

小攻角下三维细长体定常空化形态研究*

张忠宇[†] 姚熊亮 张阿漫

(哈尔滨工程大学船舶工程学院, 哈尔滨 150001)

(2013年6月21日收到; 2013年7月17日收到修改稿)

基于边界元方法, 使空泡表面和细长体表面分别满足 Dirichlet 边界条件和 Neumann 边界条件, 数值迭代获得小攻角下三维细长体的定常空化形态. 采用线性三角形单元, 将控制点布置在网格节点上, 应用局部正交坐标系并采用迭代方法获得空泡表面的速度势, 进而通过边界积分方程确定空泡厚度的分布. 采用拉格朗日插值方法得到空泡末端的厚度, 避免了迭代过程中网格的重新划分. 数值结果与实验值符合良好, 验证了该方法的合理性. 系统研究了空化数、攻角以及锥角对于三维细长体空化形态的影响规律. 数值结果表明: 攻角使得细长体的空化形态呈现不对称性, 出现空泡向背流面“堆积”的现象; 而空化数越小或锥角越大, 空泡形态的不对称性将越严重.

关键词: 边界元方法, 三维细长体, 局部空化, 攻角

PACS: 47.55.dp, 47.11.Hj, 02.70.Pt, 47.11.-j

DOI: 10.7498/aps.62.204701

1 引言

三维局部空化现象广泛地存在于细长体、螺旋桨等高速运动的水中结构物中. 水中结构物的高速运动导致水中局部压力低于水的饱和蒸汽压, 使水中的气核迅速膨胀生成微气泡. 对细长体而言, 当攻角较小时, 空化产生的微气泡将继续生长, 并在细长体表面形成一个透明、稳定的空泡薄层, 即为附着在细长体表面的空腔或空穴. 空腔的起始点一般在细长体当地压力首先达到空化压力处, 当空泡的长度超过细长体时, 称这个空腔为超空泡; 当空泡尾部闭合点位于细长体表面时, 称这个空腔为局部空泡. 然而, 当结构自身存在不对称性或来流与细长体存在一定的攻角时, 细长体的空化形态将发生变化, 迎背流面的空泡产生不对称性, 即结构的空化效应将相应地呈现三维特性, 进而使结构的水动力特性发生改变, 从而影响结构的控制. 1992年, Ingber 和 Hailey^[1] 首先提出了直接边界元方法 (direct boundary element method, DBEM), 数值预报三维细长体结构的空泡形态, 其忽略细长体尾涡效应的影响, 并采用边界层动量积分方程^[2] 对于超空

泡形态结构的拖曳力系数进行修正, 与实验值符合得较好. 但对于局部空化问题而言, 由于忽略了尾涡效应, 还无法准确地获得细长体的升力系数. 黄彪等^[3] 采用实验方法得到轴对称体的非定常空化流场及其水动力特性, 分析了半球型和平头细长体的空化脉动成因. Wang 等^[4] 将实验与数值方法相结合分析了充气下轴对称细长体空泡的断裂及脱落机理. 此外, 为了分析黏性对于气泡脉动的影响, 人们开展了大量的实验与数值研究^[5,6]. 近些年来, 随着计算流体力学的飞速发展, 计算黏性效应的空化模型^[7-11] 被大量采用, 并辅以 VOF 模型与 Mixture 模型^[12], 以及近些年发展起来的 Boltzmann 方法^[13], 但对 Navier-Stokes 方程数值求解需要较高的计算成本, 所以边界元方法在空泡形态的数值预报中仍被广泛采用.

Kinnas 和 Fine^[14,15] 提出基于速度势的边界元方法, 假设空化区的速度为沿着水翼的长度变化的变量, 在空泡面和螺旋桨表面上布置点源和汇, 数值模拟不同攻角、不同空化数下螺旋桨的定常空化特性. 但对于边界元方法而言, 空泡的初生位置需要提前给定. Arakeri^[16] 研究指出, 对于具有突变几何型线的结构 (如楔形体、水翼、锥形体等), 其

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 50939002) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: zyzhanghrbeu@gmail.com

初生位置是发生在几何型线斜率突变处,即在压力系数的最小位置.对于光滑的流线头型,空化的初生位置满足光滑分离条件^[17].冷海军和鲁传敬^[18]在空泡尾部采用压力恢复模型,数值模拟轴对称细长体的空化流动,并且系统地研究了压力恢复模型中三个系数与空泡形态之间的关系.贾彩娟等^[19]对于几种肩空泡尾部闭合模型,如压力恢复闭合模型、回射流模型、镜像板模型、过渡流模型,在理论上进行了详细阐述.Chen和Weng^[20]对边界元方法进行改进,采用偶极的方法数值预报二维水翼的空化特性.2008年,Rashidi等^[21]采用基于速度势的边界元方法分析了轴对称体的超空化和局部空化特性.

可见,基于边界元方法对于细长体的空泡形态的研究多集中在轴对称流动,对于三维细长体的空化特性研究相对较少.鉴于此,本文建立三维细长体定常空化模型,忽略细长体尾涡效应的影响,采用基于速度势的边界元法数值预报小攻角下细长体的空化形态.在验证程序合理性的基础上,系统研究空化数、攻角以及锥角对细长体结构空化特性的影响规律,旨在为细长体水动力型线设计提供一定的参考.

2 三维定常空泡理论

2.1 控制方程

细长体以某一航速、某一攻角在水中高速运动,将坐标系固连在细长体的头部,则在此坐标系中可以简化为定常绕流问题.如图1所示.

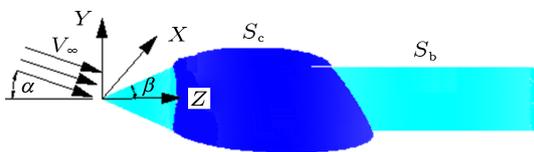


图1 细长体水中运动示意图

假定流体为无黏且不可压缩,则可设物体的扰动速度势为 ϕ ,无穷远流速的速度为 V_∞ ,场点矢量为 $\mathbf{R} = (X, Y, Z)$.根据线性叠加原理,细长体的速度势 Φ 为无穷远流速速度势 Φ_∞ 和扰动速度势 ϕ 之和:

$$\Phi = \Phi_\infty + \phi = V_\infty \cdot \mathbf{R} + \phi. \quad (1)$$

且扰动速度势在流域内均满足拉普拉斯方程:

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

2.2 边界条件

在细长体湿表面满足法向速度不可穿透条件,即

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -V_\infty \cdot \mathbf{n}. \quad (3)$$

在空泡表面满足法向速度不可穿透条件,即

$$\nabla \Phi \cdot \mathbf{n}_c = 0. \quad (4)$$

此外,在空泡表面需满足动力学条件:空泡内部压力为饱和蒸汽压

$$P = P_v. \quad (5)$$

鉴于细长体空泡厚度相对较小,忽略重力因素的影响,由定常运动的伯努利方程有

$$P_v + \frac{1}{2} \rho V^2 = P_\infty + \frac{1}{2} \rho V_\infty^2, \quad (6)$$

式中, ρ 代表流体密度, P_∞ 表示无穷远处的压力.为了表征细长体空化的发展程度,引入空化数 $\sigma = (p_\infty - p_v) / (0.5 \rho V_\infty^2)$,即可知空泡表面切向速度

$$|\mathbf{V}| = |\mathbf{V}_\infty| \sqrt{1 + \sigma}. \quad (7)$$

对于空泡尾端,本文采用压力恢复闭合模型^[17],在空泡全长范围内存在 λl 压力恢复区,其速度为

$$V_{\text{cavity}} = |\mathbf{V}| [1 - f(s_f)], \quad (8)$$

$$f(s_f) = \begin{cases} 0 & s_f < s_c \\ A \left(\frac{s_f - s_c}{s_D - s_c} \right)^\nu & s_c \leq s_f \leq s_D \end{cases}, \quad (9)$$

式中, A, ν, λ 为待定系数,根据具体的工况选取.

2.3 空泡表面速度势

空泡表面满足 Dirichlet 边界条件,为了更方便地确定空泡表面的扰动势 ϕ ,本文取 $\{\mathbf{u} \mathbf{v} \mathbf{n}\}$ 为细长体局部正交坐标系,其中 \mathbf{u} 为细长体的长度方向, \mathbf{v} 沿着细长体的周向, \mathbf{n} 为细长体的法向,坐标原点在网格节点上.则在局部正交坐标系中(图2),空泡表面的速度为

$$\mathbf{V}_c = \nabla \Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial u} \mathbf{u} + \frac{\partial \Phi}{\partial v} \mathbf{v} + \frac{\partial \Phi}{\partial n} \mathbf{n}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial u} = V_\infty \mathbf{u} + \frac{\partial \phi}{\partial u}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial v} = V_\infty \mathbf{v} + \frac{\partial \phi}{\partial v}. \quad (12)$$

将方程 (10)—(12) 联立并省略了二阶小量 $(\partial \Phi / \partial n)^2$ 可得:

$$\frac{\partial \phi}{\partial u} = -\frac{\partial \Phi_\infty}{\partial u} + \left[V_c^2 [1 - f(s)]^2 - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial v} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

对上式沿着空泡长度进行积分, 即可获得空泡表面需满足 Dirichlet 的边界条件:

$$\begin{aligned} \phi(u) = & \phi(0) - \Phi_\infty(u) + \Phi_\infty(0) \\ & + \int_0^u \left[V_c^2 [1 - f(s)]^2 - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial v} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} ds, \end{aligned} \quad (14)$$

式中的 $\frac{\partial \Phi}{\partial v}$ 未知, 在计算的初始, 其初值为全湿流时细长体总速度势的偏导数, 并进行迭代, 直至横向流动收敛.

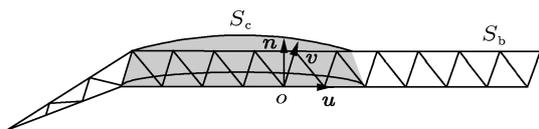


图2 细长体局部正交坐标系

2.4 空泡的厚度

n_c 为空泡表面的法向, 其在局部坐标系中表达式为

$$n_c = -\frac{\partial \delta}{\partial u} \mathbf{u} - \frac{\partial \delta}{\partial v} \mathbf{v} + \mathbf{n}, \quad (15)$$

式中 δ 为空泡的厚度.

联立 (4), (14) 及 (15) 式可知, 在局部坐标系中得到空泡厚度分布满足的偏微分方程式为

$$\frac{\partial \delta}{\partial u} \frac{\partial \Phi}{\partial u} + \frac{\partial \delta}{\partial v} \frac{\partial \Phi}{\partial v} = \frac{\partial \phi}{\partial n} + \frac{\partial \Phi_\infty}{\partial n}. \quad (16)$$

对于局部空化而言, 空泡末端闭合于细长体表面, 则尾部边缘处厚度为零:

$$\delta(l) = 0, \quad (17)$$

式中, l 为空泡的长度.

2.5 数值离散

对于方程 (2) 的求解, 本文采用线性单元, 在边界上布置分布源和偶极, 通过等参变换将控制点离

散到各个网格节点上 [22,23], 得到方程的离散形式如下:

$$\mathbf{H} \cdot \phi = \mathbf{G} \cdot \phi_n, \quad (18)$$

式中 ϕ 和 ϕ_n 分别是节点扰动势和法向速度组成的两个列向量, \mathbf{H} 和 \mathbf{G} 分别为其对应的系数矩阵.

由于空泡表面满足 Dirichlet 边界条件且细长体表面的满足 Neumann 边界条件, 将空泡表面节点的速度势 ϕ_c 与法向速度 ϕ_{nc} 及其对应的系数矩阵对调, 则上式可变形为

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \mathbf{H}_b & -\mathbf{G}_c \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \phi_b \\ \phi_{nc} \end{bmatrix} \\ = \begin{bmatrix} \mathbf{G}_b & -\mathbf{H}_c \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \phi_{nb} \\ \phi_c \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (19)$$

通过求解 (19) 式, 即可得到空泡表面的法向速度. 代入 (16) 式并采用两点向后差分即可求得空泡的厚度分布 [15].

2.6 数值迭代

Arakeri 研究指出, 对于具有突变几何型线的结构, 其初生位置是在压力系数 C_p 的最小位置附近. 对于本文具有锥角的细长体而言, 显然其空泡初生位置在肩部位置.

而在求解过程中, 细长体的空泡平面形状 L_0 是未知的. 因此在迭代的初始, 需要假定一个三维空泡的初始长度 L_0 . 由于空泡初始长度是猜测的, 应用 (19) 式求得的空泡的末端厚度 $\delta(l_0, \sigma)$ 可能不全等于零. 因此, 需应用牛顿迭代公式进行迭代:

$$\mathbf{L}^{k+1} = -\mathbf{J}^{-1} \delta(l)^k + \mathbf{L}^k, \quad (20)$$

式中: $\mathbf{L}^T = [l_1, l_2, \dots]$, $\delta^T(l) = [\delta(l_1), \delta(l_2), \dots]$, \mathbf{J} 为雅可比矩阵, 该矩阵中的每一个元素为

$$J_i = \frac{\delta_i^{k+1} - \delta_i^k}{l_i^k}. \quad (21)$$

但每次迭代空泡长度的末端不一定正好处于网格节点上, 通常的做法是每次进行网格重新划分, 但这样将会耗费较大的计算成本. 本文采用拉格朗日插值的方法来确定空泡末端的厚度, 即用沿着细长体长度方向的三点的厚度外插出空泡末端的厚度 $\delta(l)$, 如图 3 所示, 其中

$$\delta(l) = \frac{(l-l_{j-1})(l-l_j)}{(l_{j-2}-l_{j-1})(l_{j-2}-l_j)}\delta_{j-2} + \frac{(l-l_{j-2})(l-l_j)}{(l_{j-1}-l_{j-2})(l_{j-1}-l_j)}\delta_{j-1} + \frac{(l-l_{j-2})(l-l_{j-1})}{(l_j-l_{j-2})(l_j-l_{j-1})}\delta_j. \quad (22)$$

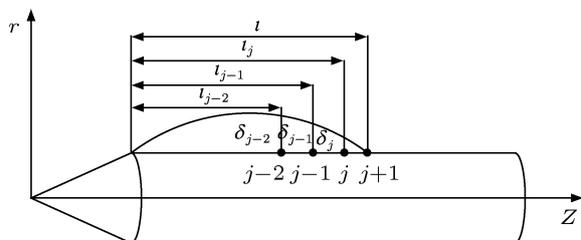


图3 空泡末端厚度计算示意图

通过 (20) 式即可得到第 $k+1$ 次空泡的长度 L^{k+1} , 其不一定收敛于实际的空泡长度, 把求得的空泡长度作为下一步迭代的初值, 直至所有的空泡长度收敛即可. 其具体流程如下:

- 1) 给定一个空泡初始长度 L_0 ;
- 2) 假设细长体满足 Neumann 边界条件, 通过 (18) 式得到全湿流时细长体的速度势分布以及空泡区内所有节点总速度势的横向偏导数 Φ_v^0 ;
- 3) 采用 (14) 式求解空泡区的扰动势, 通过 (19) 式得到新的速度势分布, 进而得到空泡区总速度势的横向偏导数 Φ_v^1 ;
- 4) 更新 (14) 式中节点的横向偏导数为 Φ_v^1 , 重复 3) 得到 Φ_v^{m+1} 直至 $\max(|\Phi_v^{m+1} - \Phi_v^m|) \leq 8 \times 10^{-4}$;
- 5) 采用 (16) 式求解空泡厚度 δ 的分布, 用 (22) 式得到空泡末端的厚度, 并采用 (20) 式计算下一迭代的空泡长度 L^{k+1} ;
- 6) 重复 2)—5) 直到获得 $\max(|\delta(l)|) \leq 8 \times 10^{-4}$.

3 合理性验证

图 4 为空化数为 0.25, 攻角为 0° 的细长体的空化形态与实验值 (来自于文献 [24]) 对比图, 细长体的半径为 0.5 m, 本文选取的压力恢复模型的参数 $A = 0.3, v = 1, \lambda = 0.1$. 由于实验值为轴对称状态, 本文只给出一个剖面. 图中黑线代表细长体的表面, 蓝线代表空泡形态, 红点为实验值. 从图中可以看

出, 数值解与实验值符合良好, 证明本文方法的合理性.

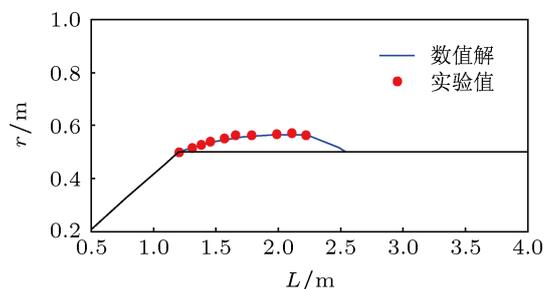


图4 空泡形态与实验值对比

为了验证本文方法在三维尺度上的合理性, 选取锥角为 22.5° , 攻角为 6° , 空化数为 0.3 工况, 数值模拟三维细长体的空化特性, 并与 Rouse 和 McNowan^[24] 的实验值结果进行对比. 为了与实验值进行对比, 将细长体表面的压力进行无量纲化, 则无量纲的压力系数 C_p 为

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{0.5\rho V_\infty^2}, \quad (23)$$

式中 p 为细长体表面的压力.

图 5 和图 6 分别为迎背流面 C_p 曲线与实验值的对比曲线. 由图 5 和图 6 可知, 迎背流面的压力系数 C_p 曲线在空化区与实验值符合良好, 空化长度基本相同, 这说明采用本文方法预报空泡长度具有较好的合理性. 但对于小攻角问题而言, 由于无法确定细长体尾涡的脱离点, 通常的处理方法是忽略尾涡效应的影响, 使得细长体尾部的压力系数 C_p 与实验值存在一定的误差.

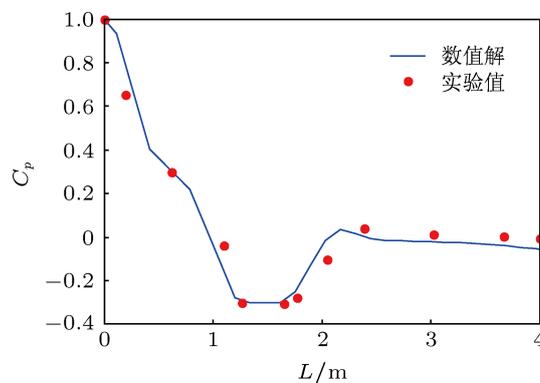


图5 迎流面 C_p 曲线与实验值对比

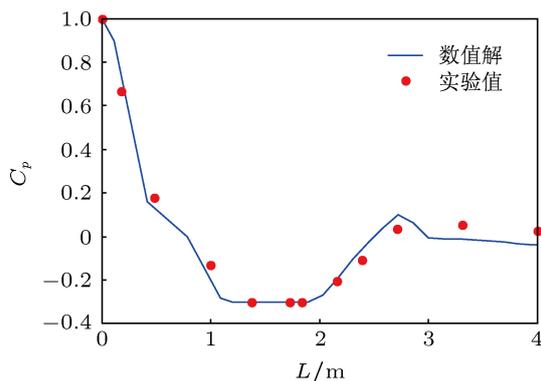


图6 背流面 C_p 曲线与实验值对比

4 数值结果分析

空泡数、攻角、锥角(即头型)是影响细长体定常空化特性的重要因素, 本文将对这三种影响因素进行详细讨论. 其中, 细长体的半径 R 为 1 m , 柱体的长度为 10 m . 为了使结果更具有普遍意义, 对空化长度进行无量纲化, 无量纲的空化长度为 $LL = l/R$, 无量纲的空泡厚度为 $U = \delta/R$, 无量纲的合外力系数 $C_f = \left| \int (p - p_\infty) n ds \right| / (0.5\rho V_\infty^2 R^2)$. 此外, 压力恢复模型中的参数统一取 $A = 0.3$, $\nu = 1$, $\lambda = 0.1$.

图7为锥角 β 为 45° 的细长体在不同空化数下空泡长度随着细长体周向的变化曲线, 细长体的攻角 α 均为 3° . 由于细长体几何形状和流动的对称性, 空泡形态也相应地沿 Z 轴呈现对称性. 因此, 本文取细长体周向的一半, 图中横坐标的 0° 对应于细长体的背流面, 180° 对应于细长体的迎流面. 由图7可知, 空化数越小, 空泡的长度越大, 且空泡长度随着空化数减小大致呈指数增加. 这与空化数越小、越容易空化的结论相符, 从侧面证明本文方法的合理性. 此外, 空化数越小, 迎背流面的空泡长度差值越大. 当空化数达到 0.22 时, 差值约为 1.52 . 这说明对于 45° 锥角头型的细长体而言, 空化数越小, 空化产生的不对称性越严重.

图8为不同空化数下细长体的空泡形态. 由图8可知, 空泡形态沿着细长体长度方向大致呈抛物线形状. 由于未考虑重力的效应, 最大厚度大致出现在空泡长度的中心处附近. 空化数越小, 细长体沿周向空泡的最大厚度越大, 且空泡最大厚度随着空化数减小也大致呈指数增加. 此外, 空化数越小, 迎背流面的空泡最大厚度差值越大. 对于 45° 锥角头型细长体而言, 空化数越小, 不仅空泡长度的差值增大, 空泡最大厚度的差值也会增大.

图9为未考虑尾涡效应下, 细长体合外力系数随空化数的变化曲线. 由图9可知, 随着空化数的减小, 细长体所受到的合外力系数将会降低. 这是因为细长体的空化长度随着空化数的减小而逐渐增大, 而空化区内的压力会下降为空化压力, 进而使细长体所受到的合外力随着空化数急剧下降.

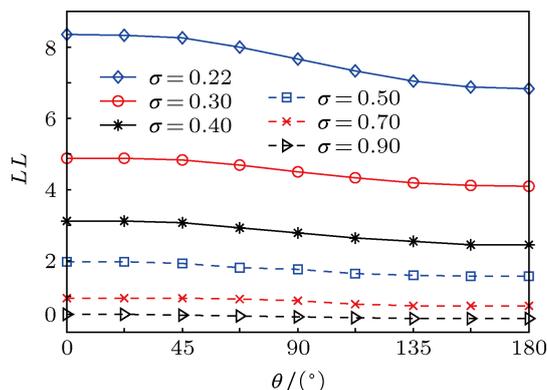


图7 不同空化数下空泡长度随着细长体周向的变化 ($\alpha = 3^\circ, \beta = 45^\circ$)

攻角是造成轴对称细长体的空泡形态呈三维特性的一个重要原因. 图10为攻角从 0° 变化到 5° 下空泡长度随着细长体周向的变化曲线, 细长体的锥角 β 为 45° , 空化数 σ 为 0.3 . 由图10可知, 在 θ 为 $0^\circ - 90^\circ$ 的范围内, 空泡长度随着攻角的增加而增加, 而在 $90^\circ - 180^\circ$ 范围内空泡的长度随着细长体周向角度的增加而减小, 在迎流面出现极小值, 在背流面出现极大值. 随着攻角的增加, 空泡长度沿着细长体的周向衰减速率逐渐增大. 可见, 攻角的增加改变细长体周围流场的变化, 使得背流面更易于产生空化现象. 此外, 随着攻角的增加, 迎背流面空泡的不对称性加剧. 这样, 空泡表面的受力状态将会发生改变, 导致不同攻角下细长体的水动力特性的变化.

图11为不同攻角下细长体的空泡形态. 当存在攻角时, 空泡的最大厚度随着细长体周向角度的增加而减小, 在迎流面出现极小值, 在背流面出现极大值. 随着攻角的增加, 背流面的空泡最大厚度越来越大, 迎流面的空泡最大厚度越来越小. 可见, 攻角不仅会改变空泡长度的不对称性, 还将改变空泡厚度的不对称性.

可见, 攻角将会使细长体的空化形态呈现不对称性, 且随着攻角的增加, 空泡迎背流面的不对称性逐渐加剧. 即迎流面的空泡变得“薄而短”, 背流面的空泡变得“厚而长”, 出现空泡向背流面“堆积”的现象.

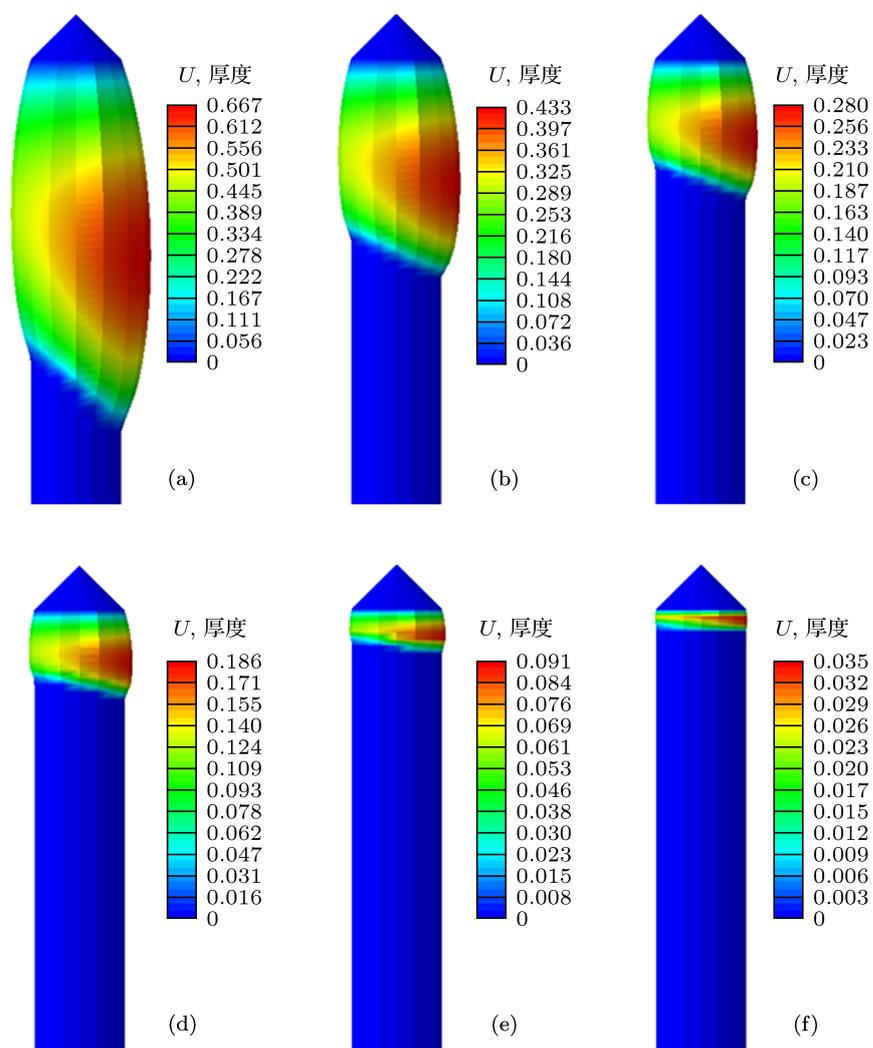


图 8 不同空化数下细长体的空泡形态 (a) $\sigma = 0.22$; (b) $\sigma = 0.3$; (c) $\sigma = 0.4$; (d) $\sigma = 0.5$; (e) $\sigma = 0.7$; (f) $\sigma = 0.9$

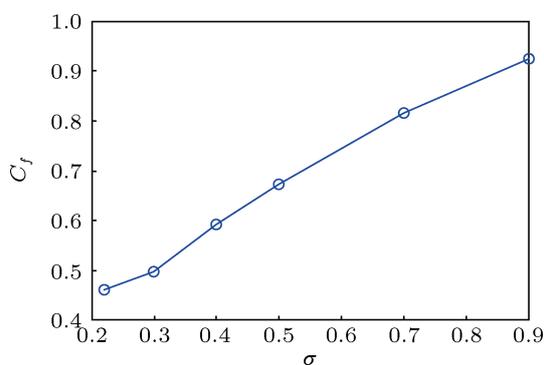


图 9 细长体合外力系数随空化数的变化

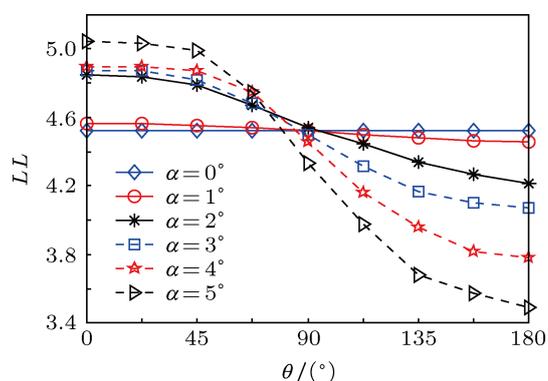


图 10 不同攻角下空泡长度随着细长体周向的变化 ($\sigma = 0.3$, $\beta = 45^\circ$)

图 12 为未考虑尾涡效应下细长体合外力系数随攻角的变化曲线. 由图 12 可知, 细长体的合外力系数随着攻角的增加而增大. 可见, 攻角的增大不

仅使细长体的空化形态呈现不对称性, 同时也改变了细长体上的压力分布, 使得迎背流面的压差增加, 进而使得细长体所受到的合外力增大.

对于细长体而言,不同的细长体头部形状将会极大地影响其水动力性能.目前,大多数的头型优化都是改变细长体头部形状从而获得良好的水动力特性.因此,分析不同锥角对细长体空化形态的影响对于细长体头型的设计具有重要的工程价值.

图 13 和图 14 分别为不同锥角下空泡长度随着周向的变化曲线与空泡形态对比图,细长体的攻角 α 为 3° ,空化数 σ 为 0.3.由图 13 和图 14 可知,随着锥角的增加,空化长度逐渐增加,迎背流面的空泡最大厚度也随之增大,即空泡变得厚而长.可见,

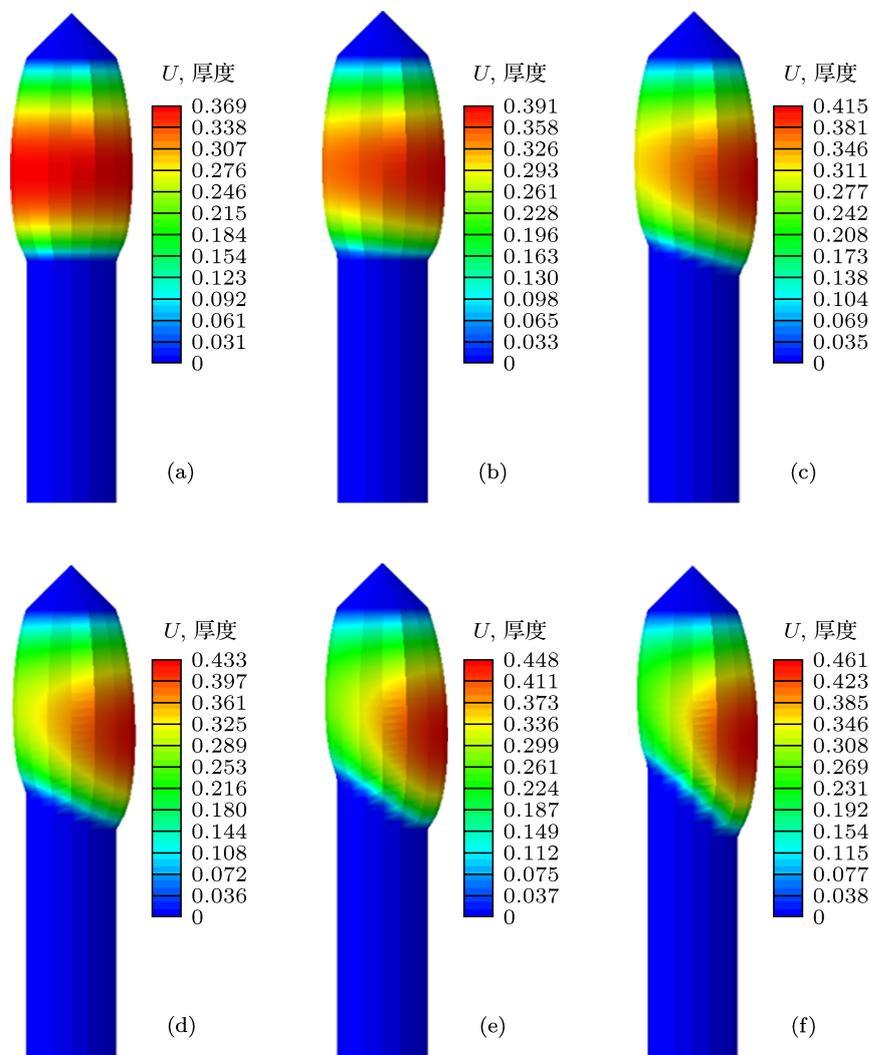


图 11 不同攻角下细长体的空泡形态 (a) $\alpha = 0^\circ$; (b) $\alpha = 1^\circ$; (c) $\alpha = 2^\circ$; (d) $\alpha = 3^\circ$; (e) $\alpha = 4^\circ$; (f) $\alpha = 5^\circ$

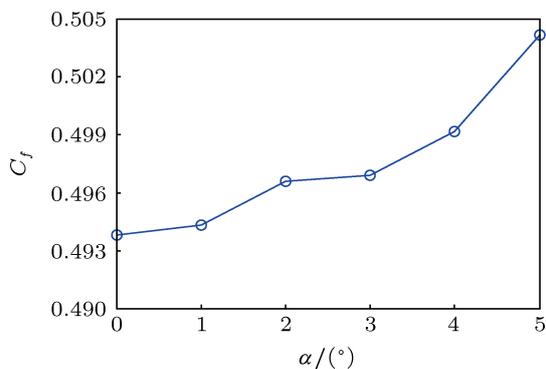


图 12 细长体外力系数随攻角的变化

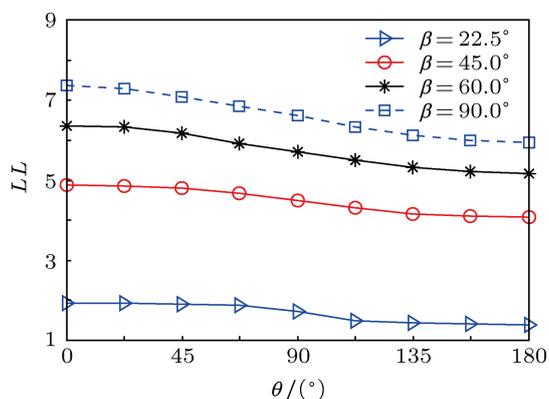


图 13 不同锥角下空泡长度随着周向的变化 ($\sigma = 0.3, \alpha = 3^\circ$)

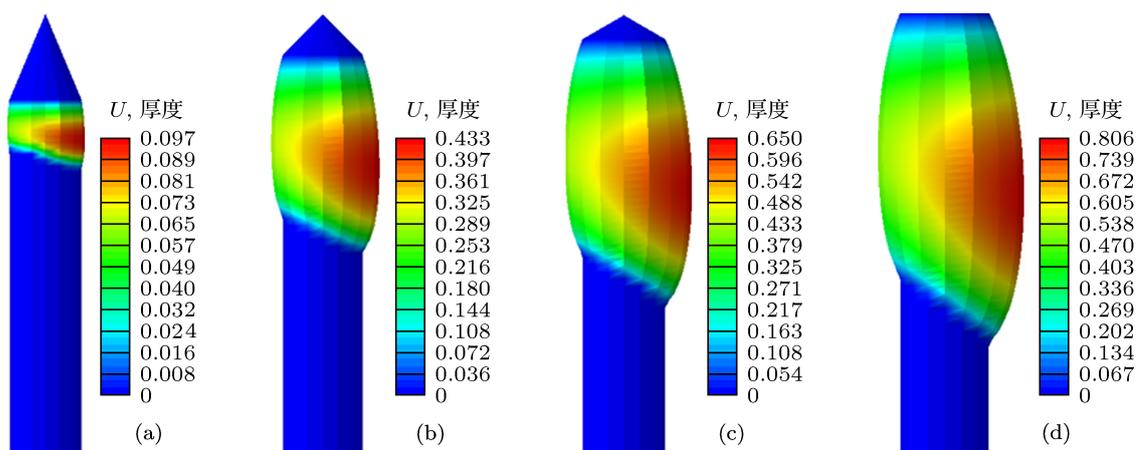


图 14 不同锥角下细长体的空化形态 (a) $\beta = 22.5^\circ$; (b) $\beta = 45^\circ$; (c) $\beta = 60^\circ$; (d) $\beta = 90^\circ$

锥角的变化会引起细长体的空化特性的改变. 随着锥角的增加, 细长体肩部的型线愈加不光滑, 流体在此位置越容易发生分离, 细长体越容易空化. 这也是空化器一般采用平头的原因. 此外, 锥角越大, 空化长度的差值也会随之增加, 即空化形态的不对称性也会随之增大.

由图 15 可知, 细长体的合外力系数随锥角的增加而降低. 由于锥角的改变使得细长体的空化形态发生变化, 空化长度随着锥角的增加而急剧增大, 空化区内的压力下降为空化压力, 进而使细长体所受到的合外力随着锥角急剧下降.

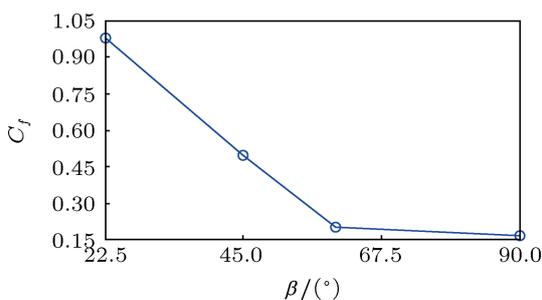


图 15 细长体合外力系数随锥角的变化

5 结论

本文建立三维细长体定常空化模型, 基于速度

势的边界元法, 通过边界积分方程和数值迭代, 数值预报小攻角下三维细长体的空化形态. 数值解与实验值符合良好, 说明本文方法能够有效地预报空泡形态. 系统地研究了空化数、攻角以及锥角对于细长体空化特性的影响规律, 得到以下结论.

1) 空化长度随着空化数的减小呈指数增加, 空泡形态沿着细长体长度方向大致呈抛物线形状, 最大厚度大致出现在空泡长度的中心处附近. 在有攻角的情况下, 随着空化数的减小, 迎背流面空泡的不对称性加剧, 且细长体所受到的合外力将会降低.

2) 攻角也会使细长体的空化形态呈现不对称性, 空化长度在迎流面出现极小值, 在背流面出现极大值. 且随着攻角的增加, 迎流面的空泡变得“薄而短”, 背流面的空泡变得“厚而长”, 出现空泡向背流面“堆积”的现象. 可见, 攻角的存在改变了三维细长体流场的分布, 使得背流面更易于发生空化现象. 此外, 随着攻角的增加, 使得迎背流面的压差增加, 进而使得细长体所受到的合外力增大.

3) 随着锥角的增加, 流体在其肩部越容易发生分离, 细长体越容易发生空化现象, 空泡变得厚而长, 且空泡形态的不对称性将会加剧, 细长体所受到的合外力将会降低. 头型的变化将会改变流场的分布, 是影响细长体空化形态的重要因素之一.

[1] Ingber M S, Hailey C E 1992 *Int. J. Numerical Methods in Fluids* **15** 251
 [2] Wolfe W P, Hailey C E, Oberkampf W 1989 *J. Fluids Eng.* **111** 300
 [3] Huang B, Wang G Y, Hu C L, Gao D M 2012 *Engin. Mech.* **29** 320 (in

Chinese) [黄彪, 王国玉, 胡常莉, 高德明 2012 *工程力学* **29** 320]
 [4] Wang Y W, Huang C G, Du T Z, Wu X Q, Fang X, Liang N G, Wei Y P 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 014601
 [5] Liu X M, He J, Lu J, Ni X W 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2574

- [6] Wang C H, Cheng J C 2013 *Chin. Phys. B* **22** 014304
- [7] Singhal A K, Athavale M M, Li H Y, Jiang Y 2002 *J. Fluids Eng.* **124** 617
- [8] Srinivasan V, Salazar A J, Saito K 2009 *Appl. Math. Model.* **33** 1529
- [9] Chen Y, Lu C J, Guo J H 2010 *J. Hydrodyn.* **22** 893
- [10] Zhang L X, Khoo B C 2013 *Comput. Fluids* **73** 1
- [11] Rastgou H, Saedodin S 2013 *J. Fluids Struct.* DOI: 10.1016/j.jfluidstructs. 2013.05.006
- [12] Owis F M, Nayfeh A H 2004 *Eur. J. Mech. B: Fluids* **23** 339
- [13] Zhang X M, Zhou C Y, Shams I, Liu J Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8406 (in Chinese) [张新明, 周超英, Shams I, 刘家琦 2009 物理学报 **58** 8406]
- [14] Kinna S A, Fine N E 1991 *In Boundary Integral Methods Theory and Applications* **10** 289
- [15] Kinna S A, Fine N E 1993 *J. Fluid Mech.* **254** 151
- [16] Arakeri V H 1975 *J. Fluid Mech.* **68** 779
- [17] Wu T Y 1972 *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **4** 243
- [18] Leng H J, Lu C J 2002 *J. Shanghai Jiaotong Univ.* **36** 395 (in Chinese) [冷海军, 鲁传敬 2002 上海交通大学学报 **36** 395]
- [19] Jia C J, Xu H, Zhang Y W 2004 *Ship Sci. Technol.* **26** 16 (in Chinese) [贾彩娟, 许晖, 张宇文 2004 舰船科学技术 **26** 16]
- [20] Chen J H, Weng Y C 2005 *J. Chin. Instit. Engin.* **28** 735
- [21] Rashidi I, Pasandide M, Ghafoorianfar N, Mansour M 2008 *Proceedings of the 12th Asian Congress of Fluid Mechanics* Korea, August 18–21, 2008 p1
- [22] Liu Y L, Zhang A M, Wang S P, Tian Z L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 144703 (in Chinese) [刘云龙, 张阿漫, 王诗平, 田昭丽 2013 物理学报 **62** 144703]
- [23] Zhang A M, Wang S P, Wu G X 2013 *Eng. Anal. Bound. Elem.* DOI: 10.1016/j.enganabound.2013.04.013
- [24] Rouse H, McNown J S 1948 *Cavitat. Pressure Distribut. Head Forms at Zero Angle of Yaw* (Iowa City: The State University of Iowa)

Cavitation shape of the three-dimensional slender at a small attack angle in a steady flow*

Zhang Zhong-Yu[†] Yao Xiong-Liang Zhang A-Man

(College of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

(Received 21 June 2013; revised manuscript received 17 July 2013)

Abstract

In this paper, based on the boundary element method, the cavitation shape of the three-dimensional slender at a small attack angle in a steady flow is simulated through the iterative method, while Dirichlet boundary conditions and Neumann boundary conditions are satisfied in cavitation and slender respectively. The linear triangular elements are adopted and the control points are arranged in grid nodes. The velocity potential for cavity surface is determined through an iterative method in a local orthogonal coordinate system, and then the distribution of cavitation thickness can be determined by the boundary integral equation. To prevent the remeshing operation in the iterative process, the Lagrange interpolation method is used to determine the thickness at the end of cavity. The numerical results are in good agreement with the experimental data. The influence of those on cavitation shape of the three-dimensional slender are investigated, such as cavitation number, attack angle and cone angle. Numerical results show that the cavitation shape of the three-dimensional slender is asymmetric at an attack angle and is analogous to the cavitation stacking in the lee side. While with the decrease in the cavity number or the increase in cone angle, the asymmetry for the cavity shape will be more serious.

Keywords: boundary element method, three-dimensional slender, partial cavitation, attack angle

PACS: 47.55.dp, 47.11.Hj, 02.70.Pt, 47.11.—j

DOI: 10.7498/aps.62.204701

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50939002).

† Corresponding author. E-mail: zyzhanghrbeu@gmail.com