

基于敞水桨数据的船模自航数值仿真预报

贾力平，隋俊友

(纽美瑞克(北京)软件有限责任公司, 北京, 100080, Email: jane.jia@numeca.com.cn)

摘要: 目前针对船舶的自航数值模拟普遍采用滑移网格技术, 利用等车速变转速的方法来预报船模的自航点, 或者通过模拟过程本身设置的调控器(controller)自动调控螺旋桨转速获得自航点, 二者都较为耗时, 且模拟结果也不尽如人意。本研究采用基于全六面体非结构化网格动网格技术求解黏性雷诺平均方程的自由液面捕捉法的 FINE/Marine 商用软件, 基于已有的敞水桨数据采用激励盘的理论, 快速、高效的预报了 JBC 船模的自航特性。分析了自航模拟的网格布局、计算特征和水动力特性的预报特征。比较了推力、扭矩和自航点速度的预报结果与实验测试结果的差异, 比较结果表明基于敞水桨数据和激励盘理论技术可以快速、高精度的预报船舶的自航水动力特性, 可以为工程上的船舶自航研究提供了快速、有效的数值模拟预报。

关键词: 全六面体非结构网格; FINE/Marine; 激励盘; 敞水桨; 自由液面捕捉法; 推力; 扭矩; 自航点

1 引言

船模的自航实验数值仿真一直数值仿真领域里的一个挑战, 对于目前普遍采用滑移网格技术, 无论是利用等车速变转速的方法来确定自航点, 还是通过模拟过程本身设置的调控器自动调整螺旋桨转速获得自航点^[1], 两种计算方法都较为费时, 且结果不尽如人意。本研究采用 FINE/Marine 软件基于敞水桨数据针对船模 JBC 进行了阻力特性和自航点预报, 通过与东京 2015 年船舶水动力学研讨会提供的实验数^[2-4]据进行比较, 表明该方法可以快速、有效地为工程上的自航模拟提供行之有效的方法, 以及将应用扩展为全尺度的自航数值仿真预报。

2 数学模型及数值方法

2.1 控制方程

FINE/Marine 软件包括全六面体非结构网格生成器 HEXPRESS、求解器 ISIS-CFD 和后处理器 CFView, 其中求解器是由法国国家科学院/法国南特中央理工大学开发^[5-6]。ISIS-CFD

求解器采用非结构形网格动网格技术模拟多相流复杂流场结构，适用于求解刚体运动及细长体变形运动，可以处理破碎波及复杂的自由液面的演化特征。在等温条件下，所求解的不可压缩黏性流的质量和动量方程守恒如下：

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_S \rho (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho U_i dV + \int_S \rho U_i (\vec{U} - \vec{U}_d) \cdot \vec{n} dS = \int_S (\tau_{ij} I_j - p I_i) \cdot \vec{n} dS + \int_V \rho g_i dV \quad (2)$$

其中， V 是控制体， S 是围成控制体的面积， \vec{U}_d 是 S 上 \vec{n} 方向的速度， \vec{U} 和 p 分别是速度和压力。

2.2 湍流模型

采用 $k-\omega$ (SST-Menter) 湍流模型^[5]，其中湍动能 k 和湍流耗散频率 ω 运输方程如下：

$$\frac{\partial \rho K}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho U_j K - (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial K}{\partial x_j} \right) = \tau_{tij} S_{ij} - \beta^* \rho \omega K \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho U_j \omega - (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) = P_\omega - \beta \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial K}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (4)$$

2.3 自由液面捕捉技术

自由液面捕捉法是 VOF 方法的一种，在求解过程中其自由液面运动方程采用 BRICS 离散格式进行离散^[5]，可压缩型离散格式 BRICS 可以有效减小自由液面运动方程的数值扩散，提高自由液面的捕捉精度。

2.4 激励盘理论（Actuator Disk）

船桨耦合的模拟采用激励盘方法^[5]，即通过添加体积力方式实现桨对船的作用，没有真实的螺旋桨建模，降低了计算量，可以快速预报船舶的自航点。

3 计算模型和计算条件

计算模型为 JBC 船模，以及专门为该船模设计的 MP687 桨，桨直径 203mm。船模参数见表 1，几何模型见图 1。

表 1 JBC 船模参数

	垂线间长 L_{pp}/m	宽度 B_{wl}/m	深度 D/m	吃水 T/m	沾湿面积 S/m^2	速度 $V/(m/s)$	雷诺数 Re	弗鲁德数 Fr
参数值	7	1.125	0.625	0.4125	12.2226	1.179	7.46×10^6	0.142



图 1 JBC 船模

4 计算域及计算网格

计算域长宽高: $7L_{pp} \times 4L_{pp} \times 2L_{pp}$, 计算域的上下表面边界设为指定压力, 流体可以自由进出, 其余边界设为远场边界条件。

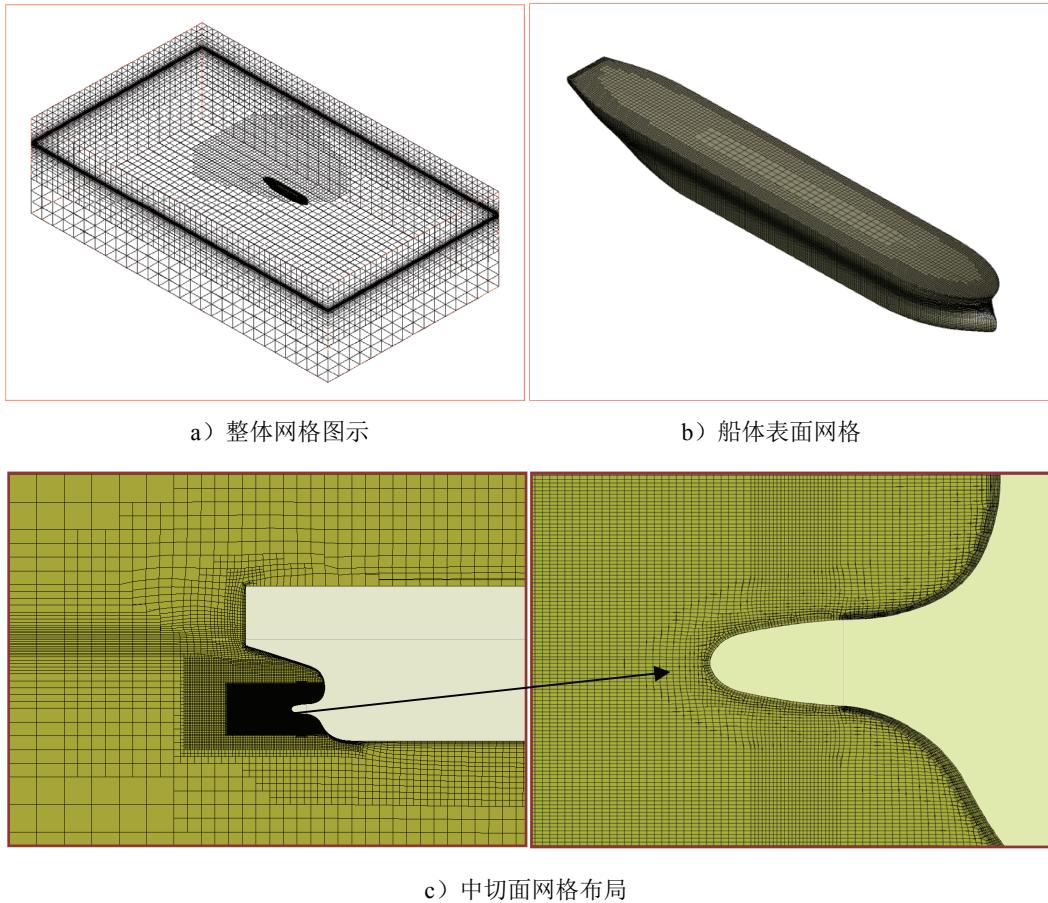


图 2 网格图示

众所周知, 计算网格的质量直接影响数值计算的可行性、收敛性及精度。本研究采用 HEXPRESS 全六面体非结构网格生成器进行网格制作。全六面体非结构网格克服了非结构四面体网格固有的使离散格式精度退化、黏性计算速度慢等弊端。

在本研究算例中, 自航模拟计算网格单元总数约 350 万, 尽管没有螺旋桨的真实模型存在, 仍旧对螺旋桨周围的网格进行了适当加密, 以便精确的模拟到螺旋桨的水动力特性和螺旋性。图 2 给出计算模型的整体网格布局、船体表面的面网格分布、以及局部的网格细化特征描述, 在计算域中的绝大部分区域网格单元都接近于长方体, 且正交性高于 80° 的网格单元占其总数的 90%以上。计算域中网格的最小正角约为 25° , 整体网格具有较高

的正交性，为高精度的船桨耦合仿真提供了保障。

5 自航数值模拟结果和结论

采用激励盘即体积力的方法基于敞水桨的实验数据进行自航数值模拟计算，MP687 桨敞水性能数据表 2。对于敞水桨实验数据之间的部分，求解器会自动利用差值进行获取。激励盘设置在螺旋桨的中心点，盘的厚度为桨直径的 1/10，内半径为轮毂的半径，外半径为螺旋桨的半径。

表 2 MP687 桨敞水性能参数

进速系数	推力系数	转矩系数	敞水效率
J	K _T	K _Q	η_0
0.10	0.3267	0.03748	0.1387
0.15	0.3112	0.03629	0.2047
0.20	0.2949	0.035	0.2681
0.25	0.2777	0.03361	0.3288
0.30	0.2598	0.0321	0.3864
0.35	0.241	0.03047	0.4406
0.40	0.2214	0.02871	0.4909
0.45	0.201	0.02682	0.5367
0.50	0.1798	0.02479	0.5771
0.55	0.1577	0.02261	0.6107
0.60	0.1349	0.02027	0.6354
0.65	0.1112	0.01777	0.6475
0.70	0.0867	0.01509	0.6400
0.75	0.0614	0.01224	0.5986
0.80	0.0353	0.00921	0.4879

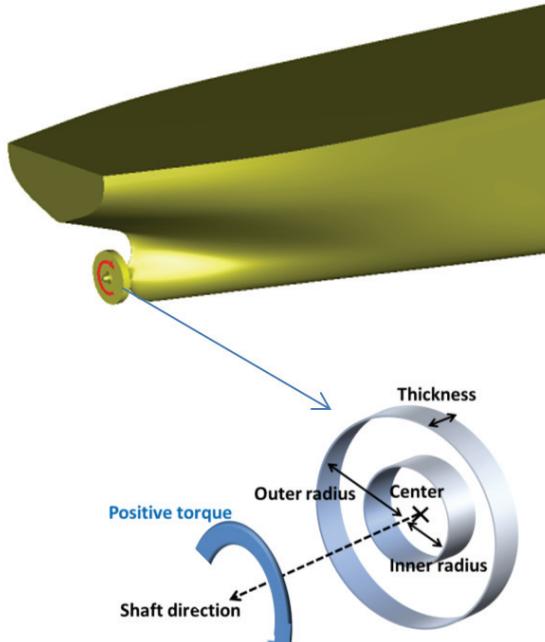


图 3 激励盘参数示意图

给定 JBC 船模航速 $v=1.179\text{m/s}$ 模拟出 MP687 桨需要的转速，在计算过程中摩擦阻力修正值 $SFC=18.2\text{N}$ 作为强制力作用于船模。计算在 Red Hat Enterprise Linux Server release6.1 上 16 核运行约 6h，各项参数均收敛。图 4 和图 5 分别给出了船体表面的波形线图示和曲线，图 6 给出了自由液面的模拟结果图示，能够高精度模拟出船体周围的船行波；图 7 给出了速度梯度的二阶不变量 $Q=100$ 的等直面上流向速度云图，由此可以看出，尽管没有真正的螺旋桨建模与运转模拟，仍可以看出螺旋桨的螺旋性。

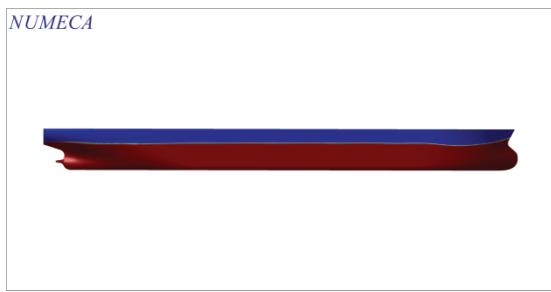


图 4 船体表面的波形图示

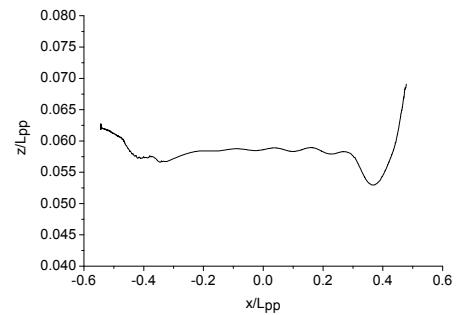


图 5 船体表面的波形曲线

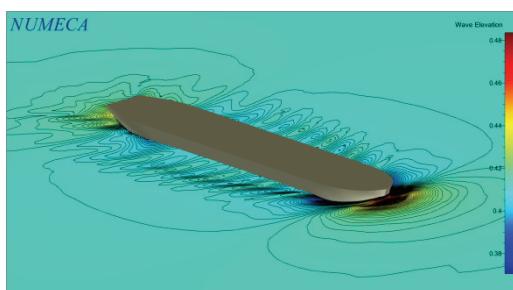
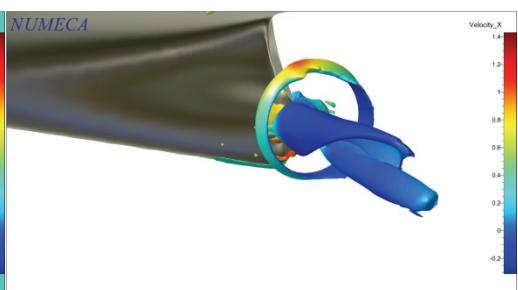


图 6 自由液面模以及等高线模拟结果

图 7 速度梯度的二阶变量 $Q=100$ 等直面

模拟结果如表 3 给出了固定船模航速情况下自航点模拟性能参数, 以及与实验结果的比较。螺旋桨转速的预报误差约在 3.14%, 船模的总阻力与实验的差异约在 2.68%, 推力的差异为 1.84%, 扭矩的差异为 2.87%, 可以看出模拟结果的精度足以满足工程的需求, 且具有较小计算量。

表 3 固定船模航速, 自航点模拟结果

	升沉 T_z/m	纵倾 $R_y/(\text{°})$	摩擦阻力修正值 SFC/N	推力系数 K_T	转矩系数 K_Q	螺旋桨转速 n/RPS	阻力系数 $C_t (\times 10^{-3})$
计算值	-0.00677	-0.101	18.2	0.221	0.0287	7.555	4.682
实验值	-	-	18.2	0.217	0.0279	7.8	4.811
差异	-	-	-	1.84%	2.87%	3.14%	2.68%

换种模拟方式, 给定桨的转速 7.8RPS 模拟船模可以到达的航速。由于 UNRANS 方程耦合运动方程模拟船体由零的整个加速过程, 计算相对耗时。模拟结果见表 4, 船模的航速预报误差约在 0.85%, 船模的总阻力与实验的差异约在 0.31%, 可以看出模拟结果具有较高的精度。

表 4 固定螺旋桨转速, 自航点模拟结果

	升沉 T_z/m	纵倾 $R_y/(\text{°})$	摩擦阻力修正值 SFC (N)	推力系数 K_T	转矩系数 K_Q	船模航速 $V/(\text{m/s})$	阻力系数 $C_t/(\times 10^{-3})$
计算值	-0.00688	-0.102	18.2	0.223	0.0288	1.189	4.796
实验值	-	-	18.2	0.217	0.0279	1.179	4.811
差异	-	-	-	2.76%	3.23%	0.85%	0.31%

6 结论

本研究采用 FINE/Marine 软件基于敞水桨数据针对船模 JBC 进行了自航数值模拟预报，通过与实验结果的比较，表明该方法具有较高预报精度和较低的计算量，可以作为工程上的有效预报工具。当然，由于方法自身的局限性，无法通过该方法对螺旋桨的相对效率进行分析，但是其较小的计算量将使得该方法在全尺度船型数值仿真预报上更具优势，后续将基于该方法进一步开展全尺度船型的自航数值模拟预报工作。

参考文献

- 1 CARRICA, P. M.; CASTRO, A.M.; STERN, F. Self-propulsion computations using a speed controller and a discretized propeller with dynamic overset grids, *J. Marine Science and Technology*, 2010: 316-330.
- 2 Q. Wu , X.-M. Feng , H. Yu.Prediction of Ship Resistance and Propulsion Performance on a Bulk Carrier.Tokyo 2015 Workshop on CFD in Ship Hydrodynamics.
- 3 Jianwei Wu, Chonghong Yin, Tao Sun and Decheng Wan. CFD-BASED NUMERICAL SIMULATION OF SELF-PROPULSION FOR JAPAN BULK CARRIER.Tokyo 2015 Workshop on CFD in Ship Hydrodynamics.
- 4 Zhirong Shen, Richard Korpus.NUMERICAL SIMULATIONS OF SHIP SELF-PROPULSION AND MANEUVERING. USING DYNAMIC OVERSET GRIDS IN OPENFOAM.Tokyo 2015 Workshop on CFD in Ship Hydrodynamics.
- 5 Theoretical Manual ISIS-CFD v6.2. Equipe METHRIC,Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Energétique et Environnement Atmosphérique, CNRS-UMR 6598,Centrale Nantes, B.P. 92101, 44321 Nantes Cedex 3, France.
- 6 USER GUIDE FINE/Marine 6.2. NUMECA International, all rights reserved EN201710120949

Numerical simulation for ship self-propulsion based on open water propeller data

JIA Li-ping, SUI Jun-you

(NUMECA BEIJING Software Limited, Beijing, 100080, E-mail: jane.jia@numeca.com.cn)

Abstract: At present, it is generally to use sliding mesh method for ship self-propulsion numerical simulation prediction. one way is the defined ship speed with change of rotation speed, the other is to use the controller to adjust automatically propeller speed during the simulation.

Both of them would be time-consuming and their results are not satisfaction for engineering application. In this paper, FINE/Marine software is used to simulate JBC ship self-propulsion hydrodynamics quickly and accurately based on Actuator Disk theory with open water propeller data, where fully hexahedron unstructured mesh, moving mesh technique, solving RANS equations and free-surface capturing strategy are embedded in. Mesh configuration, computation characteristics and hydrodynamics for self-propulsion are analyzed. The comparisons between the simulated results and experimental data show that this method can provide the effective tool for self-propulsion simulation in engineering application.

Key words: Fully hexahedron unstructured mesh; FINE/Marine; Actuator Disk; Open water propeller; Free-surface capturing strategy; Thrust; Torque; Self-propulsion point

不同湍流模型对船舶阻力预报的影响

许炀垲，刘玉珺，沈林维，魏艳

(浙江大学，海洋学院，浙江省舟山市 316021, Email:18368091901@163.com)

摘要：利用 CFD 商业软件来预报水面船舶的运动阻力，以研究 3 种湍流模型的预报精度。以 KCS 船为例，先进行网格和时间独立性分析，以确定合适的网格数量和时间步长；然后，计算船舶在不同湍流模型下的总阻力系数。通过与船模试验比较，得出适合给定速度范围内水面船舶阻力预报的湍流模型，为进一步的准确预报打下基础。

关键词：计算流体力学；湍流模型；水面船舶总阻力系数

1 引言

船舶阻力的预报一直是行业内比较重视的课题。现今，模型试验仍然是船舶阻力预报最可靠的方法。通过试验，得到的数据不仅具有说服力，而且操作过程明确。但是，模型试验的研究成本比较高，而且对模型船的设计周期一般都很长，所以其缺点也很明显。另一方面，随着数值计算能力的不断提高，CFD 技术在船舶水动力方面的应用越来越受重视。同模型试验相比，利用数值模拟进行计算，不仅能够节约大量成本，而且能够较为准确地还原船舶在实际海况中的情景，这也是数值仿真在水动力研究中越来越热门的原因。

由于船舶运动时雷诺数很高，船尾的流动极为复杂，使用不同的湍流模型对船舶运动阻力的计算影响很大。因此，如何选择和使用合适的湍流模型，是利用 CFD 技术来准确预报船舶运动阻力的关键。

本研究以 ITTC 推荐的基础船型 KCS 船为例，通过数值仿真软件对船舶阻力进行研究。计算在 $Fr = 0.227 - 0.271$ 情况下，采用 3 个不同的湍流模型对船舶总阻力系数进行预报，并将模拟得到的总阻力系数和试验值进行比较，确定在对应傅汝德数下对船舶阻力预报合适的湍流模型。

2 模型

2.1 控制方程

张量形式表示不可压缩黏性流的时均连续方程、雷诺方程如下：

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

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{t} + \frac{\partial(\rho\bar{u}_i\bar{u}_j)}{x_j} = \frac{\partial}{x_j}(\mu \frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{x_j} - \rho\bar{u}_i'\bar{u}_j) - \frac{\partial\bar{p}}{x_i} + \rho f_i \quad (2)$$

其中, $i, j = 1, 2, 3$; ρ 为流体密度; u_i' , u_j' 为速度分量的脉动值; \bar{u}_i , \bar{u}_j 为速度分量的时均值; μ 为动力黏性系数; \bar{p} 为压力的时均值; $\bar{u}_i'\bar{u}_j'$ 为脉动值乘积的时均项; f_i 为质量力; 其中, $-\rho\bar{u}_i'\bar{u}_j'$ 称为雷诺应力或湍流应力。

2.2 湍流模型^[4]

2.2.1 Spallart-Allmaras 模型

Spallart-Allmaras 模型是 RANS 一方程模型中应用最广的模型, 它是通过经验公式和量纲分析直接得到的。此模型适用于壁面限制的流动, 对边界层的计算效果比较好。和二方程模型相比, 其计算速度快而且稳定性高。另一方面, *Spallart-Allmaras* 模型在复杂流场中不用进行特殊的处理, 求解精度依然很高。

2.2.2 Realizable $k-\epsilon$ 模型

Realizable $k-\epsilon$ 模型由标准的 $k-\epsilon$ 模型进行优化得到, 优化主要包括两个部分。首先, 对湍流黏度系数进行修改, 将其由常数变成相同应变速率相关的值。其次, 修正能量耗散率运输方程, 让雷诺应力和实际的湍流运动保持一致, 此方程可以通过准确的涡流脉动运输方程进行推导得到。目前, 很多研究表明, *Realizable $k-\epsilon$* 模型比标准的 $k-\epsilon$ 模型计算的结果更准确。

2.2.3 SST $k-\omega$ 模型

SST $k-\omega$ 模型是综合考虑标准 $k-\epsilon$ 模型和标准 $k-\omega$ 模型的优点实现的。在处理近壁面问题时, 其处理方法相当于标准 $k-\omega$ 模型, 能够计算不同压力梯度下的边界层问题; 而对于远场的流动计算和标准 $k-\epsilon$ 模型相同, 能够高度还原远场的湍流流动情况。这就能很好的实现从内部低雷诺数到外部高雷诺数的过渡。

3 网格无关性和时间步长独立性验证

3.1 模型参数

本研究只对阻力进行模拟, 所以进行半侧船模计算。模型 KCS 船型主尺度见表 1, 计算中采用缩尺比为 31.6 的模型, 以便和实验对比。参考文献[5], 将计算域的大小设置为 $-2.5 < X/L_{pp} < 1.5$, $0 < Y/L_{pp} < 2.5$, $-2.5 < Z/L_{pp} < 1.2$ 。坐标原点设置在船体尾部的水面处。计算域边界条件为: 入口、顶部以及底部设定为速度进口, 对称面和侧部设为对称平面, 出口设为压力出口(图 1)。

表 1KCS 船型主尺度

主尺度	实船/m	船模/m
垂线间长 L_{pp}	230	7.279
型宽 B	32.2	1.019
型深 D	19	0.601
吃水 d	10.8	0.342
方形系数 C_B	0.651	0.651

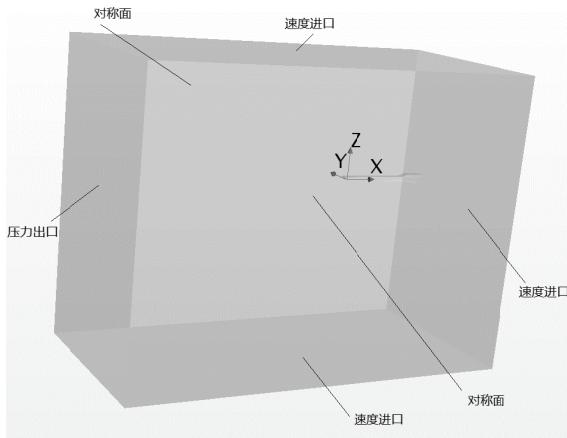


图 1 计算域边界条件

3.2 网格无关性

湍流模型设置为可实现的 *Realizable k-ε* 模型，在 $Fr = 0.262$ 下进行网格无关性检验。根据冯静安等^[6]的研究，计算网格数在 53 万，108 万，135 万，296 万下的总阻力系数，并且寻找网格数量对总阻力系数的影响。

根据 CFD 软件自带画图功能求得总阻力，通过以下公式计算总阻力系数，得到总阻力系数和网格数的关系（图 2）：

$$C_T = \frac{R_T}{\frac{1}{2} \rho v^2 S} \quad (3)$$

其中， C_T 为总阻力系数； R_T 为总阻力； ρ 为流体密度； v 为船体速度； S 为船体湿表面积。

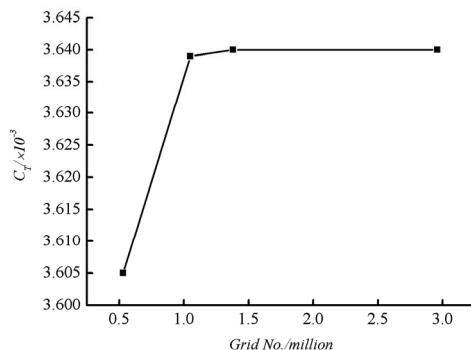


图 2 总阻力系数随网格数分布

根据图 2, 发现网格数大于 138 万时, 阻力值基本无变化; 所以最后网格数量确定为 138 万。

3.3 时间步长独立性

网格无关性验证完成后, 则需要对时间步长独立性进行验证, 即在不同时间步长下对 KCS 船的总阻力系数进行求解。若时间步长取得过大, 则会不满足数值模拟的精度; 但时间步长取得过小, 会耗费很多时间, 所以选取适当的时间步长非常重要。本研究在 $Fr = 0.262$ 下进行时间步长独立性验证。

根据 Tezdgan 等^[7]对水动力特性的研究, 将时间步长设定为 0.08s、0.04s、0.02s、0.01s、0.005s。通过 5 组数值模拟结果对比分析, 确定经济合适的时间步长。

同理, 根据 CFD 软件自带画图功能求得总阻力, 并且进行无量纲化处理, 得到总阻力系数和时间步长的关系(图 3)。

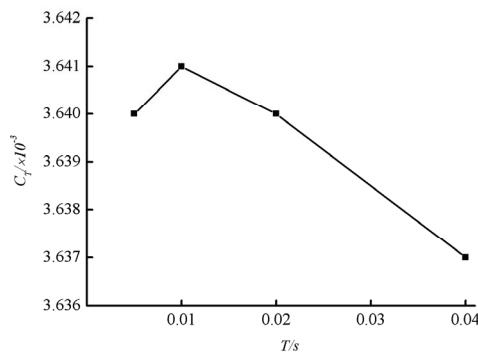


图 3 总阻力系数随时间步长分布

当时间步长为 0.08s 时, 结果出现发散, 所以将其排除。根据图 3, 发现时间步长小于等于 0.02s 时, 总阻力系数基本一致; 综合考虑, 取时间步长为 0.02s。

4 数值模拟

在 138 万网格数量下, 取 *Spallart-Allmaras* 模型, *Realizable k-ε* 模型, *SST k-ω* 模型, 分别计算在 $Fr = 0.227-0.271$ 下的总阻力系数, 并且和试验值^[8]进行对比, 得到图 4。

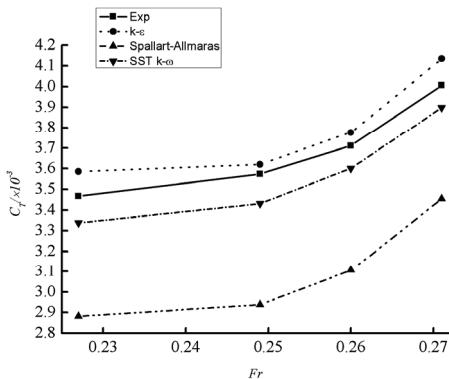


图 4 不同湍流模型下的模拟值和试验值

观察图 4, 发现: *Realizable k-ε* 模型数值计算精度较高, 且均小于试验值; 在 *SST k-ω* 模型下得到的模拟值和试验值接近, 且均大于试验值; 而在 *Spallart-Allmaras* 模型下计算的模拟值远远小于试验值。

其中, *Realizable k-ε* 模型平均误差为 2.423%; 最小误差在 $Fr = 0.249$ 处取得, 为 1.287%; 最大误差在 $Fr = 0.271$ 处取得, 为 3.432%。*SST k-ω* 模型平均误差为 3.353%; 最小误差在 $Fr = 0.271$ 处取得, 为 2.696%; 最大误差在 $Fr = 0.249$ 处取得, 为 4.029%。*Spallart-Allmaras* 模型平均误差为 16.188%; 最小误差在 $Fr = 0.260$ 处取得, 为 16.303%; 最大误差在 $Fr = 0.249$ 处取得, 为 17.795%。

随着 Fr 的增加, 除 *Realizable k-ε* 模型, *SST k-ω* 模型和 *Spallart-Allmaras* 模型下计算得到的模拟值和试验值间的误差有减小的趋势。

5 结论

为了研究不同湍流模型对船舶阻力预报的影响, 通过计算 *Spallart-Allmaras*, *Realizable k-ε*, *SST k-ω* 模型在 $Fr = 0.227-0.271$ 下的总阻力系数, 并和试验值比较, 得出以下结论:

在 $Fr = 0.227-0.271$ 下, 采用 *Realizable k-ε* 模型和 *SST k-ω* 模型对船舶阻力预报比较准确, 和试验值吻合度较高, 且结果比较稳定, 误差均在 5% 以内, 这在工程上是满足要求的;

在 $Fr = 0.227-0.271$ 下, 采用 *Spallart-Allmaras* 模型得到的模拟值和试验值相比, 平均误差超过 15%, 在工程上不能满足要求。

参 考 文 献

- 1 向爱双, 许松林. 刮膜式分子蒸馏蒸发液膜模拟中两种湍流模型的比较[J]. 中国科学, B 辑, 化学, 200535(1): 11. 16.
- 2 PIETRO, CATALANO, MARCELLO, AMATO. An evaluation of RANS turbulence modeling for aerodynamics applications[J]. Aerospace and Technology. 2003(7): 493-509
- 3 GARG V K, AMERI A A. Two-equation turbulence models for prediction of heat transfer on a transonic turbine blade[J]. InL J. Heat and Fluid Flow, 2001, 22: 593-602.
- 4 陈景仁. 湍流模型及有限分析法[D]. 上海: 上海交通大学, 1989.
- 5 李良彦. 船舶阻力及黏性流场的数值模拟[D]. 大连: 大连理工大学, 2008.
- 6 冯静安, 唐小琦, 王卫兵, 等. 基于网格无关性与时间独立性的数值模拟可靠性的验证方法[J]. 石河子大学学报(社科版), 2017, 35(1):52-56.
- 7 Tezdogan T, Demirel Y K, Kellett P, et al. Full-scale unsteady RANS CFD simulations of ship behaviour and performance in head seas due to slow steaming[J]. Ocean Engineering, 2015, 97:186-206.
- 8 朱芳艳. 参数化船型的阻力计算[J]. 船海工程, 2013, 42(2):38-41.

Effect of different turbulence models on Ship Resistance Prediction

XU Yang-kai, LIU Yu-jun, SHEN Lin-wei, WEI Yan

(Department of Ocean Institution, Zhejiang University, Zhoushan, 316021, China.

Email:18368091901@163.com)

Abstract: Three different turbulence models are employed inCFD software to study the accuracy of surface ship resistance prediction. Grid independence and time independence are analyzed first, then the total drag coefficient of the ship model is calculated under different turbulence models. The simulated results are compared with the experiments to determine the turbulence model that best fits the ship resistance prediction, which lays the foundation for further development and improvement.

Key words: computational fluid dynamics; turbulence model; total drag coefficient

基于 SWAN 嵌套网格的台风浪数值模拟

于游¹, 邹丽^{1,2,*}, 姜胜超¹, 董进¹, 王爱民¹, 赵建¹

(1. 大连理工大学 工业装备结构分析国家重点实验室 船舶工程学院, 辽宁 大连 116024; 2. 高技术船舶与深海开发装备协同创新中心, 上海 200240; *E-mail: zoulidut@126.com)

摘要: 在嵌套网格下, 利用第三代海浪模式 SWAN 对我国南海地区的台风浪进行模拟。将 1415 号强台风“海鸥”的风场作为驱动风场, 模拟了该台风的波浪场过程, 并与当地两处浮标的实测波高与周期对比, 计算其偏差(BIAS)。结果表明: 采用嵌套网格的计算结果与实测数据相比有义波高偏差为 0.205m、0.441m, 周期偏差为 -0.835s、-0.335s, 模拟结果与实测数据吻合良好。利用 SWAN 海浪模式的网格嵌套能够较准确的模拟南海海域的台风浪, 对该海域台风浪的数值预报具有参考意义。

关键词: SWAN; 嵌套网格; 台风浪; 实测值

1 引言

台风浪不但会对海洋平台等海洋工程结构物造成破坏而且会对沿海地区的经济、军事等活动造成巨大影响, 因此, 对台风浪进行研究具有重要意义。台风浪的研究主要有半经验方法^[1-2]、经验统计方法^[3]、数值模拟方法^[4]等。其中数值模拟方法始于 19 世纪 50 年代, 至今已有很多学者采用数值模拟方法(如第三代海浪模式 SWAN)研究了全球范围内的台风浪。Ris 等^[5]利用第三代海浪模式 SWAN 研究了北海南部的台风浪并与雷达实测结果对比, 模拟结果与实测结果误差在 10% 以内。Ou 等^[6]利用 SWAN 对 1897—1999 年发生在我国台湾附近的四场典型的台风浪进行了准确的模拟。Akpinar 等^[7]运用 SWAN 对黑海海域长达 31 年的风浪特征进行了系统分析。西北太平洋(包括我国南海)是台风多发区域, 每年平均有近 30 个台风生成, 占全球总数的 38%, 因此有必要对该地区的台风浪进行系统的研究。

本研究采用嵌套网格利用 SWAN 对第 1415 号台风“海鸥”的波浪场进行模拟并与浮标实测结果比较, 验证了 SWAN 网格嵌套功能在南海海域台风浪预报中的可行性, 可为该海域后续的台风浪模拟提供参考。

2 SWAN 海浪模式理论模型

SWAN 海浪模式是基于 Euler 近似的作用量谱平衡方程和线性随机表面重力波理论开发的第三代海浪模式。SWAN 海浪模式以作用量密度 N ($N = E / \sigma$, E 为波能密度, σ 为相对频率) 建立平衡方程^[8]:

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \frac{\partial}{\partial x} c_x N + \frac{\partial}{\partial y} c_y N + \frac{\partial}{\partial \sigma} c_\sigma N + \frac{\partial}{\partial \theta} c_\theta N = \frac{S_{tot}}{\sigma}$$

方程左边第一项表示作用量密度随时间的变化率。第二项和第三项表示作用量密度在几何空间的传播(变化率 c_x 和 c_y)。第四项表示由流和水深变化引起的折射和变浅作用(c_σ)。第五项表示流和水深变浅引起的频移(c_θ)，方程右边 S_{tot} 表示能量源项(包括波浪的产生、耗散及波一波非线性相互作用)。

3 台风“海鸥”波浪场模拟

选取第 1415 号强台风“海鸥”的风场作为驱动风场，台风路径如图 1 所示。风场数据空间范围为 $105^{\circ}\text{--}125^{\circ}\text{E}$ 、 $9^{\circ}\text{--}24^{\circ}\text{N}$ ，空间分辨率 0.1° ，时间范围为 2014.09.14 00:00 UTC-2014.09.21 23:00 UTC，时间分辨率 1h。



图 1 第 1415 号台风“海鸥”路径示意图

大地形范围与风场保持一致为 $105^{\circ}\text{--}125^{\circ}\text{E}$ 、 $9^{\circ}\text{--}24^{\circ}\text{N}$ ，分辨率 $30''$ (图 2)。

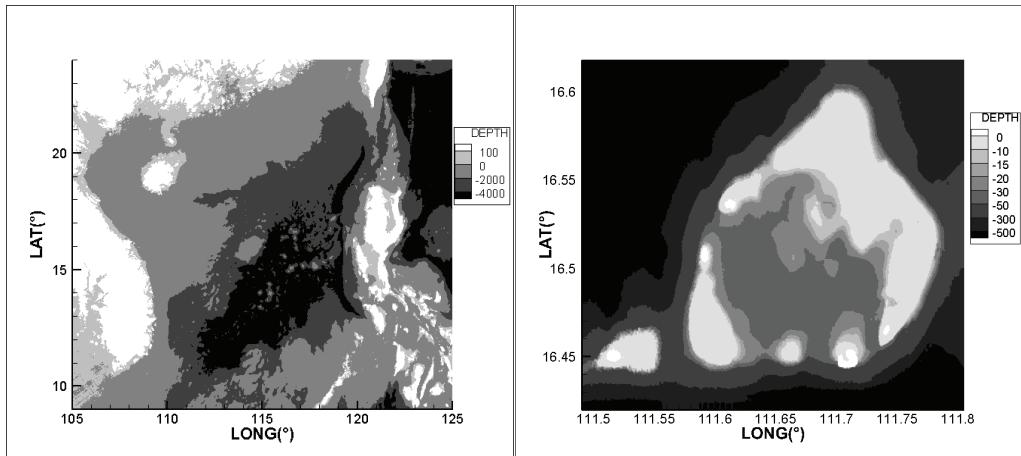


图 2 分辨率 30'' 的大范围地形

图 3 分辨率约 3.2'' 的嵌套网格地形

表 1 浮标位置

浮标名称	位置	水深/ m
海洋波向测量系统 1 (P1)	111°44'17.70"E, 16°28'28.86"N	20
海洋波向测量系统 2 (P2)	111°44'46.54"E, 16°26'48.72"N	100

为了更准确地模拟西沙群岛潟湖附近浮标处(位置见表 1)的台风浪同时减少计算量,采用范围约为 111.49°—111.805°E、16.4198°—16.618°N, 分辨率约 3.2'' 的地形(图 3)进行嵌套计算(即将图 3 所示嵌套地形作为计算地形, 图 2 所示大地形模拟的波浪场作为边界输入)。

计算采用的时间步长为 20min, 离散频率范围设置为 0.03~2.03Hz, 大地形计算时计算网格数量为 600×600 , 分辨率为经度方向 0.033° 、纬度方向 0.025° , 嵌套计算时计算网格数量为 350×220 , 分辨率在经度和纬度方向均为 0.0009° 。计算时开启三波、四波波-波非线性相互作用、波浪破碎、白帽耗散、底摩擦源项, 各系数均采用 SWAN 默认设置。

4 结果分析

图 4 为数值模拟有义波高与两个浮标在台风期间实测数据的比较。

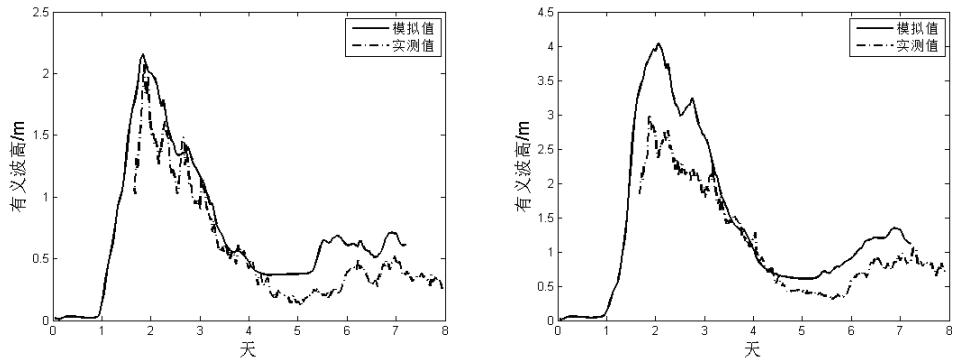


图 4 数值模拟有义波高与海洋波向测量系统实测有义波高比较(左图 P1, 右图 P2)

从图 4 中可以看出, P1、P2 数值计算有义波高虽均大于实测值, 但变化趋势与实测结果吻合程度较高, 随着台风“海鸥”逐渐逼近, 从第 1 天(即 2014 年 9 月 14 日)结束后波高逐渐增大, 并在第 2 天(即 2014 年 9 月 15 日)结束后达到峰值, 随后波高不断下降, 随着第二次起风, 波高在第 6-7 天(即 2014 年 9 月 20 日-21 日)再一次出现峰值, 其中 P1 点的模拟波高第一个峰值与实测值十分接近。

图 5 为数值模拟波浪周期与两个浮标在台风期间实测数据的比较。

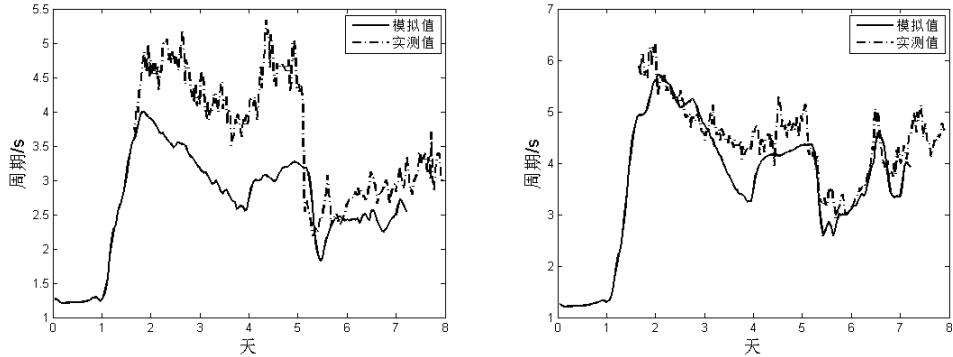


图 5 数值模拟有义波高与海洋波向测量系统 1 (P1) 实测波浪周期比较

从图 5 中可以看出, P1、P2 数值计算波浪周期小于实测值, P1 点模拟结果在第 2~5 天与实测结果差距较大, 而 P2 点的计算结果较 P1 点更准确, 但二者变化趋势与实测结果一致, 在第 5~6 天(即 2014 年 9 月 19—20 日)波浪周期存在骤降的现象。

通过计算偏差 $BIAS$ ($BIAS = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n (A_i - B_i)$, 其中 A_i 为模拟值, B_i 为实测值, N 为数据点个数) 可以得到 P1 点有义波高模拟值与实测结果的偏差为 0.205m, P2 点有义波高模

拟值与实测结果的偏差为 0.441m, P1 点波浪周期模拟值与实测结果的偏差为-0.835s, P2 点波浪周期模拟值与实测结果的偏差为-0.335s, 总体上模拟结果较为准确。

5 结论

本研究利用第三代海浪模式 SWAN 的自嵌套功能, 模拟了 1415 号强台风“海鸥”的波浪场过程, 通过与当地两处浮标 P1、P2 的实测有义波高与周期进行对比得到模拟结果与实测数据相比有义波高偏差分别为 0.205m、0.441m, 周期偏差分别为-0.835s、-0.335s, 模拟结果与实测数据变化趋势吻合良好。验证了 SWAN 网格嵌套功能在南海海域台风浪预报中的可行性, 对于今后在该海域台风浪的数值预报具有参考意义。

致谢

本研究由工信部联装[2016]22 号, 青岛海洋科学与技术国家实验室开放基金项目 (QNLM20160RP0402), 国家自然科学基金 (51522902, 51579040), 中央高校基本科研业务费专项资金 (DUT17ZD233) 支持完成。

参考文献

- 1 Sverdrup H U, Munk W H. Wind, sea and swell. Theory of relations for forecasting. 1947, 601.
- 2 Pierson W J, Neumann G, James R W. Practical Methods for Observing and Forecasting Ocean Waves by Means of Wave Spectra and Statistics. 1955.
- 3 Wilson B W. Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, 1959. Deutsche Hydrografische Zeitschrift, 1965, 18(3):114-130.
- 4 应王敏, 郑桥, 朱陈陈, 等. 基于 SWAN 模式的“灿鸿”台风浪数值模拟. 海洋科学, 2017, 41(04):108-117.
- 5 Ris R C, Booij N, Holthuijsen L H. A third-generation wave model for coastal regions, 2. Verification. J Geophys Res, 1999, 104(C4):7667-7681.
- 6 Ou S H, Liau J M, Hsu T W, et al. Simulating typhoon waves by SWAN wave model in coastal waters of Taiwan. Ocean Engineering, 2002, 29(8):947-971.
- 7 Akpinar A, Bingölbaşı B, Vledder G P V. Wind and wave characteristics in the Black Sea based on the SWAN wave model forced with the CFSR winds. Ocean Engineering, 2016, 126:276-298.
- 8 徐福敏, 张长宽, 陶建峰. 浅水波浪数值模型 SWAN 的原理及应用综述. 水科学进展, 2004, 15(4):538-542.

Simulating typhoon waves by nested SWAN wavemodel

YU You¹, ZOU Li^{1,2,*}, JIANG Sheng-chao¹, DONG Jin¹, WANG Ai-min¹, ZHAO Jian¹

(1. School of Naval Architecture, State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment, Dalian

University of Technology, Dalian, 116024;

2. Collaborative Innovation Center for Advanced Ship and Deep-Sea Exploration, Shanghai, 200240;

*Email: zoulidut@126.com)

Abstract: The third generation wave model SWAN with nested grid was applied to simulate the typhoon waves in the South China Sea. Typhoon Kalmaegi numbered ‘1415’ was selected as the driving wind field. The simulation results including significant wave height and wave period were compared with measured value which was obtained from two buoys and BIAS was calculated. For significant wave height, BIAS are 0.205m and 0.441m, respectively. For wave period BIAS are -0.835s and -0.335s, respectively. In general, the simulation results have a good agreement with measured data and this paper has a certain reference value for further study of typhoon waves in this area.

Key words: SWAN; Nested grid; Typhoon waves; Measured value

非对称正弦运动俯仰振荡翼水动力性能及流场结构数值分析

朝黎明，潘光，张栋，黄桥高，施瑶

(西北工业大学航海学院、西北工业大学无人水下运载技术重点实验室，西安，710072，

Email: panguang@nwpu.edu.cn)

摘要：通过数值手段，对非对称正弦运动俯仰振荡翼的水动力性能及流场结构进行数值模拟。研究不同非对称正弦参数 S 下俯仰振荡翼的阻一推力转变曲线，并对不同情况下的流场结构进行定性分析，指出产生特定流场结构的原因。最后给出了一般意义上的俯仰振荡翼的阻一推力转变曲线的计算方法。

关键词：非对称正弦运动；俯仰翼；阻-推力转变；流场结构

1 引言

静止或振荡物体的绕流是流体力学中的经典问题之一^[1]。振荡翼的绕流问题一般是指流体流经按特定周期性规律运动的翼型，对该翼型的空气动力性能或水动力性能造成影响，进而应用于分析生物的推进机理、设计新型飞行器（航行器）等问题^[2]。

在俯仰运动过程中，随着振荡翼的运动频率和幅值的增大，其将经历阻一推力转变的情况。振荡翼阻力的产生是因为在翼的后方产生了卡门涡街结构，而推力则与反卡门涡街相对应。根据经典无黏理论，卡门涡街与反卡门涡街的转变就意味着振荡翼阻力与推力的转变^[3]。近年来，很多国内外学者致力于分析俯仰振荡翼在不同运动规律下的尾涡结构，其中 Godoy-Diana 等^[4]通过详细的实验研究指出俯仰振荡翼的卡门一反卡门涡街转变要先于阻一推力转变的发生，也就是意味着反卡门涡街也会产生阻力；此外，随着振荡翼俯仰运动程度的增大，其尾涡结构也会由对称的反卡门涡街转变为非对称的涡结构。Godoy-Diana 等论文中的结论被大量学者通过实验研究或数值仿真的手段进行了证实及扩展，其中 Marais 等^[5]、Zhu 等^[6]分别分析了柔性结构对振荡翼阻一推力、卡门一反卡门涡街转变的影响；Zheng 和 Wei^[7]分析了非对称涡偏转方向与振荡运动之间的联系；Deng 等^[8]在指出当振荡翼运动频率、幅值继续增加后，振荡翼的流场结构会体现三维特性，也

就是说其尾涡结构存在二维—三维结构转变。

虽然之前的研究已经较为全面地分析了振荡翼阻—推力、卡门—反卡门涡街转变等情况，但在这些研究中振荡翼的运动形式基本为标准正弦运动。与标准正弦运动相比，非对称正弦运动很可能对俯仰振荡翼的水动力性能及流场结构产生较大影响。基于此问题，以 Godoy-Diana 等的研究内容为基准，通过数值分析的手段，对非对称正弦运动俯仰振荡翼的阻—推力转变等进行研究，并指出振荡翼水动力性能变化与流场结构之间的内在联系。

2 问题阐述及数值方法

本研究的流场见图 1。

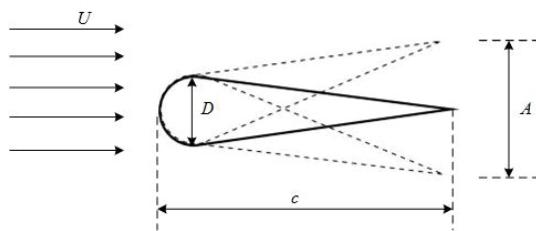


图 1 流场示意图

其中，振荡翼弦长为 c ，最大厚度为 D ，尾迹宽度为 A ，来流速度为 U 。可得：

$$A = 2(c - \frac{D}{2}) \sin \theta_0 \quad (1)$$

定义描述运动的无量纲参数 Sr 和 A_D 为：

$$Sr = \frac{D}{TU}; A_D = \frac{A}{D} \quad (2)$$

故 Sr 表示无量纲的运动频率，又称为科勒冈-卡朋特 (Keulegan-Carpenter) 数； A_D 表示无量纲的运动幅值。由式 (2) 可知，斯特劳哈数 (Strouhal) St 可计算为 $St = Sr \times A_D$ 。

定义非对称正弦俯仰运动如下：

$$\begin{cases} \theta(t) = \theta_0 \sin\left(\frac{2\pi}{2kT}t - \frac{\pi}{2}\right), & 0 \leq t \leq ST \\ \theta(t) = \theta_0 \sin\left(\frac{2\pi(T-t)}{2(1-S)T} + \frac{\pi}{2}\right), & ST \leq t \leq T \end{cases} \quad (3)$$

其中， θ_0 为最大运动幅值， T 为运动周期， t 为时间， S 为描述俯仰运动非对称性的参数。

当 $S=0.5$ 时, 式 (3) 为标准的正弦运动。则在不同的 S 值下, 俯仰翼的运动曲线见图 2。

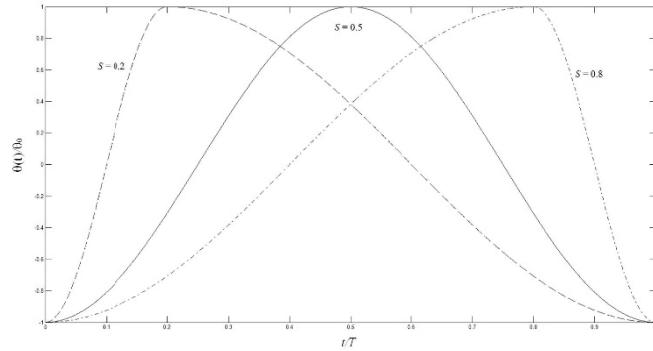


图 2 非对称正弦运动轨迹

俯仰翼的运动为不可压缩流动问题, 考虑雷诺数 $Re=255$ (与 Godoy-Diana 等的论文内容相同), 故流体的控制方程可描述如下:

$$\begin{cases} \nabla \cdot V = 0 \\ \rho \frac{DV}{Dt} = F - \nabla p + \mu \nabla^2 V \end{cases} \quad (4)$$

其中, V 为速度矢量, ρ 为流体密度, F 为体积力, p 为压力, μ 为流体的动力黏性系数。

采用商用 CFD 软件 Fluent 14.0 进行问题的求解, 流场模型为 Fluent 内嵌的层流模型, 并使用 UDF 对俯仰翼进行运动控制。本研究主要采用结构化网格, 并将流域划分为两部分, 俯仰翼及其附近位置被一圆形区域包围 (内域), 并做旋转运动。内外域通过交界面进行数据传递。边界层网格厚度为 $0.000172c$, 计算步长为 $0.0002c/U$ 。

通过对 Godoy-Diana 等的论文进行仿真来验证数值方法的可靠性, 数值仿真结果见图 3。

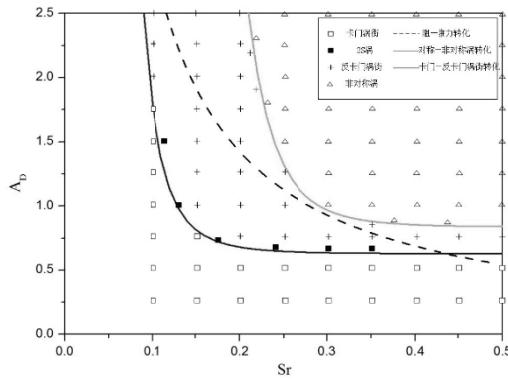


图 3 数值验证结果

如图 3 所示, 正弦运动的俯仰翼先经历卡门—反卡门涡街的转变, 再产生阻—推力转变, 最后反卡门涡街的对称性被破坏, 产生非对称涡结构; 其中阻—推力转变曲线大致为 $St=0.3$ 。本研究的仿真结果与之前实验结果相符, 验证了数值方法的可靠性。

3 数值结果及讨论

为研究非对称正弦运动对俯仰翼的水动力性能及流场结构的影响, 取 S 为 $0.2\sim0.8$, 间隔 0.1, 分别在 $0.1 \leq Sr \leq 0.5$ 及 $0.5 \leq A_D \leq 2.5$ 的运动参数下进行数值模拟。现以 $S=0.3$ 及 $S=0.7$ 两种情况为例, 对数值结果进行分析讨论。

如图 4 所示, 当 $S=0.3$ 时, 俯仰振荡翼的阻—推力转变曲线大致为 $St=0.5$; 此外, 振荡翼的流场结构先后经历了卡门涡街、非对称涡结构 1、非对称涡结构 2 三种涡结构。其中, 当俯仰振荡翼的运动幅度较小时, 流场结构为经典的卡门涡街; 随着振荡幅值的增大, 卡门涡街转变为非对称涡结构 1, 该结构类似为 P+S 涡结构, 即存在一对正负涡及一个单个涡, 且该非对称结构 1 向上偏转; 振荡频率的增大, 非对称涡结构 1 转变为非对称涡结构 2, 如图 4 右上所示其涡结构存在一个明显的转折点, 向上偏转的涡结构转为向下偏转, 且远场涡结构为一对正负涡。与 Godoy-Diana 等的论文不同, 非对称正弦运动的俯仰翼产生的尾涡结构中, 并没有出现反卡门涡街结构, 此外本研究中出现的非对称涡结构也与 Godoy-Diana 等的论文中的非对称涡结构不同, 而产生这些不同点的关键原因在于采用了非对称正弦运动来控制俯仰翼的拍动。综合考虑俯仰翼在 $S=0.3$ 及运动方程(3)作用下的水动力性能及流场结构, 可以发现只有在较大的斯特劳哈数 St 时才会产生有效的推力, 而该推力是于非对称涡结构 2 所对应; 此外, 非对称涡结构 2 亦会产生阻力。而阻—推力转变明显落后于非对称涡结构 1—非对称涡结构 2 的转换。

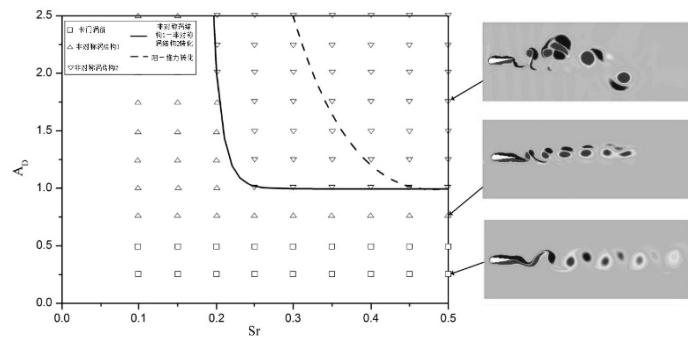


图 4 $Sr—A_D$ 相谱图 ($S=0.3$)

与 $S=0.3$ 的情况不同, 当 $S=0.7$ 时, $Sr—A_D$ 相谱图中存在更多的流场结构, 而俯仰

翼的阻一推力转变也发生的更早(图5)。当 $St = 0.2 \pm 0.1$ 时, 俯仰翼产生了阻一推力转变, 且此时俯仰翼产生的尾涡结构为向下偏转的非对称涡结构1; 随着俯仰翼运动幅度的增大, 向下偏转的非对称涡结构1 转变为向上偏转的非对称涡结构2; 接下来, 二维俯仰翼的流场结构中出现了类似三维模型产生涡结构, 即出现了二维—三维涡结构转变。

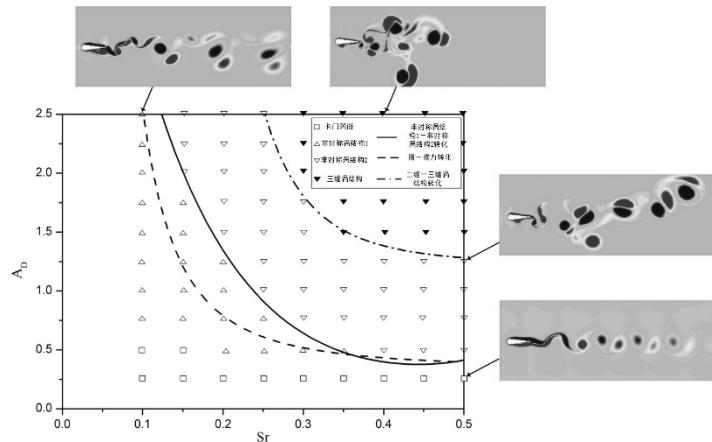


图 5 $Sr-A_D$ 相谱图 ($S = 0.7$)

考虑 $S = 0.3$ 与 $S = 0.7$ 两种情况, 可以发现非对称涡结构的出现是由于非对称正弦运动引起的。如式(3)所示, 俯仰翼在 $[0, ST]$ 及 $[ST, T]$ 两个阶段各经历了半个周期的正弦运动, 而这两个阶段的正弦运动又有着不同的运动频率, 因此两个阶段中俯仰翼产生的涡的涡量不等。故两个阶段产生的涡在其相互作用下, 沿着特定方向偏转, 而偏转方向由两个阶段产生涡的涡量大小所决定, 这也是解释了非对称涡结构产生原因。当俯仰翼运动幅度继续增大之后, 相邻运动周期产生的两对涡结构也会产生相互作用, 较早脱落的一对涡会在接下来一个周期脱落的一对涡的影响下, 实现反方向的偏转, 即由非对称涡结构1 转变为非对称涡结构2。而三维涡结构的出现, 不仅依赖于较为剧烈的俯仰运动, 也与 S 的取值有较大关系, 在本文的研究中, 只有当 $S > 0.5$ 时, 才会出现二维—三维涡结构转变。

此外, 通过对所有仿真内容的分析, 发现俯仰振荡翼的阻一推力转变曲线与 S 及 St 值存在一定数值关系, 当 $S \times St = 0.15 \pm 0.1$ 时, 俯仰振荡翼会出现阻一推力转变。

4 结论

本研究基于数值模型对非对称正弦运动俯仰振荡翼的水动力性能及流场结构进行了分析, 通过改变非对称参数 S 来获取不同情况下的流场特征, 并以 $S = 0.3$ 与 $S = 0.7$ 两种情

况为例进行分析，指出了流场结构的产生原因，并给出了俯仰振荡翼的阻一推力转变曲线的一般性规律，为之后更为深入的研究二维翼型的水动力性能与流场结构奠定了基础。

参考文献

- 1 Bearman PW. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. Ann. Rev. Fluid Mech., 1984, 16:195-222
- 2 Zhang J. Footprints of a flapping wing. J. Fluid Mech., 2017, 818:1-4
- 3 Lamb H. Hydrodynamics. Cambridge, Cambridge University Press, 6thEd., 1932
- 4 Godoy-Diana R, Aider JL, Wesfreid JE. Transitions in the wake of a flapping foil. TJ.Phys. Rev. E,2008, 77(2): 016308
- 5 Marais C, Thiria B, Wesfreid JE, et al. Stabilizing effect of flexibility in the wake of a flapping foil.J. Fluid Mech., 2012, 710:659-669
- 6 Zhu XJ, He GW, Zhang X. How flexibility affects the wake symmetry properties of a self-propelled plunging foil.J. Fluid Mech., 2014, 751:164-183
- 7 Zheng ZC, Wei Z. Study of mechanisms and factors that influence the formation of vertical wake of a heaving airfoil. Phys. Fluids,2012, 24:103601
- 8 Deng J, Sun LP, Shao XM. Dynamical features of the wake behind a pitching foil. Phys. Rev. E,2015, 92: 063013

Numerical studies on the pitching foil with asymmetrical sinusoidal locomotion

CHAO Li-ming, PAN Guang, ZHANG Dong, HUANG Qiao-gao, SHI Yao

(School of Marine Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an, 710072.

Email:panguang@nwpu.edu.cn)

Abstract: With the numerical software, the hydrodynamic performance and wake structures of a foil pitching with the asymmetrical sinusoidal locomotion is studied in the present. The drag-thrust transition is considered at the parameter S which is used to describe the asymmetry of sinusoidal motion. The wake structures have been discussed and the equation is provided to predict the drag-thrust transition at different values of the S .

Key words: Asymmetrical sinusoidal locomotion; Pitching foil; Drag-thrust transition; Wake structures.

基于 AWQA 的船舶横摇特性分析

何昊阳

(浙江大学，海洋学院，浙江省舟山市 316021, Email:haoyang_he@sina.com)

摘要：使用商业软件 AWQA 计算某特种船舶在不同海况下的横摇特性，包括横摇周期、横摇幅度等。先进行横摇参数的确定，得到横摇质量惯性矩和横摇阻尼。然后利用减摇装置的控制方程，计算减摇装置所需的无因次控制力矩系数，为该船舶减摇装置的研究和设计提供参考。

关键词：质量惯性矩；数学方程；控制力矩；横摇模拟

1 引言

在船舶耐波性研究中，船舶横摇是重要的研究内容之一。船舶在海上航行时由于波浪等扰动而产生的摇摆运动中，最易发生横摇运动，而且大幅度的横摇将会影响船员的生活以及船舶的正常工作。

在线性理论系统中，一般用常系数的线性微分方程来表示横摇运动，在横摇角较小时，通过确定横摇频率响应函数来预报横摇运动。在横摇角度较大时，横摇运动需要考虑非线性的影响。^[1]

本研究以某特种船为例，通过对零航速时船舶的横摇运动进行预报，计算船舶在不同海况下的横摇角度。分析了减摇装置的控制方程后，为使船舶达到工作环境下规定的横摇运动状态，计算减摇装置所需要控制力矩的无因次系数。

2 横摇幅度的模拟

使用商业软件 AQWA 进行横摇运动的模拟时，首先需要对横摇质量惯性矩，横摇附加阻尼等参数进行确定。

2.1 横摇质量惯性矩的确定

工程中常采用经验公式对横摇质量惯性矩进行估算。经验公式如下，由经验公式^[2]：

$$I_{xx} = mK_{xx}^2 \# \quad (1)$$

$$K_{xx} = 0.34 \times B_0 \# \quad (2)$$

$$K_{yy} = 0.25 \times L_0 \# \quad (3)$$

$$K_{zz} = 0.26 \times L_0 \# \quad (4)$$

式中： I_{xx} 为全船横摇惯性矩； m 为船的总质量； K_{xx} 为横摇惯性矩半径； K_{yy} 为纵摇惯性矩半径， K_{zz} 为垂荡惯性半径； B_0 为船宽， L_0 为船长。

2.2 求解横摇质量惯性矩

除了使用常用的经验公式外，在已知船舶横摇固有周期及初稳性高等数据时，小横摇角的横摇运动还可以使用以下方法求得横摇质量惯性矩。由公式

$$I_{xx}\ddot{\theta} = M \# \quad (5)$$

$$M = -\Delta \bar{GM} \sin \theta \approx \Delta \bar{GM} \dot{\theta} \# \quad (6)$$

$$I_{xx}\ddot{\theta} + \Delta \bar{GM} \dot{\theta} = 0 \# \quad (7)$$

得知：

$$I_{xx} = \left(\frac{T_\theta}{2\pi} \right)^2 \Delta \bar{GM} \# \quad (8)$$

式中， $\ddot{\theta}$ 为横摇角加速度； M 为横摇力矩； Δ 为排水质量； \bar{GM} 为初稳性高； θ 为横摇角； T_θ 为固有横摇周期； g 为质量加速度。

本研究只考虑单自由度横摇的特性运动，所以 K_{yy} 、 K_{zz} 采用式（3）和式（4）进行估算。

2.3 横摇阻尼的确定

在运用 AQWA 进行计算时，水黏性阻尼是船舶横摇最主要的阻尼，但是 AQWA 的计算是基于势流理论，没有考虑水黏性，需要对这部分阻尼进行修正。在没有模型试验数据的情况下，采用经验公式计算横摇阻尼，估算方法如下^[3]：

单自由度系统的临界阻尼公式为：

$$C_c = 2\sqrt{IK} \# \quad (9)$$

式中： I 为自重与附加质量的和； K 为静水刚度。

在横摇运动中，该式变为：

$$C_c = 2\sqrt{(I_{xx} + \Delta I_{xx})K_{roll}} \# \quad (10)$$

其中， K_{roll} 为横摇方向刚度， ΔI_{xx} 为附加质量惯性矩，从 AQWA 模拟中获得。

3 减摇装置的控制方程

3.1 横摇运动的数学模型

根据文献[4]，为研究横摇的运动控制，建立船舶横摇运动的数学模型。目前工程上广泛使用的是 Conolly 模型，其线性二阶微分方程为如下形式：

$$(I_{xx} + \Delta I_{xx})\ddot{\phi} + 2N\dot{\phi} + Dh\phi = -Dh\alpha_m \# \quad (11)$$

式中: $\alpha_m = \alpha_0 \sin \omega t$ 为有效波倾角, ω 为波浪频率, $2N$ 为横摇阻尼系数, α_0 为有效波倾角的幅值, 即有效波倾; D 为船舶排水量, 单位为 $\text{kg} \cdot \text{m/s}^2$; h 为船横稳心高。

3.2 减摇装置的控制方程

为减小船舶的横摇, 往往需要安装减摇设备。常见的减摇装置有减摇水舱和减摇鳍等。

假设减摇装置所产生的控制力矩为 M_K , 则式 (11) 可以写成

$$(I_{xx} + \Delta I_{xx})\ddot{\phi} + 2N\dot{\phi} + Dh\phi = -Dh\alpha_m - M_K \# \quad (12)$$

当 $M_K = -Dh\alpha_1$, 则上式右边等于零, 船舶的横摇运动就会停止。船舶在横摇时, 在加入减摇装置的情况下, 等式左边的三种力矩 (惯性力矩 $(I_{xx} + \Delta I_{xx})\ddot{\phi}$, 阻尼力矩 $2N\dot{\phi}$ 和恢复力矩 $Dh\phi$) 和等式右边的两种外加力矩 (波浪扰动力 $Dh\alpha_m$ 矩和控制力矩 M_K) 平衡。假设控制力矩 M_K 为^[5-6]:

$$M_K = A_1\phi + A_2\dot{\phi} + A_3\ddot{\phi} \# \quad (13)$$

式中: A_1 为恢复力矩系数, A_2 为阻尼力矩系数, A_3 为惯性力矩系数。

此时船舶的横摇方程为

$$(I_{xx} + \Delta I_{xx} + A_3)\ddot{\phi} + (2N + A_2)\dot{\phi} + (Dh + A_1)\phi = -Dh\alpha_m \# \quad (14)$$

船舶的横摇运动角幅值为

$$\Phi = \frac{\omega_1^2 \alpha_0}{\sqrt{(\omega_1^2 - \omega_e^2)^2 + 4\nu^2 \omega_e^2}} \# \quad (15)$$

式中:

$\omega_1 = \sqrt{\frac{Dh + A_1}{I_{xx} + \Delta I_{xx} + A_3}}$ 为横摇固有频率 (减摇装置工作情况下),

$\nu = \frac{2N + A_2}{2(I_{xx} + \Delta I_{xx} + A_3)}$ 为船舶的横摇阻尼系数 (减摇装置工作情况下)。

在减摇装置按照控制力矩工作的情况下, 相当于增大了转动惯量 (由 $I_{xx} + \Delta I_{xx}$ 增加到 $I_{xx} + \Delta I_{xx} + A_3$), 增大了阻尼 (由 $2N$ 增大到 $2N + A_2$), 增大了船舶的稳定性 (由 Dh 增大到 $Dh + A_1$)。合理的选择 A_1 、 A_2 、 A_3 三个参数, 就可以使减摇装置达到了最佳的减摇状态。

如果使所选的参数满足下式:

$$\frac{A_1}{Dh} = \frac{A_2}{2N} = \frac{A_3}{I_{xx} + \Delta I_{xx}} = E \# \quad (16)$$

这里 E 为一常数, 则式 (14) 变为

$$(I_{xx} + \Delta I_{xx})(1 + E)\ddot{\phi} + 2N(1 + E)\dot{\phi} + Dh(1 + E)\phi = -Dh\alpha_m \# \quad (17)$$

即:

$$(I_{xx} + \Delta I_{xx})\ddot{\phi} + 2N\dot{\phi} + Dh\phi = -Dh\alpha_m(1 + E)^{-1} \# \quad (18)$$

可知减摇装置在按照控制力矩工作的情况下, 相当于使波浪的扰动力矩减小了 $(1 + E)$ 倍, 而且在各个遭遇频率下, 船舶的横摇角都减下了 $(1 + E)$ 倍。

4 案例分析

4.1 横摇周期的模拟

以某特种船为例，相关参数为：船长为 B_1 ，船宽为 L_1 ，排水量为 m_0 ，排水体积为 V ，船舶横摇周期为 T_θ ，横稳心高为 h_0 ，在 AQWA 中，通过频域分析，从流体静力学结果中得到横摇刚度 $K_{roll} = 1.57 \times 10^7 \text{ N} \cdot \text{m}/^\circ$ ；在船舶与波浪达到共振周期时的附加质量为 $\Delta I_{xx} = 8.85 \times 10^6 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ 。

使用方法 2.1 计算得到 $K_{xx1} = 8.84 \text{ m}$, $K_{yy} = 55 \text{ m}$, $K_{zz} = 57.2 \text{ m}$, $I_{xx1} = 2.11 \times 10^9 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$, 临界阻尼 $C_1 = 3.64 \times 10^8 (\text{N} \cdot \text{m}/\text{s})/^\circ$, 取 0.8% 的临界阻尼作为附加阻尼时，附加阻尼 $C_{Rx1} = 0.8\% * C_1 = 2.92 \times 10^6 (\text{N} \cdot \text{m}/\text{s})/^\circ$ 。

使用方法 2.2 计算得到 $K_{xx2} = 9.79 \text{ m}$, $I_{xx2} = 2.59 \times 10^9 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$, 临界阻尼 $C_2 = 4.04 \times 10^8 (\text{N} \cdot \text{m}/\text{s})/^\circ$, 取 0.8% 的临界阻尼作为附加阻尼时，附加阻尼 $C_{Rx2} = 0.8\% * C_2 = 3.23 \times 10^6 (\text{N} \cdot \text{m}/\text{s})/^\circ$ 。

在频域分析中，取横摇惯性矩为 I_{xx1} ，如图 1，模拟得到船舶的固有横摇周期为 10.74s，此时的横摇角度为 10.76°。

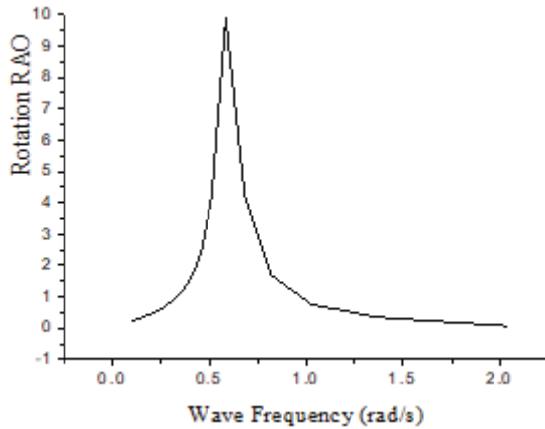
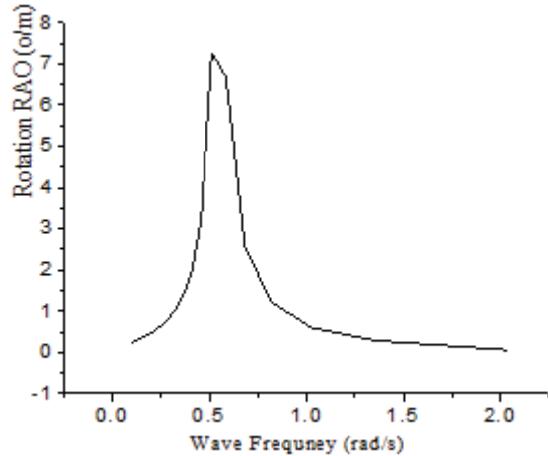


图 1 横摇惯性矩为 I_{xx1} 时的 RAO 模拟

取横摇惯性矩为 I_{xx2} ，如图 2，模拟得到船舶的固有横摇周期为 12.269s，此时的横摇角度为 7.271°。

图 2 横摇惯性矩为 I_{xx2} 时的 RAO 模拟

与试验结果进行对比，采用经验公式法计算得到的横摇惯性矩，应用于 AQWA 计算时得到的横摇周期不够准确，与船舶实际横摇周期相差较远，所以采用第二种方法得到的数据进行模拟船舶不同海况下的横摇情况。

4.2 不同海况下的横摇模拟

通过时域分析，计算在不同海况下的船舶的横摇幅度。使用 PM 波谱模拟海域的情况，分别计算在三、四、五、六级海况下的情况。定义 X 轴为中纵剖面内与基线平行的线，以船艏方向为正。

在横摇惯性矩半径为 9.79m，横摇惯性矩为 I_{xx2} 的情况下进行分析，模拟在三、四、五、六级海况下以及波浪方向与 X 轴正方向的夹角为在 90° 、 60° 、 45° 、 30° 下的横摇情况。

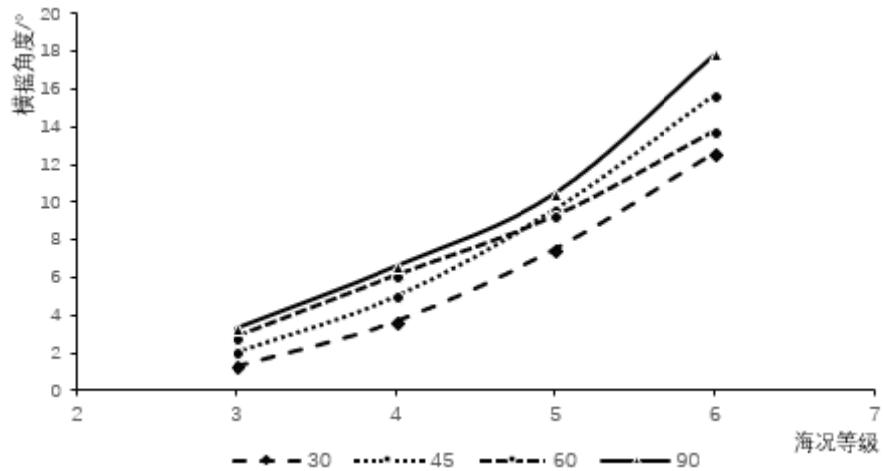


图 3 三、四、五、六级海况不同来流方向下的横摇角度

从结果中可以看出:①在三、四、五、六级海况下,波浪方向与 X 方向的轴夹角为 90°时,船舶的横摇角度达到最大为 17.913°。②波浪方向与 X 方向的轴夹角一定时,随着海况的恶劣,船舶的横摇角度增加,六级海况时达到最大为 17.913°。

4.3 无因次控制力矩系数的计算

根据文献[3], 阻尼系数 N 与无因次系数 μ 有如下关系,

$$\mu = \frac{N}{\sqrt{(I_{xx} + \Delta I_{xx})Dh}} \# \quad (19)$$

由式 (16), 得到

$$A_1 = m_0 h_0 g \cdot E \# \quad (20)$$

$$A_2 = 2\mu\sqrt{(I_{xx} + \Delta I_{xx})m_0 h_0 g} \cdot E \# \quad (21)$$

$$A_3 = (I_{xx} + \Delta I_{xx}) \cdot E \# \quad (22)$$

式 (13) 变为

$$M_K = (m_0 h_0 g \phi + 2\mu\sqrt{(I_{xx} + \Delta I_{xx})m_0 h_0 g} \phi + (I_{xx} + \Delta I_{xx})\ddot{\phi}) \cdot E \# \quad (23)$$

假设在六级海况下, 有义波高为 6m, 波浪方向与 X 轴方向的夹角为 90°时, 船舶的横摇角度达到在海上航行时的最大值。此时添加减摇装置, 使其所产生的力矩能够使船舶产生的横摇角减小一半。

根据 3.2, 此时 $E = 1$, 取 $\mu = 0.05$, $A_1 = 5.83 \times 10^8 \text{ N} \cdot \text{m}$, $A_2 = 1.23 \times 10^8 \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $A_3 = 2.03 \times 10^9 \text{ kg} \cdot \text{m}^2$ 。

式 (16) 变为 $M_K = 5.83 \times 10^8 \phi + 1.23 \times 10^8 \dot{\phi} + 2.03 \times 10^9 \ddot{\phi}$

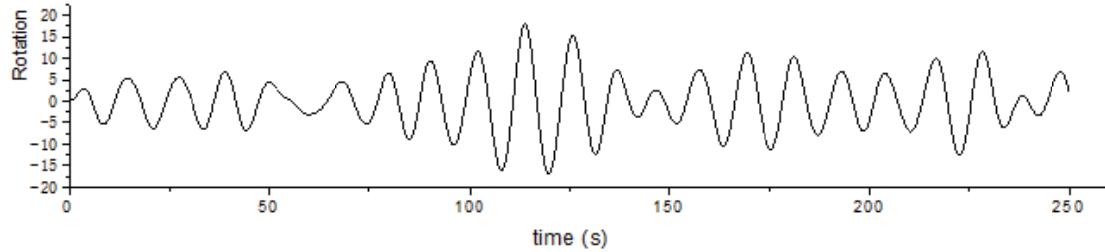


图 4 六级海况下横摇幅度模拟

在时域分析中, 如图 4 所示, 模拟六级海况下的横摇幅度, 历经 113.85s 时, 横摇角 ϕ 达到最大为 17.913°; 同样, 得到角速度为 0, 角加速度为 $\ddot{\phi} = 5.37^\circ/\text{s}^2$, 所以减摇装置需要产生的控制力矩为 $M_{K1} = 2.13 \times 10^{10} \text{ N} \cdot \text{m}$

令无因次控制力矩系数为

$$C_k = \frac{M_K}{\frac{1}{2}\rho g^2 T_\theta^2 V} \# \quad (24)$$

此时，无因次力矩系数为 $C_{k1} = 0.1065$ 。

为使减摇装置能够按照预定要求工作，在设计减摇装置时，其无因次控制力矩系数至少需要大于 C_{k1} 。

5 结论

(1) 使用传统的经验公式求解横摇惯性矩的方法，在某些特种船型中并不适用。对于不同的船型，需要采用更加精确的方法来计算横摇惯性矩。

(2) 使用商业软件 AWQA，可以计算得到船舶的横摇周期和不同海况下的横摇幅度；船舶通常采用减摇装置，减小船舶的横摇。在分析减摇装置的控制方程后，可以利用模拟中得到的横摇周期以及船舶的排水体积，计算得到减摇装置的无因次力矩系数，作为设计减摇装置的参考。

参考文献

- 1 胡开业. 船舶在波浪中的大幅横摇运动及其运动稳定性研究[D]. 哈尔滨：哈尔滨工程大学,2011.
- 2 ANSYS Customer Training Material.ANSYS AQWA Hydrodynamic Diffraction. 2012 (2)
- 3 高巍. ANSYS AQWA 软件入门与提高. 北京：中国水利水电出版社. 2018,1(01)
- 4 盛振邦,刘应中.船舶原理(上)[J].海洋工程装备与技术,2015,2(03):174.
- 5 李浩,陆建辉.船舶非线性横摇运动方程的线性化研究[J].船舶,2011,22(05):1-4.
- 6 陈建国. 船舶横摇运动仿真及减摇装置系统控制[D].大连：大连理工大学,2005.

Analysis of ship rolling characteristics based on AWQA

HE Hao-yang

(Department of Ocean Institution, Zhejiang University, Zhoushan, 316021, China.

Email:haoyang_he@sina.com)

Abstract:The rolling characteristics of a special ship in different sea conditionsincluding rolling periodand rolling amplitude, are calculated by using the commercial software AWQA.The parameters of rolling motion are determined firstly to obtain the moment of inertia and damping of rolling motion. Then, the control equation of the anti-rolling device is analyzed; to calculate therequired non-dimensional coefficient of the control torque, which might be useful for the research and design of the ship's anti-rolling facilities.

Key words: Mass moment of inertia; Mathematical equations;Control moment;Rolling simulation

毗邻多浮体群遮效应的数值模拟

王正科, 何广华*, 张志刚

(哈尔滨工业大学(威海)船舶与海洋工程学院, 威海, 264209, Email: ghhe@hitwh.edu.cn)

摘要: 通过在海上建筑物周围环绕布设尺寸优化的小型浮体群, 利用浮体间的群遮效应(cloaking), 作用于海上建筑物的波漂移力载荷可以得到显著的减小。本文基于CFD方法, 建立了分析多浮体群遮效应的非线性数值模型, 分析了群遮效应对中心浮体的保护作用, 并从波面分布角度探讨了波漂移力的低减机理。研究表明: 黏流模型可以准确模拟毗邻多浮体间的cloaking现象; 通过利用多浮体间的群遮效应, 作用于中心浮体的波漂移力可以得到显著减小; 且波漂移力的降低可归因于浮体迎浪侧与背浪侧波面抬升差值的减小。

关键词: 浮体群; 群遮效应; 波漂移力; 波面分布; CFD

1 引言

波浪中多浮体间的相互干涉作用是复杂多变的, 通过合理利用这种多浮体间的复杂干涉作用, 可以在一定情况下对浮体起到保护作用。研究表明^[1]: 通过在所需保护浮式结构物周围环绕布设小型浮体群, 利用浮体间的群遮效应, 作用于结构物上的波漂移力可以得到显著减小, 其系泊系统可以从根本上得到保护。

“Cloaking”是指由于受物体的干扰波浪向外传播的散射波能量/波幅减小为0的现象^[2]。散射波的波幅减小时, 波漂移力载荷也会得到降低; 散射波完全消散时, 波漂移力将减小为0。Cloaking现象最早由Pendry^[3]在电磁波领域研究发现, 之后在声波和光波等领域^[4-5]也得到了研究和应用。近几年来, 水波中的cloaking现象得到了学者们的关注和研究: Porter和Newman^[6-8]通过改变海底地形实现了一个坐底圆柱的cloaking现象。Newman^[2, 9]对截断圆柱的cloaking现象展开了研究。基于Newman^[2]的研究, Iida等^[10-11]验证了Newman^[2, 9]水波中的cloaking现象。何广华等^[1]和Zhang等^[12]对该水波中的cloaking问题展开了系统研究, 并首次发现了“准-Cloaking现象”, 开启了Cloaking效应在工程应用的可能。

上述关于水波中cloaking现象的研究, 仅从散射波能量和浮体波漂移力的角度进行了分析; 众所周知, 作用于浮体上的波浪载荷与浮体周围的波面分布密切相关, 本文对波浪中cloaking模型^[1-2, 9-11]的波面分布进行了研究, 并分析了波漂移力减小与波面分布变化之间的对应关系。首先, 考虑黏性效应, 通过对CFD软件FLUENT进行二次开发, 建立了三

维黏性流数值波浪水池。然后，参照 Newman^[9]的尺寸参数及浮体布置形式，数值模拟了 $K = 1.0$ ($K = kd_0$, k 为波数, d_0 为中心浮体吃水) 的波浪作用下，外围浮体数为 0 ($N = 0$) 和 4 ($N = 4$) 的浮体群的群遮效应现象，并与高阶边界元方法计算所得波漂移力结果^[1]进行了对比。最后，对群遮效应发生时，中心浮体所受到的波漂移力及其周围的波面分布进行了研究，并分析了两者间的对应关系。结果表明：群遮效应发生时，作用于中心浮体的波漂移力可以得到显著减小；波漂移力的减小可归因于浮体迎浪侧与背浪侧波面抬升差值的减小。

2 数值模型

2.1 控制方程

控制方程采用黏性不可压缩流体的 Navier-Stokes 方程和连续性方程：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} + S_x \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} + \rho w \frac{\partial v}{\partial z} = \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial y} + S_y - \rho g \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho u \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w}{\partial y} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} + S_z \quad (4)$$

式中， ρ 为流体密度； t 为时间； u, v, w 分别为 x, y, z 方向的速度分量； p 为压强； g 代表重力加速度； μ 表示流体的动力黏度系数； S_x, S_y 和 S_z 分别为 x, y 和 z 方向的附加动量源项。

采用 VOF (Volume of Fluid) 方法捕捉自由液面，其中流体体积分数满足方程：

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + u \frac{\partial \alpha_q}{\partial x} + v \frac{\partial \alpha_q}{\partial y} + w \frac{\partial \alpha_q}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

式中， α_q 为流体的体积分数。通过将计算域离散为一系列的控制单元，并在每个单元中引入体积分数 α_q 的定义：单元中第 q 相流体所占体积与单元总体积的比值；如， $\alpha_q = 0$ 表示单元内没有第 q 相流体， $\alpha_q = 1$ 表示单元内充满第 q 相流体， $0 < \alpha_q < 1$ 表示该单元处于流体之间的交界面。对于本文所研究的水波问题，涉及气液两相，即 q 等于 1 或 2， α_q 满足方程：

$$\sum_{q=1}^2 \alpha_q = 1 \quad (6)$$

此时，在每个控制单元中，方程 (1) 至方程 (4) 中的 ρ 可表示为：

$$\rho = \sum_{q=1}^2 \alpha_q \cdot \rho_q \quad (7)$$

其中, ρ_q 为第 q 相流体的密度。

2.2 数值水池

通过对 CFD 软件 FLUENT 进行二次开发, 建立了三维黏流数值波浪水槽。造波方法采用速度入口法: 通过给定入射边界处的水质点速度和水面抬高, 来实现波浪的生成。本文模拟的二阶 Stokes 波的速度势、波面抬高和水质点速度的表达式如下:

$$\varphi = \frac{\omega H}{2k} \frac{\cosh k(y+h)}{\sinh kh} \sin(kx - \omega t) + \frac{3\pi^2 H}{8kT} \left(\frac{H}{L}\right) \frac{\cosh[2k(y+h)]}{\sinh^4(kh)} \sin 2(kx - \omega t) \quad (8)$$

$$\eta(x,t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{\pi H}{8} \left(\frac{H}{L}\right) \frac{\cosh(kh) \cdot [\cosh(2kh) + 2]}{\sinh^3(kh)} \cos 2(kx - \omega t) \quad (9)$$

$$u_1 = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh[k(y+h)]}{\sinh(kh)} \cos(kx - \omega t) + \frac{3\pi^2 H}{4T} \left(\frac{H}{L}\right) \frac{\cosh[2k(y+h)]}{\sinh^4(kh)} \cos 2(kx - \omega t) \quad (10)$$

$$u_2 = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\pi H}{T} \frac{\sinh[k(y+h)]}{\sinh(kh)} \sin(kx - \omega t) + \frac{3\pi^2 H}{4T} \left(\frac{H}{L}\right) \frac{\sinh[2k(y+h)]}{\sinh^4(kh)} \sin 2(kx - \omega t) \quad (11)$$

式中, φ 代表波浪速度势; η 为水面抬高; u_1 和 u_2 分别代表 x 和 y 方向的水质点速度; H, L, T, k, ω 分别代表波高, 波长, 波周期, 波数, 波浪圆频率; h 为水深。

本文通过在数值水槽末端加入人工阻尼来进行波浪的消除。具体方法为: 通过在动量方程中添加附加源项来消除流体的波动和能量。文中 x 和 y 方向的附加动量源项 S_x 和 S_y 分别为:

$$S_x = -v(x) \cdot u \quad (12)$$

$$S_y = -v(x) \cdot v \quad (13)$$

式中, $v(x)$ 为消波系数, 本文中其表达式为:

$$v(x) = \begin{cases} \rho \alpha \cdot [x - (x_t - 2L)] / 2L & \text{if } x_t - 2L < x \leq x_t \\ 0 & \text{if } x \leq x_t - 2L \end{cases} \quad (14)$$

式中, x_t 为水槽末端 x 方向坐标值; α 为经验系数, 取 $\alpha = 10$; 由式 (14) 可知, 消波段长度为 $2L$ 。从后文波浪的模拟中可验证参数选取的合理及有效性。

本文数值方法如下: 控制方程扩散项由中心差分格式离散; 对流项离散方法: 压力方程采用 Body Force Weighted 离散格式, 动量方程采用二阶迎风格式离散, 压力速度耦合采用瞬态问题的 PISO 算法。其中, PISO 算法的计算精度由时间步长的大小决定, 时间步长越小, 则计算精度越高。经过系统的收敛性验证, 适用于数值波浪模型的时间步长为 $\delta t = T/400$ 。

3 结果与讨论

3.1 浮体群模型与网格划分

Newman^[9]在 $K = 1.0$ 时以浮体群散射波能量为目标函数，通过优化外围浮体群的尺寸参数，实现了中心截断圆柱的 cloaking 现象，此时散射波能量减小到几乎为 0。何广华等^[1]采用 Newman^[9]的浮体群参数，研究了群遮效应发生时，作用于多浮体上的波漂移力的变化。但上述研究都没有从波面角度对波漂移力的低减机理进行深入分析，采用同样的浮体布置形式及尺寸参数^[1,9]，对作用于中心浮体上的波漂移力及其周围的波面分布情况进行了研究，并揭示了两者间的对应关系。浮体群布置形式如图 1 所示：a ~ j 代表浪高仪位置；笛卡尔坐标系统如图 1 中所示，且 $y = 0$ 平面处于未受扰动自由液面处；波浪从 x 轴负方向入射。其中中心浮体吃水 d_0 ，半径 r_0 ；外围浮体吃水 d_{out} ，半径 d_{out} ；整个浮体群半径为 R 。具体的尺寸参数如表 1 所示，其中，中心浮体吃水 $d_0 = 1.0\text{m}$ ，表 1 中几何尺寸以 d_0 为无量纲因子进行了无量纲处理。

经过系统的网格收敛性测试，多浮体模型的网格剖分尺寸如下： x 方向的网格尺寸 $\delta x = L/50$ ； y 方向自由面附近的最小网格尺寸 $\delta y = H/20$ ；中心圆柱环向剖分 88 个网格单元。

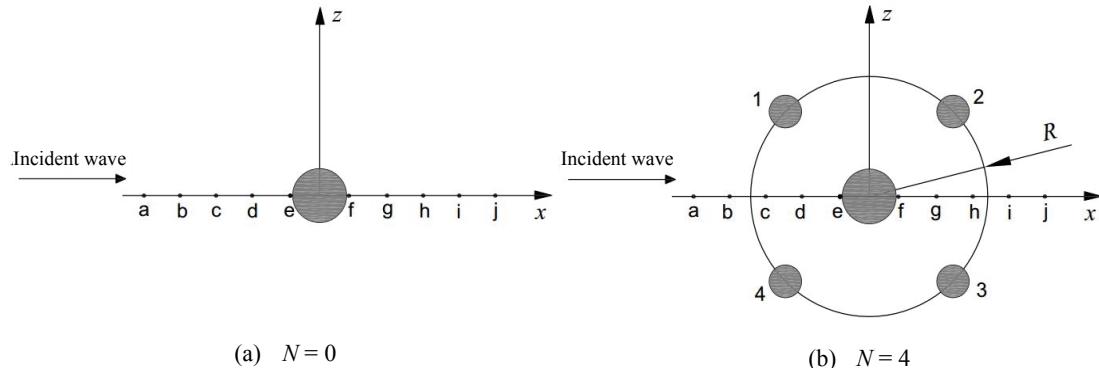


图 1 浮体群布置

3.2 波漂移力

在中心浮体周围环绕布设浮体群，以整体结构散射波能量最小为目标函数来优化外围浮体群的几何参数，可以显著降低作用于中心浮体上的波漂移力。在 $K = 1.0$ 的波浪作用下，计算了作用于图 1 中的受保护浮体上的波漂移力（ $N = 0$ 的浮体和 $N = 4$ 的中心浮体），波漂移力无量纲处理方式同文献[1]中一致。计算结果如表 1 所示。

表 1 浮体群尺寸参数和中心浮体波漂移力

外围浮 体数目	中心浮体 半径	中心浮体 吃水	外围浮 体半径	外围浮 体吃水	浮体群 半径	波漂移 力	波漂移 力
N	r_0	d_0	r_{out}	d_{out}	R	$F_x^{(2)} \text{-CFD}$	$F_x^{(2)} \text{-HOBEM}^{[1]}$
0	0.5	1.0	—	—	—	0.1164	0.1192
4	0.5	1.0	0.2993	0.3434	2.2071	0.0418	0.0293

表 1 中给出了浮体群的具体尺寸参数，同时也给出了本文中心浮体波漂移力计算结果 ($F_x^{(2)} \text{-CFD}$) 和何广华等^[1]波漂移力计算结果 ($F_x^{(2)} \text{-HOBEM}$)。由表 1 可知，通过在中心浮体周围环绕布设尺寸优化的浮体群，中心浮体波漂移力可以得到显著降低，表 1 结果验证了群遮效应在减小中心浮体波漂移力方面的有效性。且结果与 HOBEM 方法计算结果基本一致，验证了本文结果的准确性。

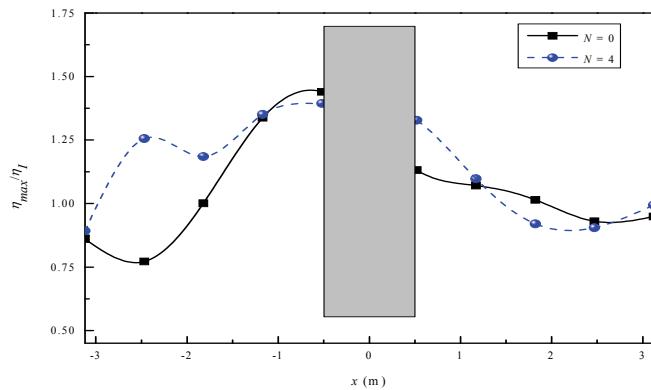


图 2 最大波面分布

3.3 波面分布

多浮体模型发生 cloaking 时，中心浮体的波漂移力因浮体间的复杂干涉作用，较单柱情况得到了显著的减小。本节研究了 cloaking 模型的波浪场的分布情况，图 2 给出了中心浮体迎浪、背浪侧最大波面抬高的空间分布，从图 2 可以看出， $N = 0$ 时，浮体迎浪侧波面抬高明显大于背浪侧，而 $N = 4$ 时，中心浮体两侧波面抬高几乎一致，此时结构内部发生复杂的波浪干涉叠加，使得作用在中心浮体上的波漂移力得到显著减小。即波漂移力的减小可归因于浮体迎浪、背浪侧波面抬高差值的减小。

4 结论

本文建立了分析多浮体水动力性能的黏流数值模型，模拟了多浮体间的群遮效应，并与相关势流结果进行了对比。研究发现：通过在中心浮体周围环绕布设尺寸优化的浮体群，其中心浮体的波漂移力可以得到显著减小；CFD 方法可以准确模拟多浮体的群遮效应现象；

波漂移力的减小可归因于浮体迎浪侧和背浪侧的波面抬高差的减小。

致谢

本工作得到了国家自然科学基金资助项目(No. 11502059)、威海市科技发展计划项目(No. 2014DXGJ10)的资助，在此表示感谢。

参 考 文 献

- 1 何广华, 张志刚, 张子豪, 等. 群遮效应对海上结构物波漂移力的低减作用. 哈尔滨工程大学学报, 2017, 38(11): 1676-1681
- 2 Newman J N. Cloaking a circular cylinder in water waves. European Journal of Mechanics B/Fluids, 2014, 47(5): 145-150
- 3 Pendry J B, Schurig D, Smith D R. Controlling electromagnetic fields. Science, 2006, 312: 1780-1782
- 4 Zigoneanu L, Popa B I, Cummer S A. Three-dimensional broadband omnidirectional acoustic ground cloak. Nature Materials, 2014, 13(4): 352-355
- 5 Ergin T, Stenger N, Brenner P, et al. Three-Dimensional invisibility cloak at optical wavelengths. Science, 2010, 328(5976): 337-339
- 6 Porter R. Cloaking of a cylinder in waves. 26th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies. Athens, 2011, 36: 1-4
- 7 Newman J N. Scattering by a cylinder with variable bathymetry. 27th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Copenhagen, 2012: 129-132
- 8 Porter R, Newman J N. Cloaking of a vertical cylinder in waves using variable bathymetry. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 750: 124-143
- 9 Newman J N. Cloaking a circular cylinder in deep water. 28th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Marseille, 2013: 157-160
- 10 Iida T, Kashiwagi M, He G H. Numerical confirmation of cloaking phenomenon on an array of floating bodies and reduction of wave drift force. International Journal of Offshore & Polar Engineering, 2014, 24(4): 241-246
- 11 Iida T, Kashiwagi M, Miki M. Wave pattern in cloaking phenomenon around a body surrounded by multiple vertical circular cylinders. International Journal of Offshore & Polar Engineering, 2016, 2015(1): 635-641
- 12 Zhang Z G, He G H, Kashiwagi M, et al. A quasi-cloaking phenomenon to reduce the wave drift force on an array of adjacent floating bodies. Applied Ocean Research, 2017, 71:1-10

Numerical simulation of cloaking effect among multi-floating bodies

WANG Zheng-ke, HE Guang-hua, ZHANG Zhi-gang

(School of Naval Architecture and Ocean Engineering, Harbin Institute of Technology, Weihai, Weihai, 264209.

Email: ghhe@hitwh.edu.cn)

Abstract: The wave drift force on the marine structures can be reduced by distributing geometric optimized floating bodies around it, which is realized with the cloaking effect. The nonlinear model based on CFD was utilized to analyze the cloaking effect among floating bodies, and the protection of the cloaking effect on the inner floating body was verified. Besides, the reduction mechanism of the wave drift force was studied from the view of spatial distributions of wave elevations. It is shown that the viscous model can accurately simulate the cloaking phenomenon, and the wave drift force on the inner floating body can be significantly reduced by utilizing the cloaking effect among floating bodies. The reduction of the wave drift force is owing to the reduction of wave-elevation difference between the weatherside and leeside of the floating body.

Key words: Floating bodies; Cloaking effect; Wave drift force; Wave elevation; CFD.

水下航行体兴波分析的快速常面元法¹

王正科, 何广华*, 田乃文

(哈尔滨工业大学(威海)船舶与海洋工程学院, 威海, 264209)

摘要: 为了预报水下航行体运动引起的兴波尾迹, 基于势流 Rankine 面元法建立了一种水下航行体兴波尾迹和兴波阻力的快速分析模型。首先, 对该势流 Rankine 面元模型的理论基础和数值技术进行了介绍。在对该数值模型的收敛性进行验证之后, 讨论了 Newman 细长体的兴波尾迹特征, 并与其他公开发表的数据结果进行了对比验证。通过对结果的分析可知: 基于本计算模型能较好地预报水下航行体的兴波尾迹和兴波阻力, 其计算的快速性和高效性为水下航行体的型线优化、优良艇型的设计、实时的兴波尾迹预报提供了工程可实践性。

关键词: 兴波阻力; Newman 细长体; 势流理论; Rankine 面元法

1 引言

水下航行体的应用对于维护国家安全起到了重要作用。当水下航行体近自由面航行时, 其会在水面留下波纹, 即兴波尾迹, 通过监测尾迹可以获知船舶的航向和航速等信息, 从而可精准预报船只的位置。不同于传统声呐探测技术, 基于水下航行体兴波尾迹的探测技术更加准确, Von Alt 等^[1]、巩彪和黄韦艮^[2]都报道了可监测水下及海面情况的新兴水下机器人和成像合成孔径雷达等技术。由此, 研究兴波尾迹的形成机理, 准确预报兴波尾迹的尺度在当今成为研究热点。在试验方面, Jagadeesh 等^[3]对不同航速、不同攻角下的 AUV 受力展开了试验研究。朱爱军等^[4]试验分析了水面对水下航行器阻力性能的影响。此外, 更多的学者采用 CFD 商业软件(如: FLUENT、CFX)对该问题进行了数值方面的研究, 如: Nematollahi 等^[5]、Wu 等^[6]、洪方文和常煜^[7]。赵骥等^[8]基于 OpenFOAM 平台, 针对无附体 SUBOFF 的绕流问题, 提出了一种黏势流耦合方法。

以上大多数计算模型均基于黏性流理论, 计算相对耗时。相对于 CFD 模拟, 势流模拟效率更高, 且在水下航行器兴波尾迹模拟方面可取得与 CFD 相当的计算精度。Lee 和 Newman^[9]应用三维面元法对椭球体的一阶力进行了研究。冯学知等^[10]结合应用 STF 切片

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51579058).

通信作者: 何广华, E-mail: gh.he@hit.edu.cn.

理论与 Frank 源分布紧密拟合方法计算了潜艇的波频运动。He^[11]采用三维 Rankine 边界元法对椭球体和 Wigley 船开展了时域模拟。本研究基于势流理论和 Rankine 源法开发了水下航行体兴波尾迹和兴波阻力的计算模型。该数值模型可高效快速地计算水下航行体的兴波问题，其快速高效性为水下航行体的型线优化、设计及实时的尾迹分析提供了工程可实践性。

2 理论和数值模型

2.1 线性兴波理论

考虑到所研究物体具有左右对称性，为了提高计算效率，采用半计算域进行计算；另外，为了减小计算域的长度，本数值模型建立在随体动坐标系 $o-xyz$ 中(图 1)。为了图形的清晰美观，图 1 中的航行体补全了另一半不参与计算的物面。随体坐标系 $o-xyz$ 假定以恒定的航行体航速 U 沿 x 轴正向运动；坐标系采用右手笛卡尔坐标：原点置于航行体中心在静水面的投影； x -方向以航行体尾部指向首部为正； z -方向以竖直向上为正。

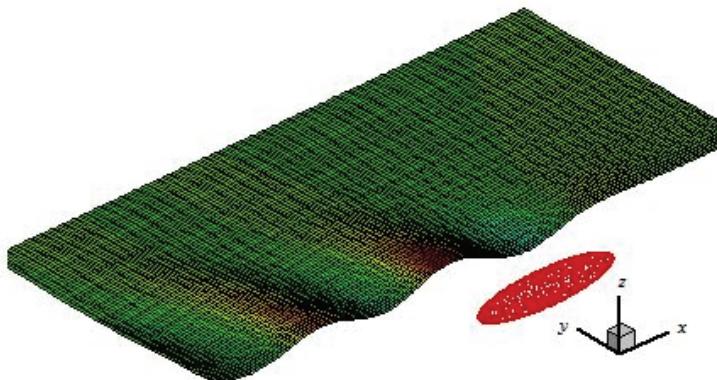


图 1 计算模型

本研究采用势流理论，以 ϕ 代表总的速度势， Φ 代表基础流动势， φ 代表扰动势：

$$\phi = \Phi + \varphi. \quad (1)$$

其中，基础流动势 Φ 有两种基本形式：一种为均匀流假定，另一种为叠模假定。考虑到本文的研究对象为水下航行体且流线型较好，均匀流假定更适合本模型的研究，即：

$$\Phi = -Ux. \quad (2)$$

根据势流假定，速度势满足以下的 Laplace 控制方程和边界条件：

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (3)$$

将方程(1)和方程(2)代入方程(3)中，有：

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (4)$$

由于本研究主要研究水下航行体的兴波问题，暂不考虑航行体6自由度的姿态响应；故在船体表面上，有：

$$\nabla\phi \cdot \vec{n} = 0 \quad (5)$$

其中， $\vec{n} = n_x\vec{i} + n_y\vec{j} + n_z\vec{k}$ ，为船体表面的法方向。

将方程(1)和方程(2)代入方程(5)中，得：

$$\frac{\partial\varphi}{\partial n} = Un_x, \quad \text{on } S_H \quad (6)$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z} = 0, \quad \text{on } S_F \quad (7)$$

其中， S_H 指物体表面， S_F 指自由面。

在自由面上，满足运动学和动力学边界条件：

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + k_0 \frac{\partial\varphi}{\partial z} = 0, \quad \text{on } z = 0 \quad (8)$$

2.2 数值技术与实现

2.2.1 Rankine 源格林函数

采用简单 Rankine 源为基本格林函数的常数面元法来求解流场，表达式如下：

$$G(p, q) = -\frac{1}{r}, \quad \text{on } S_H \quad (9)$$

$$G'(p, q) = -\frac{1}{r'}, \quad \text{on } S_F \quad (10)$$

其中， r 和 r' 分别表示场点 $p(x, y, z)$ 与源点 $q(\xi, \eta, \zeta)$ 和 $q(\xi, \eta, 0)$ 之间的距离，其表达式如下：

$$r = [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2]^{1/2}, \quad (11)$$

$$r' = [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2]^{1/2}. \quad (12)$$

2.2.2 兴波阻力和波面抬高

物面上的压力分布可表示为：

$$p - p_\infty = \frac{1}{2}\rho[U^2 - 2gz - \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi - 2\nabla\Phi \cdot \nabla\varphi] \quad (13)$$

其中， ρ 为流体密度， g 为重力加速度， U 为航行体的航速； $p_\infty = p_a + \rho gh$ ， p_a 为标准大气压， h 为该点到未扰动自由面的距离。压力系数可以表示为：

$$C_p = (p - p_\infty)/(0.5\rho U^2) \quad (14)$$

假设航行体表面上压力分布是连续的，则航行体所受到的兴波阻力为其在 x 轴方向的压力分布在其湿表面上的总积分，其无因次化阻力系数可表示为：

$$C_w = 2 \iint_{S_H} p n_x dS / (\rho U^2 S) \quad (15)$$

其中， n_x 为 x 方向的单位法向量； S 为水下航行体的平均湿表面面积，在本研究中由于航

行体整个浸没在水中，即为航行体的表面积。由动力学条件可得，波高为：

$$\zeta = [U^2 - \nabla\Phi \cdot \nabla\Phi - 2\nabla\Phi \cdot \nabla\varphi]/2g \quad (16)$$

3 数值模拟与结果分析

本节对 Newman 细长体产生的兴波尾迹及其兴波阻力展开了研究。首先对研究的航行体模型进行了介绍；接着，对该数值模型进行了收敛性验证；然后模拟了 Newman 细长体的兴波阻力及尾迹，并与已发表的结果进行了对比；最后对比分析了本模型的计算效率。

3.1 航行体模型

采用的水下航行体是 He^[11]中的 Newman 细长体模型。Newman 细长体模型为一种细长椭球体，由于其可直接由数学表达式来描述，所以被学者们广泛地用于研究水下航行体的兴波问题，如：He^[11]、Doctors 等^[12]和 Belibassakis 等^[13]。本研究所采用的 Newman 细长体参数为：长度 $L = 2.0$ m，长轴与两个短轴之比分别为 5:1:1。其数值模型如图 2 所示。

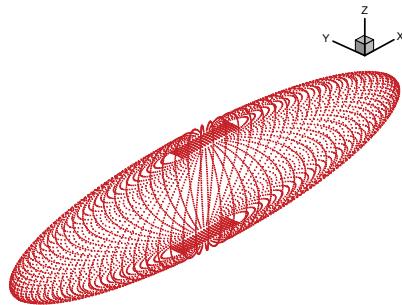


图 2 Newman 细长体模型的节点布置

3.2 数值分析模型的收敛性验证

本节通过模拟在潜深 $H/L = 0.16$ 下以 $Fn = 0.40$ 的航速匀速航行的 Newman 细长体的兴波运动，对建立的数值模型展开了收敛性验证。主要为以下 3 个对数值模拟影响较大的关键参数：物体网格数量、水面网格数量、计算域大小。在测试过程中，只对一个参数进行改变，其他的计算参数保持不变。经过系统性测试，参数最终取值如下：①计算域的长度（ x 方向）：采用均匀网格，上、下游边界分别为 $3L/2$, $-5L/2$ ，其中 L 是水下航行体的长度；②计算域的宽度：为了提高计算效率，在 y 方向采用非均匀网格，沿着 y 方向以 $q = 1.10$ 系数逐渐递增；③自由水面 y 方向的网格层数为 24；④物面网格设置为：纵向网格数为 48，环向网格数为 48。

3.3 Newman 细长体的兴波尾迹与阻力

本节对 Newman 细长体在潜深为 $H/L = 0.16$ 下，以不同航速 Fn 匀速航行时的兴波情况展开了模拟；其中， Fn 为傅汝德数，其表达式为 $Fn = U / (gL)^{1/2}$ 。图 3 给出了 $Fn = 0.350$

时 Newman 细长体的兴波尾迹。

通过多组算例分析得出：在不同航速下水下航行体的兴波尾迹变化显著。随着航速的增大，兴波的波长变长。随着航速的增加，兴波的波高呈现先增大后减小的趋势，该现象在第一个波峰处尤为明显。

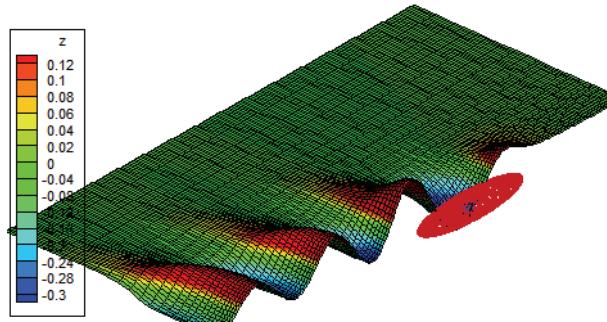


图 3 水下航行体的兴波尾迹图($H/L = 0.16, Fn = 0.350$)

为了验证所开发的数值模型的精确性与可靠性，图 4 给出了不同航速下的兴波阻力计算结果，并与 Belibassakis 等^[13]所发表的结果进行了对比验证。

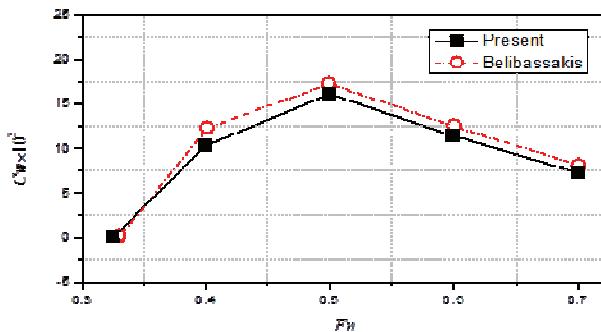


图 4 不同航速下的兴波阻力的对比验证 ($H/L = 0.16$)

从图 4 可知：在各航速下的计算结果与 Belibassakis 等^[13]的结果总体吻合较好。在 $Fn = 0.4, 0.5$ 时，即兴波尾迹最大时，稍微有一定的偏差。其原因之一为本模型基于势流线性理论开发，而在兴波较大和潜深较浅时，流场变化的非线性效应和黏性作用增大，会偏离本研究的线性理论和势流假定，从而产生一定的误差。总体来说，本数值模型具有较好的精确性与可靠性。

4 结论

本研究基于势流 Rankine 面元法建立了一种水下航行体兴波尾迹和兴波阻力的快速分

析模型。在对该模型进行收敛性验证之后，计算了不同航速下 Newman 细长体的兴波尾迹和兴波阻力。结果表明兴波尾迹受航速影响较大，且兴波阻力与兴波尾迹的大小具有较大的相关性；兴波阻力的大小还与兴波尾迹的相位密切相关。

参考文献

- 1 Von Alt C, Allen B, Austin T, et al. Hunting for mines with REMUS: a high performance, affordable, free swimming underwater robot. *Oceans IEEE*, 2001(1): 117-122 .
- 2 巩彪, 黄韦艮. SAR 图像船只尾迹检测研究综述. *遥感技术与应用*, 2012, 27(6): 829-836
- 3 Jagadeesh P, Murali K, Idichandy V G. Experimental investigation of hydrodynamic force coefficients over AUV hull form. *Ocean Engineering*, 2009, 36(1): 113-118
- 4 朱爱军, 应良镁, 郑宏, 等. 海底、海面对水下航行体阻力影响的模型试验研究. *船舶力学*, 2012, 16(4): 368-374
- 5 Nematollahi A, Dadvand A, Dawoodian M. An axisymmetric underwater vehicle-free surface interaction: A numerical study. *Ocean Engineering*, 2015, 96: 205-214
- 6 Wu X, Wang Y, Huang C, et al. An effective CFD approach for marine-vehicle maneuvering simulation based on the hybrid reference frames method. *Ocean Engineering*, 2015, 109(2015): 83-92
- 7 洪方文, 常煜. 均匀流中潜艇水下运动表面尾迹的数值模拟. *船舶力学*, 2005, 9(4): 9-17
- 8 赵骥, 朱仁传, 缪国平. 求解 SUBOFF 绕流问题的粘势流耦合方法. *中国造船*, 2017, 58(1): 73-82
- 9 Lee C H, Newman J N. First- and second-order wave effects on a submerged spheroid. *Journal of ship research*, 1991, 35(3): 183-190
- 10 冯学知, 蒋强强, 缪泉明, 等. 潜体波浪中近水面不同潜深和航向时运动和波浪力计算. *船舶力学*, 2002, 6(2): 1-14
- 11 He G H. An iterative Rankine BEM for wave-making analysis of submerged and surface-piercing bodies in finite water depth. *Journal of Hydrodynamics*, 2013, 25(6): 839-847
- 12 Doctors L J, Day A H, Clelland D. Resistance of a ship undergoing oscillatory motion. *Journal of Ship Research*. 2010, 54(13): 112-120
- 13 Belibassakis K.A., Gerostathis Th.P., Kostas K.V. et al. A BEM-isogeometric method for the ship wave-resistance problem. *Ocean Engineering*, 2013, 60: 53-67

A fast constant panel method for analysis of wave making by advancing submarine

WANG Zheng-ke, HE Guang-hua^{*}, TIAN Nai-wen

(School of Naval Architecture and Ocean Engineering, Harbin Institute of Technology, Weihai, Weihai, 264209.

Email:ghhe@hitwh.edu.cn)

Abstract: To predict the wakes induced by advancing submarine, a Rankine panel method based on the potential theory is proposed. First, the mathematical formulation and numerical implementations are introduced. After the convergence study carried out systematically, the

wave-making characteristic of Newman prolate spheroid model are computed and compared with published results for validation of the present numerical model. Computed results confirm that the developed numerical model has the capability of predicting the wave resistance and wakes induced by advancing submarine, and its computational efficiency makes the optimization of body-plan, hull design and real-time prediction of wakes feasible in the engineering point of view.

Key words: Wave resistance; Newman prolate spheroid; Potential theory; Rankine panel method.

基于 CFD 的双桨船定常回转运动螺旋桨 负荷数值预报

袁帅¹, 邹早建^{1,2}

(1 上海交通大学船舶海洋与建筑工程学院, 上海, 200240, Email: 760276062@qq.com;

2. 上海交通大学海洋工程国家重点实验室, 上海, 200240, Email: zjzou@sjtu.edu.cn)

摘要:本文以双桨船 DTMB 5415 全附体船模为研究对象,应用 CFD 软件 STAR-CCM+,采用基于 RANS 方程求解的黏性流方法, 并采用 MRF 方法模拟船舶定常回转运动和船后螺旋桨定速旋转, 对该船直航及以不同回转角速度和不同舵角定常回转时的内、外螺旋桨负荷进行数值预报; 求解中基于低航速假定忽略了自由面兴波影响。研究结果表明, 船舶定常回转时两桨负荷较直航时有所变大。随着回转速度增大, 两桨负荷均增大, 其中内桨负荷总是大于外桨负荷; 随着舵角变大, 内桨负荷有明显增大, 而外桨负荷变化较小。这些结果对加深认知船舶回转时的主机负荷变化等问题有一定的指导意义。

关键词: 双桨船; 定常回转; 螺旋桨负荷; RANS; MRF

1 引言

双桨船较单桨船具有更好的机动性, 但双桨船在回转运动中会遇到一系列的问题, 如内外桨负荷不同、主机工况不一致等, 这会对其航行性能和使用寿命等产生不同程度的影响和危害。因此, 了解双桨船在回转运动时的尾部流场, 掌握两桨负荷的变化情况, 具有非常重要的理论意义和实际工程价值。

多年前就有一些学者采用不同的方法对类似问题进行了研究, 包括试验测量^[1]、基于 MMG 模型的数值模拟^[2-4]、基于神经网络方法的预报^[5]、基于 CFD 的数值计算^[6]等。理论上, 船舶回转时, 内桨进速比外桨小, 内桨负荷会大于外桨负荷, 但也有个别实船试航和研究发现内桨负荷小于甚至远小于外桨负荷的相反现象。对此, 仍没有结论性的解释^[2,7]。

本文应用 CFD 商业软件 STAR-CCM+, 采用基于 RANS 方程求解的黏性流方法, 对双桨双舵全附体 DTMB 5415 船模在直航和定常回转工况下的黏性流场进行数值模拟, 对船后螺旋桨的负荷进行预报。计算基于 MRF (MovingReferenceFrame) 模型, 通过稳态假定对粘性流场进行数值求解, 并基于低航速假设, 忽略自由面兴波影响。计算中固定漂角, 对不同回转半径和不同舵角组合下的船后两桨负荷变化进行定性分析。

2 控制方程

2.1 控制方程

在大地固定坐标系下，雷诺平均后的不可压缩黏性流体流动控制方程为：

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (i=1,2,3) \quad (2)$$

式中： ρ 为流体质量密度， u_i 为时均速度分量， p 为时均流体压力， ν 为流体运动黏性系数， u'_i 为相对于时均速度的湍流脉动速度分量， $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ 为雷诺应力， f_i 为体积力。

使用 MRF 模型模拟船模定常回转和船后螺旋桨定速旋转，需要建立两套旋转参考系，一套固定于船体上，另一套固定于螺旋桨上。这需要将固定坐标系下的 N-S 方程转换到旋转坐标系下进行求解。在旋转坐标系下，N-S 方程可以用相对速度或绝对速度表达。用相对速度可以表达为

$$\frac{\partial \vec{u}_r}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}_r \otimes \vec{u}_r) + \frac{d\vec{\omega}}{dt} \times \vec{r} + 2\vec{\omega} \times \vec{u}_r + \vec{\omega} \times \vec{\omega} \times \vec{r} = -\nabla(p/\rho) + \nu \nabla \cdot \nabla \vec{u}_r \quad (3)$$

用绝对速度可以表达为

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}_r \otimes \vec{u}) + \vec{\omega} \times \vec{u} = -\nabla(p/\rho) + \nu \nabla \cdot \nabla \vec{u} \quad (4)$$

式中： \vec{u} 是绝对速度， \vec{u}_r 是相对速度，两者之间的关系满足 $\vec{u}_r = \vec{u} - \vec{\omega} \times \vec{r}$ ； $\vec{\omega}$ 是旋转坐标系的旋转角速度， \vec{r} 是相对于旋转坐标系的位置矢量。

基于固定坐标系求解 RANS 方程时，科氏加速度 $2\vec{\omega} \times \vec{u}_r$ 、惯性离心加速度 $\vec{\omega} \times \vec{\omega} \times \vec{r}$ 或向心加速度 $\vec{\omega} \times \vec{u}$ 属于附加源项。STAR-CCM+中可直接求解式(4)，因此不需要再进行源项的修正。

2.2 湍流模型

采用 SST $k - \omega$ 两方程湍流模型来封闭控制方程。该模型是由 $k - \epsilon$ 模型发展而来的，在近壁面自由流中具有广泛应用范围。它具有混合功能和双模型（ $k - \epsilon$ 模型、 $k - \omega$ 模型）特点，对近壁面处理较好；其湍流黏度考虑到了湍流剪应力的传播。有研究分析表明，SST $k - \omega$ 模型是比较适合船舶流场计算的一种湍流模型^[8]。

3 数值计算

3.1 船桨舵几何

以国际专题研讨会 SIMMAN2008/2014 提供的双桨双舵全附体 DTMB5415 模型为研究对象，缩尺比为 35.48。该船主尺度参数见表 1；螺旋桨参数见表 2。舵为铲形舵，其实尺

度舵面积为 30.8 m^2 。

表 1 DTMB5415 船型参数 (实尺度)

L_{PP}/m	L_{wl}/m	B_{wl}/m	d/m	∇/m^3	C_B
142	142.18	19.06	6.15	8424.4	0.507

表 2 螺旋桨参数 (实尺度)

类型	叶片数	D/m	$P/D(0.7R)$	A_e/A_0	旋转方向	毂径比
FP	5	6.15	0.87	0.58	内旋	0.16

3.2 计算域及边界条件

采用长方体形状的计算域，其尺寸范围为：船前 $1.5L_{PP}$ ，船后 $3.0L_{PP}$ ，舷侧 $1.5L_{PP}$ ，水面下方 $1.0L_{PP}$ 。根据 MRF 模型将整个计算域分为静态区域和螺旋桨旋转区域，如图 1 所示。计算域前侧、两侧、底部均设为速度入口边界条件，速度在固定坐标系下设为 0；计算域后侧设为压力出口；旋转区域和静态区域的圆柱表面为交界面；船体、螺旋桨和其他附体表面为不可滑移壁面边界；无扰动自由面设为对称边界。

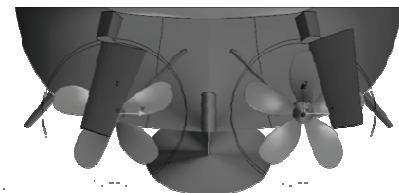


图 1 螺旋桨旋转区域

3.3 网格划分

采用切割体网格生成器划分结构化网格，在船体附近进行层进式加密，在各附体附近进行局部加密，在船艉双桨双舵区域进行加密以捕捉尾流细节。船体表面 Y^+ 值控制在 $30 \sim 60$ 之间，以便能正确地应用壁面函数。整体网格如图 2 所示，艉部网格如图 3 所示。

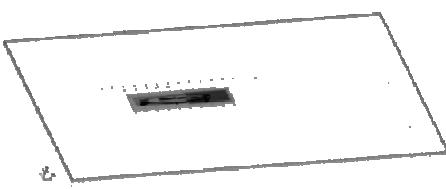


图 2 计算域网格

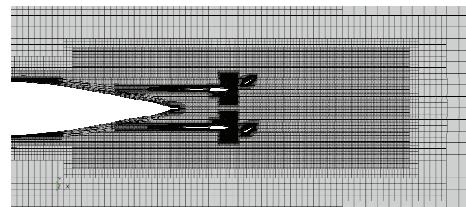


图 3 艤部网格 (切面)

3.4 数值方法

应用 CFD 商业软件 STAR-CCM+对该问题进行粘性流数值计算，采用分离式求解器求解；对流项采用二阶迎风格式；压力—速度耦合方程采用 SIMPLE 算法进行求解；速度、压力、湍动能、湍动能耗散率和湍流黏度的亚松弛因子分别设置为 0.7, 0.4, 0.8, 0.8, 1.0。速度入口和压力出口边界条件中的湍流强度设为 2%，湍流黏性比设为 2。初始条件中流场初速度在固定坐标系下设为 0。

4 计算结果及分析

计算中选取傅汝德数为 $Fr = U/\sqrt{gL_{PP}} = 0.1$ ；船模漂角取为 0°，改变船模定常回转角速度和舵角大小。将螺旋桨推力 T 和扭矩 Q 无因次化，得到推力系数和扭矩系数：

$$K_T = \frac{T}{\rho n^2 D^4}, \quad K_Q = \frac{Q}{\rho n^2 D^5} \quad (5)$$

式中， n 为螺旋桨转速。

4.1 直航时的螺旋桨负荷

表 3 给出了船模直航时的螺旋桨推力计算结果。表 3 中，下标 “P” 和 “S” 分别表示左、右侧桨， $E\%T_{P-S}$ 表示右桨推力相对于左桨推力的相对差别。计算中调节螺旋桨转速，使两桨推力正好平衡船模所受阻力，得到对应的螺旋桨转速为 4.47rps。该转速用于船模 0° 漂角定常回转运动，两桨负荷用于比较由于船模定常回转引起的负荷变化情况。

表 3 船模直航计算结果

T_P (N)	K_{T_P}	T_S (N)	K_{T_S}	$E\%T_{P-S}$	n (rps)
2.7501	0.1530	2.7508	0.1530	0.025	4.47

4.2 回转角速度与舵角对两侧螺旋桨负荷的影响

图 4 和图 5 分别给出了操右舵回转的不同舵角下，两侧螺旋桨推力系数和扭矩系数随无因次回转角速度变化的曲线。从图中可以发现，船舶定常回转运动导致两侧螺旋桨负荷都比直航时的负荷更大。当舵角一定时，两侧螺旋桨负荷均随着回转角速度的增大而增大，其中内侧（右舷）螺旋桨的负荷总是大于外侧（左舷）螺旋桨的负荷，这与以往文献中给出的研究结果一致。随着舵角增加，内桨负荷有明显的提升，而外桨负荷变化较小。

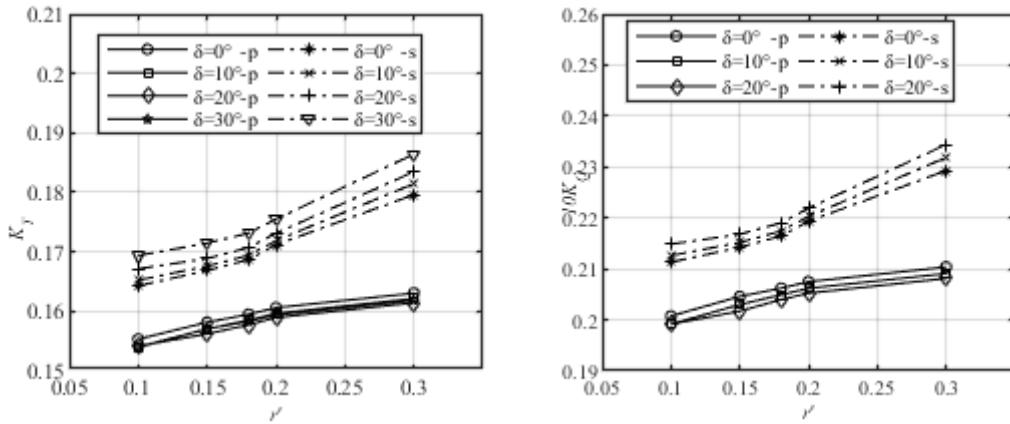


图 4 双桨推力系数-无因次回转角速度图 5 双桨扭矩系数-无因次回转角速度

5 结语

本研究以全附体 DTMB5415 船模为研究对象，采用 STAR-CCM+商业软件对该船模定常回转运动时的黏性流场进行了数值模拟；基于 MRF 模型，通过稳态近似的假定，模拟了船模的定常回转运动和船后螺旋桨的定速旋转，获得了船后两侧螺旋桨的负荷。计算中基于低航速假定，忽略了自由面兴波影响。通过一系列计算，分析了在 0° 漂角时两侧螺旋桨负荷与回转角速度及舵角之间的变化关系。结果表明，船舶定常回转运动使得两桨负荷均有增大，两桨负荷随着回转角速度的变大而变大，且内桨负荷总是大于外桨负荷。另外，随着舵角变大，内桨负荷明显增大，而外桨负荷变化较小。

本文侧重对双桨船定常回转时两桨负荷的定性分析，其结果对进一步分析主机负荷等问题有一定的参考价值。但是，由于计算是基于稳态假定，故而有一定误差；且由于缺乏相应的试验数据，所得到的计算结果尚有待进一步的验证。

致谢

本工作得到国家自然科学基金项目（批准号：51779140）资助。

参 考 文 献

- 王波. 双桨船左右主机工况不一致的危害分析. 海军工程大学学报, 1991(2):52-57.
- 陈华清, 黄斌. 船舶回转过程中内外桨负荷的仿真分析. 中国造船, 2009, 50(4):67-73.
- 胡晓芳, 陈松林. 基于螺旋桨负荷特性的双桨船操纵性预报. 中国舰船研究, 2014(2):17-21.
- 王化明, 邹早建. 双桨双舵船舶操纵性预报研究. 武汉理工大学学报(交通科学与工程版), 2006,

- 30(1):124-127.
- 5 Abramowski T. Prediction of propeller forces during ship maneuvering. Journal of Theoretical & Applied Mechanics, 2005, 43(1):157-178.
- 6 王骁, 蔡烽, 石爱国, 等. 双桨双舵舰船旋臂试验粘性流场数值模拟方法研究. 船舶力学, 2014(7):786-793.
- 7 王永生, 杨民, 柴镇江, 等. 舰船回转过程中内、外侧螺旋桨负荷变化规律的新现象. 中国造船, 2005, 46(3):105-111.
- 8 张志荣, 李百齐, 赵峰. 全附体水面船模型尾流场数值预报. 船舶水动力学学术会议, 2004.

CFD-based numerical prediction of the propeller loads for a twin-screw vessel in steady turning motion

YUAN Shuai¹, ZOU Zao-jian^{1,2}

1. School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

2. State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China

Abstract: Taking the fully appended model of the twin-screw vessel DTMB 5415 as study object, numerical prediction of the loads on the inner and outer propellers is carried out by using the CFD software STAR-CCM+ to solve the RANS equations for the viscous flow and using the MRF method to simulate the steady turning motion and propeller rotating motion. In the computation, the effect of the free surface elevation is neglected under the assumption of low ship speed. Computations are carried out under straight ahead motion condition and steady turning motion conditions with different turning radiiuses and rudder angles. The results indicate that the loads on both propellers increase due to the turning motion, while the load on the inner propeller is larger than that on the outer propeller; increasing the rudder angle results in an obvious increase in the load on the inner propeller, but a slight change of the load on the outer propeller. These results have a certain guiding significance for deeply understanding the problems such as the change of the main engine loads of a twin-screw vessel during turning motion.

Key words: twin-screw vessel; steady turning; propeller load; RANS; MRF

箱船风场数值分析

杨春蕾, 于晨芳, 樊涛, 吕烈彪

(江南造船(集团)有限责任公司 江南研究院, 上海 201913, Email: ycl229@163.com)

摘要: 在当前航运市场中, 考虑低风阻设计的船型, 因为实际营运节能效果显著而备受船东青睐。本研究对9000TEU船在考虑航速和迎风角度影响下进行黏流CFD数值模拟, 分析比较流场特性和风阻系数, 从而可为减少风阻的合理化建议提供支撑数据。数值技术采用全尺度叠模基于RANS求解器求解, 通过半经验方法的对比分析, 探讨了数值方法的可靠性和适用性。

关键词: 集装箱船; 低风阻设计; 节能

1 引言

空气动力学在船舶领域的应用研究越来越广泛。对民船船型, 研究风阻的最大动机是提升航速功率指标。如果指标竞争激烈, 在线型、桨、节能附体方面的优化空间非常有限, 那么对水面以上的部分进行基于空气动力学的优化设计, 不仅能够体现设计者精益求精的理念, 而且也能够融合实用设计与美学, 提升产品竞争力。对水面舰船烟囱排烟导致的在甲板区域污染问题、飞机着舰时不同流场耦合干扰问题等均需要空气动力学的研究。

船舶风阻力是船体水线以上部分和上层建筑在风场中运动而遭受的阻力, 风阻与航速的二次方、相对风向角和投影面积成正比。与油船、散货船和汽车船相比, 集装箱船水面以上面积较大且形状与装箱相关, 使得箱船风阻评估更加复杂。风洞试验方法费用高、周期长, 结果也受到试验仪器影响较大, 数据库经验值不能准确反映船型及装载特征。CFD方法在空气动力学中的应用更成熟, 在解决船舶风场仿真问题时, 由于风场粘性效应小、相对速度较低等特点, 比起考虑自由面的船舶多项流问题和航空领域的空气动力问题相对简单; 同时风场雷诺数较小, 使得在有限的计算资源条件下对实尺度船计算更为合理, 这也更能体现CFD方法的优势。

从结果的验证精度, 准确分离出实际航行船的真实风阻成分是非常困难的。首先船体受到的是具有边界层自然风和考虑船舶航速叠加的风场, 况且真实风并不稳定; 其次实际海船航行受风影响发生横倾和航线改变, 且风产生的波涛作用在船上, 这些附加阻力很难

靠经验公式、风洞试验去评估。随着近年来大数据分析、监测技术的广泛应用，船东公司、设计和研究机构合作，综合评估低风阻设计对燃油消耗的影响成为了可能。IMO 及一些机构研究也表明了，当前给出的风阻修正方法，低估了风阻在航行总阻力中的占比。

当前计算船舶风载荷的方法，多是以风洞试验为基础的回归修正。在 20 世纪七八十年代，Aages^[1]、Andersson^[2]、Berlekem^[3]、Blendermann 等^[4]欧洲学者基于风洞试验，研究了集装箱的堆积形式对风阻的影响，当时箱船的主尺度还较小，但得出的一些规律至今仍然应用到了当前大型和超大型箱船上。日本学者 Fujiwara^[5-6]系统的研究了典型箱船装载下风阻特性，总结出了目前应用最为广泛的经验公式。

从船厂研发角度，船东对成本控制非常苛刻，对主流民船船型的风洞试验的费用一般不予考虑，这种情况下采用 CFD 技术也成为了降低成本的迫切需求。借助系列风洞试验规律和经验公式，结合 CFD 结果对船型风载荷进行评判，可以为前期开发设计提供优化方案，而且可以为船东操船提供基础数据。本文以 9K TEU 为对象进行 CFD 风载荷数值计算，借助已有参考数据规律，分析压载和装载对风载荷的影响，从而为优化设计及风场耦合仿真提供了基础。

2 计算对象、坐标系及风载荷表达

计算对象为江南厂已交付的集装箱船，装箱能力大于 9000 箱，主尺度近似值见表 1。右手坐标系 O-XYZ，X 沿船长方向，Z 轴垂直向下（图 1）。船体受力和力矩方向见图 2。

表 1 9K TEU 主尺度参数

项目	尺度/m
船长 Loa	300
船宽 B	48
型深 D	25
吃水 T	14.0

船体受力及力矩表达式是相对迎风角 Ψ_{WR} 函数的无量纲形式， $\Psi_{WR} = 0^{\circ}$ 时，为迎风状态。系数依赖于航速 V、船体几何特征和空气密度 ρ_{air} ，其中纵向投影面积 A_{xv} 、横向投影面积 A_{yy} 和船长 Loa。船舶风载荷主要关注三个受力：纵向力 F_x 、横向力 F_y 和艏摇力矩 M_z ，无量纲系数分别表达为：

$$C_x(\Psi_{WR}) = \frac{F_x}{0.5\rho_{air}V^2A_{xv}}; C_y(\Psi_{WR}) = \frac{F_y}{0.5\rho_{air}V^2A_{yy}}; C_n(\Psi_{WR}) = \frac{M_z}{0.5\rho_{air}V^2A_{yy}Lpp} \quad (1)$$

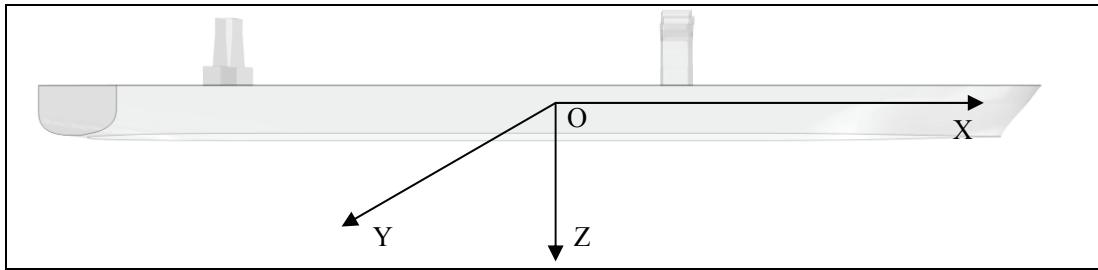


图 1 坐标系定义

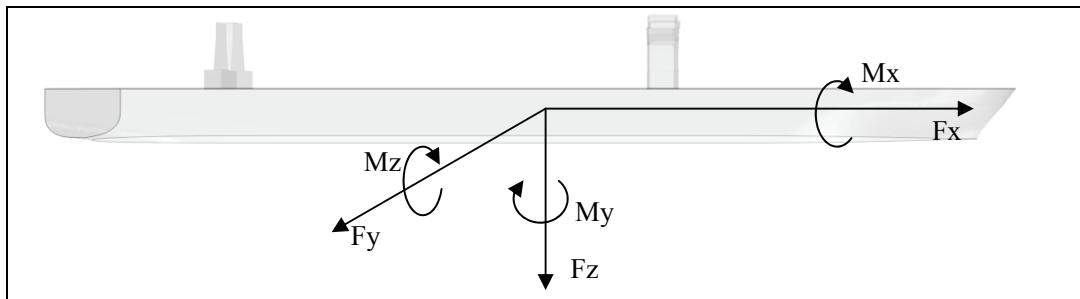


图 2 力及力矩的定义

3 数值方法

基于 RANS 方法的粘性流 CFD 求解器。计算区域划分考虑到两个主要因素：(1)降低风场阻塞效应；(2)体现出甲板上建筑物区域风场产生的涡，沿船中纵剖面处的非对称性。区域尺度采取长方体 $10Loa \times 10Loa \times 5Loa$ ，且水线以上部分全域计算，以下迎风、斜风计算均采用相同的计算域设置。

在近船体、居住区及烟囱区域进行网格局部加密，边界层厚度约为 $0.01\%Loa$ ，网格总数保持在效率和数值稳定性可接受的范围内，约为 900 万网格，网格划分见图 3，模型忽略了绑扎桥、烟囱和雷达桅等，假定这些小构件较集装箱和船体对风阻影响可忽略。海面边界条件设置为对称面，入口为速度入口，出口为压力出口边界。湍流模型采用 SST $k-w$ 模型，对流项采用二阶迎风离散格式，速度压力耦合算法为 Simple 方法。

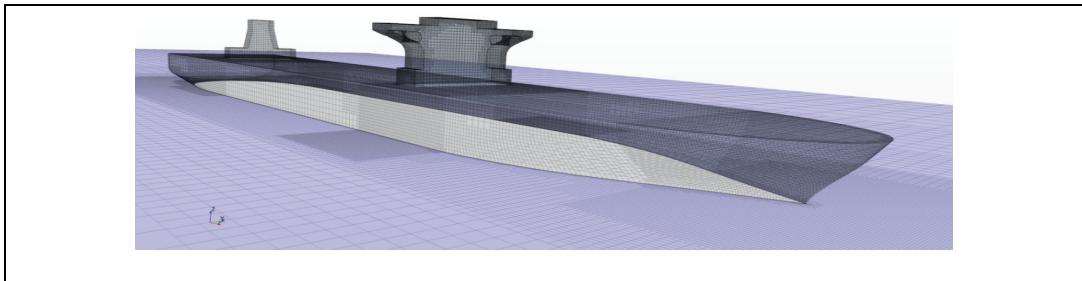


图 3 模型网格



图 4 实船

4 结果讨论

图 5 至图 7 为三种风阻载荷无量纲系数，曲线根据计算点的结果进行了光顺，其中无量纲化所用投影面积 A_{xV} 、 A_{yV} 保持不变，以便于比较研究变量的变化导致的力载荷趋势变化。图中(a)为不考虑集装箱装载下不同吃水时的载荷，结果显示设计吃水下纵向力系数增大，横向力系数和艏摇力矩系数减小。事实上对集装箱船，不考虑装箱的风载荷计算对实际没有意义，但更容易看出吃水变化对风载荷的影响规律。图(b)分项为集装箱对风载荷的影响，可见集装箱船使得纵向力系数峰值增大，对横向力和纵向力系数增大幅度更剧烈。

图 8 和图 9 给出了不同角度下船体区域的流程流动细节，由图可以看出钝型居住区导致的涡现象非常明显，高压和低压区也能较好的显示。

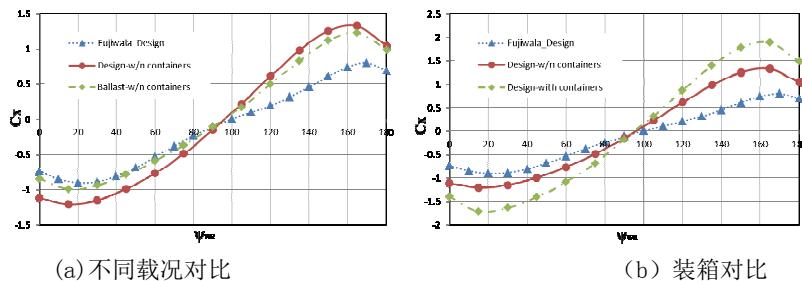


图 5 纵向力系数

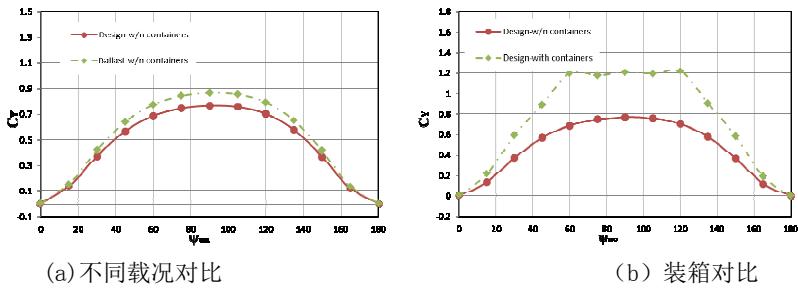


图 6 横向力系数

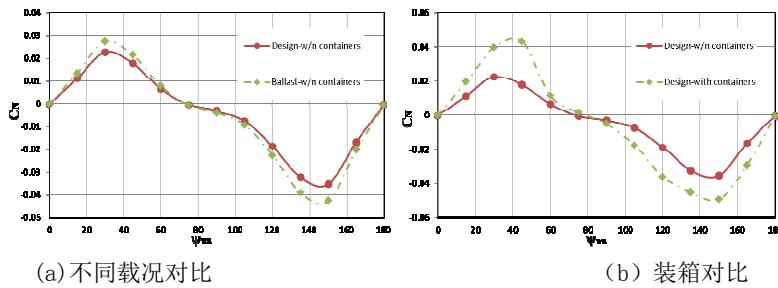


图 7 舷摇力矩系数

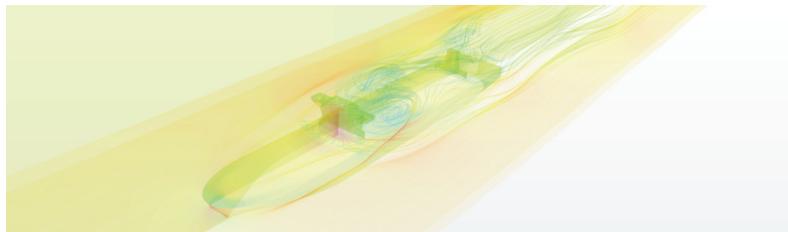


图 8 0° 风场细节

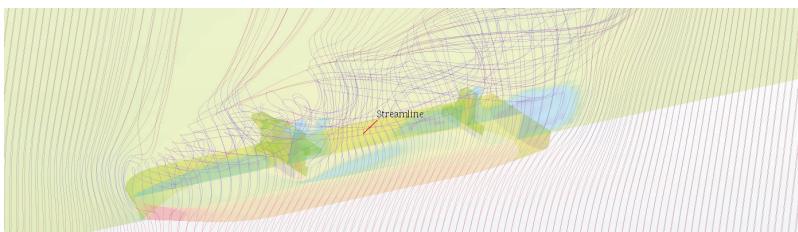


图 9 45° 风场细节

5 结论

通过对实尺度船模型化，并采用黏性流 CFD 求解器进行了不同风向下仿真计算，分析了吃水变化和装箱变化对风载荷的影响，为更复杂的装箱工况计算、艏部优化空气动力性能做准备，同时三维流场的合理捕捉，也为风场与烟气排放、飞机着舰等耦合分析提供了

基础。

参 考 文 献

- 1 Aage C.. Vindkraefter på Skibe. Institut for Skibs-og Havteknik, Technical University of Denmark, 1968.
- 2 Andersson G.O.. Untersuchung der Fahrtverluste durch Wind und Seegang bei einem schnellen Einschrauben-Containerschiff. Federal Ministry of Research and Technology, Marine Technology, 1978
- 3 Berlekom W. B. van.. Wind Forces on Modern Ship Forms - Effects on Performance. Swedish Maritime Research Centre, 1981.
- 4 Blendermann, W.. Messung der Windlast an zwei Containerschiffen in realem Ladezustand im Windkanal. Institut für Schiffbau der Universität Hamburg, 1997.
- 5 Fujiwara. T., Nimura. T., Minami Y., Sasaki N., Takagi K.. Free running model test on a large container ship under wind and waves at towing tank, the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers, 2008, 8: 79-86.
- 6 Fujiwara T., Ueno M., and Ikeda Y. A New Estimation Method of Wind Forces and Moments acting on Ships on the basis of Physical Component Models, the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers, 2005, 2: 243-255.

Numerical analysis of wind flow around a containership

YANG Chun-lei, YU Chen-fang, FAN Tao, LYU Lie-biao

(Jiangnan Institute of Technology, Jiangnan Shipyard(Group)Co., Ltd., Shanghai 201913, Email:

ycl229@163.com)

Abstract: In the current shipping market, with a better understanding of fuel saving that can be obtained in the operation in service by the use of low wind-resistance design it's very possible shipowners may be more willing to consider this in the future. Viscous CFD simulations are conducted for a 9400TEU containership, and rationalization proposals could be given in order to reduce wind-resistance based on analysis and comparisons for wind flow around ship and wind-resistance coefficients at various speeds in different wind directions. Full scaled double-body model and RANS solver are adopted as numerical techniques, and the numerical reliability and adaptation are discussed based on validation with semi-empirical data.

Key words: Containership; low wind-resistance design; fuel saving

浮式防波堤兼作波浪能发电装置的防波特性和波能转换特性研究

张恒铭，周斌珍*，陈中飞，丁鑫成，张亮

(哈尔滨工程大学船舶工程学院，哈尔滨，150001, Email: zhoubinzen4827@163.com)

摘要：为了研究浮式防波堤兼作波浪能发电装置的防波特性和波能转换特性，本研究基于黏性 CFD 理论，应用 Star-CCM+软件建立二维数值波浪水槽模型，对不同底部形状的垂荡型浮式防波堤兼作波浪能发电装置进行模拟研究，分析模型底部形状、相对宽度和相对吃水对其透射系数和波能转换效率的影响，并将计算结果与已发表论文中试验结果进行对比，验证模型的正确性。结果表明：Berkeley-Wedge 型装置的防波性能和波能转换性能最优；加挡板后的三角型模型的防波性能和波能转换性能都要优于不加挡板的三角型模型，且与 Berkeley-Wedge 型装置相差无几；相对宽度对防波性能影响较小，对波能转换效率有较大的影响，相对吃水对两种性能的影响都较大，综合而言最优的相对宽度为 0.25，最优的相对吃水为 0.4。

关键词：浮式防波堤；波浪能装置；防波性能；波能转换性能；转换效率；透射系数

1 引言

波浪能发电装置在获取波浪能的同时起到了一定的消波作用，因此许多学者试图将波浪能发电装置与防波堤结合，以达到降低研究成本、实现功能集成的目标。

目前的研究主要是针对波浪能发电装置和防波堤分别开展研究，二者结合的研究相对较少。其中，Ning 等^[1]通过试验研究了一个振荡浮子型波能转换装置与竖直桩固定型浮式防波堤结合的装置的水动力学性能；Ning 等^[2]还基于线性势流理论和匹配本征函数展开法，对兼具波能转换功能的双浮筒式防波堤装置进行了研究；Zhao 等^[3]基于线性势流理论和匹配本征函数展开法，研究了振荡浮子式波能转换装置与浮式防波堤相结合装置的水动力性能；Zhang 等^[4]基于线性势流理论和匹配本征函数展开法，对比研究了各种几何形状的振荡式波能转换装置；Chen 等^[5]基于不可压缩黏性流体的有限元法和 VOF 的方法，对兼具波能转换功能的双浮筒式防波堤进行了研究。

本研究采用 Star-CCM+软件平台，研究了方箱型、三角型、Berkeley-Wedge 型^[6]和三

角加挡板型模型在最优阻尼下的透射系数和转换效率。随后对三角加挡板型模型进行了参数研究，研究模型相对宽度和相对吃水对其透射系数和转换效率的影响。

2 透射系数和波能转换效率

通过 Isaacson^[7]的势流结果与 Ning 等^[1]的水池试验结果相对比发现（图 1），势流结果与试验结果在共振频率附近相差较大，说明黏性的影响较大，因此采用 CFD 模型进行计算。装置的防波性能和波能转换性能分别通过透射系数 K_t 和波能转换效率 η_e 来表征^[1]。

透射系数定义为透射波高 H_t 和入射波高 H_i 的比值

$$K_t = H_t / H_i \quad (1)$$

装置的转换效率定义为装置转换波能功率 E_p 与入射波功率 E_w 的比值

$$\eta_e = E_p / E_w = \left[\frac{B_{pto}}{nT} \int_t^{t+nT} V^2 dt \right] / \left[\frac{1}{16} \frac{\rho g H_i^2 \omega}{k} (1 + \frac{2hk}{\sinh 2hk}) \right] \quad (2)$$

其中， B_{pto} 为 PTO 阻尼， n 浮子运动周期的个数， T 波浪周期， V 浮子运动速度， h 为水深， k 为波数， ρ 是水密度， g 是重力加速度， H_i 为入射波高， ω 波浪频率。

3 结果分析

3.1 模型验证

应用 CFD 模型进行研究之前，需要进行数值计算模型验证。本研究选用与 Ning 等^[1]已发表论文中的试验模型相同的模型进行模拟计算，并与论文试验结果进行对比。

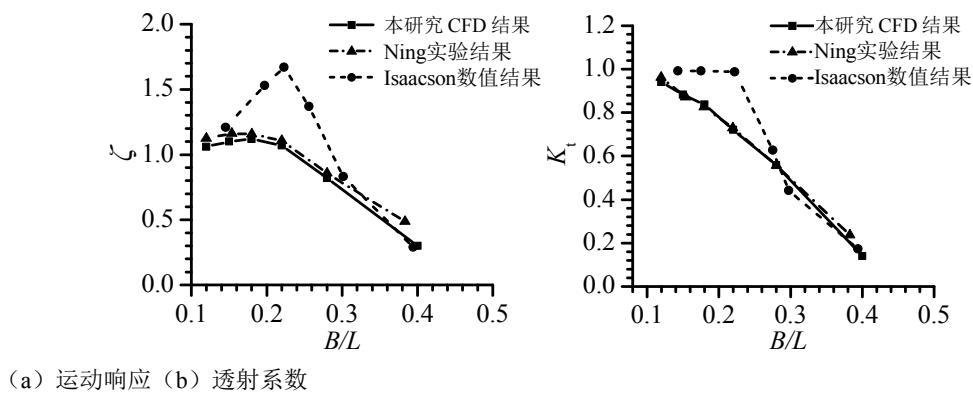


图 1 本研究计算结果与已发表论文结果对比

由图 1 可知, 本研究 CFD 模型计算结果与 Ning 等^[1]的试验结果吻合良好, 验证了本研究所用计算模型的准确性。

3.2 几何参数研究

3.2.1 底部形状

模型底部形状对其防波性能和转换效率有一定影响, 本研究建立了排水体积相同的方箱型、三角型和 Berkeley-Wedge 型这三种形状的模型, 对比这三种模型在最优阻尼下的透射系数和转换效率。由于透射系数受模型吃水影响较大, 为了进一步减小三角型模型的透射系数, 故在三角型模型下端加挡板, 在不改变排水体积的情况下增加模型吃水, 建立了三角加挡板型模型进行研究。模型外形如图 2 所示, 计算结果如图 3 所示。

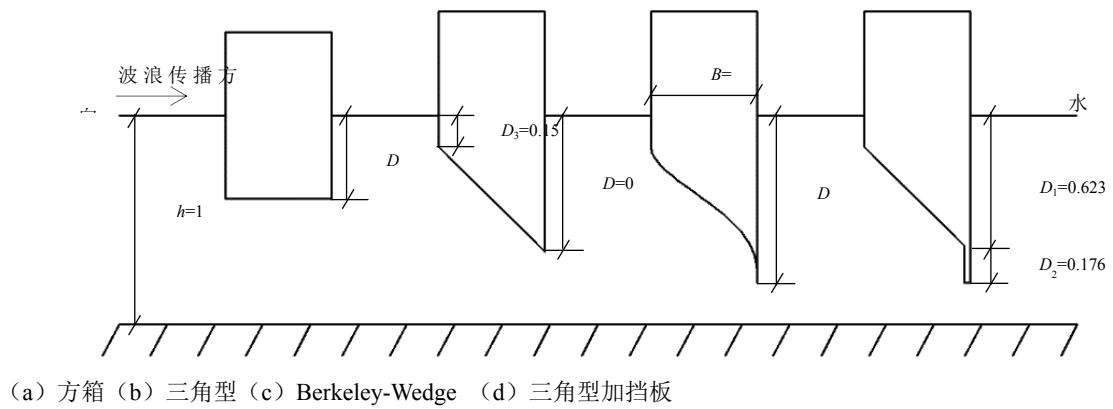


图 2 四种模型几何外形示意图 (m)

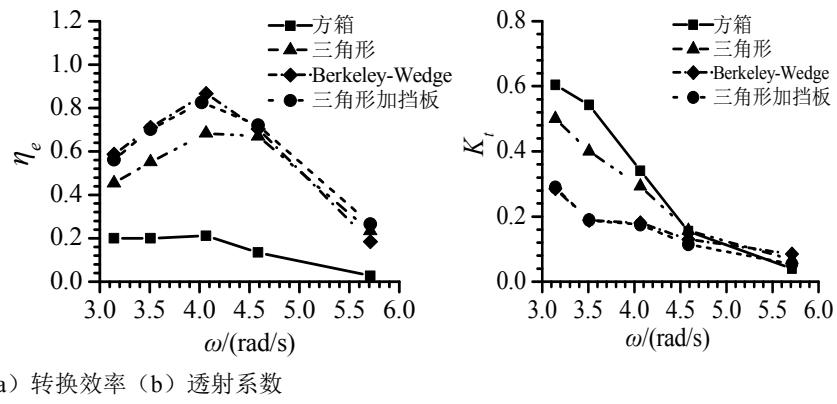


图 3 不同模型各系数随频率变化关系

由图 3 可知, 不同底部形状的模型的转换效率和透射系数随着频率的变化趋势是一致的, 在共振频率时模型的转换效率达到最大值, 而由于频率越高的波浪穿透能力越弱, 所

以模型的透射系数会随着频率的增大而减小。其中, Berkeley-Wedge 型模型的波能转换效率最高, 最大达到 87%, 方箱模型的波能转换效率最低, 最大只有 21%。加挡板后的三角型模型与未加挡板的三角型模型相比, 转换效率明显提高, 透射系数由于模型吃水的增加而显著减小, 且透射系数和转换效率与 Berkeley-Wedge 型模型相差无几。

通过以上研究可以得出, Berkeley-Wedge 型和三角加挡板型模型的防波性能及波能转换特性都要优于方箱型和不加挡板的三角型模型, 且两者性能相差不多, 同时考虑到实际工程应用中, 相比于比 Berkeley-Wedge 型, 三角加挡板型模型的加工难度较小, 因此本研究选取三角加挡板型模型作为研究对象, 进一步研究相对宽度对模型性能的影响。

3.3.2 相对宽度

相对宽度 B/h 是模型的重要形状参数之一。为了研究相对宽度对模型水动力性能的影响, 在模型吃水 $D/h=0.4$ 固定的情况下, 建立了 4 个相对宽度不同的模型进行计算, 相对宽度分别为 $B/h=0.35, 0.25, 0.15, 0.1$ 。

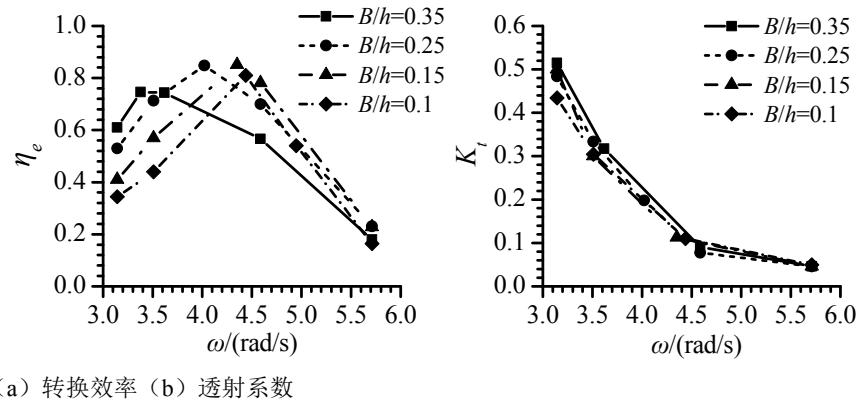


图 4 不同相对宽度的模型的各系数随频率变化关系

由图 4 可以看出: 随着相对宽度的增加, 模型的共振频率逐渐减小, 最大转换效率先增加后减小。如果将 $\eta_e > 0.6$ 且 $K_t < 0.5$ 所对应的频率定义为模型的有效频率, 那么相对宽度 $B/h=0.25$ 模型的有效频率范围最大, 也就是说相对宽度 $B/h=0.25$ 模型的适用范围最广。相对宽度的变化对模型透射系数的影响较小。

3.3.3 相对吃水

相对吃水 D/h 是模型的另一个重要的形状参数。在相对宽度取 $B/h=0.25$ 的条件下, 本研究选取了 3 个相对吃水不同的模型进行计算研究, 相对吃水分别为 $D/h=0.5, D/h=0.4, D/h=0.3$ 。

由图 5 可以看出: 随着相对吃水的增加, 共振频率逐渐减小, 最大效率先增大后减小, 透射系数逐渐减小。在 $D/h=0.4$ 时模型最大转换效率达到最大值, 同时模型有效频率范围

也达到最大。

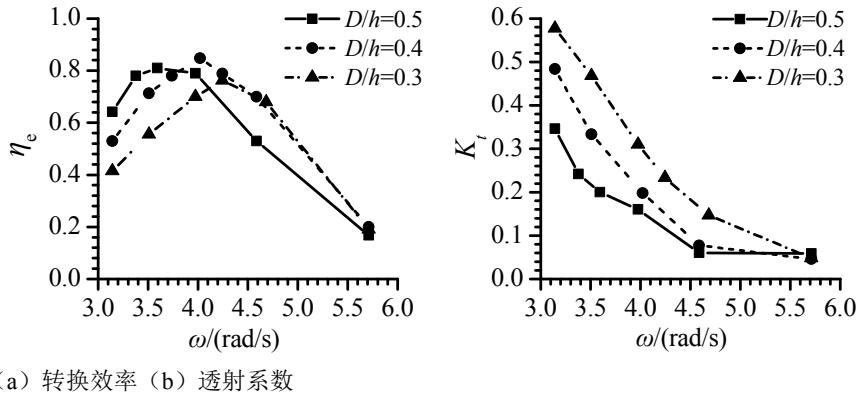


图 5 不同相对吃水的模型的各系数随频率变化关系

4 结论

(1) 通过不同模型的对比发现, Berkeley-Wedge 型模型的防波性能和波能转换性能最好, 方箱型最差, 三角型加挡板后, 其转换效率和透射系数与未加挡板的三角型模型相比都得到明显提高, 且与 Berkeley-Wedge 型模型相差无几。

(2) 相对宽度和相对吃水是两个重要的形状参数, 对装置的防波能力和波能转换性能有较大影响。相对宽度对防波能力影响较小, 相对吃水对防波能力的影响较大, 吃水越大, 防波能力越强。相对宽度和相对吃水对波能转换效率都有较大的影响, 综合而言最优的相对宽度为 0.25, 最优的相对吃水为 0.4。

(3) 本研究详细研究了兼具波能转换功能的浮式防波堤的防波性能和波能转换性能, 利用本研究的结果, 可对各项参数进行合理设计, 以达到提升防波和波能转换性能的目的, 对于实际工程设计具有重要的指导意义。

参考文献

- 1 DezhNing, Xuanlie Zhao. Hydrodynamic performance of a pile-restrained WEC-type floating breakwater: An experimental study. Renewable Energy, 2016, 95: 531-541.
- 2 DezhNing, Xuanlie Zhao. Analytical investigation of hydrodynamic performance of a dual pontoon WEC-type breakwater. Applied Ocean Research, 2017, 65: 102-111.
- 3 Xuanlie Zhao, DezhNing. Hydrodynamic Investigation of an Oscillating Buoy Wave Energy Converter Integrated into a Pile-Restrained Floating Breakwater. MDPI. Energy, 2017.

- 4 Wanchao Zhang, Hengxu Liu. Hydrodynamic Analysis and Shape Optimization for Vertical Axisymmetric Wave Energy Converters. China Ocean Eng., 2016, 30: 954 – 966.
- 5 Bing Chen, DezhiNing. Wave energy extraction by horizontal floating cylinders perpendicular to wave propagation. Ocean Engineering, 2016, 121: 112-122.
- 6 FarshadMadhi, Meghan E. Sinclair, and Ronald W. Yeung. The “Berkeley Wedge”: an asymmetrical energy-capturing floating breakwater of high performance. Marine Systems & Ocean Technology, 2014, 9: 05-16.
- 7 M. Isaacson, J. Baldwin, S. Bhat. Wave propagation past a pile-restrained floating breakwater. 1998 Int. J. Offshore Polar Eng. 8 (04) 265-269.

Study on anti-wave performance and wave energy conversion performance of WEC-type floating breakwaters

ZHANG Heng-ming, ZHOU Bin-zhen*, CHEN Zhong-fei, DING Xin-cheng, ZHANG Liang

(College of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001.

Email: zhoubinzheng4827@163.com)

Abstract: To study the anti-wave performance and wave energy conversion performance of the wave energy converter (WEC) type floating breakwaters, the Star-CCM+ software is used to establish a two-dimensional numerical wave tank based on viscous CFD theory. The numerical model is validated by experimental data in the literature. The influences of the bottom shape and the geometrical parameters on the transmission coefficient and wave energy converting efficiency are studied. The numerical results show that: The Berkeley-Wedge bottom has the best anti-wave performance and wave energy conversion performance. The performance of the trigonal-baffle bottom is better than that of the trigonal bottom, and almost the same as that of the Berkeley-Wedge bottom. The relative width has little influence on the anti-wave performance while has great influence on the wave energy conversion performance. The relative draft has great influence on both of these performances. The best relative width and relative draft are 0.25 and 0.4, respectively.

Key words: Floating breakwaters; Wave energy converter; Anti-wave performance; Wave energy conversion performance; Wave energy conversion efficiency; Transmission coefficient.

高速水下航行体对转桨实效伴流分布的数值预报

黄永生，杨晨俊

(上海交通大学，海洋工程国家重点实验室，上海，200240，Email: cjyang@sjtu.edu.cn)

摘要：针对高速水下航行体对转桨推进，提出了实效伴流分布的数值预报方法。采用体积力分布替代前、后桨叶对流场的水动力作用，分别进行实尺度航行体自航 RANS 计算和对转桨体积力敞水 RANS 计算，从航行体与体积力的总诱导速度场中扣除敞水体积力的诱导速度场，从而获得前、后桨盘面处的实效伴流分布。以某高速水下航行体为例，首先计算了实效伴流分布，然后应用涡格法预报了对转桨在该伴流分布中的水动力性能，结果与真实桨叶自航 RANS 计算结果吻合良好，表明本方法能够为对转桨设计提供较准确的实效伴流分布。最后考察了伴流各分量对桨叶水动力的影响，发现周向伴流不可忽略，特别是对后桨。

关键词：对转桨；实效伴流；水下航行体；体积力；升力面；涡格法

1 引言

船舶及水下航行体的推进器在艉部实效伴流场中工作，实效伴流分布作为推进器设计的输入数据之一，对推进器水动力设计精度、空泡起始以及激振力、噪声等性能具有直接和重要的影响。实效伴流分布无法通过试验直接测量，一般根据实效伴流分数和标称伴流分布进行经验预报^[1]，对普通螺旋桨推进的船舶而言，能够较好地满足设计需要。高速水下航行体传统上采用对转桨推进，这时就需要前、后桨的实效伴流分布作为设计输入。由于前、后桨轴向位置不同，且它们工作时对流体的抽吸强度对航行体伴流速度场的影响随轴向位置而变化，两桨的实效伴流分布存在差异，沿用单桨经验方法预报实效伴流分布必然存在问题。水下航行体对转桨一般安装在尾椎上，其毂径比较大(0.3~0.4)，桨毂锥度也较大($10^\circ\sim12^\circ$)。图 1 所示为对转桨敞水试验模型，其桨毂几何与自航试验模型相同，毂帽最大直径与前桨直径之比可达 0.5，毂帽及桨毂的伴流导致桨盘面来流速度与进速不等。图 2 给出了敞水桨毂及典型航行体的标称伴流分布(RANS 计算结果)，比较可见：①敞水桨毂引起的前桨伴流低于后桨，航行体则反之，必然导致敞水中的对转桨前、后桨负荷比与航行体后不同；②敞水桨毂的伴流分布沿径向比较均匀，而航行体尾部则是随半径增加

逐渐减小，因此敞水中桨叶负荷的径向分布与航行体后也不同。所以，采用自航试验分析给出的前、后桨实效伴流分数经验估算实效伴流分布，会导致对转桨负荷分配产生误差，自航状态下前、后桨扭矩不平衡；另外，伴流径向分布的差异会导致敞水与自航状态下桨叶空泡性能不同。综上所述，对毂径比及桨毂锥度较大的对转桨，目前的试验方法无法提供准确的前、后桨实效伴流分布。

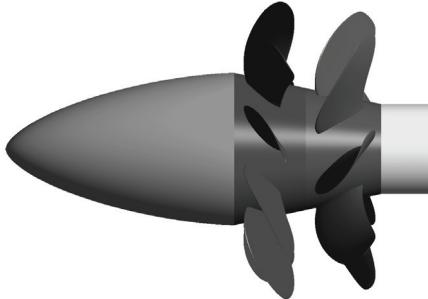


图 1 水下航行体对转桨敞水试验模型几何示例

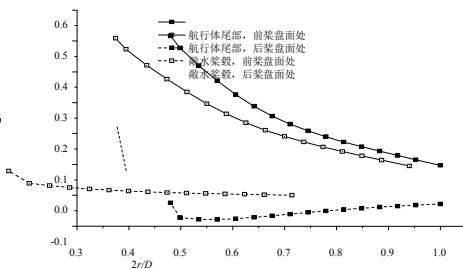


图 2 敞水桨毂与航行体的标称伴流分布之比较

随着黏流 CFD 计算方法的发展和计算机硬件能力的提高，基于螺旋桨体积力模型数值模拟实效伴流分布的研究逐步开展起来，对象主要为单桨船。桨叶对流场的作用通常采用体积力模型或升力线、升力面及面元等势流模型进行模拟；采用体积力分布替代螺旋桨进行自航 RANS 计算，给出桨盘面流速分布；通过体积力敞水 RANS 计算或螺旋桨势流敞水计算给出桨叶在盘面内的诱导速度分布；从自航流速分布中扣除诱导速度，得到实效伴流分布。螺旋桨负荷需要通过敞水/自航迭代计算确定。傅慧萍^[2]采用螺旋桨体积力模型进行自航及敞水的 RANS 模拟，体积力分布采用 Hough 等^[3]的经验公式，基于敞水和自航状态下桨盘面内动量流量相等的原则确定自航转速，但未研究实效伴流分布。Rijkema 等^[4]采用非定常面元法计算螺旋桨，根据势流压力分布给出体积力分布进行自航计算，重点探讨了诱导速度的不同提取方法对实效伴流分布计算结果的影响。水下航行体方面，Hally 等^[5]以单桨推进的水下航行体为对象计算了实效伴流，以动量源体现模拟桨叶水动力，以质量源模拟桨叶的阻塞效应。关于对转桨实效伴流分布的研究比较少。Sánchez-Caja 等^[6]结合升力线模型与体积力模型研究了吊舱对转桨的实效伴流，提出了修正方法以提高诱导速度的势流与黏流计算结果的一致性；Gu 等^[7]结合升力面涡格法和求解欧拉方程的方法预报对转桨和导管桨的敞水性能，对转桨前、后桨之间的相互作用和导管对桨叶的作用体现为实效伴流。郁程^[8]在侧推器水动力性能研究中也采用体积力模型代替桨叶，通过求解 RANS 方程获得槽道及齿轮箱引起的实效伴流，用于桨叶设计。

作为水下航行体对转桨设计方法研究的一部分，本研究旨在建立基于桨叶体积力模型和 RANS 数值模拟对转桨实效伴流分布的预报方法，并对其精度进行数值验证。水下航行体一般根据给定的推进功率和转速，采用给定环量分布设计前、后桨扭矩平衡的对转桨，设计航速及前、后桨推力比均为设计结果；因此，设计方法需要一定航速及推力比范围内

的实效伴流分布作为输入。此外，体积力分布也是未知的，可通过迭代计算确定：首先采用经验模型假定体积力分布，然后根据设计桨的负荷分布更新体积力分布。本研究所解决的问题是：在航速，前、后桨推力比，以及体积力分布形式均为已知的条件下，确定轴向、切向及径向实效伴流分布。

2 计算方法

采用体积力分布替代对转桨对流场的作用，分别进行水下航行体自航与体积力敞水（不含桨毂）的实尺度 RANS 数值模拟，根据航行体后与敞水中桨盘面内动量流量相等的原则确定敞水进速，并提取体积力诱导速度分布；从自航计算给出的航行体与体积力的总诱导速度分布中扣除前述体积力的贡献，获得前、后桨的实效伴流速度分布。

2.1 RANS 计算模型与设置

自航计算模型如图 3 所示，为清晰起见只给出了尾部，其中前、后桨体积力分别作用于图中标示的两个曲面圆盘区域，包含轴向和周向分量。体积力沿周向均匀分布，沿径向非均匀分布，分布形式已知。

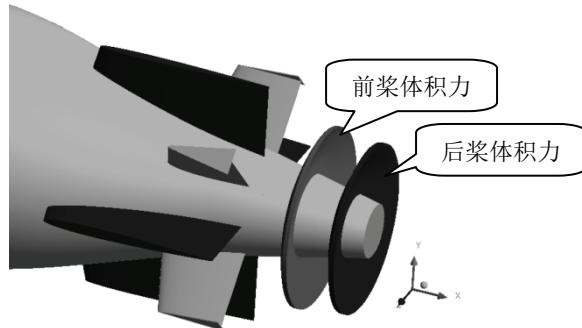


图 3 对转桨推进的水下航行体体积力自航 RANS 计算几何模型

自航计算域是与航行体同轴线的圆柱体，直径为 $8D$ ， D 为航行体平行段直径；计算域进口距航行体首端 $1.8L$ ，出口距航行体尾端面 $2.5L$ ， L 为航行体长度。图 4(a) 为航行体尾部附近的计算域纵剖面，其中红色和蓝色网格区域分别为前、后桨体积力作用区域，其轴向尺度均为前桨直径的 3%，中心线与桨叶参考线在子午面内的投影线重合。计算域用分块六面体结构化网格离散，单元总数约 1344 万。在前、后桨体积力作用区域内，沿轴向和周向分别等分为 5 个和 160 个单元，沿径向划分 60 个单元，对尾部边界层区域进行了加密。

敞水计算域是与体积力作用域同轴的圆柱体，仅在前、后桨盘面处存在体积力作用，其直径为 $20D_F$ ，进口距前桨盘面 $5D_F$ ，出口距后桨盘面 $25D_F$ ， D_F 为前桨直径。计算域仍用六面体结构化网格离散，单元总数约 517 万。为了尽量减小网格不同引起的计算误差，前、后桨体积力作用域的大小、相互位置关系及网格数均与自航计算相同，体积力附近区

域的网格也尽量与自航计算保持一致，如图 4(b) 所示。

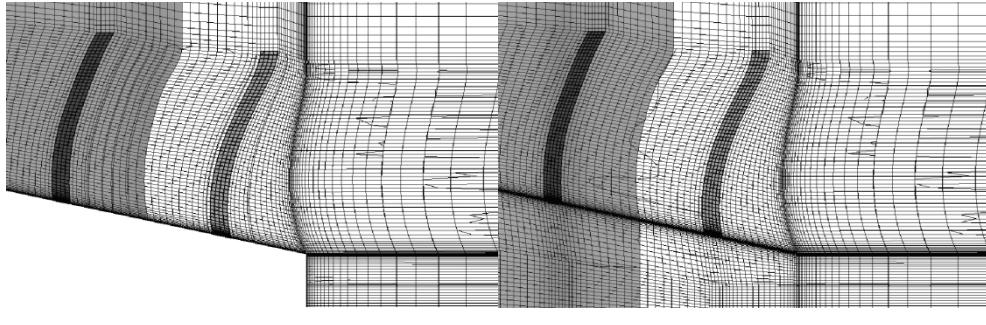


图 4 对转桨推进的水下航行体体积力自航 RANS 计算几何模型

2.2 体积力分布密度的计算

将体积力作用区域划分为 M 个圆环，第 i 个圆环位于半径 r_i 与 r_{i+1} 之间， $i=1, 2, \dots, M$ ， $r_1 = r_h$ ， $r_{M+1} = R$ ，这里 r_h 是参考线处叶根半径， R 是叶梢半径；圆环的径向宽度 $\Delta r_i = r_{i+1} - r_i$ ，中心半径 $\rho_i = (r_i + r_{i+1}) / 2$ ，轴向厚度（即 ρ_i 半径处桨叶剖面导边到随边的轴向距离）为 Δx_i 。设前桨（或后桨）第 i 个圆环区域作用的推力为 ΔT_i ，扭矩为 ΔQ_i ，并假设圆环区域内体积力均匀分布，则轴向和周向体积力分布的体密度 f_a 和 f_t 分别为

$$\left. \begin{aligned} f_a(\rho_i) &= \frac{\Delta T_i}{2\pi\rho_i \Delta r_i \Delta x_i} \\ f_t(\rho_i) &= \frac{\Delta Q_i}{2\pi\rho_i^2 \Delta r_i \Delta x_i} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

引入体积力的归一化分布

$$\left. \begin{aligned} g_a(\rho) &= f_a(\rho) / f_a^{\max} \\ g_t(\rho) &= f_t(\rho) / f_t^{\max} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中 f_a^{\max} 和 f_t^{\max} 分别是 $f_a(\rho)$ 和 $f_t(\rho)$ 分布的最大值，则有

$$\left. \begin{aligned} f_a^{\max} &= \frac{1}{g_a(\rho_i)} \cdot \frac{\Delta T_i}{2\pi\rho_i \Delta r_i \Delta x_i} \\ f_t^{\max} &= \frac{1}{g_t(\rho_i)} \cdot \frac{\Delta Q_i}{2\pi\rho_i^2 \Delta r_i \Delta x_i} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

设螺旋桨总推力、扭矩分别为 T 和 Q ，则

$$\left. \begin{aligned} T &= \sum_{i=1}^M \Delta T_i \\ Q &= \sum_{i=1}^M \Delta Q_i \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

根据式(3)和式(4)式可确定 f_a^{\max} 和 f_t^{\max} :

$$\left. \begin{aligned} f_a^{\max} &= \frac{T}{2\pi \sum_{i=1}^M \rho_i \Delta r_i \Delta x_i g_a(\rho_i)} \\ f_t^{\max} &= \frac{Q}{2\pi \sum_{i=1}^M \rho_i^2 \Delta r_i \Delta x_i g_t(\rho_i)} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

需要说明的是，当体积力作用区域的径向分格数 M 不同或分格方式不同(例如等间距和不等间距)时，按式(5)计算的 f_a^{\max} 和 f_t^{\max} 值也会不同，但均满足式(4)的要求。另外，体积力作用区域的轴向尺度 Δx_i 也可以取定值，例如本文 $\Delta x_i = 0.03D_F$ 。

体积力分布密度按下式计算：

$$\left. \begin{aligned} f_a(\rho_i) &= g_a(\rho_i) \cdot f_a^{\max} \\ f_t(\rho_i) &= g_t(\rho_i) \cdot f_t^{\max} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

已知体积力的归一化分布和总推力、扭矩时，对转桨前、后桨的体积力分布按式(5)和式(6)即可确定。加载时，切向体积力需根据计算单元的中心位置，分解为直角坐标分量。

2.3 实效伴流分布的提取

采用相同的体积力分布和作用区域进行自航与敞水计算，假定这两种情况下通过桨盘面动量流量相等时，体积力分布的诱导速度场也相等。这种做法在单桨船上已得到应用，且结果也比较准确^[2]。但是对转桨有前、后桨两个盘面，一般不会同时满足动量流量相等的条件，只能采取近似做法：一种是要求前、后桨盘面处自航与敞水的动量流量差均为最小；另一种是仅前桨(或后桨)满足动量流量相等条件，取另一桨动量流量差较小者。本研究采用后一种做法，满足前桨动量流量相等的条件。

自航计算中，桨盘面处流场总速度为

$$V_b(r, \theta) = V_s e_x + \tilde{v}(r, \theta) \quad (7)$$

式中， V_s 为航速， e_x 为 x 轴单位矢量，沿桨轴从上游指向下游； $\tilde{v}(r, \theta)$ 为航行体及对转桨体积力的诱导速度之和，其中航行体的贡献即为实效伴流速度。

通过桨盘面的动量流量为

$$Q_b = \pi \rho_w (R^2 - r_h^2) \int_0^{2\pi} \int_{r_h}^R [V_b(r, \theta) \cdot e_x]^2 r dr d\theta \quad (8)$$

式中， ρ_w 表示水的密度。

敞水计算中，桨盘面处流场总速度为

$$V_o(r) = V_A e_x + u(r) \quad (9)$$

式中， V_A 为进速， u 为敞水中对转桨体积力的诱导速度。

通过桨盘面的动量流量为

$$Q_o = 2\pi^2 \rho_w (R^2 - r_h^2) \int_{r_h}^R [V_o(r) \cdot e_x]^2 r dr \quad (10)$$

对 $\tilde{v}(r, \theta)$ 进行周向平均：

$$v(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{v}(r, \theta) d\theta \quad (11)$$

当 $Q_o = Q_b$ 时，假定敞水中与航行体后对转桨体积力的诱导速度相等，则航行体的实效伴流速度为

$$v_e(r) = v(r) - u(r) \quad (12)$$

实效伴流分数为

$$\left. \begin{aligned} w_a(r) &= -[v_e(r) \cdot e_x] / V_s \\ w_t(r) &= \pm [v_e(r) \cdot e_\theta] / V_s \\ w_r(r) &= -[v_e(r) \cdot e_r] / V_s \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式中： w_a 、 w_t 、 w_r 分别表示轴向、周向、径向实效伴流分数； e_x 为轴向单位矢量，从航行体首部指向尾部； e_θ 为周向单位矢量，从航行体尾部向首部看，逆时针方向为正； e_r 为径向单位矢量，从叶根指向叶梢； w_t 的定义式中，右旋桨取正号、左旋桨取负号，因此当周向伴流速度的方向与桨叶旋向相反时 $w_t > 0$ 。

基于体积力自航及敞水 RANS 计算的实效伴流分布可按下列步骤计算。

(1) 根据给定的前、后桨体积力归一化分布以及总推力、扭矩，按式(5)和式(6)计算体积力，加载到对应的网格单元，进行给定航速下的航行体流场计算，按式(8)分别计算通过前、后桨盘面的动量流量 Q_b^F 和 Q_b^A ；

(2) 采用步骤 1) 所用的体积力分布进行敞水流场计算，按式(10)分别计算通过前、后桨盘面的动量流量 Q_o^F 和 Q_o^A ；调整进速 V_A ，重复本步骤，直至 $Q_o^F = Q_b^F$ ；

(3) 按式(7)、式(9)、式(11)至式(13)计算实效伴流分布。

需要说明的是：①对转桨设计过程中，前、后桨推力比未知，扭矩一般相等，因此需要假定若干推力比，对每个推力比，执行步骤(1)时需要调整总推力达到体积力自航状态；

扭矩大小则需根据桨叶设计的结果逐步调整。给定设计功率时，则还需假定航速，执行上述计算步骤。②采用 $Q_o^F = Q_b^F$ 的条件确定敞水进速，但也可以用 $Q_o^A = Q_b^A$ ；无论哪种做法，另一桨的动量流量差都应该足够小。否则，应该以最小化 $|Q_o^F - Q_b^F|$ 及 $|Q_o^A - Q_b^A|$ 为目标，确定敞水进速。

3 计算结果及数值验证

3.1 实效伴流分布计算结果

以某高速水下航行体为对象，采用已有的对转桨设计方案，进行实效伴流分布的计算分析。对转桨前桨 9 叶、右旋，侧斜角 14.7° ；后桨 7 叶、左旋，侧斜角 16.7° ；前、后桨直径比为 1.063，轴向间距为 $0.254D_F$ 。图 5 是航行体及推进器三维几何。

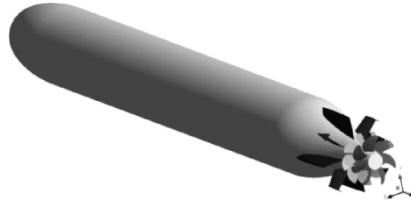


图 5 高速水下航行体及对转桨几何模型

首先采用桨叶真实几何进行了该航行体实尺度自航的 RANS 模拟。在设计航速下，航行体雷诺数 1.27×10^8 ，螺旋桨 $0.7R$ 雷诺数约为 2.5×10^6 。计算模型与设置与体积力自航计算相同，只是网格有所不同。为前、后桨分别设置了两个圆柱形对转计算域，域内采用非结构化单元离散；计算域其余部分采用分块结构化单元离散。航行体表面、桨叶表面 y^+ 的平均值分别约为 50 和 210，均在壁函数的适用范围内。计算单元总数约为 4830 万。自航计算的细节详见作者之前的工作^[9]。

对前桨和后桨，分别用共轴圆柱面将桨叶表面划分为 M_0 个条带，第 k 个条带位于半径 r_k 与 r_{k+1} 之间， $k=1, 2, \dots, M_0$ ， $r_1=r_h$ ， $r_{M_0+1}=R$ ；条带宽度 $\Delta r_k = r_{k+1} - r_k$ ，中心半径 $\rho_k = (r_k + r_{k+1})/2$ 。对某一桨所有桨叶第 k 个条带上的压力和摩擦力进行积分，可得到条带的推力 ΔT_k 和扭矩 ΔQ_k ，借用式(1)计算 $f_a(\rho_k)$ 和 $f_t(\rho_k)$ ，分别对这两个分布进行曲线拟合，并取其最大值 f_a^{\max} 和 f_t^{\max} ，按式(2)计算得到体积力的归一化分布 $g_a(\rho)$ 和 $g_t(\rho)$ 。图 6 所示为前、后桨轴向和周向体积力的归一化分布，对应 $M_0=10$ 。

采用图 6 的体积力归一化分布，以及真实几何自航计算给出的前、后桨总推力和扭矩，按式(5)和式(6)计算体积力，并加载到对应的网格单元，进行体积力自航及敞水计算。真实几何自航与体积力自航计算给出的航行体阻力分别为 8437N 和 8487N，二者相差 0.6%，可见用体积力代替真实桨叶对自航点影响非常小。

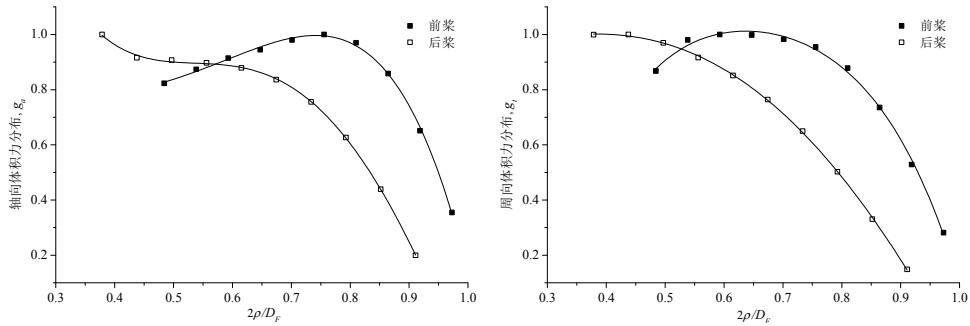


图 6 对转桨体积力的归一化分布（左：轴向，右：周向）

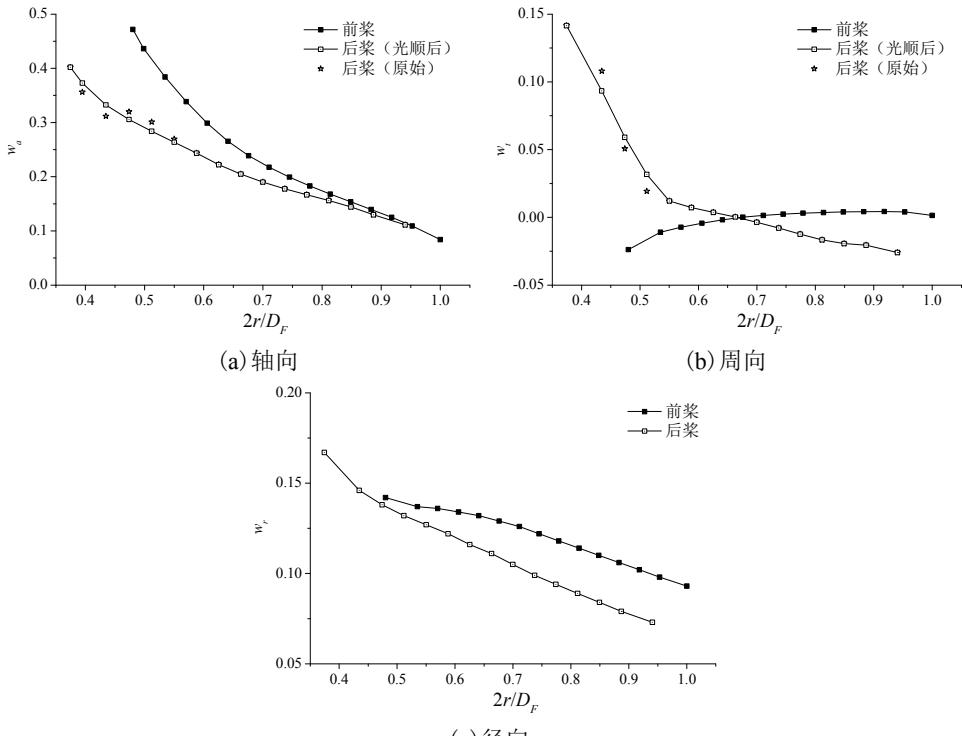


图 7 体积力方法求得的实效伴流分布

根据体积力自航计算给出的航行体及对转桨诱导速度分布以及体积力敞水计算给出的对转桨诱导速度分布，按式(11)至式(13)计算得到实效伴流分布(图7)。因前、后桨毂径不同，而体积力敞水计算中桨毂不存在，导致前桨尾流在叶根附近并不与桨毂平行，因此在后桨盘内半径区域诱导速度分布不光顺，使得伴流分布在该区域也不光顺(见图7中星号所示原始计算点)。保持伴流分布的盘面平均值不变，对计算给出的伴流分布进行了局部光顺(径向无需光顺)，如图7中实线所示。从图7可以发现：①在桨叶大部分范围内，前桨轴向伴流高于后桨，主要因为前桨更靠近尾部附体；②前桨周向伴流很小，而后桨则较

大,且主要是内半径区域较大,这似乎是前桨尾流诱导航行体产生的。前、后桨周向伴流的方向均在前桨叶梢半径的 70%附近发生改变,因此盘面平均值(即周向伴流分数)都较小;③由于桨毂锥度较大,前、后桨径向伴流都较大(前桨更大些),且分布规律相近。

以上结果表明,对几何上类似于本研究的水下航行体,对转桨前、后桨的实效伴流分布及伴流分数差别都比较大,后桨周向伴流也较大,这些都会对前、后桨负荷分配、负荷径向分布以及空泡性能产生影响。

3.2 实效伴流分布的数值验证

应用对转桨定常性能的势流计算程序^[10]考察伴流各分量对水动力性能的影响,初步验证 RANS 计算给出的实效伴流分布的合理性。该程序采用升力面理论涡格法计算桨叶,Hess-Smith 无升力面元法计算桨毂,通过迭代计算处理前、后桨的相互影响;来流可以是均流或非均流,可同时考虑轴向、周向及径向分量;可处理有锥度桨毂。文献[10]给出了计算方法的详细说明,以及对不同类型对转桨的性能计算精度验证。

由于实效伴流中已包含桨毂的贡献,计算模型不包含桨毂。图 8 所示为离散后的桨叶拱弧面及尾涡几何,桨叶径向、弦向均采用 20 个等间距分格。

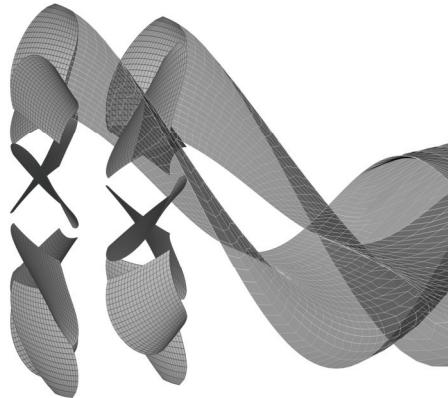


图 8 对转桨涡格升力面模型

采用图 7 中的实效伴流分布进行了势流计算,水动力计算结果如表 1 所列,其中 K_T 和 K_Q 分别为基于前桨直径的推力系数和扭矩系数(前、后桨转速相等),第 2 下标 F 、 A 及 T 分别表示前桨、后桨及两桨之和。 η 表示对转桨在伴流中的总效率。表中的 RANS 计算值为真实几何对转桨在自航状态下的值。

分 4 种情况考察了伴流各分量对对转桨水动力计算结果的影响。

(1) 考虑伴流的所有分量时,势流计算结果与 RANS 结果很接近。因此,如果采用同样的势流模型进行桨叶设计,总推力、扭矩及效率均会与自航状态很接近,但前、后桨扭矩平衡仍有一定误差。

(2) 忽略径向伴流时,结果与(1)很接近,甚至误差更小些(巧合而已),说明径向伴流对性能影响很小,这是早有定论的。

(3) 忽略周向伴流时, 虽然总的性能误差不算很大, 但后桨负荷偏低达 10%左右。

(4) 忽略周向及径向伴流时, 结果与 2) 类似, 引起误差的显然主要是周向伴流。

表 1 实效伴流各分量对对转桨水动力性能的影响

项目	RANS	轴向+周向+径向		轴向+周向		轴向+径向		仅轴向	
	计算值	计算值	误差	计算值	误差	计算值	误差	计算值	误差
K_{TF}	0.1455	0.1508	3.6%	0.1458	0.2%	0.1524	4.7%	0.1473	1.2%
K_{TA}	0.1560	0.1532	-1.8%	0.1534	-1.7%	0.1380	-11.5%	0.1381	-11.5%
$10K_{QF}$	0.4846	0.4982	2.8%	0.4806	-0.8%	0.5013	3.5%	0.4832	-0.3%
$10K_{QA}$	0.4823	0.4778	-0.9%	0.4725	-2.0%	0.4426	-8.2%	0.4386	-9.1%
K_{TT}	0.3020	0.3040	0.7%	0.2992	-0.9%	0.2904	-3.8%	0.2854	-5.5%
K_{QT}	0.9660	0.9760	1.0%	0.9531	-1.3%	0.9439	-2.3%	0.9218	-4.6%
η	0.7901	0.7884	-0.2%	0.7946	0.6%	0.7787	-1.4%	0.7837	-0.8%

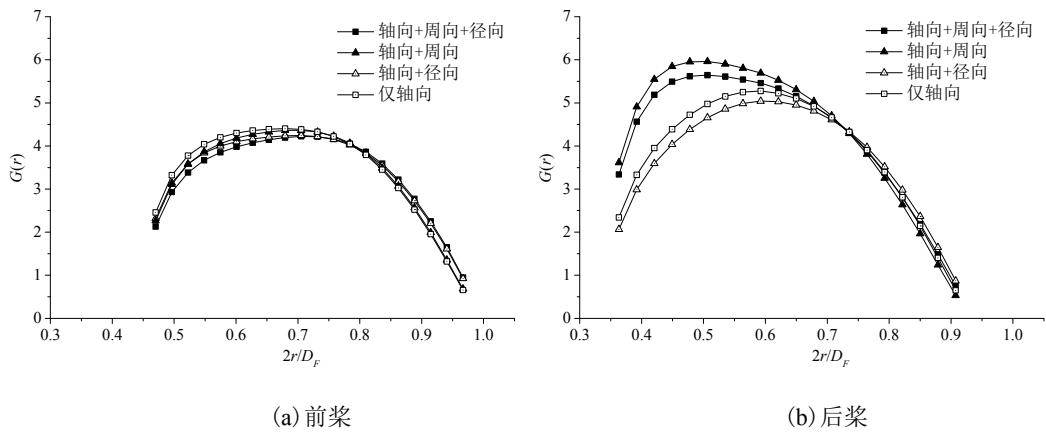


图 9 实效伴流各分量对桨叶环量分布的影响

图 9 所示为上述 4 种情况下桨叶环量径向分布的比较, 其中无量纲环量 G 定义为

$$G(r) = \frac{10^3}{\pi D_F \sqrt{V_s^2 + (0.7\pi n D_F)^2}} \quad (14)$$

式中, V_s 、 D_F 和 n 分别表示航速, 前桨直径及转速。

对前桨而言, 这 4 种情况下环量分布差别不大; 对后桨而言, 忽略周向伴流时的环量分布明显低于未忽略时, 差别主要出现在内半径, 因为后桨内半径周向伴流较大。

综上所述, 由于伴流沿径向不均匀分布, 外半径空泡起始特性也会受影响。

4 结论

本研究在对转桨载荷分布已知的条件下,以体积力分布代替桨叶对流场的作用,通过自航和敞水 RANS 计算分析,求取了对转桨前、后桨的实效伴流分布,通过升力面涡格法计算对所求得的实效伴流分布进行了数值验证,并考察了伴流分量对水动力性能的影响。

考虑实效伴流的所有分量时,前、后桨水动力的势流计算结果与 RANS 自航计算结果吻合良好,表明本方法能够为对转桨设计提供较准确的实效伴流分布,但仍有待试验验证。势流计算表明,周向伴流对对转桨整体性能的影响较大,对后桨的影响尤其明显(因此影响扭矩平衡),所以设计时不可忽略;径向伴流对前桨有一定影响,对前、后桨总推力、扭矩的影响比周向伴流小。

本研究解决了对转桨设计中的实效伴流分布求取问题,在此基础上可采用势流方法进行对转桨的设计。

参考文献

- 1 Huang T T, Groves N C. Effective wake: theory and experiment. DTNSRDC Report No.81/033, 1981
- 2 傅慧萍. 一种基于体积力螺旋桨模型的自航计算方法. 船舶力学, 2015, 19(7): 791-796
- 3 Hough G R, Ordway D E. The generalized actuator disk. AD-433976, 1964
- 4 Rijpkema D, Starke B, Bosschers J. Numerical simulation of propeller-hull interaction and determination of the effective wake field using a hybrid RANS-BEM approach. The 3rd International Symposium on Marin Propulsors, Tasmania, Australia, 2013, 421-429
- 5 Hally D. A RANS-BEM coupling procedure for calculating the effective wakes of ships and submarines. The 5th International Symposium on Marin Propulsors, Espoo, Finland, 2017, 1185-1192
- 6 Sánchez-Caja A, Martio J, Saisto I, Siikonen T. On the enhancement of coupling potential flow models to RANS solvers for the prediction of propeller effective wakes. Journal of Marine Science and Technology, 2015, 20(1): 104-117
- 7 Gu H, Kinnas S A. Modeling of contra-rotating and ducted propellers via coupling of a vortex-lattice with a finite volume method. Proceedings of Propeller/Shafing 2003 Symposium, SNAME, 2003
- 8 郁程. 侧推器水动力性能与设计方法研究. 上海: 上海交通大学博士学位论文, 2017
- 9 黄永生, 杨晨俊, 董小倩. 对转桨推进的高速水下航行体实尺度自航计算与分析. 中国舰船研究, 2017. (已录用)
- 10 Yang C J, Tamashima M, Wang G Q, Yamazaki R. Prediction of the steady performance of contra-rotating propellers by lifting surface theory. Transactions of the West-Japan Society of Naval Architects, 1991, 82: 17-31.

Numerical prediction of the effective wake profiles for a high-speed underwater vehicle propelled by contra-rotating propellers

HUANG Yong-sheng, YANG Chen-jun

(State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, 200240.

Email:cjyang@sjtu.edu.cn)

Abstract: A numerical method is proposed for predicting the effective wake profiles for high speed underwater vehicles propelled by the contra-rotating propellers (CRPs). The hydrodynamic actions from the CRPs are simulated with distributed body forces. RANS simulations are conducted, respectively, for identical body-force distributions in open-water and self-propulsion conditions. The effective wake profiles at CRP disks are obtained by subtracting the velocities induced by the body forces in open water from those induced by the vehicle with the body forces in self-propulsion condition. For a generic underwater vehicle having an existing CRP design, the effective wake profiles are predicted first. Then the hydrodynamic performance of the CRPs in the effective wakes is computed by means of an in-house vortex-lattice code. The potential-flow results agree well with those given by the RANS simulation in self-propulsion condition, which indicates that the proposed method can predict the effective wake profiles for CRPs at reasonable accuracy. The influences of different wake components on blade forces are investigated; it is found that, for the CRPs, especially the aft propeller, the tangential wake cannot be neglected.

Key words: Contra-rotating propellers; Effective wake; Underwater vehicle; Body force; Lifting surface; Vortex lattice method.

规则波作用下深水半潜平台波浪砰击载荷 数值模拟研究

谷家扬^{1,2}, 谢玉林²

(1. 江苏科技大学, 海洋装备研究院, 镇江 212003;

2. 江苏科技大学船舶与海洋工程学院, 镇江, 212003, Email: gujiayang@126.com)

摘要: 波浪与海洋结构物相互作用产生的非线性砰击载荷会对平台结构安全造成巨大的威胁, 砰击过程常伴随波面破碎、飞溅, 翻卷等强非线性自由面流动现象。本研究以一座深吃水多立柱式半潜平台为研究对象, 基于欧拉重叠消波法 (EOM: Euler Overlay Method), 采用计算流体分析软件 STAR-CCM+对不同波浪参数下的平台波浪砰击载荷特性进行研究。根据数值模拟结果, 主要分析波浪周期、波陡参数对平台砰击载荷的影响, 得到平台各个表面的整体受力随时间变化的曲线。同时, 分析局部压强与波浪参数之间的关系。研究结果表明: 由于立柱的近场干涉作用, 波浪在绕过上游立柱后在到达下游立柱前发生堆积导致波面升高, 同时伴随下游立柱的波浪爬升现象使得最大砰击载荷发生在下游立柱与甲板相交处; 在波陡参数较小的情况下, 立柱上的压强监测点并没有出现典型的砰击载荷曲线而表现为缓慢的动水波压力曲线。

关键词: 半潜平台; 多立柱; 砰击载荷; 波浪参数; 数值模拟

1 引言

目前, 由于对恶劣海况下海洋环境的认识与了解还不够充分, 导致海洋平台在工作运营期间遭受巨型波浪以及潮流等极端因素影响时, 容易发生结构损坏甚至危害到海上作业人员的生命安全^[1-2]。

以往关于波浪砰击作用对海洋平台影响的研究基本上是将平台甲板简化成箱型结构以及固定平板^[3-4]。但近年来, 随着波浪沿立柱爬升, 翻卷, 破碎等非线性因素越来越多的受到重视并考虑进平台载荷计算中, 多立柱式平台波浪砰击载荷的研究已成为热门话题。许多研究表明对于波陡较大的波浪, 其存在明显的非线性因素, 并且波陡较大的波浪相互之间的干扰现象也更为显著^[5]。因此, 在精确预报波浪冲击载荷时, 单纯采用一阶线性理论进行求解是不够的, 需要采用 CFD (Computational Fluid Dynamics) 方法来进行研究。

本研究以一座深吃水多立柱式半潜平台为研究对象，采用计算流体力学分析软件 STAR-CCM+对不同波浪参数下的平台波浪砰击载荷特性进行数值模拟研究。根据数值模拟结果，主要分析波浪周期、波陡参数对平台砰击载荷的影响，并分析局部压强与波浪参数之间的关系。

2 数值模型

2.1 深水平台主尺度

本研究对象为第七代超深水半潜平台，平台的主要结构为双浮体、四立柱、四横撑、箱型甲板。该平台的几何尺度如表 1 所示。

表 1 平台模型的主体尺寸及主要参数

项目名称	模型参数	单位
浮箱（长×宽×高）	2.472×0.41×0.23	m×m×m
立柱（长×宽×高）	0.385×0.370×0.5	m×m×m
甲板总宽	1.74	m
甲板总长	1.955	m
作业吃水	0.46	m
静水气隙	0.27	m

2.2 三维数值波浪水池建立与验证

水池模型采用速度入口造波，半潜式平台在数值水池中布置如图 1 所示。设定坐标原点位于平台基线中心处。X 轴正向与波浪传播方向一致，y 轴正方向与平台横向方向一致，Z 轴沿平台的吃水方向。数值波浪水池长 14m，宽 8m，高 6m，前端消波区 4m，工作区 6m，尾部消波区 4m。边界条件：在波浪入口处用定义速度边界产生波浪，底部采用对应入射波的速度入口边界条件，水槽两侧采用对称边界，顶部和出口为压力出口边界。选取自由液面处 z 方向最小网格为 0.0018m，x 和 y 方向最小网格为 0.0054 进行计算，计算时间步长选取为 0.002s。数值水池网格划分如图 2 所示，由计算区域内向外从密到疏进行过渡处理。

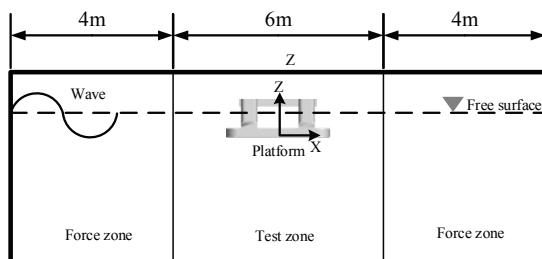


图 1 数值水池示意图

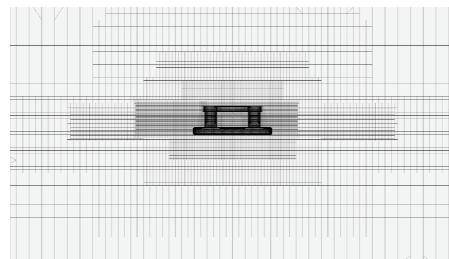


图 2 数值水池网格划分侧视图

计算方法的选择：计算采用三维非定常分离隐式求解，流域为不可压缩流体，采用 k-epsilon 湍流模型，自由液面采用 VOF 方法。动量方程、湍动能及湍动耗散率均采用二阶迎风格式。采用 SIMPLEC 压力速度耦合方式求解离散形式的动量方程和离散方程。

2.3 监测点布置

为了更好的监测平台外表面各部位的波浪砰击压强，以及具体分析压强分布与波浪参数等因素的关系，平台局部监测点分布如图 3 所示。

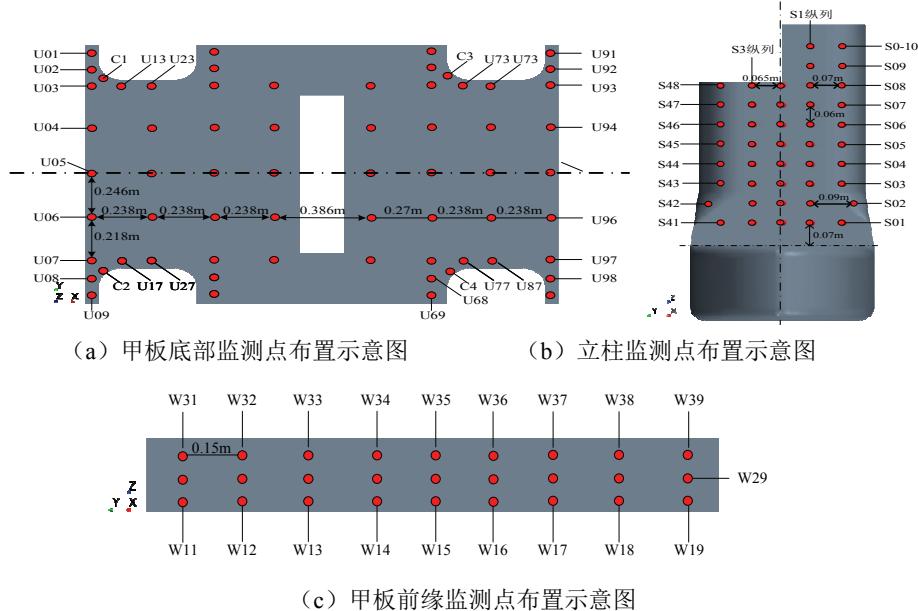


图 3 监测点局部布置示意图

2.4 计算工况

选取 API 规范中墨西哥湾 100 年一遇以及 1000 年一遇海况下的有义波高及不同的波浪周期组成线性规则波来进行计算。平台吃水为 0.46m，浪向角为 0° 即迎浪方向，保持波高不变，改变波浪周期来研究波陡参数对平台波浪砰击的影响。计算工况如表 2 所示。

表 2 计算工况表

海况	有义波高	波浪周期	波陡参数
100 年一遇	0.316m	2.17s	0.043
		1.89s	0.0567
		1.61s	0.078
		1.33s	0.1145
1000 年一遇	0.396m	2.42s	0.043
		2.14s	0.055
		1.86s	0.0728
		1.58s	0.100

3 数值模拟结果分析

3.1 压强时历曲线

图 4 所示为 $T=1.33s$ 、 $H=0.316m$ 时下游立柱各监测点压强时历曲线。从图 4 中可以看出 aft-S0 纵列以及 aft-S1 纵列的监测点压强都表现为脉冲载荷，砰击过程持续时间较长，

并没有出现典型的负压现象。而从 aft-S2 纵列、aft-S3 纵列以及 aft-S4 纵列的最顶端监测点可以看出都出现了典型砰击载荷曲线，说明此时甲板射流已经出现，并增加了立柱上的砰击载荷。而随着监测点高度降低，发现砰击载荷曲线越来越平缓，但持续时间变长。

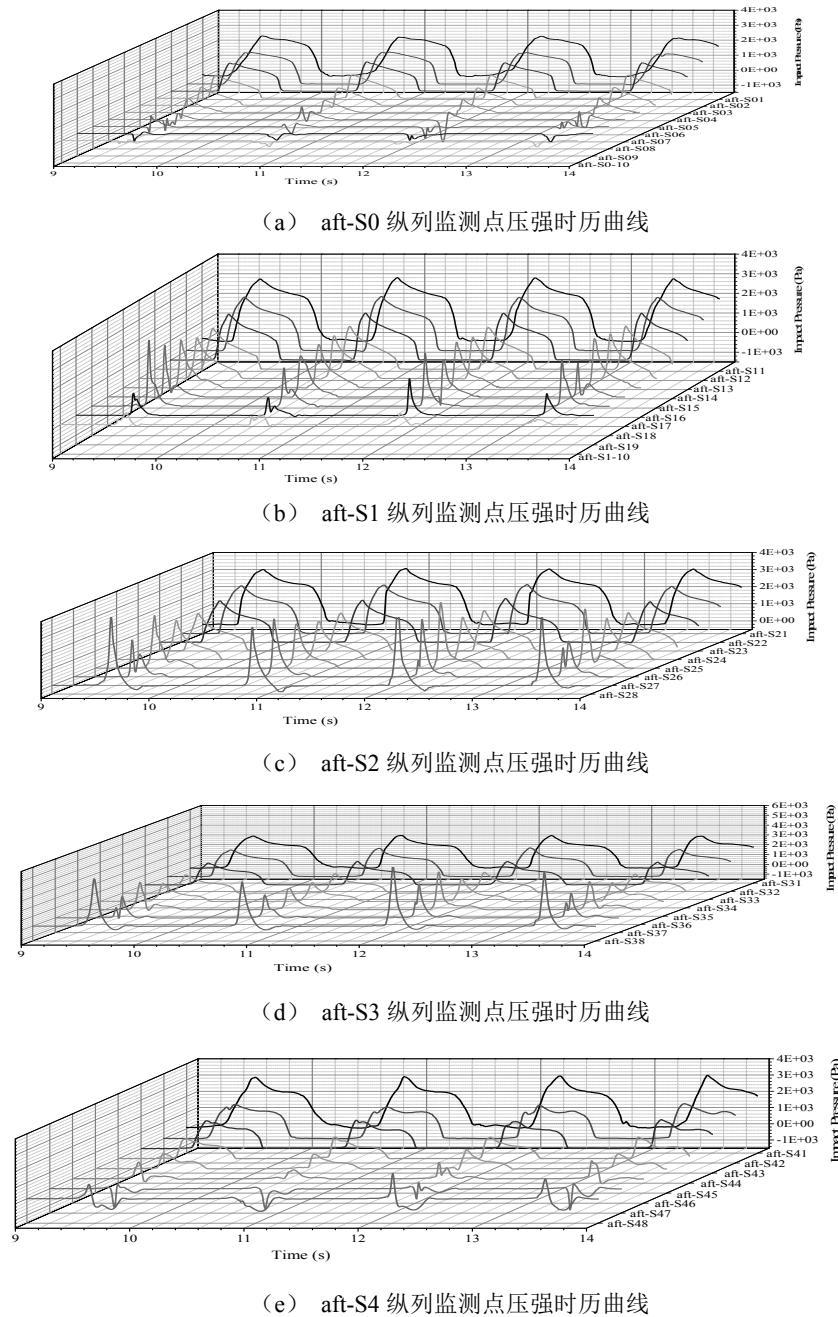


图 4 T=1.33s、H=0.316m 时下游立柱各监测点压强时历曲线

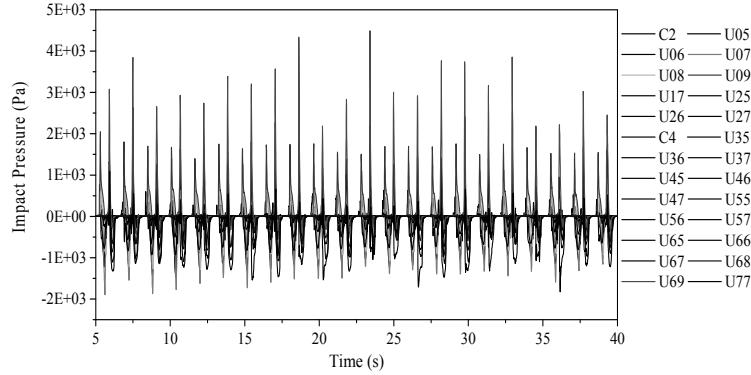
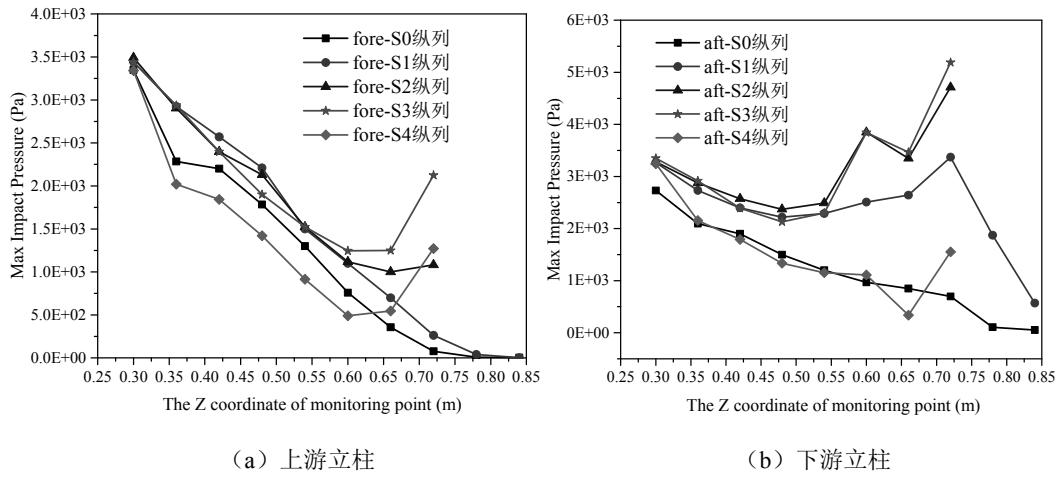
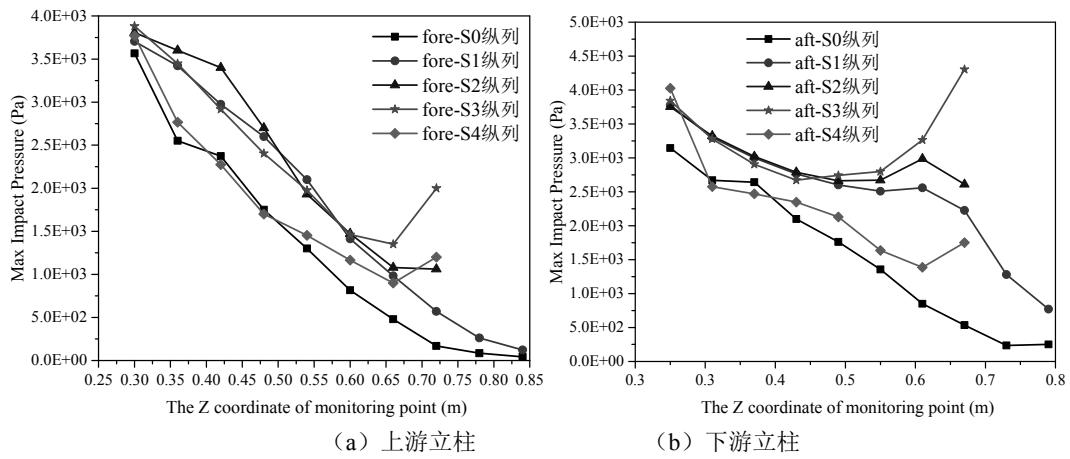
图 5 $T=1.58s$ 、 $H=0.396m$ 时甲板下表面各监测点压强时历曲线

图 5 所示为该工况整个计算过程中各个监测点的 22 个波浪周期内的时历曲线, 对整个计算结果在 22 个波浪周期进行展示, 从图中可以看出计算结果较为稳定合理, 没有出现随着计算时间增加而出现的数值耗散的现象, 也说明本文计算方法的可靠性和有效性。其中 U69 监测点的载荷最大, 为典型的砰击载荷曲线, 该点位于下游立柱与下甲板相交处。

3.2 载荷分布曲线

波陡参数较大工况下的监测点载荷较大, 因此本节通过对 $T=1.33s$ 、 $H=0.316m$ 以及 $T=158s$ 、 $H=0.396m$ 工况下 22 个波浪周期内的监测点压强峰值进行统计得到最大载荷峰值 VS 监测点高度变化曲线进行分析, 得到如图 6 和图 7 所示的立柱载荷沿高度分布曲线。

图 6 $T=1.33s$ 、 $H=0.316m$ 时立柱载荷峰值沿高度分布曲线

图 7 $T=158s$ 、 $H=0.396m$ 时立柱载荷峰值沿高度分布曲线

从图 6 中可得,对于上游立柱,随着监测点高度的升高,fore-S0 和 fore-S1 纵列的砰击压强一直减小,而 fore-S2、fore-S3 以及 fore-S4 纵列的砰击压强均出现先减小后增大的趋势,这充分说明波浪沿甲板射流会导致立柱载荷增加。特别是对于下游立柱来说,这种现象更加明显,下甲板与下游立柱相交附近的载荷远远大于其他监测点的载荷,需要引起重视。同时还发现下游立柱的载荷相较上游立柱更大。从图 6 以及图 7 中均可发现,不管是上游立柱还是下游立柱,S3 纵列监测点的载荷都较大,并在该纵列都出现了随着监测点高度的增加,载荷先减小后增大的趋势,需要引起重视。

4 结论

通过对规则波作用下静止半潜平台波浪砰击载荷特性进行研究,主要讨论了波陡参数对平台砰击载荷的影响,结论总结如下。

(1) 对于上游立柱,随着监测点高度的升高,fore-S0 和 fore-S1 纵列的砰击压强一直减小,而 fore-S2、fore-S3 以及 fore-S4 纵列的砰击压强均出现先减小后增大的趋势,这充分说明波浪沿甲板射流会导致立柱载荷增加。

(2) 下甲板与下游立柱相交附近的载荷远远大于其他监测点的载荷,S3 纵列监测点的载荷都较大。同时还发现下游立柱的载荷相较上游立柱更大。

(3) 波陡参数较小时,立柱各个监测点只受到动水波压力,没有砰击现象发生,时历曲线较规则。整个计算结果在 22 个波浪周期内均稳定,没有出现明显数值耗散的现象。

参 考 文 献

- Kaiser M J, Yu Y, Jablonowski C J. Modeling lost production from destroyed platforms in the 2004–2005 Gulf of Mexico hurricane seasons. *J. Energy.*, 2009, 34(9):1156-1171.

- 2 Buchan S J, Black P G, Cohen R L. The Impact of Tropical Cyclone Olivia on Australia's Northwest Shelf. Houston, Offshore Technology Conference, 1999.
- 3 Bhat S S. Wave slamming on a horizontal plate. university of British Columbia, Canada., 1994.
- 4 Hayatdavoodi M, Seiffert B, Ertekin R C. Experiments and calculations of cnoidal wave loads on a flat plate in shallowwater. J. Ocean Engineering & Marine Energy., 2015 (1):77-99.
- 5 Abdussamie N, Drobyshevski Y, Ojeda R, Thomas G, Amin W. Experimental investigation of wave-in-deck impact events on a TLP model. J. Ocean Engineering., 2017, 142:541-562.

Numerical study of wave impacting load on a deep water semi-submersible platform under regular waves

GU Jia-yang, XIE Yu-lin

(School of Naval Architecture and Marine Engineering, Jiangsu University of Science and Technology, Zhenjiang, 212003. Email: gujiayang@126.com)

Abstract: Nonlinear wave impacting load due to the interaction of wave and marine structures will cause a huge threat to the safety of platform structure, based on the Euler Overlay Method (EOM), the wave impacting load characteristics of platforms under different wave parameters are studied by computational fluid analysis software STAR-CCM+. According to the numerical simulation results, the influences of wave period and wave steepness parameter on platform impacting load are mainly analyzed. The results show that the maximum slamming load occurs at the intersection of downstream column and deck. When the wave steepness is smaller, the pressure monitoring point on the column does not appear to be a typical wave impacting load curve, but it shows a slow dynamic wave pressure curve.

Key words: semi-submersible; multi-column; wave impacting load; numerical simulation