

初始形状对浮升气泡动力特性的影响

何丹, 李彦鹏, 刘艳艳

(长安大学环境科学与工程学院, 710064, 西安)

摘要: 采用 Level Set 方法, 三维直接数值模拟了浮力作用下单个气泡的上升运动. 数值模拟中, 气液系统的物性参数设置为埃奥特斯数 $Eo=1\sim 10^3$, 莫顿数 $Mo=10^{-10}\sim 10^2$. 数值研究了气泡的初始形状对气泡的变形和上升速度的影响, 并与文献中结果进行了比较; 给出了高 Eo 时气泡由球帽状转变为气泡环的结构相图, 确定了二者形状转变的 Eo 和 Mo ; 最后详细分析了初始形状影响气泡动力学特性的机理. 模拟结果表明: 低 $Eo(Eo<52)$ 时浮升气泡的终端形状与上升速度基本不受初始形状的影响; 高 Eo 和低 Mo 时的浮升气泡受初始形状的支配, 呈现出球帽状和气泡环两种最终形状, 初始气泡的高宽比越大, 气泡越容易变形为气泡环, 上升速度的脉动也越剧烈.

关键词: 浮升气泡; 初始形状; 相图; 数值模拟

中图分类号: TK124 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2011)01-0043-05

Effect of Initial Bubble Shape on Dynamics of a Buoyancy-Driven Bubble

HE Dan, LI Yanpeng, LIU Yanyan

(College of Environmental Science and Engineering, Chang'an University, Xi'an 710064, China)

Abstract: Three-dimensional direct numerical simulation on a single bubble rising by buoyancy in viscous liquids was carried out with the level set method. The effect of initial bubble shape on the bubble dynamics was studied numerically with Eötvös number $Eo=1\sim 10^3$ and Morton number $Mo=10^{-10}\sim 10^2$, and the influencing mechanism was explained in detail. The bubble shape and rise velocity predicted by the simulation agree with a well-known bubble regime phase diagram in literature. In addition, a phase map was also established at high Eo to provide quantitative analysis on the transition of final bubble topology from spherical-cap to toroidal bubble. The numerical results show that the final shape and rise velocity are not affected by the initial bubble shape at low $Eo(Eo<52)$, while the final bubble state appears to be the spherical-cap and toroidal bubble and is influenced by initial bubble shape at high Eo and low Mo . The bubble is easier to become a toroidal bubble and the temporal fluctuation of bubble rise velocity is stronger when the aspect ratio of the initial bubble is greater.

Keywords: buoyancy-driven bubble; initial shape; phase diagram; numerical simulation

以气泡为分散相的气液两相流动存在于许多工业过程中, 如能源与化学工业的鼓泡床反应过程、污水处理中的曝气工艺、湖泊河道治理中的受氧过程等, 都需要考虑气泡传质问题, 而这一问题与气泡的

动力学行为密切相关. 因此, 深入认识气泡的动力学行为对于改进实际工业过程具有重要的理论意义.

Bhaga 等^[1]系统地研究了浮力气泡在黏性液体中的上升运动, 得到了描述气泡形状及终端上升速

收稿日期: 2010-06-17. 作者简介: 何丹(1986—), 女, 硕士生; 李彦鹏(联系人), 男, 教授. 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(20706007); 城市水资源与水环境国家重点实验室开放基金资助项目(QA200806); 中央高校基本科研业务专项基金资助项目(CHD2009JC011).

网络出版时间: 2010-10-19

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/61-1069_t.20101019.2211.020.html

度与3个参数(雷诺数 Re 、莫顿数 Mo 和埃奥特沃斯数 EO)之间关系的气泡相图. 随后30年, 各国学者一方面利用高速摄影技术, 另一方面采用基于界面捕捉的数值模拟技术, 对气泡在各种局部流动条件以及不同水质下的动力学特性进行了详细的研究^[2-6], 取得了丰硕的成果. 然而, 由于涉及复杂的多相物理过程, 时至今日还有许多问题令人困惑. 比如, Wu等^[7]的实验发现, 清水中通过喷嘴生成的当量直径为1~2 mm的气泡有两种形状, 即球形和球帽形. Tomiyama等^[8]也得到了类似的实验结果, 并研究了两种初始形状气泡的上升运动. 随后, Ohta等^[9-10]先后采用二维VOF数值模型, 揭示了当流动条件为低 Mo 和高 EO 时, 气泡上升行为与其初始形状密切相关. 对于气泡初始形状的影响范围及其影响机理, 目前还没有深入报道, 这正是本文的研究目的以及主要研究内容.

1 模型与数值方法

1.1 控制方程

对于气泡在黏性液体中运动的气液两相体系, 可假定气泡内外的两相均为不可压缩且不相溶混的牛顿型流体. 此时, 尽管整个区域中物性参数是变化的, 但是利用 Level Set (LS) 函数, 则可以采用下面的单一连续方程与动量方程来描述两相流体的行为

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\rho(\phi) \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \nabla \cdot (2\mu(\phi)\mathbf{D}) + \rho(\phi)\mathbf{g} + \kappa(\phi)\delta(\phi)\nabla\phi \quad (2)$$

式中: ρ 、 μ 、 $\mathbf{u}$ 和 p 分别表示流体密度、黏度、速度矢量与压强; $\mathbf{D}$ 为应变率张量. 方程(2)等号右边的最后一项表示表面张力, 其中 σ 、 κ 、 δ 和 ϕ 分别为表面张力系数、界面曲率、Dirac 函数和 LS 函数. 此时, 控制方程中的流体密度与黏度可由下式表示

$$\rho(\phi) = \rho_g + (\rho_l - \rho_g)H(\phi) \quad (3)$$

$$\mu(\phi) = \mu_g + (\mu_l - \mu_g)H(\phi) \quad (4)$$

式中: 下标 l 和 g 分别表示液相和气相; $H(\phi)$ 是 Heaviside 函数^[11].

1.2 Level Set 方法

本文采用 LS 函数来描述气液相界面的运动与变形. 通常, LS 函数定义为计算区域内任意点到界面的符号距离. 这样, 气泡表面就自然地由 LS 函数的零等值面($\phi=0$)给出. 由于表面随着流体运动, ϕ 的零等值面的演变将遵循下面的对流输运方程

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla\phi = 0 \quad (5)$$

为了保证 LS 函数经过方程(5)的对流输运后始终近似为距离函数, 采用 Sussman 等^[11]提出的重新初始化算法. 方程(5)中采用三阶 ENO 迎风格式计算对流项 $\mathbf{u} \cdot \nabla\phi$, 采用二阶 TVD Runge-Kutta 格式推进时间步. 对于控制方程(1)、(2), 采用有限体积法形式的 ALE 算法求解.

2 计算结果与讨论

为了精确模拟单个气泡的上升运动, 前期工作进行了网格无关性、计算区域边界效应的测试, 并与文献中已有的实验结果进行了比较, 具体内容可参见文献[6, 12]. 基于前期工作, 本文选取一个 $4D_b \times 4D_b \times 8D_b$ 的方截面容器作为计算区域, 实践证明, $4D_b$ 的区域宽度就基本可以消除边界的影响. 网格划分采用分区均匀化的策略, 即在气泡及其经过区域采用 $N_{\text{CPR}} = 16$ (N_{CPR} 表示气泡半径所覆盖的网格数)所对应的网格尺寸, 而在远离气泡的区域采用较粗的网格. 实践表明, 该策略既节约了计算资源, 又可以得到网格无关解. 计算区域的上下边界分别采用压力与速度入口边界条件, 其他壁面采用无滑移边界. 在所有计算的初始时刻, 容器中的气泡与黏性液体都保持静止状态. 为了考察气泡初始形状对其上升运动的影响, 模拟中保持气泡的容积一定, 通过改变气泡的高宽比 χ 来调节气泡的初始形状.

数值模拟中选取的气液两相的物性参数如表1所示. 这里, Mo 和 EO 是描述气泡动力特性的两个常用的参数, 分别由下式计算

$$Mo = g\mu_1^4 / \rho_l \sigma^3 \quad (6)$$

$$EO = \rho_l g D_b^2 / \sigma \quad (7)$$

式中: D_b 表示气泡当量直径, 即与实际气泡等体积的球形气泡的直径; Mo 表示黏性力和表面张力之比; EO 表示浮力和表面张力之比. 计算工况在 Bhaga 等^[1]的气泡相图中对应的位置处于图1中的矩形虚框以内.

对于图1所示的气泡相图中球形、椭球形、扁球帽和椭球帽区域, 通过数值计算发现, 不同高宽比的初始形状不同的气泡, 其最终形状和终端上升速度没有明显差异. 图2和图3分别为处于椭球及扁球帽区域中的两个典型计算条件(对应于图1中点1和点2)下3种高宽比的气泡上升直到稳定的数值模拟结果. 图中 τ^* 为归一化时间, 由 $t(g/D_b)^{1/2}$ 计算. 可以看到, 对于点1 ($EO = 6.46$, $Mo = 2.22 \times$

10^{-4})和点 2($Eo=40.4, Mo=2.22\times 10^{-4}$),尽管初始气泡的形状差异较大,但是随着气泡的上升,达到稳定时气泡的形状都基本相同,对于点 1 都变形为椭球形,对于点 2 都变形为扁球帽状,而这与 Bhaga 等^[1]的气泡相图预测的形状完全符合。

表 1 数值模拟采用的气液两相物性参数

工况	$\rho/$ $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	$\mu/$ $\text{Pa}\cdot\text{s}$	$D_b/$ cm	$\sigma/$ $\text{N}\cdot\text{cm}^{-1}$	Eo	Mo
1	1.206	0.052 9	0.6	0.065 9	6.46	2.22×10^{-4}
2	1.206	0.052 9	1.5	0.065 9	40.35	2.22×10^{-4}
3	1.206	0.052 9	4	0.065 9	286.95	2.22×10^{-4}
b1	1.135	0.006 86	2	0.070 3	63.3	5.50×10^{-8}
b2	1.135	0.006 86	2	0.070 3	142.4	5.50×10^{-11}
c1	1.288	0.109	3.6	0.079 9	204.7	2.11×10^{-3}
c2	1.288	0.109	4.4	0.079 9	305.8	2.11×10^{-3}
e1	1.38	0.145	3	0.018 2	668.8	5.21×10^{-1}
d2	0.866	0.058	3.6	0.018 2	531.4	1.44×10^{-2}
f1	0.953	0.376	6	0.038 8	866.5	3.52
f2	0.953	0.376	6.4	0.038 8	985.93	3.52

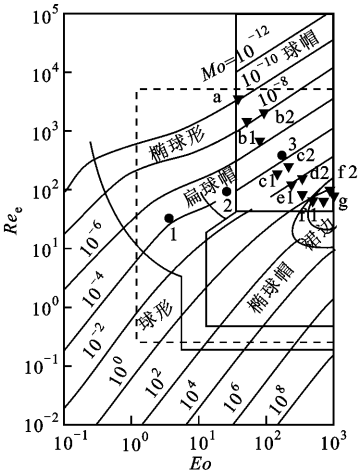
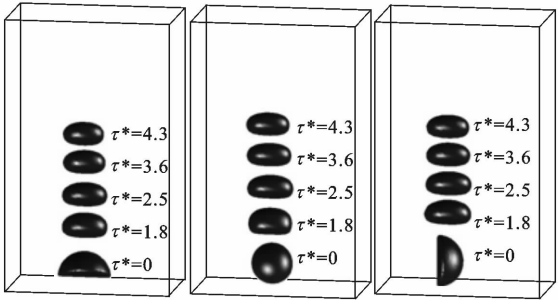
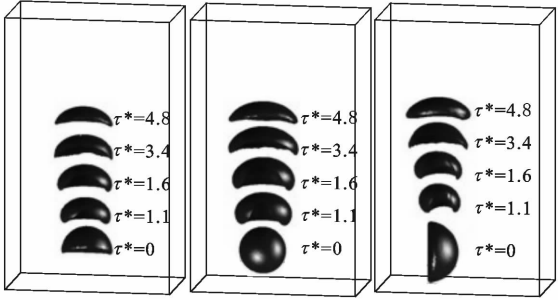


图 1 Bhaga 等^[1]的气泡相图与本文的计算区域

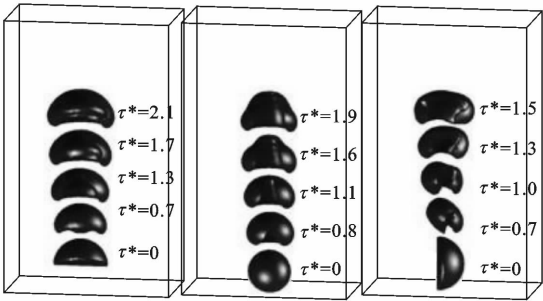
但是,对于图 1 所示的气泡相图中球帽和裙边球帽区域,模拟结果发现,不同高宽比的初始形状不同的气泡,其最终形状和终端上升速度具有较大差异。图 4 为对应于图 1 中点 3 的计算条件($Eo=286, Mo=2.22\times 10^{-4}$)下不同初始形状气泡上升过程的数值模拟结果。由图 4 可见,3 种初始形状的气泡在上升初期均呈现为底部凹进的球帽状,内凹程度随着气泡的上升越来越大。对于 $\chi=0.5$ 的初始气泡,凹陷没能贯穿气泡,所以气泡最终还维持为球帽状,



(a) $\chi=0.5$ (b) $\chi=1$ (c) $\chi=2$
图 2 不同高宽比初始气泡的上升过程模拟结果
($Eo=6.46, Mo=2.22\times 10^{-4}$)



(a) $\chi=0.5$ (b) $\chi=1$ (c) $\chi=2$
图 3 不同高宽比初始气泡的上升过程模拟结果
($Eo=40.4, Mo=2.22\times 10^{-4}$)



(a) $\chi=0.5$ (b) $\chi=1$ (c) $\chi=2$
图 4 不同高宽比初始气泡的上升过程模拟结果
($Eo=286, Mo=2.22\times 10^{-4}$)

但是对于 $\chi=1,2$ 的初始气泡,凹陷最终贯穿气泡,导致气泡上部破裂,形成了气泡环结构。当 $\chi=1$ 时,由于初始气泡是轴对称的,所以破裂发生在气泡顶部正中间,而 $\chi=2$ 时,初始气泡非轴对称,所以破裂于顶部右侧边。需要注意,在 Bhaga 等^[1]的气泡相图中,点 3 对应的气泡最终形态是球帽状,而本文得到了两种最终形态:球帽和气泡环。这是由于实验中很难保证喷嘴或孔口引入的气泡的初始形状为球形,Tomiyama 等^[8]的实验证明了这一点。他们观察

到,气泡在脱离喷嘴或浸没孔口的瞬间,一般情况下都呈现为球帽形或椭球形,于是在高 Eo 和低 Mo 下,气泡的最终形态大都是球帽状,得不到气泡环。

比较上述模拟结果与图 1 的气泡相图,可以发现,浮升气泡最终状态受初始形状影响的区域具有高 Eo 和低 Mo 的特点,而不受初始形状影响的区域具有低 Eo 或者高 Mo 的特点,Ohya 等^[9]在二维数值模拟中也得到了类似的结果.为了进一步定量研究浮升气泡最终状态受初始形状影响的区域,本文在图 1 所示的气泡相图的球帽和裙边球帽区域又选取了标记为▼的计算条件(详见表 1)重新进行了计算,得到如图 5 所示的浮升气泡由球帽状转变为气泡环的相图.图中曲线上的区域表示浮升气泡最终状态不受气泡初始形状影响的区域,曲线下方的区域表示受初始形状影响的区域.很显然,当 $Eo < 52$ 时,对于本文所研究的 Mo 范围 $10^{-10} \sim 10^2$,气泡的最终形状均为球帽状;当 Eo 在 $52 \sim 1\,000$ 范围内时,存在一个临界 Mo ,若实际 Mo 超过此临界值,不同初始形状的气泡的最终形状为球帽状,若实际 Mo 低于此临界值,不同初始形状的气泡呈现两种最终形状,即球帽状和气泡环.图中的气泡环结构是在 $\chi=1$ 时计算得到的稳定形状。

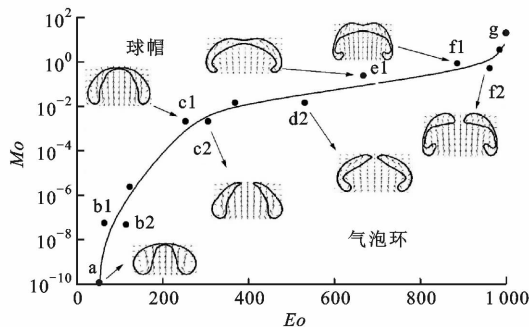


图5 浮升气泡由球帽状转变为气泡环的相图

为了分析浮升气泡动力特性受初始形状影响的机理,本文给出了图 6 所示的 $Eo=286$ 和 $Mo=2.22 \times 10^{-4}$ 的计算条件下,3 种初始形状气泡上升运动过程中中心纵截面的速度矢量图,以及图 7 所示的气泡初始形状对气泡上升速度影响的曲线图.气泡在浮力作用下,由静止开始上升,在气泡顶部和底部间压差的作用下诱导出一个从底部推向气泡的射流,由图 6 可以清晰地看见该股射流的存在($\tau^* < 1$ 时刻).根据流体静力学理论,压差与 χ 成正比关系,即高宽比大的初始气泡其压差也大,因此高宽比大的初始气泡的射流强度也大.另一方面,气泡的阻力与气泡的初始形状有关,高宽比小的气泡所受

的流动阻力大,高宽比大的气泡所受的流动阻力小,因此大高宽比初始气泡的上升加速度大,气泡速度变化快,这一点可以从图 7 中 $\tau^* < 0.5$ 的气泡上升初期清楚地观察到.这样,大高宽比的气泡的惯性作用强,从而也造成了气泡底部大的射流强度.由于表面张力具有维持气泡形状、阻止变形的作用,高 Eo 时表示表面张力的作用相对较弱,因此对于高宽比大($\chi=1,2$)的初始气泡,大的射流强度将克服表面张力,最终穿透气泡顶部形成气泡环,只不过高宽比更大($\chi=2$)的初始气泡,更早地形成了气泡环(图 6b 中 $\tau^*=1.2$ 和图 6c 中 $\tau^*=0.8$ 处).对高宽比小($\chi=0.5$)的初始气泡,弱的射流强度不足以克服表面张力的影响,最终射流没能穿透气泡顶部,又回复到球帽形气泡(图 6a 中 $\tau^*=1.1$ 处).

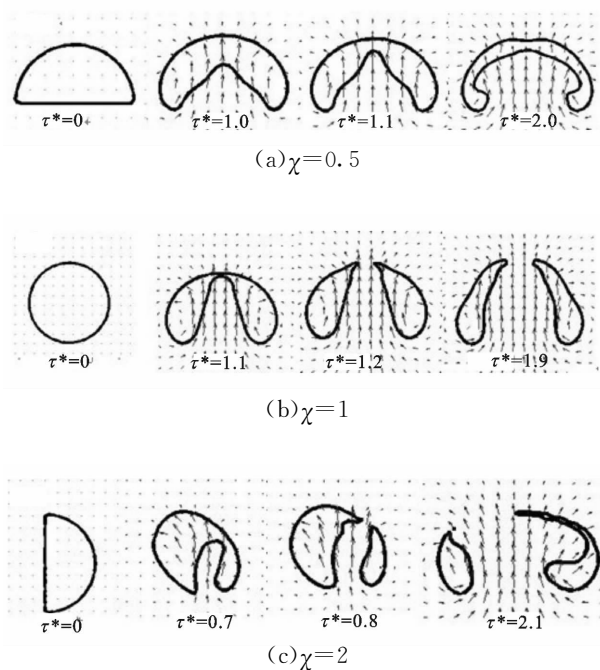


图6 不同初始形状气泡上升过程中的局部速度矢量 ($Eo=286, Mo=2.2 \times 10^{-4}$)

图 7 中的气泡速度是根据气泡顶部的位移与时间的关系计算得到的.可以观察到:随着气泡的上升,对于低 Eo 和 Mo 的情况,3 种不同初始形状的气泡最终达到几乎相同的上升速度;对于高 Eo 和低 Mo 的情况,由于 $\chi=1,2$ 的初始气泡在 $\tau^*=1.2, 0.8$ 左右上部破裂形成了气泡环,因此其速度变化剧烈;相反, $\chi=0.5$ 的初始气泡的上升速度在 $\tau^*=0.8$ 以后变化较平缓,并趋于一个稳定值.这再一次表明,在高 Eo 和低 Mo 的流动条件下,气泡的初始形状决定了上升气泡的动力学特性,而在低 Eo 下,上升气泡动力学特性基本不受初始形状影响。

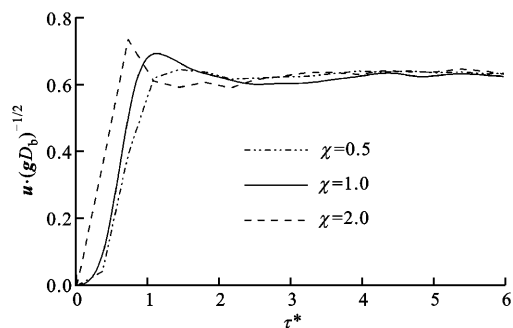
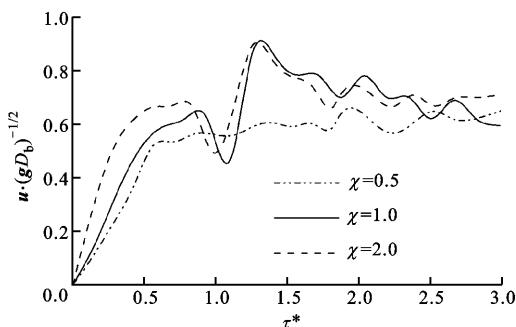
(a) $Eo=6.46, Mo=2.22 \times 10^{-4}$ (b) $Eo=286, Mo=2.22 \times 10^{-4}$

图7 气泡初始形状对气泡上升速度的影响

3 结 论

(1)对于低 Eo ($Eo < 52$) 且 Mo 范围在 $10^{-10} \sim 10^2$ 的浮升气泡,其终端形状及上升速度基本不受初始形状的影响;对于高 Eo 和低 Mo 的浮升气泡,其终端形状与上升速度受气泡初始形状的影响很大;对于大高宽比 ($\chi=1, 2$) 的初始气泡,其终端形状为气泡环,而对于 $\chi=0.5$ 的小高宽比初始气泡,最终形状为球帽状。

(2)对于高 Eo 的初始球形气泡,得到了浮升气泡由球帽状转变为气泡环的相图,确定了二者形状转变的 Eo 和 Mo ,丰富了 Bhaga 等^[1] 给出的经典气泡相图。

(3)高 Eo 和低 Mo 的浮升气泡的动力学特性受初始形状影响的机理在于,不同高宽比气泡所诱导的射流强度差异较大,而射流与表面张力的相对大小最终决定了浮升气泡的稳定形态是气泡环还是球帽。

参考文献:

- [1] BHAGA D, WEBER M E. Bubbles in viscous liquids: shapes, wakes, and velocities [J]. J Fluid Mech, 1981, 105:61-85.
- [2] SANADA T, SUGIHARA K, SHIROTA M, et al. Motion and drag of a single bubble in super-purified

water [J]. Fluid Dynamics Research, 2008, 40(7/8): 534-545.

- [3] ELLINGSEN K, RISSO F. On the rise of an ellipsoidal bubble in water: oscillatory paths and liquid-induced velocity [J]. J Fluid Mech, 2001, 440:235-268.
- [4] HUA J, STENE J F, LIN P. Numerical simulation of 3D bubbles rising in viscous liquids using a front tracking method [J]. J Comput Phys, 2008, 227(6):3358-3382.
- [5] 陈斌. 高粘度流体中上升气泡的直接数值模拟[J]. 工程热物理学报, 2006, 27(2):255-258.
CHEN Bin. Direct simulation of a single bubble rising in high viscous fluid [J]. J of Engineering Thermophysics, 2006, 27(2):255-258.
- [6] 王焕然,李彦鹏,杨栋,等. 黏性液体中单个气泡上升的形状特性[J]. 工程热物理学报, 2009, 30(9):1492-1494.
WANG Huanran, LI Yanpeng, YANG Dong, et al. On the shape feature of a single bubble rising in viscous liquids [J]. J of Engineering Thermophysics, 2009, 30(9):1492-1494.
- [7] WU M, GHARIB M. Experimental studies on the shape and path of small air bubbles rising in clean water[J]. Phys Fluids, 2002, 14(7):L49-L52.
- [8] TOMIYAMA A, CELATA G P, HOSOKAWA S, et al. Terminal velocity of single bubbles in surface tension force dominant regime [J]. Int J Multiphase Flow, 2002, 28(9):1497-1519.
- [9] OHTA M, IMURA T, YOSHIDA Y, et al. A computational study of the effect of initial bubble conditions on the motion of a gas bubble rising in viscous liquids[J]. Int J Multiphase Flow, 2005, 31(2):223-237.
- [10] BONOMETTI T, MAGNAUDET J. Transition from spherical cap to toroidal bubbles [J]. Phys Fluids, 2006, 18(5):052102-1-052102-12.
- [11] SUSSMAN M, FATEMI E, SMEREKA P, et al. An improved level set method for incompressible two-phase flows [J]. Comput Fluids, 1998, 27(5/6):663-680.
- [12] 赵知辛,王焕然,李彦鹏,等. 用 Level Set 方法对水下两个气泡运动的数值模拟[J]. 西安交通大学学报, 2009, 43(7):11-15.
ZHAO Zhixin, WANG Huanran, LI Yanpeng, et al. Numerical simulation on motion of two underwater bubbles using Level Set method [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2009, 43(7):11-15.

(编辑 荆树蓉)