

文章编号: 1000-4882 (2026) 01-0171-10

基于 Euler-Euler 双流体模型的平板气层 减阻数值模拟研究

李斯年¹, 李飞镒², 高启迪¹, 王建华*¹, 万德成¹

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

2. 宁波大港引航有限公司 宁波引航站, 宁波 315020)

摘要

基于计算流体力学 (CFD) 方法, 采用 Euler-Euler 双流体模型, 对于在平板底部喷气形成的薄气层, 进行减阻数值模拟研究, 探讨不同空气流量和均匀来流速度下气液两相流的气层形态。结果表明: Euler-Euler 双流体模型能准确捕捉气液界面流动态演化的过程和清晰展示气层形态。气层随均匀流向后方延伸, 宽度逐渐增加, 存在一个横向扩散角。喷气流量和均匀流速度的协同作用显著影响气层形状和它的覆盖范围。随着喷气速度的增加, 在一定的空间范围内气层横向扩散角增大, 气层宽度和含气率也随之增大; 与之相反, 气层扩散角、气层宽度和含气率随着均匀流速度的增加而减小。总结了喷气速度和均匀流速度对气层宏观形态的影响规律, 为气层减阻技术应用于实船提供了可行性分析。

关键词: 气层减阻; 数值模拟; Euler-Euler 双流体模型; 气层形态

中图分类号: U661.1

文献标志码: A

0 引言

气层减阻 (air layer drag reduction, ALDR) 是一种减小船舶摩擦阻力的技术, 通过在船底形成一定厚度的连续气层减小湿表面积^[1-2]。这项技术已取得初步工程化应用, 但远未达到成熟^[3], 水和气泡混合物的流动机理和数值模拟方法尚需完善^[4]。

为了减小计算量, 许多研究将船底曲面简化为平板。Sanders 等^[5] 在高雷诺数平板气泡减阻试验中首次提出气层减阻的概念, 在气层状态下平板底部形成连续的气膜, 持续到板的末端, 减阻效果接近 90%。Elbing 等^[6] 对维持大型平板气层状态的影响因素进行了试验研究, 认为 ALDR 的形成主要与气泡浮力和湍流剪切力的比值有关。Wang 等^[7] 采用 URANS (unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes) 模型对 Elbing 等^[6] 的试验进行数值模拟验证, 气液界面用 CLSVOF (coupled level-set and volume of fluid) 方法跟踪, 观察到了从气泡减阻过渡到气层减阻的区域, 然而数值模拟形成 ALDR 的临界喷气量低于试验值。Kim 等^[8] 通过直接数值模拟 (direct numerical simulation, DNS) 研究不同喷气量下 ALDR 的流场, 分析了雷诺数、边界层厚度和喷气量等对气液界面稳定性的影响, 发现在较低的空气流量下气层的稳定性降低, 而气层破裂将导致摩擦阻力增加。董文才等^[9] 在拖曳水池中开展了平板模型 ALDR 的试验研究, 采用 LDV (laser Doppler velocity) 技术测量流场速度和气层厚度

收稿日期: 2025-07-31; 修改稿收稿日期: 2026-01-09

等,得到气层厚度随来流速度的增大而减小,并随气流量的增大而增大的结论,认为湍流效应被气层抑制是减阻的成因。吴浩等^[10-11]通过试验研究了平板 ALDR 模式下气层的宏观形态,发现气流量和来流速度的影响较大。将 RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) 方程和 VOF (volume of fluid) 两相流模型^[12]相结合的数值计算发现,稳定气层形成后的水气界面呈现波形,且波长随流速的增加而增大。

ALDR 数值模拟主要采用 VOF 数值方法,但是该方法模拟气层流动存在一些不足,尤其是捕捉下游气层的精度^[13]。本文基于 Euler-Euler 双流体模型,结合大涡模拟 (large eddy simulation, LES) 方法研究平板气层减阻,并与模型试验结果进行对比和验证^[11,14],对比设计工况下气层扩散角、气层宽度的结果,验证数值方法的可靠性。探讨不同空气流量和均匀来流速度下气液两相流的气层形态,并从气层扩散角、气层宽度和含气率 3 个方面进行总结。

1 数值方法

1.1 Euler-Euler 双流体模型

对于 Euler-Euler 双流体模型,采用的控制方程为^[15]

连续性方程:

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

动量守恒方程:

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

式中, α 、 \mathbf{U} 和 ρ 分别为每个相的体积分数、速度和密度; t 为时间; p 为压力; \mathbf{g} 为重力加速度; $\boldsymbol{\tau}$ 为黏性应力, \mathbf{R} 为雷诺应力, \mathbf{F} 为相间作用力; 下标 $\phi = a, b$ 分别表示分散相和连续相。

\mathbf{F}_ϕ 表示所有相间作用力的总和,参考 Marschall 等^[16]的研究,在两相流框架下, \mathbf{F}_ϕ 可分为拖曳力和非拖曳力两类。在本文考虑的气液两相流中非拖曳力主要包括升力、虚拟质量力和湍流分散力, \mathbf{F}_ϕ 表示为

$$\mathbf{F}_\phi = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_{VM} + \mathbf{F}_{TD} \quad (3)$$

式中, \mathbf{F}_D 为拖曳力, \mathbf{F}_L 为升力, \mathbf{F}_{VM} 为虚拟质量力, \mathbf{F}_{TD} 为湍流分散力。

在双流体模型中,拖曳力 \mathbf{F}_D 的表达式为^[16]

$$\mathbf{F}_D = \frac{3}{4} \alpha_a C_D \frac{\bar{\rho}_b}{d_a} |\bar{\mathbf{U}}_b - \bar{\mathbf{U}}_a| (\bar{\mathbf{U}}_b - \bar{\mathbf{U}}_a) \quad (4)$$

式中, α_a 为气相的体积分数, C_D 为阻力系数, $\bar{\rho}_b$ 为液相密度, d_a 为气泡直径, $\bar{\mathbf{U}}_a$ 和 $\bar{\mathbf{U}}_b$ 分别为气相和液相的速度。

参照 Drew 等^[17]的研究,将升力表示为

$$\mathbf{F}_L = \alpha_a \bar{\rho}_b C_L \cdot (\bar{\mathbf{U}}_b - \bar{\mathbf{U}}_a) \times \bar{\boldsymbol{\omega}}_b \quad (5)$$

式中, C_L 为升力系数, $\bar{\boldsymbol{\omega}}_b = \nabla \times \bar{\mathbf{U}}_b$ 。

虚拟质量力 \mathbf{F}_{VM} 主要源自气相的相对加速度产生的额外惯性力,表示为^[18]

$$\mathbf{F}_{VM} = C_{VM} \alpha_a \bar{\rho}_b \cdot \left(\frac{D_a \bar{\mathbf{U}}_a}{Dt} - \frac{D_b \bar{\mathbf{U}}_b}{Dt} \right) \quad (6)$$

式中, $\frac{D_i}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{\mathbf{U}}_i \nabla$, C_{VM} 为虚拟质量力系数。

湍流分散力 \mathbf{F}_{TD} 用于描述分散相与湍流涡团相互作用而引起的相间动量传递,以下的模型被广泛采用^[19]:

$$\mathbf{F}_{\text{TD}} = C_{\text{TD}} \bar{\rho}_b \bar{k} \nabla \alpha_a \quad (7)$$

式中, \bar{k} 为连续相湍动能, C_{TD} 为色散系数。

1.2 大涡模拟 (LES) 方法

本文主要针对平板气层减阻工况下的气层形态进行分析, 相比于 DNS 方法和 RANS 方法, 湍流模型采用 LES 方法既可降低计算成本, 又能展现每个时间步流场的细节。

在 LES 方法中, 通过滤波将涡流分为大涡流和小涡流两类。其中, 大涡流被直接解析, 而小涡流则需建模。滤波过程如下^[20]:

$$\bar{\phi}(x, t) = \int G(r, x) \phi(x-r, t) dr \quad (8)$$

式中, $\phi(x-r, t)$ 为滤波变量, $G(r, x)$ 为滤波函数。由此可得到适用于 LES 的 N-S 方程^[20]:

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{v}_i \bar{v}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \nabla^2 \bar{v}_i - \frac{\partial \tau_{ij}^s}{\partial x_j} \quad (9)$$

式中, ν 为运动黏度系数, \bar{v}_i 和 \bar{v}_j 为经过空间滤波后的速度, \bar{p} 为经过空间滤波后的压力, τ_{ij}^s 为由于对流项的非线性而出现的亚格子应力 (SGS) 张量。

式 (9) 描述了大尺度能量运输的时空演化过程, τ_{ij}^s 描述了尚未解决的小尺度的影响。为了使方程闭合, 要对 SGS 张量建模。本文采用 Smagorinsky SGS 模型^[21], 该模型基于平衡假设, 意味着小尺度涡会立即耗散从大尺度涡接收到的所有能量, 代数模型的形式为

$$\tau_{ij}^s \equiv -2(C_s \Delta)^2 |\bar{\mathbf{S}}| \bar{S}_{ij} + \frac{2}{3} k_r \delta_{ij} \quad (10)$$

式中, C_s 为 Smagorinsky 常数, 该常数取决于流动类型。例如, 在剪切流中, C_s 需要减小到 0.1 左右。 \bar{S}_{ij} 为滤波后的应变率张量, $|\bar{\mathbf{S}}|$ 为应变率张量的大小。 Δ 为滤波宽度, k_r 为湍动能, δ_{ij} 为克罗内克函数。 \bar{S}_{ij} 和 $|\bar{\mathbf{S}}|$ 可通过下式计算:

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (11)$$

$$|\bar{\mathbf{S}}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (12)$$

2 计算模型

2.1 物理模型

参考吴浩等^[11]关于平板 ALDR 的气层形态研究, 设置的平板模型装置如图 1 和图 2 所示。模型为矩形平板, 总长 $L = 1\,200\text{ mm}$, 宽为 $B = 380\text{ mm}$, 半高为 $d = 5\text{ mm}$, 头部加工成椭圆形, 尾部削尖; 喷气口位于平板中纵剖线上, 距离平板导缘 410 mm , 尺寸为 $120\text{ mm} \times 70\text{ mm}$ (长 \times 宽), 喷气孔直径为 0.1 mm , 呈阵列形式布置, 每排喷孔的横向宽度为 120 mm , 本文将喷气口简化为一个整体, 大小为 $120\text{ mm} \times 70\text{ mm}$ 。

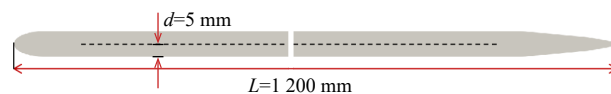


图 1 喷气平板侧视图

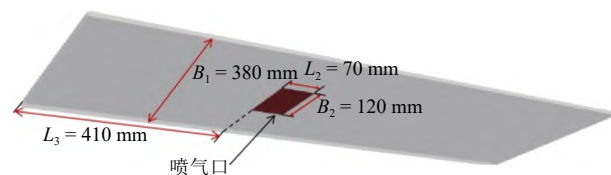


图 2 平板及喷气口参数设置

图3所示为计算域及边界条件设置。计算域为箱型区域，尺寸为 $4L \times 2L \times 2L$ ，以保证流速和压力均充分发展；最左侧为均匀来流入口，在图中以蓝色标出，距离平板头部1倍板长；出口距离平板尾部2倍板长。平板喷气口在图中以红色标出，沿 z 轴负方向喷气。平板表面均设置为无滑移壁面，左侧设置均匀流入口，速度为 V ，在喷气口以速度 v 喷出空气，计算域除均匀流入口和计算域出口外的其他边界都设置为对称边界。

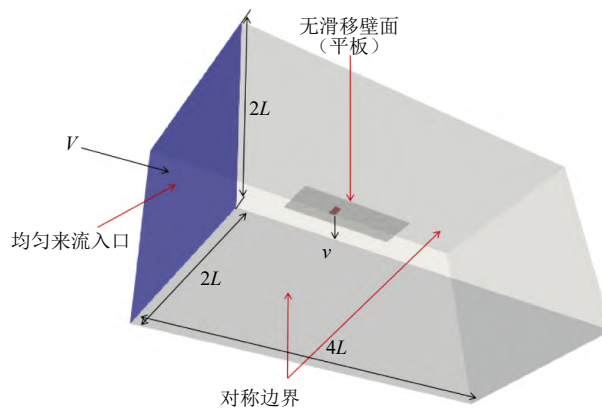


图3 计算域设置

2.2 网格划分与工况设置

对网格划分进行收敛性分析。当相邻网格数的计算结果差异小于5.0%时认为已收敛。选择的工况为均匀流速度 $V = 1.287 \text{ m/s}$ ，喷气速度 $v = 0.035 \text{ m/s}$ ，即气流量 $Q = 1.08 \text{ m}^3/\text{h}$ 。中网格数为1 398 320，另外以 $\sqrt{2}$ 为比例系数得到粗、细两种网格。由模型试验结果^[11]可知，在该工况下喷气口气层扩散角 θ 正切的统计值 $\tan\theta = 0.195$ 。取气相分数 $\alpha_a = 0.5$ 作为气液界面^[22]，分析3种网格下喷气口处气层的扩散角，如表1所示。

表1 网格收敛性分析

网格类型	网格数/ 10^6	第一层网格高度/mm	气层扩散角（正切） $\tan\theta$	相对误差/%
粗网格	1.07	1.304	0.211	8.205
中网格	1.40	1.174	0.203	4.103
细网格	1.89	1.021	0.201	3.077

根据表1所示的数据，认为中网格是可行的，因此后续采用该网格数进行计算。网格划分如图4所示。

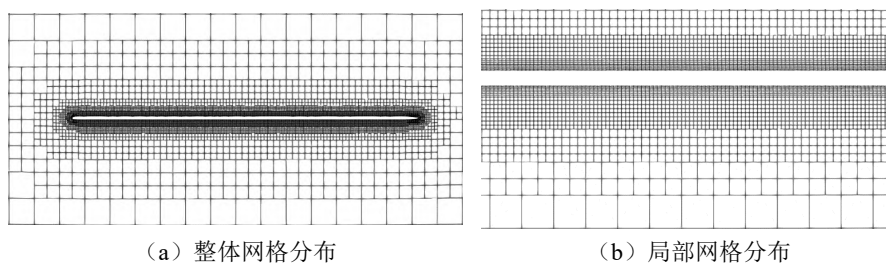


图4 网格分布

参考吴浩等^[11]对平板气层减阻的试验，改变均匀来流速度 V 以及喷气流量 Q ，分析它们对气层形态、扩散角、宽度和含气率的影响，并与模型试验结果对比。设置的工况如表2所示。

表 2 工况设置

工况编号	均匀来流速度 $V / (\text{m/s})$	喷气速度 $v / (\text{m/s})$	喷气流量 $Q / (\text{m}^3/\text{h})$
1	1.287	0.012	0.360
2	1.287	0.032	0.980
3	1.287	0.033	1.000
4	1.287	0.035	1.080
5	1.241	0.018	0.550
6	1.000	0.018	0.500
7	1.287	0.016	0.500
8	1.500	0.016	0.500
9	2.000	0.016	0.500

3 结果分析

3.1 气层形态

将工况 1~工况 4 设置下计算得到的平板底部气层形态, 与吴浩等^[11] 模型试验结果进行比较, 如图 5 所示。可以看出, 根据本文的 Euler-Euler 双流体模型数值模拟得到的结果与试验结果比较一致, 气层自喷气入口向后方延伸, 气层形态得到清晰展示, 气体浓度沿流动方向呈降低趋势, 在一定范围内气层随均匀流向后方延伸, 宽度逐渐增加, 存在横向扩散角。但是数值模拟不能清晰展示气层边界, 后续将选择合适的气相分数, 对气-液边界进行模拟和分析。

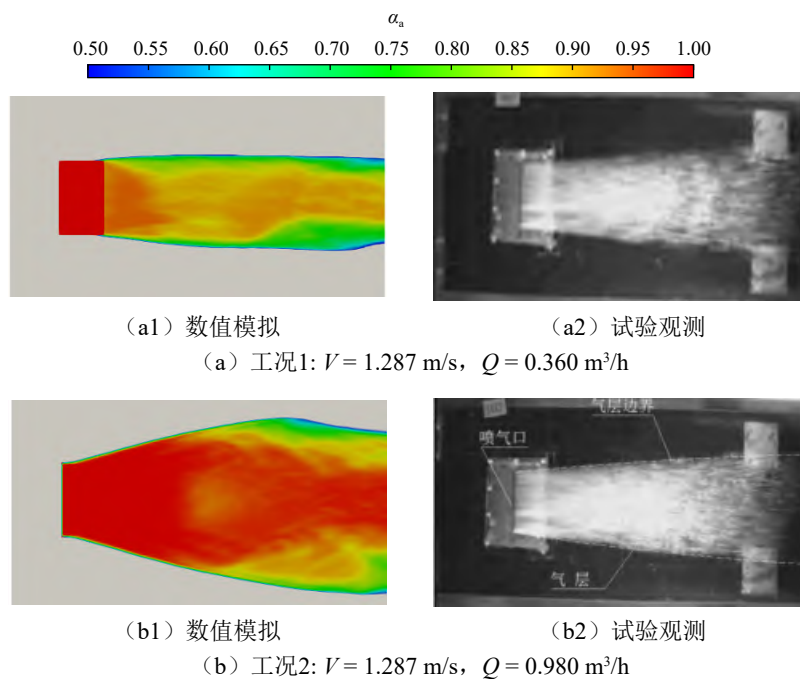


图 5 工况 1~工况 4 下气层宏观形态对比

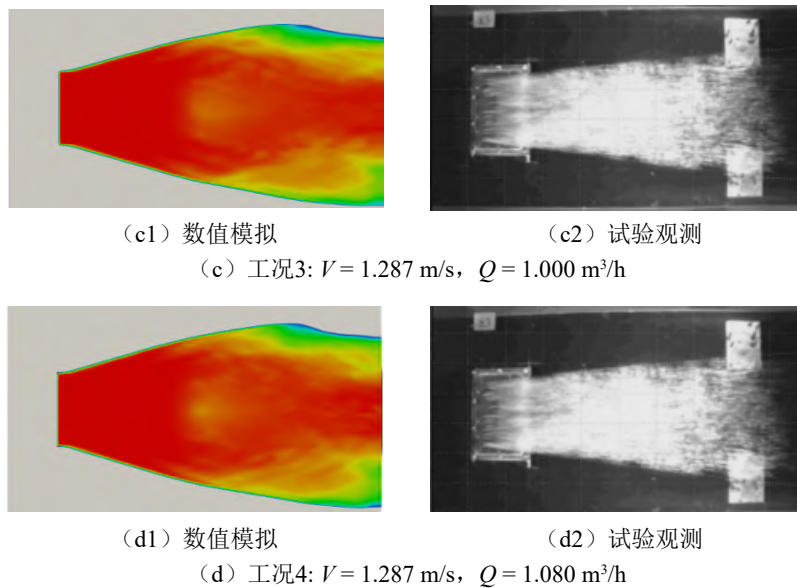


图5(续) 工况1~工况4下气层宏观形态对比

3.2 气层扩散角与气层宽度

3.2.1 气层分布仿真与试验的对比较证

选择合适的气相分数模拟气-液界面, 取 $\alpha_a = 0.5$ 作为气层边界处的气相分数, 并仿照模型试验中气层扩散角的提取方法。图6为气层扩散角示意, 在气相分数为0.5的边界上选取稳定段, 即可得到气层扩散角。

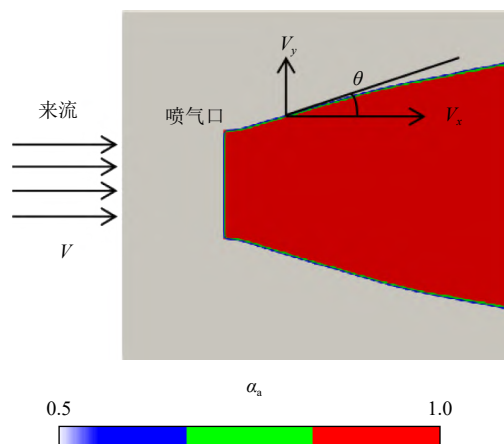


图6 气层扩散角示意

将工况4和工况5的气层扩散角与模型试验的结果^[2,11]对比, 如表3所示, 相对误差均在5%范围内。考虑到数值模拟存在的误差以及试验数据的误差, 这是可以接受的。类似地对气层宽度进行分析, 针对工况2、工况4和工况5, 提取喷气口下游0.7 m处的气层宽度, 并与模型试验结果对比, 如表4所示, 相对误差均在10%以内。

表3 气层扩散角对比

工况编号	来流速度 V / (m/s)	喷气流量 Q / (m ³ /h)	$\tan\theta$		
			数值模拟	试验	相对误差 / %
4	1.287	1.080	0.203	0.195	4.103
5	1.241	0.550	0.174	0.167	4.192

表4 气层宽度对比

工况编号	来流速度 $V / (\text{m/s})$	喷气流量 $Q / (\text{m}^3/\text{h})$	气层宽度		
			数值模拟 / mm	试验 / mm	相对误差 / %
2	1.287	0.980	252.84	233.71	8.185
4	1.287	1.080	262.33	268.74	2.385
5	1.241	0.550	238.67	223.80	6.644

3.2.2 喷气流量的影响

基于工况1~工况4和工况7的计算结果,图7中给出了均匀来流速度 $V = 1.287 \text{ m/s}$ 时不同喷气流量下气层的扩散角、宽度和含气率的变化,图中的横轴 X 为到喷气口的距离,纵轴 $\tan\theta$ 为气层扩散角的正切, w 为气层宽度, α_1 为含气率。参考模型试验,计算局部含气率 α_1 [11]:

$$\alpha_1 = \frac{Q}{Vw\delta} \quad (13)$$

式中, δ 为气层厚度。

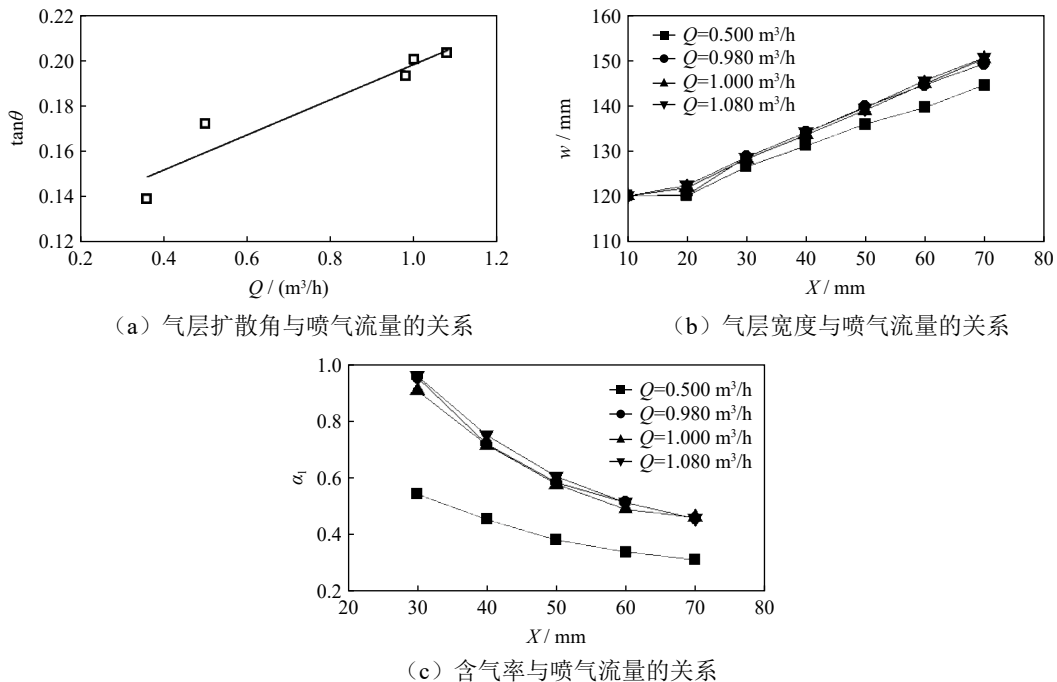


图7 喷气流量对气层扩散角、气层宽度及含气率的影响

可以看出,随着喷气流量的增加,气层扩散角增大,气层覆盖面积增大,沿来流方向一定范围内气层宽度逐渐增大,含气率逐渐降低。相同位置气层宽度和含气率均与喷气流量呈正相关。这与模型试验得到的结果类似[2]。

3.2.3 均匀来流速度的影响

基于工况6~工况9的计算结果,图8中给出了喷气流量 $Q = 0.5 \text{ m}^3/\text{h}$ 时不同均匀来流速度下气层扩散角、气层宽度和含气率的变化。随着来流速度的增加,气层扩散角减小,气层覆盖面积减小,沿来流方向一定范围内气层宽度逐渐增大,含气率逐渐降低,相同位置气层宽度和含气率均与来流速度呈负相关。这些也与模型试验得到的结果类似[2]。

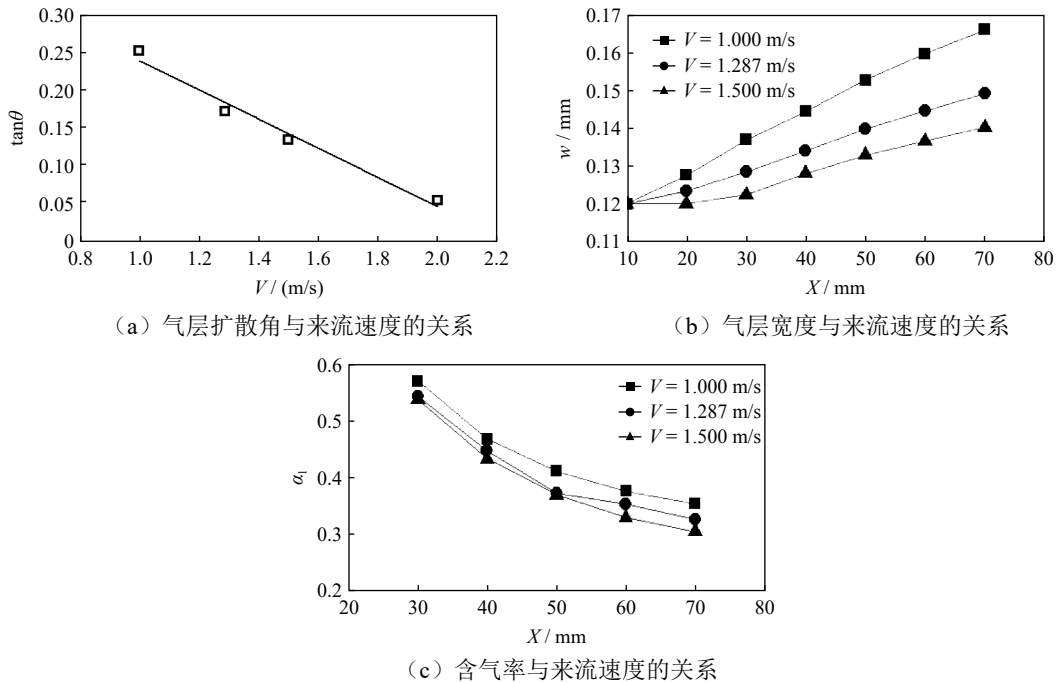


图8 来流速度对气层扩散角、气层宽度及含气率的影响

4 结 论

本文以平板气层减阻模型为研究对象,采用 Euler-Euler 双流体模型并结合 LES 大涡模拟方法进行数值模拟分析。对于设置的工况,将计算结果与模型试验结果进行了对比分析,验证了数值模拟方法的可靠性,在此基础上,探讨了不同喷气流量和均匀来流速度下气液两相流的气层形态,得到的结论如下:

(1) Euler-Euler 双流体模型能准确捕捉气液界面演化过程,清晰展示气层形态,气层随均匀流向后延伸,宽度逐渐增加,存在横向扩散角。

(2) 喷气流量和均匀流速度的协同作用显著影响气层形状及其覆盖区域,在一定范围内,随着喷气流量的增加,气层横向扩散角增大,气层宽度和含气率增大;随着均匀流速度的增加,气层扩散角、气层宽度和含气率减小。

本文取得了一定的成果,但仍然存在不足:在均匀来流速度较低的工况下数值模拟结果不理想,气层扩散角与气层宽度明显偏大;数值模拟中没有考虑气泡破碎与聚并,还不能模拟气泡/气层混合流动。

参 考 文 献

- [1] 郑巢生,洪方文,张晓嵩. 船舶气层减阻复杂水气界面数值模拟方法研究[J]. 中国造船, 2022, 63(3): 127-134.
- [2] 叶青,董文才,欧勇鹏. 平板喷气流场特性影响因素试验[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2014, 35(1): 25-29.
- [3] 周伟新,黄国富. 船舶流体动力节能技术[M]. 上海: 上海交通大学出版社, 2018.
- [4] 张晓嵩,和康健,万德成. 船海结构物水气泡混合机理及数值模拟方法研究进展[J]. 中国舰船研究, 2022, 17(3): 1-28.
- [5] SANDERS W C, WINKEL E S, DOWLING D R, et al. Bubble friction drag reduction in a high-Reynolds-number flat-plate turbulent boundary layer[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2006, 552: 353-380.
- [6] ELBING B R, MÄKI HARJU S, WIGGINS A, et al. On the scaling of air layer drag reduction[J]. Journal of Fluid

- Mechanics, 2013, 717: 484-513.
- [7] WANG Z, YANG J, STERN F. URANS study of air-layer drag reduction in a high-Reynolds-number flat-plate turbulent boundary layer[C]// 40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 4276, 2010.
- [8] KIM D, MOIN P. Direct numerical study of air layer drag reduction phenomenon over a backward-facing step[R]. Center for Turbulence Research: Annual Research Briefs, 2010: 351-363.
- [9] 董文才, 郭日修, 朱凤荣, 等. 平板湍流边界层内气泡流流动实验研究[J]. 海军工程大学学报, 2001(3): 34-37.
- [10] WU H, OU Y P. Numerical simulation of air layer morphology on flat bottom plate with air cavity and evaluation of the drag reduction effect[J]. International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering, 2019, 11(1): 510-520.
- [11] 吴浩, 贺佳乐. 平板喷气减阻模型试验的气层形态及其近似预报模型研究[J]. 武汉理工大学学报, 2023, 45(4): 63-71.
- [12] HIRT C W, NICHOLS B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. Journal of Computational Physics, 1981, 39(1): 201-225.
- [13] ZVERKHOVSKIY O, KERKVLIT M, LAMPE A, et al. Numerical study on air cavity flows[C]// Proceeding of NuTTS, 2015.
- [14] 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.
- [15] WELLER H G. Derivation, modelling and solution of the conditionally averaged two-phase flow equations[R]. Nabra Ltd.; Technical Report TR/HGW, 2002.
- [16] MARSCHALL H, MORNHINWEG R, KOSSMANN A, et al. Numerical simulation of dispersed gas/liquid flows in bubble columns at high phase fractions using OpenFOAM®: Part I—Modeling basics[J]. Chemical Engineering & Technology, 2011, 34(8): 1311-1320.
- [17] DREW D A, JR LAHEY R T. Application of general constitutive principles to the derivation of multidimensional two-phase flow equations[J]. International Journal of Multiphase Flow, 1979, 5(4): 243-264.
- [18] DREW D A, JR LAHEY R T. The virtual mass and lift force on a sphere in rotating and straining inviscid flow[J]. International Journal of Multiphase Flow, 1987, 13(1): 113-121.
- [19] MORAGA F J, LARRETEGUY A E, DREW D A, et al. Assessment of turbulent dispersion models for bubbly flows in the low Stokes number limit[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2003, 29(4): 655-673.
- [20] LEONARD A. Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows[J]. Advances in Geophysics. Elsevier, 1975, 18: 237-248.
- [21] SMAGORINSKY J. General circulation experiments with the primitive equations: I: The basic experiment[J]. Monthly Weather Review, 1963, 91(3): 99-164.
- [22] BRACKBILL J U, KOTHE D B, ZEMACH C. A continuum method for modeling surface tension[J]. Journal of Computational Physics, 1992, 100(2): 335-354.

Numerical Study on Air Layer Drag Reduction of Flat Plate Based on Euler-Euler Two-Fluid Model

LI Sinian¹, LI Feidi², GAO Qidi¹, WANG Jianhua^{*1}, WAN Decheng¹

(1. Computational Marine Hydrodynamics Laboratory (CMHL), School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

2. Ningbo Pilot Station, Ningbo Dagang Pilotage Co., Ltd., Ningbo 315020, China)

Abstract

This study numerically investigates air layer drag reduction on a flat plate model using the computational fluid dynamics (CFD) method with the Euler-Euler two-fluid model. The morphology of the air layer in the air-liquid two-phase flow under different airflow rates and incoming flow velocities is examined. The results indicate that the Euler-Euler two-fluid model accurately captures the dynamic evolution of the air-liquid interface, clearly revealing the air layer morphology. The air layer width gradually increases along the streamwise direction, exhibiting a lateral diffusion angle. The synergistic effect of the air jet velocity and the free-stream velocity will significantly influence the shape and coverage of the air layer. Within a certain range, as the air jet velocity increases, the lateral diffusion angle, width, and air holdup of the air layer also increase. Conversely, increases in the free-stream velocity reduce the diffusion angle, width, and air holdup. This study provides a feasibility analysis for the application of air layer drag reduction technology to actual ships.

Key words: air layer drag reduction; numerical simulation; Euler-Euler two-fluid model; air layer morphology

作者简介

李斯年 男, 2003年生, 博士研究生。主要从事船舶与海洋工程计算水动力学研究。

李飞镗 男, 1981年生, 高级引航员。主要从事船舶航行与引航等工程问题研究。

高启迪 男, 1995年生, 博士研究生。主要从事船舶与海洋工程计算水动力学研究。

王建华 男, 1988年生, 副研究员, 博士研究生导师。主要从事船舶水动力学数值模拟方法、波浪中船舶操纵性、船舶自航推进、基于CFD的船型优化、船舶破碎波和气层减阻等研究。

万德成 男, 1967年生, 教授, 博士研究生导师。主要从事计算船舶水动力学、海上新能源开发与利用、无网格粒子法、船型优化和流固耦合等研究。

*通讯作者: 王建华