

文章编号: 1000-4750(2012)05-0219-05

# 微通道人工空穴汽泡核化跃离的 lattice Boltzmann 模拟

董志强<sup>1</sup>, 徐进良<sup>2</sup>

(1. 中国科学院广州能源研究所微能源系统实验室, 广州 510640; 2. 华北电力大学新能源与可再生能源北京市重点实验室, 北京 102206)

**摘 要:** 研究微纳尺度的汽泡动力学行为是微纳流动与传热的基础前沿。基于作者提出的能描述相变之热质传递的 lattice Boltzmann 大密度比多相流复合模型, 该文数值研究了单微通道中汽泡在人工空穴上核化跃离的物理过程, 量化分析了汽泡核化、跃离和运动对微通道内液相流动和传热的影响, 可为理论探索人工空穴强化微通道传热提供有意义的参考。

**关键词:** lattice Boltzmann 方法; 微通道; 汽泡; 核化; 传质传热

**中图分类号:** O35 **文献标志码:** A

## NUMERICAL INVESTIGATION OF BUBBLE NUCLEATION DEPARTURE IN MICROCHANNEL REENTRANT CAVITY BASED ON LATTICE BOLTZMANN METHOD

DONG Zhi-qiang<sup>1</sup>, XU Jin-liang<sup>2</sup>

(1. Micro Energy System Laboratory, Guangzhou Institute of Energy Conversion, Chinese Academy of Science, Guangzhou 510640, China;

2. Beijing Key Laboratory of New and Renewable Energy, North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

**Abstract:** The vapor bubble nucleation effects on heat-transfer and fluid flows in microchannel are investigated based on an improved hybrid lattice Boltzmann model. The dynamic process of bubble growth, departure and motion are simulated in microchannel with different physical conditions, while the process influences on fluid flow and heat transfer are also quantitatively predicted respectively. The results show that the bubble nucleation on reentrant cavity can induce the periodic flow instability; through it also strengthens the efficiency in heat transfer around the bubble.

**Key words:** lattice Boltzmann method; microchannel; vapor bubble; nucleate; heat and mass transfer

伴随着微汽泡的核化、增长和跃离等物理过程, 微通道中的流动沸腾由于电子器件冷却技术的推动近几十年被广泛研究。作为流动沸腾的主要研究内容之一, 两相流动不稳定性在 1938 年首次由 Ledinegg 提出<sup>[1]</sup>; 1973 年 Boure 等人对两相流不稳定性进行了分类, 分析了各种不稳定性发生机理<sup>[2]</sup>; 2001 年 Kandlikar 等利用高速摄像机在水力直径为 1mm 的平行小通道中观测了汽泡增长时膨胀引发的回流现象<sup>[3]</sup>。Qu 和 Mudawar 在 21 根平行铜

基微通道内发现了通道间流动相互作用诱发的沸腾不稳定性<sup>[4]</sup>; Huh 和 Kim 发现在单根微通道内仍然存在沸腾不稳定性, 即返流会导致温度、压降和质量流率呈现周期性变化<sup>[5-6]</sup>。同时, 许多学者在抑制和消除微通道沸腾不稳定性方面也作了许多研究工作。Qu 和 Mudawar 在平行铜基微通道内研究了流动沸腾的压降特性。他们首次采用在微通道的上游利用球阀节流增压的办法来增加上游的刚性, 减小上游可压缩性空间, 消除了剧烈的压降波动<sup>[4]</sup>;

收稿日期: 2010-07-29; 修改日期: 2010-11-09

基金项目: 国家杰出青年科学基金项目(50825603); 国家青年科学基金项目(51106162)

通讯作者: 徐进良(1966—), 男, 安徽人, 教授, 博士, 博导, 院长, 从事微尺度流体力学与传热、微热管等方面研究(E-mail: xjl@ncepu.edu.cn).

作者简介: 董志强(1976—), 男, 河北人, 助研, 博士, 从事计算流体力学研究(E-mail: dongzq@ms.giec.ac.cn).

Kandlikar 等人每一根宽为 1054 $\mu\text{m}$ ，深为 197 $\mu\text{m}$  的微通道入口处采取节流措施，迫使水在进入微通道前首先经过一个比通道截面积小很多的孔来防止返流，从而消除沸腾不稳定性。与上游节流措施不同的是 Kuo 和 Peles 采用人造核化穴的方法来抑制沸腾不稳定性<sup>[7]</sup>；Xu 等人则提出种子汽泡的思路来消除流动沸腾不稳定性<sup>[8-9]</sup>。总之，微尺度沸腾传热不稳定性研究目前主要停留在实验现象的观察分析上，较少涉及理论研究，对其发生机理和表现形式缺乏统一的认识。从分析抑制沸腾不稳定性的核心思想可以看出，无论上游节流、人造核化穴壁面还是种子汽泡都是以汽泡增长为措施切入点，因此汽泡增长引发的体积膨胀是流动不稳定性的直接原因，不规律的汽泡增长引发不规律的沸腾流动。而这种受汽泡动力学影响的不规律相变增长很难在实验中直接测量和理论上定量分析，所以数值方法就成了研究微通道汽泡动力学必要的手段。

Kandlikar 等人应用 level-set 方法研究了微通道中汽泡增长对传热和回流的影响<sup>[10]</sup>；Taha 等人应用 Vof 方法数值研究了微通道中的弹状汽泡<sup>[11]</sup>；这些有代表性的数值研究工作给量化分析微通道汽泡行为和影响提供了有意义的参考。本文应用作者在文献<sup>[12]</sup>中提出的复合 lattice Boltzmann 模型(LBM)，从人造核化穴汽泡的角度出发，对微通道中汽泡的增长、跃离和运动等汽泡动力行为作数值研究，探索汽泡行为对微通道流动和相变传热的影响。

## 1 Lattice Boltzmann 复合模型<sup>[12]</sup>

思路：联合 Zheng<sup>[13]</sup>的大密度多相流模型和一个 LBM 热模型<sup>[14]</sup>，通过处理相变项构造一个能描述相变热质传递的多相流复合 LBM 模型。Zheng 的大密度比多相流 LBM 模型借鉴了 Swift<sup>[15]</sup>的多相流模型，首先定义 2 个宏观变量：半密度和  $n = \frac{\rho_A + \rho_B}{2}$  和半密度差  $\phi = \frac{\rho_A - \rho_B}{2}$ ，其中  $\rho_A$  和  $\rho_B$  分别为两相流体的密度。

当  $\phi > 0.0$  时，方程组不计算相变，对应的 LBM 方程为：

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t) = \Omega_i \quad (1)$$

$$\Omega_i = \frac{1}{\tau_n} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{x}, t)] + \left(1 - \frac{1}{2\tau_n}\right) \frac{\omega_i}{c_s^2} \left[ (\mathbf{e}_i - \mathbf{u}) + \frac{(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})}{c_s^2} \mathbf{e}_i \right] (\mu_\phi \nabla \phi + \mathbf{F}_b) \delta t$$

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) - g_i(\mathbf{x}, t) = (1 - q) [g_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t) - g_i(\mathbf{x}, t)] - \frac{1}{\tau_\phi} [g_i(\mathbf{x}, t) - g_i^{eq}(\mathbf{x}, t)] \quad (2)$$

$$h_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) - h_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau_T} [h_i(\mathbf{x}, t) - h_i^{eq}(\mathbf{x}, t)] \quad (3)$$

对应的平衡分布函数：

$$f_i^{(eq)} = \omega_i A_i + \omega_i n \left( 3e_{i\alpha} u_\alpha - \frac{3}{2} u^2 + \frac{9}{2} u_\alpha u_\beta e_{i\alpha} e_{i\beta} \right) \quad (\text{基于 D2Q9})$$

其中：

$$A_i = \frac{9}{4} n - \frac{15 \left( \phi \mu_\phi + \frac{1}{3} n \right)}{4} ; A_{i(i=2, L, 9)} = 3 \left( \phi \mu_\phi + \frac{1}{3} n \right) ;$$

$$\omega_1 = \frac{4}{9} ; \omega_{i(i=2, L, 5)} = \frac{1}{9} ; \omega_{i(i=6, L, 9)} = \frac{1}{36} .$$

$$g_i^{(eq)} = A_i + B_i \phi + C_i \phi \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u} \quad (\text{基于 D2Q5})$$

其中： $B_1 = 1 ; B_i = 0 (i \neq 1) ; C_i = \frac{1}{2q} ; A_1 = -2\Gamma \mu_\phi ; A_i =$

$\frac{1}{2} \Gamma \mu_\phi (i \neq 1) ; \Gamma$  是迁移系数； $h_i^{eq}(\mathbf{x}, t) = \omega_i T (1 + 3\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})$ ，其中  $T$  是流场的温度。

当  $\phi \leq 0.0$  时，方程组计算相变，对应的 LBM 方程为：

$$g_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) - g_i(\mathbf{x}, t) = (1 - q) [g_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t) - g_i(\mathbf{x}, t)] - \frac{1}{\tau_\phi} [g_i(\mathbf{x}, t) - g_i^{eq}(\mathbf{x}, t)] + \omega_i \mathcal{G} \quad (4)$$

$$h_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) - h_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau_T} [h_i(\mathbf{x}, t) - h_i^{eq}(\mathbf{x}, t)] + \omega_i \frac{\rho_G}{\rho_L (\rho_L - \rho_G)} \frac{\mathcal{G}}{Ja} \quad (5)$$

其中：

$$\mathcal{G} = \frac{\rho_L (\rho_L - \rho_G)}{\rho_G} \frac{Ja \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)}{Pe} ; Ja = \frac{1}{h_{fg}} C_{pl} (T'_b - T'_\infty) ; Pe = \frac{3}{(\tau_T - 0.5)\delta} .$$

## 2 数值模拟

计算模型：如图 1(a)所示，计算域是实验微通道的一个二维投影，通道长宽设为 53333 $\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ 。通道内设一个三角形人工核化穴。以人为设定汽泡核化时间来描述人造核化穴行为(核化时间  $t_n = t_w$  (等待时间) +  $t_d$  (跃离时间))，汽泡由传热主

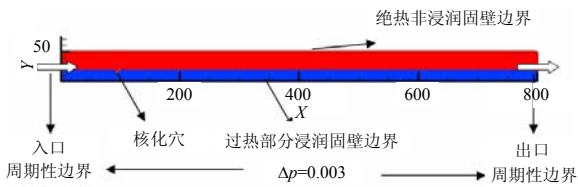
导相变，由浮力、边界浸润力和通道内压力主导跃离、运动及变形。

边界条件：入口和出口设为周期性边界，通道内设等压差流动；下部区域底边界为部分浸润性边界<sup>[16]</sup>，其中浸润角为  $\theta_w$ ，顶边界为绝热非浸润边界，上部区域为流动区域；网格  $Y \times X = 50 \times 800$ ，其中通道网格为  $30 \times 800$ ，底边界厚  $20 \times 800$  拟作固壁；入口液相温度  $T(\text{inlet}) = 0.0$ ，底边界  $T(\text{bottom}) = 1.0$ 。用 1 个大气压下的甲醇作工质(注：除 LBM 模型稳定性限制液相粘性系数  $\tau_v = 0.55$  和汽液粘性比 10 : 1 之外，LBM 计算采用甲醇的物性参数)。

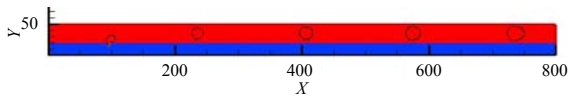
参数设置：应用流体相似性法则，确定无量纲时间单位  $\delta t = 0.167 \times 10^{-4} \text{s}$ ，空间  $\delta x = 2.0 \times 10^{-4} \text{m}$ ，温度  $T = \frac{T' - T_{sat}}{T_w - T_{sat}}$ ，其它无量纲参数为： $\rho_L = 749$ ， $\rho_G = 1.154$ ， $Pe = 1100$ ， $Ja = 2.64 (\Delta T = 1.7^\circ\text{C})$ 。

为了调研微通道中气泡核化增长和跃离对微通道流动传热的影响，4 个算例被安排如下：

A: 单通道无气泡核化的单相流动模拟；B: 单通道气泡核化的流动模拟( $t_n = 20000$  时间步,  $\theta_w = \pi/4$ )；C: 单通道气泡核化的流动模拟( $t_n = 20000$  时间步,  $\theta_w = \pi/6$ )；D: 单通道气泡核化的流动模拟( $t_n = 10000$  时间步,  $\theta_w = \pi/6$ )。



(a) 计算示意图



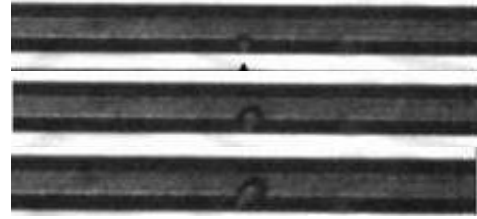
(b) LBM 数值模拟的气泡核化、增长及运动变形 (算例 D:  $t = 48000$  时间步)

图 1 计算模型

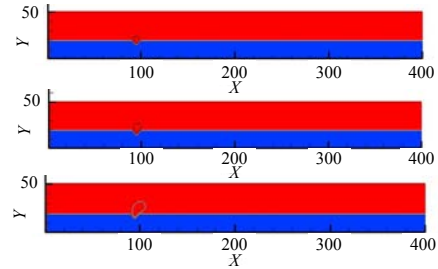
Fig.1 Computation model

### 2.1 气泡核化对微通道流动的影响

气泡基于人工空穴以一定的时间间隔  $t_n$  核化跃离，其模拟演化结果如图 1(b)所示。图 2 则针对微通道内气泡核化增长和变形的物理过程，对比了 Li<sup>[17]</sup> 实验观测结果和本文数值模拟结果。该对比说明了该复合 LBM 模型能够在一定程度上正确反映微通道内的气泡动力学。气泡核化对通道流动的影响在图 3 的气泡核化跃离流动和单相流动的速度对



(a) 实验观测微通道气泡增长动力行为 ( $t = 40\text{ms}, 100\text{ms}$  和  $125\text{ms}$ )<sup>[18]</sup>



(b) LBM 数值模拟的微通道气泡增长动力行为 (算例 D:  $t = 2000, 4000, 8000$  时间步)

图 2 试验观测与数值模拟的比较

Fig.2 Comparison of experimental investigation and LBM results

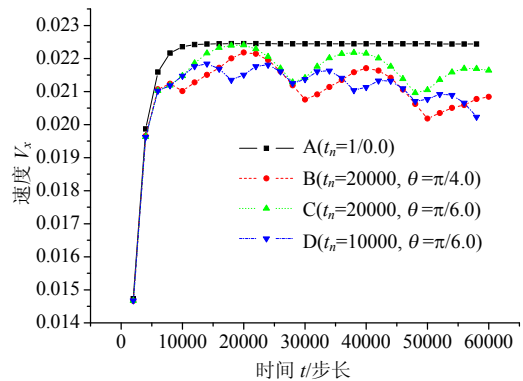


图 3 通道中轴线截点流动速度的比较

Fig.3 Comparison of fluid flow X-velocity in axis intercept point

比中可以看到，气泡核化跃离对流动形成了明显的周期性阻力作用。通道内流动速度伴随气泡核化开始、增长和跃离结束便形成一个周期性的波动。通过比较分析 4 个算例，由于不同的气泡核化时间和热边界浸润角对应的气泡跃离直径不同，这种差异会间接影响到通道阻力的波动周期和强度。图 4 显示算例 D 对应的微通道速度场演化图。在图 4(a)中，微通道液相流动在等压差动力驱动下，首先经历一个加速阶段，由于核化穴气泡的增长阻塞了通道流动，并在气泡的上方形成一个绕流区。随着气泡的继续长大，绕流区范围强度也随之增加，阻力增加到极大，气泡跃离完成后，绕流区随气泡运动而消失，气泡的阻塞影响也相应消失。因此气泡核化增

长跃离过程的完成造成通道内流动速度经历一个周期的波动。如图 4(b)所示,随着人工空穴周期性的核化跃离,气泡周期性阻塞了通道内的流动,并伴随着绕流区的不断形成和消失。另外由于随工质一起运动的汽泡不断增长,受运动边界层的影响也对通道流动形成一定的阻力,造成通道内运动速度呈现整体下降的趋势。

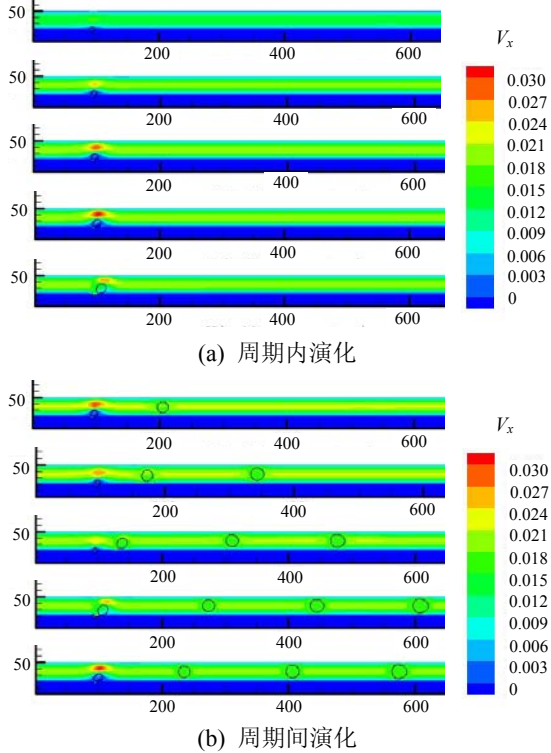


图 4 算例 D 对应的速度场演化图

Fig.4 X-velocity contour evolution of Case D channel flow

2.2 汽泡核化对微通道传热的影响

汽泡核化跃离对微通道的流动造成的影响也间接影响了通道内工质的对流传热。由图 5 显示的通道内 4 种流动平均努塞尔数随时间的变化可以分析到,当有汽泡周期性核化跃离时,扰动汽泡周围的流场,强化了对流传热,而这种强化对流传热的影响也表现出周期性波动,与汽泡核化跃离物理过程相一致。另外汽泡增长消耗了相变潜热,增强了汽泡周围的传热。如图 6,两种流动热边界层局部努塞尔数随时间的变化比较说明了汽泡相变潜热的消耗强化对应热边界层位置的传热效率,并形成较高的突起。另一方面,这种强化随着汽泡的增长而增强,随着汽泡的运动而运动。图 7 则显示了流场内温度场随时间的演化图。从中可以看到由于相变潜热的消耗,汽泡周围的温度场出现了相应的温度梯度,直接强化了汽泡周围的扩散传热。

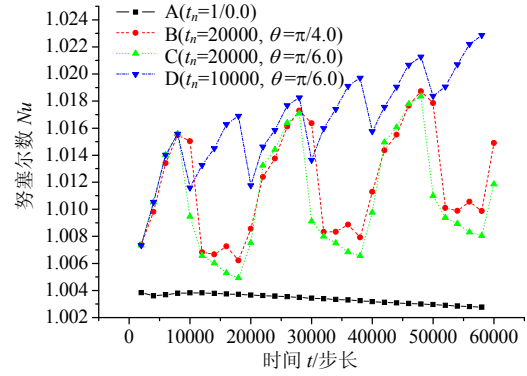


图 5 通道内平均努塞尔数随时间的变化

Fig.5 Comparisons of the average Nusselt number in different cases

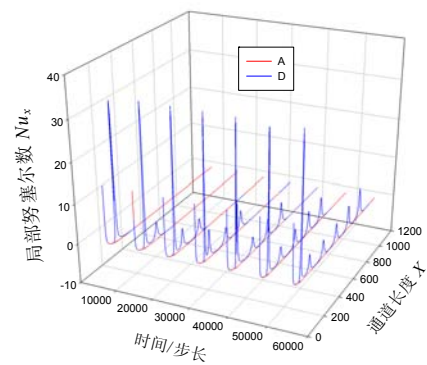


图 6 热边界层局部努塞尔数随时间的变化

Fig.6 Comparison of located Nusselt number in heated wall in different cases

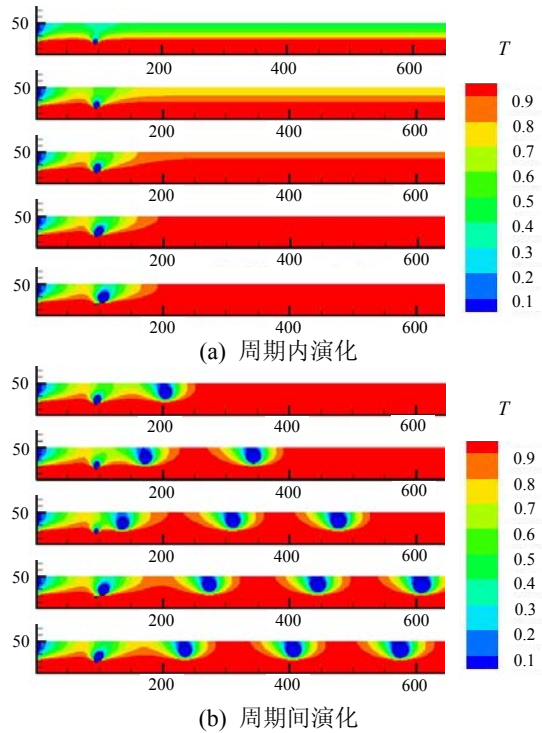


图 7 算例 D 对应的温度场演化图

Fig.7 Temperature field contour evolution of Case D

### 3 结论

应用 LBM 大密度比多相流复合模型数值模拟了微通道人工空穴汽泡核化跃离的物理过程, 计算结果量化分析了汽泡增长跃离及运动对微通道流动和传热的影响。在阻塞流动方面, 汽泡对通道的阻力主要来自于跃离前的增长过程, 这个阻力是周期性波动的; 其次来自于汽泡长大后对运动边界层的扰动, 这个阻力是随着汽泡进一步增长而加强的。在强化传热方面, 人工空穴核化汽泡增长消耗相变潜热增强了局部热边界层的传热效率, 其次汽泡增长膨胀和汽泡运动扰动流场增强了通道内对流传热效率。另外, 通过数值计算可以明确优化人工空穴核化、强化微通道传热和抑制沸腾流动不稳定性的切入点之一就是有效降低空穴汽泡的跃离直径, 缩短跃离周期。

#### 参考文献:

- [1] Ledinegg M. Instability of flow during natural and forced circulation [J]. *Waerme*, 1938, 61(8): 891—898.
- [2] Boure J A. The oscillator behavior of heated channels [C]. French report Part I and II, Grenoble, 1976, CEA-R3049.
- [3] Kandlikar S G, Steinke M E, Tian L A. Campbell, high speed photographic observation of flow water in parallel minichannels [C]. ASME National Heat Transfer Conference, Los Angeles, CA, 2001.
- [4] Qu W L, Mudawar I. Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channel heat sinks [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, 46: 2737—2753.
- [5] Huh C, Kim M H. An experimental investigation of flow boiling in an asymmetrically heated rectangular microchannel [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2006, 30: 775—784.
- [6] Huh C, Kim J, Kim M H. Flow pattern transition instability during flow boiling in a single microchannels [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2007, 50: 1049—1060.
- [7] Kuo C J, Pelses Y. Flow boiling instabilities in microchannels and means for mitigation by reentrant cavities [J]. *Journal of Heat Transfer*, 2008, 130: 072402-1-10.
- [8] Xu Jinliang, Liu Guohua, Zhang Wei, et al. Seed bubble stabilize flow and heat transfer in parallel microchannels [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2009, 35: 773—779.
- [9] Liu Guohua, Xu Jinliang, Yang Yongping. Seed bubble trigger boiling transfer in silicon microchannels [J]. *Microfluid Nanofluid*, 2009, 8(3): 341—359.
- [10] Mukherjee A S, Kandlikar G. Numerical simulation of growth of a vapor bubble during flow boiling of water in a microchannel [J]. *Microfluid Nanofluid*, 2005, 1: 137—145.
- [11] Taha T, Cui Z F. CFD modeling of slug flow inside square capillaries [J]. *Chemical Engineer Science*, 2006, 61(2): 665—675.
- [12] Dong Zhiqiang, Li Weizhong, Song Yongcheng. Lattice Boltzmann simulation of growth and deformation for a rising vapor bubble through superheated liquid [J]. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 2009, 55: 381—400.
- [13] Zheng H W, Shu C, Chew Y T. A lattice Boltzmann for multiphase flows with large density ratio [J]. *Journal of Computational Physics*, 2006, 218: 353—371.
- [14] Inamuro T, Yoshino M, Inoue H, Mizuno R, Ogino F. A lattice Boltzmann method for a binary miscible fluid mixture and its application to a heat-transfer problem [J]. *Journal of Computational Physics*, 2002, 179: 201—215.
- [15] Swift M R, Osborn W R, Yeomeans J M. Lattice Boltzmann simulation of non-ideal fluids [J]. *Physical Review Letters*, 1995, 75: 830—833.
- [16] Dong Zhiqiang, Li Weizhong, Song Yongcheng. A numerical investigation on characteristics of bubble growth on and departure from a superheated wall by using lattice Boltzmann method [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, 53: 4908—4916.
- [17] Li H Y, Tseng F G, Pan Chin. Bubble dynamics in microchannels, Part II: Two parallel microchannels [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, 47: 5591—5601.