

近自由面的超空泡流动的数值模拟研究

张亚涛,施红辉,卫康云

(浙江理工大学机械与自动控制学院,杭州 310018)

摘要:为研究物体在近自由面的运动规律,采用 Fluent 软件,选择 VOF 多相流模型和标准 $k-\epsilon$ 湍流模型,针对物体在 26、106、206、406 mm 四个不同水深下分别以 60、100、200 m/s 的初速度运动的超空泡流场进行数值模拟,研究水深对空泡形态的影响,计算出在自由液面上出现的先导波浪。结果表明:随着水深的增加,空泡的对称性越来越好,自由面上的波浪高度逐渐减小,空泡长度和空泡直径的变化与 Logvinovich 空泡截面独立原理所导出的半经验公式拟合曲线更加吻合;随着物体速度的增加,自由面上的波浪高度也在增加。文中分析了先导波的起始距离以及水深对它的影响,可为高速射弹超空泡的形态特性和流体动力学特性研究提供参考。

关键词:空泡形态;先导波浪;自由面;波浪高度

中图分类号: O352;O359

文献标志码: A

文章编号: 1673-3851(2018)05-0304-08

0 引言

超空泡现象在水中高速鱼雷、潜水艇发射战略战术导弹和反鱼雷鱼雷武器系统中有着重要的作用,水中高速运动物体在超空泡状态下运动时,可以减少阻力达 90%。高速鱼雷作为对舰攻击的杀手锏武器,暴露出其在空气和水中连续机动隐身的性能,这也必然涉及超空泡流动。另外,空泡的溃灭又会给机器带来损伤,如产生水泵和水轮机的气蚀问题。因此,详细研究超空泡的流动机理,具有重要的实际意义,且一直是国内外的热门研究课题之一^[1-2]。Chen 等^[3]通过求解 RANS 方程,模拟了超空泡在粘性浅水区域中的各种行为,包括靠近自由面处空泡和自由面的变形,并与实验数据进行了对比。超空泡产生时的空化数一般小于 0.1,实现这个条件有三种途径^[5]:a) 保证航行体的速度大于 45 m/s;b) 降低空泡周围流场压力;c) 采用人工通气的方法增加空泡内压力。水下航行体在高速运行时周围液体汽化,产生包裹航行体的空化泡,即自然超空泡,此时运动体在空泡内运行。在深水时,由于空泡形态受空腔内外

压差及自由面的干扰较小,所以空泡形态才可以看成一个近似的椭球体,但是在接近水面时,自由面的影响将不会被忽略。自由面的波动将会引起空泡表面压力的分布,进而影响航行体的运动轨迹。

近年来,在国防科技技术和海洋领域以及自然科学领域方面,对超空泡的研究一直在不断进行。施红辉等^[4-8]设计了最高速度可达 100~120 m/s 的模拟高速射弹实验装置,开展高速弹体水平入水实验,同时也进行了相关数值模拟,获得水平超空泡流动中自然超空泡的形态特性和一些水动力学特性。施红辉等^[6]采用高速照相机记录了在 280、34、18 mm 三种不同水位下的弹体高速运动的过程,分析了水深对速度衰减的影响。施红辉等^[7]通过大量实验对浅水区域中高速射弹进行研究,获得了近自由面处空泡形态的变化,并与半经验公式进行了对比。陈波等^[8]通过采用 Fluent 软件模拟研究了浅水区时自由面对超空泡形状的影响,以及深水域时空化数对空泡形态的影响。马庆鹏等^[9]对不同头型运动体高速入水的空泡形态进行了数值模拟研究,得到不同头型条件下高速入水运动参数及空泡形态发展规

收稿日期:2017-11-13 网络出版日期:2018-01-11

基金项目:浙江省自然科学基金重点项目(LY16A020003);“十三五”海军装备预研项目(30208)

作者简介:张亚涛(1990-),男,河南商丘人,硕士研究生,主要从事超空泡流动方面的研究。

通信作者:施红辉,E-mail:hhshi@zstu.edu.cn

律和流场的速度分布规律。朱棒棒等^[10]采用 Fluent 软件对不同头型物体高速入水过程进行了数值模拟,分析了入水空泡夹带空气的原因。黄海龙等^[11]通过采用结构化网格对圆盘空化器进行了三维数值模拟,解决了带攻角圆盘空化器形成超空泡的问题,并分析了带攻角圆盘空化器生成超空泡的一些特征。Truscott 等^[12]对入水问题研究现状进行了综述,主要包括实验、理论和数值等方面的研究。

虽然目前国内外超空泡现象的研究已经有了许多研究成果,但是很少有文献考虑在浅水区自由面对超空泡流动及其诱导的波浪的影响。本文利用 Fluent 流体仿真软件,对物体在自由面附近的运动过程进行了数值模拟,将绘制的不同水深下的空泡直径的变化曲线与 Logvinovich 和 Savchenko 等^[13-14]推导出的经验公式拟合的曲线作相关验证,进一步给出无量纲波浪高度随时间变化情况,通过对比不同工况下空泡形态及自由面的波动情况,分析自由面对超空泡流动的影响,给出先导波浪随时间的变化过程。模拟结果可为高速射弹超空泡的形态特性和流体动力学特性研究提供基础和参考。

1 数值方法

1.1 控制方程

本文为了解气、液、汽三相之间的相互作用,对近自由面超空泡流场进行了数值模拟。其中基本控制方程包括^[8]:连续性方程和动量方程,选择 VOF 多相流模型和标准 $k-\epsilon$ 湍流模型;设置气、液、汽三相;采用 Schnerr-Sauer 空化模型。

连续性方程为:

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

动量方程为:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + S_M \quad (2)$$

其中: μ 表示混合物的动力粘度; ρ 表示混合物的密度; S_M 表示自定义源; u_i 表示混合物的速度, i 和 j 表示各分量的方向。

标准 $k-\epsilon$ 湍流模型基本形式为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_i}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \\ &G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k \quad (3) \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \epsilon u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \sigma_k \frac{\mu_i}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \end{aligned}$$

$$C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + S_\epsilon \quad (4)$$

其中: G_b 表示浮力湍动能; G_k 表示速度梯度湍动能; Y_M 表示可压缩湍动能耗散率; $C_{1\epsilon}$; $C_{2\epsilon}$; $C_{3\epsilon}$ 为常数。

VOF 模型的体积分数方程的一般形式为^[8]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_q} \left[\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q) + \nabla \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{V}_q) \right] = \\ S_{\alpha_q} + \sum_{p=1}^n (m_{pq} - m_{qp}) \quad (5) \end{aligned}$$

Schnerr-Sauer 空化模型的蒸气传输方程为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \rho_v) + \nabla \cdot (\alpha \rho_v \vec{V}) = R_c - R_e \quad (6)$$

其中: α_q 表示 q 相体积分数; ρ_q 表示 q 相密度; \vec{V}_q 表示 q 相速度; S_{α_q} 表示源项; m_{pq} 表示 p 相到 q 相的质量传输; m_{qp} 表示 q 相到 p 相的质量传输; α 表示蒸气体积分数; ρ_v 表示蒸气密度; \vec{V} 表示蒸气速度; R_c 表示气泡增长的质量传输源项; R_e 表示气泡溃灭的质量传输源项。

1.2 数值模拟方法

对于二维流场来说,空泡形态可以用弹体轴线截面处空泡轮廓来描述,陈波等^[8]采用的二维数值模拟方法,其模拟结果验证了二维流场的合理性,因此,本文也采用二维数值模拟方法对超空泡流场进行计算。本文给出了数值计算的物体模型,如图 1 所示。数值模拟中所使用的物体头型统一采用平头型,弹身为圆柱体^[8]。计算区域及其网格划分,如图 2 所示。计算区域所取的是 1900 mm×950 mm 的矩形区域,采用“H”型进行网格加密处理。如图 2 所示,计算区域的左端设置成空气和水速度入口,右端设置成空气和水压力出口,上端设置为 symmetry,下端和弹体周边均为壁面。压力耦合和速度耦合均采用 SIMPLE 算法,而梯度的求解则采用 Least squares cell based(最小二乘法),压力的求解则采用 PRESTO! 算法,至于动量离散则采用 Second order upwind(二阶迎风格式)。

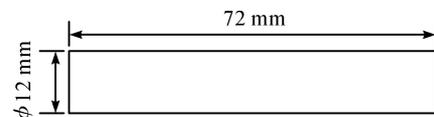
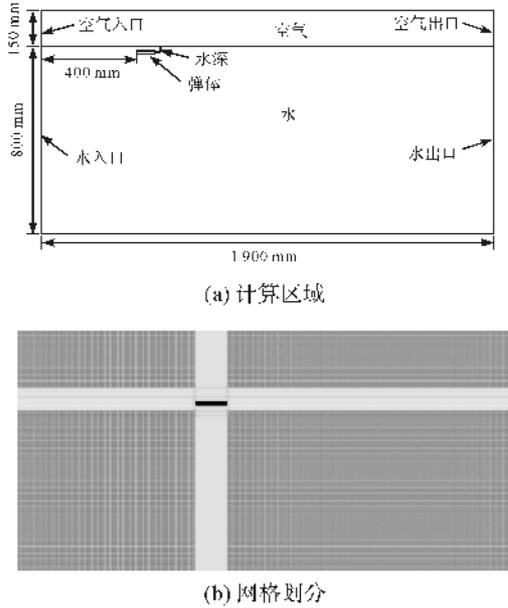


图 1 弹体模型尺寸

2 网格无关性验证

超空泡的形态特征的描述主要是通过空泡直径、空泡长度和空泡外形轮廓三个参数来呈现。图 3 给出了数值模拟结果中波浪高度 H 和水深 h (h 为射



(a) 计算区域

(b) 网格划分

图2 计算区域及网格划分

弹中心线到水面的距离)以及超空泡的长度 L_c 和直径 D_c 的定义。通过对参数的无量纲化定义,可以得到无量纲的空泡长度 \bar{L}_c 为空泡长度 L_c 与弹体直径 D_n 的比值,无量纲的空泡直径 \bar{D}_c 为空泡直径 D_c 与弹体直径 D_n 的比值,无量纲的波浪高度 \bar{H} 为波浪高度 H 与弹体直径 D_n 的比值。

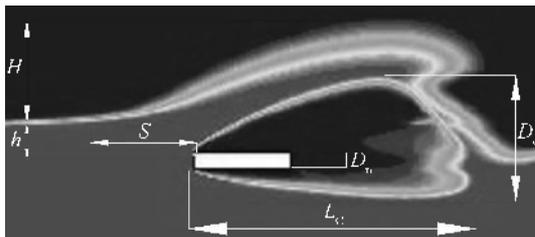


图3 数值模拟结果中波浪高度 H 和水深 h 以及超空泡的长度 L_c 和直径 D_c 的确定

为了验证网格对数值模拟的影响,针对水深 26 mm 的工况,采用对自由面及弹体周围进行网格细化,得到相应的四个工况 case 1、case 2、case 3、case 4,网格数分别是 525832、550792、600712、700552。通过 Fluent 软件及后处理得到这四种工况的水相图,如图 4(a)–(d)所示。

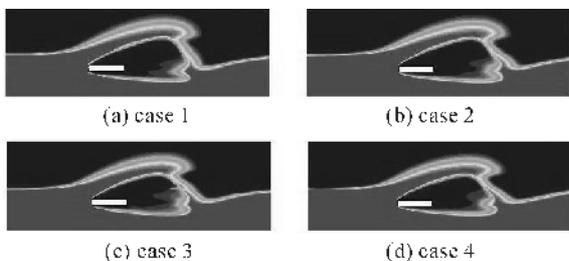


图4 不同网格数的水相图($v=60$ m/s; $t=6.0$ ms)

将数值模拟结果所得的水相图导入到 AutoCAD 软件中,经过多次测量获得波浪高度的数据,将这些数据导入 Origin 软件中,输出无量纲的波浪高度的曲线图,如图 5 所示。通过对不同网格数的数值模拟,从图 5 中可以得出,在相同的水深等条件下,不同网格数对波浪高度的影响;对比四种工况,case 1 和 case 2 有相同的走势;case 3 和 case 4 有相同的走势,从而得证网格无关性。但是考虑到实际计算周期等其他条件的限制,又要为了使计算精度较高,同时又能更好地捕捉自由液面波动,对子弹周围和自由面附近做了网格加密处理,选取网格数为 600712 万,时间步长为 2×10^{-6} s。

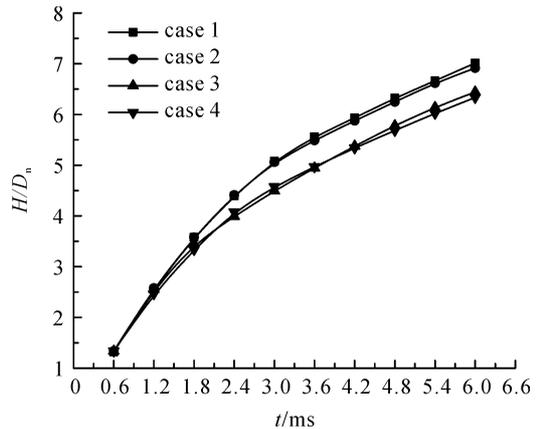


图5 不同网格数下无量纲波浪高度随时间的变化曲线

3 数值模拟结果与分析

3.1 水深 h 的影响

文中计算了四个水深(即 $h=26、106、206、406$ mm)下的超空泡形状及自由面随时间的变化过程。图 6 是四个水深下的水相图。如图 6 所示,深水处的超空泡的外形轮廓是一个上下基本对称的椭球形(见图 6(c)–(d))。然而,近自由面的工况下,自然超空泡为上表面形状出现上凸状态,下表面略显平坦(见图 6(a))。

图 7(a)–(d)给出了在四个水深下的,空泡上下壁面的流线;图 8 给出了了在四个水深下的空泡外形轮廓。比较图 7 和图 8 可知,是空泡形状引起了自由面的抬升,Wang 等^[16]也提出了类似的观点。当然,本文计算也指出,当水深大于 206 mm 后,空泡轮廓对自由面的抬起作用大大减小。

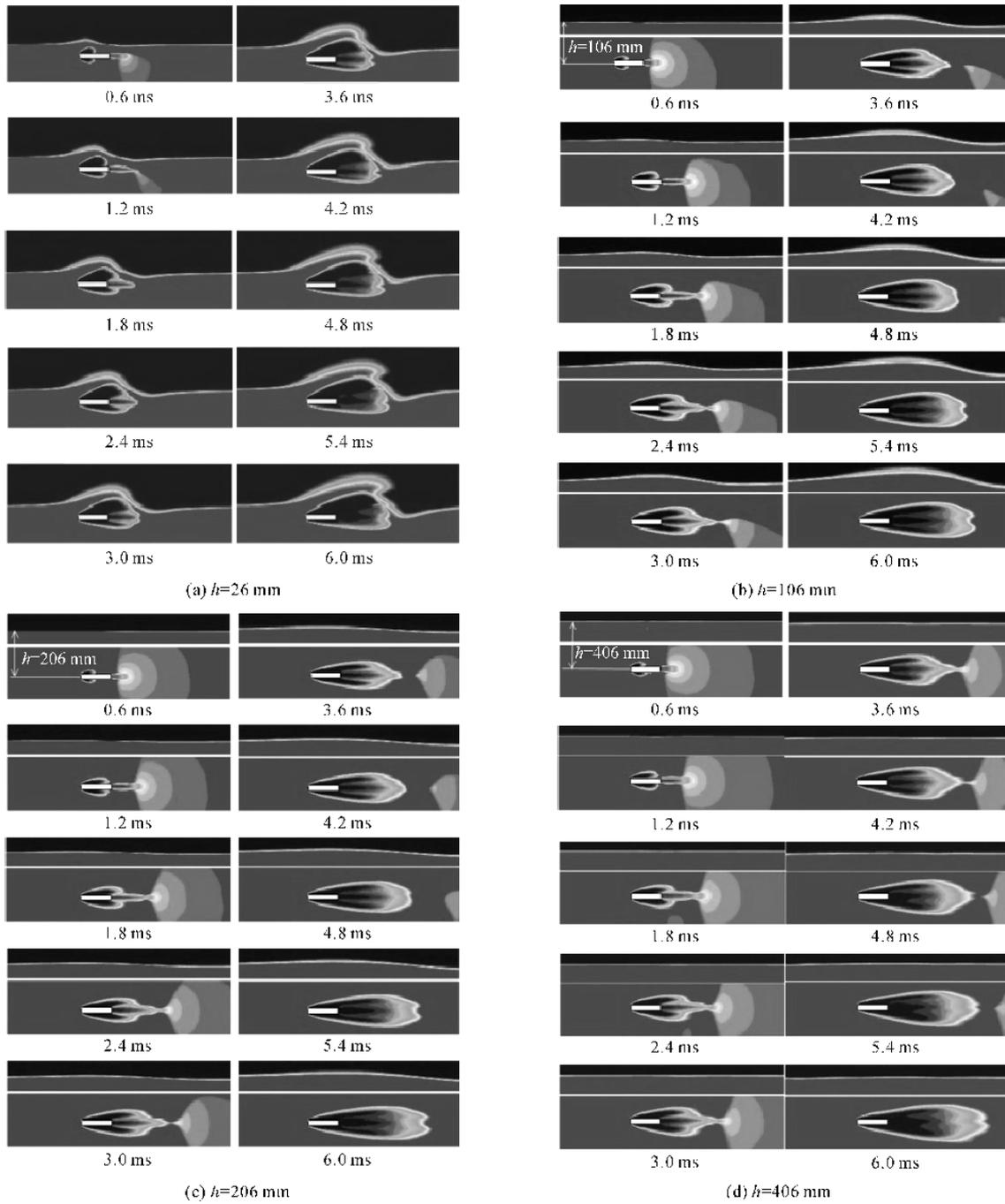
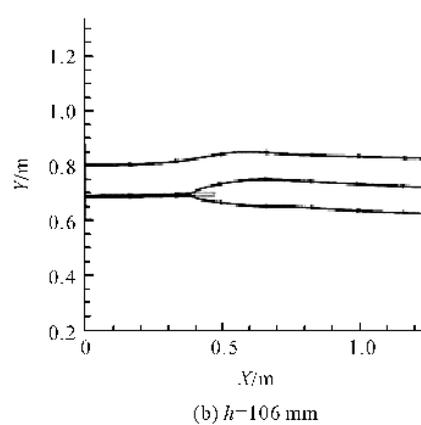
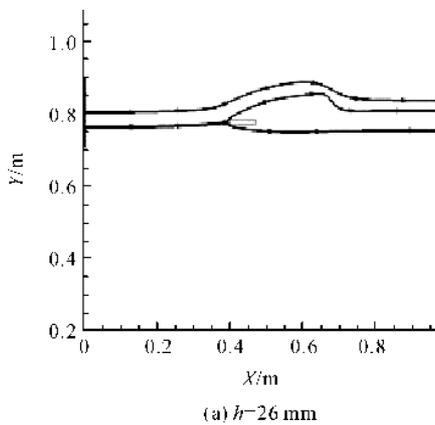


图 6 不同水深 h 下的水相图 ($v=60$ m/s; $t=0.6\sim 6.0$ ms)



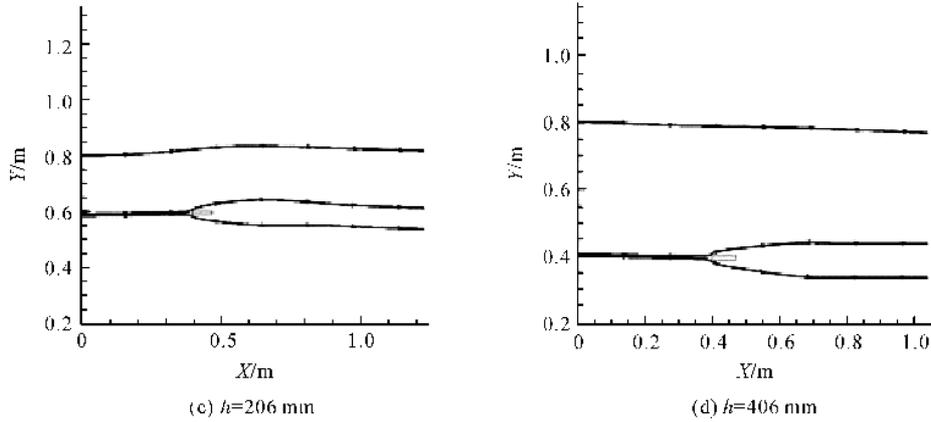


图7 $v=60\text{ m/s}$, $t=6\text{ ms}$ 时,不同水深下自由面及空泡周围的典型流线

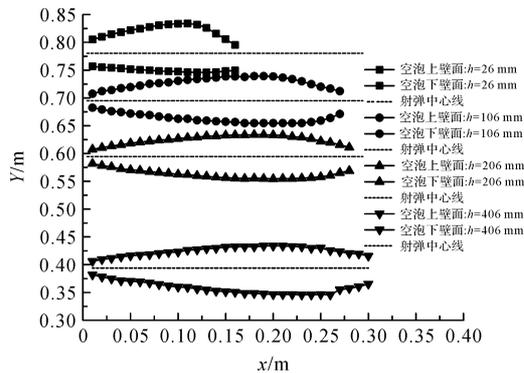
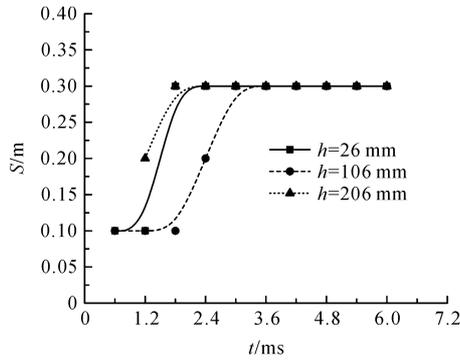
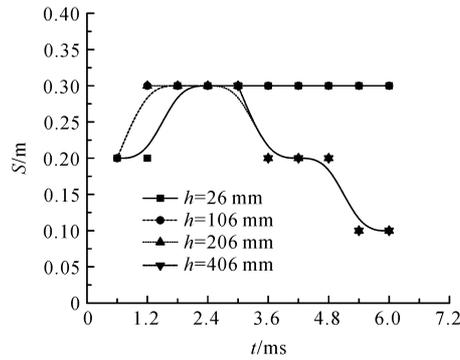


图8 不同水深下,弹体上下两条流线痕迹形状(空泡外形轮廓)的对比曲线($v=60\text{ m/s}$; $t=6\text{ ms}$)

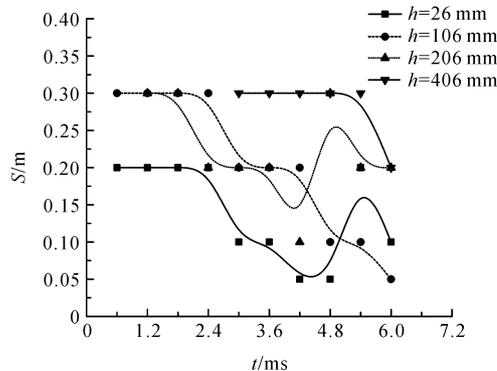
从图6(a)可知,数值模拟算出了超空泡在自由



(a) $v=60\text{ m/s}$



(b) $v=100\text{ m/s}$



(c) $v=200\text{ m/s}$

图9 不同水深 h 和速度 v 下先导波浪随时间的变化曲线

面上拉出了一个倾斜的先导波浪,波浪的前端位置超过了物体或超空泡的前端位置,这是由于快速运动的物体表面形成的超空泡对浅水层挤压造成的。施红辉等^[7]已经通过实验证实这一结论。另外,从图6(a)中的计算结果可知,空泡右上部分的水层已经很薄,预示在实际情况中空泡很可能破裂,而空气进入超空泡中并扩张其尺寸。这一点在实验中也得到了证实^[4]。在图3中给出了自由面上的起波位置的定义,即波前距离 S 。图9(a)–(c)给出了 S 的计算结果,它们大致呈现这样的趋势:随着水深的增加,自由面上的起波位置距离物体头部越远;随着速度的增加,自由面上的起波位置距离物体头部越近。

自由面的变化过程用自由面波动引起的最大高度,即波浪高度 H (见图 3)来描述。图 10 给出了波浪高度随时间的变化,由图中可知:在深水位时,自由面的波动不是太明显,而在浅水区时,自由面的波动很大。针对 $h=26、106、206、406$ mm 四个水深,分别模拟了初速度为 100 m/s 和 200 m/s 的情况,进一步分析速度对自由面的影响,给出自由面引起的波浪高度的曲线图,如图 11(a)–(d)所示。在图 11 中可以得出:在相同水深的条件下,随着速度的增加,自由面的波动较大。所以,通过模拟可以得出:自由面的变化不仅要受到水深的影响,而且还要受到物体速度的影响。由于水的声速为 1500 m/s,当物体运动速度为 200 m/s 时,马赫数只有 0.13,

属于不可压流动。又因为本文采用的理想流体,所以这三种介质的压缩性不用考虑。

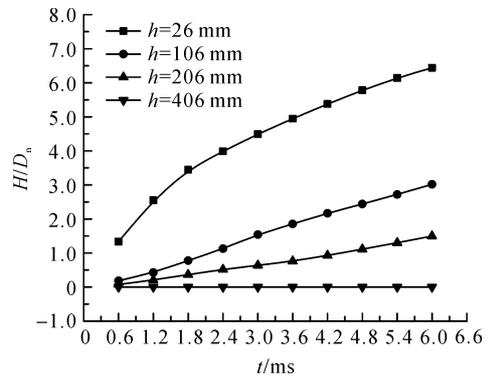
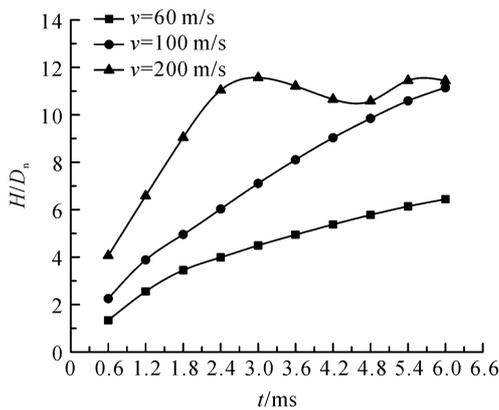
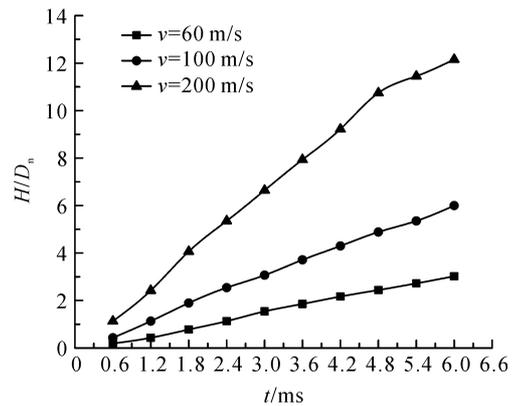


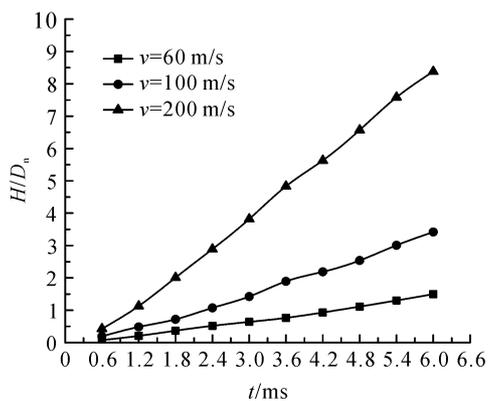
图 10 在 $v=60$ m/s 时不同水深 h 下无量纲波浪高度随时间变化曲线



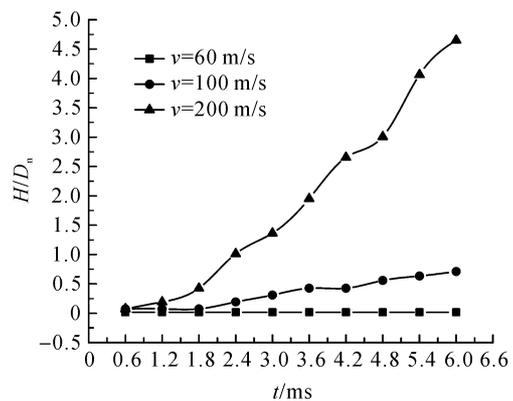
(a) $h=26$ mm



(b) $h=106$ mm



(c) $h=206$ mm



(d) $h=406$ mm

图 11 不同速度 v 下无量纲波浪高度随时间变化曲线

3.2 与半经验公式的比较

超空泡的无量纲直径 \bar{D}_c 和无量纲长度 \bar{L}_c 为

$$\begin{cases} \bar{D}_c = \frac{D_c}{D_n} \\ \bar{L}_c = \frac{L_c}{D_n} \end{cases} \quad (7)$$

σ_v 为空化数^[13],即

$$\sigma_v = \frac{P_\infty - P_c}{0.5\rho v_\infty^2} \quad (8)$$

其中: P_∞ 为周围压力; P_c 为空泡内部压力; v_∞ 为运动体的速度; ρ 为流体的密度。

按照 Logvinovich^[13]提出的空泡截面独立膨胀原理的定义,可以将超空泡的无量纲直径 \bar{D}_c 和无量纲长度 \bar{L}_c 的半经验公式描述为:

$$\begin{cases} \bar{D}_c = \sqrt{\frac{c_{x0}(1+\sigma)}{k\sigma}} \\ \bar{L}_c = \frac{1}{\sigma} \sqrt{c_{x0}(1+\sigma) \ln \frac{1}{\sigma}} \end{cases} \quad (9)$$

其中: $c_{x0}=0.82$; $k=0.9\sim 1.0$ 。该公式适用于空化数 σ 的范围为 $0\sim 0.25$ 。

而根据乌克兰流体研究所的 Savchenko^[14] 提出了适用于空化数范围 $0.012\sim 0.057$ 的经验公式:

$$\begin{cases} \bar{D}_c = \sqrt{3.659 + \frac{0.761}{\sigma}} \\ \bar{L}_c = 4.0 + \frac{3.595}{\sigma} \end{cases} \quad (10)$$

最后,根据 Logvinovich 空泡截面独立膨胀原理推导的空泡外形轮廓公式:

$$\bar{D} = \bar{D}_c \sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{1.92}{\bar{D}_c}\right)^2\right] \left[1 - \frac{2\bar{x}}{\bar{L}_c}\right]^2} \quad (11)$$

其中:无量纲位移 $\bar{x} = \frac{x}{D_n}$, 无量纲空泡直径 $\bar{D} = \frac{D(x)}{D_n}$ 。分别将式(9)和式(10),代入式(11)进行计算。

可以根据公式(8)~(11)绘制 $V=60\text{ m/s}$, $D_n=12\text{ mm}$ 时的超空泡外形轮廓图。根据数值计算的结果,选取 $t=6\text{ ms}$, $h=26, 106, 206, 406\text{ mm}$ 时的数值模拟的空泡图片,导入 AutoCAD 软件中进行测量,得到相关空泡直径的数据,再进行无量纲化处理,在 Origin 软件中绘制超空泡的轮廓曲线如图 12 所示。

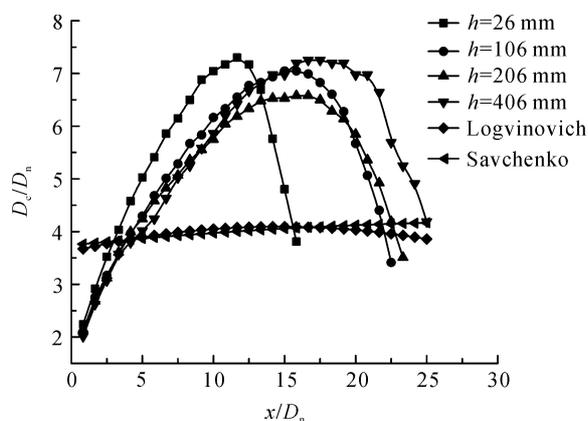


图 12 不同水深 h 下的模拟空泡外形轮廓与 Logvinovich 公式及 Savchenko 公式对比曲线($v=60\text{ m/s}$; $t=6\text{ ms}$)

由图 12 可以得出,在浅水位 $h=26\text{ mm}$ 时,计算出最大空泡直径要明显大于 Logvinovich 和 Savchenko 的半经验公式的值。这是由于当水平运动超空泡经过浅水区时,自由面将向上抬起,空泡形状上下不对称;而且上部薄水层受空泡拉动,不再满

足 Logvinovich 的空泡独立膨胀原理。然而从数值量级上,计算结果与半经验公式的是一致的。

4 结 论

本文选择平头射弹模型,计算了水深对超空泡形状的影响。弹体在 $h=26, 106, 206, 406\text{ mm}$ 四种不同水深下高速运行时,随着水深的增加,空泡对称性越来越好。超空泡运动诱发自由面上产生波浪,其最大高度随着水深的增加而减小;随着物体速度的增加而增加。数值模拟还计算出了在自由面上的波浪,是一个先导波浪,即波浪的前端位置超过了物体或超空泡的前端位置,这与施红辉等^[7] 的实验结果相吻合。

本文首次分析了先导波的起始距离以及水深对它的影响。在浅水区时,自由面的起波位置靠近空泡前端,速度越大越靠近;在深水区时,自由面的起波位置远离空泡前端,趋于无穷远处,且空泡形状更接近一个椭球体,可为高速射弹超空泡的形态特性和流体动力学特性研究提供参考。

参考文献:

- [1] Saranjam B. Experimental and numerical investigation of an unsteady supercavitating moving body [J]. Ocean Engineering, 2013, 59(2): 9-14.
- [2] 孙士明,陈伟政,颜开. 通气超空泡泄气机理研究[J]. 船舶力学, 2014, 18(5): 492-498.
- [3] Chen X, Lu C J. Properties of natural cavitation flows around a 2-D wedge in shallow water [J]. Journal of Hydrodynamics Ser B, 2011, 23(6): 730-736.
- [4] 施红辉,周杨洁,贾会霞,等. 水深和弹体长径比对超空泡弹体阻力系数及空泡形状影响的实验研究[J]. 兵工学报, 2016, 37(11): 2029-2036.
- [5] 施红辉,周素云,张晓萍,等. 水下超空泡流体机械的机理和技术研究综述[C]//第十五届全国激波与激波管学术会议论文集. 杭州, 2012: 554-564.
- [6] 施红辉,胡青青,胡俊辉,等. 水平运动超空泡在近自由面区域的水动力学特性研究[C]//第九届全国实验流体力学学术会议论文集. 杭州, 2013: 357-365.
- [7] 施红辉,罗喜胜. 可压缩性和高速多相流动[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2014: 228-231.
- [8] 陈波,胡青青,施红辉,等. 离自由面不同水深下水平运动超空泡的数值模拟研究[J]. 浙江理工大学学报, 2015, 33(3): 375-381.
- [9] 马庆鹏,魏英杰,王聪,等. 不同头型运动体高速入水空泡数值模拟[J]. 哈尔滨工业大学学报, 2014, 46(11): 24-29.

- [10] 朱棒棒,施红辉,侯健,等. 高速射弹入水时空气携带量的数值模拟[J]. 浙江理工大学学报, 2017, 37(3): 402-408.
- [11] 黄海龙,黄文虎,周峰. 圆盘空化器超空泡形态三维数值模拟研究[J]. 兵工学报, 2008, 29(1): 78-84.
- [12] Truscott T T, Epps B P, Belden J. Water entry of projectiles[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2014, 46(1): 355-378.
- [13] Logvinovich G V. Hydrodynamics of flow with free boundaries[M]. 施红辉,译. 自由边界流动的水动力学[M]. 上海:上海交通大学出版社, 2012, 97-111.
- [14] Savchenko Y N. Experimental investigation of supercavitating motion of bodies[C]// RTO-AVT and VKI. Brussels, 2001: 43-66.
- [15] 易文俊,王中原,熊天红,等. 水下射弹典型空化器的超空泡形态特性分析[J]. 弹道学报, 2008, 20(2): 103-106.
- [16] Wang Y, Wu X, Huang C, et al. Unsteady characteristics of cloud cavitating flow near the free surface around an axisymmetric projectile [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2016, 85: 48-56.

Numerical simulation of supercavity flowing near the free surface

ZHANG Yatao, SHI Honghui, WEI Kangyun

(Faculty of Mechanical Engineering & Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China)

Abstract: To study the motion law of the object near the free surface, Fluent software was applied, and VOF multiphase flow model and standard $k-\epsilon$ turbulence model were chosen to carry out numerical simulation of supercavity flow field of the object which moved at the first velocity of 60, 100 m/s and 200 m/s under four different water depths (26, 106, 206 mm and 406 mm) to study the influence of water depth on cavitation morphology. Meanwhile, the Pilot wave was calculated on the free surface. Numerical simulation results show that: as water depth increases, the symmetry of cavitation is getting better and better; the wave height on the free surface decreases gradually; the changes of cavitation length and cavitation diameter are consistent with the semi-empirical formula proposed by Logvinovich and Savchenko. In addition, as the object velocity increases, the wave height on the free surface also increases. This paper analyzes the initial distance of the pilot wave and the influence of water depth on it. It can provide the basis and reference for the study of the morphological properties and hydrodynamic characteristics of high velocity projectile supercavity.

Key words: cavitation morphology; pilot wave; free surface; wave height

(责任编辑: 康 锋)