0254-6124/2012/32(4)-537–07 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Zhao Jianfu, Li Zhendong, Zhang Liang. Numerical simulation on single bubble pool boiling in different gravity conditions. *Chin. J. Space Sci.*, 2012, **32**(4): 537-543

不同重力条件下单气泡池沸腾现象的数值研究 *

赵建福[1] 李震东[2] 张 良[1]

1(中国科学院力学研究所微重力重点实验室 北京 100190)

2(国家核电技术研发中心 北京 100190)

摘 要 对不同重力条件下常压饱和水中单气泡池沸腾现象的气泡生长过程及传热特性进行了数值模拟. 采用简化的润滑流模型计算生长气泡底部微液膜的贡献, 而其他宏观区域的气液两相介质则用连续界面模型统一处理. 气液界面形状和加热面上接触线的运动分别采用 Level Set 方法和固定的表观接触角来近似刻画. 计算结果表明, 气泡生长过程中, 当量直径近似与生长时间的 1/3∼1/2 次方成正比, 重力对相关趋势的影响不大, 但强烈影响着气泡脱落直径和生长时间, 其中脱落直径反比于重力的 1/3 次方, 生长时间反比于重力的 4/5 次方. 在固定的核化点数密度条件下, 加热面平均热流密度近似与壁面过热度的 3/2 次方成正比, 该趋势并不随重力的减弱而改变.

关键词 单气泡池沸腾, 脱落直径, 生长时间, 重力效应

中图法分类号 V 524

Numerical Simulation on Single Bubble Pool Boiling in Different Gravity Conditions

ZHAO Jianfu[1] LI Zhendong[2] ZHANG Liang[1]

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

2(*State Nuclear Power Technology Research and Development Center, Beijing* 100190)

Abstract In this paper, the growth processes of a single bubble on a fixed single site and the relative heat transfer under different gravity are numerically investigated for saturated water at 0.1 MPa. A simplified lubrication theory is used to predict the contribution from the micro-wedge area underneath the growing bubble, while vapor and liquid phases in other macro-area are treated as one fluid by using the continuum interface model. The Level Set Method and constant superficial contact angle are used to capture the interface between the vapor and liquid phases and the motion of contact line on the heating wall, respectively. The numerical results indicate that the equivalent diameter is proportional to about (1/3∼1/2)-power of the growing time in spite of whatever gravity levels. But gravity has great influences on both the departure diameter and the growing time. The bubble departure diameter is proportional inversely to about 1/3-power of gravity, while the growing time is proportional inversely to about 4/5-power of gravity. The area-averaged heat fluxes are approximately proportional to the 3/2-power of the wall superheat when the number density of

* 国家自然科学基金项目资助 (10972225)

2011-12-14 收到原稿, 2012-05-08 收到修定稿

E-mail: jfzhao@imech.ac.cn

active nucleation sites fixes. Furthermore, this trend has no change with the decrease of gravity.

Key words Single bubble pool boiling, Departure diameter, Growing time, Gravity effect

0 引言

核态池沸腾具有很高的传热效率, 在各种工程技术领域中具有广泛应用. 然而, 尽管对该现象的系统研究已逾百年, 也取得了很大进展, 但由于沸腾现象涉及极宽范围的时间尺度和空间尺度及其相互耦合, 极为复杂, 目前相关知识仍依赖于对实验数据的经验关联, 具有强烈的经验特征, 难以适应航天及空间领域等现代科技应用方面日益增长的需求.

液–气相变、加热面附近的细观对流与气泡动力学行为是决定传热性能的直接因素. 不过, 加热面上气化核心的随机分布, 导致核态池沸腾现象中气泡的生成、长大、运动及其相互作用呈现出极为复杂的特征, 也给相关实验研究甚至理论描述增加了极大困难. 单气泡池沸腾作为核态池沸腾传热机制的简化模型, 能够避免气化核心随机分布及气泡间相互作用等引起的复杂性, 有利于揭示液–气相变、加热面附近的细观对流与气泡动力学行为等对核态池沸腾传热特性的影响机制.

本文基于 Level Set 方法和连续界面模型, 数值模拟了气泡的生长与脱落过程, 并对气泡周围细观流动与传热特性进行了分析.

1 数值模型与计算方法

单气泡池沸腾模型如图 1 所示, 气泡和液体构成的两相系统可以划分为微楔区 (micro region) 和宏观区 (macro region) 两个部分 [1]. 本文假设: ①气液两相介质均为不可压缩牛顿流体; ②气液两相介质物性参数不受温度、压力变化的影响; ③气相饱和, 即忽略气泡内部传热; ④加热面温度均匀, 计算过程中保持恒定; ⑤流动为轴对称层流运动; ⑥接触角为固定值, 不受接触线运动状态的影响.

利用连续界面模型和 Level Set 方法 [2], 将气液界面作为具有一定厚度的过渡层, 对界面附近的流体物性进行气液两相物性间的光滑过渡, 则整个宏观区流动可以作为单一介质运动来处理. 取 $U=\sqrt{gL}$ 和

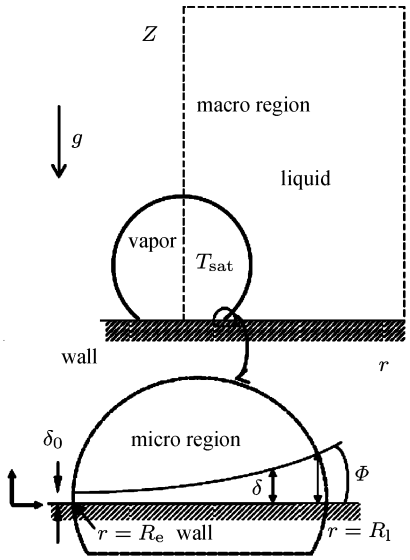


图 1 单气泡池沸腾模型

Fig. 1 Model of pool boiling with a single bubble

$L=\sqrt{\dfrac{\sigma}{g(\rho_1-\rho_2)}}$ 作为速度和长度的特征值, 相应的无量纲控制方程组可表示如下:

$$\nabla\cdot\boldsymbol{u}'=\frac{Ja}{PrRe}\frac{k'}{\rho'^2}\nabla\theta\nabla\rho+\frac{L}{U}\dot{V}_{\rm mic};\tag{1}$$

$$\frac{\partial\boldsymbol{u}'}{\partial t}+\boldsymbol{u}'\cdot\nabla\boldsymbol{u}'=\frac{1}{\rho' Re}\nabla\left[\mu'(\nabla\boldsymbol{u}'+\nabla^{\rm T}\boldsymbol{u}')\right]-\frac{\nabla p'}{\rho'}+-\frac{k'\nabla H}{\rho' We}-\frac{1}{Fr}\,j\,\beta_{\rm T}\theta(T_{\rm w}-T_{\rm sat});\tag{2}$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial t}+\boldsymbol{u}'\cdot\nabla\theta=\frac{1}{\rho' PrRe}\nabla\cdot k'(\nabla\theta),\quad H>0;\tag{3}$$

$$\theta=0,\quad H=0.\tag{4}$$

方程中无量纲参数定义如下:

$$\boldsymbol{u}'=\frac{\boldsymbol{u}}{U},\quad \boldsymbol{x}'=\frac{\boldsymbol{x}}{L},\quad t'=\frac{t}{L/U},$$

$$p'=\frac{p}{\rho_1U^2},\quad \rho'=\frac{\rho}{\rho_1},\quad \mu'=\frac{\mu}{\mu_1},$$

$$Re = UL/\nu_1, \quad We = \frac{\rho_1 U^2 L}{\sigma_0}, \quad Ca = \frac{\mu_1 U}{\sigma_0},$$
$$Fr = \frac{U^2}{gL}, \quad \theta = \frac{T - T_{\rm sat}}{T_{\rm w} - T_{\rm sat}},$$
$$Pr = \frac{\nu_1}{\kappa_1}, \quad Ja = \frac{Cp_1 \Delta T}{h_{\rm fg}}.$$

气泡底部微楔区很薄, 这里采用润滑理论 [1,3−5] 处理. 此外, Son[5] 通过大量计算发现, 微楔区气液界面可视作平面, 只是在接近壁面的微小区域内曲率才有所变化, 考虑到二维轴对称特征, 可假设微楔区气液界面为锥面, 这样, 式 (1) 中的相对体积膨胀率可表示为

$$\dot{V}_{\rm mic} = K_{\rm V}\left[\left(R_1 - \frac{h}{2\tan\phi}\right)\frac{1}{\tan\phi}\ln\left(\frac{h}{2}\frac{h_{\rm ev}}{k_{\rm l}} + 1\right) + \frac{h}{2\tan^2\phi} - \frac{k_l}{h_{\rm ev}}\frac{1}{\tan^2\phi}\ln\left(\frac{h}{2}\frac{h_{\rm ev}}{k_{\rm l}} + 1\right)\right], \tag{5}$$

$$K_{\rm V} = \frac{2\pi k_{\rm l}(T_{\rm w} - T_{\rm sat})}{\rho_{\rm v} h_{\rm fg} \Delta V_{\rm mic}}. \tag{6}$$

计算区域宽与高分别为 $1\,L$ 和 $3\,L$ (见图 2), 采用均匀的结构化交错网格, 网格数为 100×300. 计算区域各边界对应条件依次如下.

对称轴 ($r' = 0$):

$$u' = 0, \quad \frac{\partial v'}{\partial r'} = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial r'} = 0, \quad \frac{\partial p'}{\partial r'} = 0.$$

外边界 ($r' = 1$):

$$u' = 0, \quad \frac{\partial v'}{\partial r'} = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial r'} = 0, \quad \frac{\partial p'}{\partial r'} = 0.$$

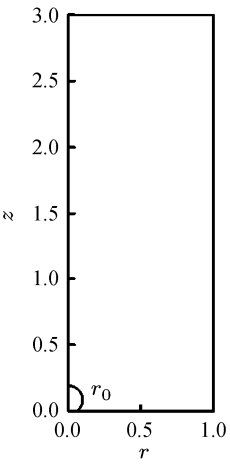


图 2 计算区域

Fig. 2 Computational domain

加热面 ($z' = 0$):

$$u' = v' = 0, \quad \theta = 1, \quad \frac{\partial p'}{\partial z'} = 0.$$

上表面 ($z' = 3$):

$$\frac{\partial u'}{\partial z'} = 0, \quad \frac{\partial v'}{\partial z'} = 0, \quad \theta = 0, \quad p' = 0.$$

初始时刻流场处于静止状态, 加热面附近的热边界层内温度从壁面温度 $T_{\rm w}$ 线性过渡到边界层外的饱和温度 $T_{\rm sat}$, 热边界层厚度 $\delta_{\rm T}$ 采用水平加热面湍流自然对流关系确定 [6]:

$$\delta_{\rm T} = 7.14\left(\frac{\nu_1 k_1}{g\beta_{\rm T}\Delta T}\right)^{1/3}. \tag{7}$$

采用投影法 [7] 求解上述控制方程, 并采用了 Wang[8] 提出的压力边界方法 (PBM 方法) 来有效抑制虚拟流动现象.

图 3 给出了初始气泡半径分别为 $0.05\,L$ 和 $0.10\,L$ 时气泡的生长曲线. 由于气泡初始大小不同, 在气泡生长的早期阶段 (约占气泡生长时间的 15%), 气泡的生长过程差异较大; 但这种差异随时间增长很快缩小到可以忽略不计的程度, 而且二者的气泡脱落直径与生长时间基本相同, 表明初始气泡的大小对最终的计算结果没有影响. 同时还需说明的是, 由于初始条件的影响, 生长曲线的早期阶段并不能反映气泡生长的真实情况, 该阶段应尽可能缩短 (即采用更小的初始气泡尺寸) 以避免对整体传热性能计算的影响. 综合考虑计算效率和精度的要求, 本文计算中, 在重力水平为 $1\,g$ 和 $0.1\,g$ 时初始气泡半径均取为 $0.1\,L$, 而 $0.01\,g$ 时则取为 $0.05\,L$.

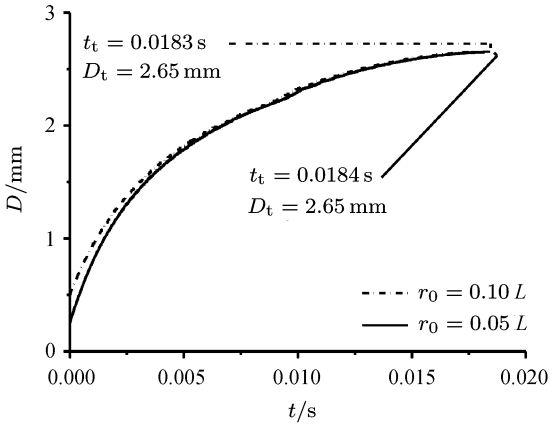


图 3 不同初始半径时气泡生长曲线 ($1\,g$)

Fig. 3 Growing curves of bubble with different initial radii ($1\,g$)

2 计算结果与讨论

以常压饱和状态下的水为沸腾工质, 计算不同重力环境、壁面过热度和接触角等条件下的单气泡沸腾过程.

图 4 和图 5 给出了常重力 ($1\,g$) 条件下的单气泡沸腾过程中温度场、流场及相应气泡形态的演化特征 (壁面过热度 10 K, 接触角 38°). 其他条件下与此有着本质相似的特征 [11]. 气泡生长初期, 气泡完全处于过热液体边界层内, 气液相变发生在整个界面上, 气液固三相接触线快速向外侧移动, 气泡因受固壁限制逐渐向外突出, 而气泡周围的流体被气泡向外推开. 随着气泡尺寸的增大, 浮力作用增强; 当浮力足够大时, 气泡抬升加快, 导致底部收缩, 最终引起气泡从固壁上脱落. 当气泡长出热边界层后, 气液相变则只发生在气泡下半部分的气液界面上; 流场也与生长初期有显著不同, 气泡上部的液体仍然被向外推开, 而底部周围的液体则是向内流动. 气泡脱落后的自由上升阶段, 存在着浮力驱动的气泡内外环流现象, 而气泡脱落后的温度场分布显示出了气泡尾流对温度边界层的影响.

图 6 显示了不同重力水平和壁面过热度条件下, 脱落时刻的气泡形态以及气泡当量直径随生长时间的变化. 可以看到, 气泡的脱落直径随壁面过热度的增大而增大, 而生长周期则随壁面过热度的增大而变短. 如前所述, 由于初始条件的影响, 初期的生长过程并不能反映真实的情况, 这里不做进一步的讨论. 生长后期气泡尺寸的变化可以表示为时间的 n 次幂函数, n 约在 1/3~1/2 之间, 与实验观测结果相近, 表明计算结果是可靠的, 同时也表明重力水平对气泡生长过程的影响并不明显.

重力水平对气泡脱落特征的影响是非常显著的, 随着重力的减小, 气泡直径和生长时间都随之增加, 其中, 气泡脱落半径与重力加速度的 1/3 次方成反比 (见图 7), 这与 Siegel 和 Keshock[12] 的结果一致; 而气泡生长时间则近似反比于重力加速度的 4/5 次方 (见图 8).

平均热流密度由一个气泡周期内热流密度的时间平均得到. 这里, 常重力条件下, 基于计算得到的气泡脱落直径, 根据 Zuber 公式 [9] 即可确定气泡脱

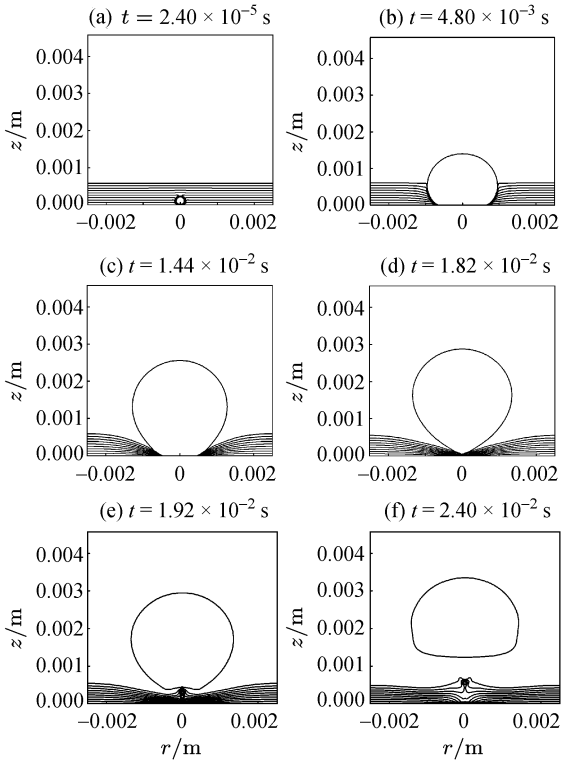


图 4 常重力条件下单气泡沸腾过程温度场演化特征

Fig. 4 Evolvement of temperature field during single bubble pool boiling under normal gravity

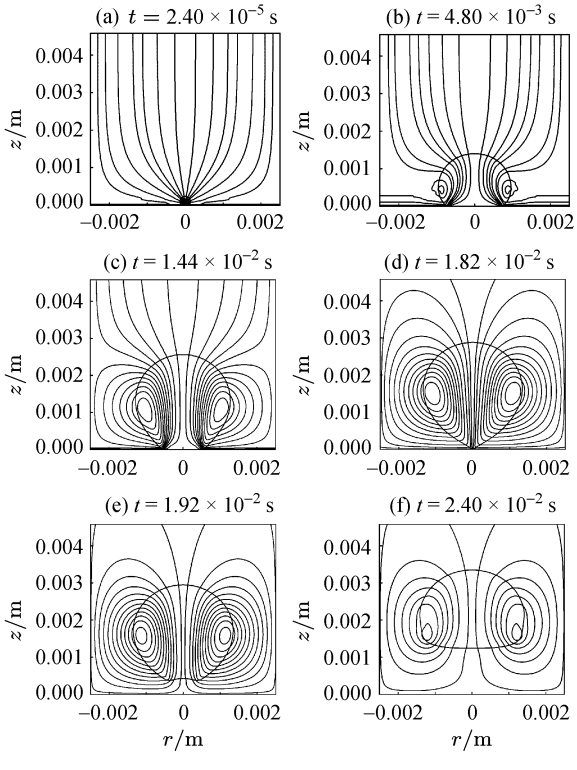


图 5 常重力条件下单气泡沸腾过程流场演化特征

Fig. 5 Evolvement of flow field during single bubble pool boiling under normal gravity

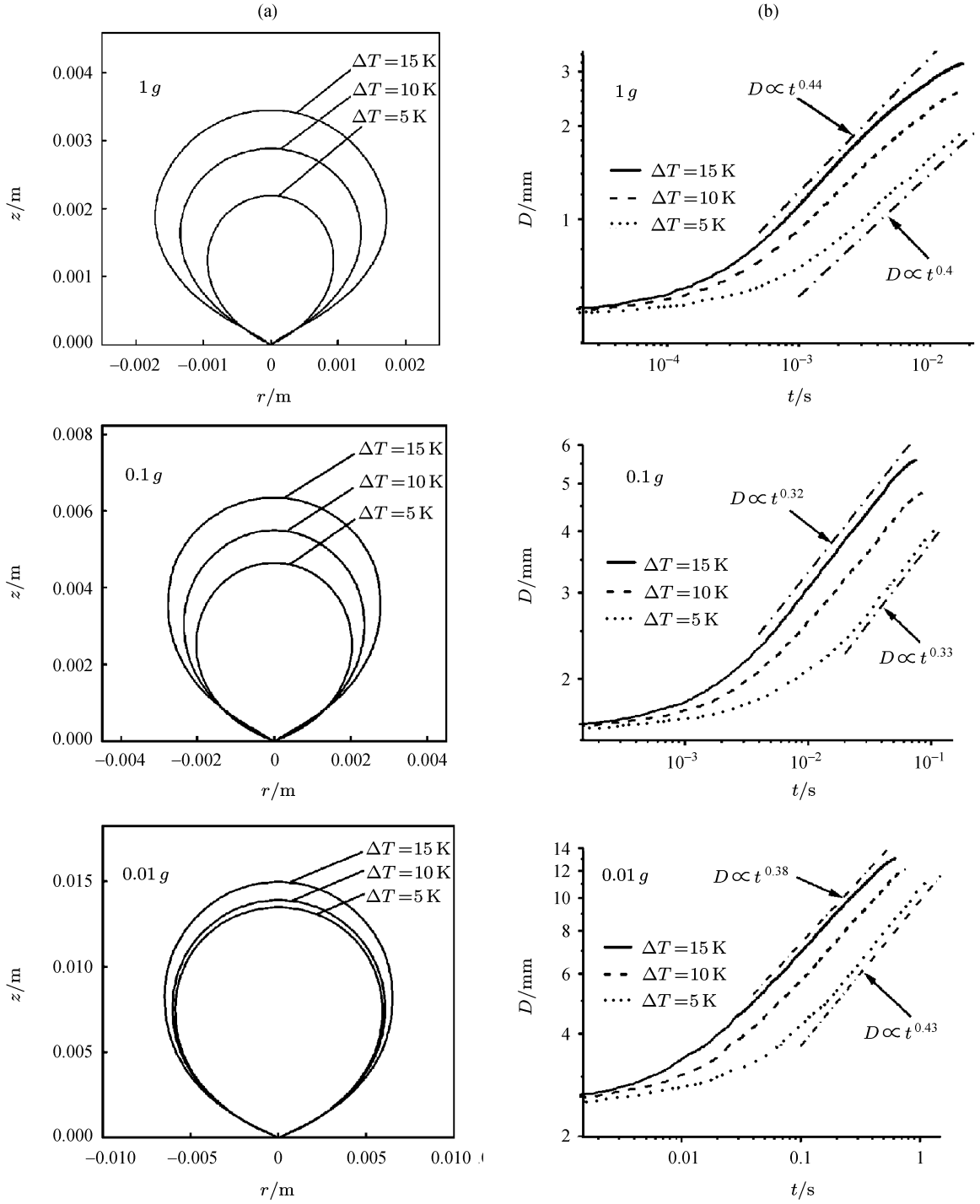


图 6 不同重力和壁面过热度条件下脱落时刻的气泡形态 (a) 以及气泡直径随生长时间的变化 (b)

Fig. 6 Shapes of detached bubble (a) and growth of bubbles (b) at different gravity levels and superheating

落频率, 进而确定气泡周期 (即气泡生长时间与气泡脱落后的等待时间之和):

$$fD_{\rm d} = 0.59\left[\frac{\sigma g(\rho_{\rm l}-\rho_{\rm v})}{\rho_{\rm l}^2}\right]^{1/4}. \qquad (8)$$

而微重力条件下的气泡脱落频率则采用 Di Marco 和 Grassi[10] 建议的公式, 与常重力条件下的脱落频率相关联, 即

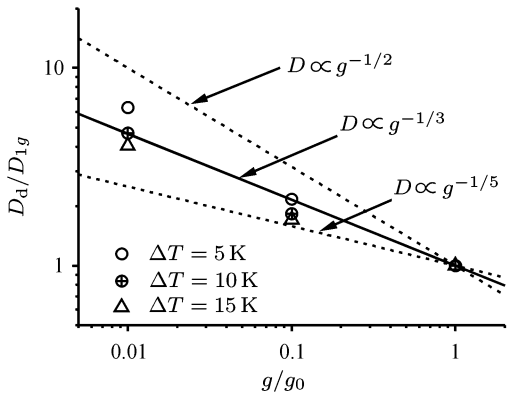


图 7 气泡脱落直径与重力加速度的关系

Fig. 7 Relationship between diameter of detached bubble and gravity level

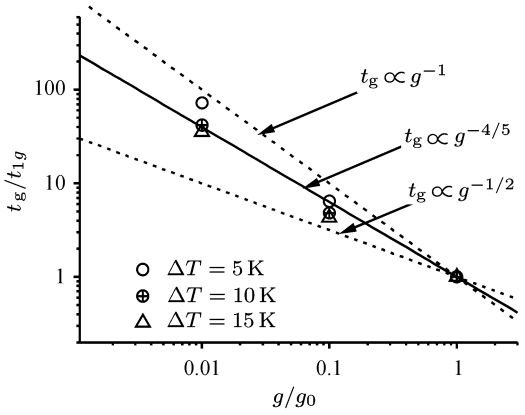


图 8 气泡生长时间与重力加速度的关系

Fig. 8 Relationship between the growing time of bubble and gravity level

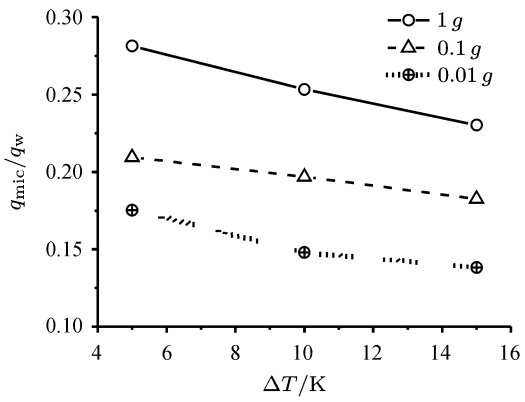


图 9 微楔区对传热的贡献

Fig. 9 Contribution of micro-region to heat transfer

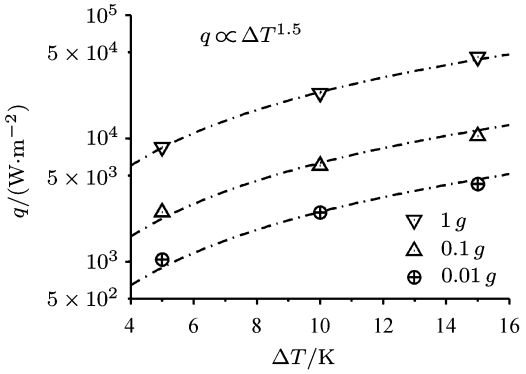


图 10 不同重力条件下的平均热流密度

Fig. 10 Averaged heat fluxes in different gravity levels

$$\frac{f_m}{f} = \left(\frac{g_m}{g}\right)^{0.75}. \tag{9}$$

图 9 显示了微楔区对总体传热效率的贡献, 其比重高达 30%; 尽管随过热度的增加或重力水平的下降, 该比值有所下降, 但仍有约 15% 以上. 显然, 微楔区传热对总体传热特性有着非常重要的影响.

不同重力条件下计算结果的简单比较表明, 平均热流密度正比于重力的 1/2 次方. 不过, 由于计算区域依赖于毛细长度, 后者与重力相关, 这导致变重力条件时实际的计算区域及对应的核化点数密度将随之变化. 说明不同重力条件下的平均热流密度变化实际上包含了多重因素的影响. 为确定重力因素的影响, 需要固定核化点数密度, 或者通过多气泡沸腾的模拟确定不同重力条件下核化点数密度对平均热流的影响.

图 10 显示了不同重力条件下的平均热流与壁面过热度的关系. 若固定重力水平 (基于前述计算区域的选取方法, 对应于固定的核化点数密度), 平均热流与壁面过热度的 3/2 次方成正比. Zuber[13] 曾提出如下模型来表示壁面过热度和核化点数密度对热流密度的贡献:

$$q = c_n \Delta T^n n_b^m, \tag{10}$$

并建议低热流密度时取 $n = 3/2$ 和 $m = 1/4$, 高热流密度时则取 $n = 5/3$ 和 $m = 1/3$. 显然, 本文计算的单气泡池沸腾即孤立气泡区的核态池沸腾, 对应于低热流密度, 计算结果与 Zuber[13] 建议的取值相一致, 并且, 该趋势并不随重力下降而改变.

3 结语

以单气泡沸腾作为核态池沸腾现象的模型体系, 利用 Level Set 方法数值研究了气泡生长与脱落过程, 并对气泡周围局部流动与传热进行了细致分析.

计算表明, 气泡的脱落直径随壁面过热度的增大而增大, 生长时间则随壁面过热度的增大而减小; 脱落直径和生长时间均随重力的减小而增大.

微楔区传热对总体传热特性具有重要贡献, 其比重高达 30%. 随着过热度的增加或重力水平的下降, 微楔区传热的贡献比重有所下降, 但在所研究参数范围内仍超过 15%. 在固定的核化点数密度条件下, 平均热流密度近似与壁面过热度的 3/2 次方成正比, 并且该趋势不随重力下降而变化.

参考文献

[1] Stephan P, Hammer J. A new model for nucleate boiling heat transfer [J]. *Heat Mass Trans.*, 1994, **30**:119-125

[2] Sussman M, Smereka P, Osher S. A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow [J]. *J. Comput. Phys.*, 1994, **114**(1):146-159

[3] Wayner P C. Evaporation and stress in the contact line region [C]//Proceedings of the Engineering Foundation Conference on Pool and External Flow Boiling. Santa Barbara: ASME, 1992. 251-256

[4] Lay J H, Dhir V K. Numerical calculation of bubble growth in nucleate boiling of saturated liquids [J]. *J. Heat Transfer*, 1995, **117**:394-401

[5] Son G. Numerical study on a sliding bubble during nucleate boiling [J]. *KSME Int. J.*, 2001, **15**(7):931-940

[6] Kays W M, Grawford M E. Convective Heat and Mass Transfer [M]. New York: McGraw-Hill, 1980

[7] Son G, Dhir V K. Numerical simulation of film boiling near critical pressures with a level set method [J]. *J. Heat Transfer*, 1998, **120**:183-192

[8] Wang Z Y. Numerical Study on Capillarity-dominant Free Surface and Interfacial Flows [D]. Arlington: University of Texas at Arlington, 2006

[9] Zuber N. Hydrodynamic aspect of boiling heat transfer [D]. California: University of California, 1959

[10] Di Marco P, Grassi W. Pool boiling in microgravity: assessed results and open issues [C]// Proceedings of the 3rd European Thermal Sciences Conference, 2000

[11] Li Zengdong. Numerical Simulation on Thermo-dynamical Behaviors of Bubbles in Different Gravity Conditions [D]. Beijing: Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2010. In Chinese (李震东. 不同重力条件下气泡热动力学行为的数值模拟 [D]. 北京: 中国科学院力学研究所, 2010)

[12] Siegel R, Keshock E G. Effects of reduced gravity on nucleate boiling bubble dynamics in saturated water [J]. *AIChE J.*, 1964, **10**(4):509-517

[13] Zuber N. Nucleate boiling — the region of isolated bubbles and the similarity with natural convection [J]. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1963, **6**(1):53-60