

本文网址: <http://www.ship-research.com/cn/article/doi/10.19693/j.issn.1673-3185.03298>

期刊网址: www.ship-research.com

引用格式: 鹿玮川, 孙士艳, 王树齐. 基于一种半解析闭合模型的二维水翼局部背空泡特性研究 [J]. 中国舰船研究, 2024, 19(3): 241–248.

LU W C, SUN S Y, WANG S Q. Study on local back cavitation characteristics of two-dimensional hydrofoil based on semi-analytical closed model[J]. Chinese Journal of Ship Research, 2024, 19(3): 241–248 (in Chinese).

基于一种半解析闭合模型的二维水翼局部背空泡特性研究



扫码阅读全文

鹿玮川, 孙士艳*, 王树齐

江苏科技大学 船舶与海洋工程学院, 江苏 镇江 212100

摘要: [目的] 为了探究空泡的形成与水翼参数之间的关系, 通过对比不同参数的水翼在不同来流攻角下的空泡形成情况, 探索各种因素对空泡形成的影响。[方法] 基于势流理论, 采用边界元法和迭代法, 对二维水翼的局部空泡进行系统性分析。[结果] 结果表明, 最大厚度不同的水翼在来流攻角较小时, 产生的空泡较小; 在来流攻角较大时, 产生的空泡更大。水翼的最大厚度位置位于40%弦长处的水翼对来流攻角的改变更为敏感, 受到的影响更大。水翼的相对拱度对空泡形成的大小随着来流攻角的增大, 先增大后减小。[结论] 在气泡尾部封闭点, 通过半解析模型求解气泡尾部交点的法向速度, 可以提高气泡数值模拟的稳定性, 进而可以得到水翼参数对空泡形成更为准确的影响。

关键词: 边界元方法; 二维水翼; 局部空化; 空泡尾部奇异性

中图分类号: U661.1

文献标志码: A

DOI: 10.19693/j.issn.1673-3185.03298

Study on local back cavitation characteristics of two-dimensional hydrofoil based on semi-analytical closed model

LU Weichuan, SUN Shiyan*, WANG Shuqi

School of Naval Architecture & Ocean Engineering, Jiangsu University of Science and Technology, Zhenjiang 212100, China

Abstract: [Objective] In order to explore the relationship between cavitation formation and hydrofoil parameters, this study compares the cavitation formation of hydrofoils with different parameters at different attack angles, and explores the influence of various factors on cavitation formation. [Methods] Based on potential flow theory, the local cavitation of a two-dimensional hydrofoil is systematically analyzed using the boundary element and iterative methods. [Results] The results show that the cavitations of hydrofoils with different maximum thicknesses are smaller when the attack angle of the incoming flow is smaller, and larger when the attack angle is larger. The maximum thickness of the hydrofoil has a significant effect on cavitation formation when the attack angle is large. Hydrofoils with a maximum thickness at 40% of the chord edge are more sensitive to changes in the attack angle of the incoming flow and experience a stronger effect. The influence of the relative camber of the hydrofoil on cavitation formation first increases and then decreases as the attack angle increases. [Conclusions] At the closed point of the bubble tail, the semi-analytical method can be used to solve the normal velocity of the intersection point, thereby improving the stability of the numerical simulation of bubbles in the iterative process and clarifying the influence of hydrofoil parameters on cavitation formation.

Key words: boundary element method; two-dimensional hydrofoil; local cavitation; singularity of bubble tail

收稿日期: 2023-03-15 修回日期: 2023-04-11 网络首发时间: 2023-06-15 15:55

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(52271276); 江苏省自然科学基金资助项目(BK20201006)

作者简介: 鹿玮川, 男, 1997年生, 硕士生。研究方向: 船舶与海洋结构物水动力特性。E-mail: wshhf@163.com

孙士艳, 女, 1983年生, 博士, 副教授。研究方向: 船舶与海洋结构物水动力特性。E-mail: shiyan_sun@just.edu.cn

*通信作者: 孙士艳

0 引言

空化现象常常会引起海洋结构物振动,产生噪声,降低结构的稳定性和使用寿命^[1]。空泡极大地影响着水翼的力学性能,空泡从吸力面开始初生,逐步发展,最后达到稳定。水翼的参数各不相同,不同水翼对空泡的影响也不相同。常晟铭等^[2]通过计算得到,当水翼攻角不同时,空化现象发生的位置不同,空泡的大小也不同。丁恩宝等^[3]采用 STAR-CCM+软件,分析了不同尺度下翼型在流场域中的压力场。在给定条件下,如何基于物理观点合理描述空泡体积和宽度是颇具争议的,由此形成了很多界定方法。线性空泡理论假定在流速保持不变的情况下,气泡宽度和体积随叶片厚度的增加而增加,代表性研究包括 Wu^[4]的平板绕流问题和 Tulin^[5]的超空泡流问题。然而这一理论并不适用于水翼片空泡问题。在势流理论范围内,水翼片空泡表面是一条界限分明的流线,空泡末端封闭于物面,在这个点流体同时满足物面不可穿透边界条件和气泡边界条件,因此学术界通常采用一些气泡闭合模型来描述气泡末端状态。例如, Lemonnier 等^[6]提出了一个气泡切向速度随边界长度指数衰减的过渡区模型,以保证过渡区起始端速度与气泡切向速度相同,过渡区末端速度为 0,后者是为了满足水翼表面不可穿透边界条件。Kinnas 等^[7-8]基于速度势理论、气泡边界动力学和运动学条件,以及气泡末端的零厚度条件,采用边界元法和迭代法求解两类局部空泡问题,第 1 类为已知气泡起点和长度,未知空泡数和气泡形状,第 2 类为已知空泡数,求解气泡覆盖区域和形状。显然,第 2 类问题在工程应用中更加普遍。Dang^[9]和 Vaz^[10]采用全非线性边界元法和气泡表面的运动学边界条件,获得空泡的稳态解。这类关于空泡流的理论研究全部局限于稳态空泡假设,即假设空泡内部压力为常数,在确定空泡数下空泡尺度是稳定和唯一的。然而在一定空泡数或水翼攻角下,空泡流的非定常性和脉动特性非常显著。Behbahani-Nejad 等^[11]采用了一种快速非迭代方法预测水翼局部空泡的长度,在此基础上采用边界元法对绕水翼的非定常流进行数值模拟。Alavi 等^[12]采用 Dang^[9]和 Vaz^[10]的迭代方法得到稳态空泡的长度,然后基于物体振动对气泡长度没有影响的假设,采用有限元方法得到具有局部空泡水翼的非稳态水弹性解。

对于空泡问题的研究,更多的关注点在空泡的尾部流场。由于空泡尾部的奇异性,为了更好

地模拟这一区域,研究人员开发了许多有效的空泡尾流模型来模拟空泡的尾部流场。Yamaguchi 等^[13]采用了一种过渡流模型(transient flow model)来处理二维水翼的局部空泡和超空泡的尾流。在过渡流模型中,空泡尾部的厚度并非为 0,而是从空泡的尾部末端引出一条满足运动学边界条件且平行于水翼沾湿面的流线。Jie 等^[14]采用回射流模型研究了二维水翼的局部空化。在该模型中,由于回射流边界的存在,空泡尾部是闭合的,在回射流边界上仅满足给定的运动学边界条件。Kinnas 等^[8]在计算二维和三维水翼的局部空泡流时,采用了一种压力恢复闭合模型来处理空泡尾流。该模型是在空泡尾部一个给定的区域内,速度与该区域外的速度不相同,区域内的速度分布满足给定的规律。

前人提出了不少成熟的气泡尾部闭合模型,但关于气泡闭合点奇异性处理的研究很少,而奇异性处理很关键,处理不好可能导致计算失败。因此,本文将在 Kinnas 等^[8]压力闭合模型基础上,嵌入一种半解析技术,研究水翼空泡的稳态流场。

1 数学模型和数值过程

1.1 基本方程

二维局部空化水翼的流场如图 1 所示, D 为空泡起点,空泡起点假设从导缘开始,即水翼弦线与迎流段曲线交点, T 为闭合区域起点, L 为闭合区域终点。建立笛卡尔坐标系 $O-xy$, 坐标原点 O 位于导边位置, x 方向从导边指向随边, y 方垂直于 x 方向向上, c 为从导边到随边的弦线长度。 V_0 为来流速度; α 为速度方向和水平方向的夹角; \mathbf{n} 为变形前气泡法向向量, 指向流体域内为正; \mathbf{n}_0 为水翼表面的单位法向量, 指向流体域内为正; l 为从 D 点到 L 点的空泡边界曲线长度; λ 为气泡闭合区域比例; λl 为气泡闭合区域长度; h_c 为物面垂直方向上空泡边界和物面边界的距离, 它表明空泡的形状和位置; S_r 为气泡下物面; S_B 为气泡外物面; S_c 为气泡表面; S_w 为辅助涡线。

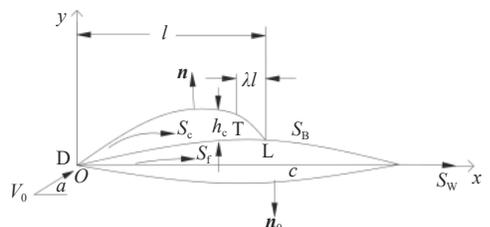


图 1 二维局部空化水翼绕流示意图

Fig. 1 Schematic diagram of 2D partially cavitating hydrofoil flow

假设流体是无黏和不可压缩的,那么在水翼和空化气泡外的整个流场中,流场的全部速度势满足拉普拉斯方程:

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (1)$$

式中, ϕ 为流场的速度势, 包括无穷远处来流的速度势和水翼及气泡产生的扰动速度势。本文对速度势 ϕ 建立边界积分公式, 采用边界元法进行求解。在物体湿表面, 流体满足不可穿透边界条件, 其法向速度等于 0:

$$\nabla \phi \cdot \mathbf{n}_0 = 0 \quad (2)$$

在空泡表面, 压力是恒定的且等于饱和蒸气压力 p_v , 空泡数 σ 的定义为

$$\sigma = \frac{p_0 - p_v}{\frac{1}{2} \rho V_0^2} \quad (3)$$

式中: p_0 为大气压强; ρ 为液体密度。

基于伯努利方程, 得到空泡表面上的切向速度 q_c 为

$$q_c = V_0 \sqrt{1 + \sigma} \quad (4)$$

由于流体在稳态空泡边界上只存在切向速度, 则式(4)可进一步写为

$$\frac{\partial \phi}{\partial S} = q_c, \quad S \in S_c \quad (5)$$

其中, S 为空泡面下自空泡初始点测量的弧长。

基于式(5), 采用积分方法得到气泡表面的速度势:

$$\phi(S_c) = \int_0^{S_c} \frac{\partial \phi}{\partial S} dS + \phi_0 \quad (6)$$

式中: ϕ_0 为起点 D 的速度势。式(6)中的积分始于 D 点 ($S_c = 0$), 终于 L 点 ($S_c = l$)。对于气泡位置 h_c , 也可以采用积分求解:

$$h_c = \int_0^{S_c} \frac{dh_c}{dS} dS \quad (7)$$

则问题转变为对 dh_c/dS 的求解, 变形后的气泡法向向量 \mathbf{n}_c 可以分解为变形前气泡的法向向量和切向向量的组合形式:

$$\mathbf{n}_c = \mathbf{n} - \frac{dh_c}{dS} \mathbf{s} + O(h_c^2) \quad (8)$$

式中: \mathbf{s} 为变形前气泡的切向向量; $O(h_c^2)$ 为气泡厚度的平方, 是一个可以忽略的小量。

在达到稳定之前, 气泡在每一个时间步都将发生变形。

采用式(8)可以得到:

$$-\frac{\partial \phi}{\partial s} \frac{dh_c}{dS} + \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (9)$$

式中: n 和 s 分别为法向和切向。

采用式(9)可以得到

$$\frac{dh_c}{dS} = \frac{\partial \phi}{\partial n} \bigg/ \frac{\partial \phi}{\partial s} \quad (10)$$

将式(10)代入式(7), 可以得到气泡位置; 在气泡尾部, 气泡闭合意味着 $h_c = 0$, 因此有

$$\int_0^{S_L} \frac{\phi_n}{\phi_s} dS = 0 \quad (11)$$

式中: S_L 为气泡尾部位置; ϕ_n , ϕ_s 分别为速度势的法向导数和切向导数。

1.2 空泡尾流闭合模型

由于空泡尾流是一种高湍流的两相流, 因此需要一个尾流模型使气泡封闭。处理尾部流场常见的模型有过渡流模型、回射流模型以及压力恢复闭合模型, 本文采用的是压力恢复闭合模型。

压力恢复闭合模型如图1所示。空泡面在水翼上封闭, 空泡的后半部分有一个长度为 λl 的压力恢复区 TL。在 TL 区域中, 仍然满足运动学边界条件式(6), 但需要对空泡面上的切向速度 q_c 进行修正:

$$\frac{\partial \phi}{\partial S} = q_c [1 - f(S)], \quad S \in S_c \quad (12)$$

函数 $f(S)$ 的表达式为

$$f(S) = \begin{cases} 0, & S < S_T \\ A \left(\frac{S - S_T}{S_L - S_T} \right)^\nu, & S_T < S < S_L \end{cases} \quad (13)$$

式中: S_T 为空泡面下自空泡初始点到压力恢复区的弧长; A ($0 < A < 1$) 和 ν ($\nu > 0$) 为给定常数, 从关于空泡尾流区的实验结果中获取。本文中, $\lambda = 0.1$, $A = 0.5$, $\nu = 1$ 。在实际操作中, 用式(12)代替式(4), 求解加入闭合模型的气泡边界速度势和气泡边界位置。

1.3 边界元方法

采用边界元方法对水翼流场进行求解, 在水翼尾缘处, 存在一个结构不连续点, 该点的流体质点速度连续, 速度势不连续, 因此需要在尾缘延伸出一个辅助涡线 S_w , 在整个 S_w 上, 上下涡线的速度势之差等于水翼尾缘的速度势之差, 对于这样的计算域, 仍然可以采用基于格林第三方程的边界积分公式求解计算域:

$$\pi\phi_p = \int_{S+S_c+S_w} \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} \ln r - \phi \frac{\partial \ln r}{\partial n} \right) dS \quad (14)$$

式中： ϕ_p 为场点p处的速度势； r 为场点到源点的距离。

在涡线 S_w 上， $\phi^+ - \phi^-$ 为常数，且 $\phi_{n^+} = -\phi_{n^-}$ 。其中， $\phi^+ - \phi^-$ 表示涡线上下表面速度势之差， $\phi_{n^+} = -\phi_{n^-}$ 表示涡线上下表面速度势法向导数大小相等，方向相反。将这2个条件代入式(14)，可得

$$\pi\phi_p = \int_{S+S_c} \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} \ln r - \phi \frac{\partial \ln r}{\partial n} \right) dS + (\phi^+ - \phi^-) \int_{S_w} \frac{\partial \ln r}{\partial n} dS \quad (15)$$

本文将采用式(15)，对其边界进行线性单元离散，采用边界元方法对问题进行求解，具体求解方法参见文献[15]。

1.4 迭代过程和水翼闭合点L的特殊处理

对于给定水翼形状，给定来流速度 V_0 和气泡起始位置(本文是设置在导缘位置)，数值计算方法的迭代过程如下：

1) 在 $n=0$ 迭代步，假设一个初始气泡长度为 l_0 ，此时该气泡没有厚度，采用式(6)和式(12)计算气泡边界速度势，采用式(2)计算物面法向导数，然后采用边界积分式(15)计算气泡边界法向导数和物面速度势。

2) 在 $n=1$ 迭代步，采用式(7)和式(10)计算气泡位置 h_c ，寻找气泡和水翼交点，确保在交点上 $h_c=0$ ，在新的气泡边界上采用式(6)和式(12)计算气泡边界速度势，采用式(2)计算物面法向导数，采用边界积分式(15)重新求解流场。

3) 重复步骤2)，直至气泡边界不再变化为止。

在求解过程中，因为L点是气泡尾部和物面的交点，物面上已知法向导数，气泡面上已知速度势，此速度势和物面的速度势连续，因此物面的速度势也是已知的，未知量只有一个气泡面的法向导数。理论上只有一个未知数，易于求解，但实际上这个点的位置是通过气泡面和物面求交点确定的，所以在这个点建立边界积分公式存在由于数值精度引起的奇异性，采用边界积分公式求解这个点的 ϕ_n 非常不准确，使得气泡尾部的闭合非常困难。因此本文将利用气泡尾部流体质点速度连续的条件，采用数值方法求出 ϕ_n 的显式解，然后作为已知条件代入边界积分公式，具体计算过程为

$$\phi_s = \phi_x x_s + \phi_y y_s \quad (16)$$

$$\phi_n = \phi_x n_x + \phi_y n_y \quad (17)$$

式中： ϕ_x 和 ϕ_y 分别为流体质点在 x 方向和 y 方向的速度分量； (x_s, y_s) 为交点处气泡切向向量； (n_x, n_y) 为交点处物面法向向量。式(16)为气泡面交点的条件。

联立式(16)和式(17)，求解 ϕ_x 和 ϕ_y ，则有

$$\phi_n = \phi_x n_{xc} + \phi_y n_{yc} \quad (18)$$

式中： (n_{xc}, n_{yc}) 为气泡面的法向导数，和式(17)的物面法向导数方向不同。

2 数值模拟结果分析

2.1 准确性验证以及收敛性分析

首先，采用NACA 16-006和NACA 16-009翼型对不同来流攻角所产生的空泡进行模拟，并与Kinns等^[8]的数值模拟结果进行对比，如图2所示。

NACA 16-006和NACA 16-009两种翼型的最大厚度分别为6%和9%。从图2可以看出，当来流攻角 $\alpha=4^\circ$ 时，模拟结果与Kinns等的结果^[8]较为吻合。而当来流攻角逐渐增大到 6° 和 8° 时，此时产生的空泡相比于Kinns等的结果^[8]较小，上述现象可能是气泡尾部的差异化处理导致的。总体来看，模拟结果与Kinns等的结果^[8]较为吻合，这验证了当前的方法和Fortran程序的准确性。

NACA 65-206水翼相对拱度为1.1%并位于50%弦长处，最大厚度为6%并位于40%弦长处，该翼型参数与下文所要探究的翼型参数较为相近，因此选择该翼型进行收敛性分析。

图3给出了NACA 65-206水翼在不同来流攻角下空泡随迭代次数变化的情况。从图中可以看出，当迭代次数从10次增加到20次时，形成的空泡变化程度较大；而当迭代次数从20次增加到30次时，空泡基本没有变化，这表明此时迭代次数已满足计算需求。

2.2 水翼最大厚度对空泡形成的影响

2.1节的准确性验证结果表明，水翼厚度对空泡的产生有着显著影响，因此本节选择NACA 64-206，NACA 64-208和NACA 64-209这3种翼型进行研究。最大弧高与弦长的比值称为翼型的相对拱度，3种翼型的相对拱度为1.1%且均位于50%弦长处，最大厚度分别为6%，8%和9%，最大厚度位置均在40%弦长处。

图4给出了不同来流攻角下最大厚度不同的水翼产生的空泡情况。从图中可以看出，当来流

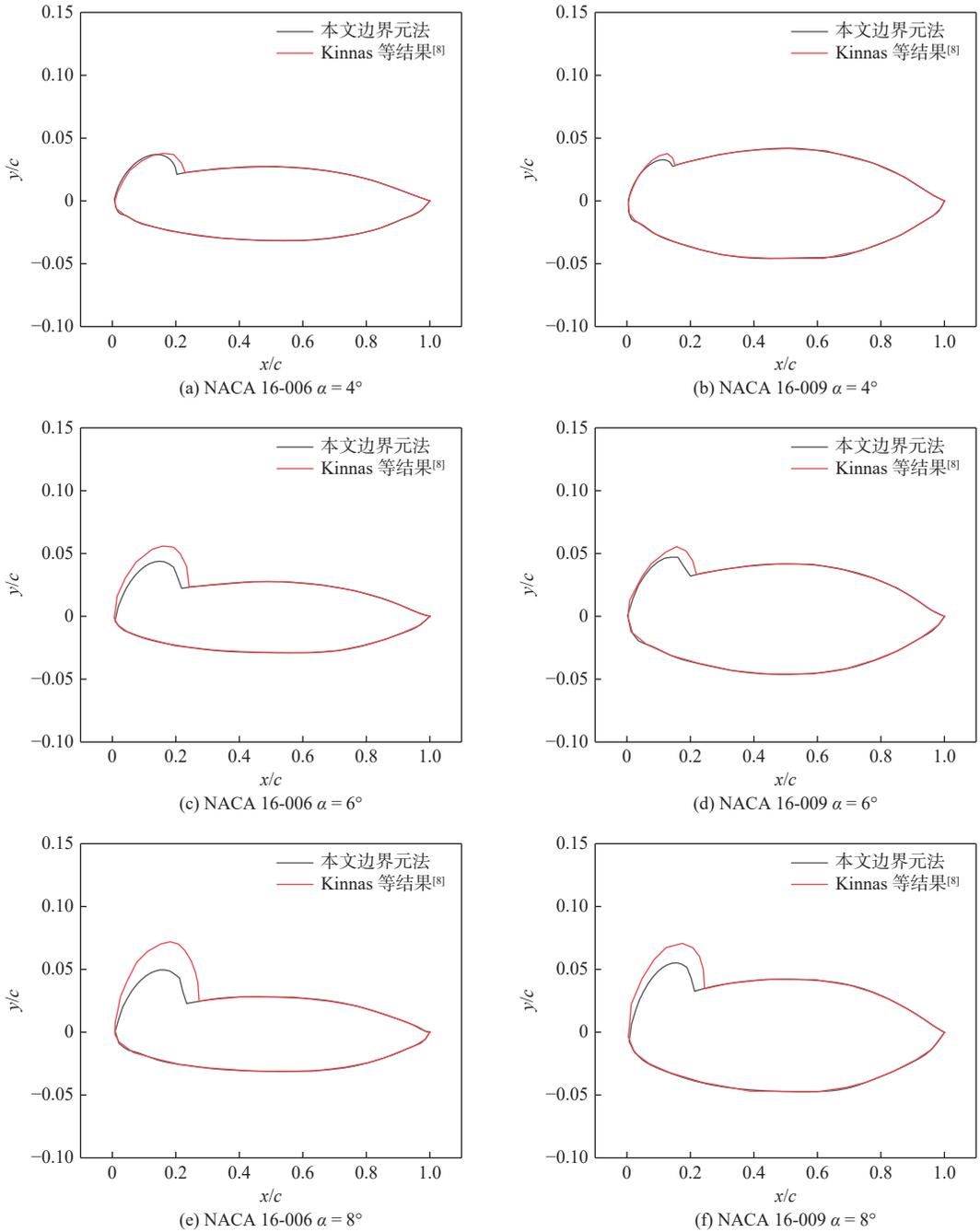


图 2 不同来流攻角下空泡形成对比

Fig. 2 Comparison of cavitation under different angles of attack

攻角 $\alpha = 4^\circ$ 时, 厚度为 6% 的水翼可以看见较为清晰的空泡, 而厚度为 8% 和 9% 的水翼产生的空泡并不是很明显。当来流攻角 $\alpha = 6^\circ$ 时, 空泡随水翼厚度的变化与来流攻角 $\alpha = 4^\circ$ 时基本一致, 但是当来流攻角 $\alpha = 6^\circ$ 时, 厚度为 8% 和 9% 的水翼产生的空泡更为明显。当来流攻角 $\alpha = 8^\circ$ 时, 可以清楚地看到, 随着厚度的增加, 空泡形成得更加明显, 此时水翼厚度对空泡的产生影响更为显著。气泡形状取决于气泡表面 ϕ_n 的大小和分布, 小攻角且剖面较厚时, 来流和气泡生成区域物面边界近似平行, 导致流体质点法向导数 ϕ_n 较小, 形成的气泡较小。降低剖面厚度和增大攻角均有利

于提高 ϕ_n , 形成较大的贴体气泡。

2.3 水翼最大厚度位置对空泡形成的影响

选择 NACA 63-206, NACA 65-206 和 NACA 66-206 翼型研究水翼最大厚度位置对空泡形成的影响。3 种翼型的相对拱度为 1.1% 且均位于 50% 弦长处, 最大厚度均为 6%, 分别位于 35%, 40% 以及 45% 弦长处。

图 5 展示了不同来流攻角下不同最大厚度位置的水翼产生的空泡情况。从图中可以看出, 当来流攻角 $\alpha = 4^\circ$ 时, 3 种最大厚度位置的水翼所形成的空泡差异不大, NACA 66-206 翼型最大厚度

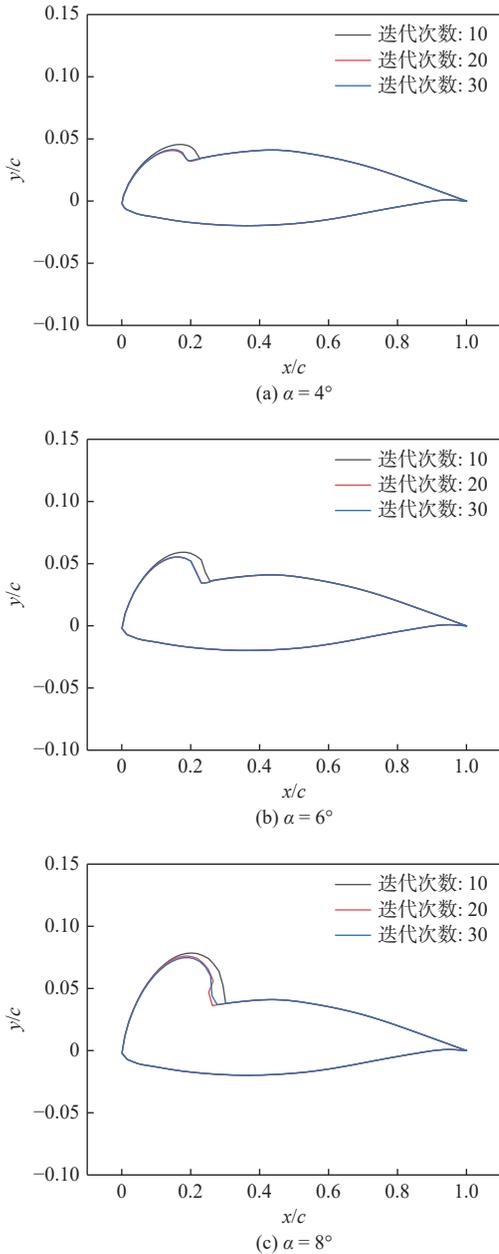


图 3 不同来流攻角下迭代次数不同时形成的空泡

Fig. 3 Cavitation formed at different iteration times under different angles of attack

位置为 45% 弦长, 因而形成的空泡相比于其他两种水翼更大一些; 当来流攻角 $\alpha = 6^\circ$ 时, 最大厚度位置为 40% 弦长的水翼产生的空泡略小于其他两种水翼; 而当来流攻角增加到 8° 时, 最大厚度位置为 40% 弦长的水翼产生的空泡略大于其他两种水翼。由此可得, 最大厚度位置在 40% 弦长处的水翼对来流攻角的改变更敏感, 受到的影响更大。

2.4 水翼相对拱度对空泡形成的影响

上述研究表明, 当水翼最大厚度为 8% 且最大厚度位于 40% 弦长时, 空化现象更加显著。为了研究水翼的相对拱度对空泡形成的影响, 选择 NACA 64-108 和 NACA 64-208 翼型研究水翼相对

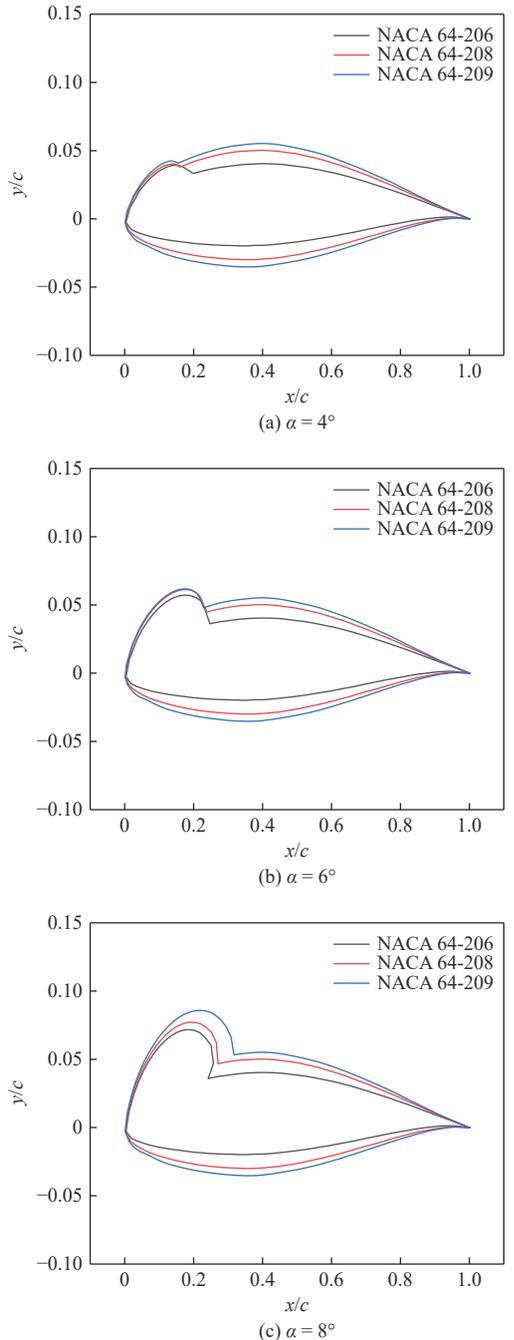


图 4 不同最大厚度位置的水翼在不同来流攻角下形成的空泡
Fig. 4 Cavities formed by hydrofoil with different maximum thickness positions at different angles of attack

拱度对空泡形成的影响。NACA 64-108 和 NACA 64-208 两种翼型的最大厚度均为 8% 并位于 40% 弦长处, 相对拱度位于弦长 40% 处, 大小分别为 0.6% 和 1.1%。

图 6 给出了不同来流攻角下相对拱度不同的水翼产生的空泡情况。从图中可以看出, 当来流攻角 $\alpha = 4^\circ$ 时, 水翼的相对拱度对空泡的形成影响不大, 相对拱度为 1.1% 的水翼所产生的空泡位置比相对拱度为 0.6% 的水翼所产生的空泡位置略微靠后一些; 当来流攻角 $\alpha = 6^\circ$ 时, 相对拱度为 1.1% 的水翼所产生的空泡比相对拱度为 0.6%

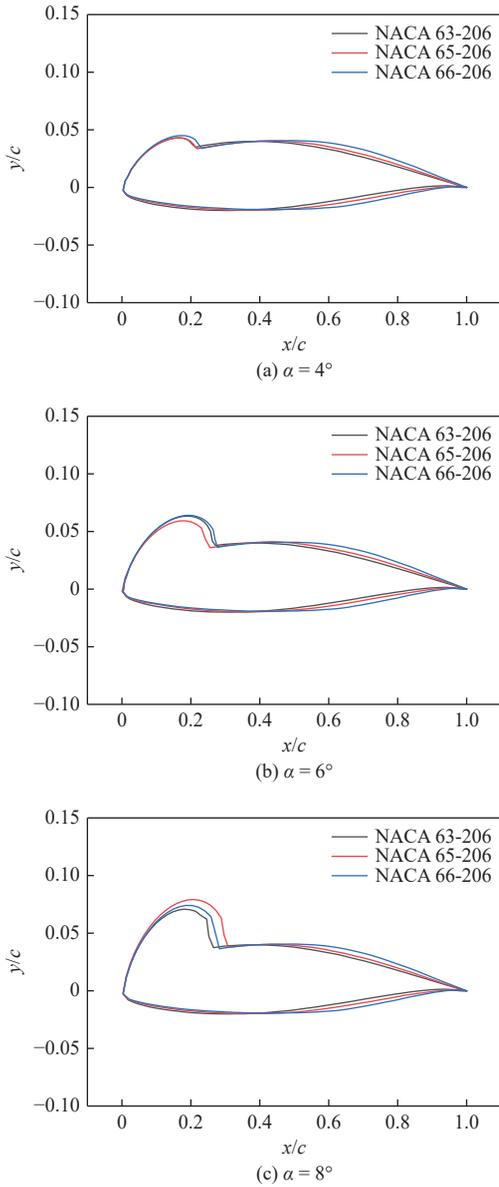


图5 不同最大厚度位置的水翼在不同来流攻角下形成的空泡
 Fig.5 Cavities formed by hydrofoils with different maximum thickness positions at different angles of attack

的水翼所产生的空泡更大一些, 并且位置明显更加向后偏移; 而当来流攻角继续增加到 8° 时, NACA 64-108 和 NACA 64-208 两种水翼形成的空泡在大小及位置上差异不大。由此可得, 当来流攻角 $\alpha = 6^\circ$ 时, 水翼的相对拱度对空泡的形成影响较大。

3 结论

本文基于势流理论, 采用边界元方法, 对二维水翼的局部空化现象进行了非线性分析。通过对比不同参数的水翼在不同来流攻角下的空泡形成情况, 探究各种因素对空泡形成的影响。通过进行数值模拟, 得到如下结论:

1) 水翼的最大厚度在来流攻角较大的情况下对空化现象的发生有显著的影响。当来流攻角

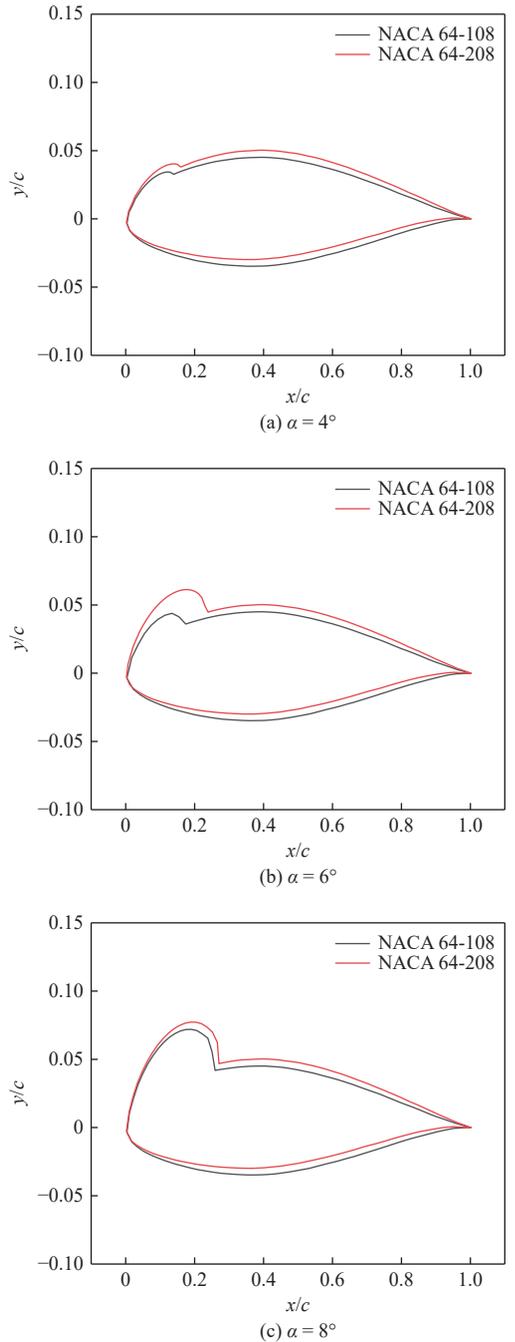


图6 不同相对拱度的水翼在不同来流攻角下形成的空泡
 Fig.6 Cavities formed by hydrofoils with different relative cambers at different angles of attack

较小时, 水翼最大厚度对空化现象的发生影响较小; 随着来流攻角的逐渐增大, 水翼的最大厚度对空化现象的发生影响变大; 当来流攻角 $\alpha = 8^\circ$ 时, 空泡的大小及发生空化现象的位置随厚度逐渐增加。

2) 水翼的最大厚度位置位于 40% 弦长处的水翼对来流攻角的改变更为敏感, 受到的影响更大。当来流攻角 $\alpha = 4^\circ$ 时, 3 种最大厚度位置不同的水翼产生的空泡基本相同; 当 $\alpha = 6^\circ$ 时, 最大厚度位置为 40% 弦长的水翼产生的空泡略小于最大厚度位置为 35% 和 45% 弦长的水翼; 当 $\alpha = 8^\circ$

时,最大厚度位置为40%弦长的水翼产生的空泡略大于最大厚度位置为35%和45%弦长的水翼。

3) 水翼的相对拱度对空泡形成的影响随着来流攻角的增大,先增大后减小。在来流攻角 $\alpha = 4^\circ$ 与 $\alpha = 8^\circ$ 时,相对拱度为0.6%的水翼与相对拱度为1.1%的水翼对空泡的形成影响较小;当 $\alpha = 6^\circ$ 时,水翼的相对拱度对空泡的形成影响较大。

参考文献:

- [1] 曾志波,刘登成, KUIPER G. 桨叶剖面空泡形态发展特性研究[J]. 水动力学研究与进展, 2018, 33(1): 9-16.
ZENG Z B, LIU D C, KUIPER G. Research on characteristics of cavitation shape development on blade sections[J]. Journal of Hydrodynamics, 2018, 33(1): 9-16 (in Chinese).
- [2] 常晟铭,丁恩宝,孙聪,等. 翼型空化起始对应空化数及尺度效应分析[J]. 中国舰船研究, 2022, 17(3): 178-186,204.
CHANG S M, DING E B, SUN C, et al. Analysis of cavitation number and scale effect of hydrofoil cavitation initiation[J]. Chinese Journal of Ship Research, 2022, 17(3): 178-186,204 (in Chinese).
- [3] 丁恩宝,常晟铭,林健峰,等. 翼型空化起始点及尺度效应分析[J]. 应用科技, 2020, 47(1): 1-7.
DING E B, CHANG S M, LIN J F, et al. Analysis of the starting point of hydrofoil cavitation and scale effect[J]. Applied Science and Technology, 2020, 47(1): 1-7 (in Chinese).
- [4] WU T Y T. A wake model for free-streamline flow theory, part 1: fully and partially developed wake flows past an oblique flat plate[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1962, 13(2): 161-181.
- [5] TULIN M P. Supercavitating flows-small perturbation theory[J]. Journal of Ship Research, 1963, 8(1): 16-37.
- [6] LEMONNIER H, ROWE A. Another approach in modelling cavitating flows[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1988, 195: 557-580.
- [7] KINNAS S A, FINE N E. Non-linear analysis of the flow around partially or super-cavitating hydrofoils by a potential based panel method[M]//MORINO L, PIVA R. Boundary integral methods. Berlin: Springer, 1991: 289-300.
- [8] KINNAS S A, FINE N E. A numerical nonlinear analysis of the flow around two- and three-dimensional partially cavitating hydrofoils[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1993, 254: 151-181.
- [9] DANG J. Numerical simulation of unsteady partial cavity flows[D]. Delft: Delft University of Technology, 2001.
- [10] VAZ G. Modelling of sheet cavitation on hydrofoils and marine propellers using boundary element methods[D]. Lisbon: Instituto Superior Técnico, 2005.
- [11] BEHBAHANI-NEJAD M, CHANGIZIAN M. A fast non-iterative numerical algorithm to predict unsteady partial cavitation on hydrofoils[J]. Applied Mathematical Modelling, 2013, 37(9): 6446-6457.
- [12] ALAVI S M, HADDADPOUR H, FIROUZ-ABADI R D. Hydroelastic analysis of two degree of freedom hydrofoil using a reduced-order hydrodynamic model considering unsteady partial sheet cavity flows[J]. Journal of Fluids and Structures, 2018, 81: 116-130.
- [13] YAMAGUCHI H, KATO H. On application of non-linear cavity flow theory to thick foil sections[C]//Second Conference on Cavitation. Edinburgh: Institution of Mechanical Engineers, 1982: 167-174.
- [14] JIE D, GERT K. Re-entrant jet modeling of partial cavity flow on two-dimensional hydrofoils[C]//ASME Fluids Engineering Division Meeting. Grenoble, France: [s.n.], 1998: 233-242.
- [15] SUN S Y, WU G X. Inviscid flow passing a lifting body with a higher order boundary element method[J]. Engineering Analysis with Boundary Elements, 2022, 136: 144-157.