

DOI: 10.16076/j.cnki.cjhd.2025.03.010

# 基于 Euler-Euler 双流体模型数值模拟含气壁面流动

高启迪<sup>1</sup>, 王文涛<sup>1,2</sup>, 王建华<sup>1</sup>, 万德成<sup>1\*</sup>

(1. 上海交通大学 船舶海洋与建筑工程学院 船海计算水动力学研究中心(CMHL), 上海 200240,

E-mail: dcwan@sjtu.edu.cn;

2. 中国船舶科学研究中心, 无锡 214082)

**摘要:** 壁面流动一直以来是流体力学、计算流体力学和海洋工程类学科研究的热点话题, 对于各类海洋结构物而言, 还要考虑由于气体和液体之间的相互作用而形成的复杂气液两相流流动。该文针对气液混合流的壁面流动特性开展数值模拟研究, 基于 Euler-Euler 双流体模型求解水气混杂的壁面流动情况。从壁面完全发展的湍流位置注入气体形成两相流, 分析不同起气含量下的壁面湍流发展情况以及由于气相的加入对原始湍流流动和发展的影响。结果发现, 两相流对于壁面湍流有一定的抑制效果, 该效果与喷气位置和起气含量相关。

**关键词:** Euler-Euler 双流体; 气液两相流; 壁面流动; 流场分析

**中图分类号:** TU476

**文献标志码:** A

## Numerical Simulation of Gas-containing Wall Flow Based on the Euler-Euler Two-fluid Model

Gao Qidi<sup>1</sup>, Wang Wentao<sup>1,2</sup>, Wang Jianhua<sup>1</sup>, Wan Decheng<sup>1\*</sup>

(1. Computational Marine Hydrodynamics Lab (CMHL), School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering,

Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

2. China Ship Scientific Research Center, Wuxi 214082, China)

**Abstract:** Wall flow has always been a hot topic in fluid mechanics, computational fluid dynamics and marine engineering. For various marine structures, it is also necessary to consider the complex gas-liquid two-phase flow formed by the interaction between gas and liquid. In this paper, the numerical simulation of the wall flow characteristics of gas-liquid mixed flow is carried out. Based on the Euler-Euler two-fluid model, the wall flow of water-gas mixture is solved. The gas is injected from the fully developed turbulent position on the wall to form a two-phase flow. The development of wall turbulence under different gas content and the influence of the addition of gas phase on the original turbulent flow and development are analyzed. The results show that the two-phase flow has a certain inhibitory effect on wall turbulence, which is related to the jet position and air flow rate.

**Key words:** Euler-Euler two-fluid model; Gas-liquid two-phase flow; Wall flow; Flow field analysis

## 0 引言

气液两相流是流体力学领域中一个复杂而重要的研究方向。在自然界、工业和航运业中, 气液两相流现象无处不在, 如海洋中的波浪破碎、船舶在航行过程中与水相对运动所产生的抨击飞溅、船舶外壳周围水气固界面形成的气液裹挟等, 都会涉及复杂的气液两相流动。特别是在船舶周围, 由船

首破波形成的微气泡流会沿船底、船侧向船尾运动, 在船舶壁面形成复杂的壁面气液两相湍流, 使得两相流问题进一步复杂。研究复杂两相流对于船舶航行过程的影响, 需要了解两相流在船舶周围的运动情况和各种水动力性能。

由于两相流问题本身的特殊性, 通过实验的方式研究气液两相流问题较为困难, 难以在不影响流场本身流动状态的情况下获得各种流场数据, 如气液流速、气相分数、近壁面流动状态、气泡的聚并破碎以及气液能量交换等<sup>[1]</sup>。气液混合流的实验大

**收稿日期:** 2024-12-29 **修改稿收到日期:** 2025-03-02

**基金项目:** 国家自然科学基金重点项目(52131102)

**作者简介:** 高启迪(1995—), 男, 博士研究生。

多以实验室内的槽道流实验或平板实验进行。Deutsch等<sup>[2]</sup>研究了平板模型上的喷气两相流实验,通过改变喷气孔的尺寸研究其对平板流场的影响,发现喷气量和水流速度都会影响平板表面流场的发展。Kodama等<sup>[3]</sup>通过特制的气泡生成设备研究了微气泡在平板流场下的运动情况,研究了微气泡流对于平板流场的影响以及平板在来流中受到的阻力变化。Kato等<sup>[4]</sup>通过平板实验的方式采用高速摄像机研究了不同平板表面形状下的气液两相流运动状态以及不同来流速度对气泡形态的影响,同时还研究了平板上下表面两相流在浮力作用下的流动发展情况,结果表明平板上的两相流流动受多种因素的影响,包括来流速度、气含量和平板形状等。

近年来,随着计算流体力学的发展,数值模拟方法越来越多地被运用到流体力学的研究当中,其中也不乏有对于气液两相流的仿真和研究。Kunz等<sup>[5]</sup>基于Euler-Euler双流体模型对气液两相流进行了数值模拟,并对气泡在水流中的聚并破碎现象进行了一定的解释。蔡红玲<sup>[6]</sup>通过数值模拟的方式研究了高速气泡船周围气液两相流的流动发展状况。吴浩等<sup>[7-8]</sup>使用Euler法结合Mixture两相流模型研究了平板喷气形成两相流的流场特性,Mixture模型能够较好地模拟气泡形态。唐桂林等<sup>[9]</sup>通过非稳态N-S方程和VOF方法,在模拟气液两相流的同时实现了两相流中气泡形态的捕捉。

综上所述,目前对于气液两相流的数值仿真研究多采用求解单N-S方程配合界面捕捉的方法实现。该方法难以模拟较小尺度的气泡,且难以对近壁面的含气流动进行精细化计算。目前通过数值仿真的方式来处理近壁面两相流的研究尚少,且关于不同含气工况下两相流对壁面固有流动影响的研究也甚少。因此本文使用一种精度较高的两相流数值模拟方法,对含气壁面流动进行数值仿真,进而探索影响含气壁面湍流流动特性的各种因素。

本文基于开源CFD软件OpenFOAM,采用Euler-Euler双流体模型对气液两相流在壁面上的流动进行数值模拟,通过细长槽道流模拟充分发展的上壁面湍流流动,在不同的位置注入空气形成气液两相流,进一步研究气液两相流在近壁面的流动状况及其对于壁面湍流流动的影响。

## 1 数值方法

### 1.1 控制方程

Euler-Euler双流体模型的控制方程由两相连续性方程和动量方程构成,即

$$\frac{\partial(\alpha_\phi \rho_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi \mathbf{U}_\phi) + \nabla \cdot (\alpha_\phi \boldsymbol{\tau}_\phi) + \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{R}_\phi) = -\alpha_\phi \nabla p + \alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{g} + \mathbf{M}_\phi \quad (2)$$

式中:  $t$  为时间;  $p$  为压力;  $\mathbf{g}$  为重力加速度; 下标“ $\phi$ ”取为 $a$ 和 $b$ 时表示分散相和连续相;  $\alpha$  为体积分数;  $\rho$  为密度;  $\mathbf{U}$  为速度;  $\boldsymbol{\tau}$  为黏性应力项;  $\mathbf{R}$  为雷诺应力项;  $\mathbf{M}$  为相间作用力。

式(1)和式(2)是守恒形式,但求解所得结果是每个时间步的动量值  $\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi$ 。若要求解速度,则需要使用动量值除以体积分数与密度的乘积,即  $(\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi) / \alpha_\phi \rho_\phi$ 。当离散相的体积分数较小,即  $\alpha_\phi$  接近0时,该方法便会出现数值错误,因此需要对该方程进行改进。本文构造一种“Phase-Intensive”形式的动量方程来解决该问题,其形式为

$$\frac{\partial(\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi)}{\partial t} = \alpha_\phi \rho_\phi \frac{\partial(\mathbf{U}_\phi)}{\partial t} + \mathbf{U}_\phi \frac{\partial(\alpha_\phi \rho_\phi)}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi \mathbf{U}_\phi) = \alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi \cdot \nabla(\mathbf{U}_\phi) + \mathbf{U}_\phi \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi) \quad (4)$$

式(3)和式(4)的左右两边分别加后得到改进后的方程,即

$$\frac{\partial(\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi \mathbf{U}_\phi) = \alpha_\phi \rho_\phi \left[ \frac{\partial(\mathbf{U}_\phi)}{\partial t} + \mathbf{U}_\phi \cdot \nabla(\mathbf{U}_\phi) \right] + \mathbf{U}_\phi \left[ \frac{\partial(\alpha_\phi \rho_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi) \right] \quad (5)$$

式(5)右端第二项括号内即为连续性方程(式(1)), 其值为0, 因此得到

$$\frac{\partial(\alpha_\phi \rho_\phi U_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi U_\phi U_\phi) = \alpha_\phi \rho_\phi \left[ \frac{\partial(U_\phi)}{\partial t} + U_\phi \cdot \nabla(U_\phi) \right] \quad (6)$$

将式(6)右端替换至式(2)的左端第一项, 即得到最终的动量方程。其中, 黏性应力项和雷诺应力项可表示为

$$\nabla \cdot (\alpha_\phi \boldsymbol{\tau}_\phi) + \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{R}_\phi) = \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{R}_{\text{eff}, \phi}) \quad (7)$$

式中:  $\mathbf{R}_{\text{eff}, \phi}$  为黏性应力和雷诺应力的合并形式, 表示式为

$$\mathbf{R}_{\text{eff}, \phi} = -\boldsymbol{\nu}_{\text{eff}} [\nabla \mathbf{U}_\phi + \nabla^T \mathbf{U}_\phi] + \frac{2}{3} \boldsymbol{\nu}_{\text{eff}} (\nabla \cdot \mathbf{U}_\phi) \mathbf{I} + \frac{2}{3} k_\phi \mathbf{I} = -\boldsymbol{\nu}_{\text{eff}} \nabla \mathbf{U}_\phi + \mathbf{R}_{\text{c}, \phi} \quad (8)$$

式中:  $\boldsymbol{\nu}_{\text{eff}}$  为两相中其中一相的运动黏度和湍流黏度之和,  $\boldsymbol{\nu}_{\text{eff}} = \boldsymbol{\nu}_\phi + \boldsymbol{\nu}_{\phi, t}$ ;  $\mathbf{I}$  为单位张量;  $k_\phi$  为其中一相的湍动能;  $\mathbf{R}_{\text{c}, \phi}$  为其中一相的雷诺应力张量, 表示式为

$$\mathbf{R}_{\text{c}, \phi} = -\boldsymbol{\nu}_{\text{eff}} \nabla \mathbf{U}_\phi^T + \frac{2}{3} \boldsymbol{\nu}_{\text{eff}} (\nabla \cdot \mathbf{U}_\phi) \mathbf{I} + \frac{2}{3} k_\phi \mathbf{I} \quad (9)$$

若不考虑流体的可压缩性, 即密度恒为常数, 即可得到不可压 Euler-Euler 双流体模型方程组, 即

$$\frac{\partial(\alpha_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_\phi \mathbf{U}_\phi) = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \mathbf{U}_\phi}{\partial t} + \mathbf{U}_\phi \cdot \nabla \mathbf{U}_\phi - \nabla \cdot (\boldsymbol{\nu}_{\text{eff}} \nabla \mathbf{U}_\phi) + \nabla \cdot \mathbf{R}_{\text{c}, \phi} + \frac{\nabla(\alpha_\phi)}{\alpha_\phi} \cdot (-\boldsymbol{\nu}_{\text{eff}} \nabla \mathbf{U}_\phi + \mathbf{R}_{\text{c}, \phi}) = -\frac{\nabla p}{\rho_\phi} + \mathbf{g} + \frac{\mathbf{M}_a}{\alpha_\phi \rho_\phi} \quad (11)$$

## 1.2 湍流模型

Euler-Euler 双流体求解所用的湍流模型采用大涡模拟 (LES) 模型, 通过滤波将运动分为大尺度涡与小尺度涡两类, 大尺度涡直接计算, 小尺度涡通过建模求解。滤波操作为

$$\bar{\phi}(\mathbf{x}, t) = \int G(\mathbf{r}, \mathbf{x}) \phi(\mathbf{x} - \mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \quad (12)$$

式中:  $\mathbf{x}$  为空间中的位置向量, 用于定义滤波后变量的计算位置;  $\mathbf{r}$  为空间中用于定义滤波操作的采样位置;  $\bar{\phi}(\mathbf{x}, t)$  为  $\phi(\mathbf{x}, t)$  滤波后的变量;  $G(\mathbf{r}, \mathbf{x})$  为滤波函数。通过滤波得到的 N-S 方程为

$$\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_i} = \nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \tau_{ij}^R \quad (13)$$

式中:  $x_i$  和  $x_j$  为  $i$  和  $j$  方向坐标;  $\bar{U}_i$  和  $\bar{U}_j$  为  $i$  和  $j$  方向速度;  $\tau_{ij}^R$  为残余应力。  $\tau_{ij}^R$  作为未知项, 会导致方程不封闭, 但可通过 Smagorinsky 模型求解, 计算式为

$$\tau_{ij}^R = -2(C_s \Delta)^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} + \frac{2}{3} k_r \delta_{ij} \quad (14)$$

式中:  $C_s$  为 Smagorinsky 系数, 在整个流域中为一定值;  $\Delta$  为滤波宽度;  $k_r$  为亚格子动能, 表示小尺度湍流的能量;  $\delta_{ij}$  为克罗内克函数, 用于引入各向同性的贡献;  $\bar{S}_{ij}$  为可解尺度的变形率张量,  $|\bar{S}|$  为变形率张量大小, 计算式为

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right), |\bar{S}| = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (15)$$

## 2 计算域设置及网格收敛性验证

### 2.1 计算域设置

本文计算域的设置参考张晓嵩<sup>[10]</sup>的细长槽道流设置, 不同的是, 本文槽道流算例没有采用循环边界条件生成上壁面的湍流流动, 而是选用长壁面使其充分发展。如图1所示, 计算域半高  $\delta = 0.1 \text{ m}$ ,

宽度为 $2\delta$ ，长度为 $100\delta$ ，即计算域是宽度和深度均为 $0.2\text{ m}$ 、流向长为 $10\text{ m}$ 的细长长方体，坐标原点位于计算域入口上边界中心点。

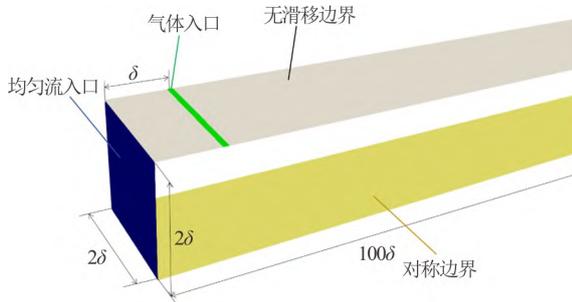


图1 计算域设置

Fig.1 Computational domain settings

为对比不同喷气位置对于壁面湍流的影响，本文设置了2个空气入口。2个空气入口分别位于计算域的前端和中部，前端入口位置距离计算域来流入口 $0.1\text{ m}$  (1倍半高 $\delta$ )，中部入口位置距离计算域来流入口 $5\text{ m}$  ( $50\delta$ )，入口宽度均为 $0.01\text{ m}$ 。来流速度参照Moser<sup>[11]</sup>的槽道流直接数值模拟(DNS)设置，选取 $U = 0.267\text{ m/s}$ 。喷气速度设置为2组，分别为 $U_{\text{air}} = 0.267\text{ m/s}$ 和 $0.133\text{ m/s}$ ，对应的实际喷气流量 $V_{\text{air}} = 32.04\text{ L/min}$ 和 $16.02\text{ m/s}$ ，即均匀来流流量 $V_{\text{water}}$ 的 $1/20$ 和 $1/40$ 。

## 2.2 网格收敛性验证

在壁面法向方向，计算域采用等比数列方式划分网格， $y^+ = 1$ ，网格增长率为1.1。壁面第一层网格高度为 $0.000\text{ 188 m}$ ，网格层数50。计算域展向按照均匀宽度划分网格，网格数量为20，单个网格宽度为 $0.01\text{ m}$ 。由于本文考虑壁面湍流流动问题，因此将流向网格数量作为验证网格收敛性的主要依据。共设置3种流向网格数量(1 000、2 000和4 000)，网格沿流向均匀分布，对应单个网格长度分别为 $0.010\text{ 0 m}$ 、 $0.005\text{ 0 m}$ 和 $0.002\text{ 5 m}$ ，总网格数量分别为100万、200万和400万。

为确定Euler-Euler双流体模型对于湍流求解的准确性，在收敛性验证中只考虑单相流的情况，验证LES模型能否达到对于壁面湍流的求解精度。设置均匀来流速度为 $0.267\text{ m/s}$ ，计算时长 $T=20\text{ s}$ ，使流场充分发展。

图2为不同网格数量下的壁面湍流速度云图，图中所示为流场发展 $20\text{ s}$ 后，计算域入口向后 $1.5\text{ m}$ 范围内和计算域中部 $4.5\sim 5.5\text{ m}$ 范围内的流向速度 $U_x$ 。由图可以观察到：前端流场呈现出由层流向湍流发展的趋势，但由于流向网格密度的原因，随着网格数量增加，展现出的局部流场结构更细微；中部湍流区的流场结果更能体现出网格数量对于壁面湍流细节展现的影响，网格数量越多，流场细节更多。

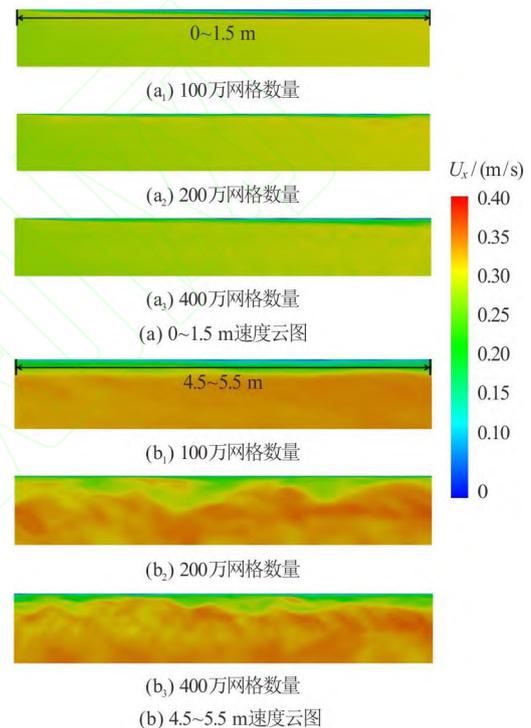


图2 不同网格数量下  $T=20\text{ s}$  的局部速度云图  
Fig.2 Local velocity contours of  $T=20\text{ s}$  under different grid numbers

与DNS结果相比，本文200万的网格数量已经能够得到较好的壁面湍流速度剖面结果，虽与DNS结果存在一定误差，但总体分布趋势基本相同。本文计算结果与DNS结果之间存在一定误差的原因在于：OpenFoam中Euler-Euler双流体求解器所用的LES湍流模型需要考虑气液两相流的，需首先保证基本流动的稳定性的，因此牺牲了对精细湍流求解的准确性。但总体而言，考虑到本文主要研究混合流的影响，认为该模型在壁面湍流模拟的精确程度能够满足要求。考虑计算精度，本文后续计算中采用网格数量为200万的网格。

### 3 计算结果和讨论

#### 3.1 两相流边界层气含量特征

图3为4种不同的喷气工况下的气含量云图。从图中可以看出, 当喷气位置位于槽道流前端时, 气体在喷出后会迅速与来流混合, 形成气液混合流向后流动。由于气体具有垂直壁面的初速度, 因此在向后流动的同时会垂直于壁面向下运动, 直到在浮力的作用下重新上浮回到上壁面。当喷气位置位于槽道流中部时, 此时的壁面流动已经转化为完全湍流流动, 气体注入后会迅速扩散, 表现为沿壁面法向方向和展向方向。

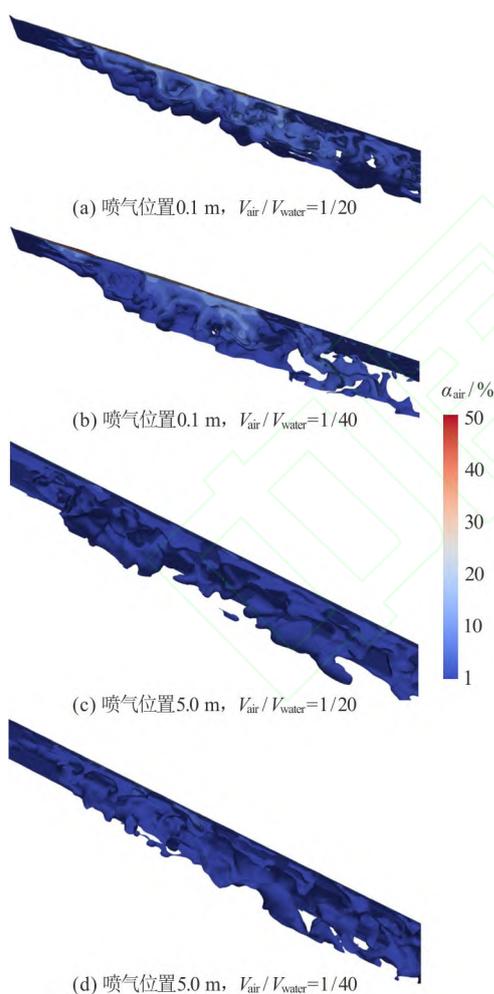


图3  $T=20$  s 时各壁面不同位置气含量云图

Fig.3 The air rate contours at different positions of each wall surface when  $T=20$  s

图4展示了从喷气位置到后方3 m距离内的近壁面气含量值。从图中可以看出, 槽道流前端和中

部位置距离喷气孔一定位置内的气相占比明显不同, 且受喷气量影响显著。

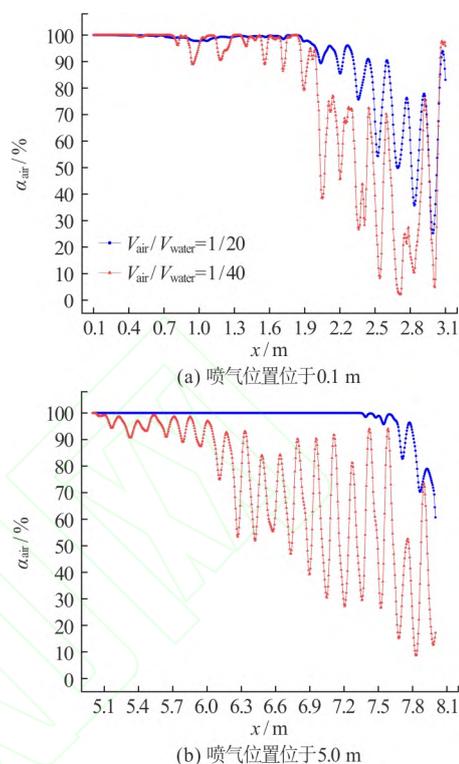


图4  $T=20$  s,  $y^+=5$  时不同喷气位置后方3 m 范围内的气含量变化情况

Fig.4 The change of air rate in the range of 3 m behind different jet positions when  $T=20$  s,  $y^+=5$

当喷气位置位于前端且喷气量较大时: 随着流向方向, 气相占比下降速度较低; 在1.8 m范围内, 靠近壁面处的平均气含量能够保持在95%以上; 距离喷气位置一定距离后, 气含量波动式下降, 2.5 m到3.0 m范围内的近壁面平均气含量能够达到63%左右。气体在随流运动过程中逐渐从两侧扩散, 剩余的气体在壁面湍流的作用下不断堆积和逃逸, 从而形成了波动降低的形式。当喷气量较小时, 高气含量气层只能维持相对较短的距离, 从喷口后0.8 m开始, 平均气含量已经低于95%, 相比高喷气量下, 1.8 m内的95%气含量明显降低。与高喷气量工况相同, 低喷气量工况的气含量随距离增加而波动下降, 但其在相同流向位置处的气含量要低于高喷气量工况的。在2.5~3.0 m范围内, 低喷气量的近壁面平均气含量只有37%。在壁面湍流的作用下, 气体在壁面不同法向距离处的流动速度不同, 进而产生一定的堆积显现。当堆积的气层高度达到对数率层

的高度时,气体会快速被水流带走,因此会出现在距离喷气位置较远处气含量波动降低的现象。

当喷口位置位于槽道流中部时,不同喷气量下的气相占比分布规律与前端喷气工况基本相似。由于此时的槽道流流动已经是完全发展的湍流,气体在喷出后会迅速随流后移。当喷气量较大时,高气含量气层能够保持较远距离,在喷孔后方2.4 m内,近壁面的平均气含量能够保持在95%以上,在2.4~3.0 m范围内的近壁面平均气含量能够维持在89%左右。低喷气量工况下,气体在湍流作用下迅速向两侧扩散。同时,由于靠近壁面处存在大量涡结构,离散的气相在壁面法向方向存在不同的速度分量,导致近壁面处的气体出现较大的波动变化。当气体远离喷孔位置后,气含量的波动变化更加明显,即此时气体已经无法形成稳定的气层,而是以大量离散气泡的形式随流运动。近壁面平均气含量在喷口后方1.0 m范围内能够维持95%左右,之后会迅速降低,在距喷孔后2.0~3.0 m范围内平均气含量只有49%左右。

从图中还能够发现,在完全发展的湍流边界层位置处喷气,达到一定的喷气量后,能够一定程度上使气层更易保持,其原因在于气液混合流动一定程度上隔绝了湍流与壁面的直接接触,降低了壁面湍流程度,使得气层保持连续和稳定。而在湍流发展前喷气时,气体注入所带来的扰动会破坏原有的层流壁面流动,使转捩提前发生。

### 3.2 两相流边界层流动特征

图5为不同喷气工况下的槽道流涡量图。

从图中可以看出,当喷气位置位于槽道流前端时,喷气所带来的扰动会使得槽道流迅速发展为湍流流动,且湍流区域会影响距壁面更远的距离,几乎使整个槽道流深度区域内都迅速发展为湍流。当喷气速度相对较小时,涡量亦较少,湍流流动略平稳。当喷气位置位于槽道流中部时,喷气所带来的影响更加显著,表现为上壁面涡量一定程度的下降。该现象在喷气量较小时尤为显著。从图5(d)中可以明显看到,当中部喷孔喷气后,上壁面的涡量明显降低,表明此时壁面上的湍流程度明显降低,可能会使得壁面上的剪切应力下降。

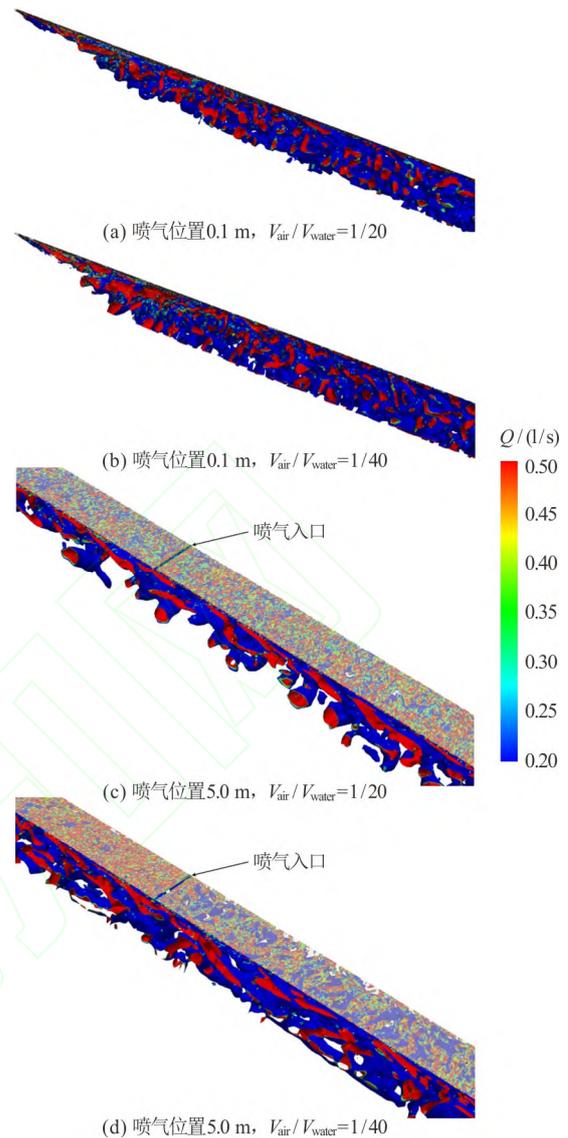


图5  $T=20$  s 时不同喷气位置处的上壁面涡量图  
Fig.5 The vorticity diagram of the upper wall at different jet positions at  $T=20$  s

图6为不同的喷气工况下槽道流上壁面的湍动能  $k$  变化情况。

从图中可以看出:当喷气位置位于槽道流前端时,由于喷气带来的额外扰动,湍动能迅速增加,高于不喷气工况的;随着流动的发展,气体逐渐扩散,上壁面的流动重新恢复为原本的湍流流动,湍动能与不喷气工况的情况接近。当喷气位置位于槽道流中部时,从喷气位置处可以明显观察到壁面湍动能的瞬间下降,而后逐渐上升。由壁面湍动能的降低可知,喷气能对已经发生的湍流流动产生一定的抑制效果,使得喷气后方一定范围内的湍流程度降低。

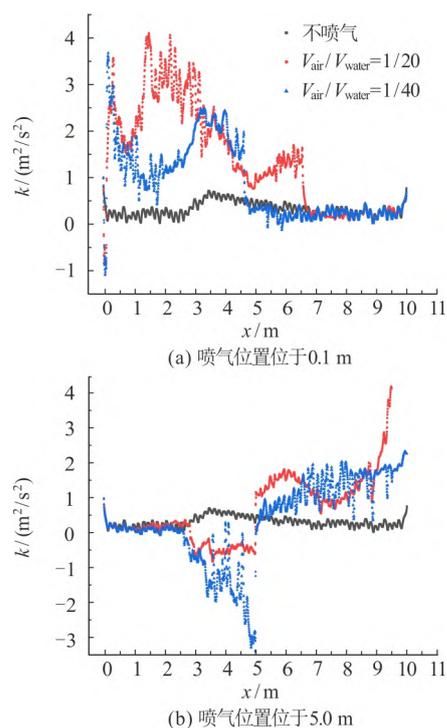


图6 槽道流上壁面的湍动能  $k$  变化情况  
Fig.6 The variation of turbulent kinetic energy  $k$  on the upper wall of channel flow

## 4 结论

本文采用Euler-Euler双流体模型对喷气槽道流进行了数值模拟,从壁面含气率和壁面湍动能角度出发研究了不同喷气位置和喷气量所形成的气液混合流对于槽道壁面湍流的影响,分别研究了在湍流发展前和完全发展阶段注入气体对于壁面湍流的影响,并考虑了不同喷气量的影响。结合壁面气相占比和壁面湍动能的研究发现:

(1) 当喷气量较高时,从中部喷气时近壁面平均气含量大于95%的区域更大,达到2.4 m,从前端喷气时该距离缩短约0.6 m。并且,在后0.5 m的范围内,中部喷气的近壁面平均气含量比前端喷气时的高50%左右。当喷气量较低时,前端和中部喷气工况下距喷孔较近范围内的近壁面平均气含量差距不大,但在远离喷孔的位置(2.0~3.0 m)时,中部喷气的气含量较前端喷气时的高5%左右。

(2) 转捩发生前喷气时,注入气体带来的扰动会影响层流边界层,使转捩在一定程度上提前发生,因此从前端喷气的近壁面高气含量范围的维持距离比中部喷气时的小0.6 m左右。在距离喷孔一定距离之后,较小喷气量下的近壁面气含量波动降

低,因为此时的气体已经无法形成连续气层,而是以离散气泡的形式沿壁面流动,导致不同壁面位置处的气含量有较大变化。

(3) 在合适的喷气量下,喷气过程和气液两相流在一定程度上能够降低壁面上的湍流情况,表现为壁面湍动能的明显降低。但是由于气相本身的扩散性,在喷气位置之后的一定距离内,气相占比会迅速降低,使得原本的两相流重新恢复为单相流的情况,由两相流带来的壁面湍流度降低的影响也会逐步消失。

## 参 考 文 献:

- [1] 吴浩, 吴卫国, 陈克强. 船舶气泡减阻研究进展 [J]. 中国造船, 2019, 60(1): 212-227.
- [2] Deutsch S, Merkle C L. A comparison of shear stress fluctuation statistics between microbubble modified and polymer modified turbulent flow [J]. *Physics of Fluids*, 1989, A1(8): 1360-1362.
- [3] Kodama Y, Kakugawa A, Takahashi T, et al. Experimental study on microbubbles and their applicability to ships for skin friction reduction [J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2000, 21(5): 582-588.
- [4] Kato H, Miura K, Yamaguchi H, et al. Experimental study on microbubble ejection method for frictional drag reduction [J]. *Journal of Marine Science and Technology*, 1998, 3: 122-129.
- [5] Kunz R F, Gibeling H J, Maxey M R, et al. Validation of two-fluid Eulerian CFD modeling for microbubble drag reduction across a wide range of Reynolds numbers [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2007, 129(1): 66-79.
- [6] 蔡红玲. 高速气泡船流场数值模拟 [D]. 武汉: 武汉理工大学, 2008.
- [7] 吴浩, 欧勇鹏. 平板喷气粘性流场数值计算方法研究 [J]. 舰船科学技术, 2016, 38(15): 47-51.
- [8] 吴浩, 董文才, 欧勇鹏. 船舶气层减阻多相流数值模拟方法适配性研究 [J]. 海军工程大学学报, 2016, 28(3): 70-75.
- [9] 唐桂林, 倪其军, 王丽艳, 等. 高速气泡艇阻力数值模拟及气泡减阻效果分析 [J]. 船舶力学, 2014, 18(8): 882-887.
- [10] 张晓嵩. 平底船气泡/气层两相流动特性及减阻研究 [D]. 上海: 上海交通大学, 2022.
- [11] Moser R D. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to  $Re\tau=590$  [J]. *Physics of Fluids*, 1999, 11: 943-945.