

相同尺度下气泡与复杂壁面的耦合特性研究*

史冬岩¹⁾ 王志凯^{1)†} 张阿漫²⁾

1) (机电工程学院哈尔滨工程大学, 哈尔滨 150001)

2) (船舶工程学院哈尔滨工程大学, 哈尔滨 150001)

(2014年2月18日收到; 2014年4月9日收到修改稿)

采用格子 Boltzmann 方法 (LBM) 建立了气液固三相耦合的动力学模型, 研究了相同尺度下上浮气泡与复杂壁面的相互耦合作用. 首先, 基于黏性流体理论, 通过构建一组格子 Boltzmann (LB) 方程来描述气液两相的运动, 并以 LB 离散体积力的形式计入了黏性力、表面张力和重力. 同时, 采用 LBM 中的 Half-way 反弹模型与有限差分格式相结合的方式对固壁边界进行处理. 然后, 利用本文建立的模型, 对不同特征尺寸比条件下, 气泡与考虑边缘效应的平面固壁和曲面固壁的耦合特性进行了研究. 研究发现固壁边界条件以及特征尺寸对比气泡的运动和拓扑结构的变化都具有明显的非线性影响. 最后, 研究了流体属性对气泡与复杂壁面耦合规律的影响.

关键词: 格子 Boltzmann 方法, 气泡, 复杂壁面, 气液固耦合

PACS: 47.55.dd, 47.11.Qr, 47.10.ad

DOI: 10.7498/aps.63.174701

1 引言

气泡与固体壁面间的相互作用具有十分广泛的工程应用背景和重要的科学研究意义. 无论是对螺旋桨产生的空化气泡^[1,2]、舰船附近的爆炸气泡^[3,4], 以及管道内的常压气泡^[5]的研究, 都需要对流场中气泡的动力学特性进行详细的了解和掌握. 而由于这类问题涉及到多相间的强非线性的耦合效应, 导致其成为各相关领域研究的热点和难度.

虽然, 目前已有不少关于气泡动力学的实验研究. 1978年 Clift 等^[6]综述性的研究了重力作用下在不同流体属性范围内上浮气泡的形状. Bhaga 等^[7]在 1980 年研究了不同 Morton 数 (Mo) 和 Reynolds 数 (Re) 条件下气泡在上浮过程中的形状、尾流以及速度的变化. Duineveld^[8] 和 Zhang^[9,10] 等分别通过实验研究了气泡与气泡, 气泡与自由面的耦合现象. 但受限于流体属性 (如黏

度、表面张力等) 的复杂多变性, 无法对其进行精确控制, 从而导致许多条件下的气泡研究无法通过实验来完成. 但这并没有阻挡住人们继续探究气泡运动特性的脚步, 伴随着计算流体力学 (CFD) 的发展, 科研人员发现通过将实验研究与数值研究相结合的方式可以很好的解决这一问题. 而且随着各种优秀数值算法的提出, 以及高性能计算机的出现, 数值模拟在对气泡动力学研究中起到了越来越明显的作用. 例如, Salih 等^[11]利用 Front-tracking method, 模拟了单个气泡的上浮运动. Takahira 等^[12], Zhao^[13] 和 Delnoij 等^[14] 则分别应用 Level set method, LBM, VOF 研究了气泡与气泡, 气泡与自由面间的相互作用. 总的来说, 目前关于气液、气固或者液固方面的研究已取得不少的可观成果, 但关于气液固三相耦合的研究相对少一些, 而且主要集中在气泡与无限固壁的耦合作用以及气泡与微小颗粒的耦合作用, 忽略了大尺度固壁边界条件对于耦合特性的影响. 2001年, Popinet 等^[15]研究了气泡在平板附近的脉动和射流过程.

* 中组部青年拔尖人才支持计划, 新世纪优秀人才支持计划 (批准号: NCET100054) 和国防基础科研 (批准号: B2420133001) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhikai.wa@gmail.com

2006年, Yang等^[16]综述性的探究了气液固混合溶液中液体、气泡与粒子间的相互耦合特性. 2011年, Hassan, Amaya和Ghosh等^[17-19]研究了不同直径及倾角条件下的长管内的单个及多个气泡的运动特性.

以上两类研究的一个共同特点就是气泡大小与边界的尺寸不在同一尺度上, 从而忽略了边界与边界之间的一些复杂耦合现象. 而且, 目前有关同尺度下气泡与复杂边界的耦合作用的研究有限. 针对这一问题, 本文利用基于自由能模型的格子 Boltzmann 方法, 建立了黏性流场中气泡与同尺度下复杂边界的耦合模型. 为实现气液两相边界的准确捕捉, 模型中引入了两组 Boltzmann 方程, 通过多尺度展开, 能够分别获得二阶精度的 Navier-Stokes 方程和 Cahn-Hilliard 方程. 流固边界的处理是利用在前期工作^[20]中提出的格子 Boltzmann 复杂边界处理方法. 以此为基础, 本文研究了相同尺度下, 气泡与不同特征尺寸比的带棱角边界和曲面边界的相互作用特点, 包括气泡的拓扑变形, 上下表面的迁移, 以及气泡周围的速度场和压力场. 最后, 分别针对上述两种固壁边界, 计算分析了不同流体属性 Mo , EO 条件对于耦合特性的影响规律.

2 理论与数值模型

2.1 控制方程

基于黏性流体力学理论, 对于牛顿流体在恒温、不可压流场中, 气泡的动力学特性可通过一组 Navier-Stokes(N-S) 方程和 Cahn-Hilliard 方程来描述^[21,22],

$$\partial\rho/\partial t + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\partial(\rho\mathbf{u})/\partial t + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\nabla \cdot P + \mu\nabla^2\mathbf{u} + \mathbf{F}, \quad (2)$$

$$\partial\theta/\partial t + \nabla \cdot (\theta\mathbf{u}) = \varpi\nabla^2\psi_\theta, \quad (3)$$

其中, 前两个方程表示传统的 N-S 方程, ρ , \mathbf{u} , μ 分别表示流场中流体的密度速度矢量和流体黏度, \mathbf{F} 是包括重力在内的体积力, P 为热力学压力对于一个理想系统, P_0 可通过一个状态方程来计算

$$P_0 = \nabla \cdot (\rho c_s^2). \quad (4)$$

式中 c_s 表示格子声速, $c_s = 1/\sqrt{3}$. 在非理想气体系统中, 方程(4)可被修正为

$$P = P_0 + \theta\nabla\psi_\theta = \nabla \cdot (\rho c_s^2) + \theta\nabla\psi_\theta. \quad (5)$$

其中, θ 是为追踪界面而定义的阶参数, 它的演化过程如方程(3), 即 Cahn-Hilliard 方程, 其中 ϖ 为扩散系数. 基于自由能格子 Boltzmann 模型, ψ_θ 是与气液两相边界厚度 (W), 表面张力系数 (σ), 阶参数 (θ), 以及自由能密度函数有关的化学势参数^[22],

$$\psi_\theta = \frac{12\sigma\theta^3}{W\theta^{*4}} - \frac{3\sigma}{W\theta^{*2}} \left(4\theta + \frac{W^2}{2}\nabla^2\theta \right). \quad (6)$$

式中 $\theta^* = (\rho_L - \rho_G)/2$. ρ_L, ρ_G 分别表示液相和气相的密度.

2.2 格子 Boltzmann 实现

2.2.1 N-S 方程的 LB 处理

根据 Lee 等^[23]的研究成果, 可将 Navier-Stokes 方程利用 LBM 进行离散处理,

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i\delta_t, t + \delta_t) = f_i(\mathbf{x}, t) + \frac{1}{\tau_n}(f_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t) - f_i(\mathbf{x}, t)) + \mathbf{F}_i. \quad (7)$$

其中, i 表示格子离散方向, 文中采用 D3Q19 模型, $i = 0-18$. $\mathbf{c}_i, \mathbf{F}_i$ 分别表示格子离散速度和离散体积力. δ_t 表示时间步长, τ_n 是松弛系数. $f_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)$ 是满足麦克斯韦尔分布的平衡态粒子分布函数. 对于不考虑 \mathbf{F}_i 的理想流体, 通过选取合适的 $f_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)$, 经过多尺度展开运算, 并满足以下的约束时^[24],

$$\sum_i f_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t) = \sum_i f_i(\mathbf{x}, t) = \rho, \quad (8)$$

$$\sum_i f_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)\mathbf{c}_i = \sum_i f_i(\mathbf{x}, t)\mathbf{c}_i = \rho\mathbf{u}, \quad (9)$$

$$\sum_i f_i^{(eq)}\mathbf{c}_{i\alpha}\mathbf{c}_{i\beta} = (\theta\psi_\theta + c_s^2\rho)\delta_{\alpha\beta} + \rho\mathbf{u}_\alpha\mathbf{u}_\beta. \quad (10)$$

由(7)式可以获得满足二阶精度要求的 N-S 方程^[25],

$$f_i^{(eq)} = w_i \cdot \left[\frac{P_0}{c_s^2} + \rho \left(\frac{\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} \right) \right]. \quad (11)$$

其中, w_i 为粒子沿格子离散方向分布的权重系数, $w_0 = 1/3, w_{1-6} = 1/18, w_{7-18} = 1/36$. P_0 可由(4)式获得. 对于气液两相流系统, 由于考虑了边界效应的作用, Shu 等^[22,24]对(11)式右侧的第一项进行了修正和完善. 若取 $w_i \cdot \frac{P_0}{c_s^2} = w_i \cdot A_i$, 则修正后的 A_i 为

$$A_0 = 3\rho(1 - 2c_s^2) - 6\theta\psi_\theta, \quad (12)$$

$$A_{1-18} = 3(\theta\psi_\theta + c_s^2\rho). \quad (13)$$

通过进行理想流体和非理想流体的对比, 本文考虑了表面张力和重力的作用, 并通过离散体积力 F_i 计入到模型中. 结合 Guo 等 [26] 提出的体积力的 LB 离散格式,

$$\mathbf{F}_i = \frac{w_i}{c_s^2} \left(1 - \frac{1}{2\tau_\rho} \right) \left[(\mathbf{c}_i - \mathbf{u}) + \frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})}{c_s^2} \mathbf{c}_i \right] \times (\psi_\theta \nabla \theta + g). \quad (14)$$

其中, g 为重力加速度. 其他参数与上文定义的保持一致.

2.2.2 气液固边界的 LB 处理

在本文的实现过程中, 气液固边界系统被分为气液边界和液固边界这两个子系统, 如图 1 所示. 统一采用格子 Boltzmann 单位系统, 即 $\delta l = 1$, $\delta t = 1$. 半径为 R 的气泡初始位于长方体流域内, 距离底面 60 处. 在气泡上方 S 处设置一个底面积为 $M \times M$, 高为 N 的刚体结构物 (当模拟曲面边界时, 以一个半径为 R 的球体代替). 气泡与结构物的中心轴相对偏移距离为 Δ , 文中取 $\Delta = 0$. 在重力 G 作用下, 气泡上浮并与正上方的物块发生耦合作用. 计算域的四周边界采用周期性边界条件. 流固边界的实现则是在史冬岩等 [20] 的研究成果基础上展开,

$$f_{\tilde{i}}(\mathbf{x}_f, t + \delta t) = f_i^{(eq)}(\mathbf{x}_f, t) - 6w_i \rho (\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}_{mid}). \quad (15)$$

\mathbf{x}_f 为最靠近固壁的流体粒子位置, \tilde{i} 为方向 i 的反方向, 即表示粒子与壁面碰撞后发生反弹. \mathbf{u}_{mid} 表示 \mathbf{x}_f 与其最邻近固体粒子位置 \mathbf{x}_s 连线中心处的速度, 由于固壁刚性静止, 因此,

$$\mathbf{u}_{mid} = \gamma(0.5 - \Theta)\mathbf{u}_f - \frac{(1.0 - \gamma\psi)(\Theta - 0.5)\mathbf{u}_{ff}}{(2.0 - \Theta)}, \quad (16)$$

式中, \mathbf{u}_f 表示 \mathbf{x}_f 处流体粒子速度, \mathbf{u}_{ff} 表示沿 \tilde{i} 方向与 \mathbf{x}_f 邻近的格点位置处粒子速度. 设 \mathbf{x}_f , \mathbf{x}_s 间的连线与固壁的交点为 \mathbf{x}_w , 则 $\Theta = |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_w|/|\mathbf{x}_f - \mathbf{x}_s|$. $\psi = 1.0 - \Theta$, 权重系数 $\gamma = 0.5$.

通过构建另一组格子 Boltzmann 方程来求解 Cahn-Hilliard 方程, 实现对气液边界的追踪. 相对于传统意义上的格子 Boltzmann 方程的结构, 即不考虑体积力的 (7) 式, 在 2002 年, Succi 等 [27] 提出了一种考虑邻近格点间粒子传递效率的修正格式,

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta t, t + \delta t)$$

$$= q \cdot g_i(\mathbf{x}, t) + (1 - q) \cdot g_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta t, t) + \frac{g_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t) - g_i(\mathbf{x}, t)}{\tau_\theta}. \quad (17)$$

其中, $g_i(\mathbf{x}, t)$ 同样表示粒子密度分布函数, 与 $f_i(\mathbf{x}, t)$ 不同的是, 与之相对应的宏观变量阶参数 θ . τ_θ 是该格子 Boltzmann 方程中的松弛系数, q 是控制格点间粒子传递效率的参数, $q = \frac{2}{1 + 2\tau_\theta}$. 当 $q = 1$ 时, (17) 式可转化为传统的格子 Boltzmann 方程. 以 (17) 式为基础, 史冬岩等 [28] 计入了碰撞项的差分松弛, 并根据 Lee 等 [23] 的研究成果, 通过引入中间量 $g_i^{(mid)}(\mathbf{x}, t)$, 将单步碰撞项转化为两步操作, 使表达更为清晰, 编程实现更容易.

$$g_i^{(mid)}(\mathbf{x}, t) = g_i(\mathbf{x}, t) + \frac{1}{\tau_\theta} (g_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t) - g_i(\mathbf{x}, t)),$$

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta t, t + \delta t) = (1 - q)g_i^{(mid)}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta t, t) + qg_i^{(mid)}(\mathbf{x}, t). \quad (18)$$

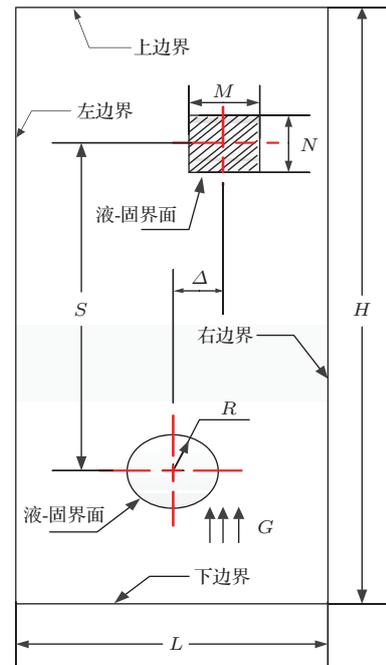


图 1 物理模型示意图

Huang 等 [24] 验证了只需 D3Q7 网格结构便能达到既节省计算资源又可通过上述方程获得二阶精度的 Cahn-Hilliard 方程的效果. 因此, 本文同样采用 D3Q7 网格结构, 平衡分布函数 $g_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)$ 的 0, 1, 2 阶矩的约束下 [24],

$$g_0^{(eq)} = 13\Gamma\psi_\theta + \theta + \frac{1}{2q}\theta\mathbf{c}_i\mathbf{u},$$

$$g_{1-6}^{(eq)} = \frac{1}{2}\Gamma\psi_\theta + \frac{1}{2q}\theta\mathbf{c}_i\mathbf{u}, \quad (19)$$

式中, Γ 是与 Cahn-Hilliard 方程中迁移速率 ϖ 有关的参数, $\Gamma = \frac{2\varpi}{(2\tau_\theta q^2 - q)}$. 初始情况下,

$$\theta(\mathbf{x}, y, z) = \frac{\rho_L - \rho_G}{2} \times \tanh \frac{2(\sqrt{(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} - R_0)}{W},$$

其中 (\mathbf{x}, y, z) 为流域内格点的坐标位置, (\mathbf{x}_0, y_0, z_0) 为气泡中心的初始位置.

3 结果与讨论

3.1 模型对比验证

首先, 采用经典的 Laplace 定律验证了本文建立的气泡动力学模型的正确性. 为统一对流体属性的描述, 文中定义了三个无量纲参数 Eo , Mo , Re [22],

$$\begin{aligned} Eo &= \frac{4g(\rho_L - \rho_G)R^2}{\sigma}, \\ Mo &= \frac{g(\rho_L - \rho_G)\mu_L^4}{\rho_L^2\sigma^3}, \\ Re &= \frac{2\rho_L V_{\text{end}}R}{\mu_L}. \end{aligned} \quad (20)$$

式中, μ_L 是液相黏度系数, R 是气泡半径, V_{end} 是上浮气泡平稳后的最终速度, 其他参数保证与上文中定义的一致.

相关的计算参数为: 计算域大小为 $120 \times 120 \times 120$, 气泡半径为 $R = 20$, $\tau_\rho = 0.6$, $\tau_\theta = 0.75$, 气泡壁厚 $W = 5.0$, $\Gamma = 100$, $Eo = 15.984$, $Mo = 0.03083$. 根据 Laplace 定律, 达到平衡时气泡内外压力差与表面张力满足

$$\Delta P = |P_{\text{in}} - P_{\text{out}}| = 2\sigma/R. \quad (21)$$

从气泡外侧一个气泡半径距离的一点为起点, 经过气泡中心, 到达气泡另一侧的一个对称点为终点, 在测量线段上阶参数 θ 的变化如图 2 所示. 从图 2 中可以看出, 在本文所建立的模型中能够成功实现对大密度比气液边界的捕捉, 且与理论值符合良好.

为进一步验证本模型与理论值的匹配情况, 本文分别模拟实验了 $Eo = 15.984$ 条件下, $R = 10, 15, 20, 25$, 相应的 $Mo = 0.1973, 0.0877, 0.0493, 0.0316$ 时气泡内外的压力差 ΔP , 如图 3 所示. 从图 3 中可发现, 从本文模型中获得的测量值与理论值符合良好, 进一步验证了本模型对气液边界的俘获能力.

对于流固边界处理的验证, 此处不再赘述, 详细介绍说明可参阅史冬岩等的成果 [20]. 模型中三维气液边界的处理是作者对前期关于二维气液两相流研究工作 [28] 的继承和发展. 关于重力的 LB 离散的具体实现可参考 Guo 等的综述性文献 [26], 而该方法在气泡上浮方面的应用和验证可参阅文献 [28]. 同时, 为消除计算域边界对于结果的影响, 在无特殊说明的情况下, 取计算域规模为气泡直径的 3 倍 [23].

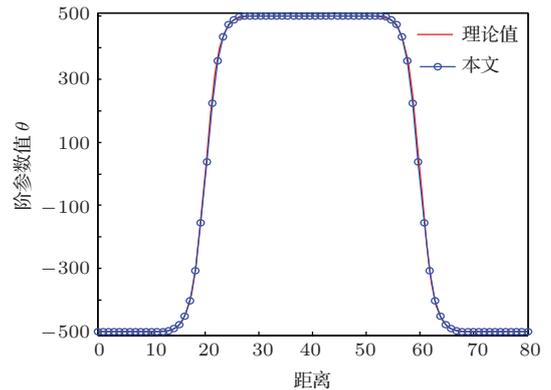


图 2 气泡稳定后, 阶参数 θ 沿气泡径向的分布验证

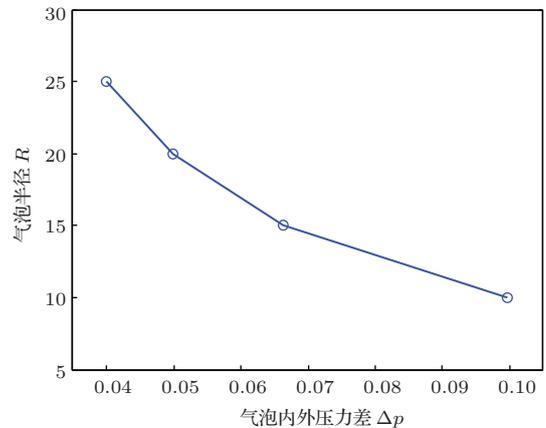


图 3 不同 Mo 值条件下, 气泡内外压力差 ΔP 与半径 R 对应关系的数值验证

3.2 气泡与平壁面的相互作用

本节主要对不同流体属性条件下, 气泡与同尺度下不同特征尺寸比 γ ($\gamma = L_s/D$, L_s 是固体结构物的特征长度, D 是气泡的初始直径) 的结构物的耦合特性进行研究. 为了减小研究变量对结果的交互影响, 以便于对规律性的现象进行总结分析, 在计算过程中本文首先研究了 $Eo = 15.985$, $Mo = 0.03083$ 条件下, 不同 λ 值对结果的影响, 然后, 研究了 $\gamma = 1.0$ 条件下, Eo, Mo 对结果的影响.

研究的一些现象与2006年Yoshino等^[29]的结果一致,但本文的研究更为详细,除气泡的拓扑结构进行了详细的描述,还对耦合过程中气泡周围的速度矢量场和压力场进行了研究分析.

3.2.1 特征尺寸比 $\gamma > 1.2$

随着特征尺寸比 γ 的增大,固壁的边缘效应对气泡的影响逐渐减弱.研究发现以 $\gamma = 1.2$ 为界,计算结果产生明显不同的两种现象.首先,本文研究了 $\gamma = 1.5$ 时的耦合过程.其中,气泡半径取

$R = 20$,计算域大小为 $120 \times 120 \times 240$,表面张力系数 $\sigma = 2.0$,迁移系数 $\Gamma = 100$,气、液相的密度分别为 $\rho_G = 1.0, \rho_L = 1000.0$,两组控制方程的松弛系数分别为 $\tau_\rho = 0.6, \tau_\theta = 0.75$,气泡的边界厚度 $W = 5.0$.不同时刻气泡表面的速度势以及与固壁的耦合过程如图4所示.由于该模型是轴对称模型,为使表达的更为清晰,在对结果进行可视化过程中,作者进行了切割处理,展示了整个模型的1/4,且该方法在以后的可视化过程中同样被采用.

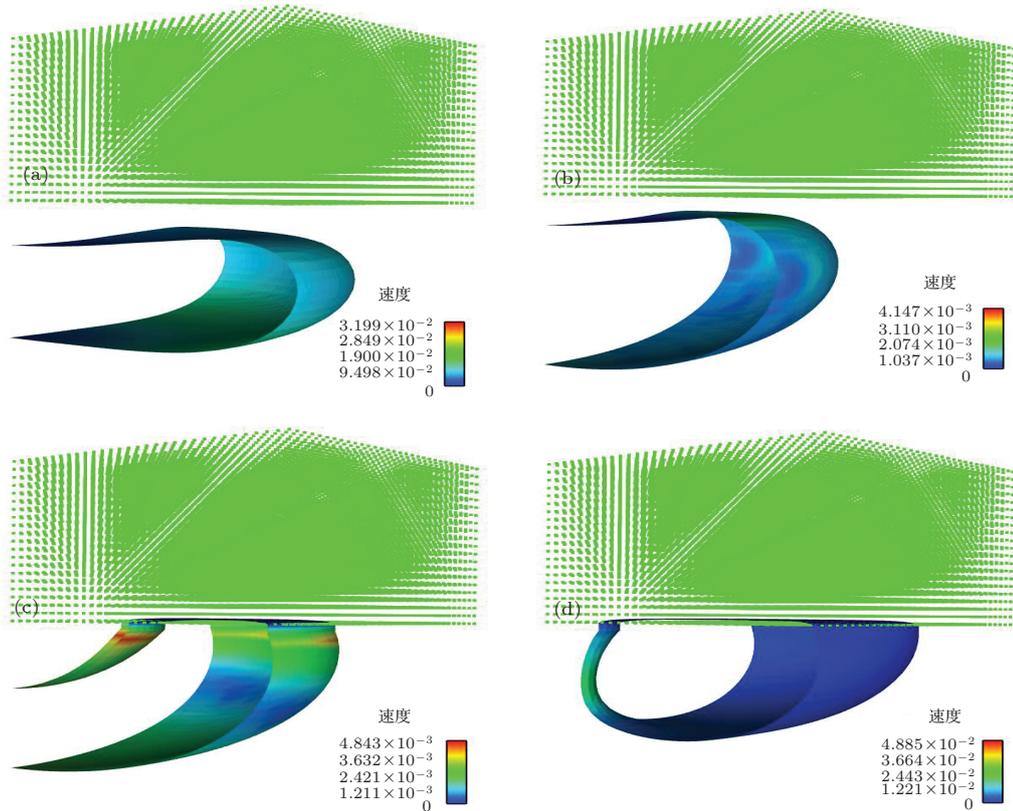


图4 (网刊彩色) 特征尺寸比为 $\gamma = 1.5$ 时,上浮气泡与固壁的耦合过程 (a) $t = 16000$ steps; (b) $t = 26000$ steps; (c) $t = 34000$ steps; (d) $t = 42000$ steps

该特征尺寸比条件下固壁边缘对于气泡运动的影响很小,几乎可以被忽略,因此模型可被理解为气泡与无限壁面的耦合作用^[9].从图4中可观察到,气泡释放后,在浮力作用下气泡迅速上浮,下表面凹陷,产生射流现象.当气泡接近壁面时,气泡上表面受到挤压而成扁平状,这一现象在刘云龙等^[30]关于气泡与固壁间的相互作用的研究结果一致.受到浮力和壁面的联合作用,气泡的上浮速度逐渐降低,受到惯性的作用,气泡在固壁附近形成扁平状.同时,挤压气泡与固壁间的流体,产生排水现象.如图5中A点所示,排水过程中,受到流体的黏滞作用,在气泡表面的该处产生高流速区.随

着气泡速度的降低,惯性作用的消失,气泡开始回缩,即伸展回缩现象,如图4(a), (b)所示.在耦合的过程中,下表面继续上行,同时,气泡与固壁间形成高压水腔,迫使气泡上表面下行,最后射流穿透形成环状气泡,如图4(d)所示.

为进一步研究耦合过程中,气泡拓扑结构的变化,本文对气泡上下表面以及水平方向上气泡的最大尺寸进行了定量分析.如图5所示, H_1 表示气泡下底面中心距离固壁下表面的距离, H_2 表示气泡上表面中心距离固壁下表面的距离, W 表示水平方向上气泡的最大尺寸半径. H_1, H_2, W 的历时变化曲线如图6所示,图中横坐标表示迭代步数(时

间), 纵坐标表示 H_1, H_2 经过气泡直径 D 无量纲处理后的尺寸大小. 图 6 中的圆圈区域表示耦合现象最强烈的时间段, 分别为碰撞区和射流区. 气泡释放后, H_1, H_2 迅速减小, 同时 W 缓慢增大, 在大约 $t = 5000$ steps 的时刻, 气泡与固壁产生碰撞耦合作用, 上浮速度减缓. 在浮力和固壁的挤压作用下, 气泡沿水平方向延展, W 达到最大值, 然后回缩, 这正好可以解释图 4(a), (b) 中的现象. 在碰撞结束后, 随着惯性作用的逐渐消失, 气泡会进入平缓的气泡脉动阶段. 在该阶段气泡上下顶点会产生上下波动, 气泡的横向尺寸也会产生波动. 但是, 整体的趋势是在浮力、固壁、表面张力的联合作用下, H_1 先增大后减小, H_2 逐渐增大. 在大约 $t = 22000$ steps 的时刻, 气泡进入射流区, 上下表面间的距离迅速减小, 水平方向上尺寸 W 有所增大.

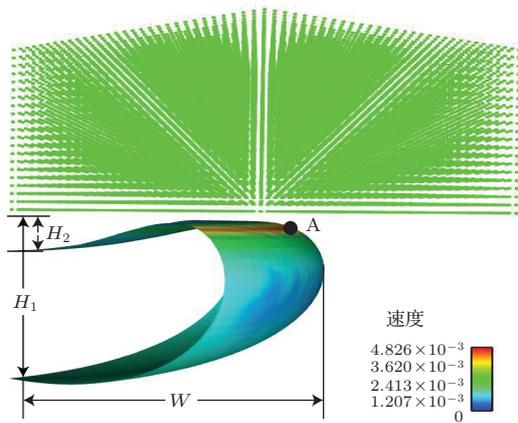


图 5 (网刊彩色) 在 $t = 30000$ steps 时刻, 气泡与固面的耦合示意图

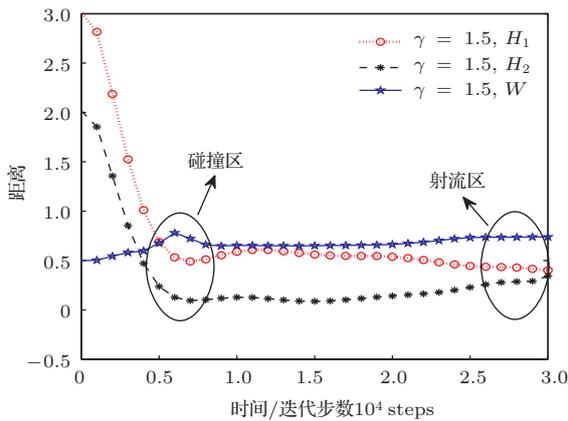


图 6 $\gamma = 1.5$ 时, 距离参数 H_1, H_2 和 W 的历时变化曲线

图 7 记录了气泡周围流场在射流贯穿前 $t =$

30000 steps 和贯穿后 $t = 42000$ steps 两个典型时刻的压力场分布. 图中的黑色粗实线表示截面上的气泡轮廓线. 在图 7(a) 中可清楚的观察到, 在气泡与固壁间形成的高压水腔, 以及由于排水现象而在气泡边缘形成的低压区. 图 7(b) 不但显示了射流贯穿后的初始阶段的流场压力分布及梯度方向, 而且可观察到重构后的光滑气泡表面.

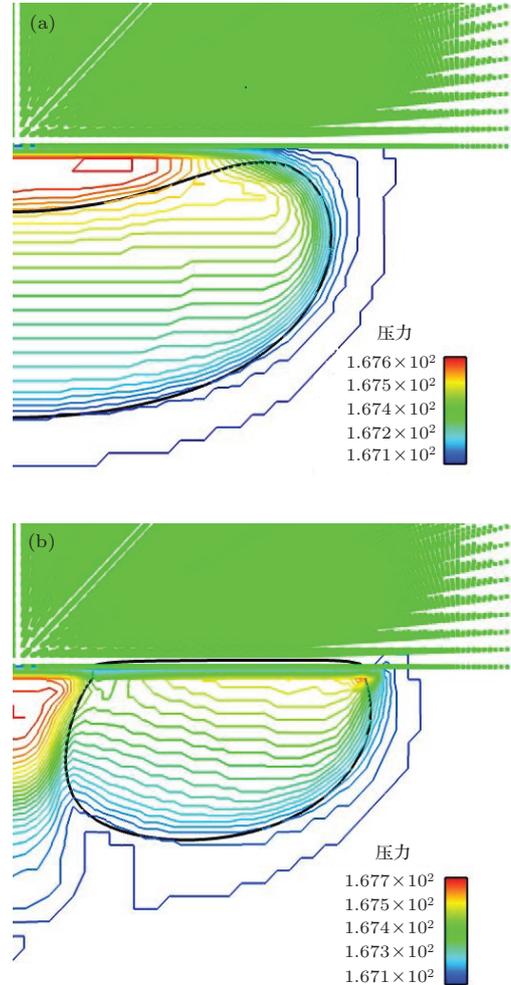


图 7 (网刊彩色) 气泡周围流场的压力分布图 (a) 射流贯穿前 $t = 30000$ steps; (b) 贯穿后 $t = 42000$ steps

图 8 从流体粒子速度矢量变化方面对气泡与固壁耦合的过程进行了解释. 在 $t = 30000$ steps 时刻, 气泡靠近固壁, 发生挤压排水过程, 在气泡边缘产生高流速区. 在 $t = 34000$ steps 时刻, 气泡表面与固壁表面耦合, 在表面张力及周围流场的作用下, 气泡表面附近产生朝向中心的矢量速度, 导致气泡收缩. 伴随着气泡的收缩, 在高压水腔的作用下气泡上表面迅速下行, 产生射流并最终形成环状气泡, 如图 8(c), (d) 所示.

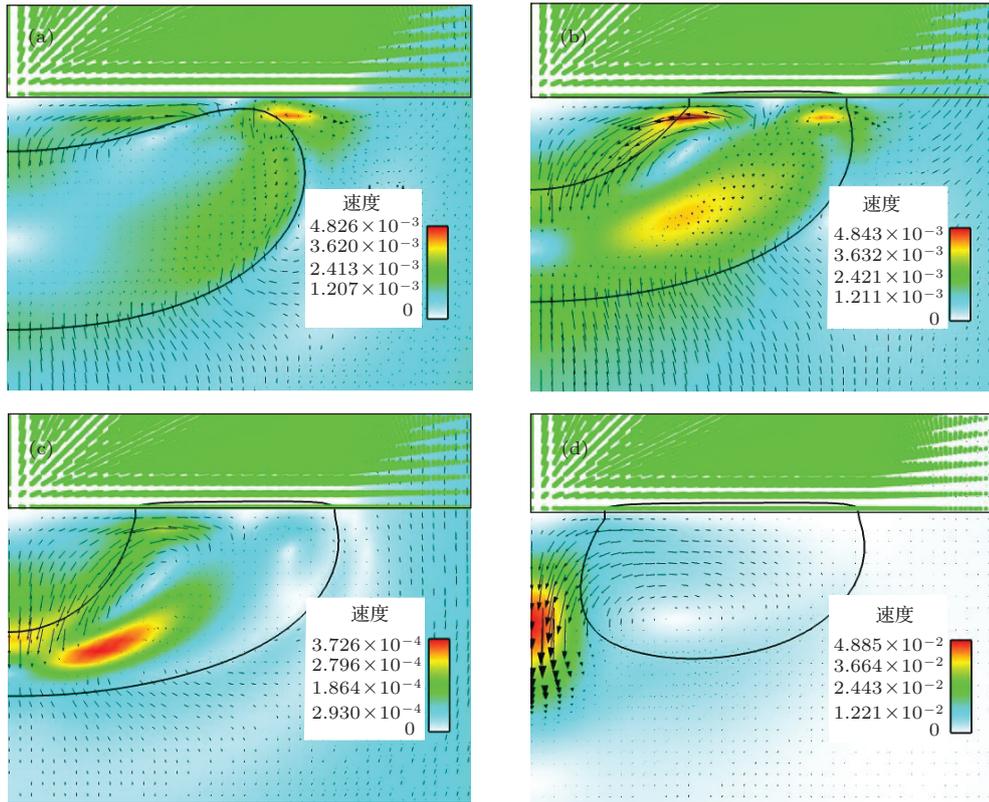


图8 (网刊彩色) 耦合过程中, 不同典型时刻气泡周围的速度矢量分布图 (a) $t = 30000$ steps; (b) $t = 34000$ steps; (c) $t = 38000$ steps; (d) $t = 42000$ steps

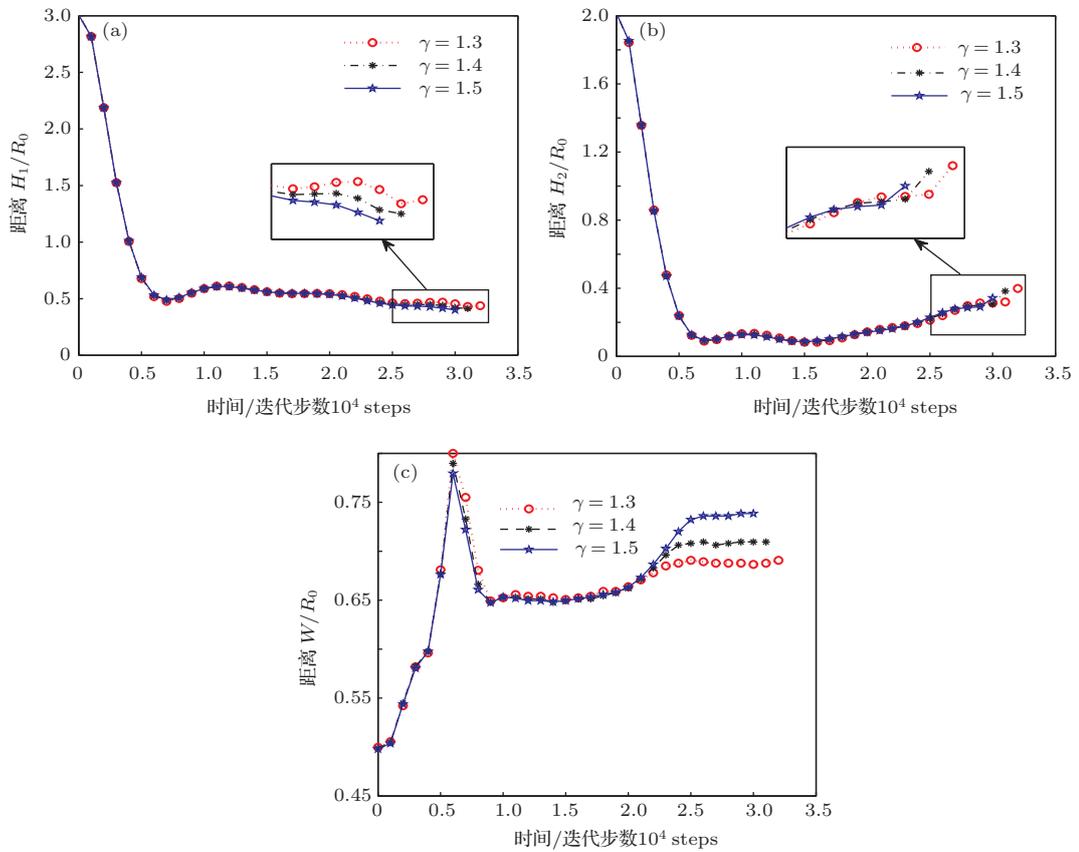


图9 $\gamma = 1.3, 1.4, 1.5$ 条件下, 气泡上、下表面相对于固壁的位置 H_1, H_2 以及水平方向上尺寸 W 的历时变化曲线 (a) H_1 历时变化曲线; (b) H_2 历时变化曲线; (c) W 历时变化曲线

保持计算域大小及气、液相密度不变, $R = 20$, $\sigma = 2.0$, $\Gamma = 100$, $\tau_\rho = 0.6$, $\tau_\theta = 0.75$, $W = 5.0$, 本文分别研究了 $\gamma = 1.3, 1.4, 1.5$ 条件下, 气泡上下表面距离壁面的距离及气泡横向尺寸的变化规律, 如图 9 所示. 从图 9 中可以看到, 不同特征尺寸比条件下, H_1, H_2, W 变化曲线的主要区别在最后气泡射流阶段, 且 γ 越大, 射流穿透的时间越短. 图 9(a), (b) 中可明显观察到射流阶段, 气泡上下表面的波动. 浮力作用占主导地位的下表面持续震荡上行, 且在射流的关键时刻产生明显的下行波动现象. 水压强作用占主导地位的上表面则持续下行, 最后迅速射穿气泡. 图 9(c) 则可清楚的观察到气泡的伸展回缩伸展的现象, γ 值越大越明显, 且主要体现在第二阶段的伸展过程中.

3.2.2 特征尺寸比 $\gamma < 1.2$

当 $\gamma < 1.2$ 时, 本文研究了 $\gamma = 1.1, 1.0, 0.8, 0.6$ 情况下, 气泡与固壁的耦合情况, 典型时刻气泡与固壁的耦合情况见图 10. 在图 10 中, 上方的黑

色网格点为固体结构, 相对于 $\gamma > 1.2$ 时的条件, 可清楚的观察到气泡在耦合的过程中产生环绕的趋势. 同样的, 本文研究了气泡上下表面距离固壁的距离 H_1, H_2 , 以及气泡在水平方向上的宽度 W 随时间的变化.

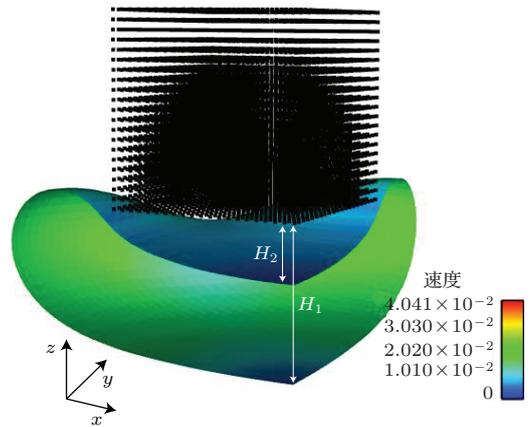


图 10 (网刊彩色) $\gamma = 1.0$ 条件下, 在 $t = 6000$ steps 时刻气泡与固壁的耦合示意图

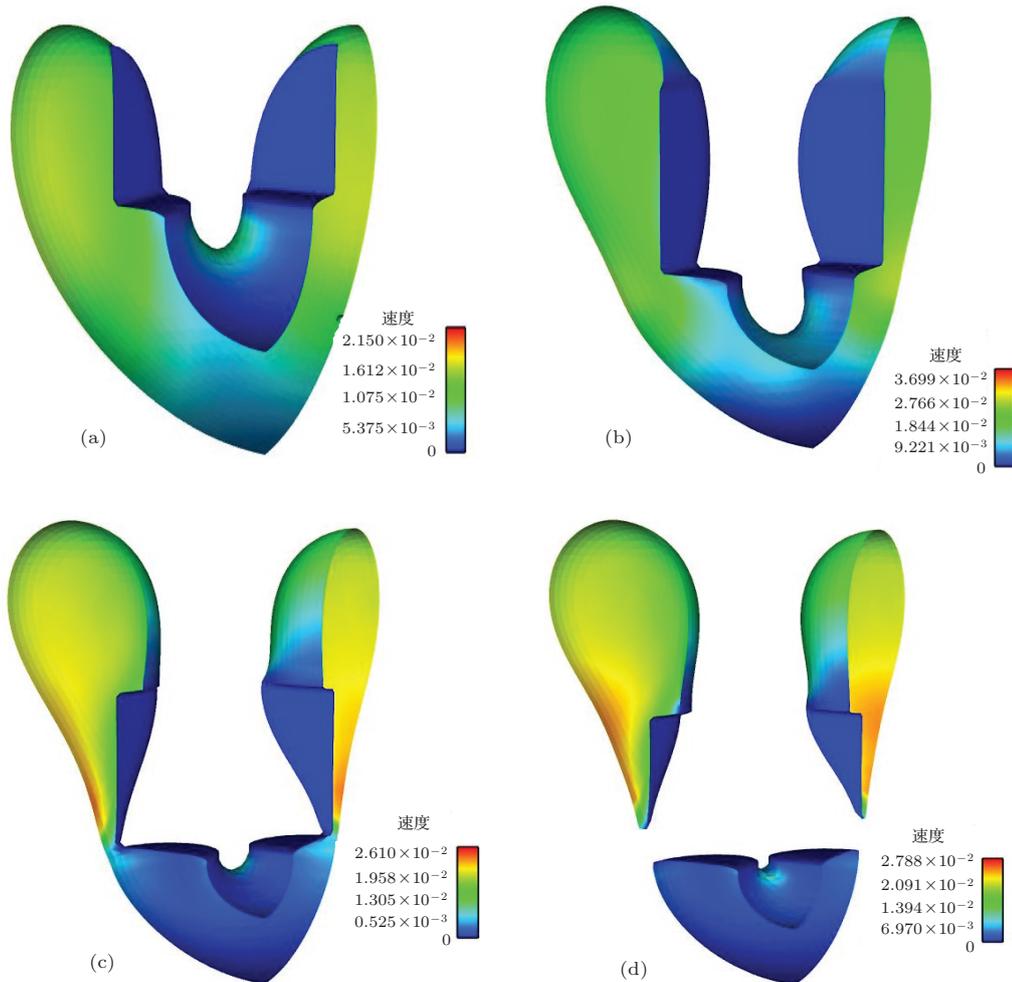


图 11 (网刊彩色) 气泡发生撕裂现象时, 与固壁的耦合过程示意图 (a) $t = 10000$ steps; (b) $t = 13000$ steps; (c) $t = 16000$ steps; (d) $t = 17000$ steps

图 11 记录了 $\gamma = 1.0$ 条件下, 气泡在典型时刻的拓扑变化. 在后期处理时, 作者移除了固壁, 但保留了它的作用效果, 使气泡的结构变化显示的更为清晰明了. 从图 11 (a) 中可清楚的观察到, 由于特征尺寸比偏小, 气泡与固壁接触后, 开始环绕固体结构的四周向上攀沿, 形成 4 个侧泡, 并与固壁底面的底泡贯通(图 11 中的示图为沿轴向对称图形的 1/4 截图). 由于结构物底面的对角线方向同时形成了 4 个泄压孔, 导致并没有产生如第 3.2.1 小节中讨论的高压腔. 结合气泡表面的速度云图可观察到, 受到固壁的滞留作用, 固壁附近的气泡内侧

界面运动十分缓慢, 而气泡外侧边界快速上浮, 并向内收缩, 在 $t = 17000$ steps 的时刻, 4 个侧泡与底泡撕裂, 形成 5 个独立的子泡.

图 12 记录了 $\gamma = 0.6, 0.8, 1.0, 1.1$ 条件下, 气泡上、下表面相对于固壁的位置 H_1, H_2 及气泡在水平方向上的尺寸 W 随时间的变化过程. 图 12 (a), (b) 显示的规律与图 9 记录的结果类似, 首先在浮力作用下 H_1, H_2 迅速减小, 在靠近固壁时, 速度减缓, 然后缓慢上升. 在挤压排水的过程中, 由于水腔的压力相对较高, 造成 H_1, H_2 产生增大的波动. 计算过程中, 以气泡撕裂时刻作为计算的终止时刻, 形成了图 12 中曲线终点参差不齐的现象. 但从中可观察到, 当 $\gamma < 1.2$ 时, 气泡与固壁的特征尺寸差值越大, 气泡越容易产生环绕撕裂现象. 这一现象正好与 $\gamma > 1.2$ 时产生的伸展回缩的振荡现象相对应. 从图 12 (c) 中可观察到 $\gamma = 0.6, 0.8$ 时产生的撕裂现象明显要比 $\gamma = 1.0, 1.1$ 时早得多. $\gamma = 1.0, 1.1$ 时, 气泡在回缩的第二个周期产生撕裂, 而 $\gamma = 0.6, 0.8$ 时, 气泡在第一个回缩周期内就会发生撕裂现象. 对比两个周期内 W 的变化过程, 可发现 W 的最大峰值产生在第二周期内.

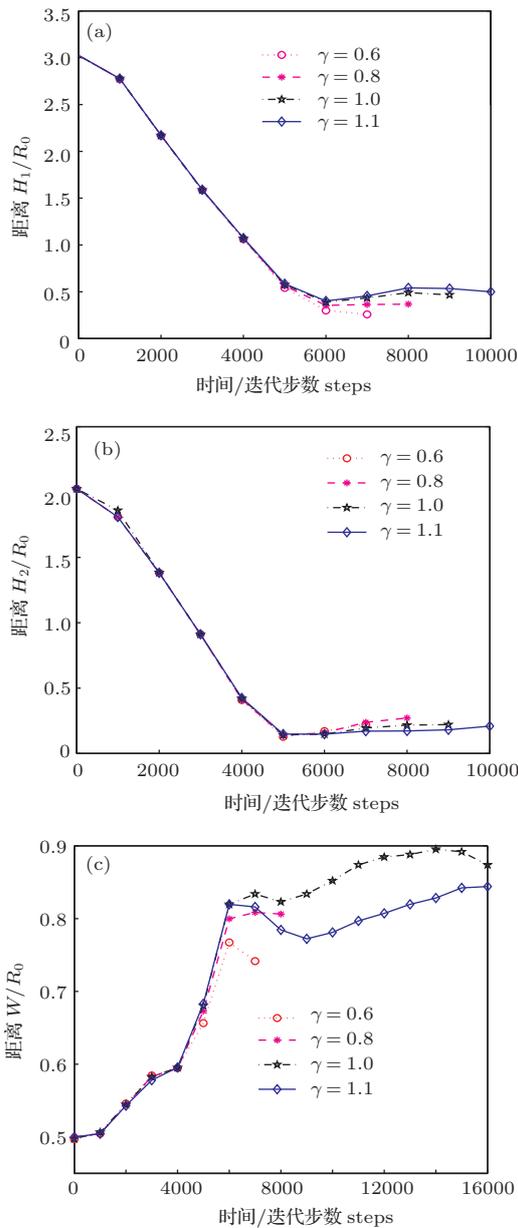


图 12 (网刊彩色) $\gamma = 0.6, 0.8, 1.0, 1.1$ 条件下, 气泡上、下表面相对于固壁的位置 H_1, H_2 及气泡在水平方向上的尺寸 W 的历时变化曲线 (a) H_1 历时变化曲线; (b) H_2 历时变化曲线; (c) W 历时变化曲线

3.2.3 Mo, Eo 的影响研究

为进一步研究流体属性对于耦合规律的影响, 保持特征尺寸比 $\gamma = 1.0, \rho_L = 1000.0, \rho_G = 1.0, \tau_\theta = 0.75$, 该小节计算了不同 Eo, Mo 条件下的气泡运动特性, 具体参数的取值情况如表 1 所示

表 1 流体属性参数的取值情况

τ_θ	τ_n	σ	Mo	Eo
0.75	0.7	2.0	0.49328	15.985
	0.75	2.0	1.20237	15.985
	0.8	2.0	2.49723	15.985
	0.61892	1.0	0.49328	31.970
	0.64865	1.0	1.20237	31.970
	0.67838	1.0	2.49723	31.970

图 13 和图 14 分别记录了取表面张力系数 $\sigma = 2.0$ 和 $\sigma = 1.0$ 时, 检测参数 H_1, H_2, W 在不同流体属性条件下随时间的变化曲线. 从图 13 中可观察到三种参数在前 10000 steps 中的变化最为迅速. H_1, H_2 迅速减小, W 迅速增大. 然后, H_1 继续缓慢减小, 且 τ_n 越小, 气泡越早的发生撕裂现象, H_1 的最终尺寸越小. H_2 在达到了初始阶段的最低点后, 接着会进入缓慢减小的调整阶段, 再然后会

在与壁面形成的压力水腔的作用下发生逆转, 产生回调波动. τ_n 越小, H_2 回调的越明显. W 在大于 6000 steps 的时候达到第一个伸展峰值, 然后回缩, 在 14000 steps 左右达到第一个回缩峰值, 然后气泡进入第二个伸展周期, 直到气泡撕裂. τ_n 越小, 气泡越早的达到第一个伸展峰值, 且峰值越大, 且同样的现象也发生在回缩阶段.

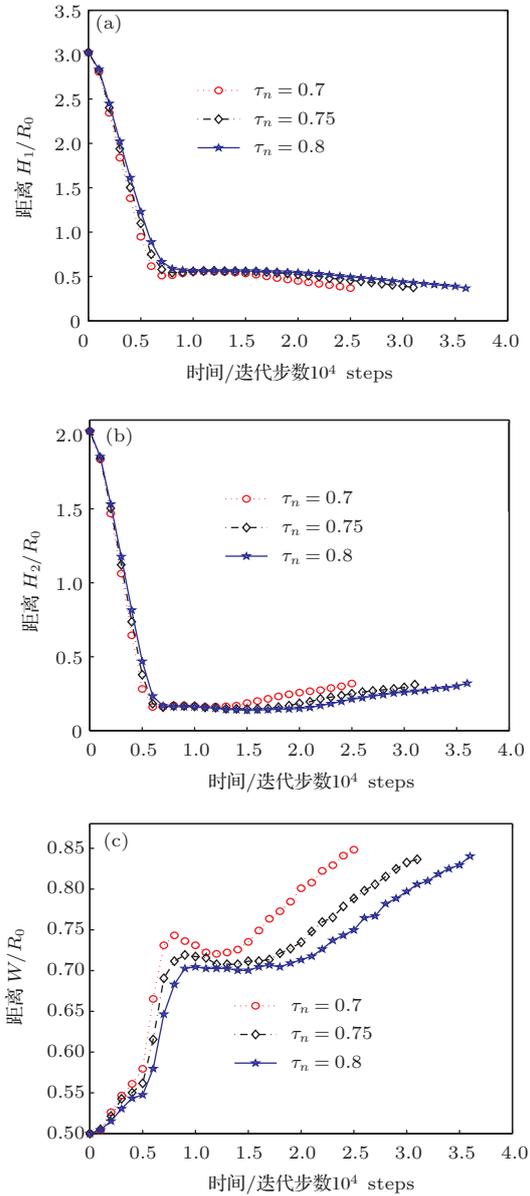


图 13 (网刊彩色) 表面张力系数 $\sigma = 2.0$ 时, 不同流体属性条件下 H_1, H_2, W 的历时变化 (a) H_1 历时变化曲线; (b) H_2 历时变化曲线; (c) W 历时变化曲线

对比图 14 和图 13 可发现, 在两种不同表面张力系数条件下, H_1 的变化规律十分相近, 而 H_2 和 W 的变化却明显不同. 通过图 14 (b) 可观察到, 虽然 H_2 在达到最低点后也会产生回调现象, 但回调周期明显变短, 且迅速进入第二个下降阶段. τ_n 越

小, H_2 的变化越迅速、越明显, 即越早的达到第一个谷底值、第一个峰值, 也越早的进入第二个下降周期. W 则持续增大, 在达到最大值后的回调阶段, 气泡发生撕裂. 同样的, τ_n 越小, 气泡越早的发生撕裂现象. 在 H_2 达到最低点时, W 发生速度突变, 即迅速增大. τ_n 越小, W 越早的进入速度突变区, 且越早的达到最大峰值.

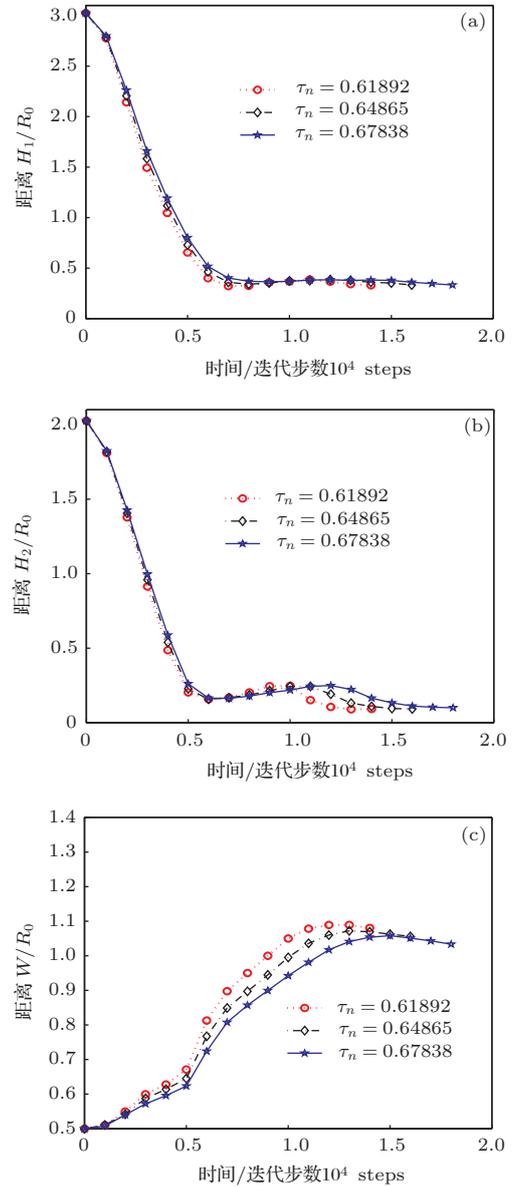


图 14 (网刊彩色) 表面张力系数 $\sigma = 1.0$ 时, 不同流体属性条件下 H_1, H_2, W 的历时变化 (a) H_1 历时变化曲线; (b) H_2 历时变化曲线; (c) W 历时变化曲线

3.3 气泡与曲壁面的相互作用

在分别研究了忽略和计入固壁边缘效应的不同特征尺寸比情况下气泡与平面的耦合作用后, 接下来, 本文研究了气泡与曲面固壁的耦合特性. 同

样的, 为消除不同参数间的相互影响, 本文首先研究了相同流体属性、不同特征尺寸比条件下的耦合规律, 然后进一步研究了一定特征尺寸比条件下, 流体属性对耦合规律的影响.

3.3.1 特征尺寸比的影响

保证流体属性与第3.2.1和3.2.2小节中的相关参数一致, 分别研究了 $\gamma = 0.8$ 到 $\gamma = 1.5$ 条件下, 气泡与曲面固壁的耦合过程与气泡和平面固壁的耦合结果不同, 在气泡与不同特征尺寸比的曲面固壁的耦合研究中, 并未发现类似与 $\gamma = 1.2$ 的临界值. 取而代之的是, 统一的环绕现象. 典型条件、典型时刻的气泡形态及表面的速度云图, 如图15所示.

从图15中可看出, 当气泡靠近球形固壁时, 在浮力和壁面的作用下, 气泡被挤压变平, 上表面移动速度缓慢, 但外侧表面的速度较大, 从下往上, 气泡开始包络球形结构物. 然后, 在固壁的正下方, 气泡的上下表面射流贯穿, 气泡表面进行重构, 形成一个环状气泡, 绕过球形结构物, 并继续上浮.

根据 Cheng 等 [31] 的研究, 受表面张力不稳定性的影响, 环状气泡在上浮过程中不会达到一个恒定的半径尺寸和上升速度, 直到气泡发生破裂.

图16记录了形成环状气泡前后, 气泡周围的压力场分布. 图中粗实线表示气泡的轮廓线, 细实线为压力等势线, 云图为压力云图. 从图16(a)中可观察到气泡的上表面形成一个高压区, 在高压区的边缘产生明显的压降现象, 这主要是由于水腔内的流体在外排时, 造成局部的压降. 在气泡的两侧偏下方形成对称的低压区, 这主要是由于上浮气泡带动周围流场运动形成的涡环造成的 [7]. 从图16(b)可看出, 形成的环状气泡在环绕球形结构物上浮的过程中, 内侧邻近固壁处产生相对于其他位置较高的压强. 该压力的存在一方面会挤压气泡的内侧, 造成其扁平, 另一方面造成气泡环在水平方法上内径的增大, 保证了气泡环能够顺利的绕过球形结构物. 图17是与图16相对应的两个时刻的气泡周围的流体粒子的速度矢量分布图. 从图17中可清楚的观察到气泡周围形成的漩涡以及周围流场中高速粒子的分布区.

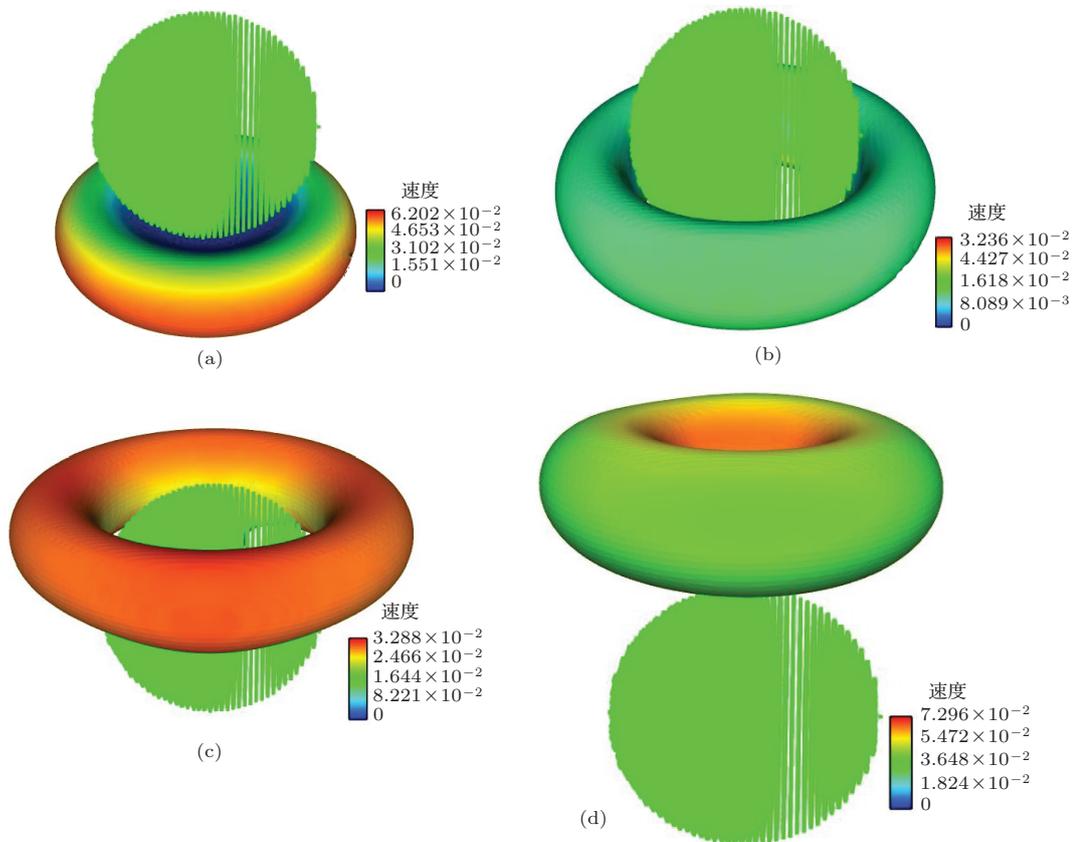


图15 (网刊彩色) $\gamma = 1.0$ 时, 上浮气泡与曲面壁面的耦合过程 (a) $t = 15000$ steps; (b) $t = 19000$ steps; (c) $t = 22000$ steps; (d) $t = 24000$ steps

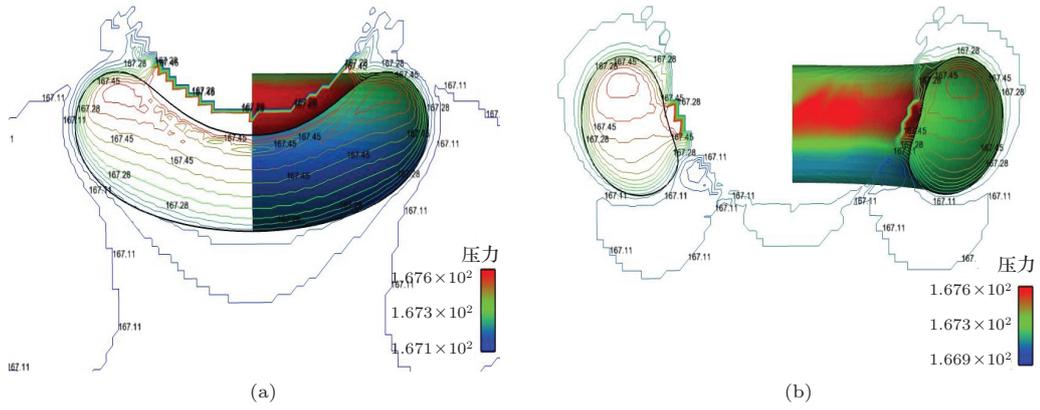


图 16 (网刊彩色) 形成环状气泡前后, 气泡周围的压力场分布图 (a) $t = 15000$ steps; (b) $t = 19000$ steps

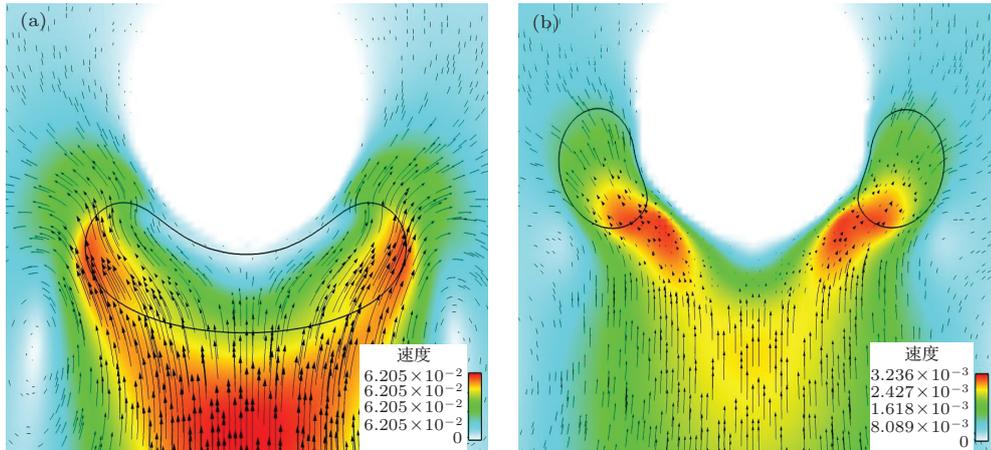


图 17 (网刊彩色) 形成环状气泡前后, 气泡周围的速度矢量场分布图 (a) $t = 15000$ steps; (b) $t = 19000$ steps

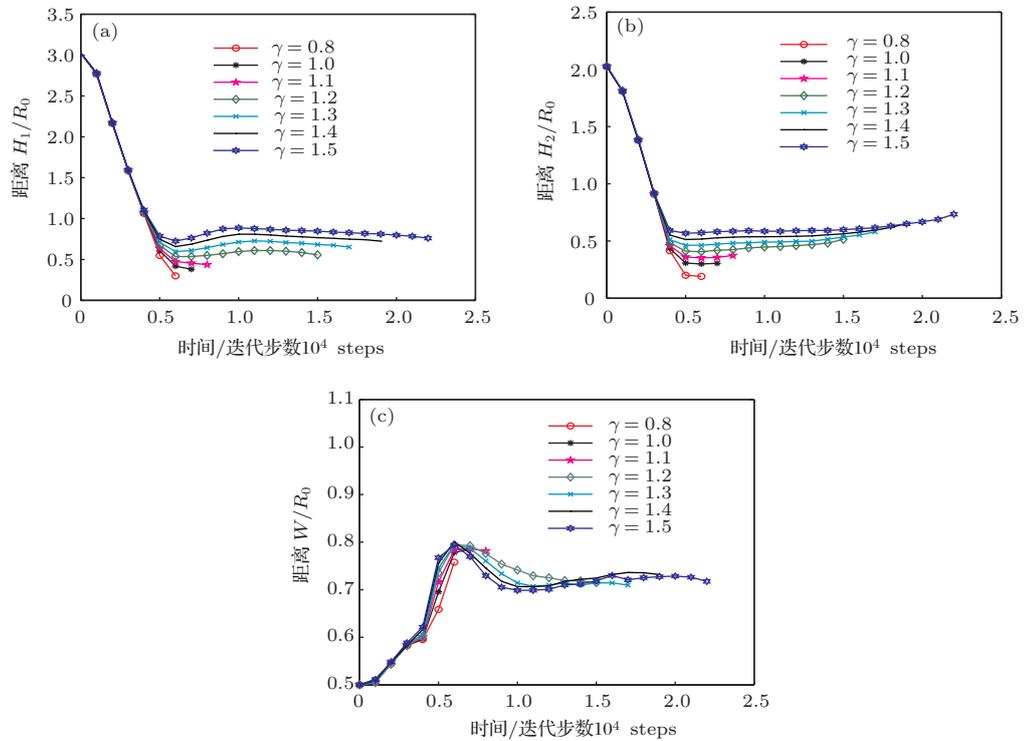


图 18 (网刊彩色) 不同特征尺寸比情况下, H_1 , H_2 , W 的历时变化曲线 (a) H_1 历时变化曲线; (b) H_2 历时变化曲线; (c) W 历时变化曲线

图 18 是不同特征尺寸比情况下, 气泡上下表面距离曲面固壁下表面的距离 H_1 , H_2 以及气泡贯穿为环形气泡前, 气泡的横向尺寸半径 W 的历时变化曲线. 首先, 对比图 18 中各曲线可知, γ 越小, 气泡越早的会射流贯穿. 气泡释放后, 下表面距离固壁的距离迅速减小, 且 γ 越大 H_1 越早出现回调, 且回调的幅度越大, 在达到最大回调值后 H_1 继续减小, 这一点跟气泡与平壁面耦合过程相似. 当 $\gamma = 0.8$ 时 H_1 未进入回调阶段而直接贯穿为环状气泡. 当气泡靠近刚性结构时, 无论是平壁面还是曲壁面, H_2 都会产生回调现象, 而且持续回调, 直到气泡射流贯穿. 同样是环绕现象, 气泡与曲壁面耦合过程中, W 的变化规律类似于其在气泡与 $\gamma < 1.2$ 平壁面的耦合过程中的变化. 气泡在与曲壁面耦合的过程中, W 同样会产生周期性的波动, 如图 18 (c) 所示. 相对于 3.2.2 小节内 W 的最大峰值产生在第二个波动周期内, 与曲壁面耦合时 W 的最大峰值产生在第一周期内. 在不同 γ 值条件下, W 达到第一个波峰值的时刻几乎相同, 大约为 7000 steps. 当 γ 较小的时候, 射流发生在第一个波峰时刻的附近, 反之, 则发生在第二个波峰时刻的

附近.

3.3.2 Mo, Eo 的影响研究

同样的, 在完成了上一小节内一定流体属性条件下不同特征尺寸比的耦合特性研究后, 该小节研究了 $\gamma = 1.0$ 条件下, 不同流体属性 Mo, Eo 对于 H_1, H_2, W 的变化的影响. 相关参数如表 1 所示, 其他参数保持不变, 计算结果如图 19 和图 20 所示.

图 19 和图 20 分别记录了表面张力系数 $\sigma = 2.0$ 和 $\sigma = 1.0$ 时, 在不同流体属性条件下气泡与球形结构物耦合过程中的 H_1, H_2, W 的历时变化曲线. 从图 19 可观察到变化最剧烈的阶段发生在前 7000 steps, H_1, H_2 迅速减小, W 迅速增大. τ_n 越小, H_1, H_2, W 变化得越迅速, 且越早得形成环状气泡. H_1, H_2 和 W 的变化规律与它们在气泡与平壁面耦合过程中的变化规律都具有明显差异. 渡过剧烈反应阶段后, H_1 持续地减小, 并未出现如图 13 (a) 和图 14 (a) 中的回调现象. H_2 同样未出现回调现象, 而是几乎趋于平稳. W 持续地增大, 只是加速度具有明显变化, 这一点正好与 Cheng 等 [31] 的研究发现相符合. 对比图 20 与图 19 可发现, σ 不同时, H_1, H_2, W 的变化规律相似, 但明显

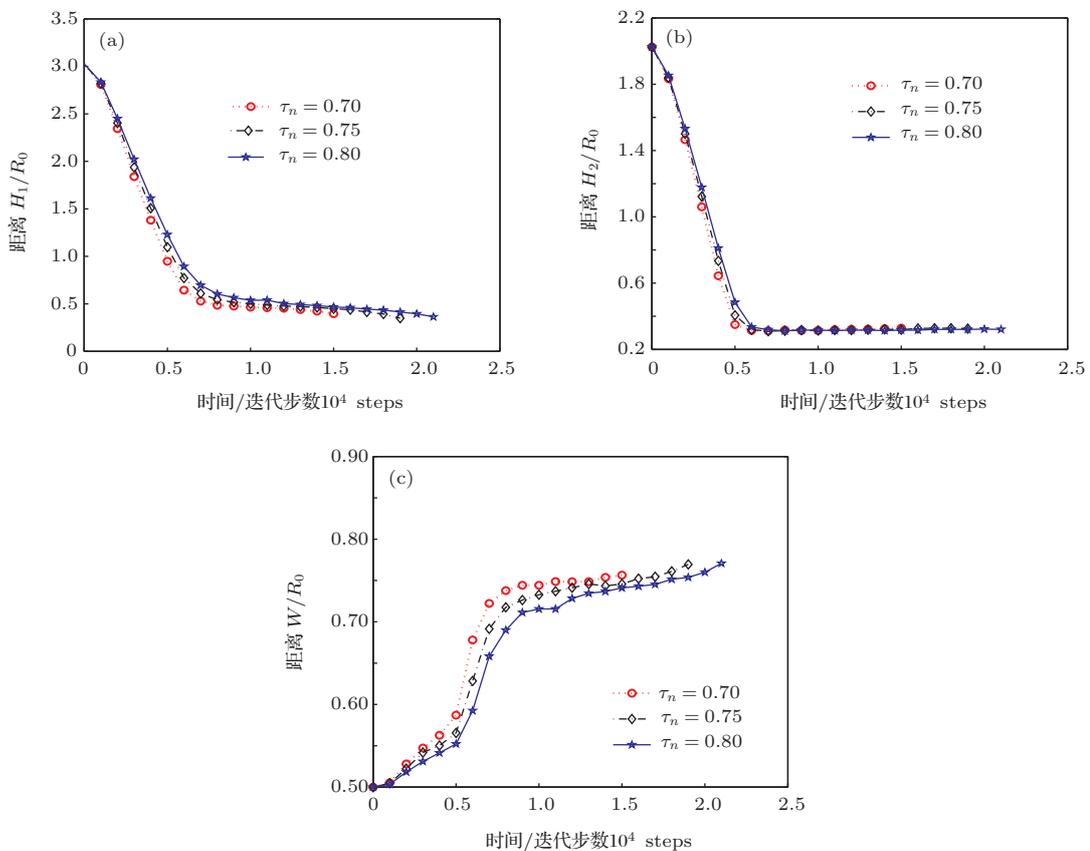


图 19 (网刊彩色) 表面张力系数 $\sigma = 2.0$ 时, 不同流体属性条件下 H_1, H_2, W 的历时变化 (a) H_1 历时变化曲线; (b) H_2 历时变化曲线; (c) W 历时变化曲线

的, 当表面张力系数较小时, $\sigma = 1.0$, 气泡的拓扑结构的变化更为迅速, 更早的发生射流穿透, 形成环状气泡.

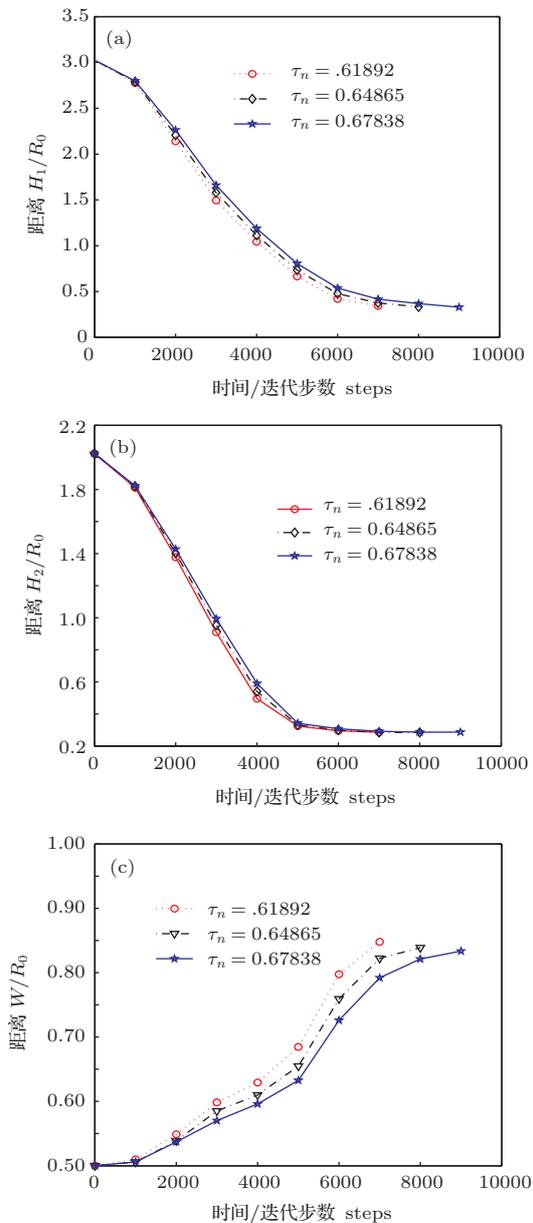


图 20 (网刊彩色) 表面张力系数 $\sigma = 1.0$ 时, 不同流体属性条件下 H_1, H_2, W 的历时变化 (a) H_1 历时变化曲线; (b) H_2 历时变化曲线; (c) W 历时变化曲线

4 结 论

本文以前期对流固边界、气液边界处理的格子 Boltzmann 研究为基础, 将二维的气液两相流改进模型扩展到三维, 并结合复杂边界的格子 Boltzmann 处理方法, 研究了相同尺度下气泡与考虑边缘效应的平面固壁和曲面固壁的耦合特性.

研究发现, 在本文研究的流体属性范围内, 当

气泡与平壁面耦合时, 会由于特征尺寸比的不同而产生两种截然不同的现象. 当特征尺寸比值较大时, 气泡的拓扑结构会产生周期性的伸展回缩现象, 较小时则会产生环绕撕裂现象. 研究还发现表面张力系数和流体属性参数对于耦合规律具有重要影响. 表面张力系数越小, 耦合过程中气泡的拓扑结构变化越迅速. 且在相同表面张力系数条件下, τ_n 越小 (即 Mo 越小), 气泡会越早的发生撕裂现象. 气泡与曲壁面耦合时会产生环绕现象, 最终形成环状气泡. 特征尺寸比越小, 气泡越容易发生射流穿透现象. 在特征尺寸比一定的情况下, 表面张力系数和流体属性参数对气泡与曲壁面间的耦合过程同样具有重要的影响. 表面张力系数越小, 气泡的拓扑结构变化越迅速, Mo 越小, 各测量参数 (H_1, H_2, W) 的波动周期越短.

参考文献

- [1] Chen X P, Zhong C W, Yuan X L 2011 *Comput. Math. Appl.* **61** 3577
- [2] Ji B, Luo X W, Wu Y L, Xu H Y 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 076401
- [3] Liu Y L, Zhang A M, Wang S P, Tian Z L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 224702 (in Chinese) [刘云龙, 张阿漫, 王诗平, 田昭丽 2012 物理学报 **61** 224702]
- [4] Zhang A M, Yang W S, Huang C, Ming F R 2012 *Comput. Fluids* **71** 169
- [5] Fujiwara A, Minato D, Hishida K 2004 *Int. J. Heat Fluid Fl.* **25** 481
- [6] Clift R, Grace J R, Weber M E 2005 *Bubbles, drops, and particles* (1st Ed.) (New York: Academic Press) p23
- [7] Bhaga D, Weber M E 1980 *J. Fluid Mech.* **105** 61
- [8] Duineveld P C 1998 *Appl. Sci. Res.* **58** 409
- [9] Zhang A M, Yao X L, Feng L H 2009 *Ocean Eng.* **36** 295
- [10] Zhang A M, Yao X L 2008 *Chinese Phys. B* **17** 0927
- [11] Unverdi S O, Tryggvason G 1992 *J. Comput. Phys.* **100** 25
- [12] Takahira H, Horiuchi T, Banerjee S 2004 *J. Fluid Eng.* **126** 578
- [13] Yu Z, Yang H, Fan L S 2011 *Chem. Eng. Sci.* **66** 3441
- [14] Delnoij E, Kuipers J A M, Swaaij W P M 1998 *Third International Conference on Multiphase Flow Lydon, France, June 8-12*
- [15] Popinet S, Zaleski S 2002 *J. Fluid Mech.* **464** 137
- [16] Yang G Q, Du B, Fan L S 2007 *Chem. Eng. Sci.* **62** 2
- [17] Hassan Y A, Ortiz-Villafuerte J, Schmidl W D 2001 *Int. J. Multiphas. Flow* **21** 817
- [18] Amaya B L, Lee T 2011 *Chem. Eng. Sci.* **66** 935
- [19] Ghosh S, Patil P, Mishra S C, Das A K, Das P K 2012 *Eng. Appl. Comp. Fluid* **6** 383

- [20] Shi D Y, Wang Z K, Zhang A M 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 074703 (in Chinese) [史冬岩, 王志凯, 张阿漫 2014 物理学报 **63** 074703]
- [21] Jacqmin D 1999 *J. Comput. Phys.* **155** 96
- [22] Zheng H W, Shu C, Chew Y T 2006 *J. Comput. Phys.* **218** 353
- [23] Lee T, Lin C L 2005 *J. Comput. Phys.* **206** 16
- [24] Huang H B, Zheng H W, Lu X Y, Shu C 2010 *Int. J. Numer. Meth. Fl.* **63** 1193
- [25] He X Y, Luo L S 1997 *J. Stat. Phys.* **88** 927
- [26] Guo Z L, Zheng C G, Shi B C 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046308
- [27] Lamura A, Succi S 2003 *Int. J. Mod. Phys. B* **17** 145
- [28] Shi D Y, Wang Z K, Zhang A M 2014 *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics* **46** 224 (in Chinese) [史冬岩, 王志凯, 张阿漫 2014 力学学报 **46** 224]
- [29] Yoshno M, Mizutani Y 2006 *Math. Comput. Simulat.* **72** 264
- [30] Liu Y L, Wang Y, Zhang A M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 214703 (in Chinese) [刘云龙, 汪玉, 张阿漫 2013 物理学报 **62** 214703]
- [31] Cheng M, Lou J, Lim T T 2013 *Phys. Fluids* **25** 067104

Study on coupling characteristics between bubble and complex walls at the same scale*

Shi Dong-Yan¹⁾ Wang Zhi-Kai^{1)†} Zhang A-Man²⁾

1) (College of Mechanical and Electrical Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

2) (College of Shipbuilding Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

(Received 18 February 2014; revised manuscript received 9 April 2014)

Abstract

A gas-liquid-solid three-phase coupling dynamic model is established using lattice Boltzmann method (LBM). Interaction between rising bubble and complex solid walls at the same scale is studied. Firstly, based on the viscous fluid theory, a group of lattice Boltzmann equations are developed to describe the gas-liquid two-phase campaign by considering the viscosity, surface tension, and gravity in the form of a LB discrete body force. At the same time, combined with the finite difference scheme, the half-way bounce back model in LBM is adopted to deal with the solid boundary condition. Then, under the conditions of different feature size ratios, the coupling characteristics between bubbles and plane wall, taking into consideration the effect of boundaries and curved wall, are studied using the newly built model. Results show that both the solid wall condition and the feature size ratio have significant nonlinear effects on bubble movement and topology changes. Finally, the effect of fluid properties on the coupling regularity of bubbles and complex walls is researched.

Keywords: lattice Boltzmann method, bubble, complex wall, gas-liquid-solid coupling

PACS: 47.55.dd, 47.11.Qr, 47.10.ad

DOI: 10.7498/aps.63.174701

* Project supported by the Department of Youth Tip-Top Talent Support Programme, the Program for New Century Excellent Talents in University, China (Grant No. NCET100054), and the Defense Industrial Technology Development Program, China (Grant No. B2420133001).

† Corresponding author. E-mail: zhikai.wa@gmail.com