

文章编号: 1007-7294(2026)04-0547-10

超疏水性对平板通气空泡融合特性影响的数值研究

吴政宏¹, 胡常莉¹, 王志英², 程 诚¹, 吴 越¹

(1. 南京理工大学 能源与动力工程学院, 南京 210094; 2. 中国科学院 力学研究所, 北京 100190)

摘要: 本文采用大涡模拟和 level-set/volume-of-fluid (CLSVOF) 耦合的界面捕捉方法计算了两种壁面接触角 (90° 和 160°) 下多孔平板通气空泡流动, 研究了壁面超疏水性对平板通气空泡融合发展特性的影响。结果表明: 与典型实验结果相比, 该数值计算方法可以较好地模拟通气空泡的形态以及壁面超疏水性。相比于接触角为 90° 的平板, 接触角为 160° 的平板会出现近壁面的速度滑移现象, 使得空泡展向速度增大, 促进了空泡的融合, 使融合发生位置提前了 41%。此外, 融合后的空泡压力波动更小, 且接触角为 160° 时的平板所受到的阻力较小。

关键词: 通气空泡; 空泡融合; 接触角

中图分类号: O351.2 文献标识码: A doi: 10.3969/j.issn.1007-7294.2026.04.004

Numerical study on the influence of superhydrophobicity on the fusion characteristics of ventilated cavitating flow on a flat plate

WU Zheng-hong¹, HU Chang-li¹, WANG Zhi-ying², CHENG Cheng¹, WU Yue¹

(1. School of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China;

2. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: In this paper, the large eddy simulation and level-set/volume-of-fluid (CLSVOF) coupled interface capture method is used to calculate the ventilated cavity flow of porous flat plate under two wall contact angles (90° and 160°), and the influence of wall superhydrophobicity on the development characteristics of ventilated cavity fusion of flat plate is studied. The results show that compared with the typical experimental results, the numerical calculation method can better simulate the shape of ventilated cavitation and the wall superhydrophobicity. Compared with the flat plate with a contact angle of 90°, it is found that the flat plate with a contact angle of 160° will have a near-wall velocity slip phenomenon, which will increase the spanwise velocity of the cavity and promote the fusion of the cavity, so that the position of the cavity fusion is advanced by 41%. The pressure fluctuation of the cavity after fusion is smaller, and the resistance of the plate with a contact angle of 160° is smaller than that of the plate with a contact angle of 90°.

Key words: ventilated cavitation; cavitation fusion; contact angle

收稿日期: 2025-08-10

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (12293000; 12293003; 12293004; 52067108)

作者简介: 吴政宏 (1999-), 男, 硕士研究生; 胡常莉 (1986-), 女, 博士, 副教授, E-mail: changlihu@njut.edu.cn。

0 引言

在航行体表面采用通气空泡的方式可以实现航行体减阻的目的^[1]。为了形成覆盖航行体的稳定空泡,工程上多采用多孔均压排气技术,但该技术存在通气空泡在航行体表面不易融合、融合后形态不稳定等问题^[2]。

为了解决通气空泡融合困难的问题,国内外学者大多都关注于通气孔的排列方式,孙铁志等^[3]发现增设气孔数量、缩减孔间距可以促进空泡融合,但开孔数量过多会导致航行体结构强度损失。马贵辉^[4]在航行体肩部开设双排气孔,发现前排气孔会影响后排气孔的压力场,从而空泡可以快速融合,但空泡表面波动不稳定,空泡出现尾部泄气现象。崔震宇^[5]在航行体肩部增设凹槽,实验结果表明,凹槽的存在可以促进空泡沿航行体轴向扩展融合,但开设凹槽使得航行体负载强度降低。

国内外学者发现,疏水表面可以起到稳定气膜稳定性的特点^[6]。胡海豹等^[7]研究了疏水表面对气层封存的效果,结果表明,疏水表面有利于气体的封存,剪切力相对较弱。Wang等^[8]采用横向疏水微沟槽表面实现了壁面上稳定的空气滞留。郭沛洋等^[9]通过实验构造了亲疏-超疏水相间隔的表面,增强了壁面气膜的稳定性。Henoch等^[10]将光滑PVC平板与具备超疏水平板进行减阻对比,发现层流中所受阻力下降40%,湍流中所受阻力下降10%。前人研究表明,疏水表面不仅可以维持气膜稳定,还可以减小阻力。因此,对于水下多孔通气形成的气液两相流动,壁面疏水性是否能够维持空泡稳定是一个值得深入研究的问题。

鉴于此,本文以多孔通气平板为研究对象,开展壁面疏水性对通气空泡流动特性的影响研究,探讨壁面疏水性对通气空泡融合特性的影响机制,该研究工作可为水下多孔通气空泡的工程应用提供一定的理论支撑。

1 数值方法

1.1 基本控制方程

本文的数值计算基于均相流模型。均相流模型是把气相和液相的混合物视为一种均匀介质,并将两相对应参数的加权平均值作为均匀介质的流动参数。在这种模型中,两相流动通过单流体模型来计算,每一个计算单元里都含有相同的气体体积分数。均相流模型以两个假设为基础:(1)气液两相间热力学平衡;(2)气液两相的速度相等。均相流模型气、液两相流的连续性方程和动量方程为

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho_m u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_m \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2)$$

$$\rho_m = \rho_v \alpha_v + \rho_l (1 - \alpha_v) \quad (3)$$

$$\mu_m = \mu_v \alpha_v + \mu_l (1 - \alpha_v) \quad (4)$$

式中:下标*i*与*j*表示坐标方向; ρ_m 、 μ_m 、 u 和 p 分别为混合相的密度、粘性系数、速度和压强。设液相密度为 ρ_l ,气相密度为 ρ_v ,液相粘性系数为 μ_l ,气相粘性系数为 μ_v ,气相体积分数为 α_v 。

本文采用 level-set/volume-of-fluid (CLSVOF) 耦合方法^[11]来进行气液交界面的捕捉。

1.2 湍流模型

通气空泡涉及到复杂的气液多相湍流流动,因此湍流模型的选择对准确模拟出通气空泡的流动至关重要,本文对比了 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型和大涡模拟。

(1) RNG $k-\varepsilon$ 模型

RNG $k-\varepsilon$ 模型是由 Yakhot 等采用“重整化群”的数学方法推导出来的,与标准 $k-\varepsilon$ 模型不同之处主

要是在 ε 方程中增加了 R 项, 即

$$\frac{\partial(\rho_m \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \varepsilon u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\mu_m + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} P_t \frac{\varepsilon}{k} - \left(C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + R \right) \quad (5)$$

式中: R 为流场变化度, 定义为

$$R = \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3 k} \quad (6)$$

式中: β 、 η_0 分别为模型常数。

经化简得到 RNG k - ε 模型的 ε 方程为

$$\frac{\partial(\rho_m \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \varepsilon u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_m + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} P_t \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (7)$$

相应的模型系数取值由理论分析得出, 在 $\eta < \eta_0$ 区域, RNG k - ε 模型中的系数 $C_{\varepsilon 1}$ 小于标准 k - ε 模型中的系数 $C_{\varepsilon 1}$; $\eta > \eta_0$ 区域, RNG k - ε 模型中的系数 $C_{\varepsilon 1}$ 大于标准 k - ε 模型中的系数 $C_{\varepsilon 1}$ 。

(2) 大涡模拟方法

得益于近年来计算机性能的迅速升高, 大涡模拟方法 (Large Eddy Simulation) 被广泛应用于空化现象的数值研究中。大涡模拟将湍流流场中的大尺寸漩涡和小尺寸漩涡分离开, 其中大尺度涡通过直接数值模拟求解, 小尺度涡通过亚格子模型建立与大尺度涡的关系。将滤波函数应用于 N-S 方程中后有

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \bar{u}_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial(\rho_m \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_m \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (9)$$

式中: τ_{ij} 为亚格子应力张量, 表达式为

$$\tau_{ij} = \rho(\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (10)$$

过滤后得到的亚格子应力张量需要通过 Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity (WALE) 亚格子应力模型进行处理, 涡粘性模型方程如下

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t \bar{S}_{ij} \quad (11)$$

式中: μ_t 为亚格子湍流粘度, $\bar{S}_{ij}$ 为亚格子张量旋率, 表达式分别为

$$\mu_t = \rho L_s^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{2/3}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (12)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (13)$$

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} (\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{g}_{kk}^2 \quad (14)$$

$$\bar{g}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}, \quad L_s = \min(kd, C_s V^{1/3}) \quad (15)$$

式中: L_s 为亚格子混合长度, k 为 non karman 常数, d 为离最近壁面的距离, V 为计算单元的体积, C_s 为 WALE 常数, 取值通常为 0.5。

1.3 亲疏水性

壁面润湿性是影响液体润湿壁面的关键因素, 一般用接触角 θ 表示。接触角 θ 是指在气、液、固三相交点处气液界面的切线与液固接触线形成的夹角。在光滑理想表面满足 Young 方程, 即

$$\sigma_{lg} \cos \theta = \sigma_{sg} - \sigma_{ls} \quad (16)$$

式中: σ_{lg} 、 σ_{ls} 和 σ_{sg} 分别为气液、液固、气固的界面张力。 $\theta < 90^\circ$ 时, 固体表面表现为亲水性, $\theta > 90^\circ$ 时,

固体表面表现为疏水性, $\theta \geq 150^\circ$ 时, 固体表面表现为超疏水性^[12]。在本文中, 疏水性平板的壁面接触角设置为 160° , 以此来实现壁面的疏水效果, 而未考虑疏水性的普通平板的壁面接触角设置为 90° 。

本节选取重庆大学梁超等^[13]的实验模型, 其中, 计算介质采用水和空气, 空气设为主相, 水为次相, 表面张力系数取 $0.072 \text{ N}\cdot\text{m}^{-1}$, 液滴直径 2.6 mm , 撞击壁面的初始速度为 0.5 m/s 。实验条件下, 固体壁面的浸润性采用气液界面接触角为 160° 的疏水壁面来体现, 故本文仿真计算时壁面接触角 θ 也设为 160° , 定义 T_0 为液滴下落初始时刻。

图1给出了液滴撞击疏水壁面反弹过程与上述实验结果的对比。液滴滴落撞击壁面后, 先在壁面铺展成半圆状, 随着液滴内部动量的耗散, 在表面张力的作用下, 液滴开始向内部中心处聚集, 呈现出上抬趋势, 此时液滴与壁面接触面积开始减小, 最后液滴弹跳离开壁面, 但模拟结果显示, 液滴在弹跳过程中并不完全呈轴对称状, 这是由于液滴周围空气的扰动使其形态发生变化^[13], 液滴撞击壁面反弹过程与实验较为吻合。

1.4 几何模型与边界条件设置

图2(a)给出了平板几何模型, 平板表面设有五个通气孔口, 以中间孔口的中心位置为原点。图2(b)给出了网格划分情况, 在近壁面与通气孔附近进行网格加密。图2(c)给出了边界条件设置情况, 计算域采用速度入口与压力出口, 来流速度为 6 m/s , 环境压力为 $101\,325 \text{ Pa}$, 通气孔口采取质量流入口, 通气孔口直径为 2.6 mm 。以孔径 d 进行无量纲化, 定义 x/d 为沿流向的无量纲化坐标, z/d 为沿展向的无量纲化坐标。

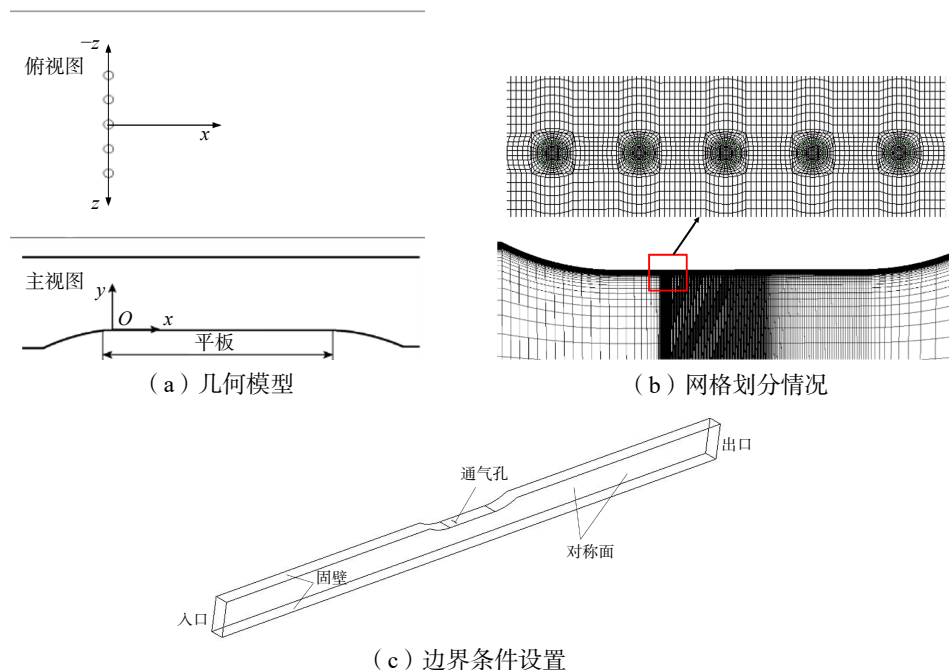


图2 平板几何模型与边界条件设置

Fig.2 Geometric model of flat plate and setting of boundary condition

图3给出了实验^[14]与本文不同网格数数值模拟结果的对比, 选取阻力系数和通气空泡轮廓与实验进行对比分析。为了捕捉通气空泡的大尺度流动和脉动效果, 对空泡泡径内的网格节点数进行加密, 共选取5套不同数量的网格进行对比验证。由图可知, 网格数在380万时可以更好模拟出实验效果, 在保

证计算结果精度与节省资源的要求下,本文选取网格数为380万进行数值模拟。网格数为380万时,其近壁面网格尺寸为0.002 mm,近壁面尺寸的变化率为1.05,泡径径向网格节点数为65个,同时近壁面 y^+ 值满足小于1.4。

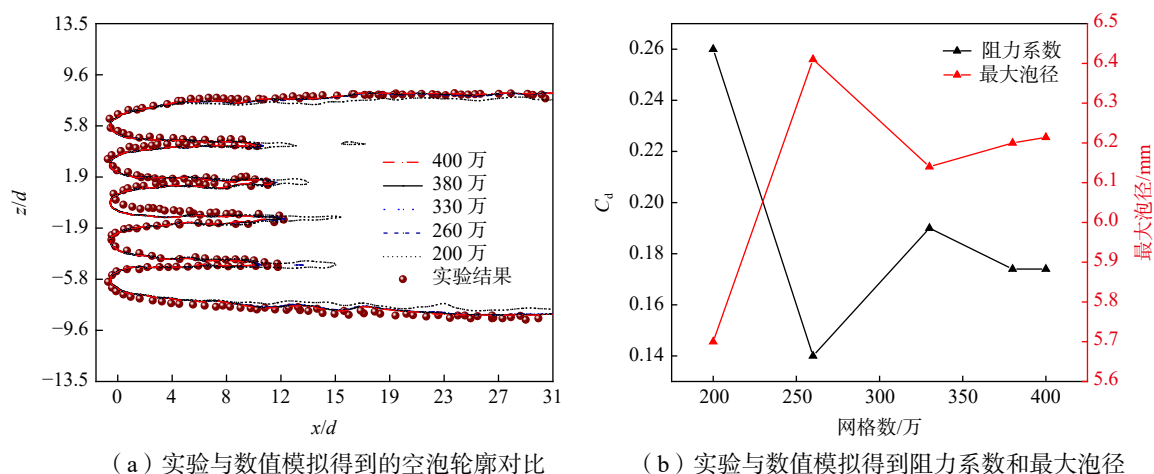


图3 实验^[14]与本文数值模拟结果对比图

Fig.3 Comparison between experimental and numerical simulation results

1.5 数值方法验证

图4给出了RNG $k-\varepsilon$ 和大涡模拟计算得到的通气空泡形态与实验的对比。从图4(a)可以看出,气体从通气孔流出形成连续的“辫状空泡”,其中通气孔附近的空泡表面较为光滑,气液交界面清晰;随着空泡向下游的发展,空泡逐渐向两侧膨胀,相邻空泡束交界面逐渐接触、破碎,气液两相发生剧烈掺混,空泡失稳并呈现明显脉动的现象。RNG $k-\varepsilon$ 模型模拟计算的空泡是相对光滑的“手指状”,并未体现出实验中界面的脉动现象;采用大涡模拟计算得到的空泡发展过程与实验结果具有较好的一致性。对比上述大涡模拟与RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型对空泡形态的模拟可知,大涡模拟能更好地捕捉到湍流的脉动。

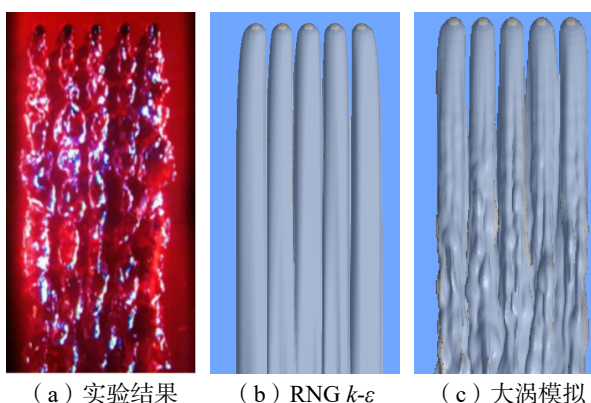


图4 实验与数值计算结果对比图

Fig.4 Comparison between experimental and numerical results

2 结果与讨论

图5给出了未考虑超疏水性平板和考虑超疏水性平板的通气空泡形态对比,气相体积分数取0.1,通气率 $Q_v=0.07$ 。由前文的实验与数值验证可知,壁面接触角的不同会使得壁面呈现出不同的亲疏水性。从图中可以看出,气体经过气孔流出后开始膨胀,在水流的挤压以及重力的作用下黏附于壁面,但由于空泡自身膨胀的尺度有限,在通气空泡发展初期两者均呈现离散的气腔状。随着空泡向下游的发展,各气泡柱之间开始接触融合成片状气层。考虑了疏水性后,空泡表面有较少的褶皱不平,空泡呈现一缕规则的“手指状”,空泡沿横向膨胀的尺度更大;未考虑超疏水性平板的通气空泡脉动稍剧烈。

为更加直观地分析疏水性对通气空泡内部形态的影响,现提取距通气孔不同距离的空泡气体体积分数截面图。从气相体积分数分布可知,在 $x/d=15$ 处,空泡膨胀,各气泡柱连通并铺展。同时考虑疏水性后空泡沿平板横向膨胀发展的速度更快,空泡内部红色的核心区域(纯气相)相互接触的时间更早,空

泡融合的位置提前,在 $x/d=30$ 处各空泡柱完全融合。融合后气层对平板表面的贴附效果较好,空泡贴壁内侧均被气体覆盖。相较于具有疏水性的平板,未考虑疏水性的平板其空泡内部红色的核心区难以相互接触,无法在贴壁表面形成含气量较多的气层,空泡贴壁内侧出现了部分水相,这会导致空泡不稳定。考虑疏水性比未考虑疏水性的空泡融合位置提前了41%。

图6给出了壁面处气孔附近的速度矢量图,可以看出,具备疏水性平板通气孔下游的速度较大,卷吸着周围的流体使得其向通气孔周围扩张的范围更大;而未考虑疏水性的平板在气孔下游的速度略大于主流的速度,且衰减很快。图7给出了通气空泡下游不同截面处的时均展向速度分布曲线。其中正负代表展向速度的方向, x/d 为截面到通气孔位置的距离无量纲化坐标。由图6可知,考虑疏水性平板通气空泡的速度不仅在气孔附近较大,同时在下流各处的展向速度也明显大于未考虑疏水平板。由图7可以看出, $\theta=160^\circ$ 的空泡其泡内时均展向速度幅值要高于 $\theta=90^\circ$ 的空泡,并且速度幅值衰减速度要慢于 $\theta=90^\circ$ 的空泡。在 $x/d=30$ 处, $\theta=160^\circ$ 的空泡展向速度最大值在0.7 m/s,而 $\theta=90^\circ$ 的空泡展向速度最大值减小到了0.3 m/s。

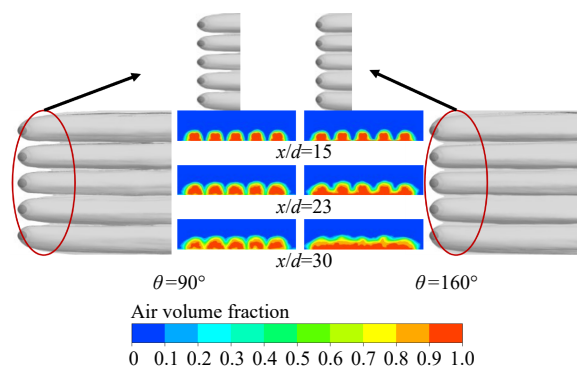


图5 距气孔不同位置处气体体积分数云图

Fig.5 Countoar plot of gas volume fraction at different positions from the hole

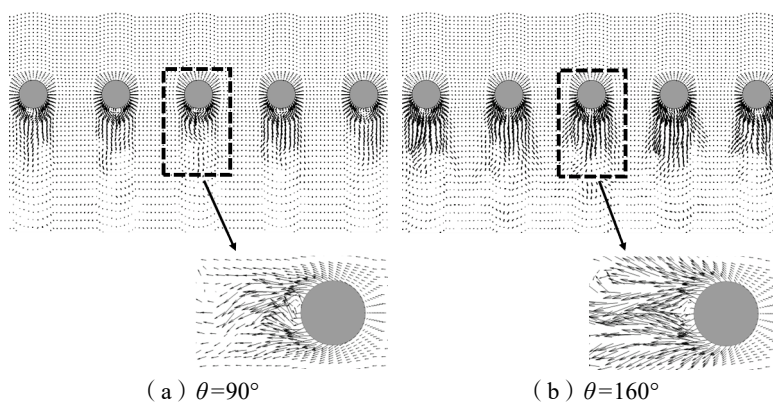


图6 速度矢量图

Fig.6 Diagram of velocity vector

为进一步对比分析考虑疏水性对通气空泡内部运动稳定性的影响,图8(a)给出了通气空泡下游不同位置处的展向速度最大值,图8(b)给出了两者展向速度的拟合曲线。从图中可以看出,不同壁面属性下的通气空泡展向速度均沿空泡下游逐渐递减,在 $x/d=15$ 之前,两者速度衰减程度相差不大,这是因为空泡的上游距气孔较近,气孔喷射出的气体受到来流的扰动较小。到了空泡中游位置即图8(a)中虚线范围内,具备疏水性的壁面空泡速度仍按照上游趋势衰减而且较上游有趋于平缓的走势,未考虑疏水性的空泡速度受扰动的影响较大,衰减明显加快,这段范围内两者速度的差值也越来越大。到了下游处,考虑疏水性空泡的最大展向速度有所下降,但仍高于未考虑疏水性的空泡。从速度拟合图可以发现,未考虑疏水性空泡的拟合曲线斜率更大,向下游发展过程中速度变化更大,其整体的速度波动也更大,不利于空泡内部的稳定性。这也体现疏水性起到了维持空泡内部气体运动稳定性的作用。

图9给出了 $x/d=30$ 处近壁面的时均展向速度分布曲线,其中, x/d 为监测线位置到通气孔的无量纲化距离, y 为监测点到壁面的距离,监测线上的速度流向为来流方向。从图中可以看出,考虑疏水性的平板在壁面处出现了不为0的展向速度,壁面出现滑移现象。

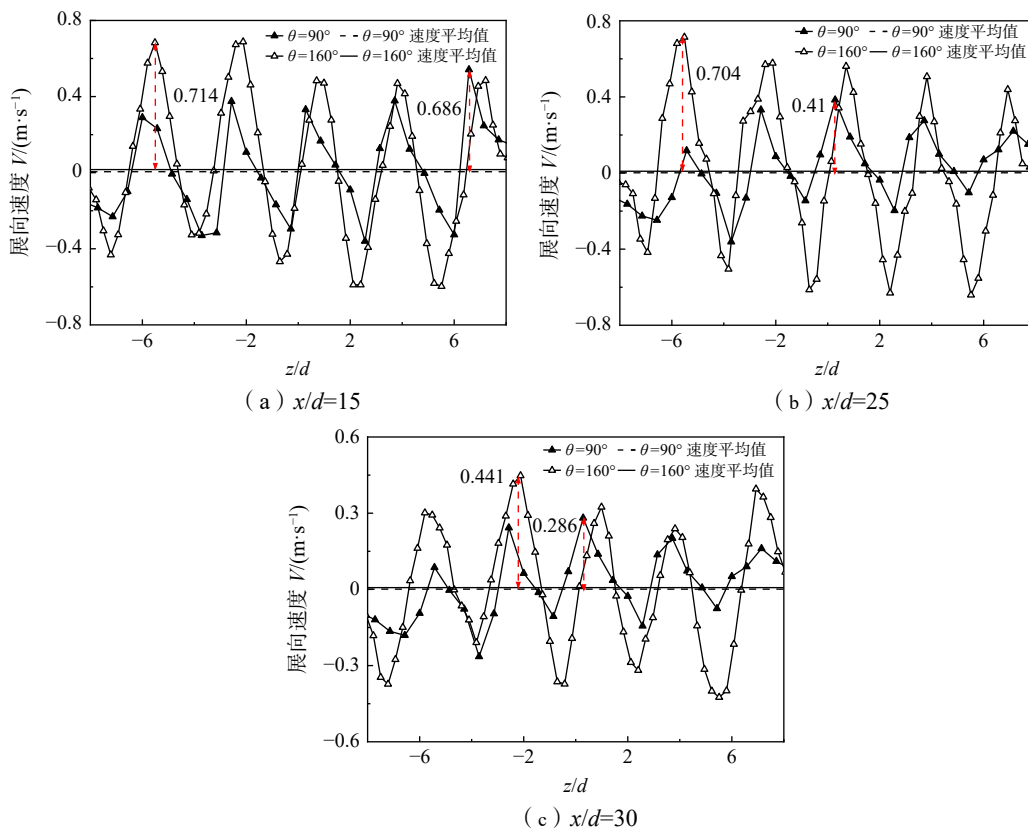


图7 时均展向速度分布曲线

Fig.7 Distribution of time-averaged spanwise velocity

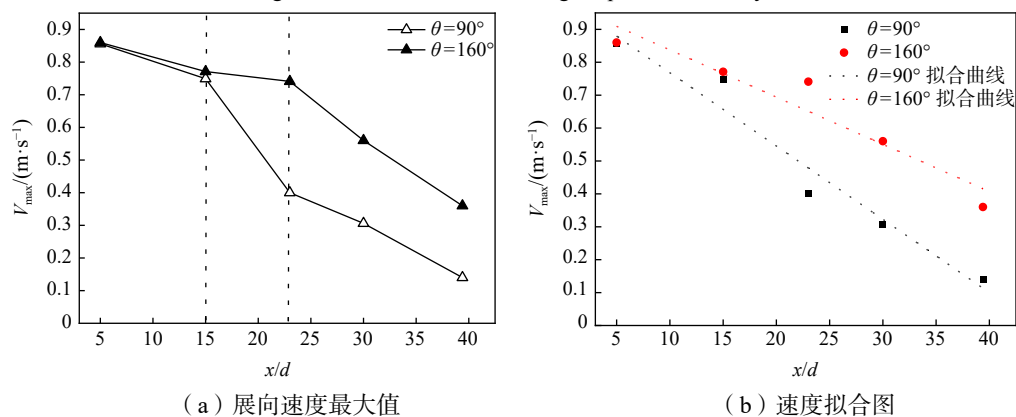


图8 速度曲线对比分析

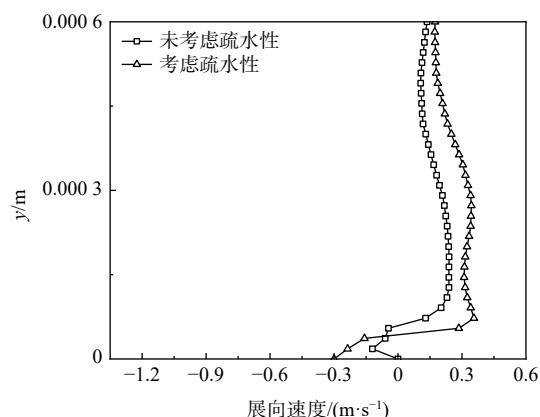
Fig.8 Comparative analysis of velocity curves

Tretheway 等^[15]指出疏水性质会使得壁面产生滑移现象,包括滑移速度与滑移长度,其计算公式为

$$u(y=0) = \beta \frac{du}{dy} \Big|_{y=0} \quad (17)$$

式中: β 为滑移的长度; du/dy 为垂直于壁面方向的剪切速率(速度梯度);壁面处的速度 $u(y=0)$ 称为滑移速度。

刘春烨等^[17]通过改变壁面接触角的方式实现表面疏水性。根据近壁面速度分布近似成线性的特点,对近壁面的流体剖面速度离散点进行拟合,拟合线与 y 轴的交点即为疏水表面的边界滑移长度,再将滑移长度代入公式(17)计算得到滑移速度^[16]。本文采用这一原理的计算结果如表1所示。由表可知,疏水性壁面存在滑移现象。

图9 $x/d=30$ 时均展向速度分布曲线 ($z/d=0$)Fig.9 Curve of velocity distribution ($x/d=30, z/d=0$)

因此,疏水性质改变了近壁速度分布,展向速度的增大,使得空泡具备足够的动量向展向发展,最终促进了通气空泡融合。

为定量分析有无疏水性对压力场的影响,图10给出了不同流向位置下平板表面压力系数的分布。在 $x/d=10$ 处,两者的通气空泡均处于未完全融合的状态,各空泡之间存在水体、水气相互作用,气体内部压力较低,各气体之间存在高压区,两者均出现平板表面压力分布不均匀的现象。随着空泡向下游的发展,空泡横向扩展,各空泡开始接触融合,在 $x/d=30$ 处 $\theta=160^\circ$ 泡间高压消失,空泡融合的程度会影响平板表面的压力波动,图中 $\theta=160^\circ$ 平板表面压力波动要小于 $\theta=90^\circ$ 平板,同时 $\theta=160^\circ$ 的空泡融

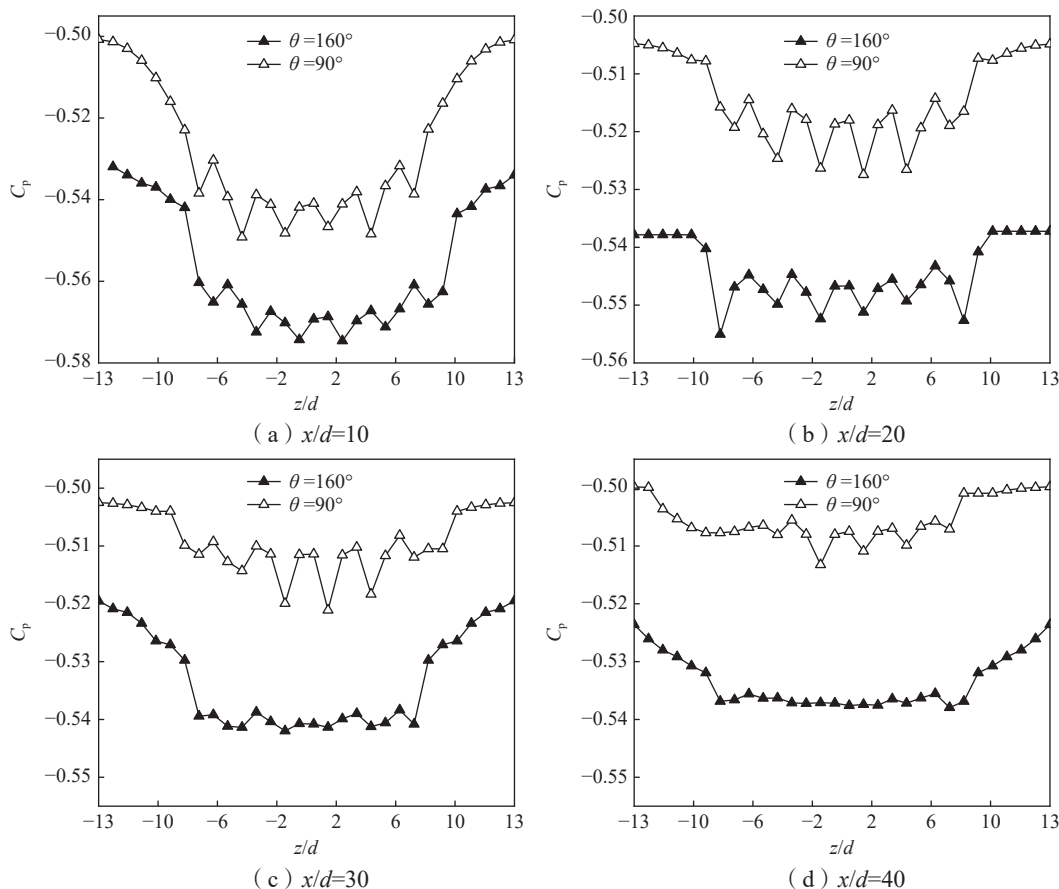


图10 有无疏水性下平板表面压力系数曲线分布

Fig.10 Distribution of pressure coefficient curves on plate surface with or without hydrophobicity

表1 两种平板近壁面的滑移长度与滑移速度
Tab.1 Two flat plates slip length and slip velocity near the wall

	滑移速度/($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	滑移长度/mm
$\theta=90^\circ$	0	0
$\theta=160^\circ$	0.053	0.26

合程度好,因此平板表面压力系数要小于 $\theta = 90^\circ$ 平板表面的压力系数。

图 11 给出了两种接触角条件下通气空泡完全发展时平板的阻力系数随时间的变化曲线图,其中阻力系数 C_d 的表达式为 $C_d = F_d / (0.5\rho U^2)$, F_d 为平板受到的阻力。从图中可以看出,疏水性平板受到的阻力要小于不具备疏水性的平板,不具备疏水性平板的阻力波动起伏较大,阻力系数的峰值较高,而具备疏水平板阻力波动起伏较小趋于平稳,阻力峰值较小,这说明疏水性可以缓解平板的阻力波动。

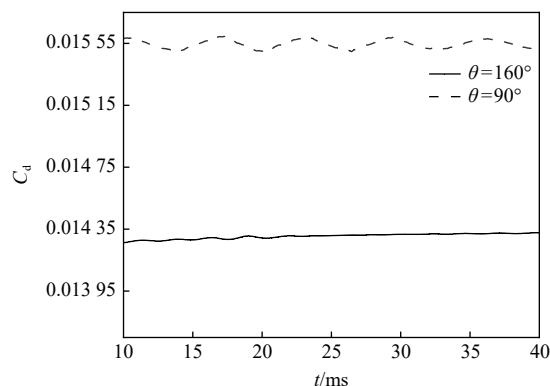


图 11 平板阻力系数对比

Fig.11 Comparison of plate resistance coefficients

3 结 论

本文采用了 level-set/volume-of-fluid(CLSVOF)耦合方法,考虑了壁面疏水性质,通过与典型实验结果的对比验证了数值方法的可靠性,对比分析了疏水性对通气空泡融合的影响,得到了以下结论:

(1)考虑疏水性比未考虑疏水性的空泡融合位置提前了 41%,速度的滑移改变了近壁面速度梯度分布,增大了空泡内部的展向速度,空泡向下游发展过程中泡内展向速度衰减程度更小。

(2)考虑疏水性后平板表面各位置处的压力波动减小,空泡内外压力分布更加均匀;疏水性平板所受阻力相较于未具备疏水性平板的阻力明显减小,疏水性有缓解平板阻力波动的效果。

参 考 文 献:

- [1] 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 ventilated boundary layer of underwater vehicle[D]. Harbin: Harbin University of Technology, 2017. (in Chinese)
- [2] 龚瑞岩. 均压排气气泡在水下航行体表面的融合特性研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2018.
Gong R Y. Study on the fusion characteristics of uniform pressure exhaust bubbles on the surface of underwater vehicles[D]. Harbin: Harbin Engineering University, 2018. (in Chinese)
- [3] 孙铁志, 魏英杰, 王 聪, 等. 孔状通气条件下潜射航行体流体动力特性研究[J]. 兵工学报, 2013, 34(11): 1424–1430.
Sun T Z, Wei Y J, Wang C, et al. Research on hydrodynamic characteristics of submarine launched vehicle under the condition of hole ventilation[J]. Army Journal, 2013, 34(11): 1424–1430. (in Chinese)
- [4] 马贵辉. 等压排气改善潜射航行体出水特性及稳健性机理研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2019.
Ma G H. Study on the mechanism of isobaric exhaust to improve the water-exit characteristics and robustness of submarine-launched vehicles[D]. Harbin: Harbin University of Technology, 2019. (in Chinese)
- [5] 崔震宇. 水下发射航行体通气空泡流动特性研究[D]. 北京: 北京理工大学, 2016.
Cui Z Y. Ventilation cavity flow characteristics of underwater launch vehicle[D]. Beijing: Beijing University of Technology, 2016. (in Chinese)
- [6] 宋保维, 任 峰, 胡海豹, 等. 表面张力对疏水微结构表面减阻的影响[J]. 物理学报, 2014, 63(5): 290–298.
Song B W, Ren F, Hu H B, et al. Effect of surface tension on drag reduction of hydrophobic microstructure surface[J]. Physical Journal, 2014, 63(5): 290–298. (in Chinese)
- [7] 胡海豹, 丁海艳, 曹 刚, 等. 非对称微沟槽表面液滴各向异性润湿行为研究[J]. 力学学报, 2024, 56(3): 715–722.
Hu H B, Ding H Y, Cao G, et al. Anisotropic wetting behavior of droplets on asymmetric microgrooved surfaces[J]. Journal

- of Mechanics, 2024, 56(3): 715–722. (in Chinese)
- [8] Wang D, Hocanen M J, et al. Design of robust superhydrophobic surfaces[J]. The Journal of Physical Chemistry, 2019, 419: 41–49.
- [9] 郭沛洋, 张毅, 张梦卓, 等. 亲水-超疏水相间表面通气减阻实验研究[J]. 力学学报, 2024, 56(1): 94–100.
Guo P Y, Zhang Y, Zhang M Z, et al. Experimental study on drag reduction of hydrophilic-superhydrophobic interphase surface ventilation[J]. Journal of Mechanics, 2024, 56(1): 94–100. (in Chinese)
- [10] Henoeh C, Krupenkin T, Kolodner P, et al. Turbulent drag reduction using superhydrophobic surfaces[J]. AIAA Paper, 2006.
- [11] Sussman M, Puckett E G. A coupled level set and volume-of-fluid method for computing 3D and axisymmetric incompressible two-phase flows[J]. Journal of Computational Physics, 2000, 164: 301–307.
- [12] Feng L, Li S, Li Y, et al. Super-hydrophobic surfaces: From natural to artificial[J]. Advanced Materials, 2002, 14(24): 1857–1860.
- [13] 梁超, 王宏, 朱恂, 等. 液滴撞击不同浸润性壁面动态过程的数值模拟[J]. 化工学报, 2013, 64(8): 2745–2751.
Liang C, Wang H, Zhu X, et al. Numerical simulation of the dynamic process of droplet impacting on different wetted surfaces[J]. Journal of Chemical Industry, 2013, 64(8): 2745–2751. (in Chinese)
- [14] 魏海鹏, 张晶, 张瑞明, 等. 水下航行体壁面多孔排气泡状流动特性实验研究[J]. 船舶力学, 2022, 26(11): 1584–1594.
Wei H P, Zhang J, Zhang R M, et al. Experimental study on bubble flow characteristics of porous exhaust on the wall of underwater vehicle[J]. Journal of Ship Mechanics, 2022, 26(11): 1584–1594. (in Chinese)
- [15] Tretheway D C, Meinhardt C D. Apparent fluid slip at hydrophobic microchannel walls[J]. Physics Fluids, 2002, 14(3): L9–L12.
- [16] 黎超. 湍流边界层微沟槽超疏水表面减阻的流向演化实验研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2022.
Li C. Experimental study on the flow evolution of drag reduction on microgrooved superhydrophobic surface in turbulent boundary layer[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2022. (in Chinese)
- [17] 刘春烨. 微结构壁面湍流减阻机理及其对灌水器抗堵塞性能影响研究[D]. 咸阳: 西北农林科技大学, 2023.
Liu C Y. Study on the mechanism of turbulent drag reduction of microstructured wall and its effect on the anti-clogging performance of emitters[D]. Xianyang: Northwest University of Agriculture and Forestry, 2023. (in Chinese)