



近壁面超空泡航行体的空泡运动特性数值研究

胡玉婷 王智元 唐志豪 张鑫 袁馨 赵子杰 戴琪

Cavitation motion characteristics of near-wall supercavitating vehicle

HU Yuting, WANG Zhiyuan, TANG Zhihao, ZHANG Xin, YUAN Xin, ZHAO Zijie, DAI Qi

引用本文:

胡玉婷, 王智元, 唐志豪, 等. 近壁面超空泡航行体的空泡运动特性数值研究[J]. *空气动力学学报*, 2025, 43(12): 42–51. DOI: 10.7638/kqdlxxb-2024.0119

HU Yuting, WANG Zhiyuan, TANG Zhihao, et al. Cavitation motion characteristics of near-wall supercavitating vehicle[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2025, 43(12): 42–51. DOI: 10.7638/kqdlxxb-2024.0119

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2024.0119>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

近自由面超空泡航行体多相流特性分析

Research on the multiphase flow characteristics of the near free-surface supercavitating vehicle

空气动力学学报. 2023, 41(7): 64–73 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2022.0023>

水下连发超空泡射弹的流动与阻力特性研究

Research on flow and drag characteristics of under water successively fired supercavitating projectiles

空气动力学学报. 2020, 38(4): 771–779 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2019.0096>

两连发射弹出入水的轴对称超空泡流动特性

Flow characteristics of axisymmetric supercavitation induced by two successively fired projectiles in water entry and exit

空气动力学学报. 2020, 38(6): 1064–1074 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2019.0102>

高速航行体齐射出水过程的空化与运动特性研究

Research on cavitation and motion characteristics of high-speed vehicles exiting water in underwater salvo

空气动力学学报. 2023, 41(2): 64–74 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2022.0122>

基于CFD的并列超空泡射弹高速斜入水流体动力特性研究

CFD based study on the flow characteristics of parallel supercavitating projectiles entering water obliquely at high speed

空气动力学学报. 2024, 42(2): 96–110 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2023.0076>

通气空泡流动特性研究现状及进展

Research progress and prospects of ventilated cavitating flows characteristics

空气动力学学报. 2020, 38(4): 724–745 <https://doi.org/10.7638/kqdlxxb-2019.0084>

地址: 四川省绵阳市二环路南段8号11信箱9分箱

电话: 0816-2463375

Email: kqdlxxb@163.com



关注微信公众号

获得更多资讯信息

文章编号: 0258-1825(2025)12-0042-10

近壁面超空泡航行体的空泡运动特性数值研究

胡玉婷, 王智元, 唐志豪, 张鑫, 袁馨, 赵子杰, 戴琪*

(南京理工大学瞬态物理全国重点实验室, 南京 210094)

摘要:超空泡技术对水下航行体减阻增程具有重要意义。航行体近水底面航行时,刚性壁面对航行体的空泡形态产生显著影响,从而影响航行体的运动姿态和稳定性。为研究壁面对超空泡航行体空化的影响,采用VOF(volume of fluid)多相流模型、Schnerr-Sauer空化模型和Realizable $k-\epsilon$ 湍流模型,分别对单壁面作用以及壁面边界层作用下的超空泡航行体进行模拟研究,以揭示壁面、剪切层与超空泡航行体的耦合作用机理。结果表明:对于单壁面作用,由于刚性壁面对空泡膨胀排挤水体的阻碍效应,近壁面侧的空泡显著减小,远壁面侧的空泡略微增大,超空泡向远壁面侧偏斜,并且航行体离壁面越近,超空泡的偏斜越强,甚至还会使得航行体下侧沾湿。然而,在壁面边界层作用下,由于航行体上侧绕流快于下侧,周围流线向低速的近壁面侧偏斜,空泡上凸下平的不对称性减弱。随着边界层厚度增加以及航行体与壁面距离减小,航行体周围的剪切作用增强,超空泡从向远壁面侧偏斜逐渐转变为向近壁面侧偏斜,最终变成上平下凸的不对称形态。

关键词:超空泡航行体;空泡;壁面剪切层;数值模拟

中图分类号:O351.2;O359 文献标识码:A doi: 10.7638/kqdlxxb-2024.0119

Cavitation motion characteristics of near-wall supercavitating vehicle

HU Yuting, WANG Zhiyuan, TANG Zhihao, ZHANG Xin, YUAN Xin, ZHAO Zijie, DAI Qi*

(National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: Supercavitation technology is of great significance in reducing drag and enhancing the range of supercavitating vehicles. When a vehicle navigates in proximity to the underwater terrain, the rigid wall exerts a substantial influence on the cavitation enveloping the vehicle, thereby affecting its motion dynamics and stability. To elucidate the intricate interplay between the wall, shear layer, and the vehicle, this paper employs the VOF (volume of fluid) multiphase flow model, the Schnerr-Sauer cavitation model, and the realizable $k-\epsilon$ turbulence model to simulate the flow fields around a supercavitating vehicle in proximity to walls with and without the boundary layer. In the absence of a boundary layer on the rigid wall, the expansion of the cavities and the displacement of water are significantly hindered, yielding a much smaller cavities near the wall and a slightly larger cavities on the opposite side. Moreover, the supercavity exhibits a deflection towards the far side of the wall, which becomes more evident as the distance from the wall decreases, leading to a wetted lower surface of the vehicle. Conversely, in the presence of the wall boundary layer, the surrounding streamlines are deflected towards the low-speed, near-wall side since the upper side of the vehicle moves faster than the lower side. This results in a mitigation of the cavitation asymmetry, with the upper side becoming convex and the lower side becoming flat. As the boundary layer thickens and the distance between the vehicle and the wall decreases, the

收稿日期:2024-08-19; 修订日期:2024-10-20; 录用日期:2024-11-03; 网络出版时间:2025-01-16

基金项目:国家自然科学基金项目(52306198);江苏省大学生科研训练项目(202310288155Y);中央高校基本科研业务费专项资金项目(30924010940);中国科协青年人才托举工程项目(YESS20240798)

作者简介:胡玉婷,女,湖北宜昌人,研究方向:超空泡航行体. E-mail: huyuting@njust.edu.cn

通信作者:戴琪*,副教授,研究方向:水下高速发射、高速跨介质弹道、可压缩湍流、多相流动与超声速燃烧. E-mail: daiqi@njust.edu.cn

引用格式:胡玉婷,王智元,唐志豪,等.近壁面超空泡航行体的空泡运动特性数值研究[J].空气动力学学报,2025,43(12):42-51.

HU Y T, WANG Z Y, TANG Z H, et al. Cavitation motion characteristics of near-wall supercavitating vehicle[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2025, 43(12): 42-51(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2024.0119

shear effect around the vehicle intensifies. Consequently, the supercavity gradually deflects from the far side towards the near side of the wall, eventually evolving into an asymmetrical shape with a flat upper side and a convex lower side.

Keywords: supercavitating vehicle; cavity; wall shear layer; numerical simulation

0 前言

由于水介质具有高密度、高黏度的特点, 传统水下航行体无法在高航速方向实现突破^[1-3], 而超空泡技术的诞生, 显著推动了水下航行体的发展^[4]。航行体在水下高速运动时, 附近的水压降低至饱和蒸气压, 该部分水体会发生汽化而形成包裹航行体的超空泡^[5-6]。此时, 由于周围水域的压力已降至饱和蒸气压, 黏性阻力大幅下降, 航速显著提高^[7-8]。因此, 水下超空泡航行体突破了传统减阻技术的局限, 其穿透能力更强、水下射程更远, 在无人飞行器领域具有广阔的应用潜力^[9-11]。

“洞壁效应”是指航行体在近水底面航行时, 刚性壁面会对航行体的空泡形态产生显著的作用, 从而影响其运动姿态和稳定性^[12]。此外, 壁面附近流场在黏性剪切力作用下, 还会形成边界层流动, 壁面边界层作用于超空泡航行体, 加剧航行体周围空化流场的复杂^[13]。Logvingvich^[14]发现固壁的存在会排斥超空泡最大直径点的上表面, 并倾向于吸引超空泡最大直径点的下表面, 壁面的这一特征导致了空泡形状的轴向变形。许海雨等^[15]基于 Mixture 模型, 建立了三维通气超空泡数值模型, 并通过水洞实验进行验证, 发现超空泡长度和最大直径随流域径向尺度比的减小而减小, 超空泡内部压力随流域径向尺度比的增大而减小, 而当径向尺度比小于 10.8% 时, 甚至无法生成完全包裹航行体的超空泡。Zhou 等^[16]为了探究水洞超空泡与无限流场超空泡的区别, 对水洞壁面的阻塞效应和黏性效应分别进行了三维数值模拟。结果表明, 超空泡的长细比随堵塞比的增大而增大, 最大直径随着水洞直径的减小而减小; 此外, 黏性效应使得流场的局部压力增加, 空化数增大, 最终导致超空泡尺度减小。Lee 等^[17]研究了由水洞壁面堵塞效应引起的超空泡变形, 结果表明, 随着堵塞比增加, 空泡长度显著增加, 而最大空泡直径保持相对恒定。

综上, 目前对于壁面-超空泡的耦合作用研究大多在水洞或者槽道流中进行, 壁面边界层无法得到充分发展。而在实际海洋环境中, 航行体只有一侧边界为壁面, 其余边界均为流体域, 壁面边界层能够得到充分发展。但是, 充分发展的壁面边界层如何影响超

空泡航行体, 仍是当前研究的薄弱环节, 壁面、剪切层与航行体超空泡的耦合作用机理也有待进一步阐释。本文通过打靶法求解 Blasius 边界层方程, 建立边界层入流速度分布, 然后基于 VOF (volume of fluid) 多相流模型、Schnerr-Sauer 空化模型和 Realizable $k-\varepsilon$ 湍流模型模拟研究了壁面边界层对超空泡航行体空化特性的影响, 并与单壁面作用下的空化流场进行对比, 分析航行体的空泡形态变化, 揭示壁面、剪切层与超空泡的耦合机理, 为超空泡航行体的设计和运行提供指导与参考。

1 数值方法

1.1 控制方程

本文采用高效的 VOF 多相流模型进行数值模拟。该模型在捕捉气液界面动态变化方面准确性较高, 将水与水蒸气这一多相混合物视为密度可变的单一连续介质进行模拟计算, 以获取各相的体积分数, 进而精确描绘出各相在流动过程中的分布情况。鉴于航行体航行速度处于亚声速范围内, 液体的可压缩性影响较小^[18-19], 且水下温度变化较小, 对流动过程的影响不显著, 可忽略能量方程, 仅求解不可压缩的气液混合物的连续性方程和动量方程, 如式(1)和式(2)所示:

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

$$\frac{\partial (\rho \mu_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \mu_i \mu_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \mu_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mu_j}{\partial x_i} \right) \right]}{\partial x_j} \quad (2)$$

式中: ρ 是混合流体的密度, $\rho = \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k$, 其中, α_k 为各组分的体积分数, 满足 $\sum_{k=1}^n \alpha_k = 1$, ρ_k 为各组分的密度; $\mu = \sum_{k=1}^n \alpha_k \mu_k$ 是混合流体的动力黏性系数; μ_k 为各组分的动力黏性系数; μ_t 为湍流动力黏性系数; x_i 和 x_j 为笛卡尔坐标系; μ_i 和 μ_j 为流体的速度分量。本文为气液两相流动, $n = 2$ 。

鉴于超空泡航行体在水下环境中的高速航行特点, 采用 Realizable $k-\varepsilon$ 湍流模型来保证对高雷诺数的预测精度以及剪切流动描述的准确性。采用 Schnerr-

Sauer 空化模型计算气液相之间的相变空化, 准确模拟相变过程的复杂流动。采用有限体积法作为离散化手段求解控制方程。分别采用二阶迎风差分格式和二阶隐式格式计算空间导数和时间离散。通过 Simple 算法求解压力与速度的耦合。液相体积分数为 50% 时的等值面被视为气液界面。

1.2 Blasius 边界层方程

1904 年, Prandtl 等^[20] 提出了边界层的概念, 其中边界层厚度 δ 定义为流体速度 u 达到 $0.99U$ 时位置到壁面的法向距离, U 为主流速度, 如图 1 所示。在平板边界层的发展过程中, 随着流程增加, 边界层厚度 δ 也逐渐变厚。

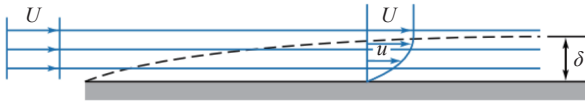


图 1 层流边界层的流线分布

Fig. 1 Streamlines of a laminar boundary layer

Prandtl 推导出了二维定常不可压缩层流边界层方程和边界条件^[21-22], 分别如式(3)和式(4)所示:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} y = 0, u = 0, v = 0 \\ y = \infty, u = U, \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (4)$$

为了求解这组非线性偏微分方程, Blasius 推断各个 x 点的速度剖面应与 y 方向上各点距固定壁面的无量纲距离成函数关系^[23]。此处可以用边界层厚度 δ 来无量纲化 y 方向上各点距固定壁面的距离, 从而得到无量纲距离 η :

$$\eta = y \sqrt{\frac{U}{\nu x}} \quad (5)$$

引入满足不可压缩流二维流动连续性方程的流函数 ψ , 流函数定义为 $d\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} dx + \frac{\partial \psi}{\partial y} dy = -v dx + u dy$, 进而可以得到两个方向上的速度分量 $u = \frac{\partial \psi}{\partial y}$, $v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$, 化简得到无量纲流函数 $f(\eta) = \frac{\psi}{\sqrt{\nu x U}}$ 。综合求解上述方程, 得到 Blasius 边界层方程和边界条件^[23], 分别如式(6)和式(7)所示:

$$f''' + \frac{1}{2} f f'' = 0 \quad (6)$$

$$\begin{cases} \eta = 0, f = f' = 0 \\ \eta \rightarrow \infty, f = f' = 1 \end{cases} \quad (7)$$

基于边界层方程, 利用四阶龙格-库塔数值积分运算。令 $f_0 = \eta$, 则 $f_1 = f$, $f_2 = df/d\eta$, $f_3 = d^2f/d\eta^2$, 通过龙格-库塔积分公式将式(6)的高阶微分方程转化成一阶线性方程:

$$\begin{cases} \frac{df_1}{d\eta} = T_1(\eta, f_1, f_2, f_3) = f_2 \\ \frac{df_2}{d\eta} = T_2(\eta, f_1, f_2, f_3) = f_3 \\ \frac{df_3}{d\eta} = T_3(\eta, f_1, f_2, f_3) = -\frac{1}{2} f_1 f_3 \end{cases} \quad (8)$$

步长取 0.025, 迭代 1000 次时, 视 η 为无穷大, 选定 $\eta = 0$ 时的边界条件作为初始值, 在迭代过程中, 通过打靶法将边界层方程(6)转换为边界上离散点的近似解。边界层厚度定义为流速达主流 99% 时的高度, 以此计算出 Blasius 相似解的速度剖面。在后续计算中, 只需在流场的入口给定基于该相似解的速度分布即可。

1.3 模型与边界条件设置

超空泡航行体模型为截锥体与圆柱体组成的回转体, 其前端配置有一个圆盘形空化器, 空化器直径 $D_n = 4$ mm, 圆柱体最大直径 $D = 12.65$ mm, 航行体长 $L = 170$ mm, 如图 2 所示。

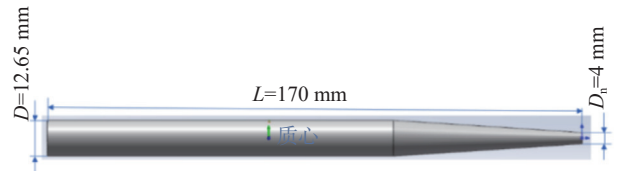


图 2 航行体模型

Fig. 2 Vehicle model

为了避免“边界效应”^[15,24] 对航行体附近超空泡轮廓产生影响, 计算域上边界与航行体的距离应大于 30 倍理论空泡直径。考虑到计算效率, 计算流域选取长 1200 mm、高 1000 mm 的长方形流域。Savchenko 和 Semenenko^[25] 通过实验得出结论: 弗劳德数 (Fr) > 30 时, 重力的影响忽略不计; 韦伯数 (We) > 2000 时, 液体表面张力的影响也可忽略。本文研究中, $Fr = 232$, $We = 1.4 \times 10^6$, 远远超出上述阈值范围, 因此忽略重力和液体表面张力的影响。

计算域及边界条件如图 3 所示。流域入口距离航行体头部 300 mm, 出口距其尾部 730 mm, 为均匀来流 300 m/s 或者边界层速度分布的速度入口边界条件。计算域下边界设为固定壁面, 上边界设为速度入

口, 速度为沿 x 正向的 300 m/s。流域出口设为压力出口边界条件。设定航行体与下壁面的法向距离和边界层厚度分别为 H 和 δ , 通过控制 H 和 δ 的大小, 可以模拟航行体仅受壁面作用以及受壁面和边界层共同作用的情况, 两个参数的设置如表 1 所示。

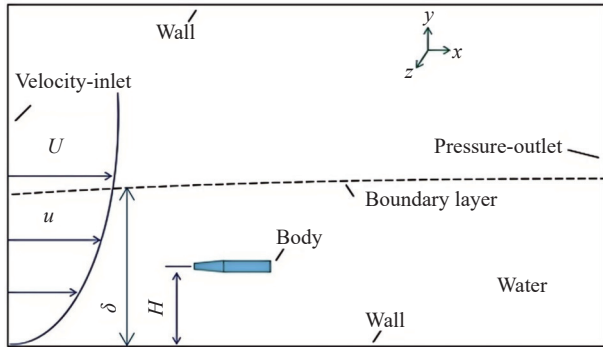


图 3 计算域及边界条件

Fig. 3 Computational domain and boundary conditions

表 1 工况参数
Table 1 Case settings

H/mm	δ/mm	目的
20/40/60/100	0	单壁面作用
40	0/40/100	壁面边界层
20/40/60/100	100	共同作用

1.4 数值验证

1.4.1 数值方法验证

对全水域中的航行体进行模拟计算, 并与理论经验公式和经典实验结果进行对比, 以验证本文数值方法的准确性。

在空泡轮廓线研究领域, 国内外学者提出多种经验公式, 其中 Logvinovich 基于空泡截面独立扩张性基本原理提出的经验公式被广泛使用。依据 Logvinovich 经验公式^[26], 超空泡的轮廓表示为式(9):

$$R(x) = R_c \sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{1.92R_n}{R_c} \right)^2 \right] \cdot \left[1 - \frac{x}{R_n L_c} \right]} \quad (9)$$

式中, $R(x)$ 为距离空化器截面水平位移 x 处的空泡半径, R_n 为圆盘空化器的截面半径, R_c 、 L_c 为空泡的最大截面半径和长度, 分别如式(10)和式(11)所示:

$$R_c = R_n \sqrt{\frac{C_{x,0}(1+\sigma)}{k\sigma}} \quad (10)$$

$$L_c = \frac{2R_n}{\sigma} \sqrt{C_{x,0}(1+\sigma) \ln \frac{1}{\sigma}} \quad (11)$$

其中, $C_{x,0}$ 为空化数 $\sigma = 0$ 时的阻力系数, 对于圆盘空化器, $C_{x,0}$ 为 0.83; 系数 k 与空化数 σ 的大小有关, 计

算公式如式(12)所示:

$$k = \frac{1 + 50\sigma}{1 + 56.2\sigma} \quad (12)$$

当空化数 $\sigma \in (0, 0.025)$ 时, Logvinovich 经验公式才适用。由于航行体在水深为 10 m 的环境中, 均匀来流速度为 300 m/s, 环境压力 $p_0 = 201325 \text{ Pa}$, 饱和蒸气压力 $p_1 = 3540 \text{ Pa}$, 使得空化数 $\sigma = (p_0 - p_1) / 0.5\rho v^2 = 0.004395$, 满足 Logvinovich 经验公式的要求。因此将航行体的稳定空泡形态的仿真结果与 Logvinovich 经验公式计算出的结果进行对比, 如图 4 所示。可以看出, 空泡轮廓仿真结果与采用经验公式计算出的结果一致性较好, 在头部附近几乎完全重合, 使航行体附近存在约 3% 空泡直径的较小误差, 说明本文的数值方法精度较高。

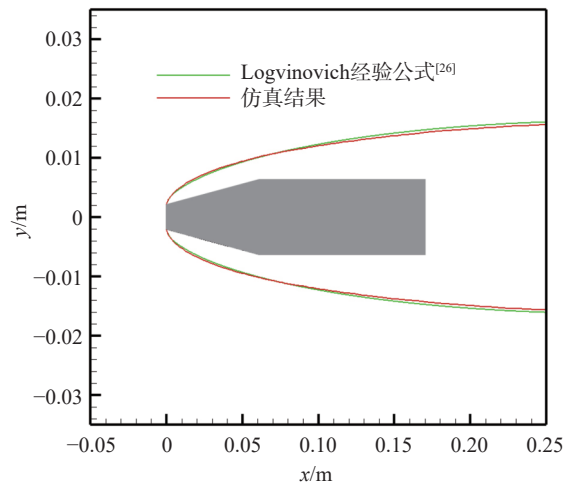


图 4 本文运行工况条件下仿真空泡与理论空泡对比

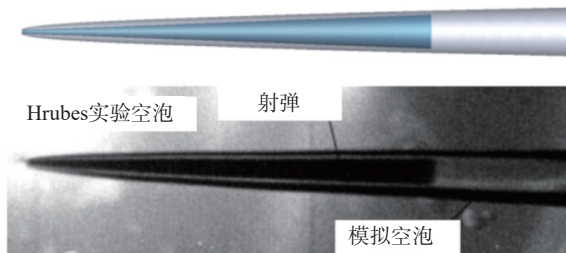
Fig. 4 Comparison between numerical and theoretical cavities under the operating conditions in this paper

此外, 针对 Hrubes^[7] 实验中的航行体类型及运行工况条件, 采用本文水下高速航行体的数值模拟方法进行仿真, 结果对比如图 5 所示。可以看出, 模拟空泡与 Hrubes 实验空泡吻合度高(图 5(a)), 提取的仿真空泡曲线与 Logvinovich 理论空泡曲线和 Hrubes 实验空泡曲线一致性都较高, 相对误差低于 2%(图 5(b))。

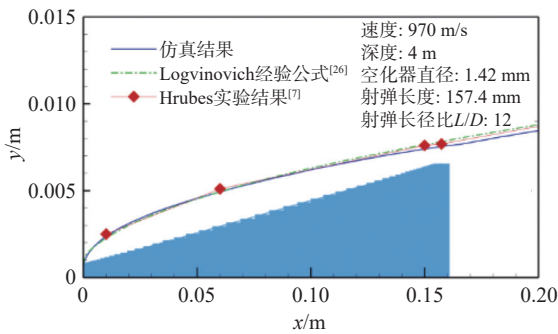
1.4.2 网格无关性验证

航行体水下高速航行时会带动周围的流体运动, 产生超空泡, 并且壁面效应也会显著影响空泡形态, 所以在不改变网格总体分布规律的前提下, 需重点考虑空泡周围和壁面附近的网格密度。通过调整线节点数, 设置壁面和航行体附近加密区内的网格大小分别为 0.1 mm、0.2 mm 和 0.4 mm, 建立 140 万、110 万和 77 万 3 种不同精度的网格, 来流速度为 300 m/s,

航行体与壁面间距为 100 mm, 所得不同空泡形态轮廓对比如图 6 所示。由图 6 可知, 网格数量为 77 万时, 计算的空泡轮廓与其他网格密度结果存在一定偏差, 而在 110 万网格和 140 万网格下计算的空泡轮廓基本重合, 此时网格尺寸对计算结果的影响可忽略不计。因此, 综合考虑计算精准度和效益最大化, 后续模拟分析采用的网格数量为 110 万。



(a) 空泡形态



(b) 空泡轮廓

图 5 仿真空泡和 Hrubes 实验空泡对比^[7]

Fig. 5 Comparison between numerical cavities and Hrubes experimental cavities^[7]

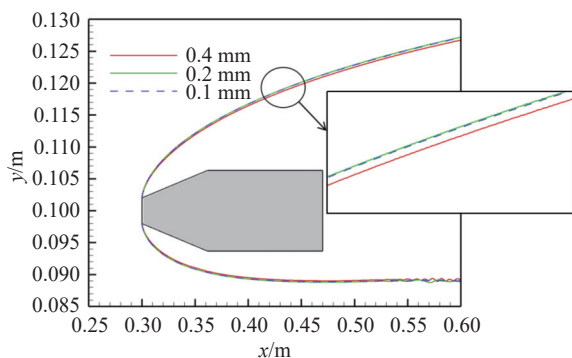


图 6 不同网格密度下的空泡轮廓对比

Fig. 6 Comparison of cavity contours under different mesh densities

为精确捕捉近壁面的航行体空泡形态发展, 利用 Logvinovich 空泡轮廓线经验公式(式(9))计算出空泡范围, 再基于网格无关性验证结果, 在壁面和航行体附近对网格加密, 如图 7 所示。以 $H = 20$ mm 工况为例, 图 8 为航行体周围网格的 y^+ 分布, 可以看

出, 表面大部分网格的 y^+ 值在 80 左右, 最大值在 300 附近, 满足 Realizable $k-\epsilon$ 湍流模型的计算要求。

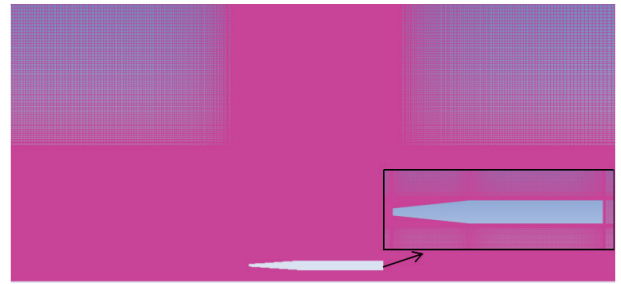


图 7 航行体周围网格划分

Fig. 7 Mesh topology around the vehicle

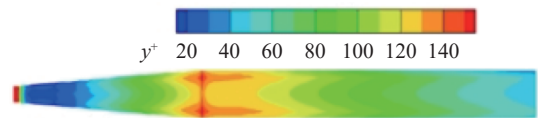


图 8 航行体周围网格的 y^+ 分布

Fig. 8 y^+ distribution of grids around the vehicle

2 结果与讨论

2.1 单壁面对超空泡航行体空化特性的作用

为了探究无剪切层的单壁面作用下的超空泡航行体空化特性, 在均匀来流为 300 m/s 的条件下, 对比航行体与壁面相对距离 H 为 20、60、100 mm 和 ∞ (无壁面作用的全水域) 的工况下航行体与壁面间距对空化特性的影响。

图 9 为不同壁面与航行体间距下的航行体周围液相体积分分数图, 其中白色区域为航行体模型, 红色区域为水, 蓝色区域为水蒸气。提取液相体积分分数 φ_v 为 0.5 的等值面为气液交界面, 可得不同壁面与航行体间距下的空泡轮廓, 如图 10 所示。当航行体距离壁面为 ∞ 时, 头部空化器产生向后发展的空泡, 形成完全包裹航行体的超空泡, 并且空泡发展不受壁面作用影响, 航行体上下两侧的空泡完全对称。壁面与航行体间距为 100 mm 时, 航行体远离壁面, 壁面对空泡的作用较弱, 但壁面的作用使得空泡半径减小, 空泡略微向远壁面侧偏斜。壁面与航行体间距为 60 mm 时, 空泡受到的壁面作用增强, 使得近壁面侧的空泡半径进一步减小, 远壁面侧的空泡半径略微增大, 并且大于近壁面侧的空泡半径, 空泡进一步向远壁面侧偏斜, 此时空泡仍能完全包裹整个航行体。壁面与航行体间距为 40 mm 时, 航行体靠近壁面, 空泡受到强烈的壁面作用, 无法包裹整个航行体, 近壁面侧的空泡半径显著减小, 航行体尾部圆柱段发生沾湿, 只有航行体头部截锥段还留有部分空泡, 而远壁面侧的空

泡半径略微增大，空泡向远壁面侧显著偏斜，并且呈现出上凸下平的不对称性。壁面与航行体间距为 20 mm 时，壁面对空泡的抑制作用进一步增强，近壁面侧的空泡完全消失，航行体下表面全部沾湿，远壁面侧的空泡显著增大。综上，单壁面作用下，空泡的发展受到抑制，近壁面侧的空泡显著减小，而远壁面侧的空泡略微增大，使得超空泡向远壁面侧偏斜，并且航行体离壁面越近，超空泡的偏斜越强。当航行体与壁面间距小到一定程度，近壁面侧的空泡消失，航行体下侧发生沾湿。

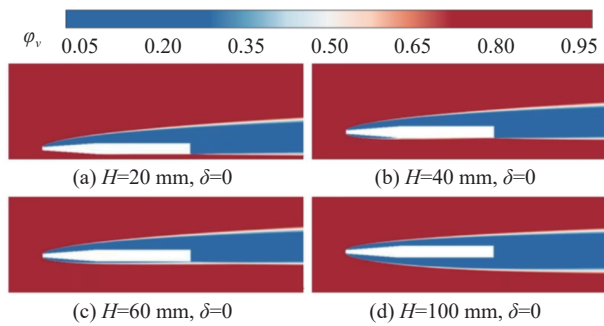


图 9 不同壁面与航行体间距下航行体周围的液相体积分数
Fig. 9 Liquid volume fractions around the vehicle under different off-wall distances

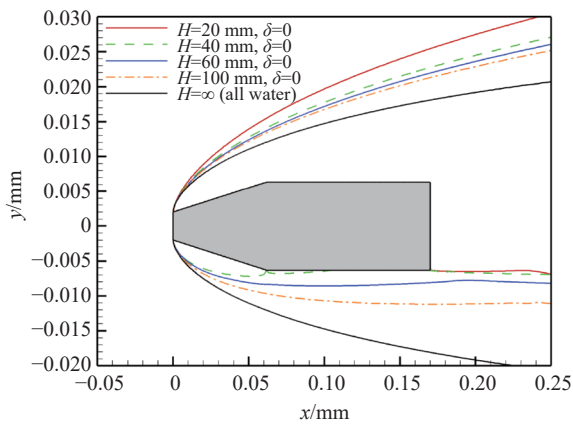


图 10 不同壁面与航行体间距下空泡轮廓对比
Fig. 10 Comparison of cavity contours of the vehicle under different off-wall distances

图 11 展示了壁面与航行体间距不同时的航行体周围流线与空泡的膨胀速度矢量图。由于航行体的高速运动，航行体表面压力降低，周围的水体发生空化变成水蒸气，产生超空泡。因为物态变化过程质量守恒，空泡内的水蒸气密度远低于水的密度，所以空泡膨胀，体积增大，并且航行体头部附近的膨胀速度最大。随着空泡沿航行体发展，膨胀速度逐渐减小。这也使得空泡周围的水体被向外排挤，流线经过空泡朝着上下两侧展开，而空泡外围的流场压力逐渐增加，如图 12 所示。然而，刚性固定壁面的存在会阻碍

水体的排挤，航行体下方水体的压力增大，进而抑制了空泡向壁面侧的膨胀，空泡向下的膨胀速度减小，

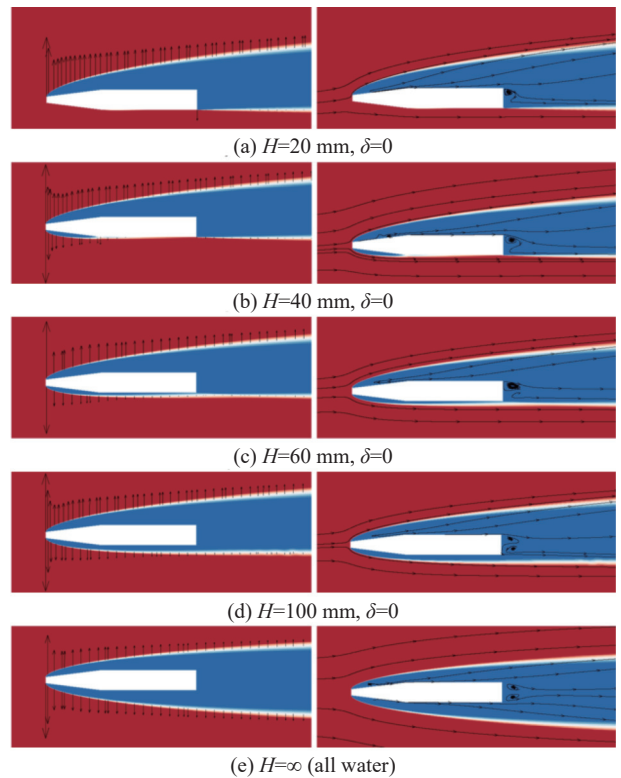


图 11 不同壁面与航行体间距下航行体周围流线与空泡膨胀速度矢量图

Fig. 11 Streamlines and cavity expansion velocity vectors around the vehicle under different off-wall distances

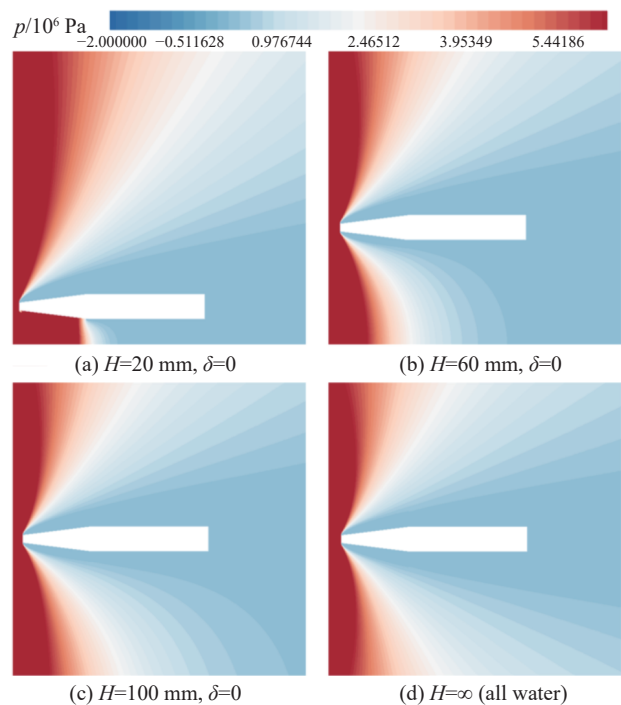


图 12 不同壁面与航行体间距下航行体周围流场静压

Fig. 12 Static pressure around the vehicle under different off-wall distances

流线经过空泡下方也更加平直。因此,近壁面侧的空泡显著减小,超空泡向远壁面侧偏斜,空泡上方的流线展开更剧烈,也使得远壁面侧的空泡略微增大,空泡呈现上凸下平的不对称性。由于航行体近壁面侧的压力增加,空化效应减弱,超空泡的半径也减小。随着壁面与航行体的间距减小,超空泡受到的壁面的抑制作用增强,航行体下方流场的压力逐渐增大,空泡半径进一步减小,并且空泡向下的膨胀速度也减弱,近壁面侧的空泡半径逐渐减小,远壁面侧的空泡半径增大,流线经过空泡时也更倾向于朝着远壁面侧展开,导致空泡的偏斜程度增大。而当壁面与航行体间距为 20 mm 时,航行体下方都是高压区,空泡朝向壁面的膨胀速度为 0,航行体下方的流线也紧贴着航行体,使得近壁面侧的空泡完全消失,航行体下表面全部沾湿。

2.2 壁面边界层对超空泡航行体空化特性的作用

2.2.1 边界层厚度的影响

由于壁面边界层对超空泡航行体的影响存在壁面和剪切层两个作用因素,为了比较这两个因素的作用效果,本节针对航行体与壁面间距 H 为 40 mm 时,模拟了 3 种不同边界层厚度 δ 的工况: $\delta = 0$ (航行体位于边界层外侧)、 $\delta = 40$ mm (航行体位于边界层的边缘)、 $\delta = 100$ mm (航行体位于边界层内部)。

图 13 为不同边界层厚度下航行体周围液相体积分数图,相应的空泡轮廓的定量比较如图 14 所示。当边界层厚度为 0 时,航行体处于边界层的外侧,空泡只受到壁面的影响,无法包裹整个航行体,航行体尾部圆柱段沾湿,并且空泡向远壁面侧偏斜,呈现出上凸下平的不对称性。边界层厚度为 40 mm 时,航行体处于边界层的边缘,航行体重新被空泡完全包裹,空泡近壁面侧的半径增大,而远壁面侧的半径减小,使得空泡朝向远壁面侧的偏斜减弱。边界层厚度为 100 mm 时,航行体处于边界层内部,剪切层的作用增

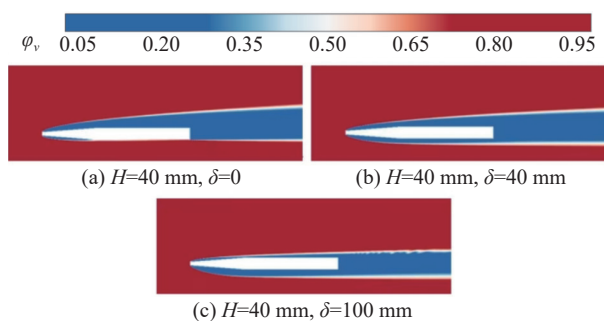


图 13 不同边界层厚度下航行体周围的液相体积分数

Fig. 13 Liquid volume fractions around the vehicle under different boundary layer thicknesses

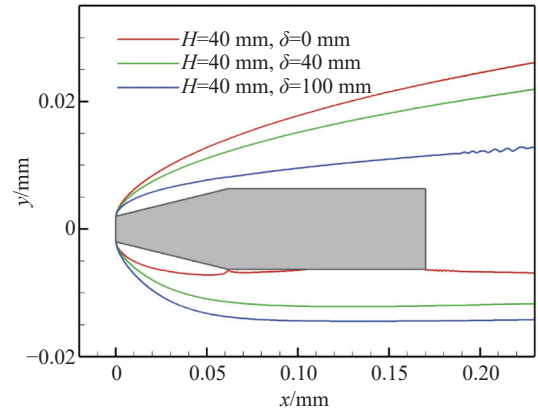


图 14 不同边界层厚度下航行体周围的空泡轮廓对比

Fig. 14 Comparison of cavity contours around the navigation body under different boundary layer thicknesses

强,近壁面侧的空泡半径进一步增加,远壁面侧的空泡半径显著减小,空泡朝近壁面侧偏斜,呈现上平下凸的非对称性。因此,在壁面边界层作用下,空泡朝向远壁面侧的偏斜减小,上凸下平的不对称性减弱,并且随着来流边界层厚度的增加,远壁面侧空泡显著减小,近壁面侧空泡略微增大,航行体下表面的沾湿也减弱,超空泡由向远壁面侧偏斜逐渐向近壁面侧偏斜,而当边界层厚度进一步增加时,超空泡还会变成上平下凸的不对称形状。

图 15 给出了不同边界层厚度下航行体周围流线与空泡的膨胀速度矢量。壁面剪切作用下,由于航行体上侧绕流快于下侧,周围流线往低速的近壁面侧展开,并且航行体尾部低速侧的涡旋作用更强,卷吸更多的流体从上侧向下侧运动,使得航行体下方的水体压力减小,如图 16 所示。因此,空泡向壁面侧的膨胀增强,远壁面侧的膨胀减弱,导致航行体下方的空泡半径增大,上方的空泡半径减小,超空泡朝向远壁面

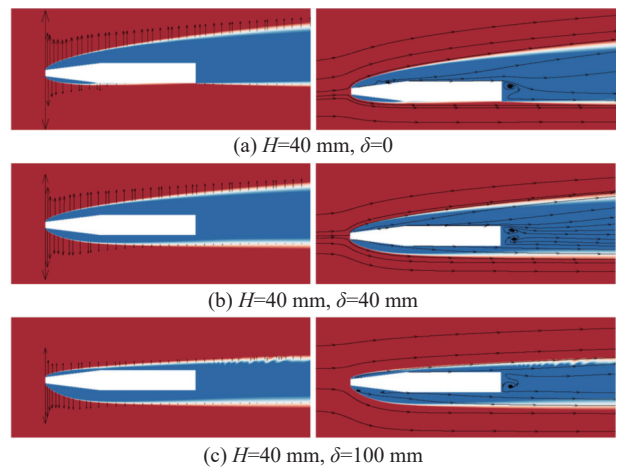


图 15 不同边界层厚度下航行体周围流线与空泡膨胀速度矢量
Fig. 15 Streamlines and cavity expansion velocity vectors around the vehicle under different boundary layer thicknesses

侧的偏斜减小，上凸下平的不对称性也减弱，表明剪切作用会削弱刚性壁面对空泡的阻碍效应。随着来流边界层厚度的增加，航行体周围的剪切作用增强，流线逐渐往近壁面侧偏斜，航行体下方水体的压力进一步减弱，近壁面侧空泡的膨胀速度增大，使得近壁面侧的空泡逐渐增大，超空泡由向远壁面侧偏斜逐渐向近壁面侧偏斜。而当边界层厚度增大到 100 mm 时，剪切层的偏斜作用超过壁面的阻碍作用，超空泡转向近壁面侧偏斜，变成上平下凸的不对称形状。

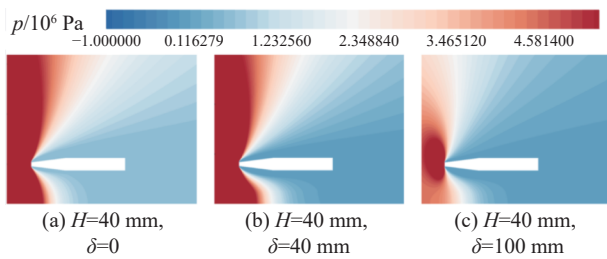


图 16 不同边界层厚度下航行体周围流场静压

Fig. 16 Static pressure around the vehicle body under different boundary layer thicknesses

2.2.2 航行体与壁面间距的影响

在边界层厚度为 100 mm 的剪切来流条件下，通过改变航行体与壁面的距离 ($H = 20, 40, 60, 100$ mm)，对 4 种不同来流剪切率作用下的工况进行模拟，分析壁面与剪切率对超空泡航行体空化特性的影响。

图 17 为边界层中不同壁面与航行体间距下的航行体周围液相体积分数图，相应的空泡轮廓的定量比较如图 18 所示。航行体与壁面间距为 100 mm 时，航行体处于边界层的边缘，航行体周围的来流速度较大，空泡受到微弱的壁面与剪切层的作用，略微朝近壁面侧偏斜，航行体下方的空泡半径较大，上方的空泡半径较小，超空泡上平下凸的不对称性很弱。航行体与壁面间距为 60 mm 和 40 mm 时，航行体处于边界层的内部，航行体周围的来流速度减小，空泡直径也随之减小，但是壁面与剪切层的作用增强，空泡进一步朝向近壁面侧偏斜，上平下凸的不对称性增大。当航行体与壁面间距为 20 mm 时，航行体处于边界层的底部，受到壁面与剪切层的强烈作用，航行体的上下两侧都无法被空泡包裹，航行体头部截锥段下方留有部分空泡，上方发生沾湿，而航行体尾部圆柱段的下方发生沾湿，上方被微小的空泡包裹，并且远壁面侧的空泡表面出现波动。综上，壁面边界层中，航行体周围的流速减小，空泡直径减小，并且随着航行体与壁面间距减小，空泡直径进一步减小，但是远壁面侧的空泡半径减小程度更大，使得超空泡逐渐向壁

面偏斜，而当间距足够小时，航行体的上下侧都无法被空泡包裹，两侧均发生沾湿。

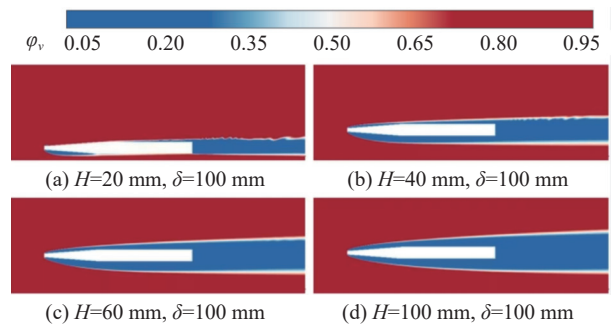


图 17 边界层中不同壁面与航行体间距下航行体周围的液相体积分数

Fig. 17 Liquid volume fractions around the vehicle under different off-wall distances in the boundary layer

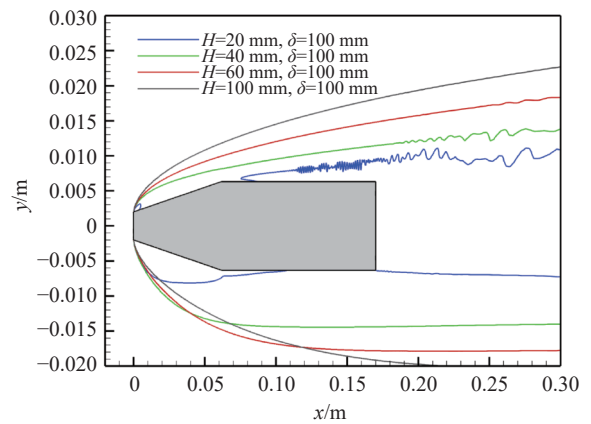


图 18 边界层中不同壁面与航行体间距下空泡轮廓对比

Fig. 18 Comparison of cavity contours of the vehicle under different off-wall distances in the boundary layer

图 19 展示了边界层中不同壁面与航行体间距下的航行体周围流线与空泡的膨胀速度矢量图。壁面边界层中，随着航行体与壁面间距减小，航行体周围的来流速度减小，空化数增大，空泡直径减小，使得空泡的膨胀速度减小，流线经过空泡时更加平直，空泡外围的流场压力也减小，如图 20 所示。此外，刚性壁面作用与剪切作用都增强，但是壁面对空泡的阻碍作用弱于剪切层的偏斜作用，导致航行体上方空泡的膨胀速度衰减加剧，流线更倾向于往近壁面偏斜，并且航行体下方的水体压力减小得更剧烈。因此，远壁面侧的空泡半径比近壁面侧的空泡半径减小得更显著，超空泡向近壁面侧偏斜。而当壁面与航行体间距减小到 20 mm 时，航行体头部截锥段上表面为高压区，空泡朝向远壁面的膨胀速度为 0，并且航行体尾部圆柱段的空泡朝向壁面的膨胀速度也为 0，致使航行体的上下表面都沾湿，两侧均无法被空泡包裹。

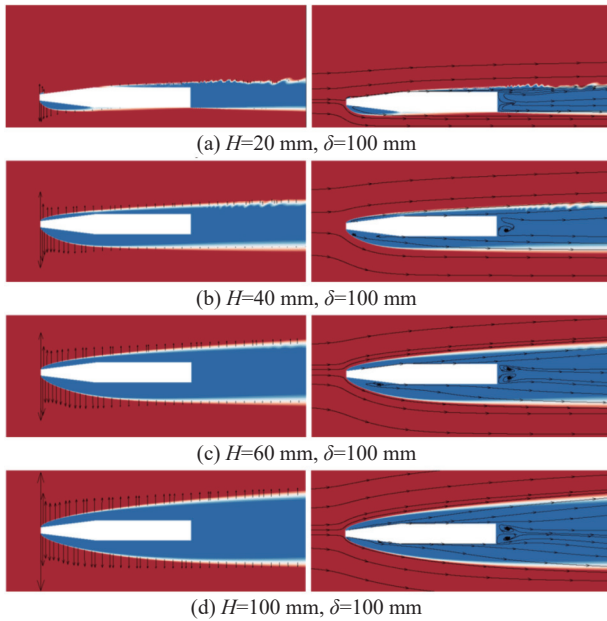


图 19 边界层中不同壁面与航行体间距下航行体周围流线与空泡膨胀速度矢量

Fig. 19 Streamlines and cavity expansion velocity vectors around the vehicle under different off-wall distances in the boundary layer

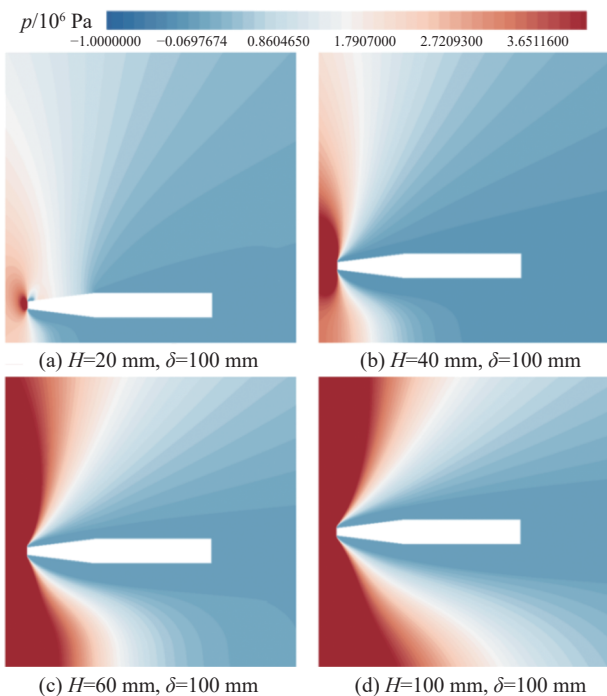


图 20 边界层中不同壁面与航行体间距下航行体周围流场静压

3 结论

本文基于 VOF 多相流模型、Schnerr-Sauer 空化模型,对均匀来流和剪切层来流作用下的近壁面超空泡航行体进行数值模拟研究,主流速度为 300 m/s,对比

空泡形态,得出以下结论:

1) 单壁面作用下,空化产生的水蒸气膨胀会挤压周围的水体。而固定壁面的存在会阻碍水体的排挤,因此抑制了空泡向壁面侧的膨胀,使得近壁面侧的空泡显著减小,超空泡向远壁面侧偏斜,空泡呈现上凸下平的不对称性。当壁面与航行体的间距减小,超空泡受到壁面的阻碍作用增强,近壁面侧的空泡半径逐渐减小,远壁面侧的空泡半径增大,空泡的偏斜程度增大,甚至还会出现近壁面侧的空泡消失,航行体下表面沾湿。

2) 壁面边界层作用下,由于航行体上侧绕流快于下侧,周围流线往低速的近壁面侧偏斜,因而削弱了刚性壁面的阻碍效应,空泡上凸下平的不对称性减弱。随着来流边界层厚度的增加,剪切作用增强,远壁面侧空泡显著减小,近壁面侧空泡略微增大,超空泡由远壁面侧的偏斜逐渐向近壁面侧偏斜。当剪切层的偏斜作用超过壁面的阻碍作用,超空泡还会变成上平下凸的不对称性。而随着航行体与壁面间距减小,航行体周围的来流速度减小,空泡直径减小,但是壁面与剪切作用都增强,使得超空泡逐渐向壁面偏斜。当间距足够小时,航行体的两侧都无法被空泡包裹,上下表面均沾湿。

然而不同的航行体结构会改变航行体周围的流场和空泡,未来需要研究不同构型参数(如空化器形状、航行体长径比等因素)对空泡形态和水动力特性的作用规律。此外,在航行体实际航行过程中,会因受到的升阻力而产生速度和轨迹的变化,后续应当结合动网格/重叠网格技术和六自由度模型,开展变速度的近壁面航行体数值模拟研究。

参 考 文 献:

- [1] 姜百汇, 马春勋, 刘乐华. 国外超空泡技术及其应用[J]. 飞航导弹, 2008(11): 20-24, 31.
doi: 10.16338/j.issn.1009-1319.2008.11.008
- [2] 王首发, 王一鸣. 超空泡水下弹道研究综述[J]. 舰船电子工程, 2024, 44(5): 1-527.
WANG S F, WANG Y M. A review of supercavitating underwater trajectory[J]. Ship Electronics Engineering, 2024, 44(5): 1-527 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1672-9730.2024.05.001
- [3] 张宇文, 袁绪龙, 邓飞. 超空泡航行体流体力学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2014.
ZHANG Y W, YUAN X L, DENG F. Fluid dynamics of supercavitating vehicle[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2014 (in Chinese).
- [4] 向敏, 刘波, 谢泽阳, 等. 近自由面超空泡航行体多相流特性分析[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(7): 64-73.
XIANG M, LIU B, XIE Z Y, et al. Research on the multiphase flow characteristics of the near free-surface supercavitating vehicle[J]. Acta

- Aerodynamica Sinica, 2023, 41(7): 64–73 (in Chinese).
doi: [10.7638/kqdxxb-2022.0023](https://doi.org/10.7638/kqdxxb-2022.0023)
- [5] 袁馨, 周标军, 戴琪, 等. 剪切来流下超空泡射弹空化与水动力特性的数值研究[J]. 弹道学报, 2023, 35(1): 42–51.
YUAN X, ZHOU B J, DAI Q, et al. Numerical study on cavitation and hydrodynamic characteristics of underwater vehicles under shear flow[J]. Ballistics, 2023, 35(1): 42–51 (in Chinese).
doi: [10.12115/j.issn.1004-499X\(2023\)01-007](https://doi.org/10.12115/j.issn.1004-499X(2023)01-007)
- [6] KULKARNI S S, PRATAP R. Studies on the dynamics of a underwater vehicle[J]. Applied Mathematical Modelling, 2000, 24(2): 113–129.
doi: [10.1016/S0307-904X\(99\)00028-1](https://doi.org/10.1016/S0307-904X(99)00028-1)
- [7] HRUBES J D. High-speed imaging of supercavitating underwater projectiles[J]. Experiments in Fluids, 2001, 30(1): 57–64.
doi: [10.1007/s003480001135](https://doi.org/10.1007/s003480001135)
- [8] 周冰. 水下航行体表面空泡形成过程的研究[D]. 黑龙江: 哈尔滨工业大学, 2006.
- [9] 白涛, 王星杰, 韩云涛. 超空泡航行体的可视化控制仿真实验设计[J]. 实验室科学, 2024, 27(1): 66–71.
BAI T, WANG X, HAN Y T. Design of visual control simulation experiment for supercavitating vehicle[J]. Laboratory Science, 2024, 27(1): 66–71 (in Chinese).
doi: [10.3969/j.issn.1672-4305.2024.01.015](https://doi.org/10.3969/j.issn.1672-4305.2024.01.015)
- [10] CAMERON P J K, ROGERS P H, DOANE J W, et al. An experiment for the study of free-flying underwater vehicles[J]. Journal of Fluids Engineering, 2011, 133(2): 1.
doi: [10.1115/1.4003560](https://doi.org/10.1115/1.4003560)
- [11] 段磊. 通气空泡多相流动特性研究[D]. 北京: 北京理工大学, 2014.
DUAN L. Research on multiphase flow characteristics of ventilated cavitation [D]. Beijing: Beijing University of Technology, 2014 (in Chinese).
- [12] 暴小鹏, 周浩. 基于伯努利方程与边界层理论的水下航行体减阻特性分析[J]. 兵工自动化, 2023, 42(2): 65–69.
BAO X P, ZHOU H. Analysis of drag reduction characteristics of underwater vehicles based on bernoulli equation and boundary layer theory[J]. Ordnance Industry Automation, 2023, 42(2): 65–69 (in Chinese).
doi: [10.7690/bgzd.2023.02.013](https://doi.org/10.7690/bgzd.2023.02.013)
- [13] 张耐民. 水下航行体边界层通气流体力及弹道特性研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2017.
ZHANG N M. Study on hydrodynamic and ballistic characteristics of boundary layer ventilation of underwater vehicle[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2017 (in Chinese).
doi: [10.7666/d.D01589443](https://doi.org/10.7666/d.D01589443)
- [14] 罗格维诺维奇 T B. 自由边界流动的水动力学[M]. 施红辉, 译. 上海: 上海交通大学出版社, 2012.
- [15] 许海雨, 罗凯, 黄闯, 等. 通气超空化流域径向尺度影响[J]. 西北工业大学学报, 2020, 38(3): 478–484.
XU H Y, LUO K, HUANG C, et al. Influence of flow field's radial dimension on ventilated supercavitating flow[J]. Journal of Northwestern Polytechnical University, 2020, 38(3): 478–484 (in Chinese).
doi: [10.1051/jnwpu/20203830478](https://doi.org/10.1051/jnwpu/20203830478)
- [16] ZHOU J J, YU K P, MIN J X, et al. The comparative study of ventilated super cavity shape in water tunnel and infinite flow field[J]. Journal of Hydrodynamics, 2010, 22(5): 689–696.
doi: [10.1016/S1001-6058\(09\)60104-9](https://doi.org/10.1016/S1001-6058(09)60104-9)
- [17] LEE S J, PAIK B G, KIM K Y, et al. On axial deformation of ventilated supercavities in closed-wall tunnel experiments[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2018, 96: 321–328.
doi: [10.1016/j.expthermflusc.2018.03.014](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusc.2018.03.014)
- [18] 黄闯, 党建军, 李代金, 等. 跨声速运动对射弹阻力及空化特性的影响[J]. 兵工学报, 2016, 37(8): 1482–1488.
HUANG C, DANG J J, LI D J, et al. Influence of transonic motion on resistance and cavitation characteristics of projectiles[J]. Acta Armamentarii, 2016, 37(8): 1482–1488 (in Chinese).
doi: [10.3969/j.issn.1000-1093.2016.08.021](https://doi.org/10.3969/j.issn.1000-1093.2016.08.021)
- [19] 黄闯, 罗凯, 白杰等. 液体可压缩性对超空化流动的影响[J]. 上海交通大学学报, 2016, 50(08): 1241–1245.
HUANG C, LUO K, BAI J, et al. Influence of liquid's compressibility on supercavitating flow[J]. Journal of Shanghai Jiao Tong University, 2016, 50(08): 1241–1245 (in Chinese).
- [20] PRANDTL L, OSWATITSCH K, WIEGHARDT K. Führer durch die Strömungslehre[M]. Wiesbaden Vieweg+Teubner Verlag: 1990.
doi: [10.1007/978-3-322-99491-2](https://doi.org/10.1007/978-3-322-99491-2)
- [21] MURNAGHAN F D. Book review: applied Hydro-and aeromechanics, based on Lectures by L. Prandtl[J]. Bulletin of the American Mathematical Society, 1935, 41(3): 173–175.
doi: [10.1090/s0002-9904-1935-06064-1](https://doi.org/10.1090/s0002-9904-1935-06064-1)
- [22] GUO Y, NGUYEN T. A note on Prandtl boundary layers[J]. Communications on Pure and Applied Mathematics, 2011, 64(10): 1416–1438.
doi: [10.1002/cpa.20377](https://doi.org/10.1002/cpa.20377)
- [23] BLASIUS H. The boundary layers in fluids with little friction: NACA-TM-1256[R]. Washington, USA: National advisory committee for aeronautics.
- [24] DU Y F, WANG C, ZHOU Y. A study on supercavitation in axisymmetric subsonic liquid flow past slender conical body[J]. European Journal of Mechanics, B/Fluids, 2018, 72: 264–274.
doi: [10.1016/j.euromechflu.2018.06.004](https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2018.06.004)
- [25] SAVCHENKO Y N, SEMENENKO V N. Unsteady supercavitated motion of bodie[J]. International Journal of Fluid Mechanics Research, 2000, 27: 109–137.
doi: [10.1615/InterJFluidMechRes.v27.i1.90](https://doi.org/10.1615/InterJFluidMechRes.v27.i1.90)
- [26] LOGVINOVICH G V. Subsonic compressible flow past a body with developed cavitation[J]. Fluid Dynamics, 2002, 37(6): 873–876.
doi: [10.1023/A:1022392011614](https://doi.org/10.1023/A:1022392011614)

(本文责编: 张兴焕)