

非均匀入流中螺旋桨噪声数值预报^①

曹红丽^② 方世良

(东南大学水声信号处理教育部重点实验室 南京 210096)

摘 要 将黏性多相流理论的数值方法和球形空泡辐射噪声理论相结合,进行了非均匀入流条件下螺旋桨片空化的周期形态模拟以及螺旋桨空化单极子声源辐射噪声数值预报。采用流场数值模拟方法和声场边界元数值声学方法耦合的方法,在频域上预报非均匀入流下空化和非空化条件下螺旋桨负载噪声;通过数值预报负载噪声得到非空化条件下螺旋桨噪声,将片空化单极子声源辐射噪声和空化的负载噪声在频域上进行相加得到空化条件下的螺旋桨噪声。采用某民船桨模验证了非均匀入流下螺旋桨片空化周期形态以及空化单极子声源辐射噪声预报的准确性,然后分析了民船桨在空化和非空化条件下螺旋桨噪声的叶频和二倍叶频特征。结果表明,上述方法能有效地预报螺旋桨空化和非空化噪声的叶频特征。

关键词 非均匀入流,空化噪声,非空化噪声,负载噪声,声压级,螺旋桨

0 引 言

螺旋桨噪声是舰船辐射噪声之一,研究非均匀入流中螺旋桨空化和无空化时的噪声产生机理对降低噪声和以噪声进行目标识别的研究都具有重要意义。螺旋桨空化的黏性数值模拟受多相流模型、湍流模型、空化模型和相变模型的影响,目前国内对片空化进行成功模拟的很少,成功模拟的主要是针对均匀入流中的片空化面积比较,针对非均匀入流中的螺旋桨空化和空化噪声的预报极少。在这方面,Bensow^[1]采用大涡模拟非均匀入流中的螺旋桨空化周期形态,朱志峰^[2]采用 Fluent 中的 Singhal 空化模型^[3]对 E779A 桨片空化形态的模拟,季斌^[4,6]采用 Zwart Gerber Belamri 空化模型模拟某五叶桨的非均匀入流中螺旋桨以及空化的产生机理,杨琼方^[7-9]采用改进的 Sauer 空化模型模拟非均匀入流条件下螺旋桨的空化崩溃性能、空化初生性能和空化面积的时域脉动信息,并对空化噪声谱进行预报,但无实际数据对比验证。

螺旋桨无空化噪声数值预报起源于气动噪声预报,气动噪声数值预报是建立在 Lighthill 声类比方

程基础之上。国内杨琼方^[9]采用时域和频域方法预报非均匀入流中大侧斜螺旋桨无空化噪声,时域方法是基于 Carley^[10]算法的改进算法进行数值预报,频域方法是采用大涡模拟(large eddy simulation, LES)和边界元数值声学弱耦合方法;潘雨村^[11,12]等人采用分离涡模拟(detached eddy simulation, DES)和 Ffowcs Williams-Hawkings(FW-H)方程仿真螺旋桨无空化噪声的方向指向性特征与非均匀入流分布、螺旋桨叶片数之间的关系。国外 Seol^[13,14]预报了螺旋桨空化噪声和无空化噪声,分析了无空化条件下厚度噪声和负载噪声的声压级特性和方向指向性特征,以及空化和无空化状态下负载噪声和总体噪声声压级的分析比较,但作者没有给出空化条件下螺旋桨噪声的计算方法。目前研究的空化噪声主要是无空化条件下螺旋桨噪声的数值预报,对于空化条件下的螺旋桨噪声还没有有效的方法。螺旋桨噪声声源主要有单极子、偶极子和四极子,对于螺旋桨,由于马赫数较小,四极子声源可以忽略;对于无空化条件下,螺旋桨噪声主要是偶极子声源噪声(即负载噪声),单极子声源可以忽略;空化条件下,螺旋桨噪声要考虑单极子和偶极子声源,单极子声源主要由螺旋桨片空化产生,偶极子声源即是负载

① 973 计划(6131222)和国家自然科学基金(11104029、11104141)资助项目。

② 女,1985 年生,博士生;研究方向:水声信号处理;联系人,E-mail: fcaohongli@163.com
(收稿日期:2013-12-25)

噪声。本文在此基础上,首先采用 Singhal 空化模拟和球形空化辐射噪声理论预报非均匀入流中空化时螺旋桨的单极子声源辐射噪声,通过对比验证非均匀入流中的某民船桨周期空化形态,验证单极子声源噪声,在频域上将单极子声源辐射噪声和空化条件时的负载噪声进行相加来预报螺旋桨空化噪声,然后通过预报非空化条件下负载噪声预报螺旋桨无空化噪声,最后对比验证叶频(blade passing frequency, BPF)和叶频倍频声压级特征。螺旋桨噪声数值预报可为舰船辐射噪声的目标特征提取和识别提供一定的依据。

1 数学模型

基于黏流理论数值求解 N-S 方程的方法以混合多相流模型为主,汽液混合两相流混合模型通过相变率引入空化模型。假设流场由密度均为常数的汽、液两相流组成,并将汽液两相流作为密度可变的混合流场处理,其中密度是汽相体积分数的函数。空泡流中气体和液体的质量守恒方程^[14]为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m f) + \nabla \cdot (\rho_m V f) = \dot{m}_e^+ - \dot{m}_c^- = \dot{m} \quad (1)$$

其中流体混合密度 $\rho_m = \alpha_v \rho_v + (1 - \alpha_v) \rho_l$, ρ_v 和 ρ_l 分别为气体和液体的密度, α_v 为气体的体积分数; f 为单位质量流体中气体质量分数。将流体混合密度 ρ_m 和 f 的关系 $f \rho_m = \alpha_v \rho_v$ 带入式(1)可分别得到气体和液体的质量守恒方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_v \rho_v) + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v V) = \dot{m} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}((1 - \alpha_v) \rho_l) + \nabla \cdot ((1 - \alpha_v) \rho_l V) = -\dot{m} \quad (3)$$

其中 $\dot{m}_e^+$ 和 $\dot{m}_c^-$ 分别指气体的产生相和凝结相,它们的量纲为每单位时间和单位体积的质量; V 为速度矢量; $\dot{m}$ 为净汽相变化率。

将式(2)(3)相加得气液两相流质量守恒方程

$$\frac{d\rho_m}{dt} + \rho \nabla \cdot V = 0 \quad (4)$$

将式(2)(3)(4)结合可得到混合密度 ρ_m 与气体体积分数 α_v 相互变化的关系式为

$$\frac{d\rho_m}{dt} = -(\rho_l - \rho_v) \frac{d\alpha_v}{dt} \quad (5)$$

引入气核密度 n (单位体积内气核数量)和气泡半径 R_b , 它们与气体体积分数 α_v 的关系式为

$$\alpha_v = n \cdot \frac{4}{3} \pi R_b^3 \quad (6)$$

将式(6)代入到式(5)可得

$$\frac{d\rho_m}{dt} = -(\rho_l - \rho_v) (n 4\pi)^{1/3} (3\alpha_v)^{2/3} \frac{d\alpha_v}{dt} \quad (7)$$

其中 $d\rho_m/dt$ 利用气泡动力学中 Rayleigh-Plesset 方程式,忽略黏性和表面张力效应的 Rayleigh-Plesset 方程式为

$$R_b \frac{d^2 R_b}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_b}{dt} \right)^2 = \frac{p_v - p}{\rho_l} \quad (8)$$

其中 p_v 为汽化临界压力。

利用式(2) - (5)得到下式:

$$\frac{d\rho_m}{dt} = -\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l \rho_v} \rho_m \dot{m} \quad (9)$$

将式(8)(9)带入式(7),则得到汽化的净汽相变率 $\dot{m}$ 的计算公式为

$$\dot{m} = (n 4\pi)^{1/3} (3\alpha_v)^{2/3} \cdot \frac{\rho_v \rho_l}{\rho_m} \left[\frac{2}{3} \left(\frac{p_v - p}{\rho_l} \right) - \frac{2}{3} R_b \frac{d^2 R_b}{dt^2} \right]^{1/2} \quad (10)$$

上式忽略气泡半径加速度项 $\frac{d^2 R_b}{dt^2}$, 将式(6)带入得到简化的净汽相变率 $\dot{m}$ 的计算公式为

$$\dot{m} = \frac{3\alpha_v}{R_b} \cdot \frac{\rho_l \rho_v}{\rho_m} \left[\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l} \right]^{1/2} \quad (11)$$

其中 $\dot{m}$ 包括两部分,一部分为压力 $p < p_v$ 时气体产生率 $\dot{m}_e^+$, 另一部分为压力 $p > p_v$ 时气体凝结率 $\dot{m}_c^-$ 。

根据文献[15],在空化形成时 $R_b \approx C \frac{\gamma}{\rho_l v^2}$, 其中 v 为湍流速度, γ 为表面张力, C 为常数,可得

$$\dot{m}_e^+ = C_e \frac{k}{\gamma} \rho_l \rho_v \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l} (1 - f)} \quad (12)$$

$$\dot{m}_c^- = C_c \frac{k}{\gamma} \rho_l \rho_l \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_v}{\rho_l} f} \quad (13)$$

其中根据文献[16],汽化系数 $C_e = 0.02$, 凝结系数 $C_c = 0.01$ 。

大涡模拟的控制方程时对 N-S 方程在波数空间或者物理空间进行过滤得到,从而得到空泡流中混合相的大涡模拟的动量守恒方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho_m v_{mi}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_m v_{mi} v_{mj}) \\ = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \mu_m \left[\frac{\partial v_{mi}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{mj}}{\partial x_i} \right] - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (14)$$

其中 τ_{ij} 为亚网格应力 (Smagorinsky-Lilly 模型), $\tau_{ij} = v_{mi} v_{mj} - \rho_m v_{mi} v_{mj}$; μ_m 为混合相的湍流粘性系数。

螺旋桨空化分为梢涡空化、片空化和毂涡空化,在螺旋桨的实际运行时,片空化是空化噪声的主要声源分量,片空化的体积脉动决定空化噪声强度,球形空泡辐射声压为

$$p(r) = \frac{\rho_l}{4\pi r} \frac{d^2 V_c}{dt^2} \quad (15)$$

其中 r 为测量点到声源中心的距离, V_c 为空泡体积。由于是将片空化等效于一个大的球形空泡,因此采用球形空泡等效方法计算的是螺旋桨空化噪声的单极子声源部分。

根据计算流体动力学 (computational fluid dynamics, CFD) 计算螺旋桨片空化面积, 计算公式如下:

$$S_c = \sum_i \alpha_i s_i \quad (16)$$

其中 $i = 1, 2, \dots, N$, N 为 CFD 计算中螺旋桨表面的网格数目; α_i 为对应网格的气体体积分数; s_i 为网格的面积。

文献[17,18]通过空化实验表明水翼和螺旋桨非定常片空化面积 S_c 可由空化特征长度 l_c 表示, 空化体积 V_c 与 l_c 呈线性关系, 关系如下:

$$l_c = \sqrt{S_c} \\ \frac{d^2 V_c}{dt^2} = 6l_c \left(\frac{dl_c}{dt} \right)^2 + 3l_c^2 \frac{d^2 l_c}{dt^2} \quad (17)$$

将式(17)代入到式(15)中得到螺旋桨空化噪声单极子声源辐射声压的计算公式为

$$p(r) = \frac{\rho_l}{4\pi r} \left[6l_c \left(\frac{dl_c}{dt} \right)^2 + 3l_c^2 \frac{d^2 l_c}{dt^2} \right] \quad (18)$$

CFD 计算得到声源节点时域脉动信息后, 采用边界元积分法在频域内计算辐射声场时, 考虑桨叶壁面的影响后, 非均相波动方程^[19,20]为

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial T_i}{\partial x_i} + \frac{\partial f_i}{\partial t} \quad (19)$$

其中 ρ' 为有声扰动时的密度分量; c_0 为声速; $T_{ij} = \rho v_i v_j + (p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij} - \sigma_{ij}$, 对于各向同性的低马赫数流动时, $T_{ij} = \rho v_i v_j$ 。式(19)中 $\partial T_i / \partial x_i$ 为对应桨叶表面非定常负载力的负载噪声项, $\partial f_i / \partial t$ 为厚度噪声项, 可以忽略不计。

将桨毂两端面进行封闭, 螺旋桨封闭面取为封闭面 (S_a), 螺旋桨对外声辐射数值计算采用直接边界元积分法, 其积分公式为

$$H(r) \cdot p(\bar{r}) = \int_{S_a} p(\bar{r}_a) \cdot \frac{\partial G(\bar{r}, \bar{r}_a)}{\partial v} dS(\bar{r}_a) + j\rho\omega G(\bar{r}, \bar{r}_a) \cdot v_a(\bar{r}_a) dS(\bar{r}_a) \quad (20)$$

其中, $H(r) = \begin{cases} 1, & r \in V/S_a \\ 0, & r \notin V \end{cases}$ 为系数, V 为积分有界流域体积; $p(\bar{r})$ 为点 $\bar{r}$ 处声压; $p(\bar{r}_a)$ 为点 $\bar{r}_a$ 处声压; 格林内核函数 $G(\bar{r}, \bar{r}_a) = \frac{e^{-jkl|\bar{r}-\bar{r}_a|}}{4\pi|\bar{r}-\bar{r}_a|}$; v 为封闭面 S_a 上指向无界流域的法向方向, 与面 S_a 的内法向方向相反; $v_a(\bar{r}_a)$ 为点 $\bar{r}_a$ 处 v 方向的速度分量。

螺旋桨无空化噪声时采用频域方法即式(20)计算, 螺旋桨空化噪声将式(18)和式(20)计算结果直接在频域上进行对应频率点相加。

2 非均匀入流中螺旋桨单极子声源辐射噪声数值预报

某民船桨的几何参数如下: 叶片数为 4, 螺旋桨直径为 0.2482m, 盘面比为 0.55, 侧斜角为 32 度, 非均匀入流速度分布图见图 1。

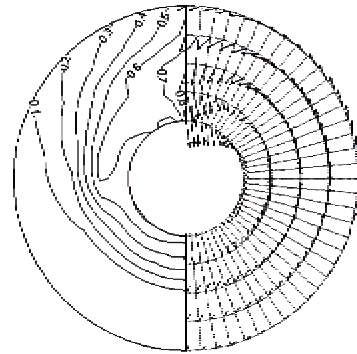


图1 轴向伴流等值线和横向速度矢量沿圆周分布图

空化水洞中的水速为 3.25m/s, 流体静压力为 113000Pa, 转速分别为 25rps 和 28rps。

CFD 计算模型如下: 上游距离为 0.7D, 下游距离为 3.75D, 旋转区域的半径为 0.53D, 静止区域的半径为 1.471D, 旋转区域采用非结构网格划分, 静止区域采用结构网格划分, 湍流模型选用大涡模拟。采用滑移网格技术。采用一阶差分插值法将非均匀入流添加到入口边界, 模拟的入口以及交界面处轴向速度见图 2。图 3 为螺旋桨片空化周期形态与实验数据的对比图。在轴向均匀入流速度 U_0 为 3.25m/s, 环境压力为 113000Pa, 螺旋桨转速 n 分别为 25rps 和 28rps 两种工况下设置迭代时间为 0.0005s, 两种不同转速对应的进速系数 J 分别为 0.5238 和 0.4677, 其空化指数 σ 分别为 5.747 和 4.58, 根据式(18)计算该桨片空化单极子声源辐射声压, 其中 $r = 1$ 。图 4(a) 为螺旋桨转动一周 0.04s 内的声压分布图。

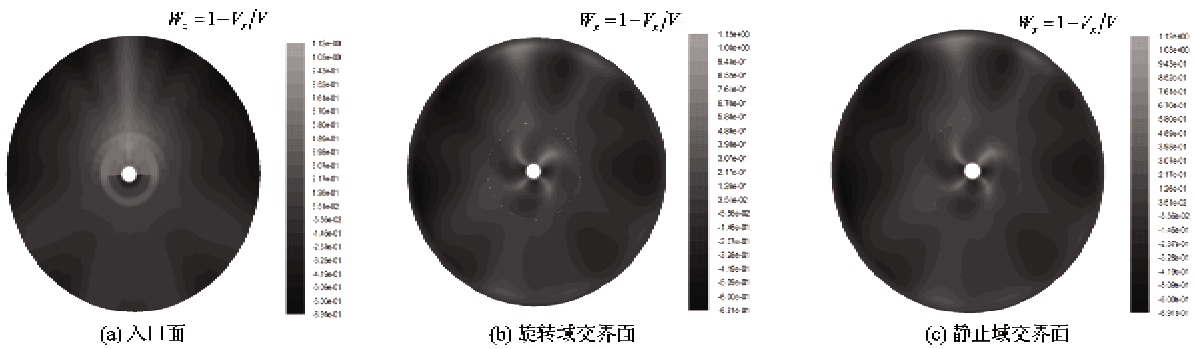


图2 轴向速度分布图

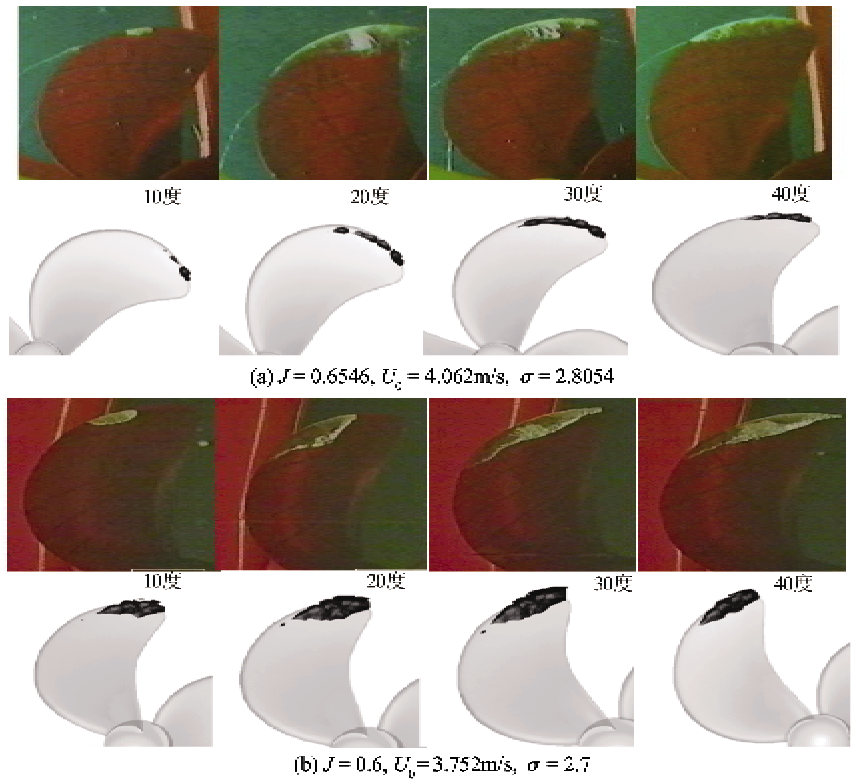


图3 民船桨周向片空化模拟,黑色图片为实验图,白色图片为汽相体积分数 $\alpha_v = 0.1$ 的等值面

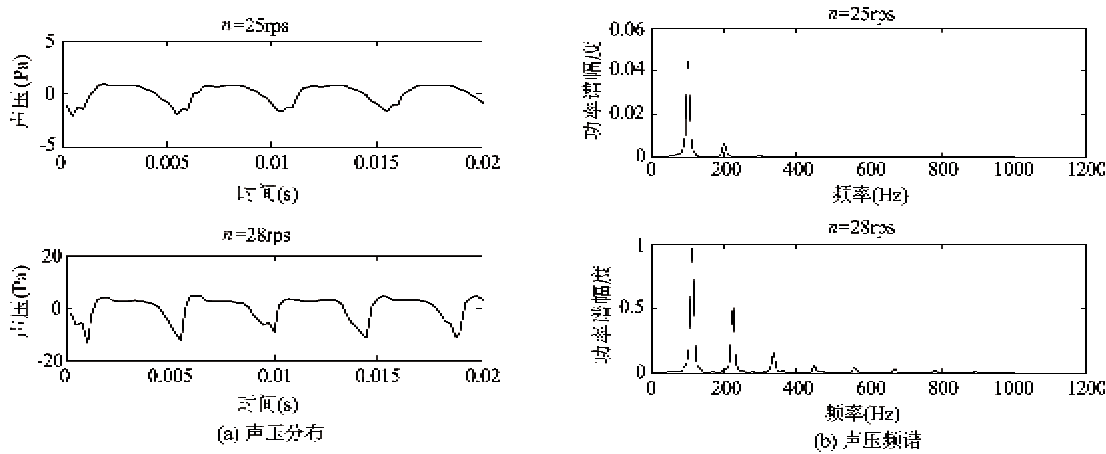
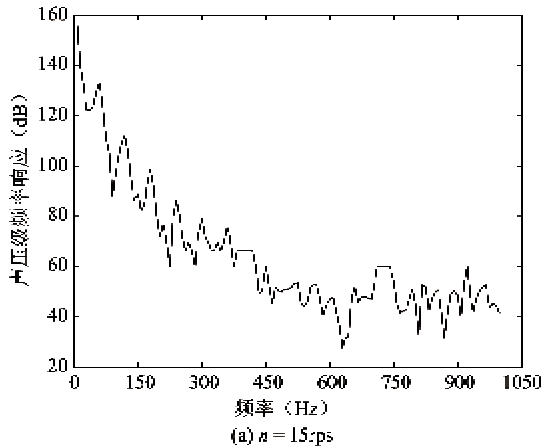


图4 两种不同转速条件下民船桨片空化单极子声源辐射声压和声压频谱图

从图 4(b)可以看出,采用文中的方法可以成功模拟螺旋桨片空化单极子声源辐射噪声,功率谱幅度图清晰显示了螺旋桨的叶频(BPF)信息,两种不同转速的叶频频率值分别是 100 和 112,与螺旋桨转速吻合,准确预报了螺旋桨的 BPF 信息。

3 非均匀入流下螺旋桨空化和无空化噪声数值预报

无空化条件下民船桨转速分别为 15rps 和



20rps,空化条件下的转速分别为 25rps 和 28rps。根据文中描述的方法数值预报民船桨无空化和空化噪声,图 5 为无空化时负载噪声仿真数据在测试点(0,2m,0)处的声压级频率响应图,图 6 为空化时螺旋桨噪声仿真数据在测试点(0,2m,0)处的声压级频率响应图,CFD 计算的迭代步长为 0.5ms,最大分析频率为 1kHz,仿真数据的长度选取为螺旋桨转动两周的时间。

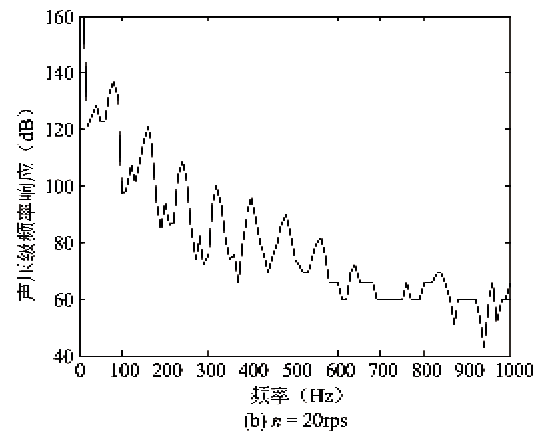


图 5 无空化条件下民船桨测试点(0,2.0m,0)处仿真数据的声压级

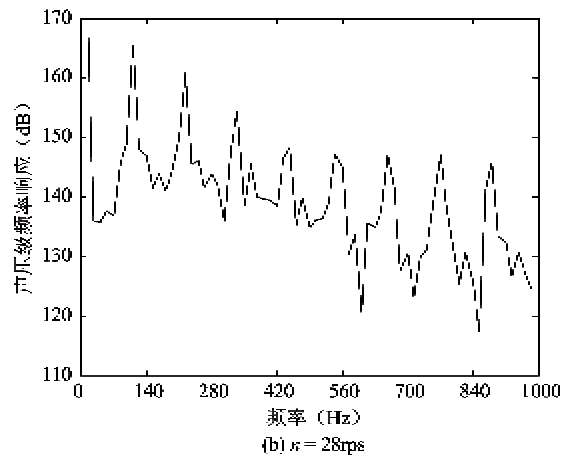
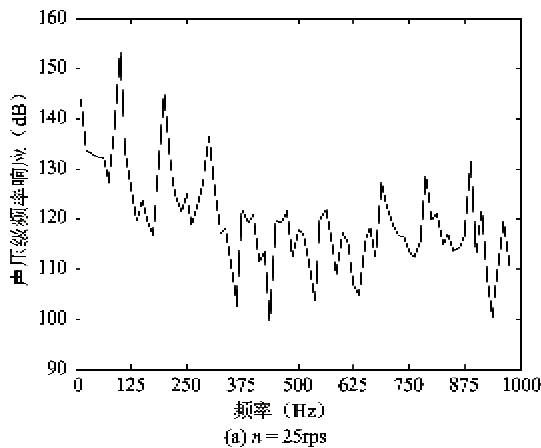


图 6 空化条件下民船桨测试点(0,2.0m,0)处仿真数据的声压级

声压级(sound pressure level, SPL)计算公式为

$$SPL = 20 \log_{10} \left[\frac{\left(\sum_i p(i) \right)}{p_0} \right] \quad (21)$$

其中 $p(i)$ 为对应频率值的频率响应值, p_0 为参考声压,值为 $1\mu\text{Pa}$ 。根据式(21)计算叶频和二倍叶频(2BPF)的声压级。表 1 和表 2 分别为无空化条件下和空化条件下声压级特征比较表。在无空化条件下,叶频和二倍叶频的幅值随转速的增大而增大,且

二倍叶频幅值相对叶频幅值的比值不随转速的变化而变化。空化条件下,叶频和二倍叶频的幅值随空化指数的减小而增大,二倍叶频相对叶频幅值的比值随空化指数的减小而增大。在无空化时,预报的叶频的二倍叶频幅值较实际值偏小;空化时,预报的叶频和二倍叶频幅值较实际值偏大;二倍叶频和叶频幅值的比值关系的预报准确,验证了本文方法的合理性。

表1 无空化条件下民船桨仿真数据叶频(BPF)和二倍叶频(2BPF)处的声压级

测试点	$n = 15\text{rps}$		$n = 20\text{rps}$	
	BPF	2BPF	BPF	2BPF
测试点(0,1.5m,0)	145.4243	124.4751	146.6180	130.3703
测试点(0,1.0m,0)	139.3183	118.3711	140.5192	124.2810
测试点(0,0.5m,0)	135.7789	114.8388	136.9835	120.7485
测试点(0,2.0m,0)	133.2740	112.3190	134.9020	118.3085

表2 空化条件下民船桨仿真数据叶频和二倍叶频处的声压级

测试点	$n = 25\text{rps}$		$n = 28\text{rps}$	
	BPF	2BPF	BPF	2BPF
测试点(0,1.5m,0)	165.3383	157.0971	177.3521	173.1762
测试点(0,1.0m,0)	159.3125	151.0748	171.3261	167.1546
测试点(0,0.5m,0)	155.7898	147.5527	167.8050	163.6331
测试点(0,2.0m,0)	153.2907	145.0539	165.3070	161.1344

4 结 论

本文将黏性多相流理论的数值方法和球形空泡辐射噪声理论相结合,准确预报了螺旋桨单极子声源辐射噪声叶频信息,以及采用流场声场耦合方法预报螺旋桨空化和非空化时螺旋桨噪声的叶频信息。结果表明,在无空化和空化时预报螺旋桨噪声叶频和倍叶频幅值关系准确;在无空化时,叶频和叶倍频幅值随转速的增大而增大,叶频和二倍叶频的幅值比值在无空化时保持不变;在空化时,叶频和叶倍频的幅值随空化指数的减小而增加,二倍叶频的幅值相比叶频幅值的比值随空化指数的减小而增大。预报的叶频信息对目标识别具有一定的指导意义。

参考文献

- [1] Bensow R E, Bark G. Implicit LES predictions of the cavitating flow on a propeller. *Journal of Fluids Engineering*, 2010, 132(4): 041302
- [2] Singhal A K, Athavale M M, Li H Y, et al. Mathematical basis and validation of the full cavitation model. *Journal of Fluids Engineering*, 2002, 124(3): 617-624
- [3] 朱志峰,方世良,王晓燕. 空化螺旋桨非定常粘性流场特征分析. *中国科学*, 2011, 41(2): 213-222
- [4] Ji B, Luo X W, Wu Y L, et al. Partially-averaged Navier-Stokes method with modified $k-\varepsilon$ model for cavitating flow around a marine propeller in a non-uniform wake. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012, 55(23-24): 6582-6588
- [5] Ji B, Luo X W, Wu Y L, et al. Unsteady numerical simulation of cavitating turbulent flow around a highly skewed model marine propeller. *Journal of Fluids Engineering*, 2011, 133(1): 011102
- [6] Ji B, Luo X W, Peng X X, et al. Numerical analysis of cavitation evolution and excited pressure fluctuation around a propeller in non-uniform wake. *International Journal of Multiphase*, 2012, 43: 13-21
- [7] 杨琼方,王永生,张志宏. 非均匀进流对螺旋桨空化水动力性能的影响. *水动力学研究与进展*, 2011, 26(5): 538-550
- [8] 杨琼方,王永生,张明敏. 不均匀伴流场中螺旋桨空化的黏性流数值模拟和低频噪声预报. *声学学报*, 2012, 37(6): 583-594
- [9] 杨琼方,王永生,曾文德等. 大侧斜螺旋桨负载噪声的边界元数值声学方法频域内计算方法. *兵工学报*. 2011, 32(9): 1118-1125
- [10] Carley M. Time domain calculation of noise generated by a propeller in a flow: [Ph. D Dissertation]. Trinity College, Department of Mechanical Engineering, 1996
- [11] Pan Y C, Zhang H X. Numerical hydro-acoustic prediction of marine propeller noise. *Journal of Shanghai Jiaotong University (Sci.)*, 2010, 15(6): 707-712
- [12] Pan Y C, Zhang H X. Numerical prediction of marine propeller noise in non-uniform inflow. *China Ocean Eng*, 2013, 27(1): 33-42
- [13] Seol H, Jung B, Suh J C, et al. Prediction of non-cavitation underwater propeller noise. *Journal of Sound and Vibration*, 2002, 257(1): 131-156
- [14] Seol H, Suh J C, Lee S. Development of hybrid method for the prediction of underwater propeller noise. *Journal of Sound and Vibration*, 2005, (1-2), 288: 345-360

- [15] 王献孚. 空化泡和超空化泡流动理论及应用. 北京: 国防工业出版社, 2009. 169-172
- [16] Marktos N C, Singhal A K. Numerical analysis of one-dimensional, two-phase flow a vertical cylindrical pump. *Advance Engineering Software*, 1982, 4(3): 99-106
- [17] Pereira F, Avellan F, Dupont P. Predition of cavitation erosion: an energy approach. *Journal of Fluids Engineering*, 1998, 120(4): 719-727
- [18] Franciso P, Francesco S, Fabio D F, et al. Experimental and numerical investigation of the cavitation pattern on a marine propeller. In: *Proceedings of the 24th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Fukuoka, Japan, 2002
- [19] 詹福良, 徐俊伟. *Virtual Lab Acoustics 声学仿真计算从入门到精通*. 西安: 西北工业大学出版社, 2013. 150-190
- [20] 张强. *气动声学基础*. 北京: 国防工业出版社, 2012. 336-405

Numerical prediction of propeller noise in a non-uniform inflow

Cao Hongli, Fang Shiliang

(Key Laboratory of Underwater Acoustic Signal Processing of Ministry of Education,
Southeast University, Nanjing 210096)

Abstract

By using a hybrid algorithm of combining the numerical method based on the viscous multiphase theory with the pulsating spherical bubble radiated noise theory, the simulation of the propeller transient cavitating pattern and the prediction of the monopole radiation noise under a non-uniform inflow were conducted. Through using the coupling of the numerical simulation method for flow fields with the acoustic boundary element method for sound fields, the propeller loading noise in non-uniform inflow under the condition of cavitation and non-cavitation was predicted in the frequency domain. The propeller loading noise under non-cavitating was obtained through numerical prediction of loading noise, and the propeller noise under cavitating was obtained by adding up the cavitating monopole radiation noise and the cavitating loading noise in the frequency domain. The propeller cavitating pattern under non-uniform inflow and the accuracy of predicting the monopole radiation noise under non-uniform inflow were verified by using a private propeller. Then, the features of the blade passing frequency (BPF) and the 2BPF of the private propeller's noise under cavitating and non-cavitating were investigated, and the results showed the above-mentioned method could effectively predict the BPF features of propellers' cavitating noise and non-cavitating noise.

Key words: non-uniform inflow, cavitating noise, non-cavitating noise, loading noise, sound pressure level, propeller