

文章编号: 1000-4750(2011)12-0183-07

水下超空泡航行体非线性动力学建模与仿真

*王京华, 魏英杰, 曹 伟, 黄文虎, 吕 瑞

(哈尔滨工业大学航天学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 超空泡技术可以大幅提高水下航行速度, 根据空泡膨胀独立性原理, 研究了空泡的记忆效应及其对空泡形态和航行体尾部滑力等流体动力的影响, 在计算超空泡航行体各部分所受的流体动力的过程中考虑了空化器的定向效应和空泡尾部的上漂变形, 还研究了航行过程中尾翼浸水深度变化时尾翼效率的变化规律, 从而建立了更加精确的超空泡航行体动力学模型。通过仿真分析了超空泡航行体运动的稳定性, 最后设计了非线性控制策略来进行深度跟踪。

关键词: 超空泡; 超空泡航行体; 滑力; 记忆效应; 稳定性

中图分类号: O352; O231.2 **文献标志码:** A

NONLINEAR DYNAMIC MODELING AND SIMULATION OF AN UNDERWATER SUPERCAVITATING VEHICLE

*WANG Jing-hua, WEI Ying-jie, CAO Wei, HUANG Wen-hu, LU Rui

(School of Astronautics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: Supercavitation can be viewed as a kind of technology that could boost the speed of underwater vehicles. The memory effect and its shape, planning force and other hydrodynamic forces of the cavity are investigated, based on the principle of cavity expansion independence. The cavitator orientation effect and cavity flotation are taken into account in computing the hydrodynamic forces of all parts of the supercavitating vehicle. The efficiency of the fin as the fin immersion depth changes is researched while the vehicle is traveling underwater. Then a more precise nonlinear dynamic model of a supercavitating vehicle is established. The stability of motions is analyzed by simulation. A nonlinear control strategy is designed to track a peculiar depth.

Key words: supercavitation; supercavitating vehicle; planning force; memory effect; stability

借助超空泡的减阻效应, 可以大幅地提高水下航行体的速度, 可以达到 100m/s 以上。超空泡是一种极其复杂的流动, 已经有大量的实验和数值模拟研究了超空泡形成、发展和稳定的机理和规律^[1-2], 目前已经取得一定进展。在对空泡流动机理有了一定了解的基础上, 近几年开展了超空泡航行体非线性动力学建模与控制方面的研究。

在研究超空泡航行体运动过程中, 空泡形状因

为与航行体所受流体动力直接相关而显得尤为重要, Dzielski 和 Kurdila^[3]根据空化器瞬时速度矢量方向来确定此时整个空泡的方向, 将空泡中心线当作直线, 实际上, 空化器瞬时速度方向只能决定此时一点的空泡中心线轨迹, 而不能决定整个空泡的方向, 在航行过程中, 随着空化器速度方向的变化, 空泡中心线会是弯曲的, 因此文献[3]的方法会带来较大误差; Vanek 和 Balas 等^[4]在文献[3]模型的基

收稿日期: 2009-03-02; 修改日期: 2011-09-26

基金项目: 国家自然科学基金项目(10832007, 10802026)

作者简介: *王京华(1980—), 男, 吉林人, 博士生, 从事水下超空泡航行体动力学与控制研究(E-mail: wangjh1920@163.com);

魏英杰(1975—), 男, 黑龙江人, 副教授, 博士, 从事超空泡流体力学研究(E-mail: weiyingjie@gmail.com);

曹 伟(1978—), 男, 黑龙江人, 讲师, 博士, 从事超空泡理论和实验研究(E-mail: caowei@hit.edu.cn);

黄文虎(1926—), 男, 浙江人, 教授, 博导, 中国工程院院士, 从事振动、控制及稳定性方面的研究(E-mail: whhuang@hit.edu.cn);

吕 瑞(1983—), 男, 黑龙江人, 博士生, 从事超空泡航行体稳定性控制及轨迹跟踪研究(E-mail: lvrhit@126.com).

基础上做了改进,对空泡形状和尾部滑行动力的计算中考虑了空泡的记忆效应,但是没有考虑空泡上漂变形和空化器定向效应,也没有考虑尾翼效率的变化,Lin等^[5]建立的模型与文献[3]相似,研究了超空泡航行体的非线性动力学问题;Goel^[6]使用小扰动线性化方法,对水平直线航行的超空泡航行体在平衡点上进行线性化,但是当运动状态偏离平衡点较大时,这种方法容易出现较大误差。

本文基于著名的空泡独立膨胀原理研究了空泡的记忆效应及其对空泡形态和流体动力的影响,考虑了空化器定向效应和空泡尾部上漂变形,计算了航行过程中尾翼效率变化规律,并且考虑了空化数变化的情况,从而建立了一种更加精确的超空泡航行体动力学模型。文中对所建立的模型进行了开环仿真分析,设计了非线性控制规律来跟踪航行体的深度。

1 运动方程

在超空泡状态下航行体几乎全部被空泡包裹而失去了水的浮力作用,因此必须通过控制面来抵消重力以及控制稳定性。头部的空化器直接与水接触产生一定的流体动力,尾翼的一部分穿透空泡壁与水相接触,航行体的尾部与空泡壁接触时产生的流体动力称为滑行动力,航行过程中,空化器、尾翼和尾部滑行动力提供的流体动力和力矩共同用来稳定和控制航行体。

为了进行动力学建模,建立地面坐标系 $E x_e y_e z_e$ 和体坐标系 $B x_b y_b z_b$ 如图1所示,体坐标系与航行体头部的空化器固连在一起。航行体(体坐标系原点)在地面系的位置为 (x, y, z) , 速度为:

$$\begin{bmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{bmatrix} = M_E^B \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中: (u, v, w) 为航行体速度 V_B 在体坐标系中的分

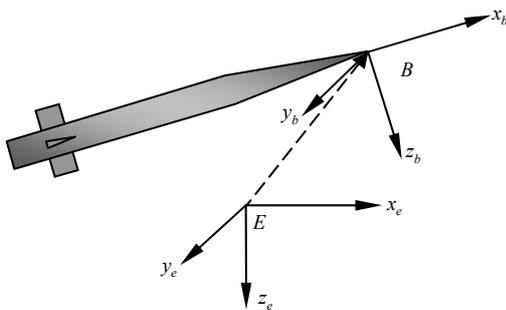


图1 弹体坐标系与地面坐标系

Fig.1 Body-fixed and Earth coordinate systems

量; M_E^B 为体坐标系到地面坐标系的转换矩阵。体坐标系相对地面系的姿态角用 ψ 、 θ 、 φ 这3个欧拉角来表示,旋转角速度在地面系表示为:

$$\omega = \dot{\psi} + \dot{\theta} + \dot{\varphi} \quad (2)$$

旋转角速度在体坐标系的分量为:

$$\begin{bmatrix} p \\ q \\ r \end{bmatrix} = M_B^E \begin{bmatrix} -\dot{\theta} \sin \psi \\ \dot{\theta} \cos \psi \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \dot{\psi} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3)$$

M_B^E 为地面坐标系到体坐标系的转换矩阵。体坐标系原点到航行体质心的向量为 $R_G = (x_G, 0, 0)$, 由动量方程和动量矩方程,有:

$$\mathbf{F} = m \frac{dV_G}{dt} = m \frac{d}{dt} (V_B + \omega \times R_G) = \begin{bmatrix} \dot{u} + wq - vr - x_G(q^2 + r^2) \\ m(\dot{v} + ur - wp + x_G(pq + \dot{r})) \\ \dot{w} + pv - uq + x_G(pr - \dot{q}) \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\mathbf{M}_B = \mathbf{M}_G + R_G \times \mathbf{F} = \begin{bmatrix} J_{xG} \dot{p} + (J_{zG} - J_{yG})qr \\ J_{yG} \dot{q} + (J_{xG} - J_{zG})pr \\ J_{zG} \dot{r} + (J_{yG} - J_{xG})pq \\ 0 \\ m \begin{bmatrix} -x_G(\dot{w} + pv - uq) - x_G^2(pr - \dot{q}) \\ x_G(\dot{v} + ur - wp) + x_G^2(pq + \dot{r}) \end{bmatrix} \end{bmatrix} \quad (5)$$

其中: \mathbf{F} 为作用于航行体上的合外力; \mathbf{M}_B 和 \mathbf{M}_G 分别为外力对体坐标系原点和质心的力矩。 J_{xG} 、 J_{yG} 和 J_{zG} 分别为航行体对通过质心且平行于体坐标系的三轴的转动惯量。

式(1)、式(3)~式(5)构成了超空泡航行体的运动方程的基本形式。为了进一步进行仿真研究,考虑航行体的纵向运动,并且假设俯仰角是小量,此时的运动方程为:

$$\begin{bmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u \cos \theta + w \sin \theta \\ 0 \\ w \cos \theta - u \sin \theta \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} u + w\theta \\ 0 \\ w - u\theta \end{bmatrix} \quad (6)$$

$$\dot{\theta} = q \quad (7)$$

$$\mathbf{F} = m \begin{bmatrix} \dot{u} + wq - x_G q^2 \\ 0 \\ \dot{w} - uq - x_G \dot{q} \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$\mathbf{M}_B = \begin{bmatrix} 0 \\ J_{yB} \dot{q} - mx_G(\dot{w} - uq) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (9)$$

其中, J_{y_b} 为航行体对体坐标系 By_b 轴的转动惯量。

2 超空泡航行体动力学建模

2.1 考虑记忆效应的空泡形状计算

准确地获得超空泡的形状是计算航行体各部分水动力的基础。根据 Logvinovich 创立的空泡膨胀独立性原理^[7], 超空泡的整个运动过程可以看成是空泡的各个横截面按照一定规律的独立膨胀过程, 各个截面的膨胀情况只与空化器经过该截面时刻的空化数、速度等状态有关, 而与航行体在其它时刻的运动无关, 因此不能仅根据当前时刻航行体运动参数来预测超空泡的形态和计算航行体受到流体动力, 而应该根据过去各个时刻的运动参数计算, 这种空泡整个外形不由当前时刻运动参数决定的特点就像是空泡有记忆功能一样, 我们称为空泡记忆效应。

图 2 表示的是说明记忆效应的空泡运动轨迹, 当前时刻为 t , 空化器运动到如图所示位置。空泡的对称轴称为空泡中心线, 根据空泡膨胀独立性原理, 空泡各个截面是以空泡中心线与截面的交点为中心按一定规律膨胀的, 因此形成的 t 时刻空泡形状是由空化器 t 时刻之前的运动参数决定的。假设图 2 中的空化器在 $t-\tau$ 时刻经过图中的空泡截面, 空化器中心在 t 时刻的深度为 $z(t)$, 空化器经过该截面时空化器中心的深度 $z(t-\tau)$, o' 点和 o 点之间的距离近似为 $V\tau$, 对 t 时刻该点的深度通过空泡中心线的上漂尺寸 h_1 和空化器定向效应引起的变形 h_2 进行修正, 可以得到 o' 点的深度:

$$z_{o'} = z(t-\tau) + h_1 + h_2 \quad (10)$$

其中 h_1 和 h_2 将在下文计算。 t 时刻的空泡与该截面的交点 1 和交点 2 的深度可以通过分别加减下文计算的 R_c 得到。

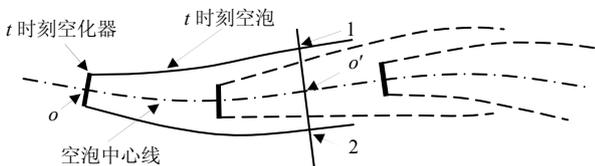


图 2 空泡记忆效应

Fig.2 Memory effect of the cavity

俄罗斯著名学者 Logvinovich 在势流理论分析和试验的基础上, 在他的专著^[7]中给出了超空泡形状的半理论半经验公式, 后人的大量实验和数值模拟都验证了该公式的正确性^[8], 该文献中的空泡外形计算公式为:

$$R_c = R_k \sqrt{1 - \left(1 - \frac{R_1^2}{R_k^2}\right) \left|1 - \frac{t}{t_k}\right|^{\frac{2}{N}}} \quad (11)$$

$$\dot{R}_c(t) = \frac{R_k^2}{R_c t_k} \left(1 - \frac{R_1^2}{R_k^2}\right) \frac{1}{N} \left(1 - \frac{t}{t_k}\right) \left|1 - \frac{t}{t_k}\right|^{\frac{2(1-N)}{N}} \quad (12)$$

如图 3 所示, 整个空泡外形可以看成某一点空泡半径的发展历程。其中 R_1 为空泡半径 $R_c(t)$ 在 $t=0$ 时刻的大小, R_1 处截面与空化器距离为 x_1 ; $R_c(t)$ 为 t 时刻的空泡半径, 此处空泡半径变化率是 \dot{R}_c , 如果空化器的速度为 V , R_1 处与 R_c 处截面相距 Vt ; \dot{R}_c 为 t 时刻空泡半径变化率; R_k 是空泡最大半径; N 是修正系数; t_k 为空泡半径由 R_1 增大到 R_k 所需的时间。

空泡最大半径为:

$$R_k = R_n \sqrt{\frac{c_{x0}(1+\sigma)}{k\sigma}} \quad (13)$$

其中 c_{x0} 为空化器阻力系数, 选取 $k=1$ 。空泡的半长为:

$$L_k = R_n \left(\frac{1.92}{\sigma} - 3\right) \quad (14)$$

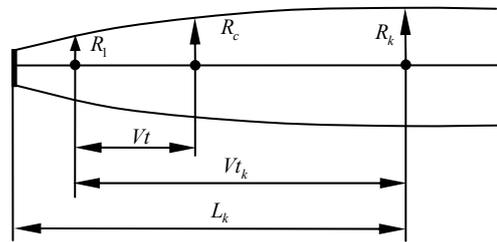


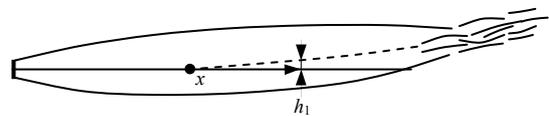
图 3 空泡外形

Fig.3 The profile of cavity

在重力场中由于受到浮力作用空泡会逐渐上漂, 在弗劳德数较大的情况下, 重力影响可以忽略, 为了使建立的模型具有通用性需要考虑重力影响。如图 4(a)所示, 空泡中心轴线的上漂和空泡的上漂幅值是相等的, 越到空泡后部上漂越显著, 在小空化数下, 与空泡中截面距离为 x 处的空泡上漂尺寸为^[7]:

$$h_1 = -\frac{g}{\pi V^2} \int_0^x \frac{O_k(x)}{R_c^2(x)} dx \quad (15)$$

其中 $O_k(x)$ 为空泡体积。



(a)

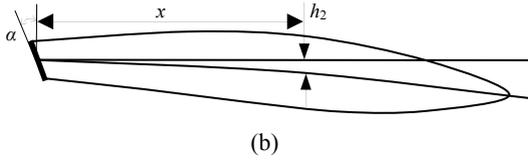


图4 空泡上浮和空化器定向效应

Fig.4 Cavity flotation and the cavitator orientation effect

空化器攻角引起的空泡变形称为空化器的定向效应,如图4(b)所示,小空化数下与空泡半长点距离为 x 处的空泡偏移尺寸为^[7]:

$$h_2 = -\frac{8F_y}{\rho\pi V^2 R_n^2} R_n \left(0.46 - \sigma + \frac{x}{l_k} \right) \quad (16)$$

其中, F_y 等于空化器升力大小 F_{cav} , 将在下文计算, 利用下文的计算结果得:

$$h_2 = -4c_x R_n \left(0.46 - \sigma + \frac{x}{l_k} \right) \left[\frac{w(t-\tau)}{V} + \delta_c(t-\tau) \right] \quad (17)$$

其中, τ 为空化器运动距离 x 所需的时间。

2.2 超空泡航行体流体动力计算

空化器的作用除了用来产生和维持超空泡外, 还作为一个控制面控制航行体头部的流体动力, 空化器在纵平面内旋转与来流形成一定攻角, 随着空化器攻角的变化可以提供不同的升力, 用来平衡和控制航行体, 所以准确计算空化器上的流体动力和力矩是必要的, 作用于空化器上流体动力的升力分量为^[7]:

$$F_{cav} = -\frac{1}{2} \pi \rho R_n^2 V^2 c_x \alpha_c \quad (18)$$

其中 c_x 是圆盘形空化器与来流垂直时的阻力系数, $c_x = c_{x0}(1 + \sigma)$, $c_{x0} = 0.82$, $\alpha_c = w/V + \delta_c$, δ_c 是空化器偏转角度。

为了产生足够的力和力矩来稳定和控制航行体, 尾翼也需要提供一定的流体动力来产生控制力矩, 尾翼的流体动力为:

$$F_{fin} = -\frac{1}{2} n \pi \rho R_n^2 V^2 c_x \alpha_f \quad (19)$$

其中: $\alpha_f = (w + qL)/V + \delta_f$, δ_f 是尾翼偏转角; n 是尾翼效率, 将在下文计算。

尾翼只有浸入水中的部分与水直接接触才能发挥控制面的作用, 如图5(a)所示, 尾翼浸入水中的长度与尾翼全长的比值称为尾翼的效率。文献[3-5]中将尾翼的效率当作固定值, 而没有考虑到航行过程中尾翼浸入水中长度的变化, 在实际航行过程中, 由于航行体与空泡位置关系的相对变

化, 尾翼的效率也是不断改变的, 图5(b)表示的是航行体尾翼处和空泡的截面图, 纵向尾翼没有画出, 图5(b)中虚线代表航行体截面中心与空泡截面中心刚好重合时航行体和空泡的位置关系, 设计航行体尾翼尺寸使之此时刚好一半浸入水中, 此时尾翼效率为 0.5, 随着运动状态的改变, 航行体尾部可能偏离空泡中心, 图5(b)中航行体截面由虚线运动到实线位置处后, 航行体与空泡相对位置关系产生了变化, 尾翼效率也随之改变, 图5(b)中空泡中心和用实线表示的航行体的中心的距离为 $z(t-\tau) + h_1 + h_2(t-\tau) - z(t) - L\theta(t)$, 根据通过几何关系可以计算出尾翼效率为:

$$n(t, \tau) = \frac{2R_c - R - \sqrt{R_c^2 - [z(t-\tau) + h_1 + h_2(t-\tau) - z + L\theta]^2}}{2(R_c - R)} \quad (20)$$

当航行体中心和空泡中心偏离程度过大时尾翼可能全部浸入水中时翼效率为 1, 这时满足条件:

$$|z(t-\tau) + h_1 + h_2 - z + L\theta| \geq \sqrt{R_c^2 - R^2} \quad (21)$$

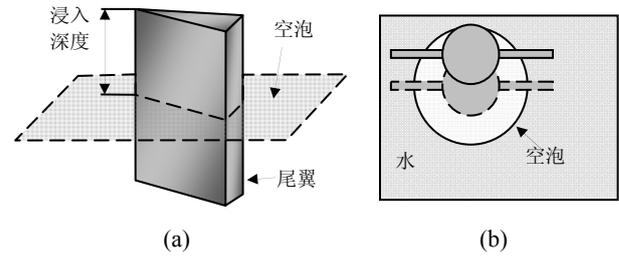


图5 尾翼浸入水中深度示意图

Fig.5 Sketch of fin immersion depth

尾部滑力对于超空泡航行体的运动分析是至关重要的, 航行体尾部和空泡内壁的相互作用过程可以当作细长体浸入液体考虑^[9-11], 航行体尾部的一部分浸入到水中, h 为浸入深度, α 是浸入角度, 这种情况下使用浸入曲线边界液体的圆弧物体问题的解, 计算公式如下:

$$F_p = -\rho\pi R^2 V^2 \left[1 - \left(\frac{R'}{h' + R'} \right)^2 \right] \left(\frac{1 + h'}{1 + 2h'} \right) \alpha \quad (22)$$

其中 $R' = (R_c - R)/R_c$, $h' = h/R$, 根据运动过程中航行体与空泡的位置关系可以得到:

$$h = \begin{cases} z(t-\tau) - R_c + h_1 + h_2 - z - L\theta + R, & \text{触上壁} \\ 0, & \text{空泡内} \\ z + L\theta + R - z(t-\tau) - R_c - h_1 - h_2, & \text{触下壁} \end{cases} \quad (23)$$

$$\alpha = \begin{cases} \theta - \frac{\dot{z}(t-\tau) + \dot{h}_1 + \dot{h}_2 - \dot{R}_c}{V}, & \text{触上壁} \\ 0, & \text{空泡内} \\ \theta - \frac{\dot{z}(t-\tau) + \dot{h}_1 + \dot{h}_2 + \dot{R}_c}{V}, & \text{触下壁} \end{cases} \quad (24)$$

2.3 非线性动力学模型

上文计算了的航行体各部分受到的流体动力，再加上航行体受到的重力和重力力矩就可以算出全部外力和力矩，代入式(6)~式(9)，并且假设航行过程中推力和阻力保持平衡。可以得到如下的非线性动力学方程：

$$\begin{bmatrix} \dot{z}(t, \tau) \\ \dot{w}(t, \tau) \\ \dot{\theta}(t, \tau) \\ \dot{q}(t, \tau) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & -V & 0 \\ 0 & a_{22}(t, \tau) & 0 & a_{24}(t, \tau) \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & a_{42}(t, \tau) & 0 & a_{44}(t, \tau) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} z(t) \\ w(t) \\ \theta(t) \\ q(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ b_{21}(t, \tau) & b_{22} \\ 0 & 0 \\ b_{41}(t, \tau) & b_{42} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta_f(t) \\ \delta_c(t) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ g \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ d_2 \\ 0 \\ d_4 \end{bmatrix} F_p(t, \tau) \quad (25)$$

式(25)中的系数如下：

$$a_{22}(t, \tau) = \frac{C_1 VT}{m} \left[\frac{-1-n(t, \tau)}{L} S + \frac{17}{36} n(t, \tau) L \right],$$

$$a_{24} = VTS \left[C_1 \frac{-n(t, \tau)}{m} + \frac{7}{9} \right] -$$

$$VT \left[C_1 \frac{-n(t, \tau)}{m} + \frac{17}{36} \right] \frac{17}{36} L^2,$$

$$a_{42}(t, \tau) = \frac{C_1 VT}{m} \left[\frac{17}{36} - \frac{11}{36} n(t, \tau) \right],$$

$$a_{44}(t, \tau) = -\frac{11}{36} \frac{C_1 V n(t, \tau) T}{m},$$

$$b_{21}(t, \tau) = \frac{C_1 V^2 T n(t, \tau)}{m} \left[-\frac{S}{L} + \frac{17}{36} L \right],$$

$$b_{22} = -\frac{C_1 V^2 TS}{mL}, \quad b_{41}(t, \tau) = -\frac{11}{36} \frac{C_1 V^2 T n(t, \tau)}{m},$$

$$b_{42} = -\frac{17}{36} \frac{C_1 V^2 T}{m}, \quad d_2 = \frac{T}{m} \left[-\frac{17}{36} L + \frac{S}{L} \right],$$

$$d_4 = \frac{11}{36} \frac{T}{m}, \quad S = \frac{11}{60} R^2 + \frac{133}{405} L^2,$$

$$T = \frac{1}{(7/9)S - (289/1296)L^2},$$

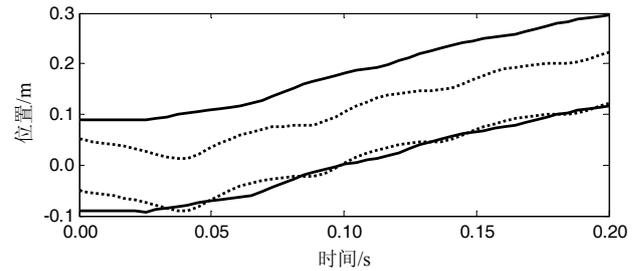
$$C_1 = \frac{1}{2} c_x \frac{R_n^2}{R^2}.$$

3 模型仿真分析

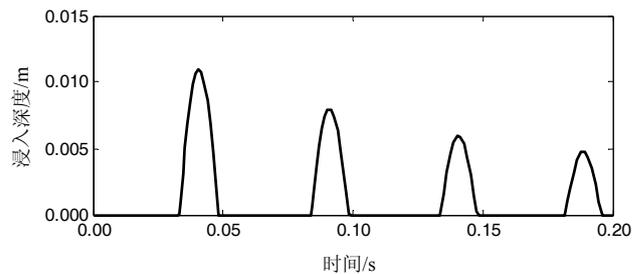
超空泡航行体的主要结构由圆盘形空化器、圆锥段、圆柱段和尾翼组成，圆柱段长度是圆锥段的2倍，尾翼位于航行体末端，航行体的全长为 L ，空化器的半径是 R_n ，圆锥段和圆柱段半径是 R ，航行体的密度是 $m\rho$ ， ρ 是水的密度，具体结构按照文献[3]选取。按照文献[3-5]中的巡航速度 V 的大小保持不变，空化数为0.03。

3.1 开环运动

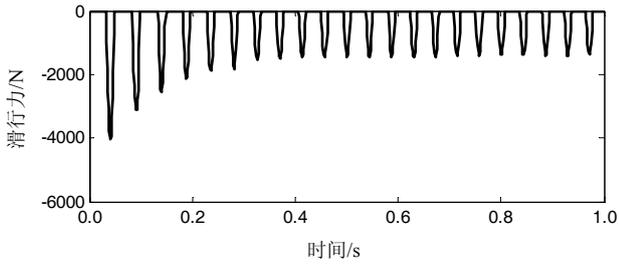
控制面空化器和尾翼偏转角是0，初始状态为 $[0, 1, 0, 1]^T$ ，得到的1s内的开环仿真结果如图6所示，为了便于观察，图6(a)和图6(b)中只表示了前0.2s的结果，图6(a)中实线和虚线分别表示航行体尾部处空泡壁上下边界位置深度和航行体尾部上下边界位置深度，从图6中可以看出，0s时航行体尾部位于空泡中央，航行体由于重力作用尾部逐渐下沉与空泡下壁接触，这时产生向上的滑翔力，随着浸入深度的增加滑翔力也逐渐增大，增大到一定程度后会将航行体“弹”回空泡内，这时滑翔力暂时消失，0.2s内航行体下边界共浸入空泡下边界4次，尾部每次浸入后都会重新回复到空泡中，每次浸入深度越来越小，这从图6(b)中浸入深度 h 的变化可以更加明显的看出。随着每次浸入深度的减少，尾部浸入产生的滑翔力也相应的减少。从图6(c)可以看出，滑翔力周期性产生，说明航行体尾部反复出入水，航行体维持着一种动态的平衡，并且每次产生的滑翔力不是很大。



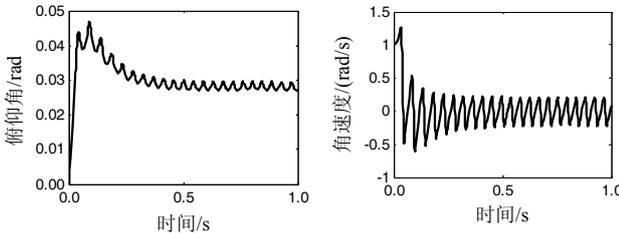
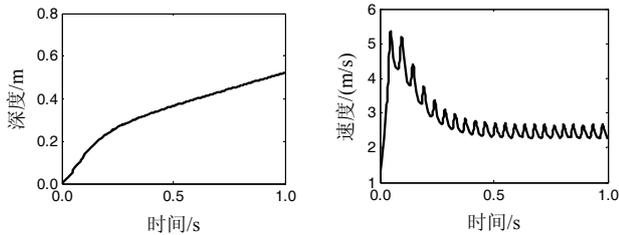
(a)



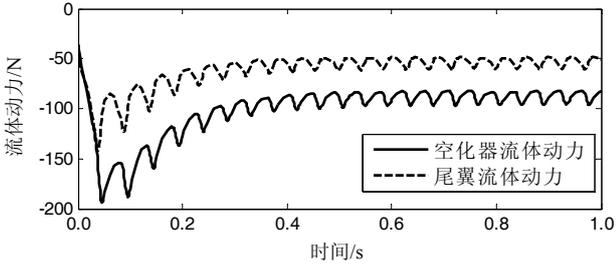
(b)



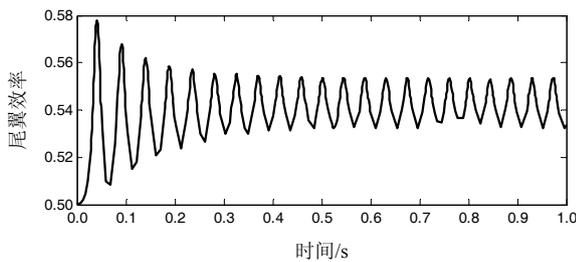
(c)



(d)



(e)



(f)

图 6 开环运动

Fig.6 Motions in the uncontrolled case

从图 6(d)中 4 个状态变量可以看出：在航行过程中，航行体的深度不断下降，这与文献[12]得出的结论相同，这是因为没有实行主动控制，在重力的影响下导致航行体下降， z 方向速度 w 向下，因此空化器的流体动力为负值，所以航行体的姿态为俯仰向上。根据状态变量 q 可知航行体尾部在空泡

内不断摆动，这也和图 6(c)的滑力周期性产生有关。图 6(e)为航行体空化器和尾翼所受的流体动力，图 6(f)为尾翼效率变化规律。

根据以上分析，超空泡航行体在无控运动状态下，尽管出现尾部反复滑水的现象，依然能保持一定的稳定性，但是滑力的频繁出现可能会增加阻力。

Savchenko^[13]给出了 4 种不同速度范围的流动方案，速度范围分别为 70m/s 以下、50m/s~200m/s、300m/s~900m/s 和 1000m/s 以上。本文设计的速度属于区间 50m/s~200m/s，Savchenko 认为在这个速度范围内，航行体尾部沿着空泡表面滑行来抵消重力，是大体运动稳定的。本文所建立的动力学模型仿真结果验证了 Savchenko 的流动方案，进一步表明了所建立模型的正确性。

3.2 控制面固定偏转角运动

控制输入空化器和尾翼偏转角是 0，初始状态为 $[0, 1, 0, 1]^T$ ，控制面空化器和尾翼的固定偏转角分别为 0.06rad 和 0.0097rad，图 7 分别为 4 个变量和滑力在 3s 内的仿真曲线，0.5s 后滑力出现次数很少，并且数值很小，这是因为和无偏转角相比空化器和尾翼提供了更大的升力，这时航行体的稳定性进一步增强。

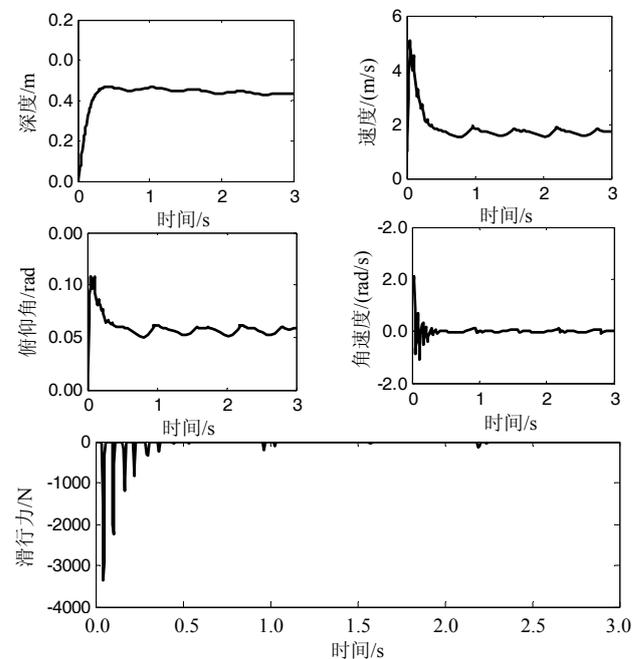


图 7 固定偏转角运动

Fig.7 Motions of a fixed deflection angle

3.3 非线性控制

超空泡航行体的模型式(25)可表示仿射非线性

形式:

$$\dot{x} = f(x) + G(x)u \quad (26)$$

取输出为:

$$y = H(x) = \begin{bmatrix} x_1(t) \\ x_3(t) \end{bmatrix} \quad (27)$$

式(26)和式(27)中 $\bar{x} = [z, w, \theta, q]^T$, $u = [\delta_f, \delta_c]^T$ 和 y 分别是系统的状态向量、输入向量和输出向量; f 为 4 维充分光滑的向量场; $G(x) = [g_1(x), g_2(x)]$, $H(x) = [h_1(x), h_2(x)]^T$; $g_i (i=1,2)$ 均为 4 维充分光滑的向量场; $h_i (i=1,2)$ 是充分光滑的标量函数。对于此非线性 MIMO 系统采用输入/输出间的精确线性化方法^[14], 通过计算知模型具有相对阶向量 $(r_1, r_2) = (2, 2)$, 并且系统的相对阶向量有定义, 总相对阶 $r = r_1 + r_2 = 4$, 这时不必考虑内动态的稳定性, 输出变量与输入的关系为:

$$\begin{bmatrix} y_1^{(2)} \\ y_2^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_f^2 h_1 \\ L_f^2 h_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} L_{g_1} L_f h_1 & L_{g_2} L_f h_1 \\ L_{g_1} L_f h_2 & L_{g_2} L_f h_2 \end{bmatrix} u \quad (28)$$

通过反馈

$$u = - \begin{bmatrix} L_{g_1} L_f h_1 & L_{g_2} L_f h_1 \\ L_{g_1} L_f h_2 & L_{g_2} L_f h_2 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} L_f^2 h_1 \\ L_f^2 h_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} L_{g_1} L_f h_1 & L_{g_2} L_f h_1 \\ L_{g_1} L_f h_2 & L_{g_2} L_f h_2 \end{bmatrix}^{-1} v \quad (29)$$

实现了输入/输出间的精确线性化, 而且还实现了输入/输出的解耦, 得到输入/输出的动态方程:

$$\begin{bmatrix} y_1^{(2)} \\ y_2^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix} \quad (30)$$

这时采用鲁棒极点配置方法来设计控制器。

取初始状态为 0, 跟踪深度信号 $z_r = \sin t$ 得到仿真结果如图 8 所示, 跟踪特性较好, 其它状态变量和滑行力的变化范围也较小, 不足之处在于有些时间段滑行力变化较快。

4 结论

文中根据文献[7]提出的空泡膨胀独立性原理, 考虑了空泡的记忆效应等对空泡外形和流体动力的影响, 建立了更加精确的超空泡航行体非线性动力学方程。

结果表明超空泡航行体在无控的状态下也可以保持一定的稳定性, 滑行力会周期出现。空化器和尾翼保持适当的攻角可以增强航行体运动的稳定性, 可以减少滑行力的大小。用非线性控制策略

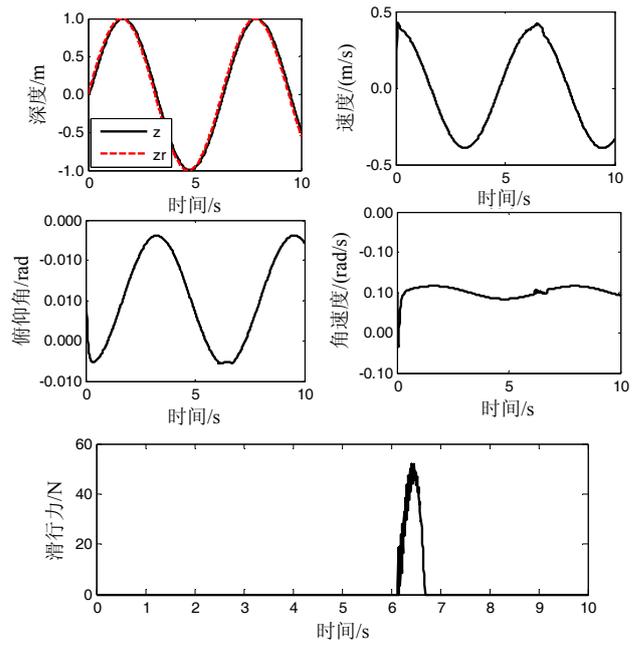


图 8 深度跟踪

Fig.8 Motions of the depth track

实现了航行体的深度跟踪, 所设计的控制器有较好的跟踪效果。

参考文献:

- [1] Savchenko Yu N. Supercavitation-problems and perspectives [C]// Brennen C E. Fourth International Symposium on Cavitation [C]. California: California Institute of Technology, 2001: 1—8.
- [2] 曹伟, 魏英杰, 王聪, 等. 超空泡技术现状、问题与应用[J]. 力学进展, 2006, 36(4): 571—579. Cao Wei, Wei Yingjie, Wang Cong, et al. Current status, problems and applications of supercavitation technology [J]. Advances in Mechanics, 2006, 36(4): 571—579. (in Chinese)
- [3] Dzielski J, Kurdila A. A benchmark control problem for supercavitating vehicles and an initial investigation of solutions [J]. Journal of Vibration and Control, 2003, 12: 791—804.
- [4] Vanek B, Bokor J, Balas G J, Arndt Roger E A. Longitudinal motion control of a High-Speed Supercavitation Vehicle [J]. Journal of Vibration and Control, 2007, 13: 159—184.
- [5] Lin G, Balachandran B, Abed E H. Dynamics and control of supercavitating vehicles [J]. Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control, 2008, 130(2): 0210031—02100311.
- [6] Goel A. Robust control of supercavitating vehicles in the presence of dynamic and uncertain cavity [D]. Florida: University of Florida, 2005: 47—58.

(参考文献[7]—[14]转第 198 页)

参考文献:

- [1] 张永明, 赵士洞. 全球荒漠化的现状、未来情景及防治对策[J]. 地球科学进展, 2008, 23(3): 306—311.
Zhang Yongming, Zhao Shidong. Desertification: current state and trends, scenarios and response options [J]. Advances in Earth Science, 2008, 23(3): 306—311. (in Chinese)
- [2] 刘拓. 我国荒漠化防治现状及对策[J]. 发展研究, 2009 (3): 65—68.
Liu Tuo. Present situation and control way of desertification in China [J]. Development Research, 2009(3): 65—68. (in Chinese)
- [3] Owen P R. Saltation of uniform grains in air [J]. Fluid Mech, 1964, 20: 225—242.
- [4] Ungar J, Haff P K. Steady state saltation in air [J]. Sedimentology, 1987, 34: 289—299.
- [5] Anderson R S, Haff P K. Simulation of eolian saltation [J]. Science, 1988, 241: 820—823.
- [6] McEwan I K, Willetts B B. Adaptation of the near-surface wind to the development of sand transport [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1993, 252: 99—115.
- [7] Shao Y, Li A. Numerical modeling of saltation in atmospheric surface layer [J]. Boundary Layer Meteorology, 1999, 91(2): 199—225.
- [8] Huang N, Zheng X J, Zhou Y H, R S Van Pelt. The simulation of wind-blown sand movement and probability density function of lift-off velocities of sand particles [J]. Journal of Geophysical Research, 2006, 111, D20201, doi:10.1029/2005JD006559.
- [9] Zheng Xiaojing, Huang Ning, Zhou Youhe. The effect of electrostatic force on the evolution of sand saltation cloud [J]. The European Physical Journal E, 2006, 19: 129—138.
- [10] Yue G, Zheng X J. Electric field in wind-blown sand flux with thermal diffusion [J]. Journal of Geophysical Research, 2006, 111, doi:10.1029/2005JD006972 Iversen J D.
- [11] Bauer B O. Contemporary research in aeolian geomorphology [J]. Geomorphology, 2009, 105: 1—5.
- [12] Kok J F, Renno N O. A comprehensive numerical model of steady-state saltation [J]. Journal of Geophysical research, 2009, 114: D17204.
- [13] Kawamura R. Study on sand movement by wind [R]. TokEyo: Reports of Physical Science Research Institute of Tokyo University, 1951, 5: 95—112.
- [14] Zhou Y H, Guo X, Zheng X J. Experimental measurement of wind-sand flux and sand transport for naturally mixed sands [J]. Physical Review E, 2002, 66: 021305.
- [15] Shao Y, Raupach M R, Leys J F. A model for predicting Aeolian sand drift entrainment on scales from paddock to region [J]. Australian Journal of Soil Research, 1996, 34(3): 309—342.
- [16] 董飞, 刘大有, 贺大良. 风沙运动的研究进展和发展趋势[J]. 力学进展, 1995, 25(3): 368—391.
Dong Fei, Liu Dayou, He Daliang. Advances and tendency in understanding of wind-blown sand motion [J]. Advances in Mechanics, 1995, 25(3): 368—391. (in Chinese)

(上接第 189 页)

- [7] Logvinovich G V. Hydrodynamics of flows with free boundaries [M]. Translated from the Russian (NASA-TT-T-658), US Department of Commerce, Washington D C, 1972: 103—133.
- [8] Semenenko V N. Artificial supercavitation. physics and calculation. RTO AVT/VKI special course: supercavitating flows, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhode-Saint-Genese, Belgium, 2001.
- [9] Vasin A D. The principle of independence of the cavity sections expansion (Logvinovich Principle) as the basis for investigation on cavitation flows [C]// Masure I B, Tulin M P. RTO AVT/VKI special course: supercavitating flows, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhode-Saint-Genese, Belgium, 2001.
- [10] 于开平, 蒋增辉. 超空泡形状计算及相关试验研究[J]. 飞航导弹, 2005(12): 15—22.
Yu Kaiping, Jiang Zenghui. Supercavity shape computation and experimental research [J]. Winged Missile Journal, 2005(12): 15—22. (in Chinese)
- [11] Vasin A D, Paryshev E V. Immersion of a cylinder in a fluid through a cylindrical free surface [J]. Fluid Dynamics, 2001, 36(2): 169—177.
- [12] 冯光, 颜开. 超空泡航行体水下弹道的数值模拟[J]. 船舶力学, 2005, 9(2): 1—8.
Feng Guang, Yan Kai. Numerical calculation of underwater trajectory of supercavitating bodies [J]. Journal of Ship Mechanics, 2005, 9(2): 1—8. (in Chinese)
- [13] Savchenko Yu N. Control of supercavitation flow and stability of supercavitating motion of bodies [C]// Masure I B, Tulin M P. RTO AVT/VKI special course: supercavitating flows, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhode-Saint-Genese, Belgium, 2001.
- [14] Hassan K Khalil. 非线性系统[M]. 第三版. 朱义胜, 董辉, 李作洲, 等. 译. 北京: 电子工业出版社, 2005.
Hassan K Khalil. Nonlinear systems [M]. 3rd ed. Translated by Zhu Yisheng, Dong Hui, Li Zuo Zhou, et al. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2005. (in Chinese)