性。Smagorinsky-Lilly模型的湍流谱中惯性子区 范围略大于 WALE 和 KET 模型,主要原因是该模型 对相应位置湍流度和积分尺度的预测偏大,湍流雷 诺数大,导致湍流谱中的惯性子区频段较宽。同时, Smagorinsky-Lilly 模型的结果中含能区内脉动能量 强于 WALE 模型, 而 KET 模型则最低。另外, 由于该 处受导叶尾缘脱涡的直接影响,因此湍流谱中呈现 出了不同程度的宽带峰,WALE和KET两个模型得到 的宽带峰相近,且不同径向位置的宽带峰中心频率 差异较小,说明这两种模型计算的导叶脱落涡在不 同半径处尺度和强度均接近。而 Smagorinsky-Lilly 模型在不同位置计算得到的宽带峰形态和中心频率 具有较大差异,在导叶叶根附近宽带峰中心频率较 低,带宽较宽,叶梢附近中心频率则较高,带宽较窄, 这说明 Smagorinsky-Lilly 模型能够较明显地预测出 不同半径处导叶攻角不同导致的脱落涡差异。

图 6 给出了导叶之间下游位置的湍流速度谱,可 以明显看到,Smagorinsky-Lilly模型的速度谱由低频 向高频衰减较快,且整体量级相对 WALE模型和 KET 模型较小,这与该模型的耗散较大有关^[17]。其主要









原因是该模型对亚格子应力的模化中只考虑了局部 应变率的影响,而忽视了旋转率等其他成分对整体 亚格子尺度湍动能的贡献,因此在相同滤波尺度下 该模型与理论的-5/3次幂衰减能谱的偏差相对略大, 由于对捕捉导叶尾涡的需要,位于导叶之间网格分 辨率略大的位置这一偏差就显得更加明显。同时, 该模型结果在靠近叶根附近仍然出现了由导叶尾缘 脱落涡诱导的宽带峰,而靠近叶梢附近出现了一阶 转子叶频的线谱成分。WALE模型和KET模型的结 果仍表现为较平缓的宽带谱,其中 KET 模型在叶根 附近也存在可辨识的尖峰,并且与图5(c)中的尖峰 中心频率一致,说明此处仍受导叶尾缘脱落涡诱导 的脉动影响。由于导叶附近的湍流成分以推进器上 游艇体边界层湍流和尾舵尾涡为主,并且经过了一 定距离的发展,因此在靠近艇体壁面的0.4R半径处 湍流谱整体量级高于0.9R半径位置,且有较明显的 惯性子区, 而 0.9R 半径处频谱衰减较快。对比三种 亚格子模型下的频谱衰减速度差异可知, Smagorinsky-Lilly模型的耗散大于 KET 模型, 而 WALE 模型则 最小。

3.1.3 涡结构

本文采用涡量对典型半径处圆周展开面上叶片间的局部涡结构进行识别,如图7所示;对转子域中

的集中涡结构的识别则基于Q准则,如图8所示。

图 7 中, 叶根附近的涡量分布表明, 流场中大部 分区域的涡量接近于0,而在叶片表面强剪切区域以 及靠近叶片尾缘处强流动分离区域内涡量均较高。 Smagorinsky-Lilly 模型下转子叶片表面剪切层厚度 较大,且起始位置靠近叶片前缘,在叶片厚度最大附 近,剪切层厚度也达到最大。WALE模型和KET模型 对于叶片壁面剪切层的预测接近,弦向长度明显小 于Smagorinsky-Lilly模型,并且最大厚度靠近叶片尾 缘。另一方面,涡量准则在分离区中可以更明确地 辨识流场中的旋转运动,由于来流的周向分布不均, 每片静子和转子叶片上分离区域和强度均有较大差 异,KET模型下导叶吸力面分离区内涡核强度大,分 布集中, Smagorinsky-Lilly模型下导叶尾缘脱落涡最 为分散,导叶上流动分离起始位置从前缘到尾缘均 有分布,但导叶尾涡沿流向的衰减较其他两个模型 略显著。转子叶片上分离区的差异与导叶类似, Smagorinsky-Lilly模型预测的分离区较大,各叶片均 有不同程度的流动分离,KET模型次之,WALE模型 下转子叶片则基本无流动分离。

图 8 中,采用 Q 判据均识别出转子叶片上较显著的叶顶泄漏涡和尾涡结构,从 Q 等值面的形态可以推断 KET 模型计算的叶顶泄漏涡长度比 Smagorinsky-





Lilly模型和WALE模型短,Smagorinsky-Lilly模型下 泄漏涡的半径则最小。由于Q判据是通过流场中旋 转运动与变形运动之差表征局部涡结构,因此,Smagorinsky-Lilly模型下叶片后半部分以变形运动为主 导,对应吸力面上Q=2×10⁵s⁻²等值面主要分布于叶片 前缘强绕流区域,WALE模型和KET模型边界层剪切 运动强度较低,相应的以Q判据得到的涡结构强度则 较大。

3.2 非定常载荷

3.2.1 脉动压力

由桨叶诱导的脉动压力场经过水传递至艇体产 生的表面力脉动也是舰船激振源中不可忽视的一部 分,同时它也能间接反映推进器叶片上脉动载荷的 强度。图9对比了三种亚格子模型计算得到的流场 中压力脉动功率谱,压力监测点分别位于转子叶片 上游和下游靠近艇体表面的位置,且距离叶片前缘 和尾缘的流向距离相等。转子周围压力脉动以低频 宽带和叶频线谱为主,其中叶片上游的叶频线谱压 力脉动高于下游位置,三种模型中上游压力脉动线 谱量级相近,而Smagorinsky-Lilly模型下游位置的线





谱量级明显大于WALE模型和KET模型,这主要是 因为该模型预测的转子尾涡强度较大(见3.1.3节), 因而诱导的下游周期性脉动较剧烈。在所计算的有 效频带内,Smagorinsky-Lilly模型中上下游位置的宽 带脉动压力量级基本一致,而WALE模型和KET模 型上游位置宽带量级则高于下游,并且WALE模型中 两者差异更显著。其主要原因是三种模型的耗散程 度不同,导致转子上游宽带脉动强度差异,其中 WALE模型耗散最大,因此上游的宽带脉动量级最小。 并且WALE模型预测的转子吸力面流动分离现象最 微弱,也导致下游的宽带脉动量级相比另外两个模 型较低。

转子的脉动推力、侧向力等主要由叶片正背面 的脉动压力之差在整个叶片上的面积分沿不同方向 投影产生,因此在研究非定常力的差异之前,图10首 先对比了转子叶片表面上不同半径位置的去均值化 脉动压力均方差沿弦向的分布情况。一般而言,桨 叶载荷上的极值位于0.7R附近,因此这里提取了叶 根、叶梢和0.7R径向位置的结果。从图10可以看到, 叶片表面压力脉动以前缘处为最大,且往叶梢处正 背面的脉动压力均有增大,其主要原因是相比叶片 中部及尾缘,桨叶前缘的流体冲击和绕流效应较强, 加剧了该处的流场波动,且随着半径增加,叶片前缘 变薄,同时相对线速度增大,因此流动的不稳定性增 强。WALE模型的前缘脉动压力较小,Smagorinsky-Lilly 模型和 KET 模型比较接近,其主要原因是三种 模型下导叶尾涡强度不同引起的转子上游湍流脉动 差异。三种模型在叶片中部的计算结果差异较大, WALE模型下压力脉动沿中部至尾缘有较平稳的上 升趋势,并且压力面上整体压力脉动强度大于吸力 面,而Smagorinsky-Lilly模型和KET模型在叶片中部 压力脉动则基本保持不变。叶片尾缘吸力面上呈现 出不同程度的压力脉动峰值,相同半径下,KET模型 叶片尾缘的脉动强度最大,其主要原因是该模型采 用了基于流动状态动态调整的模型参数,分离区域 内本身具有较强的流动不稳定性,因此加剧了该区 域内的压力脉动强度。图 8 中 Smagorinsky-Lilly 模型 在叶片中部预测的涡结构强度弱于 WALE 模型和 KET模型,因此该模型下叶片尾缘压力脉动峰值 最小。

3.2.2 脉动推力

图 11 给出了三种亚格子模型下的转子脉动推力 功率谱 $\varphi(f)$ 与实测宽带谱的对比结果,其中所有宽 带功率谱的绝对量级均以实验测得一阶叶频宽带峰的幅值 A_{BPF}进行了归一化处理。实验测试在中国船舶科学研究中心的循环水槽^[12]中进行,由非定常动力仪测量得到艇后转子模型的非定常力,并提取脉动推力谱中的宽带成分。在给出数值预报得到的原始推力谱的基础上,分别采用基于包络滤波的功率谱上边界(UE)和基于能量相等原则的平均功率谱(EA)以便于清晰地比较宽带谱差异。

在 Smagorinsky-Lilly 模型的结果中叶频线谱较 宽带随机成分高出 5~10dB, 而 WALE 模型和 KET 模 型中叶频成分相对较弱。其主要原因是 Smagorinsky-Lilly 模型下来流的空间分布不均程度较强。而 从 3.1.3节的涡结构和 3.2.1节的压力脉动对比发现, Smagorinsky-Lilly 模型相对其他两个模型的耗散稍 大,导致来流湍流的宽带随机成分在频谱上衰减较 快,在脉动推力谱中则主要表现为低频(一阶叶频以下)的宽带量级较低以及叶频宽带峰的衰减较快。 三种模型滤波后的宽带峰形态与实验测试均有一定 差异,但在总体趋势上基本一致,从平均功率谱的幅 值来看,三种模型均对一阶叶频宽带峰量级有所高 估,其中KET模型的误差较小为2.4dB,Smagorinsky-Lilly模型和WALE模型误差则稍大,均在4dB以内, 但Smagorinsky-Lilly模型由于衰减过快在叶频宽带 峰峰谷处的量级与实测值差异较大。Smagorinsky-Lilly模型和WALE模型均能较好地预测二阶叶频峰 值,其中WALE模型的结果中宽带峰的吻合度最高, 而对于KET模型,实测的二阶叶频峰则处在功率谱 的上边界和平均值之间。从中心频率上来看,WALE 模型和KET模型预测的宽带谱峰中心频率与实测结







Fig. 11 Power spectra of thrust in three subgrid models

果基本一致,而Smagorinsky-Lilly模型则略低于实测值。因此,相对而言,WALE模型和KET模型更适于 艇后推进器宽带非定常力的预报。

4 结 论

本文基于大涡模型对艇后泵喷的非定常流动进 行预报,并采用三种不同亚格子模型对泵喷模型中 的湍流特性、流动现象和非定常力进行了对比研究, 可以得到以下结论:

(1)由于三种模型对亚格子粘性模化形式的差异,Smargrinsky-Lilly模型耗散大于WALE模型和 KET模型,该模型预测的转子上游湍流谱在幂次衰减 区内量级小。在相同的网格量级上WALE模型和 KET模型对流场脉动的解析效果优于Smargrinsky-Lilly模型。

(2)对于转子上游来流,Smargrinsky-Lilly模型 预测的导叶吸力面流动分离作用较强,分离涡尺度 较大,加剧了转子盘面处来流空间分布的不均匀性。 同时,湍流统计特性中的湍流强度较强,积分尺度 较大。

(3)转子叶片上的脉动载荷集中分布在叶片前缘位置,而在叶片中部到尾缘处的脉动载荷峰在不同径向位置和不同模型中差异较大。WALE模型的脉动载荷在弦向分布较平缓,KET模型下脉动载荷倾向于集中在叶片前缘和尾缘,Smargrinsky-Lilly模型波动则最小。

(4) 三种亚格子模型均能得到含有叶频宽带峰的脉动推力谱,但预报结果也存在显著差异。WALE 模型和KET模型的结果宽带特性明显,Smargrinsky-Lilly模型的线谱成分明显,但宽带峰的陡峭程度与实测值差异大。

(5)三种模型对推力宽带谱的整体量级均有一定程度的高估,从宽带谱整体的吻合程度来看, WALE模型和KET模型更适于艇后泵喷模型宽带非 定常力的数值预报。

致 谢:感谢国家自然科学基金的资助、感谢中国船舶 科学研究中心在本文相关研究中提供的支持与帮助。

参考文献

- [1] Sevik M. Sound Radiation from a Subsonic Rotor Subjected to Turbulence[R]. NASA SP-304, 1974.
- [2] Thompson D E. Propeller Unsteady Thrust due to Operation in Turbulent Inflows [C]. London: Asme International Gas Turbine Conference & Products Show, 1978.

- [3] Jiang C W, Chang M S, Liu Y N. The Effect of Turbulence Ingestion on Propeller Broadband Thrust [R]. Taylor Naval Ship Research and Development Center, 1995.
- [4] Wojno J P, Mueller T J, Blake W K. Turbulence Ingestion Noise, Part 2: Rotor Aeroacoustic Response to Grid-Generated Turbulence [J]. Aiaa Journal, 2002, 40(1): 26-32.
- [5] Anderson J M, Catlett M R, Stewart D O. Modeling Rotor Unsteady Forces and Sound due to Homogeneous Turbulence Ingestion [J]. AIAA Journal, 2015, 53 (1): 81-92
- [6] 熊紫英,孙红星,朱锡清. 入射湍流与螺旋桨相互作用的低频宽带噪声预报研究[J]. 中国造船,2014
 (3):582-588
- [7] 蒋靖伟,钱正芳,马 骋,等.螺旋桨低频宽带噪声 影响参数研究与流一声多目标优化设计[J].船舶力
 学,2016,20(1-2):184-197.
- [8] 蒲汲君,周其斗,孟庆昌.湍流中螺旋桨激振力宽频谱及参数影响研究[J].船舶力学,2020,24(1): 1-7.
- [9] Catlett M, Anderson J, Stewart D. Aeroacoustic Response of Propellers to Sheared Turbulent Inflow [C]. Colorado Springs: AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2013.
- [10] 蒲汲君,周其斗,孟庆昌.非均匀湍流中螺旋桨激振力宽 频谱研究[J].西安交通大学学报,2018,52(3):34-40.
- [11] Jason M Anderson, Matthew R Catlett, Devin Stewart. Modeling Rotor Unsteady Forces and Sound due to Ingestion of Spatially Inhomogeneous Turbulence [C]. Atlanta: AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2013.
- [12] 熊紫英,朱锡清,陆林章,等.船舶无空泡螺旋桨非 定常推力脉动及其诱导线谱噪声分析[J].声学学报, 2014,39(5):582-588.
- [13] Abbas N, Kornev N, Shevchuk I, et al. CFD Prediction of Unsteady Forces on Marine Propellers Caused by the Wake Nonuniformity and Nonstationarity[J]. Ocean Engineering, 2015, 104: 659-672.
- [14] Li H, Huang Q, Pan G, et al. The Transient Prediction of a Pre-Swirl Stator Pump-Jet Propulsor and a Comparative Study of Hybrid RANS/LES Simulations on the Wake Vortices[J]. Ocean Engineering, 2020, 203(7).
- [15] Jang H, Verma A, Mahesh K. Predicting Unsteady Loads in Marine Propulsor Crashback Using Large Eddy Simulation[J]. International Journal of Rotating Machinery, 2012(4): 1-12.
- [16] Yao H, Cao L, Wu D, et al. Generation and Distribution

of Turbulence-Induced Forces on a Propeller[J]. Ocean Engineering, 2020, 206(10).

- [17] 俞建阳,王若玉,陈 浮,等.不同亚格子模型的对比分析及其运用[J].工程热物理学报,2016,37
 (11):2311-2318.
- [18] 洪 正,叶正寅.不同亚格子模型在亚声速槽道流大涡 模拟中的应用对比[J]. 气体物理, 2019, 4(1): 33-44.
- [19] 张兆顺,崔桂香,许春晓.湍流理论与模拟[M].北 京:清华大学出版社,2005.
- [20] Smagorinsky J. General Circulation Experiments with the Primitive Equations: I the Basic Experiment[J]. Monthly Weather Review, 1962, 91(3): 99-164.
- [21] Scotti A, Meneveau C, Lilly D K. Generalized Smagorinsky Model for Anisotropic Grids [J]. Physics of Fluids A Fluid Dynamics, 1992, 5(9): 2306-2308.

- [22] Nicoud F, Frédéric Ducros. Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor
 [J]. Flow Turbulence and Combustion, 1999, 62(3): 183-200.
- [23] Kim W W, Menon S. Application of the Localized Dynamic Subgrid-Scale Model to Turbulent Wall-Bounded Flows[C]. Reno: AIAA 35th Aerospace Sciences Meeting, 1997.
- [24] Kraichnan R H. Diffusion by a Random Velocity Field[J]. Physics of Fluids, 1970, 13(1): 22-31.
- [25] Smirnov A, Shi S, Celik I. Random Flow Generation Technique for Large Eddy Simulations and Particle-Dynamics Modeling [J]. Journal of Fluids Engineering, 2001, 123(2): 359-371.

(编辑:张 贺)