

表面张力对疏水微结构表面减阻的影响*

宋保维[†] 任峰 胡海豹 郭云鹤

(西北工业大学航海学院, 西安 710072)

(2013年9月26日收到; 2013年11月6日收到修改稿)

通过构造具有棋盘状微结构的疏水表面, 考虑表面张力的影响, 利用定常与非定常结合的数值模拟方法, 研究了疏水表面在湍流状态下的减阻特性以及微结构内气体封存的效果, 其中 $Re = 3000-30000$. 在低雷诺数下, 疏水表面微结构内气体封存状态良好, 减阻率最高约为30%; 随着雷诺数的增大, 压差阻力增大, 减阻率有下降趋势. 当来流速度过大时, 水会大量进入微结构, 疏水表面的减阻率变化剧烈, 且已经不再减阻. 结果表明, 表面张力削弱了壁面切应力的影响, 使得低雷诺数下微结构内气体能够有效封存, 进而减小壁面阻力.

关键词: 疏水表面, 减阻, 表面张力, 多相流

PACS: 47.85.lb, 47.61.Jd, 47.85.-g

DOI: 10.7498/aps.63.054708

1 引言

近年来, 受自然界中具备疏水特点的生物, 如荷叶、水黾等启发, 疏水表面以其特有的减阻、降噪及防污的能力而倍受研究人员瞩目^[1-3]. Cassie^[4]在研究自然界中超疏水表面的过程中, 认为当表面结构疏水性较强时, 液滴并不能充满粗糙表面上的凹槽, 在凹槽内将有截留的空气存在, 于是表观上的液固接触面其实是由固体、气体和液体共同组成, 因此疏水表面的流场表现为多相流动, 需特别考虑微结构内气体的封存状态.

目前, 国内外许多学者对疏水表面的减阻特性进行了实验和数值模拟研究. 本团队通过新型环带实验^[5]发现不同疏水涂层的减阻率均随转速的增加而减小, 且黏性阻力和压差阻力占比分别呈现减小和增加的变化趋势. Daniello等^[6]利用粒子成像测速法(PIV)和压差法研究了疏水表面在湍流状态的减阻特性, 从实验的角度给出减阻率随微结构间距的增大而增大的变化趋势. 上述研究能够直接说明疏水表面减阻的趋势, 但微结构为何能够封存气体以及气体封存效果随来流速度变化呈现何种

规律仍亟待揭示. 为此, 许多学者从滑移、气体封存等角度开展了研究. 微结构内封存的气体导致原本的固液接触变为固液和气液分段接触, 直接减小了切应力并继而获得更小的阻力^[2]. 对疏水表面减阻的宏观数值模拟研究往往采用定常的计算方法, 假设气液界面水平且不发生变化^[7,8]. 但Ybert等^[9]的研究表明在小的静压作用下, 气液界面尚且存在一定的曲率. 另外, 疏水表面微结构往往具有微米、纳米或微纳米双重尺度, 其间表面张力在维持气液界面的稳定等方面发挥着重要作用. 目前对表面张力的建模大多数来源于Laplace方程, 如多相流VOF模型^[10,11], 格子Boltzmann中的伪势模型^[12], 耗散粒子动力学方法^[13]等, 直接模拟蒙特卡洛方法^[14]等. 须指出, 微观或介观的模拟方法能够在物理机理上给予较准确的描述, 但由于计算尺度的约束或求解作用力的困难, 难以针对宏观问题给出疏水表面减阻的宏观规律, 因此目前罕有考虑表面张力后关于疏水表面减阻规律的报告.

疏水表面的流场为气液两相流动, 为全面反映气液相互作用和气液分布随时间、无量纲数等的变化, 文中基于Cassie理论, 考虑表面张力效应的影

* 国家自然科学基金(批准号: 51109178)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: songbaowei@nwpu.edu.cn

响, 采用定常与非定常结合的数值模拟方法, 对疏水表面微结构内的气体封存和疏水表面的减阻效果做了深入的研究.

2 物理数学模型

2.1 物理模型的建立与计算边界处理方法

针对疏水表面的特点, 文中结合以往数值模拟研究中将其简化成微沟槽^[15]、微柱^[16]及微坑^[8]的做法, 构造出具有以上三种微结构特点的棋盘状微结构, 如图 1 所示, 对应 $L_x = 0.44 \text{ mm}$, $L_y = 0.5 \text{ mm}$, $L_z = 0.24 \text{ mm}$; 微结构尺寸 $a = d = h = 30 \text{ }\mu\text{m}$; 其中, yOz 平面上沿 x 方向分别为流动速度入口和压力出口; xOy 平面上沿 z 向两侧均为对称面; 图中上下灰度加深的部分分别为作为对照的平板表面和疏水表面, 其左右两侧是为了避免进出口段效应而增加的壁面, 均按无滑移壁面处理. 另外, 文中微结构区域指图 1 中疏水表面位于坐标原点以下 (即 $y < 0$) 的部分.

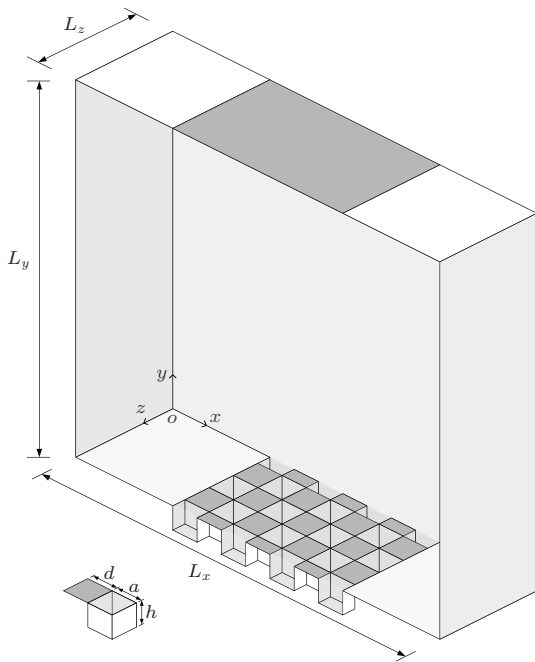


图 1 棋盘状微结构疏水表面物理模型示意图

湍流状态下入口速度为时均的 1/7 幂次型分布. 入口处湍动能沿 y 向的分布为

$$k = k_{\text{wall}} + \frac{k_{\text{free}} - k_{\text{wall}}}{h}y, \quad (1)$$

其中, $k_{\text{wall}} = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}}$ 为壁面处的湍动能, $k_{\text{free}} = 0.002u_{\text{free}}^2$ 为对称面的湍动能, $h = L_y/2$. 式中

$u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ 为黏性速度, 初始的壁面切应力 $\tau_w = \frac{f}{8}\rho U^2$. 其中, $f = \frac{0.3164}{Re^{1/4}}$ 是根据水利光滑管 Blasius 公式^[17]得到的黏性因子.

入口处湍动能耗散率的分布为

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{\kappa^{3/2}}{l}, \quad (2)$$

其中, $l = \min\{0.41y, 0.085h\}$, $\kappa = 0.41$ 为卡门常数, $C_\mu = 0.09$.

2.2 主控方程与多相流动模型

文中的流动为三维多相流动, 主控方程为雷诺平均 N-S 方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{u}_i) = 0, \quad (3)$$

$$\rho \frac{du_i}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 \bar{u}_i + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho u'_i u'_j). \quad (4)$$

计算中采用先定常计算方法以获得初始流场, 再进行非定常计算 (时间步长为 $0.2 \text{ }\mu\text{s}$) 以获得流场的时变特性以及微结构内气体封存状态的方法. 其中, 结束定常计算的条件为入口与出口的速度分布基本一致. 湍流模型采用雷诺应力模型 (RSM)^[17].

对于多相流动的求解采用相体积分数 (VOF) 模型, 将微结构内区域初始化为相体积分数为 100% 的空气, 其余区域为水. 在 VOF 模型中, 跟踪相与相之间的界面是通过求解单相或多相的体积分数的连续方程来实现的, 在文中的模型中, 对第 q 相

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + v_q \cdot \nabla \alpha_q = 0, \quad (5)$$

其中, α_q 为第 q 相的体积分数, 且满足

$$\sum_{q=1}^n \alpha_q = 1. \quad (6)$$

出现在输运方程的属性是由存在于每一控制体积中的分相决定的. 在两相系统中, 单元的密度由下式给出:

$$\rho = \alpha_2 \rho_2 + (1 - \alpha_2) \rho_1. \quad (7)$$

2.3 表面张力的计算

当 $Re \gg 1$ 时, 对疏水表面而言, 需考虑韦伯数

$$We = \frac{\rho L U^2}{\sigma}. \quad (8)$$

若 $We \gg 1$, 则表面张力可以忽略. 文中在计算分析微结构内的气液状态时, 微结构内速度很小, 且微结构特征尺寸仅为 $30 \text{ }\mu\text{m}$, We 较小, 须特

别考虑表面张力的影响. 本文在计算 Re 和 We 时, 速度 U 均取入口处的平均来流速度, 特征尺度分别取为上下壁面之间的宏观尺寸 L_y 和微结构的特征尺寸 ($30 \mu\text{m}$). 因此在本文中, 对于相同的来流速度和微结构来说, Re 和 We 一一对应.

文中在 VOF 模型中将表面张力的影响添加到模型的计算中, 利用了 Brackbill 等 [18] 提出的自由表面力 (CSF) 模型. 该模型在计算中将表面张力添加到动量方程的体积力源项. 具体处理过程如下:

在分析表面张力时, 常以曲面微元为对象, 采用 Laplace 定律所给出的界面两侧压降与界面曲率的关系

$$p_1 - p_2 = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (9)$$

在 CSF 模型中, 表面曲率由界面处相体积分数的局部梯度计算得到. \mathbf{n} 为界面法线, 则

$$\mathbf{n} = \nabla \alpha_q. \quad (10)$$

表面曲率 κ 为该点法线的散度, 即

$$\kappa = \nabla \cdot \hat{\mathbf{n}}, \quad (11)$$

式中, $\hat{\mathbf{n}} = \frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{n}|}$.

表面张力根据越过表面的压力跃变 (9) 式给出, 使用散度定理表示成体积力. 对于两相问题, 该体积力表示为

$$F_{\text{vol}} = \sigma_{ij} \frac{\rho \kappa_i \nabla \alpha_i}{\frac{1}{2}(\rho_i + \rho_j)}, \quad (12)$$

式中, ρ 是根据 (7) 式计算得到的平均密度.

在处理壁面接触角 θ_w 时, 文中采用式

$$\hat{\mathbf{n}} = \hat{\mathbf{n}}_w \cos \theta_w + \hat{\mathbf{t}}_w \sin \theta_w, \quad (13)$$

其中, $\hat{\mathbf{n}}_w$ 和 $\hat{\mathbf{t}}_w$ 分别是壁面的单位法向量和切向量, $\hat{\mathbf{n}}$ 为单元表面的局部曲率. 文中除特别说明外, 壁面接触角均取为 120° [19].

2.4 疏水表面相关参数的定义

文中的减阻率采取上下壁面阻力对比的方法得到, 即减阻率

$$\text{DR} = \left(1 - \frac{f_{\text{bottom}}}{f_{\text{top}}} \right) \times 100\%, \quad (14)$$

其中, f_{top} 为上壁面 (光滑表面) 的阻力, 仅包含黏性阻力; f_{bottom} 为下壁面 (疏水表面) 的阻力. 由于疏水表面的微结构存在迎流和背流面的压差, 因此

f_{bottom} 不仅包含黏性阻力, 还包含压差阻力. 阻力的求解采用下式:

$$\mathbf{f}_{\text{bottom}} = \sum_{i=1}^n p A \hat{\mathbf{n}} + \sum_{i=1}^n \mathbf{f}_{\text{friction}}, \quad (15)$$

式中, A 为迎风面积, $\hat{\mathbf{n}}$ 为 A 对应的单位面法线.

本文研究 Cassie 状态下的疏水表面减阻特性, 需重点考虑微结构内气体的封存状态, 因此提出将微结构内平均气体体积分数作为气体封存效果的指标, 具体表示为

$$\alpha_{\text{qave}} = \frac{\sum \alpha_{qi} \cdot v_i}{\sum \alpha_{qi}} \times 100\%, \quad (16)$$

式中, α_{qi} 为单元内气体相的体积分数, v_i 为单元的体积.

3 计算结果与分析

3.1 流动参数随时间的变化

水下航行器的航速多在 30 kn (15.4 m/s) 左右, 因此, 这里以来流速度 $U = 16 \text{ m/s}$, $Re = 8000$ 的疏水表面流动为例, 集中展示是否考虑表面张力作用下的流动情况.

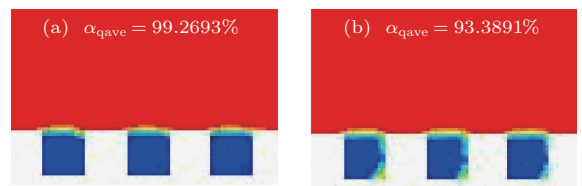


图 2 (网刊彩色) $t = 6.00 \times 10^{-5} \text{ s}$ 时的气液分布 (红色为水, 蓝色为空气) (a) 考虑表面张力; (b) 不考虑表面张力

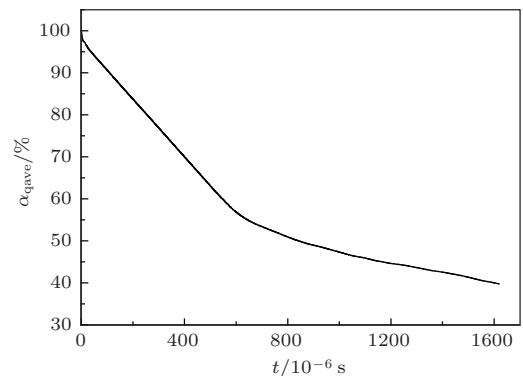


图 3 不考虑表面张力时 α_{qave} 随时间的变化

1) 表面张力作用的影响

图 2 (a), (b) 分别为 $t = 6.00 \times 10^{-5} \text{ s}$ 时考虑与不考虑表面张力作用时的微结构内气液状态的对比

比. 图3为不考虑表面张力时微结构内的平均气体体积分数随时间的变化. 在不考虑表面张力作用的情况下, 水流持续进入微结构, 表现为微结构内的平均气体体积分数随时间单调减小, 且进入微结构内的水呈分散状, 难以汇聚成滴. 而且, 水流进入微结构后, 会因分布在迎流面上而产生额外的压差阻力. 在 $t = 1.50 \times 10^{-3}$ s时, α_{qave} 已经下降至约40%, 说明了表面张力效应对疏水表面微结构内气体封存效果的重要性, 也反映了其对疏水表面数值模拟的重要性.

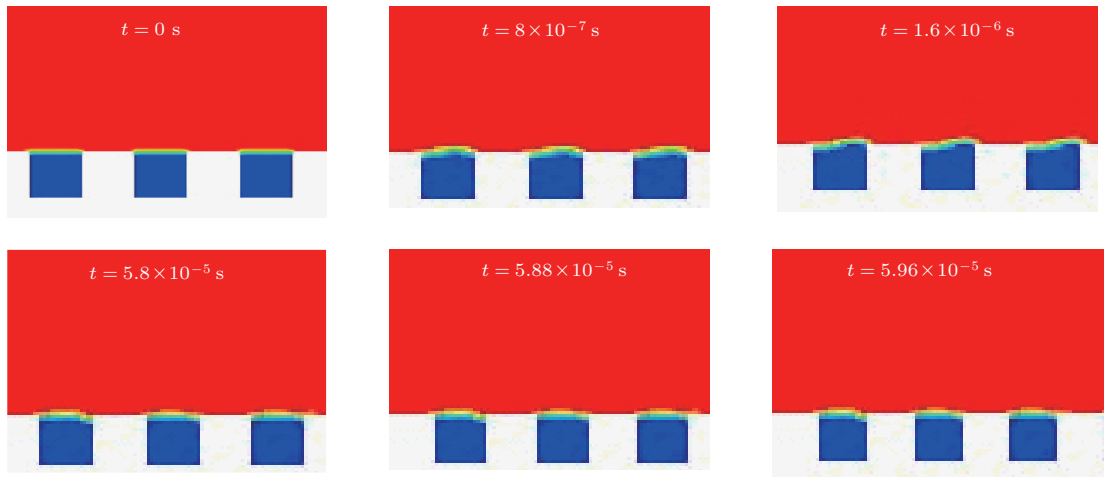


图4 (网刊彩色) $Re = 8000$ 时不同时刻的气液分布 (红色为水, 蓝色为空气)

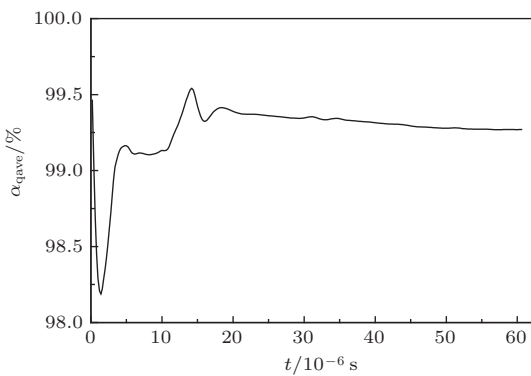


图5 α_{qave} 随时间的变化

从疏水微结构表面受力角度来看, 在气液界面两侧, 作用有惯性力、黏性切应力和表面张力. 开始阶段, 水流有进入微结构的运动趋势, 表面张力起到了类似弹性绳的收缩作用, 使得部分水在涌入微结构后会继续涌出, 在此期间, 微结构内的气体受到压缩, 表现为图5中平均气体体积分数在某些时间段内出现先减小后增加的现象. 由于表面张力的作用, 微结构内的平均气体体积分数的变化率渐趋

2) 表面张力作用下的流动参数

图4为 $Re = 8000$ 时不同时刻的气液分布情况, 图5为微结构内平均气体体积分数随时间的变化. 可见, 气液界面仅在开始阶段会有波动, 原因在于初始化时将气液界面设定为水平平面, 而实际的气液界面形状较为复杂^[14], 于是随迭代的进行, 气液界面出现短暂的剧烈变化. 一段时间过后, 气液界面趋于稳定, 微结构内的气体体积分数 $\alpha_{qave} > 98\%$, 且维持了较稳定的气液界面.

于0, 气液界面趋于稳定.

图6为疏水表面阻力分量和减阻率随时间的变化. 从中可见, $Re = 8000$ 时疏水表面的黏性阻力在总阻力中所占的比重大大超过了压差阻力, 气固接触面的存在导致了黏性阻力相对光滑平板的大幅减小(图7为稳态下疏水表面的切应力分布, 其中横坐标轴为 x 坐标), 从而成为疏水表面减阻的主要原因. 最后, 减阻率稳定在了19.40%.

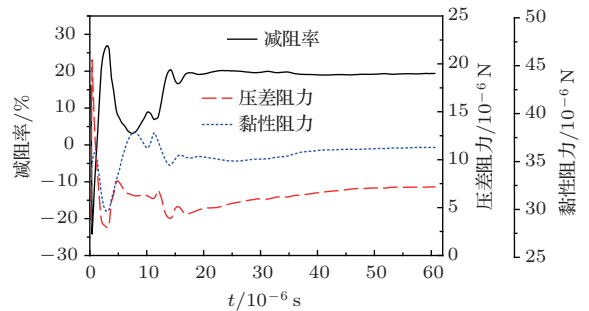


图6 阻力及阻力分量随时间的变化

通常认为, 疏水表面通过维持无切应力的气

液界面以减小黏性阻力并进而实现减阻^[20]. 但从图7也可以看出, 疏水表面液固接触部分的切应力相较同条件下的光滑平板更大, 因此若不考虑压差阻力, 总的减阻率将小于50%. 另外, 图7中壁面切应力分布出现峰值不一致的现象, 其原因在于气体从微结构内逸出之后, 有沿流向运动的趋势, 微量气体残留在固体壁面上, 造成了壁面切应力的减小, 该现象类似于微气泡减阻的报道^[21].

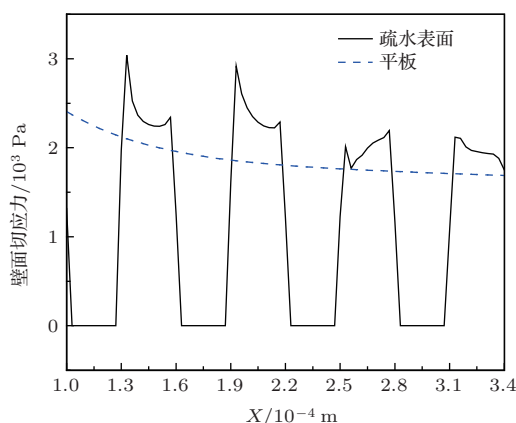


图7 稳定状态下的壁面切应力分布

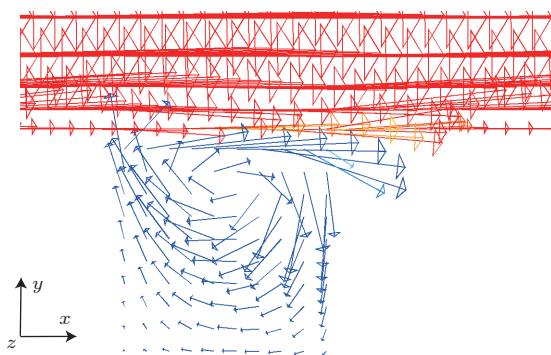


图8 $t = 6 \times 10^{-5}$ s时微结构附近的速度矢量

事实上, 在气液界面处作用效果最强的是表面张力和切应力. 表面张力的作用是使气液两相分别沿界面向内收缩以形成稳定的几何结构, 界面处的切应力则会使气相沿流向铺展, 最终获得了如图8所示的 $t = 6 \times 10^{-5}$ s时微结构附近的速度矢量, 其中箭头的大小表示速度的幅值, 颜色表示相体积分数, 即蓝色表示空气, 红色表示水. 可以看到微结构内的气相存在明显的漩涡结构: 气体以此种方式旋转实际上削弱了水流对气体的切应力, 使该结构呈现很好的稳定性. 事实上, 通过旋转减小切应力和能量消耗, 并维持稳定的现象在自然界普遍存在, 如龙卷风、漩涡、滚轴等. 另外, 切应力的

削弱也间接加强了表面张力的作用, 因此气体便更不易从微结构中逸出.

另外, 从图8也可以看出疏水表面对流场的影响仅局限于近壁区, 仍处于边界层的黏性底层范围内. 研究表明, 当粗糙度的高度小于边界层内黏性底层的厚度时, 阻力不再随粗糙度变化^[17]. 这也印证了疏水表面在低速下并不会因为粗糙度的存在而使阻力大为增加.

3.2 流动参数随无量纲数的变化

文中计算了 $Re = 3000\text{—}30000$, $We = 14.77\text{—}369.20$ 范围内的疏水表面流场. 与上文 $Re = 8000$, $We = 105.02$ 的情况类似, 初始化时微结构内充满空气, 由此首先得到定常计算结果, 但其假设微结构内充满空气, 气液接触线保持水平且无任何变化. 而事实上, 受到空气上方水流的切应力作用, 加之湍流的速度脉动, 上述条件几乎不可能达到. 图9为非定常条件下, 微结构内的平均气体体积分数随时间的变化.

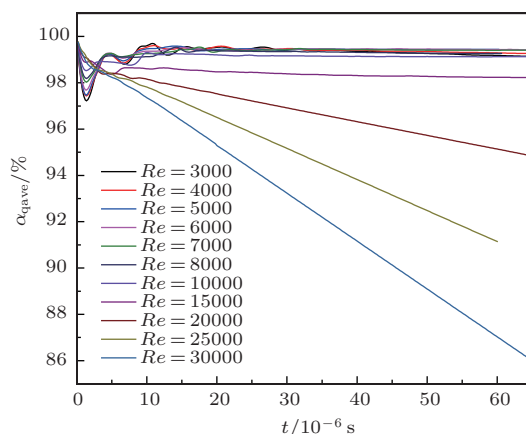


图9 不同雷诺数下 α_{gave} 随时间的变化

表面张力与速度的大小无关, 而切应力随速度的增大而增大, 因此随着来流速度的增大, 表面张力的影响越来越小, 因而气体的封存变得愈加困难. 当 $Re < 15000$ 时, 微结构内的气体除了开始阶段变化比较剧烈以外, 其后平均气体体积分数趋于稳定, 且保持在了98%以上. 当 $Re \geq 20000$ 时, 微结构内的气体迅速逃逸, 难以在微结构上方($y \approx 0$ 处)维持较好的气液界面, 如图10示. 当微结构内的气体完全逸出后, Cassie模型已经不再适用, 疏水表面转变为Wenzel状态.

在 $Re = 3000\text{—}15000$ 时, 微结构内气体封存

状态良好, 图 11 为疏水表面的减阻率及阻力分量随 Re 和 We 的变化. 在湍流状态低雷诺数条件下, 疏水表面阻力中占据主导地位的依然是黏性阻力, 因此疏水表面主要通过有效减小壁面切应力实现

了减阻. 但随着雷诺数的增大, 压差阻力的作用愈加明显, 减阻率呈现下降趋势. 两种阻力成分所占比例的变化与环带实验^[5]研究得到的不同阻力成分随雷诺数/速度变化曲线(湍流段)的趋势符合.

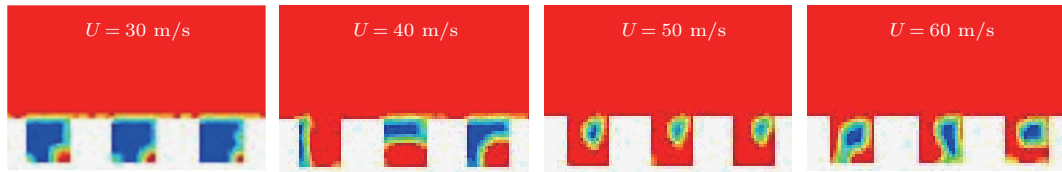


图 10 (网刊彩色) $t = 0.9$ ms 时的微结构内气液分布 (红色为水, 蓝色为空气)

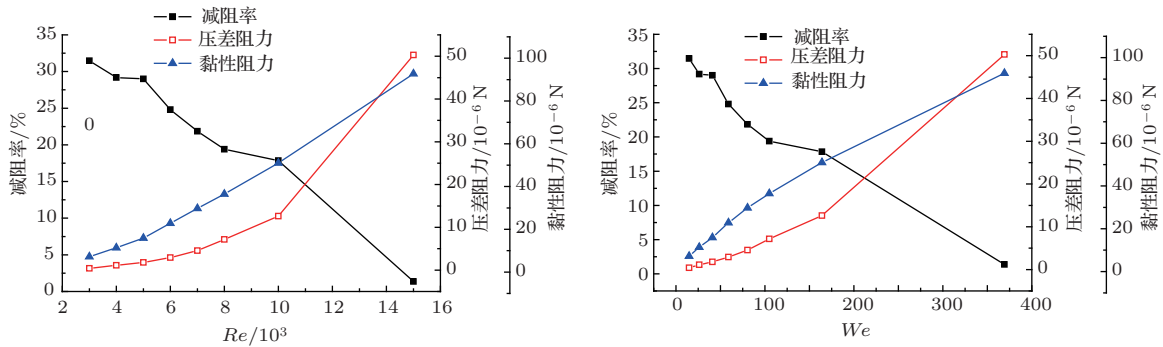


图 11 不同雷诺数和韦伯数下的减阻率和阻力分量

$Re \geq 20000$ 时, 减阻率随时间的变化已无明显的规律. 运用统计方法, 得到了全部时间步(在前 100 个时间步内, 在低雷诺数条件下减阻率变化依然十分剧烈, 故此处不予计算在内)的减阻率的均值和方差如下表 1 示(表 1 同时给出 $Re = 10000$ 和 $Re = 15000$ 的数据以方便对比). 可见, 当雷诺数达到 20000 后, 随雷诺数的增大, 减阻率随时间的波动十分剧烈, 疏水表面已经不再减阻.

表 1 统计条件下高雷诺数对应的减阻率

Re	10000	15000	20000	15000	30000
减阻率均值/%	17.440	2.545	-4.197	-2.610	-1.181
减阻率方差/%	0.1499	0.6229	6.8772	28.2683	182.9601

3.3 流动参数随壁面接触角的变化

光滑的低表面能涂层可以使疏水表面获得一定的本征接触角, 将 Good-Girifalco 理论关系应用于固液界面并结合 Young 方程可以得到^[8]

$$\cos \theta = -1 + 2\varphi\sqrt{\gamma_s/\gamma_l}, \quad (17)$$

式中, θ 为光滑表面的表观接触角; φ 为修正因子, 对非极性液体和非极性固体构成的体系, 其值约为

1; γ_s 为固体表面能; γ_l 为液体表面张力. 对同样的液体工质来说, 该式建立了固体表面能和接触角的一一对应关系. 实际应用的疏水表面通常都具有微结构和低表面能双重特性, 以使其获得更佳的疏水效果. 前文中的计算采用 120° 的本征壁面接触角, 为证明结果的一般性, 本文还研究了 $Re = 8000$ 时, 不同接触角下的减阻率和微结构内气体的平均气体体积分数, 如图 12 所示.

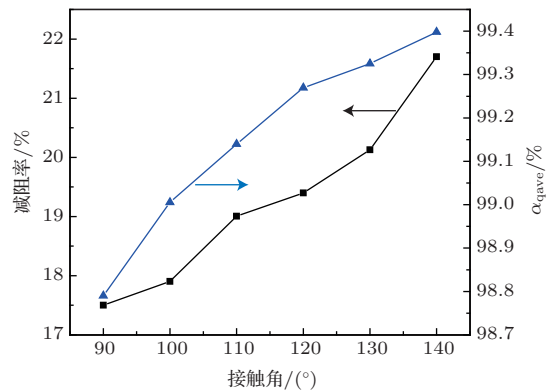


图 12 不同接触角下的疏水表面参数

较大的接触角意味着较低的表面能. 由

图 12 所示, 在相同的来流速度下, 疏水性的改善使得气体能够更好地在微结构内封存, 同时也能获得更好的减阻效果. 接触角的变化对减阻率的影响很小, 在 90° 和 140° 的接触角范围内, 减阻率的增大仅为 1.90%.

3.4 棋盘状微结构与沟槽微结构的计算结果对比

疏水表面微结构的形貌有许多种, 本文还研究了常见的沟槽状微结构, 并与棋盘状微结构做一比较. 图 13 为沟槽状微结构疏水表面的计算物理模型, 其参数和边界条件均与 2.1 节中的棋盘状微结构表面相同. 计算结果如图 14 示, 可见减阻率和微结构内平均气体体积分数随雷诺数的变化趋势与棋盘状微结构类似. 表 2 为两种微结构下阻力分量的比较.

由于两种微结构内均维持了较好的气体封存效果, 气液界面较为稳定, 因此微结构的差异反映在阻力结果上并没有大的差异. 在雷诺数的增大尚

未引起水大量涌入微结构的情形, 以上结果具有较好的一般性.

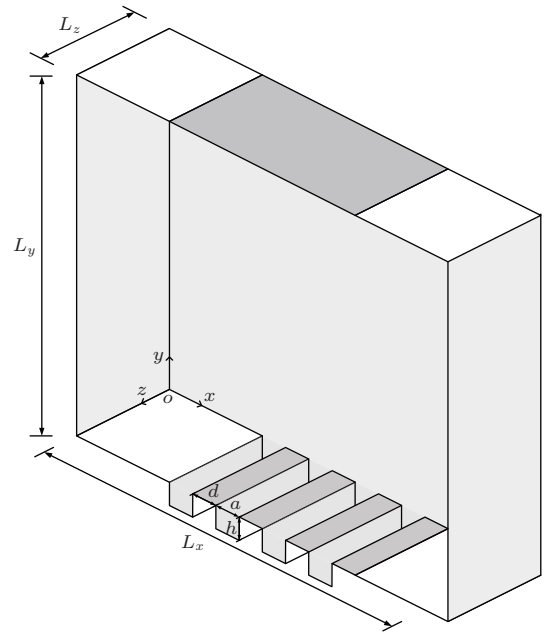


图 13 沟槽状微结构疏水表面物理模型示意图

表 2 两种微结构的阻力分量随雷诺数的变化

	Re	3000	4000	5000	8000	10000
棋盘状微结构	压差阻力/ 10^{-6} N	0.41731	1.12479	1.78446	7.15887	12.6257
	黏性阻力/ 10^{-6} N	7.20334	11.3349	15.866	36.4753	50.9677
沟槽状微结构	压差阻力/ 10^{-6} N	1.22885	1.75946	2.14358	7.42339	13.2143
	黏性阻力/ 10^{-6} N	5.81419	10.7117	16.6323	37.7481	53.8139

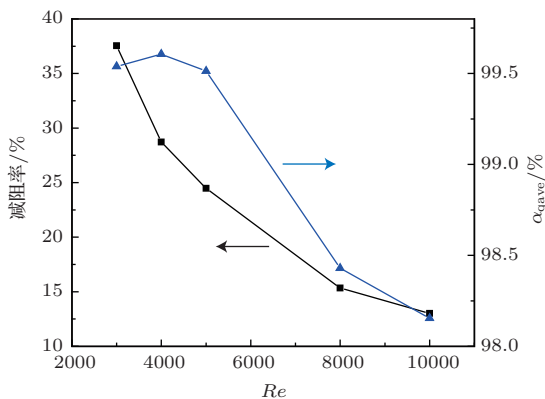


图 14 沟槽状微结构疏水表面参数随雷诺数的变化

4 结 论

通过论文完成的疏水表面流场数值模拟研究可以发现:

1. 考虑表面张力影响的非定常流场模拟方法能够有效模拟疏水微结构表面的气、水两相流动. 与未考虑表面张力时相比, 该方法可以详细给出微结构内平均气体体积分数的波动和稳定过程.

2. 表面张力作用有助于在微结构内封存气体. 尤其是较低流速时, 切应力作用相对较弱, 微结构内的气体能够有效封存 ($\alpha_{qave} > 98\%$), 从而使部分固体壁面不与水直接接触减小了黏性阻力.

3. 湍流状态下, 当疏水表面微结构内气体封存良好时, 减阻率随雷诺数的增大呈减小趋势, 减阻效果显著 (算例中最大减阻率为 31.47%); 但当雷诺数增大至一定量后 (算例中 $Re > 20000$), 水就会大量涌入微结构内, 疏水表面的减阻率变化剧烈, 且不再减阻.

4. 疏水性更好的表面可以获得更好的气体封存和减阻效果, 但对于减阻率的改善效果不明显.

5. 对于雷诺数较低, 水尚未大量涌入微结构内的情形, 棋盘状与沟槽状微结构的疏水表面得到了相似的减阻效果, 该结果具有较好的一般性.

参考文献

- [1] Bharat B Yong C J 2011 *Progress in Materials Science* **56** 1
- [2] Jonathan P R 2010 *Annual Review of Fluid Mechanics* **42** 89
- [3] Wang B Nian J Y, Tie L, Zhang Y B, Guo Z G 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 146801 (in Chinese)[王奔, 念敬妍, 铁璐, 张亚斌, 郭志光 2013 物理学报 **62** 146801]
- [4] Cassie A B D 1948 *Transactions of the Faraday Soc* **44** 11
- [5] Song B W, Guo Y H, Luo Z Z, Xu X H, Wang Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 154701 (in Chinese)[宋保维, 郭云鹤, 罗莊竹, 徐向辉, 王鹰 2013 物理学报 **62** 154701]
- [6] Kevin J, Daniel M, Brent W W 2010 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **53** 786
- [7] Michael B M, Jonathan P R, J. Blair P 2007 *Phys. Fluids* **19** 065102
- [8] Liu Z Y 2011 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Northwestern Polytechnical University (in Chinese) [刘占一 2007 博士学位论文 (西安: 西北工业大学 2011)])
- [9] Christophe Y, Catherine B, Cé cile C-B, Pierre J, Lydéric B 2007 *Phys. Fluids* **19** 123601
- [10] Albadawi A, Donoghue D B, Robinson A J, Murray D B, Delauré Y M 2013 *International Journal of Multiphase Flow* **53** 11
- [11] Albadawi A, Donoghue D B, Robinson A J, Murray D B, Delauré Y M 2013 *Chemical Engineering Science* **90** 77
- [12] Zeng J B, Li L J, Liao Q, Chen Q H, Cui W Z, Pan L M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 178 (in Chinese) [曾建邦, 李隆键, 廖全, 陈清华, 崔文智, 潘良明 2010 物理学报 **59** 178]
- [13] Chang J Z, Liu M B, Liu H T 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3954 (in Chinese) [常建忠, 刘谋斌, 刘汉涛 2008 物理学报 **57** 3954]
- [14] Yao W J, Wang N 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4053 (in Chinese) [姚文静, 王楠 2009 物理学报 **58** 4053]
- [15] Ole M B, Per-Age K, Alireza A, Helga I A 2005 *Phys. Fluids* **17** 065101
- [16] Neelesh A P 2003 *Langmuir* **19** 1249
- [17] Steven B P 2000 *Turbulent Flows* (Cambridge: Cambridge University Press) p7
- [18] Brackbill J U, Kothe D B, C. Zemach 1992 *J. Comput. Phys.* **100** 335
- [19] Nishino T, Meguro M, Nakamae K, Matsushita M, Uedo Y 1999 *Langmuir* **15** 4321
- [20] Richard T Andrea M, Peter V, Frank V S C, Jeffrey B 2006 *Physical Review Letters* **97** 044504
- [21] Antonino F Said E 2004 *J. Fluid Mech.* **503** 345

Drag reduction on micro-structured hydrophobic surfaces due to surface tension effect*

Song Bao-Wei[†] Ren Feng Hu Hai-Bao Guo Yun-He

(School of Marine Science and Technology, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 26 September 2013; revised manuscript received 6 November 2013)

Abstract

This article studies drag reduction rule and gas restoration and retention of hydrophobic surfaces numerically when taking into consideration the surface tension effect, the microstructure here is chessboard-like and the Reynolds number varies from 3,000 to 30,000. Results show that gas restoration and retention keep well, and a maximum drag reduction rate of approximately 30% has been gained at small Reynolds number ($Re < 15000$). When Re is too large, water will swarm into microstructures, and keeping a good gas-liquid interface becomes difficult. Meanwhile, drag reduction rate remains variable and hydrophobic surfaces do not reduce drag. Through mechanical analysis we find that the influence of shear stress is weakened due to surface tension effect, thus the gas in microstructures can be effectively stored at low flow speed and drag is reduced.

Keywords: hydrophobic surfaces, drag reduction, surface tension, multiphase flow

PACS: 47.85.lb, 47.61.Jd, 47.85.-g

DOI: [10.7498/aps.63.054708](https://doi.org/10.7498/aps.63.054708)

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51109178).

[†] Corresponding author. E-mail: songbaowei@nwpu.edu.cn