

文章编号:1000-582X(2012)06-053-05

过冷流动沸腾汽泡凝结变形及流场特性的数值模拟

潘良明, 谭智威

(重庆大学 低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室, 重庆 400044)

摘要:建立了过冷流动沸腾汽泡凝结质量及能量传递模型,采用 VOF 多相流模型,对汽泡凝结过程进行了数值模拟。得到了不同工况下汽泡变形过程及其内部和周围流场变化,与前人研究结果吻合较好。结果表明:汽泡凝结过程中,其形貌将发生变化且受汽泡初始直径和过冷度等影响显著。过冷度越高或初始直径越大,汽泡变形越剧烈。当初始直径和过冷度都达到一定数值时,汽泡在凝结后期将发生破裂。

关键词:过冷流动沸腾;汽泡凝结变形;VOF 模型

中图分类号:TK124, TL331

文献标志码:A

Numerical investigation of bubble deformation and flow field characteristics of subcooled boiling during condensation

PAN Liang-ming, TAN Zhi-wei

(Key Laboratory of Low-grade Energy Utilization Technologies and Systems, Ministry of Education, Chongqing University, Chongqing 400044, P. R. China)

Abstract: The mass and energy transfer model of bubble condensation in subcooled boiling flow is established. The bubble condensation process is numerically simulated by VOF model. The bubble deformation and flow field characteristics are also obtained. The result agrees well with previous results. The results indicate that bubble shapes will change and are significantly influenced by the bubble initial diameter and the subcooled degree in condensation process. The bubble deformation will appear more sharply with increasing subcooled degree or initial diameter. The bubble will break when the subcooled degree and initial diameter reach a certain value at later phase.

Key words: subcooled flow boiling; bubble condensation deformation; VOF model

过冷流动沸腾中,两相流动传热已广泛应用于工业过程和核反应堆等领域。在涉及到相变的场合,汽泡上升过程中的凝结变形行为是描述该现象的一个关键且复杂的问题,是预测汽泡运动行为的重要内容,也是计算两相流传热和流动的关键问题。

近年来,已有一些过冷液体中汽泡凝结变形行为的研究报道。Kamei 等^[1]利用高速摄像机观察将

蒸汽喷入静止过冷水中的凝结行为,并分析了蒸汽汽泡凝结过程中的变形和存在时间;Tian 等利用移动粒子半隐式法(MPS)对单个蒸汽汽泡在静止过冷液体中的凝结行为进行了数值模拟,得到各工况下汽泡的变形和存活时间。但是,他们都是研究静止过冷液体中的凝结变形。而国内外研究者对于汽泡上升过程中的变形行为及流场特性也进行了大量实

收稿日期:2012-01-09

基金项目:国家自然科学基金资助项目(50406012);中央高校基本科研业务费重点资助项目(CDJZR10145501)

作者简介:潘良明(1970-),男,重庆大学教授,博士生导师,主要从事反应堆热工水力分析、核电站安全分析等研究,
(E-mail)cneng@cqu.edu.cn。

验和理论研究。Grace 等^[3]给出了单气泡在黏性流体中变形的形状图谱, Bhaga 等^[4]在此基础上对气泡形状图谱进行了改进。但是其局限性是显然的, 实验手段无法得出气泡内外的流场特性。因此数值研究方法近年来得到了更多的关注。Hua 等^[5]利用锋面追踪法结合 SIMPLE 算法模拟不同 Re 数和 Bo 数下气泡上升过程中的变形行为; Frank 等^[6]应用 Lattice-Boltzmann 方法研究球形和椭球形气泡在黏性流体中上升的变形行为; 王涣然等^[7]采用 Level-Set 方法对黏性流体中单个气泡上升运动进行三维模拟, 另外还有通过 CLSVOF^[8-9]、Eulerian-Lagrangian^[10]、曲面拟合法^[11]和 VOF^[12]等方法对气泡上升变形过程进行模拟。但是以上这些对气泡变形研究都未考虑两相间质量传递。尤其对于流动沸腾汽泡凝结变形的数值研究目前还几乎未见。

文中建立了过冷流动沸腾汽泡凝结模型, 采用 VOF 多相流模型并结合 UDF 接口对汽泡凝结过程进行数值模拟, 得到各工况下汽泡变形过程, 与前人研究结果进行了比较, 并分析了汽泡变形过程中的流场特性。

1 数值方法

1.1 VOF 模型

采用 VOF 模型模拟单汽泡在过冷流动沸腾中上升凝结过程。VOF 模型引入相体积分数 α , 汽相和液相的体积分数分别为 α_v 和 α_l , 当 $\alpha_v = 1$ 时为汽相区域, 当 $\alpha_l = 1$ 时为液相区域, 当 α_v 和 α_l 在 $0 \sim 1$ 之间为汽液共存的汽液界面, 假设 $0.5 \leq \alpha_v < 1$ 属于汽相区域, 其他属于液相区域。

1.1.1 连续性方程

跟踪相界面通过求解不同相的容积比率连续方程来完成的, 而且汽泡相界面采用基于 VOF 模型的 PLIC 界面重构算法计算。

对于第 q 相, 连续方程为

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_q = \frac{S_q}{\rho_q}, \quad (1)$$

式中 S_q 为第 q 相的质量源项。在文中表示汽泡凝结过程中的质量传输。

1.1.2 动量方程

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T - \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{I})] + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_{\text{vol}}, \quad (2)$$

式中 \mathbf{F}_{vol} 为表面张力源项, 采用 CSF 模型计算

$$\mathbf{F}_{\text{vol}} = \sigma \frac{\alpha_l \rho_l k_v \nabla \alpha_v + \alpha_v \rho_v k_l \nabla \alpha_l}{(\rho_l + \rho_v)/2}. \quad (3)$$

1.1.3 能量方程

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u}(\rho E + p)] = \nabla \cdot (k \nabla T) + S_q, \quad (4)$$

式中 S_q 为第 q 相的能量源项。在文中表示汽泡凝结过程中的能量传输。

1.1.4 连续变形 CTT 模型

在汽泡凝结模拟中, 求解区域包括汽液两相流体。为了克服汽液界面区域流体的不连续性问题, 采用连续变形 CTT 模型。假设 φ 为物性, α 表示体积分数, 则有

$$\varphi = \varphi_l \alpha + \varphi_v (1 - \alpha). \quad (5)$$

汽泡凝结中, 由于质量和能量的传输只发生在界面上, 因此凝结过程中的质量和能量源项只存在于汽液界面区域 ($0 < \alpha_v < 1$) 中。

1.2 凝结质量及能量传递模型

1.2.1 汽液界面凝结瞬时换热系数

过冷流动沸腾中, 汽泡与主流通过汽液界面换热, 因此界面换热系数是该过程的关键参数。在模型中, 应用 Kim 等^[13]提出的竖直向上流道内的汽泡凝结界面换热系数

$$Nu_b = 0.257 5 Re_b^{0.7} Pr_l^{-0.4564} Ja^{-0.2043}, \quad (6)$$

式中, Re_b 为汽泡凝结中的以汽泡直径为定性尺寸的瞬时雷诺数, Pr_l 为液相普朗克数, Ja 为雅克比数。文中按照等体积原则, 将相同体积的球体直径看成汽泡等效直径。

式(6)中汽泡雷诺数 Re_b 定义为

$$Re_b = \frac{\rho_l U_{\text{rel}} D_b}{\mu_l}, \quad (7)$$

式中 ρ_l , U_{rel} , D_b 和 μ_l 分别为液相密度, 汽泡相对速度, 汽泡瞬时直径和液相动力粘度。而

$$U_{\text{rel}} = \sqrt{U_{b,x}^2 + (U_{b,y} - U_1)^2 + U_{b,z}^2}, \quad (8)$$

式中, $U_{b,x}$, $U_{b,y}$, $U_{b,z}$ 和 U_1 分别表示汽泡在 x , y , z 方向上的瞬时速度和液相的当地速度。而汽泡瞬时速度根据控制体质量中心速度求解方法求解^[14], 则汽泡瞬时速度

$$U_{b,k} = \frac{\sum u_k \rho_v V_v}{\sum \rho_v V_v}, \quad (9)$$

其中: u_k , ρ_v 和 V_v 分别表示汽相各单元的速度、密度和体积, k 表示方向。

液相普朗克数 Pr_l 定义为

$$Pr_l = c_{pl} \mu_l / \kappa_l, \quad (10)$$

式中: c_{pl} , κ_l 分别为液相的比热容和导热系数。雅克比数 Ja 定义为

$$Ja = \frac{\rho_l c_{pl} \Delta T_{sub}}{\rho_v h_{fg}}, \quad (11)$$

式中: ρ_v 为汽相的密度; h_{fg} 为潜热; $\Delta T_{sub} = T_b - T_1$ 。由于汽泡凝结时间较短,认为汽泡内蒸汽温度 T_b 取系统压力下相应的饱和温度 T_{sat} ,并假设凝结过程中主流温度 T_1 保持不变。将式(7)、(10)、(11)代入式(6)中求出 Nu ,再通过下式求出汽液界面瞬时换热系数,

$$h_i = k_l Nu / D_b. \quad (12)$$

汽泡凝结模拟中,物性取相应压力下的常物性参数。表面张力设定为 $\sigma = 0.060 \text{ N/m}$ 。

1.2.2 汽泡凝结中的质量及能量传递

由式(12)求出了汽液界面瞬时换热系数,则汽液之间瞬时换热的热流密度为

$$q = h_i \Delta T_{sub} S_i, \quad (13)$$

式中 S_j 为汽泡界面表面积。根据热平衡,汽相向液相瞬时传递的质量流量为

$$\dot{M} = \frac{q}{h_{fg}} = \frac{h_i \Delta T_{sub} S_i}{h_{fg}}. \quad (14)$$

则在汽液界面区域汽相的单位体积交换的质量为

$$\dot{m}_c = \frac{\dot{M}}{\sum_j \alpha_v V_j} = \frac{h_i \Delta T_{sub} S_i}{h_{fg} \sum_j \alpha_v V_j}, \quad (15)$$

式中 V_j 为汽液界面汽相单元的体积。最后求出汽泡凝结的质量源项为

$$\dot{m}_i = \alpha_v \times \dot{m}_c = \frac{h_i \Delta T_{sub} S_i \alpha_v}{h_{fg} \sum_j \alpha_v V_j}. \quad (16)$$

则汽泡凝结的相变能量源项为

$$q_i = \dot{m}_i \times h_{fg}. \quad (17)$$

1.3 计算对象及边界条件

计算区域为一个方截面竖直通道,其在 x, y, z 方向的尺寸分别为 $15 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ 。网格划分为正六面体结构化网格,经网格数敏感性测试,确定网格单元数为 432 000。

经测试,单精度和双精度影响很小,为保证效率,文中所有的计算都采用单精度,选择基于压力修正的求解器,使用 PRESTO 方法离散压力,对动量和能量方程使用一阶迎风格式求解,体积分数方程采用几何重组方法离散求解,压力速度耦合采用 PISO 算法。为考虑强制循环条件,计算区域入口采用质量流量入口,出口为压力出口。

2 结果分析与讨论

2.1 与前人研究对比

图 1 为文中 VOF 模型模拟结果与 Kamei^[1] 的实验结果和 Tian^[2] 的 MPS 方法模拟结果的对比。

从图 1 可以看出,较小初始尺寸汽泡在低过冷度的流体中泡底先逐渐变平,然后顶部逐渐变平,接着变为椭球状,最后转变为球状直至完毕。较大初始尺寸汽泡在较高过冷度的流体中泡底会逐渐凹陷为裙状而最终破裂。较大汽泡比较小汽泡受流道和过冷度的影响更强烈,受流动冲击更大,汽泡形貌变化更加复杂。模拟结果和已发表的研究吻合较好。

2.2 汽泡凝结过程中的变形分析

图 2~图 3 为初始直径为 3 mm 和 6 mm 的蒸汽汽泡在不同过冷度下凝结变形过程。由图 2 可以看到,在过冷度为 5 K 的液体中初始直径为 3 mm 的汽泡凝结将上升较长距离;在过冷度为 40 K 液体中,汽泡上升的距离很短。2 种不同过冷度液体中的汽泡在凝结过程中都基本保持球状或椭球状,但后者没有前者形状规则。从图 3 可以看到,初始直径为 6 mm 的汽泡凝结过程中,汽泡的形状将发生连续变化。在过冷度为 10 K 的液体中,汽泡底部先逐渐扁平成为半球体,且底部略有凹陷。当半球体逐渐缩小,汽泡将变成椭球体,再经过底部朝上的半球体,最后当汽泡尺寸很小时再变成了球体;而在过冷度为 40 K 的液体中,汽泡的变形将比前者要提前。由于汽泡凝结时间减少,汽泡上升的距离也大大减少。在凝结初期,汽泡底部也会逐渐扁平成为半球体,但并没有前者规则,且汽泡在凝结后期,基本上保持该形状直到凝结结束。而初始直径为 10 mm 的汽泡凝结过程中汽泡的变形更为剧烈。在过冷度为 15、45 K 的液体中,初始时刻汽泡底部逐渐向汽泡内部凹陷,即汽泡从球状球体逐渐向带凹坑状的球体再向裙状球体转变。不同的是,当过冷度为 15 K 时,变为裙状的汽泡在凝结后期汽泡逐渐向球状转变;而在过冷度为 40 K 的液体中,汽泡顶部会破裂而成为汽泡环,最后破裂成几个小汽泡,直到凝结过程结束。

汽泡随主流上升凝结的过程中,汽泡的形状由流动曳力、浮力、表面张力以及由于凝结造成周围液体对汽泡的惯性力等作用力综合决定。汽泡尺寸较小时,由于汽液界面面积较小,凝结的速度相对大尺寸汽泡要慢,而由 Young-Laplace 方程可知,对于汽泡尺寸较小的汽泡,表面张力将导致汽泡内外较高压差的作用相对于惯性冲击要大得多,况且,小尺寸汽泡对周围流场的扰动作用较弱,因此周围液体的惯性力、曳力等作用相对较弱,汽泡将在主导的表面张力作用下保持球形。所以初始直径为 3 mm 的汽泡凝结过程中基本上会保持球状。而对于汽泡尺寸较大的汽泡,内外压差作用相对于周围液体的惯性

力及凝结产生的冲击要小,因此汽泡凝结过程中不能保持球形。过冷度越高,凝结而产生的惯性冲击力越大,变形越显著。在过冷度较低的液体中,2 种不同尺寸的汽泡凝结后期由于汽泡直径减小,表面张力的作用将更显著,汽泡形状逐渐向球状转变。

但不同的是,由于图 3(a)中的汽泡内外压差较大气泡中的要大,汽泡并不会出现裙状;在过冷度较高的液体中,由于凝结所产生的惯性力作用很强,汽泡不会保持球状直到凝结完毕。而在更大气泡时,惯性力一直占主导作用,汽泡出现破裂。

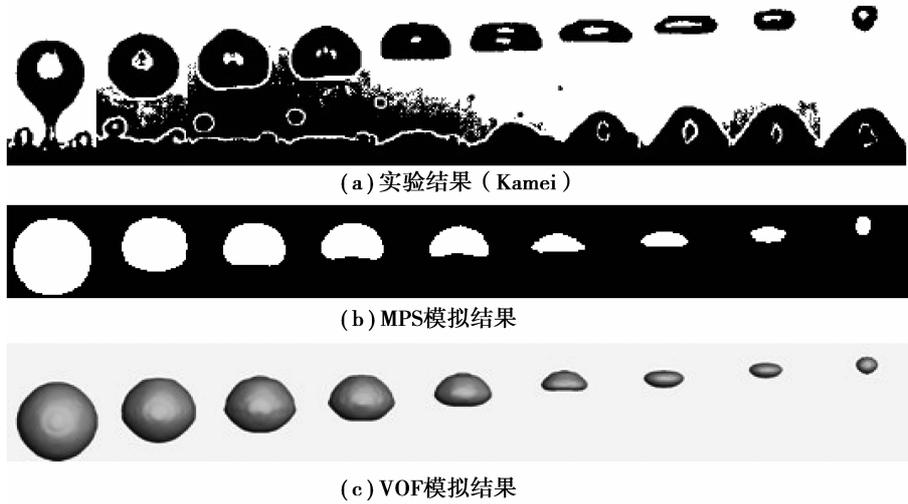


图 1 较小汽泡凝结变形过程对比 ($D_0 = 8 \text{ mm}$ $\Delta T_{\text{sub}} = 10 \text{ K}$)

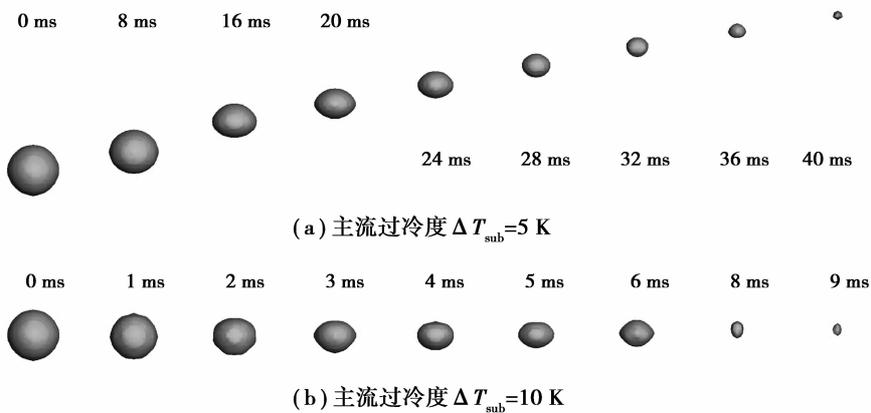


图 2 初始直径为 3 mm 的汽泡变形过程

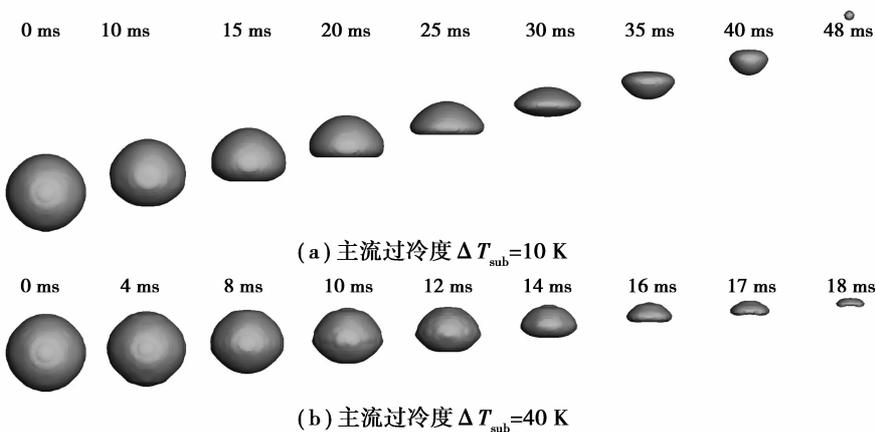


图 3 初始直径为 6 mm 的汽泡变形过程

2.3 汽泡内部及周围流场特性分析

图4给出了图2相应初始直径汽泡凝结变形中汽泡内部和周围流场的变化过程。可以看到,过冷度较高的液体中,汽泡内部的速度场要素乱许多,从图4(a)和(b)对比可以明显看出这一现象。这主要是由于汽泡凝结速度增加,周围液体惯性力作用显著及表面张力作用快速变化造成的。汽泡较大时,由于凝结过程中汽泡从底部凹陷开始变形,在汽泡左右两侧都会出现对称的旋涡。在汽泡底部可以看到周围流场扰动剧烈,速度要大,且过冷度越大越明显,因此高过冷度下周围液体对汽泡的冲击更大,这

也是汽泡变形更剧烈的原因。汽泡在凝结后期,在汽泡底部还会出现2个对称的旋涡,这主要是由于汽泡从裙状向球状过渡,汽泡两侧快速凝结且向汽泡中心变形造成的。当汽泡逐渐变成球状时刻,汽泡内部的速度将比周围液体速度大。当汽泡被液体冲破后,前一时刻汽泡底部的速度将减小。由于速度场及汽液界面受力的快速变化,低过冷度下能够在表面张力的维持下,相对保持规则的球形,而高过冷度下及大气泡尺寸下因表面张力不足以抵消冲击以及其它不平衡的受力,保持球形就变得很困难。

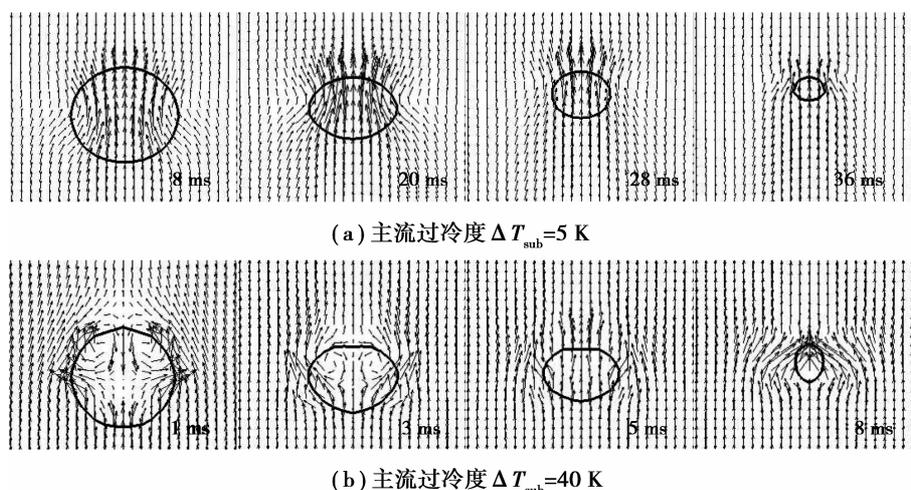


图4 不同过冷度下初始直径为3 mm的汽泡内部和周围流场变化

3 结论

采用VOF模型对汽泡凝结过程中变形及流场特性进行了三维数值模拟和分析,得出了以下研究结果。

1)文中建立了过冷流动沸腾汽泡凝结质量及能量传递模型,得到了不同工况下汽泡凝结变形过程,模拟结果与已发表的研究结果吻合较好;

2)汽泡凝结过程中,其形状将发生改变且受汽泡初始直径和过冷度等影响。过冷度越高,汽泡变形更剧烈。初始直径越大,汽泡变形更剧烈。当初始直径和过冷度都达到一定值时,汽泡在凝结后期将发生破裂。

3)尺寸较大的汽泡凝结过程中,其左右两侧会出现漩涡,且在其底部速度场较大,过冷度越高,速度越大。高过冷度下,汽泡内部的速度场紊乱,导致汽泡冷凝过程的变形更显著。

参考文献:

[1] Kamei H. Condensation phenomena of a single vapor bubble into subcooled water [J]. *Experimental Heat Transfer*, 1990, 3(2): 173-182.

[2] TIAN W X, ISHIWATARI Y, IKEJIRI S, et al. Numerical computation of thermally controlled steam bubble condensation using Moving Particle Semi-implicit (MPS) method [J]. *Annals of Nuclear Energy*, 2010, 37(1): 5-15.

[3] GRACE J R, WAIREGI T, NGUYEN T H. Shapes and velocities of single drops and bubbles moving freely through immiscible liquids [J]. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 1976, 54: 167-173.

[4] BHAGA D, WEBER M E. Bubbles in viscous liquids: shapes, wakes and velocities [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1981, 105: 61-85.

[5] HUA J S, LOU J. Numerical simulation of bubble rising in viscous liquid [J]. *Journal of Computational Physics*, 2007, 222(2): 769-795.

[6] FRANK X, FUNFSCHILLING D, MIDOUX N, et al. Bubbles in a viscous liquid: lattice boltzmann simulation and experimental validation [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, 546: 113-122.

- Simulation of unloading due excavation in F. E analysis-modified Mana method based on comparison of three methods[J]. Journal of HOHAI University, 1999, 27 (1): 47-52.
- [13] SHARAN S K. A finite element perturbation method for the prediction of rockburst [J]. Computers & Structures, 2007, 85(17/18): 1304-1309.
- [14] SHENG Q, YUE Z Q, LEE C F, et al. Estimating the excavation disturbed zone in the permanent shiplock slopes of the Three Gorges Project[J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 2002, 39(2):165-184.
- [15] LEE C F, ZHENG H. Macro-constitutive model for brittle-plastic rock and its application[C]// Proceedings of IS-NAGOYA97, Oct. 4-7, 1997, Gifu, Japan. [S. l.]: [s. n.], 1997: 359-364.
- [16] 周维垣. 高等岩石力学[M]. 北京: 水利电力出版社, 1990.
- [17] ZHAO X G, CAI M. Influence of plastic shear strain and confinement-dependent rock dilation on rock failure and displacement near an excavation boundary [J]. International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences, 2010, 47(5): 723-738.

(编辑 陈移峰)

~~~~~

(上接第 57 页)

- [7] 王涣然, 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 HUAN-RAN, LI YAN-PENG, YANG DONG, et al. On the shape feature of a single bubble rising in viscous liquids [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2009, 30(9): 1492-1494.
- [8] OHTA M, IMURA T, YOSHIDA Y, et al. A computational study of the effect initial bubble conditions on the motion of a gas bubble rising in viscous liquids [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2005, 31(2): 223-237.
- [9] WANG Z Y, TONG A Y. Deformation and oscillations of a single gas bubble rising in a narrow vertical tube [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2008, 47(3): 221-228.
- [10] FRANCOIS M, SHYY W. Computations of drop dynamics with the immersed boundary method, part 1: numerical algorithm and bouyancy-induced effect [J]. Numerical Heat Transfer Part B: Fundamentals, 2003, 44 (2): 101-118.
- [11] BOZZI L A, FENG J Q, SCOTT T C, et al. Steady axisymmetric motion of deformable drops falling or rising through a homoviscous fluid in a tube at intermediate reynolds number [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1997, 336: 1-32.
- [12] VAN SINT ANNALAND M, DEEN N G, KUIPERS J A M. Numerical simulation of gas bubbles behavior using a three-dimensional volume of fluid method [J]. Chemical Engineering Science, 2005, 60 (11): 2999-3011.
- [13] KIM S J, PARK G C. Interfacial heat transfer of condensing bubble in subcooled boiling flow at low pressure [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2011, 54(13/14): 2962-2974.
- [14] 鲁钟琪. 两相流与沸腾传热[M]. 北京: 清华大学出版社, 2002.

(编辑 陈移峰)