0254-6124/2019/39(4)-469–09 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

YI Tianhao, CHEN Chaoyue, LEI Zuosheng, ZHAO Jianfu. Numerical simulation of bubble dynamics and heat transfer during pool boiling in microgravity (in Chinese). *Chin. J. Space Sci.*, 2019, **39**(4): 469-477. DOI:10.11728/cjss2019.04.469

微重力池沸腾中的气泡和传热行为数值模拟*

易天浩[1] 陈超越[1,2] 雷作胜[1,2] 赵建福[3,4]

1(上海大学材料科学与工程学院 省部共建高品质特殊钢冶金与制备国家重点实验室 上海 200444)

2(上海大学中欧工程技术学院 上海 200444)

3(中国科学院力学研究所 微重力重点实验室 北京 100190)

4(中国科学院大学工程科学学院 北京 100049)

摘 要 基于标准动量传输方程、连续性方程以及能量方程, 建立了单个气泡的二维数值模型, 考察了微重力过冷核态池内沸腾中的气泡动力学和传热行为. 在动量传输方程中耦合了表面张力和 Marangoni 力, 连续性方程和能量方程中耦合了相变效应, 考虑了加热面上过热液体层的影响, 并引入相场函数捕捉气液界面的动态变化. 结果表明: 气泡在生长过程中, 形状由最初的半球形变为椭球形, 最后变为脱附时的梨形; 气泡在加热面上自由迁移, 呈非轴对称结构, 并且气泡上部的温度场呈现为蘑菇云状; 气泡的脱附直径正比于 $g^{-0.488}$, 脱附周期正比于 $g^{-1.113}$, 加热面上的平均热通量正比于 $g^{0.229}$.

关键词 微重力, 气泡迁移, 气泡动力学, 池沸腾, 传热

中图分类号 V 524

Numerical Simulation of Bubble Dynamics and Heat Transfer during Pool Boiling in Microgravity

YI Tianhao[1] CHEN Chaoyue[1,2] LEI Zuosheng[1,2] ZHAO Jianfu[3,4]

1(*State Key Laboratory of Advanced Special Steel, School of Materials Science and Engineering, Shanghai University, Shanghai* 200444)

2(*Sino-European School of Technology, Shanghai University, Shanghai* 200444)

3(*CAS Key Laboratory of Microgravity, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100190)

4(*School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100049)

Abstract A two-dimensional model of the single bubble is performed. The surface tension and Marangoni force are included in the momentum equation. In addition, the continuity equation and energy equation are modified to allow for the phase change. A thin superheated layer is considered in the numerical model. The vapor-liquid interface is captured by the phase field method. The variations of bubble dynamics and heat transfer during subcooling pool boiling in microgravity can

* 国家自然科学基金项目资助 (51274137, U1860107, U1738105)

2019-05-06 收到原稿

通信作者 雷作胜, E-mail: lei_zsh@staff.shu.edu.cn

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

be obtained by solving the coupled equations. The results show that the bubble changes from a hemisphere to an ellipsoid and eventually becomes a pear shape. The bubble can randomly move on the surface. Besides, the bubble exhibits non-axisymmetrical shape during growth period. Due to the effect of fluid flow, the temperature field above the bubble appears to be a mushroom shape. The bubble departure diameter and departure time are proportional to $g^{-0.488}$ and $g^{-1.113}$ respectively. The average heat flux on the heater surface is proportional to $g^{0.229}$.

Key words Microgravity, Bubble migration, Bubble dynamics, Pool boiling, Heat transfer

0 引言

沸腾换热由于具有高效的传热效率, 在能源动力、石油化工、冶金等工业生产中得到了广泛应用, 例如沸水反应堆燃料棒的热量传递 [1], 压缩制冷装置中制冷剂的蒸发过程 [2]. 除地面常重力环境外, 沸腾换热还被广泛应用于空间低微重力环境中, 如空间中器件的冷却装置、载人航天器环控生保系统以及空间材料制备等.

20 世纪 60 年代以来, 微重力下沸腾换热过程相关理论被广泛研究 [3]. 此外, 通过落塔 [4]、抛物线飞行 [5]、微重力火箭 [6]、人造卫星 [7]、航天飞机 [8] 和国际空间站 [9] 等方式进行了该过程的大量实验研究. 然而, 目前关于沸腾换热的机理研究仍不够清晰. 由于基于经验系数的公式或模型不适用于微重力条件, 导致空间换热系统只能使用低功率的器件, 极大地限制了沸腾换热的应用. 例如, 在微重力条件下, 浮力将不再对传热过程起主导作用. 气液两相流中的其他机制则凸显出来, 例如表面张力、粘性力、惯性力、Marangoni 对流. 因此, 开展低微重力场下的沸腾换热研究, 有助于了解微重力条件下沸腾传热的影响机制, 揭示沸腾传热的内在机理, 为加强沸腾传热在各领域的应用提供理论基础.

目前, 有较多研究采用数值模拟的方法考察沸腾换热过程. Son 等 [10] 建立了单个气泡的二维轴对称模型, 采用水平集法捕捉气液自由界面, 研究常重力条件下单个气泡在平板加热面上的生长和脱附. Singh 等 [11] 采用同样方法研究了过冷沸腾的气泡动力学. 然而在过冷沸腾过程中, 气泡首先在过热液体层中生长, 当长出过热液体层后才能发生冷凝; 其次, 生长过程中气泡可以在加热面上自由移动, 呈非轴对称形状. 上述模型中未考虑表面张力梯度引起的 Marangoni 对流效应, 因此不能准确描述该过程.

本文基于相场法建立单个气泡的二维几何模型, 利用相场函数描述过冷核态池沸腾过程中气液两相自由界面的演化过程, 考虑了过热液体层和 Marangoni 对流效应. 通过对微重力环境下气泡在加热面上的迁移行为、流场和温度场以及传热进行研究, 探索微重力环境下沸腾换热的机理.

1 数值模型与计算方法

图 1 给出的是单个气泡的二维几何模型, 其计算域大小 $xy = 40\,\text{mm}\times 50\,\text{mm}$. 在容器底部 $x = 20\,\text{mm}$ 处存在一个 1/2 圆形的气化核心, 其初始半径为 1 mm, 圆心位置 $x = 20\,\text{mm}$, $y = 0$. 底部持续加热. 初始小气泡在均匀过热液体中形核和生长, 在图 1 所示加热面上存在过热度为 1 K 左右的过热液体层, 其厚度约为 1.5 mm[12]. 采用相场法来描述流体自由能模型, 利用 Cahn-Hilliard 方程 [13] 中的相

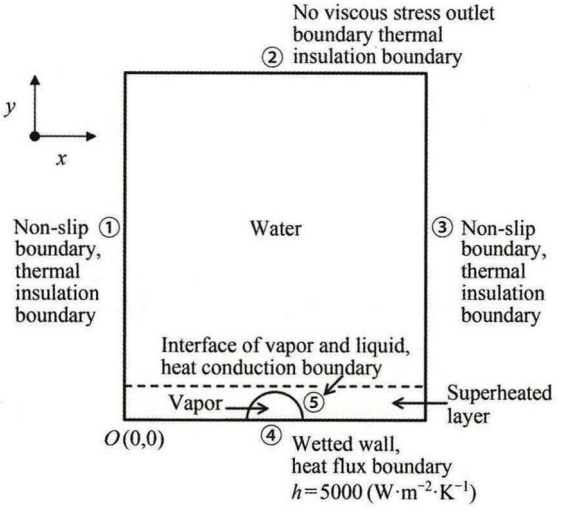

图 1 单个气泡的二维几何模型

Fig. 1 Two-dimensional model of a single bubble

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

场变量 ϕ 区分自由界面与两相分布. 其中, 相场变量 ϕ 是无量纲数, 且 $-1 \leqslant \phi \leqslant 1$. 这里将相场变量在液体、蒸汽和气液界面上的值分别定义为 1, −1 和 0.

本数学模型的假设条件如下.

(1) 气液两相流体均为不可压缩牛顿粘性流体.

(2) 液相物理参数 (粘度、密度、导热系数等) 与温度无关且恒定, 气相则符合理想气体定律, 气液界面处的表面张力随温度线性变化.

(3) 气液两相流动均为层流运动.

(4) 加热面温度均匀, 且在计算过程中保持恒定.

(5) 气液界面与加热面的接触角为固定值, 不受三相接触线移动而改变.

采用不可压缩层流 Navier-Stokes 方程描述流体流动, 同时以源项形式添加表面张力和温度梯度驱动的 Marangoni 力, 即

$$\rho\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t}+\rho(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u}=\nabla\cdot\{-p\boldsymbol{I}+\eta[\nabla\boldsymbol{u}+(\nabla\boldsymbol{u})^{\mathrm{T}}]\}+\rho g+F_{\mathrm{S}}+F_{\mathrm{M}}. \tag{1}$$

式中, ρ 为密度 ($\mathrm{kg\cdot m^{-3}}$), $\boldsymbol{u}$ 为速度 ($\mathrm{m\cdot s^{-1}}$), t 为时间 (s), p 为压力 (Pa), $\boldsymbol{I}$ 为特征矩阵, η 为动力粘度 (Pa·s), g 为重力加速度 ($\mathrm{m\cdot s^{-2}}$), 其中 F_{S} 和 F_{M} 分别为表面张力和 Marangoni 力.

表面张力 F_{S} 可表示为

$$F_{\mathrm{S}}=G\nabla\phi. \tag{2}$$

式中 ϕ 为相场变量, G 为化学势 (Pa), 有

$$G=\lambda\Big[-\nabla^2\phi+\frac{\phi(\phi^2-1)}{\varepsilon^2}\Big]. \tag{3}$$

式中: λ 为混合自由能密度 (N), ε 为气液界面厚度的热毛细长度, 大小为 1.2×10^{-4} m, 这两个参数满足

$$\sigma=\frac{2\sqrt{2}}{3}\frac{\lambda}{\varepsilon}. \tag{4}$$

其中 σ 为表面张力系数 ($\mathrm{N\cdot m^{-1}}$).

由于沸腾过程涉及加热面附近的液体蒸发至气泡中, 并且在过冷条件下气泡中的蒸汽可能在其顶部遇到过冷液体发生冷凝. 因此, 考虑液相蒸发过程中发生的质量传输, 在连续性方程中引入相变修正项, 有

$$\nabla\cdot\boldsymbol{u}=m\delta\Big(\frac{1}{\rho_{\mathrm{v}}}-\frac{1}{\rho_{\mathrm{l}}}\Big). \tag{5}$$

式中, 下标 v, l 分别表示气相和液相的物理性质, m 为汽化率 (或冷凝率) ($\mathrm{kg\cdot m^{-2}\cdot s^{-1}}$), 表示单位时间内在单位面积的界面上由液体蒸发为气体 (或气体冷凝为液体) 的质量, 可根据传导热通量计算, 即

$$m=-\Big(\frac{M_{\mathrm{w}}}{\Delta H_{\mathrm{vl}}}\Big)\boldsymbol{n}\cdot\kappa_{\mathrm{v}}\nabla T_{\mathrm{v}}\approx C\rho_{\mathrm{l}}\frac{(T-T_{\mathrm{sat}})}{T_{\mathrm{sat}}}. \tag{6}$$

式中, M_{w} 为蒸汽的相对分子质量 ($\mathrm{kg\cdot mol^{-1}}$), ΔH_{vl} 为气化焓变 (或冷凝焓变) ($\mathrm{J\cdot mol^{-1}}$), T_{sat} 表示饱和温度 (K), $\boldsymbol{n}$ 为分界面的单位法向矢量, 从液相指向气相. 值得注意的是, 系数 C 的取值有一定限制, 过大将会引起数值不稳定, 过小则不能保证气液界面的恒定饱和温度. 因此, 为了保持数值稳定性以及气液界面的温度稳定性, C 值取为 0.03.

由于气液界面在蒸发 (或冷凝) 过程中随时间不断变化, 界面处液相运动速度、界面运动速度和界面处气相运动速度关系为

$$\boldsymbol{u}_{\mathrm{int}}=\boldsymbol{u}_{\mathrm{l}}-\frac{m}{\rho_{\mathrm{l}}}\boldsymbol{n}. \tag{7}$$

式中下标 int 表示气液界面.

在沸腾换热过程中, 气液界面相变发生的质量传输通常伴随能量转换. 为了维持体系的能量平衡, 在能量方程中添加相变潜热源项, 同时质量传输引起的能量转换在能量方程中表现为

$$\rho C_{\mathrm{p}}\frac{\partial T}{\partial t}+\rho C_{\mathrm{p}}(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)T=-\nabla\cdot\kappa\nabla T-\frac{m\delta\Delta H_{\mathrm{vl}}}{M_{\mathrm{w}}}. \tag{8}$$

式中, C_{p} 为比热容 ($\mathrm{J\cdot kg^{-1}\cdot K^{-1}}$), κ 为热导率 ($\mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$).

为实现气液物性参数的平滑分布, 用两相的体积比定义求解域内气液两相各自的物性参数, 有

$$V_{\mathrm{f}}=\min[\max([(1+\phi)/2],0),1]. \tag{9}$$

式中, V_{f} 为气液两相的体积分数.

因此, 域内两相的比热容、热导率、密度以及动力粘度均可用各自的体积比来表示, 即

$$C_{\mathrm{p}}=(C_{\mathrm{p,l}}-C_{\mathrm{p,v}})V_{\mathrm{f,l}}+C_{\mathrm{p,v}}, \tag{10}$$

$$\kappa=(\kappa_{\mathrm{l}}-\kappa_{\mathrm{v}})V_{\mathrm{f,l}}+\kappa_{\mathrm{v}}, \tag{11}$$

$$\rho=(\rho_{\mathrm{l}}-\rho_{\mathrm{v}})V_{\mathrm{f,l}}+\rho_{\mathrm{v}}, \tag{12}$$

$$\eta=(\eta_{\mathrm{l}}-\eta_{\mathrm{v}})V_{\mathrm{f,l}}+\eta_{\mathrm{v}}. \tag{13}$$

对于气液界面, 由于温度或者浓度差异, 界面上表面张力不同将引起 Marangoni 对流, 其中由温度分布差异引起的 Marangoni 对流又称热毛细对流. 由

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

于大多数物质的表面张力性质随温度的升高而降低, 即表面张力的温度梯度为负数, 表面张力随温度的变化关系为

$$\sigma = \sigma_0\Big(1 - \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}T}\Delta T\Big). \tag{14}$$

在沸腾过程中, 随着蒸发和冷凝等相变的发生, 气液界面的形状也不断在变化. 为了使表面张力只作用在气液相界面上, 在数值模拟中引入 Dirac Delta 函数 δ, 即

$$\delta = 6V_{\mathrm{f}}(1 - V_{\mathrm{f}})\frac{|\nabla\phi|}{2}. \tag{15}$$

温度梯度造成的表面张力差异作用在气液界面上的切应力可定义为

$$\boldsymbol{F}_{\mathrm{M}} = \begin{bmatrix} \dfrac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}T}\Delta T_x\delta \\ \dfrac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}T}\Delta T_y\delta \end{bmatrix}. \tag{16}$$

式中, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}T = -1.8\times10^{-4}\,\mathrm{N{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}}$ 为水的表面张力的温度梯度系数 [14], ΔT_x, ΔT_y 分别为沿 x 和 y 方向的温差. Dirac Delta 函数 δ 的引入可以确保 Marangoni 力只作用在气液界面上.

如前所述, 本文采用相场函数捕捉沸腾过程中气泡的运动与变形, 其中气液两相界面动力学过程通过 Cahn-Hilliard 方程描述. 基于相变的发生, 对该方程进行了修改, 即

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \boldsymbol{u}\cdot\nabla\phi - m\delta\Big(\frac{V_{\mathrm{f,v}}}{\rho_{\mathrm{v}}} + \frac{V_{\mathrm{f,l}}}{\rho_{\mathrm{l}}}\Big) = \nabla\frac{\gamma\lambda}{\varepsilon^2}\nabla\Psi. \tag{17}$$

式中, γ 为迁移率, 决定了 Cahn-Hilliard 扩散的时间尺度. 因此, γ 取值应足够大以保证恒定的界面厚度, 同时取值也要较小以保证对流项不至于过大减弱. 这里将 γ 取值为 $10\,\mathrm{m^3{\cdot}s{\cdot}kg^{-1}}$.

相场帮助函数可表示为

$$\Psi = -\nabla\varepsilon^2\nabla\phi + (\phi^2 - 1)\phi. \tag{18}$$

液体工质选择的是标准大气压下的蒸馏水, 蒸汽和蒸馏水的物理参数见表 1, 数值模拟过程中设置的常数项见表 2.

该数值模型是两相流动与对流传热过程完全耦合的高度非线性问题, 利用基于有限元技术 [15,16] 的 COMSOL Multiphysics 软件建立, 使用了层流两相流 (相场法) 模块和传热模块. 其中动量传输方程、连续性方程、能量方程以及相场方程均采用有限元方法离散. 采用波前法三角形网格单元, 在求解域内创建了总数为 77 865 的三角形网格单元, 并使用 PARDISO 求解器对该问题进行瞬态求解, 时间步长为 0.1 s.

2 计算结果与分析

以常压过冷状态下的水为沸腾工质, 设定壁面过热度为 5.5 K, 接触角为 90°, 过冷度为 5 K, 计算了有效重力在 0.04~0.12 g_{e} 条件下的单气泡池沸腾过程.

图 2 和图 3 分别为微重力水平 0.04 g_{e} 条件下单个气泡的生长过程和气泡轮廓. 从图 2 中可以看出, 随着蒸发过程的进行, 气泡从最初的半球形逐渐长大变成椭球形, 最后脱附时呈梨形. 在生长过程中, 气液界面沿径向扩张、长大, 基底直径在加热面上先扩张后收缩, 但气泡高度一直增加. 此外, 气泡在生长过程中发生变形, 且呈非对称结构. 从图 3 中可以看出, 从 $t = 2\,\mathrm{s}$ 开始, 在基底直径扩张阶段, 气泡有向左运动的趋势, 但气泡仍然呈轴对称结构; $t = 7.3\,\mathrm{s}$ 时, 气泡的基底圆心运动到了 $x = 14.5\,\mathrm{mm}$, $y = 0$ 左

表 1 材料的物理参数

Table 1 Physical properties of materials

性质	蒸汽	蒸馏水	描述
$\rho/(\mathrm{kg{\cdot}m^{-3}})$	$(p+p_0)M_{\mathrm{w}}/8.314/T$	1×10^3	密度
$\eta/(\mathrm{Pa{\cdot}s})$	4×10^{-5}	1×10^{-3}	动力学粘度
$\kappa/(\mathrm{W{\cdot}m^{-1}{\cdot}K^{-1}})$	$8.3154\times10^{-5}T - 7.4556\times10^{-3}$	0.63	热导率
$\sigma/(\mathrm{N{\cdot}m^{-1}})$	0.0588	0.0588	表面张力系数
$C_{\mathrm{p}}/(\mathrm{J{\cdot}kg^{-1}{\cdot}K^{-1}})$	1840	4200	比热容

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

右, 此时气泡不再呈轴对称结构; 脱离加热面后, 气泡在表面张力作用下维持球形, 在 x 和 y 向交替发生伸缩变形. 整个生长过程中, 气泡基底圆心产生了约 5.5 mm 左右位移, 这与 Liu 等 [7] 的实验现象相似. 然而在微重力水平为 $0.06\,g_e$ 及以上的情况下, 气泡在水平方向上的位移不是很显著. 造成以上现象的原因可能是 $0.04\sim0.06\,g_e$ 之间存在一个临界加速度, 使气泡从表面张力控制区转变为浮力控制区. 在微重力水平为 $0.04\,g_e$ 的沸腾过程中, 气泡顶部在生长过程中连续不断向液相推移, 引起气液界面处温度差异, 进而产生基于表面张力梯度的 Marangoni 流动. 随着重力水平的增大, 浮力逐渐占据主导作用, 使气泡在水平方向上移动变得困难, 因此在加热面上的位移不太显著.

表 2 数值模拟的常数项

Table 2 Constant terms in the simulation

表达式	数值	描述
$M_w/(\mathrm{kg\cdot mol^{-1}})$	0.018	水的相对分子质量
$\Delta H_{vl}/(\mathrm{J\cdot mol^{-1}})$	$42000/M_w$	蒸发潜热
T_{sat}/K	373.15	饱和温度, 1 atm
$C/(\mathrm{m\cdot s^{-1}})$	0.03	式 (6) 中的常数项
$\frac{d\sigma}{dT}/(\mathrm{N\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}})$	-1.8×10^{-4}	表面张力的温度梯度

对于核态沸腾, 气泡脱附直径和脱附周期主要决定于传热效率. 图 4 给出的是过冷度为 5 K 时, 当量脱附直径随重力的变化规律. 其中气泡的当量脱附直径为假设一个球形气泡的体积与脱附气泡的体积相等, 然后基于体积公式计算得到. 从图 4 中可以看出, 随着重力水平的减小, 气泡当量脱附直径逐渐增大. 通过对曲线进行非线性数值拟合, 可以得到当量脱附半径与重力加速度的关系为 $D_d = 0.005\,g^{-0.488}$, 这与 Qiu 等 [17] 通过物理实验得到的关系式 $D_d \propto (1/\sqrt{g})$ 很接近. 图 5 所示为脱附周期随重力的变化规律, 其中脱附周期是形核过程中的等待时间与生长过程中的生长时间之和. 考虑到等待时间很难通过数值模拟进行定量表达, 为便于研究脱附周期随重力的变化规律, 选取生长过程中的生长时间作为脱附周

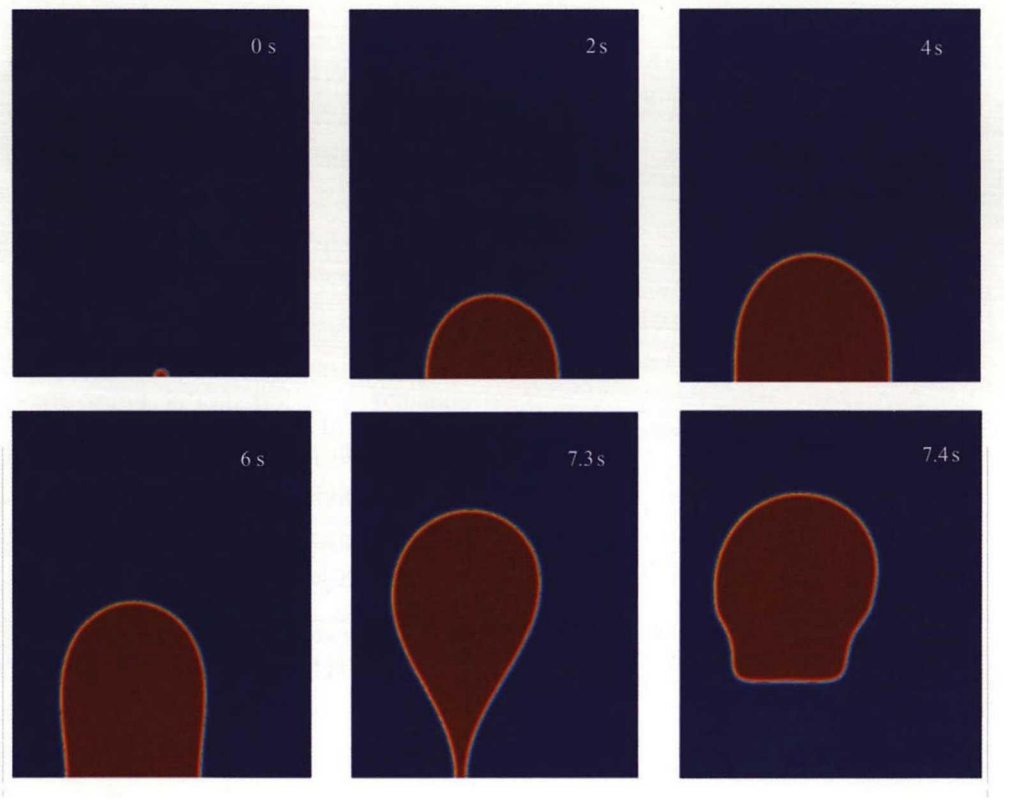

图 2 微重力水平 $0.04\,g_e$ 下的气泡生长过程

Fig. 2 Bubble growth under the microgravity condition of $0.04\,g_e$

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

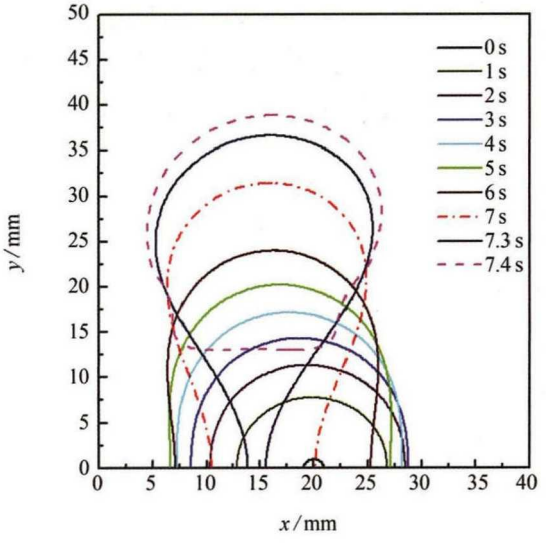

图 3 微重力水平 0.04 g_e 下的气泡轮廓演化过程

Fig. 3 Bubble contours under the microgravity condition of 0.04 g_e

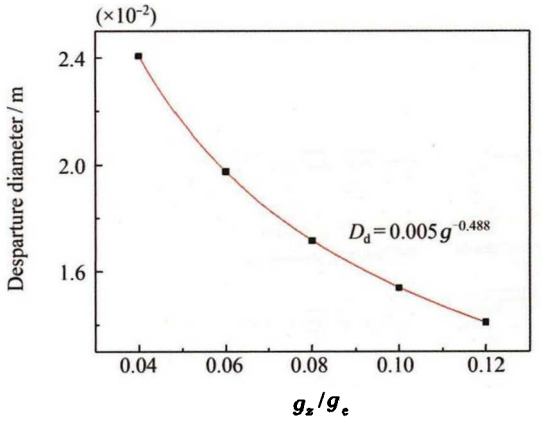

图 4 单个气泡脱附直径与重力的关系

Fig. 4 Departure diameter as a function of gravity level

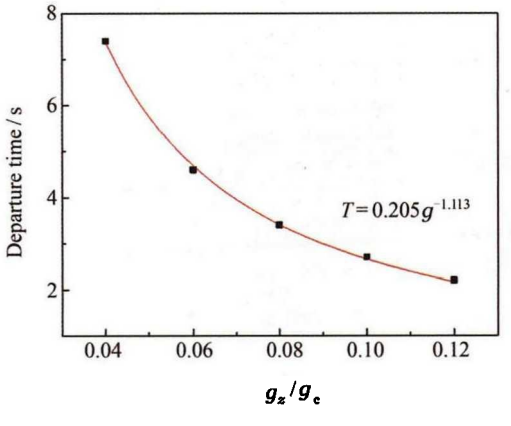

图 5 单个气泡脱附时间与重力的关系

Fig. 5 Departure time as a function of gravity level

期. 从图 5 中可以发现, 随着重力加速度的增加, 气泡的脱附时间逐渐减小. 通过对曲线进行非线性数值拟合, 可以得到脱附时间与重力加速度的关系为 $T = 0.205\,g^{-1.113}$. 这与 Qiu 等 [17] 通过物理实验得到的关系式 $T \propto g^{-1.05}$ 也基本吻合. 微重力条件下气泡尺寸增大且脱附周期增加的原因是由于作用在气泡上的浮力减小, 促使气泡上升的动力减小, 而维持气泡留在加热面上的表面张力远大于浮力, 使气泡在加热面上停留的时间增加, 气泡尺寸增大.

图 6 和图 7 给出了微重力水平为 0.06 g_e 情况下单个气泡流场和温度场变化. 在生长初期, 气泡完全处于过热液体层内 (见图 7), 蒸发相变发生在整个界面上, 同时三相接触线向外侧移动, 气泡周围流体沿径向排出. 当气泡长出过热液体层后, 蒸发相变发生在下半部分的气液界面上, 冷凝相变发生在上半部分的气液界面上. 从图 6 中 $t = 1.5$ s 的流场可以看出, 三相接触线处蒸发相变较剧烈, 因此蒸汽沿界面向上移动到气泡顶部, 遇到冷凝的液体. 部分蒸汽发生冷凝, 而剩下的蒸汽改变运动方向, 向加热面运动, 在气泡内部形成一对方向相反的旋涡. 并且随着气泡的生长过程, 气泡上部的液体流速增加且对流换热加强, 从而提高了液体温度, 因此气泡上部液体的温度场呈现蘑菇云状 (见图 7). 在生长过程后期, 气泡左右两侧的液体中形成一对相反方向的旋涡, 将上部过冷液体输送到加热面附近, 降低加热面的温度. 在 $t = 4.6$ s 时, 气泡脱附形成强烈的尾流效应, 此时液体中的流速可达 0.45 m·s^{-1} (见图 6).

图 8 给出的是微重力水平为 0.06 g_e 条件下, $t = 2$ s 时液体中温度场以及加热面上的局部温度沿着水平轴的分布. 图 9 给出的是该时刻加热面上局部热通量沿水平轴的分布. 从图 8 可以看出, 气泡外加热面温度逐渐降低, 气泡内加热面温度急剧增加, 在三相接触线处加热面温度达到最小值. 这是由于气泡外加热面上覆盖的液体可以发生传热效率更高的对流和导热, 因此加热面温度低. 气泡内的加热面上形成了干斑, 并且由于气体对流和导热均较弱, 传热效率低, 因此加热面温度高. 在三相接触线处, 由于蒸发相变带走大量能量, 传热效率最高, 因此加热面上该位置的温度最低. 从图 9 可以看出, 在气泡外加热面上的局部热通量逐渐增加, 但是气泡内加热面上的局部热通量迅速降低, 三相接触线处局部热通量达到最大值, 这也与气泡蒸发相关. 在三相接触线处大量

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

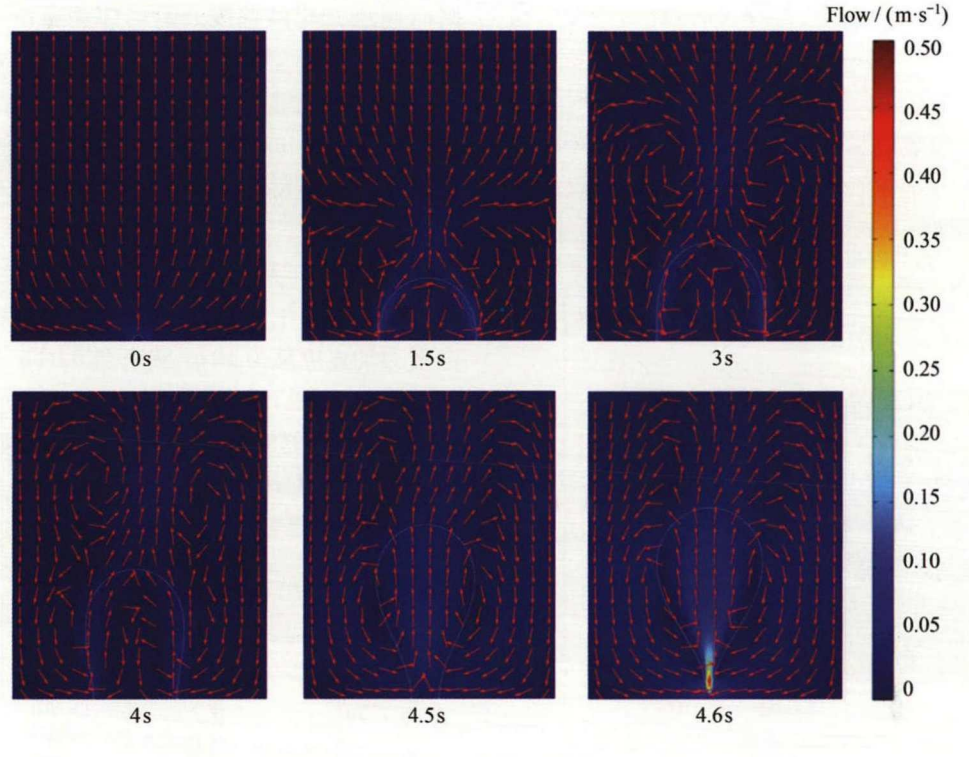

图 6 微重力水平 0.06 g_e 下气泡生长过程中的流场变化

Fig. 6 Flow fields at different times under the microgravity condition of 0.06 g_e

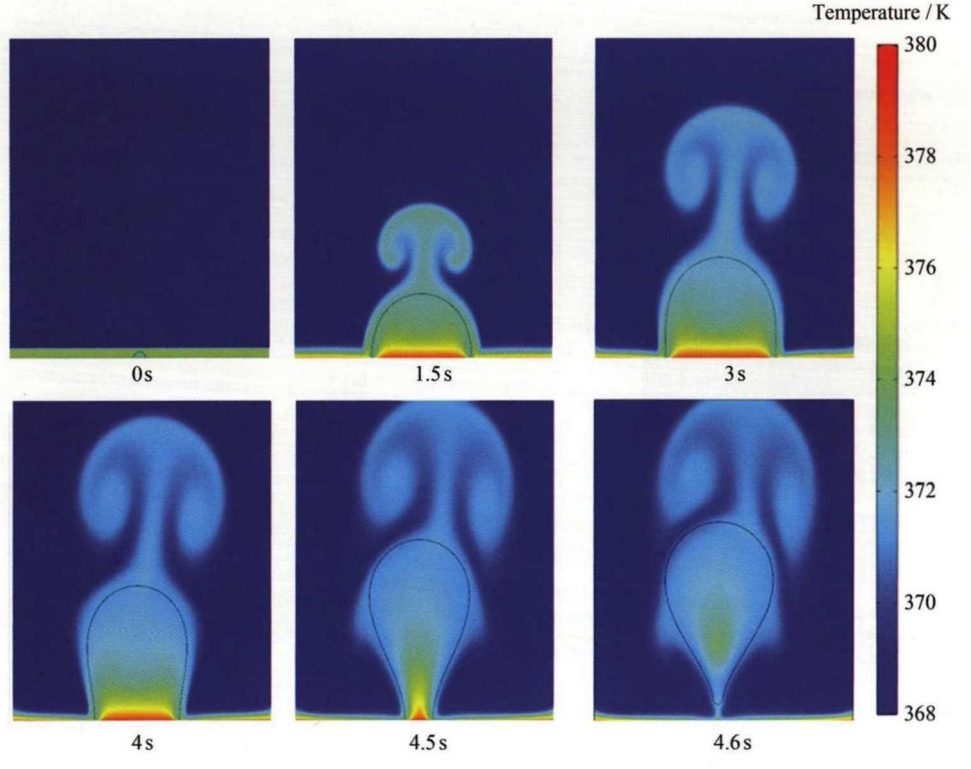

图 7 微重力水平 0.06 g_e 下气泡生长过程中的温度场变化

Fig. 7 Temperature fields at different times under the microgravity condition of 0.06 g_e

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

液体发生蒸发相变进入到气泡中, 所以此处局部热通量最大.

图 10 是微重力水平 $0.06\,g_e$ 条件下不同时刻加热面上局部热通量沿水平轴的分布. 从图 10 中的波谷也可以看出气泡生长过程中基底先扩张后收缩及脱附过程等. 同时, 从波峰可以发现气泡生长阶段不同时间点三相接触线处的局部热通量相差不大, 约为 $24\,000\,\mathrm{W\cdot m^{-2}}$. 但 $t=4.6\,\mathrm{s}$ 时, 气泡离开加热面时局部热通量能够达到 $28\,000\,\mathrm{W\cdot m^{-2}}$ 左右, 并且脱附后其他位置处 (未被气泡覆盖的区域) 的局部热通量也比脱附前要大, 这表明气泡脱附过程对强化沸腾传热的重要性.

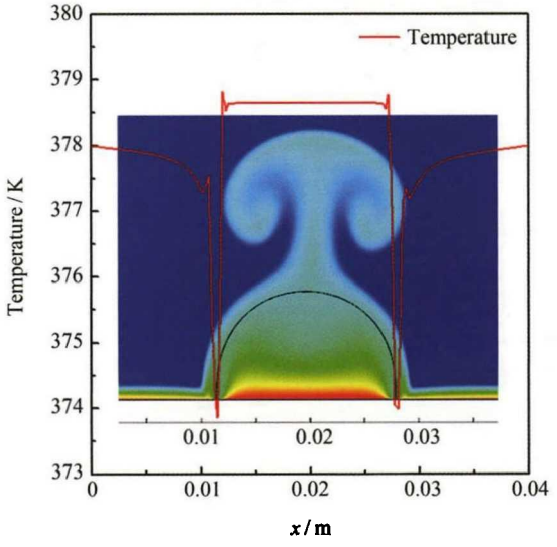

图 8 $t=2\,\mathrm{s}$ 时温度场和加热面上温度的变化

Fig. 8 Distribution of the temperature fields and the local temperature on the superheated wall along the horizontal axis under microgravity when $t=2\,\mathrm{s}$

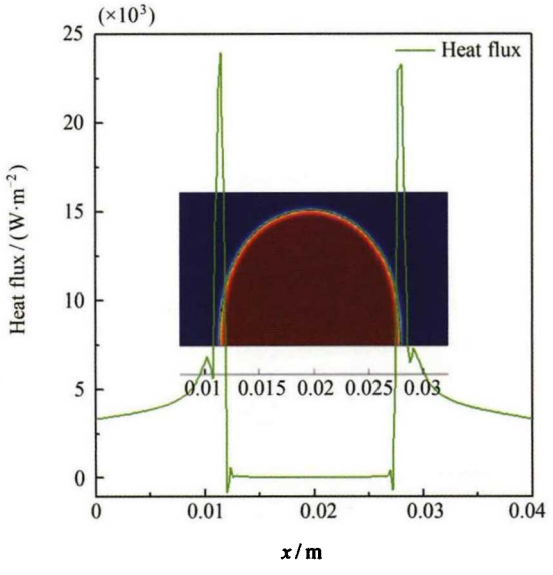

图 9 $t=2\,\mathrm{s}$ 时加热面上局部热通量变化

Fig. 9 Distribution of the local heat flux on the superheated wall along the horizontal axis when $t=2\,\mathrm{s}$

图 11 是加热面上平均热通量随重力的变化. 从图 11 可以看出, 随着重力减小, 平均热通量也减小. 当重力加速度从 $0.12\,g_e$ 减小到 $0.04\,g_e$ 时, 平均热通量减小约 27%. 这是由于气泡脱附直径随着重力减小而增加, 但是蒸汽的热导率远小于液体的热导率, 因此沸腾换热能力降低. 通过对曲线进行非线性数值拟合, 可以得到平均热通量与重力加速度的关系为

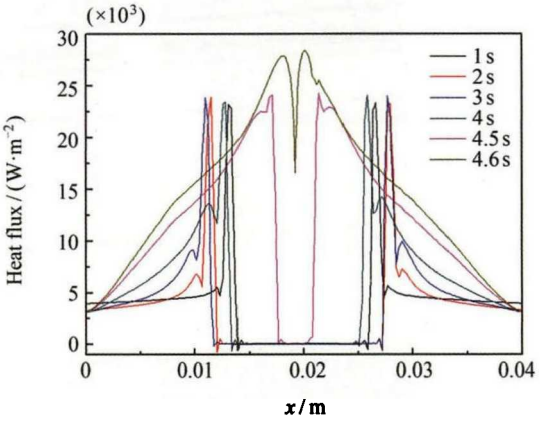

图 10 各个时刻的加热面上局部热通量

Fig. 10 Distribution of the local heat flux on the superheated wall along the horizontal axis at different times

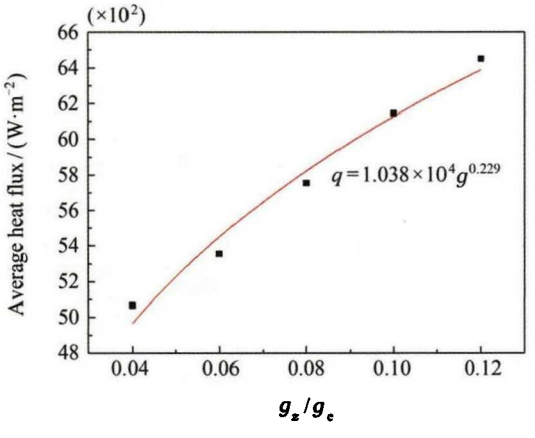

图 11 平均热通量随重力的变化

Fig. 11 Average heat flux as a function of the gravity level

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$q = 1.038 \times 10^4 g^{0.229}$. 这与 Feng 等 [18] 采用格子玻尔兹曼方法模拟气泡生长过程得到的关系 $q \propto g^{0.201}$ 大致相同.

3 结论

在气泡生长过程中, 气泡形状从最初的半球形变成椭球形, 最后变成脱附时的梨形. 并且在上升过程中, 气泡在表面张力作用下, 趋向恢复为球形, 在 x 和 y 向交替发生伸缩变形. 气泡的脱附直径正比于 $g^{-0.488}$, 脱附周期正比于 $g^{-1.113}$. 单气泡生长过程中, 由于液体流动的作用, 气泡在加热面上自由迁移并且呈非轴对称结构. 这可能是由于 Marangoni 对流引起的, 后续需要作进一步研究.

在气泡生长过程中, 由于三相接触线附近剧烈的蒸发, 导致该处的加热面温度最低. 根据干斑的特性, 气泡内加热面上的温度最高. 由于气泡下半部分蒸发而上半部分冷凝的特性, 在气泡内部形成一对方向相反的旋涡. 在生长过程后期, 气泡左右两侧的液体中形成一对方向相反的旋涡, 加强了对流传热, 提高了液体温度, 使得气泡上部液体温度场呈现蘑菇云状, 并且将上部过冷液体输送到加热面附近, 降低了加热面的温度.

气泡长大过程中, 加热面上最大局部热通量出现在三相接触线附近, 并且气泡生长阶段中不同时刻三相接触线处的局部热通量相差不大, 但均小于脱附时的最大局部热通量. 气泡加热面上的平均热通量正比于 $g^{0.229}$.

参考文献

[1] OSE Y, KUNUGI T. Numerical study on subcooled pool boiling [C]//ASME/JSME 2011 8th Thermal Engineering Joint Conference. Honolulu, HaWaii: American Society of Mechanical Engineers, 2011: T10193-T10193-7

[2] YEH L. Review of heat transfer technologies in electronic equipment [J]. *J. Electron. Packag.*, 1995, **117**(4): 333-339

[3] LI Zhendong, ZHAO Jianfu, LU Yanghui, *et al.* Origin of thermocapillary convection in pool boiling [J]. *Chin. J. Space Sci.*, 2008, **28**(1): 38-43 (李震东, 赵建福, 鲁仰辉, 等. 池沸腾现象中热毛细对流的成因 [J]. 空间科学学报, 2008, **28**(1): 38-43)

[4] ZHANG Y, WEI J, XUE Y, *et al.* Bubble dynamics in nucleate pool boiling on micro-pin-finned surfaces in microgravity [J]. *Appl. Therm. Eng.*, 2014, **70**(1): 172-182

[5] RAJ R, KIM J, MCQUILLEN J. Subcooled pool boiling in variable gravity environments [J]. *J. Heat Trans.*, 2009, **131**(9): 091502-1-10

[6] OHTA H, KAWAJI M, AZUMA H, *et al.* TR-1A rocket experiment on nucleate pool boiling heat transfer under microgravity [J]. *Asme-Public. Htd.*, 1997, **354**: 249-256

[7] LIU Peng, WU Ke, DU Wangfang, *et al.* Experimental study on bubble behaviors in microgravity pool boiling [J]. *Chin. J. Space Sci.*, 2018, **38**(2): 221-226 (刘鹏, 吴克, 杜王芳, 等. 微重力池沸腾中的气泡行为实验研究 [J]. 空间科学学报, 2018, **38**(2): 221-226)

[8] MERTE H. Some parameter boundaries governing microgravity pool boiling modes [J]. *Ann. New York Acad. Sci.*, 2006, **1077**(1): 629-649

[9] DHIR V K, WARRIER G R, AKTINOL E, *et al.* Nucleate pool boiling experiments (NPBX) on the international space station [J]. *Microg. Sci. Tech.*, 2012, **24**(5): 307-325

[10] SON G, DHIR V K, RAMANUJAPU N. Dynamics and heat transfer associated with a single bubble during nucleate boiling on a horizontal surface [J]. *J. Heat Trans.*, 1999, **121**(3): 623-631

[11] SINGH S, DHIR V K. Effect of gravity, wall superheat and liquid subcooling on bubble dynamics during nucleate boiling [C]//Microgravity Fluid Physics and Heat Transfer. New York: Begell House, 2000: 106-113

[12] YI T H, LEI Z S, ZHAO J F. Numerical investigation of bubble dynamics and heat transfer in subcooling pool boiling under low gravity [J]. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 2019, **132**: 1176-1186

[13] JACQMIN D. Calculation of two-phase NavierStokes flows using phase-field modeling [J]. *J. Comput. Phys.*, 1999, **155**(1): 96-127

[14] GAO Shiqiao. Capillary Mechanics [M]. Beijing: Science Press, 2010 (高世桥. 毛细力学 [M]. 北京: 科学出版社, 2010)

[15] ZENG Pan. Basic Course of Finite Element [M]. Beijing: Higher Education Press, 2009 (曾攀. 有限元基础教程 [M]. 北京: 高等教育出版社, 2009)

[16] LIU Junjie, WANG Guoqing, ZHANG Lijun, *et al.* Preliminary study on numerical simulation of single bubble boiling [J]. *Petrochem. Tech.*, 2015, **44**(11): 1295-1301 (刘俊杰, 王国清, 张利军, 等. 单汽泡沸腾过程数值模拟的研究 [J]. 石油化工, 2015, **44**(11): 1295-1301)

[17] QIU D M, DHIR V K, CHAO D, *et al.* Single-bubble dynamics during pool boiling under low gravity conditions [J]. *J. Thermophy. Heat Trans.*, 2002, **16**(3): 336-345

[18] FENG Y, LI H X, GUO K K, *et al.* Numerical study of single bubble growth on and departure from a horizontal superheated wall by three-dimensional lattice boltzmann method [J]. *Microg. Sci. Tech.*, 2018, **30**(6): 761-773

(C)1994-2019 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net