

复杂微通道内气泡在浮力作用下上升行为的格子 Boltzmann 方法模拟

娄钦 李涛 杨茉

Lattice Boltzmann simulations of rising bubble driven by buoyancy in a complex microchannel

Lou Qin Li Tao Yang Mo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 234701 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181311

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181311>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[液滴撞击圆柱内表面的数值研究](#)

Numerical study of droplet impact on the inner surface of a cylinder

物理学报.2018, 67(18): 184701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180364>

[一种基于二维光滑粒子法的流体仿真方法](#)

A fluid simulation method based on two-dimensional smoothed particle hydrodynamics

物理学报.2016, 65(24): 244701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.244701>

[基于格子玻尔兹曼方法的一类 FitzHugh-Nagumo 系统仿真研究](#)

Numerical simulation of a class of FitzHugh-Nagumo systems based on the lattice Boltzmann method

物理学报.2016, 65(15): 154701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.154701>

[基于间断有限元方法的并列圆柱层流流动特性](#)

Numerical simulation of laminar flow past two side-by-side cylinders by discontinuous Galerkin method

物理学报.2016, 65(8): 084701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.084701>

[多孔介质中流体流动及扩散的耦合格子 Boltzmann 模型](#)

A coupled lattice Boltzmann model for fluid flow and diffusion in a porous medium

物理学报.2016, 65(1): 014702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014702>

复杂微通道内气泡在浮力作用下上升行为的格子 Boltzmann 方法模拟*

娄钦[†] 李涛 杨茉

(上海理工大学能源与动力工程学院, 上海 200093)

(2018年7月6日收到; 2018年9月2日收到修改稿)

本文采用气-液两相流格子 Boltzmann 方法模拟了复杂微通道内气泡在浮力作用下的上升过程, 主要研究障碍物表面润湿性、浮力大小、障碍物尺寸和气泡初始位置对气泡变形、分裂、合并的动力学行为以及对气泡上升速度、终端速度和气泡剩余质量的运动特性的影响. 研究发现, 障碍物表面接触角较小时气泡能够完整地通过障碍物通道, 随着障碍物表面接触角增加, 气泡通过障碍物通道时严重变形, 并会发生分裂行为, 使得部分气泡黏附在障碍物表面, 从而导致气泡到达终端时质量减少. 相应地, 气泡上升速度以及终端速度也随着微通道表面接触角的增加而减小. 另一方面, 随着浮力的增加, 气泡在上升过程中更容易发生分裂和合并现象, 且气泡剩余质量和终端速度随着浮力的增加呈对数形式增加. 此外, 随着微通道障碍物半径增加, 气泡剩余质量首先缓慢减小然后快速减小, 而气泡终端速度近似呈线性减小. 最后, 数值结果还表明当气泡初始位置偏离管道中间时, 其上升速度、气泡剩余质量以及气泡终端速度都与初始位置在管道中间时的变化趋势一致, 然而对应的数值均减小, 且气泡在上升过程中变形更严重.

关键词: 气泡上升, 微通道, 障碍物, 气液两相流

PACS: 47.11.-j, 47.55.Ca, 47.56.+r

DOI: 10.7498/aps.67.20181311

1 引言

气液两相流中的气泡在浮力作用下的上升行为广泛存在于自然界和生物、化学、工业加工等工程应用中, 如: 沸腾现象, 气泡在流化床系统内的形成、变形及运动现象^[1], 医学领域中微气泡所产生的动力学行为导致的声致穿孔现象^[2], 在冶金领域因化学反应而导致的气泡形成、长大、运动现象^[3], 微生物驱油过程中气泡的产生、变形和移动现象^[4], 热交换器中气泡和液滴的传热传质过程^[5]等. 因此, 开展微通道内气泡上升行为的研究具有重要的现实意义.

近几十年来, 许多学者对微通道内的气泡运动特性进行了实验以及数值研究. 早期的研究大都关注气泡在光滑壁面微通道内的运动行为. Bhagat

等^[6]通过实验考察了高莫顿数下气泡在黏性流体中上升时形状和终端速度的变化, 并发现当雷诺数小于 110 时气泡后部的流线为封闭形态, 而当雷诺数大于 110 时气泡的运动呈现不稳定状态, 后部的流线出现开放形态. Weber 等^[7]在此基础上, 进一步研究了不同雷诺数下上升气泡的尾部流线轨迹. 为了进一步刻画气泡上升过程中的运动特性, Hua 等^[8]应用波前追踪法 (front tracking) 研究了高雷诺数、高密度比和高黏性比情况下, 气泡在黏性流体中的平均上升速度、形状等特性, 并将气泡的终端速度和终端形状与实验数据进行对比, 发现气泡上升速度近似呈对数形式增长. 艾旭鹏等^[9]基于边界层理论, 采用边界积分法, 研究了流体黏性效应和表面张力对气泡运动特性的影响, 发现流体黏性会使气泡振动幅值衰减, 表面张力的增加会缩短气泡脉动周期, 并提高势能. Maxworthyt 等^[10]考

* 国家自然科学基金 (批准号: 51476102, 51736007) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: louqin560916@163.com

查了多个气泡在浮力作用下的运动特性, 并给出了不同莫顿数下气泡群在上升过程中的阻力系数和雷诺数之间的关系. Rensen 等^[11]调查了气泡群在不同上升速度时的形状变化, 发现水箱内水的深度基本不影响气泡群的整体形状. Takada 等^[12]采用格子 Boltzmann 自由能模型研究了初始垂直放置的两个气泡的变形情况和内部流线图. 除了管道内的流线轨迹以及气泡形状、速度等宏观特性, 还有学者研究了气泡运动过程中界面的动力学行为. Sussman 等^[13]应用 Level set 方法, 研究了单个气泡上升过程中的界面形变以及破裂现象, 发现随着表面张力和黏性比的增加, 气泡越不容易发生变形和破裂现象, 随着雷诺数的增加, 气泡的变形会越来越剧烈. Baltussen 等^[14]采用流体体积函数 (volume of fluid, VOF) 方法, 考察了不同爱特威数下气泡上升过程中界面的变化, 发现当爱特威数小于 1 时, 气泡上升过程中基本不发生形变. 以上文献主要研究了气泡初始位置在管道中间时的情形. Fakhari 等^[15]基于格子 Boltzmann 自由能模型, 研究了气泡初始紧贴壁面, 并沿壁面上升的情况, 发现在高爱特威数下, 气泡变形加剧, 并且在足够高的阿基米德数和低莫顿数时会出现气泡破裂的情况.

对竖直光滑通道内气泡上升过程中的分裂、合并等现象及其运动路径、速度流场已经有了广泛的研究, 为了研究气泡在复杂管道内的运动特性, Uchiyama 等^[16]通过实验考察了气泡群绕竖直通道中心单个圆柱障碍物上升的运动状况, 得到了气泡群演化过程中的速度场和绕圆柱障碍物后的运动形状. Salcedo 等^[17]研究了通道内有两个相同的圆形障碍物时雷诺数对气泡形状和速度的影响. Li 等^[18]研究了单个气泡绕圆形障碍物上升时表面张力和浮力的变化对气泡形状的影响. Alizadeh 等^[19]考察了通道内圆形障碍物尺寸和数量对单个气泡运动特性的影响. 除了气泡在浮力作用下的上升行为, Yi 等^[20]采用格子 Boltzmann 自由能模型研究了压力驱动下气泡在含方形障碍物的微通道内的上升问题, 主要考察了三种特定的壁面润湿性 (接触角 $\theta = 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$) 以及不同的气泡初始位置对气泡形状和终端速度的影响.

以上研究工作推动并揭示了气泡运动过程中的一些运动机理, 然而还不够深入, 例如微通道表面润湿性对气泡的动力学行为影响较大, 但现有

文献对壁面润湿性的范围考虑不够全面. 其次, 如工业上换热器微气泡强化换热技术^[21]中通道的表面都不是光滑的, 而目前针对壁面上障碍物对气泡运动特性影响的研究非常少. 此外, 尽管已有研究考虑了气泡运动过程中的变形、破裂现象, 但其内部机理尚不清晰, 并且气泡和固体壁面的相互作用以及气泡穿过通道后的剩余质量也鲜有报道. 鉴于此, 本文采用格子 Boltzmann 方法 (lattice Boltzmann method, LBM), 主要针对气泡经过换热器圆形管束的上升问题, 研究气泡在含有半圆形障碍物微通道内的界面动力学行为以及宏观运动特性, 主要考察障碍物表面润湿性、浮力大小、障碍物尺寸和气泡初始位置对气泡在复杂微通道内受浮力上升问题的影响, 探究气泡变形、分裂等动力学行为以及气泡运动的剩余质量、上升速度和终端速度.

2 数值方法

2.1 格子 Boltzmann 模型

LBM 在模拟气液两相流时有一些独特优势, 例如可以直观描述流体和流体之间以及流体和壁面之间的相互作用、不需要追踪相界面、边界条件易于处理, 因此该方法近几年受到学者们的广泛关注并得到迅速发展. 目前, 基于不同相互作用力的处理方式, 已提出多种气液两相流模型, 主要有颜色模型^[22]、伪势模型^[23,24]、自由能模型^[25,26]、基于 Enskog 理论和相场理论的模型^[27,28]. 以上模型都成功地用于研究气液两相流动问题. 在本文中采用 He 等^[29]基于 Enskog 理论提出的 LBM 研究复杂微通道内的气泡上升问题.

He 等^[29]提出的两相流格子 Boltzmann 模型采用两个分布函数, f_α 和 g_α 分别描述指标参数和速度/压力的演化过程, 可以提高数值稳定性. 由于该模型已在文献^[29]中有了详细的介绍, 故本文只做简要的描述. 在此模型中, 分布函数 f_α 和 g_α 分别为

$$\begin{aligned}
 & f_\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta_t, t + \delta_t) - f_\alpha(\mathbf{x}, t) \\
 &= - \frac{f_\alpha(\mathbf{x}, t) - f_\alpha^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)}{\tau} \\
 & \quad - \frac{(2\tau - 1)}{2\tau} \frac{(\mathbf{e}_\alpha - \mathbf{u}) \cdot \nabla \psi(\phi)}{RT} \Gamma_\alpha(\mathbf{u}) \delta_t,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & g_\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta_t, t + \delta_t) - g_\alpha(\mathbf{x}, t) \\
 = & - \frac{g_\alpha(\mathbf{x}, t) - g_\alpha^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)}{\tau} \\
 & + \frac{2\tau - 1}{2\tau} (\mathbf{e}_\alpha - \mathbf{u}) \cdot [\Gamma_\alpha(\mathbf{u})(\kappa\rho\nabla\nabla^2\rho + \mathbf{G}) \\
 & - (\Gamma_\alpha(\mathbf{u}) - \Gamma_\alpha(0))\nabla\psi(\rho)]\delta_t, \quad (1)
 \end{aligned}$$

式中 $\alpha = 0, 1, 2, \dots, b-1$, b 为离散速度方向个数; \mathbf{x} 和 t 分别表示位置和时间; τ 代表松弛时间, 与运动黏度 ν 相对应的关系为 $\nu = (\tau - 0.5)c_s^2\delta_t$ (δ_t 代表时间步长, $c_s^2 = c/\sqrt{3}$ 是与格子速度 $c = dx/dt$ 相关的常数); ϕ, ρ, \mathbf{u} 分别代表指标函数、流体密度和流体速度; κ 代表表面张力强度系数; \mathbf{G} 为体积力; $\psi(\rho) = p - \rho c_s^2$, 其中 p 为流体压力, 演化方程中 $\psi(\phi)$ 依赖于模型中用的状态方程, 本文中采用 Carnahan-Starling 状态方程^[30], 对应的 $\psi(\phi)$ 为

$$\psi(\phi) = \phi^2 RT \frac{4 - 2\phi}{(1 - \phi)^3} - a\phi^2, \quad (2)$$

其中 a 决定分子间相互吸引力强度, R 为气体常数, T 为流体温度. 在方程 (1) 中, 函数 $\Gamma_\alpha(\mathbf{u})$ 表达式为

$$\Gamma_\alpha(\mathbf{u}) = \omega_\alpha \left[1 + \frac{3\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{2c^4} - \frac{3\mathbf{u}^2}{2c^2} \right], \quad (3)$$

其中 ω_α 代表权重系数. 演化方程中 $f_\alpha^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$ 和 $g_\alpha^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$ 是分布函数对应的平衡态, 其形式如下:

$$\begin{aligned}
 f_\alpha^{\text{eq}} &= \omega_\alpha \phi \left[1 + \frac{3\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{2c^4} - \frac{3\mathbf{u}^2}{2c^2} \right], \\
 g_\alpha^{\text{eq}} &= \omega_\alpha \left[p + \rho \left(\frac{3\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{2c^4} - \frac{3\mathbf{u}^2}{2c^2} \right) \right]. \quad (4)
 \end{aligned}$$

宏观量指标参数 ϕ , 压力 p 以及速度 \mathbf{u} 的统计由下面方程给出:

$$\begin{aligned}
 \phi &= \sum f_\alpha, \\
 p &= \sum g_\alpha - \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \nabla\psi(\rho)\delta_t, \\
 \rho RT \mathbf{u} &= \sum \mathbf{e}_\alpha g_\alpha + \frac{RT}{2} (\kappa\rho\nabla\nabla^2\rho + \mathbf{G})\delta_t. \quad (5)
 \end{aligned}$$

流体密度 $\rho(\phi)$ 可由指标参数 ϕ 计算得到,

$$\rho(\phi) = \rho_g + \frac{\phi - \phi_l}{\phi_h - \phi_l} (\rho_l - \rho_g), \quad (6)$$

其中 ρ_g 和 ρ_l 分别代表气相流体和液相流体密度; ϕ_h 和 ϕ_l 为指标参数的最大值和最小值, 可由 Maxwell 重构得到. 采用 Chapman-Enskog 多尺度展开可以得到方程 (1) 对应的宏观动力学方程^[31]:

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi\mathbf{u}) = -\lambda\nabla \cdot \left[\frac{\phi}{\rho} \nabla p(\rho) - \nabla p(\phi) \right],$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\rho RT} \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \\
 \rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] &= -\nabla p + \nabla \cdot \Pi \\
 & + \kappa\rho\nabla\nabla^2\rho + \mathbf{G}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

本文使用 D2Q9 模型来进行数值模拟研究, 权重系数 ω_α 设置为: 当 $\alpha = 0$ 时, $\omega_\alpha = \frac{4}{9}$; 当 $\alpha = 1-4$ 时, $\omega_\alpha = \frac{1}{9}$; 当 $\alpha = 5-8$ 时, $\omega_\alpha = \frac{1}{36}$. \mathbf{e}_α 为离散速度, 表达式为

$$\mathbf{e}_\alpha = \begin{cases} 0, & \alpha = 0, \\ \{ \cos[(\alpha - 1)\pi/2] \sin[(\alpha - 1)\pi/2] \} c, & \alpha = 1-4, \\ \sqrt{2} \{ \cos[(\alpha - 5)\pi/2 + \pi/4] \\ \times \sin[(\alpha - 5)\pi/2 + \pi/4] \} c, & \alpha = 5-8. \end{cases} \quad (8)$$

关于梯度和拉普拉斯算子的离散方法采用二阶中心各向同性方法 (ICS)^[32]:

$$\begin{aligned}
 \nabla\chi(x) &\approx \nabla_c\chi(x) = \sum_{i \neq 0} \frac{\omega_i \mathbf{c}_i \chi(x + \mathbf{c}_i \delta_t)}{c_s^2 \delta_t}, \\
 \nabla^2\chi(x) &\approx \nabla_c^2\chi(x) \\
 &= \sum_{i \neq 0} \frac{2\omega_i [\chi(x + \mathbf{c}_i \delta_t) - \chi(x)]}{c_s^2 \delta_t^2}. \quad (9)
 \end{aligned}$$

2.2 润湿性处理

壁面润湿性反映流体和固体之间相互作用力的强度. 在微通道内, 润湿性是影响气液两相动态行为的重要参数. 在 LBM 中, 壁面的润湿性通过边界条件来描述. 本文将考虑润湿性对气泡通过障碍物通道的动态影响, 润湿性边界条件采用 Davies 等提出的方法^[33], 在该方法中采用表面亲和性 α_s 刻画壁面的润湿强度, 并把表面亲和性与指标参数 ϕ 联系起来, 其关系式为

$$\alpha_s = \frac{\phi - \phi_\Sigma}{\phi_l - \phi_\Sigma}, \quad (10)$$

其中 $\phi_\Sigma = \frac{1}{2}(\phi_h + \phi_l)$. 则 α_s 取值为 $-1-1$, $\alpha_s = -1$ 对应完全亲气表面, $\alpha_s = 1$ 对应完全亲水表面, 静态接触角 θ_{eq} 与 α_s 关系式为

$$\cos(\theta_{\text{eq}}) = \frac{\sigma_{s2} - \sigma_{s1}}{\sigma_{12}} = \frac{\alpha_s}{2} (3 - \alpha_s^2), \quad (11)$$

其中 σ_{s1} , σ_{s2} 分别代表固-液表面张力和固-气表面张力; σ_{12} 为气-液表面张力.

3 模型验证

3.1 拉普拉斯定律

首先采用 Laplace 定律来验证模型的正确性. 初始时在 $L_x \times L_y$ 区域中心内放置半径为 R , 密度为 ρ_l 的静止圆形液滴, 其余区域充满密度为 ρ_g 的气体. 根据 Laplace 定律可知, 当系统达到稳定时表面张力 σ 恒定, 且液滴内外的压力差 ΔP 与半径的倒数 $1/R$ 呈线性关系, 关系式为

$$\Delta P = \frac{\sigma}{R}. \quad (12)$$

本文的验证中, 初始液滴半径 R 分别取 24, 28, 32, 36, 40 五种情况, 并考虑不同表面张力强度 $\kappa = 0.1, 0.15, 0.2$, 以保证验证可信度. 在数值模拟中网格数均取为 128×128 , 状态方程中分子间强度 a 为 4.0, RT 的取值为 $1/3$, 对应的 ϕ_h 和 ϕ_l 分别为 0.250291 和 0.022838, 其余参数设置为: $\rho_l = 0.5$, $\rho_g = 0.1$, $\nu = 1/6$. 计算域四周的边界条件皆为周期性边界条件. 数值模拟达到稳态的条件为

$$\frac{\sum_{ij} |u_{ij}^{(n+1)} - u_{ij}^n|}{\sum_{ij} |u_{ij}^{(n+1)}|} \leq 5 \times 10^{-9},$$

其中 $u_{ij}^n = u(x_i, y_j, n\Delta t)$ 是时刻 $n\Delta t$ 在点 (x_i, y) 处的计算值. 图 1 给出了数值模拟得到的液滴内外压力差 $p_i - p_o$ 同 $1/R$ 之间的关系和数据拟合结果的对比. 从图 1 中可以看出, 数值模拟结果与 Laplace 定律符合.

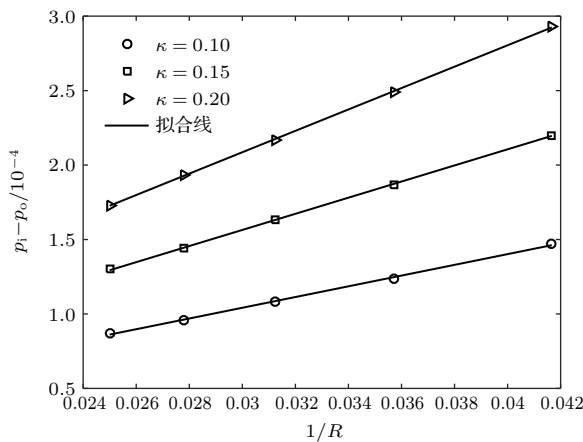


图 1 液滴内外压力差 $p_i - p_o$ 和半径倒数 $1/R$ 之间的关系
Fig. 1. Relationship between pressure jump across the droplet interface $p_i - p_o$ and inverse of droplet radius $1/R$.

3.2 气泡在光滑壁面管道内的上升行为

气泡在光滑壁面通道内受浮力上升的问题与本文所要研究的问题较贴近, 且已有学者对该问题进行了大量研究, 因此本章节将采用该算例验证模型的正确性. 对于该问题, 初始时在 $L_x \times L_y$ 的计算区域内放置半径为 R 密度为 ρ_g 的静止圆形气泡, 气泡的圆心设为 (x_c, y_c) , 其余区域充满密度为 ρ_l 的液体, 在竖直方向施加浮力 $\mathbf{G} = (\rho - \rho_l)g$, 其中 g 为重力加速度. 在数值模拟中, $L_x \times L_y = 80 \times 300$, $R = 10$, $\rho_l = 1.48$, $\rho_g = 0.52$, $\kappa = 0.15$, x_c 为微通道水平方向的中心位置, y_c 为通道高度的 $1/4$, 计算域的边界条件设置为: 左右固体壁面采用无滑移边界条件, 进出口选用周期性边界条件.

该问题有两个重要无量纲数, Eötvös 数 (EO) 和 Morton 数 (Mo), 其中 $EO = g(\rho_l - \rho_g)d^2/\sigma$ 代表浮力与表面张力的比值; $Mo = g(\rho_l - \rho_g)\mu_l^4/\rho_l^2\sigma^3$ 代表黏性力和表面张力的比值, 式中 d 为气泡直径, μ_l 为液体的动力黏度. 表 1 给出了不同 EO 数和 Mo 数时气泡的终端速度 U_t , 并与 LBM 方法中基于 Enskog 理论和相场理论的模型^[19] 以及 VOF 方法^[34] 进行对比, 发现结果基本一致.

表 1 不同模型对应的气泡终端速度

Table 1. Terminal velocities of the bubble obtained by different models.

	U_t				
	EO	Mo	本文	Alizadeh 等 ^[19]	VOF ^[34]
(a)	5	0.227	0.00835	0.00838	0.00828
(b)	10	0.454	0.0146	0.0147	0.0143
(c)	20	0.907	0.0219	0.0225	0.0215
(d)	40	1.813	0.0313	0.0315	0.0308

图 2 给出了表 1 中当 $EO = 10$, $Mo = 0.4535$ 以及 $EO = 40$, $Mo = 1.813$ (对应 (b), (d) 两种情况) 时对应的气泡上升的速度变化趋势, 并与 Alizadeh 等^[19] 的数据进行对比. 从图 2 中可以看出, 本文得到的速度变化趋势与 Alizadeh 等得到的结果基本一致. 具体地说, 当 EO 数较小时 ($EO = 10$), 演化初期气泡速度在浮力作用下迅速增加, 随着浮力、表面张力以及黏性力达到平衡, 气泡速度基本稳定. 当 EO 数较大时 ($EO = 40$), 演化初期气泡上升速度的增加速率更快, 达到的极值更大. 当气泡上升速度达到最大值时, 由于气泡变形更加明显, 因此会在表面张力的作用下, 出现速度值略微下降的现象^[19], 此后各项力之间达到平衡, 气泡上升速度近似不变.

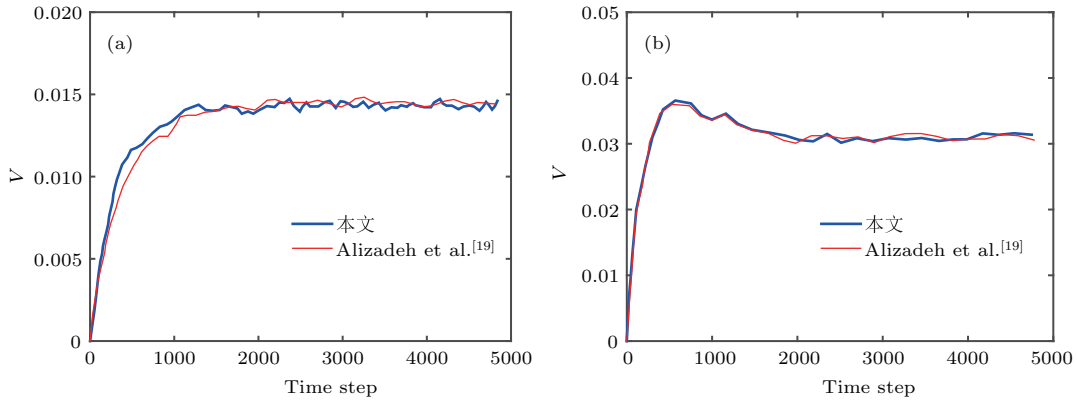


图2 由本文和 Alizadeh 等(文献 [19]) 得到的气泡上升速度 (a) $Eo = 10$; (b) $Eo = 40$

Fig. 2. Bubble rising velocities obtained by the present study and by Alizadeh et al. (Ref.[19]): (a) $Eo = 10$; (b) $Eo = 40$.

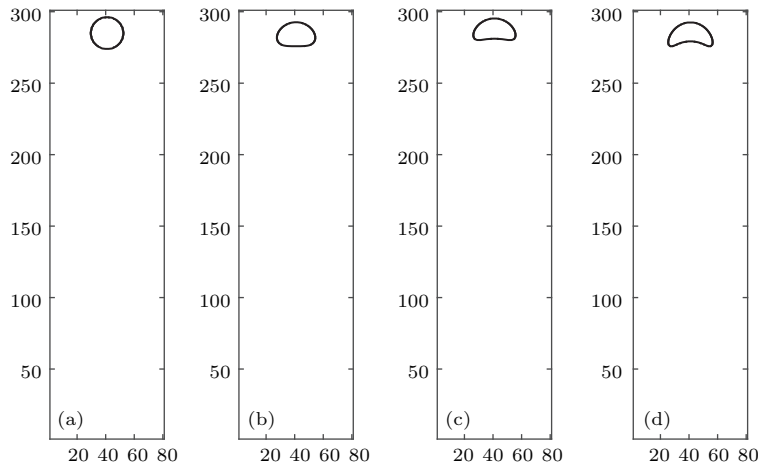


图3 不同条件下气泡到达微通道终端时的形状 (a) $Eo = 5$; (b) $Eo = 10$; (c) $Eo = 20$; (d) $Eo = 40$

Fig. 3. Bubble shapes at the micro-channel terminal under different conditions: (a) $Eo = 5$; (b) $Eo = 10$; (c) $Eo = 20$; (d) $Eo = 40$.

为了进一步验证本文模型, 图3展示了不同 Eo 数下, 气泡到达通道终端时的形状. 从图3中可以看出, 当 $Eo = 5$ 时, 气泡上升过程中基本保持初始圆形, 而随着 Eo 数的增加, 气泡在上升过程中会出现更加明显的形变. 此现象与文献 [12, 35] 得到的结果一致.

4 物理问题描述

本文研究的物理问题如图4所示. 微通道宽度和高度分别为 L_x 和 L_y , 微通道内黑色半圆区域代表障碍物, 其半径为 R_1 , 蓝色圆形区域为初始在通道内的气泡, 其密度为 ρ_g , 半径为 R_2 , 圆心为 (x_c, y_c) , 其中 x_c 为微通道水平方向的中心位置, y_c 为通道高度的五分之一, 其余白色区域充满密度为 ρ_l 的液体. 在流体流动的 y 方向施加浮力

$\mathbf{G} = (\rho - \rho_l)g$. 该问题采用的边界条件与3.2节相同.

在下文分析中, 为了说明气泡的运动特性, 引入两个参数: 剩余质量百分比 Rq 和 t 时刻气泡在 y 方向的上升速度 $v_b(t)$. 剩余质量百分比为到达

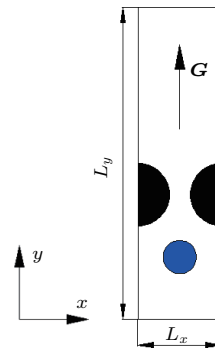


图4 模拟问题示意图

Fig. 4. Schematic illustration of simulation problem.

微通道终端的气泡质量占初始气体质量的百分比, 这里需要指出的是到达微通道终端的气泡质量即剩余气泡质量可以由初始气泡总质量减去残留在障碍物表面的气相质量得到, 也可由气泡穿过障碍物到达微通道终端时所占据的气相区密度求和得到, 其中气相区为密度 ρ 小于 $0.5 \cdot (\rho_l + \rho_g)$ 的区域; 而 t 时刻气泡上升速度定义为气泡垂直方向的上升速度 $v_b(t) = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_x v(\mathbf{x}, t)^2}$, 其中 \mathbf{x} 代表 t 时刻被气泡占据的格点位置, $v(\mathbf{x}, t)$ 代表 t 时刻气泡在 \mathbf{x} 点垂直方向上的速度, N 代表此时刻被气泡占据的所有格点数. 在本文中取 $\sqrt{g/d}$ 为特征时间对时间进行无量纲化, 在下文中无量纲时间用 T 表示.

5 数值结果与分析

5.1 润湿性的影响

本小节主要研究障碍物表面润湿性不同时的气泡运动特性. 数值模拟中分别考虑接触角 $\theta = 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 82^\circ, 85^\circ, 90^\circ, 100^\circ, 110^\circ, 120^\circ, 130^\circ, 140^\circ, 150^\circ$ 的情况, 其他参数设置如下: L_x 和 L_y 分别设置为 160 和 600 格子单位, $Eu = 10, Mo = 0.4535, R_1 = 60, R_2 = 32, \rho_l = 0.5, \rho_g = 0.1, \mu_l = 0.05$.

图 5 给出了接触角 $\theta = 60^\circ$ 时气泡上升速度演化图 and 对应速度极值的气泡运动瞬时图. 从图 5 中可以看出, 在气泡的运动过程中, 速度呈波浪形变化, 依次出现增加-减小-增加-减小-增加-减小-基本不变几个阶段 (与文献 [20] 中气泡穿过方形障碍物通道时得到的结果类似), 对应两个极小值和三个极大值, 这些速度极值点均发生在气泡穿过通道较窄部分的过程中. 具体而言, 演化过程初期, 在浮力作用下, 气泡速度逐渐增加, 在 $T = 1.40$ 时, 气泡靠近障碍物表面, 通道截面积减小, 气泡运动受到阻碍, 其速度开始减小. 速度减小趋势一直持续到 $T = 3.76$, 此时气泡顶部刚刚穿过通道最窄部分, 随后气泡受到的阻碍力减小, 气泡上升速度开始增加. 在 $T = 6.86$ 时, 气泡底部也穿过了通道最窄部分, 随着通道截面积的增加, 气泡在表面张力作用下变形, 气泡上升速度开始减小, 直至气泡前端接近球形 (此时 $T = 7.82$), 之后气泡形状变化不明显, 其速度在浮力作用下增加, 而在 $T = 8.70$ 时, 气泡与障碍物脱离 (速度对应第三个极大值). 由于气泡脱离障碍物时, 与障碍物表面接触部分生成两

个较长的“小触须”, 发生严重变形, 导致气泡与障碍物脱离之后在表面张力作用下收缩, 其速度出现下降趋势. 随着气泡形状变化越来越小, 气泡上升速度趋于稳定 ($T = 11.43$ 之后), 此情况与文献 [8] 中气泡受浮力上升、速度最终会趋于稳定的情况类似.

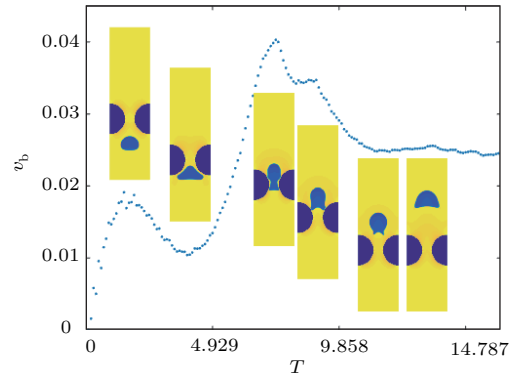


图 5 接触角 $\theta = 60^\circ$ 时对应的气泡上升速度演化图和运动瞬时图
Fig. 5. Time histories of the bubble velocity and the snapshots of the bubble at extreme positions under $\theta = 60^\circ$.

与气泡的速度轨迹对应, 其形状也发生了巨大的变化. 由于浮力的作用, 初始圆形气泡在上升速度出现第一次极大值时变成了下凹的球冠形. 此时气泡除了受到向上的浮力作用外, 还受到障碍物的挤压力, 因此气泡发生变形以穿过通道较窄部分. 气泡在穿过通道较窄部分过程中, 由于障碍物表面亲水而疏气, 与障碍物表面始终存在明显的间隔, 并且在穿过通道时与障碍物表面接触面积较少. 一旦大部分气泡穿过障碍物之间的通道, 即快速与半圆形障碍物脱离, 恢复成下凹的球冠形稳定上升.

为了进一步说明气泡通道障碍物表面润湿性对气泡动力学行为的影响, 图 6 给出了障碍物表面接触角为 120° 的气泡上升速度演化图 and 对应速度极值的运动瞬时图. 对比图 5 和图 6 可以发现, 当障碍物表面润湿性不同时, 气泡上升速度都呈波浪形变化, 速度极值点均出现在气泡通过障碍物的过程中, 而且在气泡接触障碍物之前, 不同时刻气泡上升速度的值基本一致. 因此, 这两种情况下, 气泡都是在 $T = 3.76$ 时刻挤入通道最窄处. 然而, 随着障碍物表面接触角增加, 其对气泡的黏附力增加, 气泡通过障碍物通道的上升速度减小, 所需要的时间增加. 例如, 障碍物表面接触角 $\theta = 120^\circ$ 的工况下, 气泡从开始挤入通道最窄处到穿过障碍物通道的时间为 $T = 3.76$ 至 $T = 8.55$, 比 $\theta = 60^\circ$ 时增加

了17.98%; 气泡由障碍物上部到完全脱离障碍物表面的时间为 $T = 8.55$ 到 $T = 11.06$, 比 $\theta = 60^\circ$ 时增加了185.22%. 完全脱离后的气泡上升速度变化趋势与 $\theta = 60^\circ$ 的情况类似, 都是先因气泡形状发生较大的变化, 对应的速度有所下降, 再随着气泡形状变化越来越小, 气泡上升速度趋于稳定. 气泡到达微通道终端的总时间 $T = 17.70$, 相比于 $\theta = 60^\circ$ 的情况增加了14.34%.

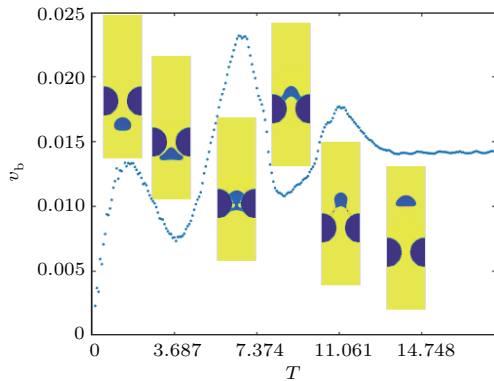


图6 接触角 $\theta = 120^\circ$ 时对应的气泡上升速度演化图和运动瞬时图

Fig. 6. Time histories of the bubble velocity and the snapshots of the bubble at extreme positions under $\theta = 120^\circ$.

从以上结果可以看出, 随着接触角的增加, 障碍物对气泡的黏附力增加, 于是气泡穿过障碍物通道所需要的时间更长, 困难性增加, 有可能造成到达通道终端的速度减小. 为了验证这一理论预测, 图7给出了气泡终端速度和通道内障碍物表面润湿性之间的关系. 从图7中可以看出, 随着障碍物表面接触角增加, 气泡的终端速度减小, 该结果验证了理论预测.

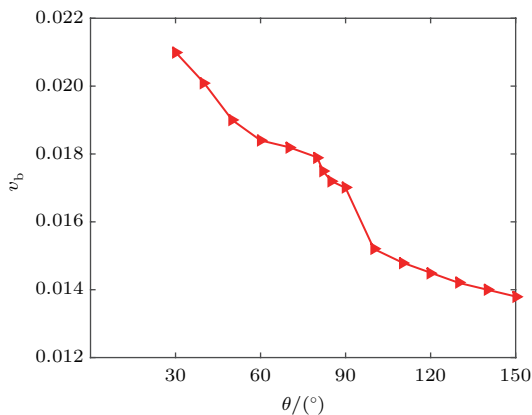


图7 不同接触角下气泡终端速度

Fig. 7. Terminal velocities of the bubble under different values of contact angle.

此外, 对比图5和图6还可以发现, 当接触角较大时, 由于障碍物对气泡的黏附力增加, 气泡在通过障碍物之间的通道时, 与障碍物表面基本贴合, 气泡形状变化出现较大不同. 例如, 在障碍物表面接触角 $\theta = 120^\circ$ 时, 气泡底部通过通道最窄部分时变形严重, 底部两侧分别出现小圆孔; 气泡整体通过障碍物通道并将要脱离障碍物表面时, 其底部被拉伸, 出现“拱门”形状. 为了更清晰地说明障碍物表面润湿性对气泡形状的影响, 图8给出了障碍物表面接触角为 150° 时的气泡运动瞬时图. 从图8中可以看出, 由于接触角的进一步增加, 气泡受到的黏附力增大, 在通过障碍物之间的通道时, 其两侧与障碍物表面完全接触, 孔隙消失; 在气泡脱离障碍物过程中, 其“拱门”形状向两边拉伸更明显. 对比图5、图6和图8可以发现, 随着障碍物表面接触角的增加, 气泡完全脱离障碍物后剩余的质量更少, 说明有部分气泡残留在通道障碍物表面上.

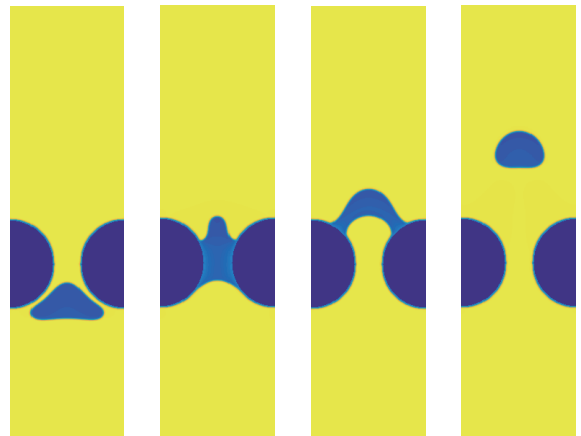


图8 接触角 $\theta = 150^\circ$ 时对应的气泡运动瞬时图 (从左到右 $T = 3.61, 6.49, 8.92, 12.09$)

Fig. 8. Snapshots of the bubble at $\theta = 150^\circ$ (from left to right $T = 3.61, 6.49, 8.92, 12.09$).

为了定性刻画障碍物表面润湿性对气泡运动剩余质量的影响, 图9给出了不同接触角时气泡剩余质量百分比 Rq . 从图9中可以看出, 当障碍物表面接触角 θ 小于或等于 82° 时, 气泡的剩余质量百分比 Rq 均为100%, 说明气泡上升过程中虽然变形严重, 但由于障碍物表面疏气, 气泡不会黏附在障碍物表面上, 而是完整地到达微通道终端. 而当障碍物表面接触角 θ 等于 85° 时, 如图9中气泡运动瞬时图所示, 在气泡通过障碍物通道时, 与障碍物表面两侧紧密接触, 并受到黏附力作用, 部分残留在障碍物表面上, 气泡剩余质量百分比为87.37%.

随着障碍物表面接触角越来越大, 其对气泡的黏附力增大, 则残留在障碍物表面上的气泡质量越多, 气泡剩余质量百分比 Rq 明显下降.

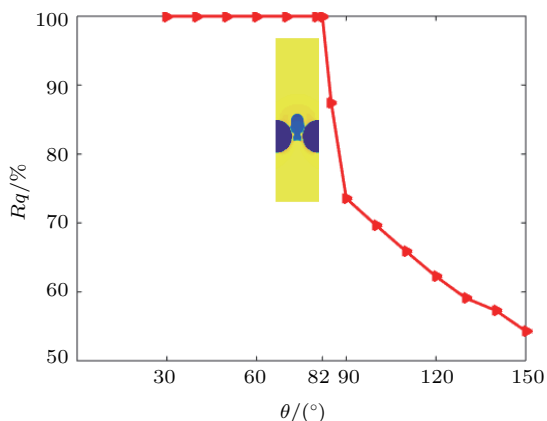


图9 不同接触角下气泡剩余质量百分比
Fig. 9. Percentage of the bubble residual mass under different values of contact angle.

5.2 浮力的影响

浮力作为驱使气泡在微通道内上升的作用力, 具有重要的研究意义, 其中上文提到的 Eo 数表征浮力与表面张力的相对大小, 本节在维持初始表面张力不变的情况下, 通过调节 Eo 数的值来得到不同的气泡运动状态, 即研究浮力对气泡在微通道内上升的影响. 在本文模拟中, 分别考虑了 Eo 数为 10, 15, 20, 25, 30, 35 和 40 七种情况. 在所有情况中, $\theta = 90^\circ$, 其他参数设置与 5.1 小节中相同.

图 10 为 $Eo = 10$ 时, 气泡上升速度演化图和对应速度极值的运动瞬时图. 从图 10 中可以看出, 在演化初期, 气泡上升速度在浮力的作用下逐渐增加, 当气泡靠近障碍物时, 受到障碍物的阻碍作用, 其上升速度开始减小. 随后气泡顶部挤过通道最窄部分其速度又逐渐增加, 当所有气泡都穿过障碍物通道最窄部分时, 由于通道截面的增加, 其在表面张力作用下开始变形, 对应的上升速度减小. 随着气泡的形状趋近于圆形, 表面张力的影响减弱, 上升速度再次增加, 气泡发生分裂现象, 一部分残留在障碍物表面上, 另一部分继续上升且形状逐渐恢复成下凹的球冠形, 出现速度下降现象, 此后气泡形状变化越来越小, 气泡上升速度趋于稳定. 该现象与上一小节现象一致.

图 11 为 $Eo = 30$ 时, 气泡上升速度演化图和对应速度极值的运动瞬时图. 对比图 10 和图 11 可以发现, Eo 数的增大造成气泡上升速度变化趋势

以及界面动力学行为出现显著的不同. 一方面, 当 $Eo = 10$ 时, 气泡的上升速度相对较低, 在运动过程中出现三个极大值、两个极小值的情况, 而当 $Eo = 30$ 时, 浮力相对于表面张力增加, 气泡穿过障碍物通道的过程中与障碍物有明显的间隙, 更容易通过障碍物通道, 而且由于表面张力作用减弱, 气泡通过障碍物通道后不再出现因为变形而导致速度减小的趋势, 在运动过程中速度只出现两个极大值, 一个极小值. Eo 数的增大使得气泡在运动过程中整体上升速度增加, 到达微通道终端所需时间减少, 当 $Eo = 30$ 时, 气泡会在 $T = 13.89$ 时刻到达通道终端, 而对应 $Eo = 10$ 时, 气泡会在 $T = 16.52$ 时刻到达通道终端. 另一方面, Eo 数不同时气泡的界面动力学行为也有较大不同.

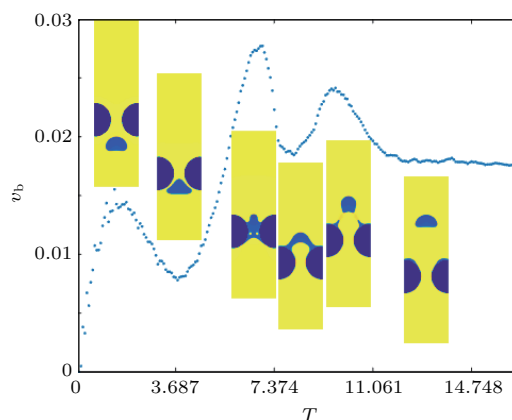


图 10 $Eo = 10$ 时对应的气泡上升速度演化图和运动瞬时图
Fig. 10. Time histories of the bubble velocity and the snapshots of the bubble at extreme positions under $Eo = 10$.

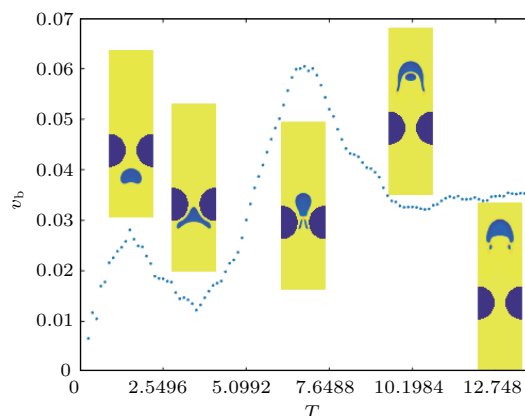


图 11 $Eo = 30$ 时对应的气泡上升速度演化图和运动瞬时图
Fig. 11. Time histories of the bubble velocity and the snapshots of the bubble at extreme positions under $Eo = 30$.

当 $Eo = 10$ 时, 气泡紧贴障碍物壁面上升, 在大部分气泡通过通道最窄处时, 气泡底部形成两个“小圆孔”($T = 7.01$), 此后气泡发生严重变形, 逐渐形成一个类似“拱门”的形状. 随后, 在浮力作用下气泡发生分裂行为($T = 9.59$), 一部分残留在障碍物表面上, 另一部分则继续上升, 完全脱离后的气泡在浮力作用下开始变形并逐渐恢复成下凹的球冠形. 当 $Eo = 30$, 气泡逐渐挤入障碍物通道时($T = 3.56$), 受到的浮力更大, 气泡下半部分变形更加剧烈, 变形的弧度更明显, 而且在气泡通过障碍物通道的过程中, 上半部分基本不会与障碍物有接触, 而下半部分在较大的浮力和一定的障碍物挤压力下, 生成两个较长的“小触须”. 随着时间演化, 有一部分“小触须”穿过障碍物表面, 另一部分残留在障碍物表面上, 穿过的“小触须”在表面张力的作用下, 重新形成球冠状随大气泡一起上升, 初始两者并未融合, 随着时间演化由“小触须”形成的那部分追上了上部分大气泡, 两气泡合并后一起上升.

图 12 给出了不同 Eo 数下, 气泡经障碍物通道到达微通道终端的剩余质量百分比 Rq . 从图 12 中可以看出, 剩余质量百分比 Rq 随 Eo 数增大基本呈对数形式增加. 当 $Eo = 10$ 时, 剩余质量百分比 $Rq = 73.26\%$, 在此情况下, 由于浮力相对于表面张力给予气泡的作用力并不明显, 气泡在经过障碍物表面时, 在浮力、表面张力和障碍物阻力共同作用下, 发生破裂, 破裂的气泡会残留在障碍物表面上. 随着浮力逐渐增加, 开始在整个力场占据主导地位, 气泡能相对顺利地通过障碍物通道, 从而破裂后残留在障碍物表面的气泡越来越少, 其剩余质量百分比 Rq 增加. 当浮力增加到一定值 ($Eo = 30$)

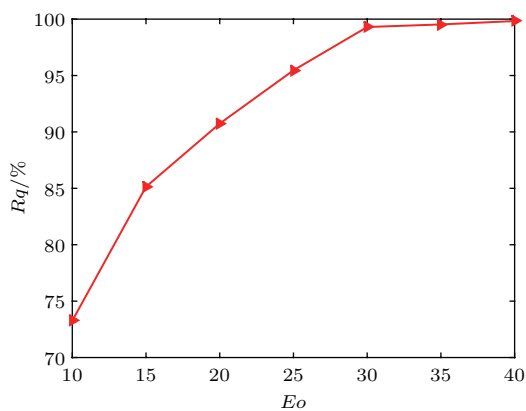


图 12 不同 Eo 数下气泡剩余质量百分比
Fig. 12. Percentage of the bubble residual mass obtained under different Eo numbers.

时, 气泡整体基本能完整地通过障碍物通道, 气泡剩余质量百分比 Rq 基本保持不变. 图 13 给出了不同 Eo 数对气泡终端速度 v_b 的影响. 从图 13 中可以看出, 随着 Eo 数的增加, 气泡终端速度 v_b 的变化也基本呈现对数形式增加. 当 Eo 数较小时, 气泡到达微通道终端的终端速度 v_b 随着 Eo 数增加得较快, 当增加到一定值 ($Eo = 30$) 时, 增长速度逐渐放缓.

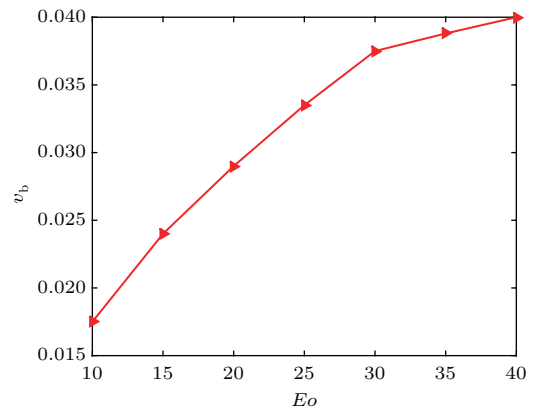


图 13 不同 Eo 数下气泡的终端速度
Fig. 13. Terminal velocities of the bubble under different Eo numbers.

5.3 障碍物尺寸的影响

障碍物作为微通道结构中重要的一环, 其尺寸的改变会对气泡运动造成重要的影响, 本节分析不同障碍物半径大小 ($R_1 = 50, 55, 60, 65, 70$) 对气泡运动的影响. 数值模拟中 $Eo = 15, Mo = 0.6802, \theta = 90^\circ$, 其余参数设置与 5.1 小节相同.

图 14 给出了障碍物半径为 60 和 70 时, 气泡上升速度演化图 and 对应速度极值的运动瞬时图. 从图 14 中可以看出, 在气泡未到达障碍物通道前, 气泡的上升速度变化趋势基本相同; 在进入障碍物通道后, 由于障碍物尺寸不同, 气泡上升速度的值出现明显的不同. 例如当 $R_1 = 60$ 时, 气泡在通过障碍物通道过程中, 受到障碍物的阻碍作用, 上升速度由 0.0403 下降到 0.0342; 当 $R_1 = 70$ 时, 气泡受到的阻碍更大, 气泡上升速度由 0.0278 下降到 0.0108. 在气泡脱离障碍物表面并上升到微通道终端的过程中, 不同障碍物半径对应的气泡上升速度变化趋势也不相同, 比如当 $R_1 = 60$, 气泡整体脱离障碍物时, 气泡上升速度略微下降后出现振荡, 之后因形状剧烈变化造成速度持续下降, 直到形状稳定后 (图 14(a) $T = 10.38$), 速度逐渐趋于稳定;

当 $R_1 = 70$ 时, 由于气泡通过障碍物通道时受到的阻力较大, 则气泡与障碍物脱离时上升速度较小, 随后在浮力的作用下, 速度略有上升, 再因表面张力作用产生剧烈变形, 变成下凹的球冠形, 速度略微下降, 再度趋于平稳(图 14 (b) 中 $T = 16.56$ 时). 障碍物半径的增加使得气泡通过障碍物通道更加困难, 到达微通道终端的时间增加. 当半径 R_1 分别为 60 和 70 时, 气泡到达微通道终端的时间分别为 $T = 16.17$ 和 $T = 24.84$.

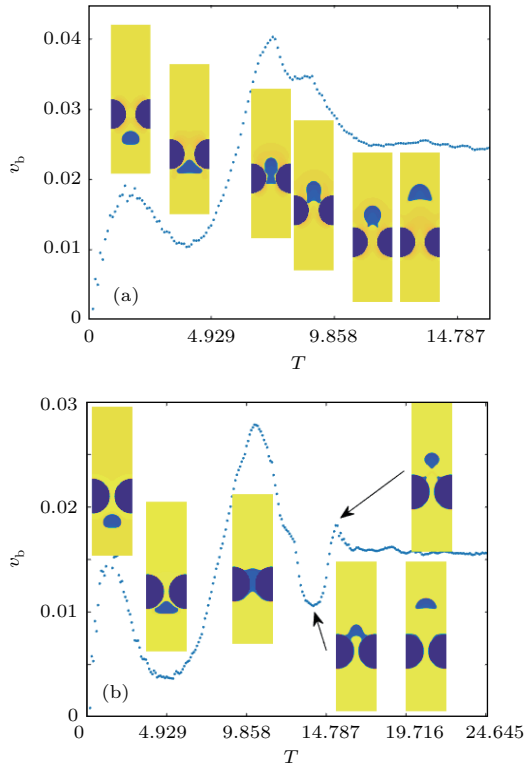


图 14 障碍物半径不同时得到的气泡上升速度演化图和运动瞬时图 (a) $R_1 = 60$; (b) $R_1 = 70$
 Fig. 14. Time histories of the bubble velocity and the snapshots of the bubble under different values of radius: (a) $R_1 = 60$; (b) $R_1 = 70$.

相对应的, 气泡形状的变化也会因障碍物尺寸不同而出现变化. 在气泡挤入障碍物之间的通道后, 半径为 60 的情况中, 气泡在通过障碍物通道时, 与障碍物表面之间有一定的间隙, 气泡能较完整地通过障碍物通道, 并以半圆形状继续上升; 而半径为 70 的情况中, 气泡完全紧贴障碍物表面上升, 随后会出现“拱门”形状, 且当气泡通过障碍物通道后, 有部分气泡残留在障碍物表面, 该情形下脱离后的气泡明显更小.

为进一步说明障碍物尺寸对气泡运动的影响, 图 15 和图 16 展示了不同障碍物半径下, 气泡剩余质量百分比 Rq 以及气泡终端速度 v_b 的变化趋势.

从图 15 中可以看出, 气泡剩余质量百分比 Rq 的变化趋势表现为初期下降较慢而后期下降较快, 这是因为障碍物半径较小时, 大部分气泡能较顺利地通过障碍物通道, 而随着障碍物半径增加到 60 以上时, 气泡运动过程中受到的阻力增加, 有相当一部分气泡破裂后残留在障碍物表面上, 剩余质量百分比 Rq 随障碍物半径增加而迅速下降. 从图 16 中可以看出, 气泡终端速度随着障碍物半径的增加而近似呈线性减小, 这是由于障碍物半径的增加, 使得气泡通过障碍物通道更加困难, 产生的变形更严重, 从而终端速度降低.

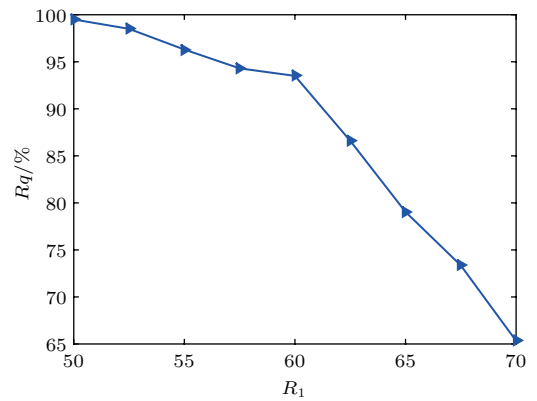


图 15 不同障碍物尺寸下气泡剩余质量百分比
 Fig. 15. Percentage of the bubble residual mass obtained for different sizes of the obstacle.

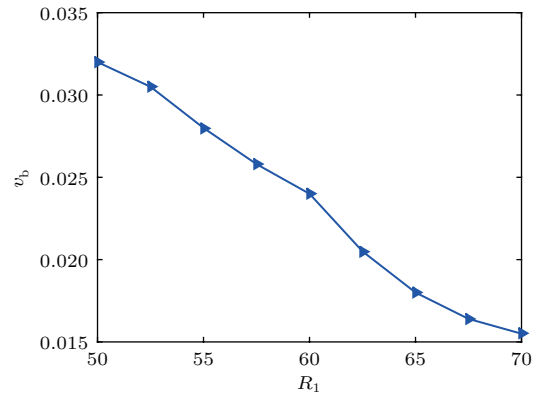


图 16 不同障碍物尺寸下气泡终端速度
 Fig. 16. Terminal velocities of the bubble for different sizes of the obstacle.

5.4 气泡初始位置的影响

本小节研究气泡初始位置对气泡运动情况的影响. 如图 17 所示, 初始气泡圆心位置为 (x_d, y_c) , x_d 为距离左壁面的 R_2 位置, y_c 则仍为微通道高度的五分之一, 在数值模拟中考虑不同的 EO 数情况:

$Eo = 10, 15, 20, 25, 30, 35$ 和 40 . 在所有情况中, $\theta = 90^\circ$, 其他参数以及边界条件设置同 5.1 小节.

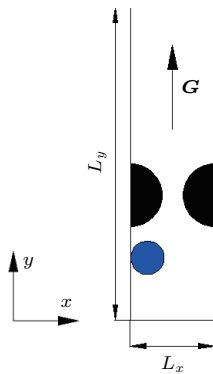


图 17 模拟问题对比示意图

Fig. 17. Comparison of schematic simulation problem.

图 18 给出了气泡初始位置圆心为 (x_a, y_c) 情况下的气泡上升速度变化趋势以及对应速度极值的运动瞬时图(对应 $Eo = 10$). 与图 10 相比, 可以发现气泡初始放置在一侧时对应的上升速度变化趋势与气泡放置在管道中间时基本一致, 同样出现三个极大值点和两个极小值点, 但整体的上升速度均小于初始放置在通道中间的气泡上升速度, 此情况与文献 [20] 给出的不同气泡初始位置的速度变化趋势类似. 其中, 气泡初始受浮力上升并即将挤入障碍物之间的通道时, 初始气泡放置在一侧的情况下, 气泡受到障碍物(尤其是左侧障碍物)的阻力更大, 因此上升速度相对较低, 气泡放置在一侧对应的上升速度值为 0.0116 , 而气泡放置在管道中间对应的上升速度值为 0.0165 . 相应地, 在通过障碍物通道的过程中, 初始气泡放置在一侧的情况下, 对应气泡受到的阻力更大, 上升速度由 0.0209 下降到 0.0073 , 而气泡放置在管道中间的情况中, 上升速度由 0.0285 下降到 0.0182 . 两者到达微通道终端的终端速度也存在明显差异, 气泡放置在一侧对应的终端速度为 0.0128 , 气泡放置在中间对应的终端速度为 0.0179 .

从图 18 中还可以看出, 演化初期由于气泡受力不平衡, 在进入通道内最狭窄部分时, 气泡已经发生了破裂现象, 且在 $T = 8.41$ 时有少部分气泡会残留在微通道的左侧障碍物表面上. 由于气泡进入障碍物通道时, 左侧的障碍物与气泡的接触面积始终较大, 在通过障碍物通道的过程中, 左侧障碍物的阻力作用更明显, 形成了整体偏左的“拱门”形状(此时 $T = 11.72$). 随后在浮力和表面张力的共同作用下, 气泡逐渐与障碍物脱离, 有相当一部分气泡残留在障碍物表面上(此时 $T = 15.19$), 而脱离

的气泡继续上升, 其形状慢慢恢复成为向左下方倾斜的球冠形, 最终移动到微通道水平中心线位置并沿着水平中心线继续上升, 但由于脱离气泡在挤出障碍物时, 形状不对称, 因此气泡到达微通道终端时仍会出现左右不对称现象. 由此情况可以看到气泡与障碍物表面接触更普遍, 障碍物的阻力作用更加明显, 因此气泡变形更严重, 上升过程更加困难, 破裂并残留在障碍物表面的气泡更多.

图 19 给出了两种气泡初始位置下, 剩余质量百分比 Rq 随 Eo 数的变化趋势. 从图 19 中可以发现, 初始气泡位置不同时, 其剩余质量百分比 Rq 整体趋势类似, Rq 首先随 Eo 数增大而增加, 然后再趋于稳定, 但当气泡初始放置在通道一侧时, 剩余质量百分比 Rq 相对较小. 发生该现象是由于气泡初始放置在一侧时, 上升过程中受力严重不平衡,

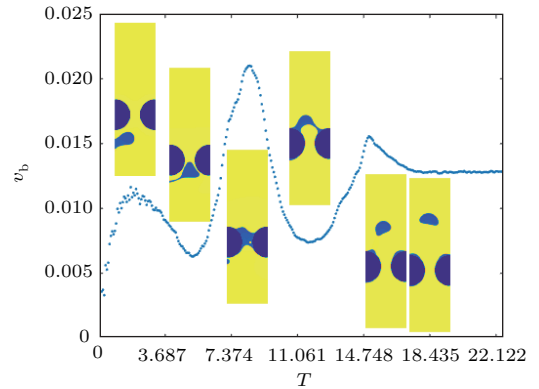


图 18 气泡初始放置在左侧时气泡上升速度演化图和运动瞬时图 ($Eo = 10$)

Fig. 18. Time histories of the bubble velocity and the snapshots of the bubble at extreme positions when the bubble is initially set at the left side of the channel ($Eo = 10$).

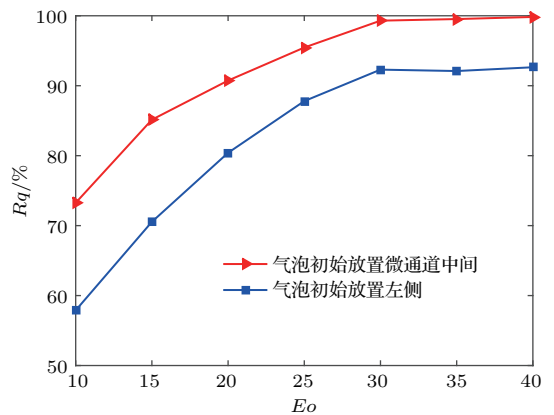


图 19 不同的气泡初始位置下气泡剩余质量百分比
Fig. 19. Percentage of the bubble residual mass for different initial positions of the bubble.

因此变形现象更严重, 表现为气泡上升过程中基本需完全接触左侧半圆形障碍, 受到障碍物的阻力更明显, 残留更多的气泡在障碍物表面, 因此气泡的剩余质量百分比 Rq 相对较小. 图 20 给出了两种不同气泡初始位置下, 气泡终端速度 v_b 随 Eo 数的变化趋势. 从图 20 中可以清晰地看到, 气泡初始位置不同时气泡终端速度 v_b 的趋势基本一致, 但气泡初始放置在一侧的情况中, 气泡在上升过程中受到障碍物阻力更大, 因此终端速度 v_b 相对较小, 与文献 [20] 中得到的结论一致.

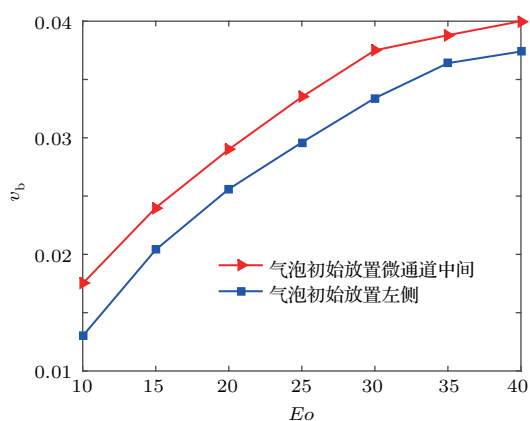


图 20 不同的气泡初始位置下气泡终端速度

Fig. 20. Terminal velocities of the bubble for different initial positions of the bubble.

6 结 论

采用 LBM 研究了复杂微通道内气泡在浮力作用下上升的运动特性, 主要研究了障碍物表面润湿性、浮力大小、障碍物尺寸、初始气泡位置对气泡上升过程中的变形、分裂、合并等动力学行为以及气泡瞬时速度、终端速度以及气泡剩余质量等宏观特性的影响, 得出以下主要结论.

1) 障碍物表面润湿性表现为亲水时, 气泡基本可以完整地通过障碍物通道; 障碍物表面润湿性表现为中性或者亲气时, 气泡通过障碍物通道时会发生分裂行为并有部分气泡残留在障碍物表面上, 且随着障碍物表面润湿性的增加, 气泡通过障碍物通道时变形越严重, 残留气泡质量越大, 同时气泡的上升速度和终端速度越小.

2) 随着浮力增加, 通过微通道的气泡质量和气泡终端速度均近似呈对数形式增长.

3) 随着障碍物半径增加, 气泡残留在其表面上的质量增加, 趋势表现为初期增加较慢而后期增加

较快, 气泡终端速度随着障碍物半径的增加而近似线性减小.

4) 当气泡的初始位置偏离管道中心时, 气泡在上升过程中受力严重不平衡, 因此气泡变形更明显, 且此时当气泡穿过障碍物时, 残留在障碍物表面以及气泡与障碍物表面接触面上的质量更多, 气泡上升速度以及终端速度更小.

参考文献

- [1] Yang G Q, Du B, Fan L S 2007 *Chem. Eng. Sci.* **62** 2
- [2] Gu Y L, Wang H Y, Wu Y, Jiang H H, Zheng J P, Xing X B, Zhu D B 2014 *Acta Laser Biol. Sin.* **23** 289 (in Chinese) [古颖龙, 王海燕, 吴羽, 姜恒和, 郑嘉鹏, 邢晓波, 朱德斌 2014 激光生物学报 **23** 289]
- [3] Li L, Li B 2016 *JOM* **68** 2160
- [4] Cuesta P D L, Keijzers L, Wielen L A M V D, Cuellar M C 2018 *Biotechnol. J.* **13** 1700478
- [5] Zhang Y H, Lu D G, Wang Z Y, Wu G H, Fu X L, Yang Y H 2016 *At. Energy Sci. Technol.* **50** 1763 (in Chinese) [张钰浩, 陆道纲, 王忠毅, 吴广皓, 傅孝良, 杨燕华 2016 原子能科学技术 **50** 1763]
- [6] Bhaga D, Weber M E 1981 *J. Fluid Mech.* **105** 61
- [7] Weber M E, Bhaga D 1982 *Chem. Eng. Sci.* **37** 113
- [8] Hua J, Lou J 2007 *J. Comput. Phys.* **222** 769
- [9] Ai X P, Ni B Y 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 234702 (in Chinese) [艾旭鹏, 倪宝玉 2017 物理学报 **66** 234702]
- [10] Maxworthy T, Gnann C, Kürten M, Durst F 1996 *J. Fluid Mech.* **321** 421
- [11] Rensen J, Roig V 2001 *Int. J. Multiphase Flow.* **27** 1431
- [12] Takada N, Misawa M, Tomiyama A, Hosokawa S 2001 *J. Nucl. Sci. Technol.* **38** 330
- [13] Sussman M, Smereka P, Osher S 1994 *J. Comput. Phys.* **114** 146
- [14] Baltussen M W, Kuipers J A M, Deen N G 2014 *Chem. Eng. Sci.* **109** 65
- [15] Fakhari A, Rahimian M H 2009 *Int. J. Mod. Phys. B* **23** 4907
- [16] Uchiyama T, Ishiguro Y 2016 *Adv. Chem. Eng. Sci.* **6** 269
- [17] Salcedo E, Treviño C, Palacios-Morales C, Zenit R, Martínez-Suástegui L 2017 *Int. J. Therm. Sci.* **115** 176
- [18] Li W Z, Dong B, Feng Y J, Sun T 2014 *Numer. Heat Transfer, Part B* **65** 174
- [19] Alizadeh M, Seyyedi S M, Rahni M T, Ganji D D 2017 *J. Mol. Liq.* **236** 151
- [20] Yi J, Xing H 2017 *Chem. Eng. Sci.* **161** 57
- [21] Fu C X 2016 *Petro Chem. Equip.* **19** 86 (in Chinese) [付承祥 2016 石油和化工设备 **19** 86]
- [22] Gunstensen A K, Rothman D H, Zaleski S, Zanetti G 1991 *Phys. Rev. A* **43** 4320
- [23] Shan X, Chen H 1993 *Phys. Rev. E* **47** 1815
- [24] Shan X, Chen H 1994 *Phys. Rev. E* **49** 2941

- [25] Swift M R, Osborn W R, Yeomans J M 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 830
- [26] Swift M R, Orlandini E, Osborn W R, Yeomans J M 1996 *Phys. Rev. E* **54** 5041
- [27] He X Y, Luo L S 1997 *Phys. Rev. E* **55** 6333
- [28] He X Y, Luo L S 1997 *Phys. Rev. E* **56** 6811
- [29] He X Y, Chen S, Zhang R Y 1999 *J. Comput. Phys.* **152** 642
- [30] Carnahan N F, Starling K E 1969 *J. Chem. Phys.* **51** 635
- [31] Evans R 1979 *Adv. Phys.* **28** 143
- [32] Guo Z, Zheng C, Shi B 2011 *Phys. Rev. E* **83** 036707
- [33] Davies A R, Summers J L, Wilson M C T 2006 *Int. J. Comput. Fluid D* **20** 415
- [34] Hirt C W, Nichols B D 1981 *J. Comput. Phys.* **39** 201
- [35] Zheng H W, Shu C, Chew Y T 2006 *J. Comput. Phys.* **218** 353

Lattice Boltzmann simulations of rising bubble driven by buoyancy in a complex microchannel*

Lou Qin[†] Li Tao Yang Mo

(School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

(Received 6 July 2018; revised manuscript received 2 September 2018)

Abstract

The movement of bubbles in the viscous fluid is a typical process in many industrial applications, such as in evaporators of refrigeration cycles, petroleum refining, boiling process, steam bubble rising in boiler tubes and heat exchangers, etc. It is an important research problem in engineering and physics. Although this kind of problem has been extensively studied, their flow details are largely unknown due to the complexity of the interface dynamics, which hinders the understanding of the physical mechanism. In order to further study underlying physics of the issue, a gas bubble rising under buoyancy in a complex micro-channel is investigated by using a gas-liquid two-phase flow lattice Boltzmann method. Initially, the model as well as a classical problem of bubble rising in a smooth vertical micro-channel is tested by Laplace law. Then it is then applied to the study of a bubble rising in a complex micro-channel. Specially, the dynamic behaviors of the bubble deformation, breaking up, coalescence, and the following movement in the micro-channel are presented. The rising velocity, terminal velocity and residual mass of the bubble under the influence of micro-channel surface wettability, buoyancy force, obstacle size and the initial position of bubble are examined. The simulation results show that the surface wettability of the obstacle has a significant influence on the bubble motion. For smaller values of the contact angle, the whole bubble passes through the channel with obstacles successfully. For higher values of contact angle, the bubble is attracted to the obstacle surface of the micro-channel in the movement process. In this case, an appreciable deformation of the bubble is observed. After detachment, part of the bubble is attached by the obstacle surface, so only the rest of the bubble can go through the micro-channel, which leads the the bubble residual mass to decrease. Correspondingly, the rising velocity and terminal velocity of the bubble decrease with the wettability of the micro-channel obstacle increasing. On the other hand, with the increase of buoyancy force the detachment and coalescence phenomenon happen easily, and the bubble residual mass and terminal velocity increase logarithmically. Furthermore, as the radius of the obstacle structure increases, the bubble clings more tightly to the obstacle surface when it rises in the micro-channel. And the bubble residual mass decreases first slowly and then rapidly, while the bubble terminal velocity approximately decreases linearly. Finally, the numerical results also show that when the bubble is located at the sidewall initially, the variation trend of bubble rising velocity, terminal velocity and residual mass are consistent with that of initial position placed in the middle of the micro-channel, however all of the corresponding values decrease and the bubble deformation is more significant in the rising process.

Keywords: bubble rises, micro-channel, obstacle, gas-liquid two-phase flow

PACS: 47.11.-j, 47.55.Ca, 47.56.+r

DOI: 10.7498/aps.67.20181311

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51476102, 51736007).

† Corresponding author. E-mail: louqin560916@163.com