

DOI:10.3969/j.issn.1003-5060.2025.12.004

# 过热度对单汽泡生长及壁面传热的影响规律研究

刘一宏, 周培, 高才, 孙东方, 杨磊, 余青桦

(合肥工业大学汽车与交通工程学院, 安徽合肥 230009)

**摘要:**核态沸腾以其高效的传热能力被广泛应用于各种工业领域。文章基于流体体积(volume of fluid, VOF)法建立考虑微液层蒸发的单汽泡生长模型,对核态沸腾单汽泡的生长与脱离过程进行模拟,研究壁面过热度对沸腾汽泡生长与传热过程的影响。结果表明:该模拟方法可以准确预测汽泡尺寸及壁面温度分布;汽泡脱离直径和汽泡影响面积均会随着壁面过热度的增大而增大;汽泡影响因子 $K$ 会随着加热面过热度的增加而减小。文章研究结果有助于提高壁面热流分区模型的预测精度,并为揭示沸腾的强化传热机理提供了依据。

**关键词:**沸腾传热;微液层;流体体积(VOF)法;单汽泡;过热度

中图分类号:TB611

文献标志码:A

文章编号:1003-5060(2025)12-1604-06

## Study on the influence of wall superheat on single bubble growth and wall heat transfer

LIU Yihong, ZHOU Pei, GAO Cai, SUN Dongfang, YANG Lei, YU Qinghua

(School of Automobile and Traffic Engineering, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China)

**Abstract:** Nucleate boiling is widely used in various industrial fields due to its highly efficient heat transfer ability. In this paper, a single bubble growth model considering microlayer evaporation is established based on the volume of fluid (VOF) method. The growth and separation process of bubble in nuclear boiling state is simulated. The influence of wall superheat on the growth and heat transfer of bubble is studied. The results show that the simulation method can accurately predict the bubble size and wall temperature distribution. The bubble departure diameter and bubble influence area increase with the increase of wall superheat. The bubble influence factor  $K$  decreases with the increase of the superheat of the heating surface. The results can improve the predictive accuracy of the wall heat flux partitioning models and contribute to uncovering the mechanism of boiling heat transfer enhancement.

**Key words:** boiling heat transfer; microlayer; volume of fluid (VOF) method; single bubble; superheat

核态沸腾传热具有极高的传热能力,广泛应用于航空航天、电子冷却及核工程等领域。在核态沸腾的传热传质过程中,壁面附近会产生多样的汽泡,该汽泡的行为特性对传热有重要影响。由于汽泡在加热壁上呈离散分布,这会导致壁面的不同区域传热机制不同,可分为汽泡影响区

域、汽泡滑移区域和非汽泡影响区域等<sup>[1-3]</sup>。不同的区域有着不同的换热机制,使沸腾传热过程的分析具有很大的挑战性。

为研究汽泡生长过程对壁面传热分区机制的影响,需对沸腾汽泡的生长、脱离进行精确的预测。汽泡生长机理十分复杂,涉及到两相之间的

收稿日期:2024-01-17;修回日期:2024-03-06

基金项目:国家自然科学基金资助项目(52306194)

作者简介:刘一宏(1997—),男,黑龙江哈尔滨人,合肥工业大学硕士生;

周培(1991—),男,河南夏邑人,博士,合肥工业大学讲师,硕士生导师,通信作者,E-mail:zhoupei@hfut.edu.cn;

高才(1974—),男,安徽凤台人,博士,合肥工业大学教授,博士生导师。

质量转化和三相之间的能量传递。在汽泡生长初期,汽泡底部有一层极薄的微液层,该微液层的蒸发是沸腾传热的重要机制。文献[4]测量了以水和乙醇为工质的核态沸腾中微液层厚度随汽泡生长的变化规律,分析了微液层蒸发对总蒸发量的贡献,对于乙醇该贡献约为 39%,对于水该贡献为 14%~44%;文献[5]对常压下的沸腾进行了测量,结果表明微液层蒸发引起的热通量可以超过 1 MW/m<sup>2</sup>。

近年来,随着计算流体力学技术的发展,对沸腾单汽泡的模拟研究也逐渐成为研究热点。由于微液层的厚度极薄,若直接对微液层进行模拟,则需要非常高的算力。为了减少算力需求,许多学者使用了半经验模型来模拟微液层的蒸发与传热。文献[6]采用流体体积(volume of fluid, VOF)法模拟了池沸腾中单汽泡的生长过程,在汽泡底部引入了微液层的代数模型,用于计算微液层的蒸发;结果表明,在研究条件下,微液层的蒸发对汽泡总蒸发的贡献约为 40%。文献[7]忽略微液层内液体的流动,并假设微液层内的热传递仅来自热传导过程,建立了基于微液层厚度的代数模型用于描述微液层蒸发过程,研究了汽泡生长对壁面换热的影响。

本文拟采用 VOF 模型研究汽泡生长过程,并引入一种基于线性斜率的可耗散微液层模型,用于模拟汽泡底部微液层的蒸发过程;为探究微液层蒸发与壁面温度的联系,建立流体域与加热基板的流固耦合模型;基于上述方法研究过热度对单汽泡生长过程及汽泡影响面积的影响。

## 1 数值模型

### 1.1 基于 VOF 模型的数值模拟方法

本文假设流体不可压缩,通过求解气液两相的体积分数来跟踪相界面,使用的控制方程如下。

1) 连续性方程及体积分数方程:

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \mathbf{u}) = \frac{S_l}{\rho_l} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \mathbf{u}) = \frac{S_v}{\rho_v} \quad (2)$$

$$S_l = S_{l,1} \quad (3)$$

$$S_v = \alpha_{1,v} + S_{ml} \quad (4)$$

$$\alpha_v + \alpha_l = 1 \quad (5)$$

其中: $S_l$  为液相的质量源项,来自相界面的相变  $S_{l,1}$ ;  $S_v$  为气相的源项,来自相界面的相变  $S_{l,v}$  和微液层蒸发  $S_{ml}$ 。

2) 动量方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_m \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u} \mathbf{u}) = \\ - \nabla p + \nabla \cdot [\mu_m (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T)] + \rho_m \mathbf{g} + \mathbf{F}_{\sigma, \text{vol}} \end{aligned} \quad (6)$$

其中,  $\mathbf{F}_{\sigma, \text{vol}}$  是由表面张力转换而来的体积力,该力可以通过文献[8]的连续曲面力模型获得。动量方程求解的速度场在整个流体计算域由气液相共享。

3) 能量方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_m E}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u} (\rho_m E + p)] = \\ \nabla \cdot (\lambda_m \nabla T) + S_{m,h} \end{aligned} \quad (7)$$

$$S_{m,h} = S_v L \quad (8)$$

$$E = \frac{\alpha_v \rho_v E_v + \alpha_l \rho_l E_l}{\alpha_v \rho_v + \alpha_l \rho_l} \quad (9)$$

其中: $S_{m,h}$  为能量方程的源项,源于汽泡蒸发与冷凝的潜热; $L$  为潜热系数; $E$  为质量平均能量。能量方程与动量方程类似,气液两相共用一套控制方程。

4) 物性方程:

$$Y_m = \alpha_l Y_1 + \alpha_v Y_v \quad (10)$$

其中, $Y_m$  可分别表示为  $\rho_m$ 、 $\mu_m$ 、 $\lambda_m$ , 控制方程中的  $\rho_m$ 、 $\mu_m$ 、 $\lambda_m$  分别表示基于体积平均的密度、黏度和导热系数。

5) 固体导热方程:

$$\frac{\partial \rho_s h_s}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda_s \nabla T) + S_{s,h} \quad (11)$$

$$h_s = \int_{\text{ref}}^T c_{p,s} dT \quad (12)$$

其中: $\rho_s$  为加热基板的密度; $h_s$  为加热板的显热; $\lambda_s$  为加热板的导热系数; $S_{s,h}$  为固体区域的体积能量源项; $c_{p,s}$  为加热板的比热容。

### 1.2 蒸发冷凝模型

为模拟相界面的蒸发和冷凝,本文采用结构简单的 Lee 模型<sup>[9]</sup>,即

$$S_{l,1} = -S_{l,v} = \begin{cases} r_i \alpha_v \rho_v \frac{T - T_{\text{sat}}}{T_{\text{sat}}}, & T \leq T_{\text{sat}}; \\ r_i \alpha_l \rho_l \frac{T - T_{\text{sat}}}{T_{\text{sat}}}, & T > T_{\text{sat}} \end{cases} \quad (13)$$

其中: $r_i$  为蒸发冷凝系数,本文中采用的值为 2,通过模拟对标实验数据标定获得; $T_{\text{sat}}$  为饱和温度。

### 1.3 微液层模型

除了相界面的蒸发与冷凝,还需考虑微液层

的蒸发。微液层的厚度极薄,直接模拟微液层需要极其精细的网格。为节省算力,本文提出一种基于半经验模型的微液层仿真方法。

针对微液层的物理特性做出如下假设:①微液层仅存在于汽泡底部的三相线网格中;②微液层内的液体不流动;③微液层顶部温度为饱和温度;④相变发生在微液层的顶部边界。

微液层的初始厚度分布为:

$$\delta_0 = 0.00446r_L \quad (14)$$

其中: $\delta_0$  为微液层厚度; $r_L$  为距成核点距离。该分布源自文献[10]的实验结果,微液层的初始厚度随距离成核点的距离呈线性增加。

微液层蒸发的热流密度为:

$$q_{ml} = \lambda_l \frac{T_w - T_{sat}}{\delta} \quad (15)$$

其中: $\lambda_l$  为液相的导热系数; $\delta$  为微液层的厚度。

微液层蒸发会导致微液层的厚度发生变化,可用以下公式描述:

$$\frac{d\delta}{dt} = -\frac{\lambda_l(T_w - T_{sat})}{\rho_l \delta L} \quad (16)$$

微液层的相变速率为:

$$M_{ml} = \frac{q_{ml}}{L} \quad (17)$$

换算后单个网格的相变速率为:

$$S_{ml} = M_{ml} \frac{s_v}{V_c} \quad (18)$$

其中: $s_v$  为微液层在单个网格单元内的蒸发面积; $V_c$  为包含微液层的邻壁网格单元的体积。

对于汽泡底部的加热板,需考虑微液层蒸发移除的热量。固体导热方程中微液层蒸发吸热导致的体积热源项为:

$$S_{s,h} = -q_{ml} \frac{s_v}{V_s} \quad (19)$$

该源项仅在固体域与流体域接触的第 1 层网格内有效,其他位置为 0。

## 2 仿真设置及结果分析

### 2.1 仿真设置

为验证上述模型的可靠性,采用文献[11]的实验数据进行验证。实验以水为工质,底部为氧化铟锡(ITO)加热器,加热元件是  $0.7 \mu\text{m}$  厚的 ITO 涂层,位于  $250 \mu\text{m}$  厚的蓝宝石基板上。

在仿真模型中,由于 ITO 加热元件极薄,假设固体域均为蓝宝石。

蓝宝石和铝的物性参数见表 1 所列。仿真具体边界条件如图 1 所示。

表 1 加热基板材料的热物性参数

材料	导热率/ [W/(m·K)]	比热容/ [J/(kg·K)]	密度/ (kg/m <sup>3</sup> )
蓝宝石	35.0	750	3 980
铝	202.4	871	2 719

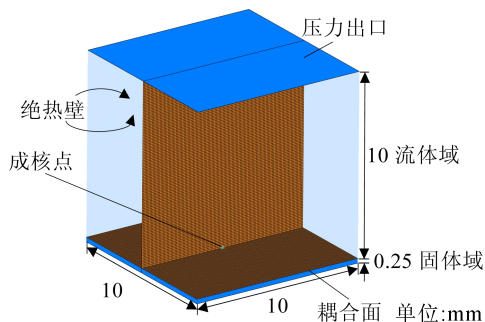


图 1 计算域及仿真边界

加热面设置在固体域与流体域的耦合面,热流密度为  $28.7 \text{ kW/m}^2$ ,流体域的顶部作为压力出口,表压为  $0 \text{ Pa}$ ;其余壁面采用绝热边界,主流温度设置为  $99.5 \text{ }^\circ\text{C}$ ,系统绝对压力为  $101 \text{ kPa}$ 。假设温度场的初始条件为常数,即流体域和固体域中的值与主流温度相同,并且流体域中的所有流速均设为 0。当加热基板表面温度达到成核温度( $T=109 \text{ }^\circ\text{C}$ ,由文献[11]实验测得)时,在成核位置放置一个种子汽泡。种子汽泡需设置得足够小,以模拟汽泡生长的初始阶段。

鉴于铝制加热基板非常普遍,本文后续仿真的固体域均采用铝,沸腾传热仿真模型则采用实验标定后的仿真模型,加热面设置在固体域的底部。为研究不同壁面过热度对汽泡生长及汽泡影响面积的影响,设置了 5 组过热度,见表 2 所列。不同过热度对应的热流密度由文献[12]提出的沸腾模型计算得出,具体公式如下:

$$q = 0.00122 \frac{\lambda_l^{0.79} c_{p,l}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} L^{0.24} \rho_v^{0.24}} \Delta T_w^{1.24} \Delta P_{sat}^{0.75} \quad (20)$$

其中: $\sigma$  为表面张力; $\mu_l$  为黏度; $P_{sat}$  为过热温度与饱和温度对应的压力差。

表 2 过热度与对应热流密度

过热度/K	热流密度/(kW/m <sup>2</sup> )
8	53.8
9	68.7
10	85.7
11	105.0
12	126.0

### 2.2 网格无关性验证

为了研究网格对计算结果的影响,对比 137 500、393 900、544 000、1 100 000、1 872 000、4 352 000 网格数量下的仿真结果。不同网格数量下的气泡脱离直径如图 2 所示。

从图 2 可以看出,当网格数大于 1 872 000 时,气泡脱离直径的变化趋于稳定。因此,为了降低计算成本,选择网格数为 1 872 000 的网格模型进行计算。

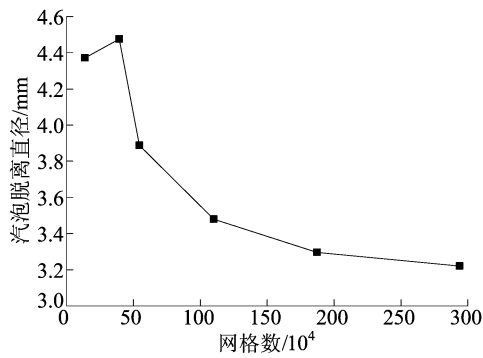


图 2 不同网格数量下的气泡脱离直径

### 2.3 仿真与实验结果的对比

本文仿真与文献[11]实验得到的气泡横向直径和基底直径的对比如图 3 所示。从图 3 可以看出,仿真模拟得到的气泡尺寸与实验测量结果吻合得较好。

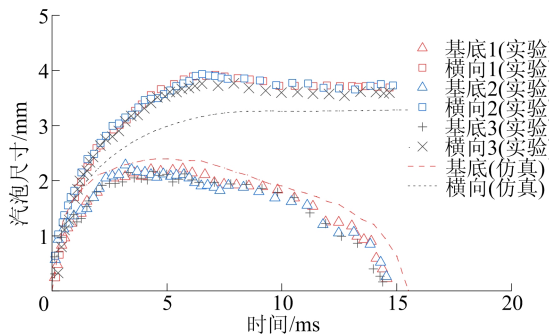


图 3 仿真与实验的气泡尺寸对比

本文仿真模拟计算结果与文献[11]实验图像的气泡形状对比见表 3 所列。

从表 3 可以看出:在气泡生长初始阶段,气泡呈半球形,附着在受热面上,见  $t=0.7$  ms 时的气泡;由于微液层的蒸发,气泡迅速生长,在  $t=0.7$  ms 到  $t=6.9$  ms 之间气泡的体积显著增大;当微液层完全蒸发时,气泡的生长仅依赖于过热层的蒸发,此时气泡生长缓慢,在浮力和表面张力

作用下转为倒水滴状,见  $t=13.2$  ms 时的气泡;随着气泡脱离壁面,气泡开始进入主流体区域,逐渐冷凝变小,见  $t=17.3$  ms 时的气泡。与实验结果的对比表明,本文建立的 VOF 模型能够准确模拟气泡的生长过程。

表 3 仿真与实验的气泡形状对比

t/ms	实验	仿真
0.7		
2.8		
6.9		
13.2		
17.3		

文献[11]中利用红外测量技术采集了单泡生长过程中的壁温。

本文仿真与文献[11]实验得到的温度分布对比如图 4 所示。

图 4a 展示了不同时间下实验测量的壁温随成核点距离变化的情况。由图 4a 可知,在气泡生长初期,气泡底部微液层位置的壁面温度变化较大,这主要是由微液层蒸发导致。

图 4b 展示了不同时间下仿真方法计算的壁温随成核点距离变化的情况。可以看出图 4b 模型的模拟结果与图 4a 实验的测量结果非常吻合。

综上所述,本文建立的模型可以准确预测汽

泡生长对壁面温度的影响规律。

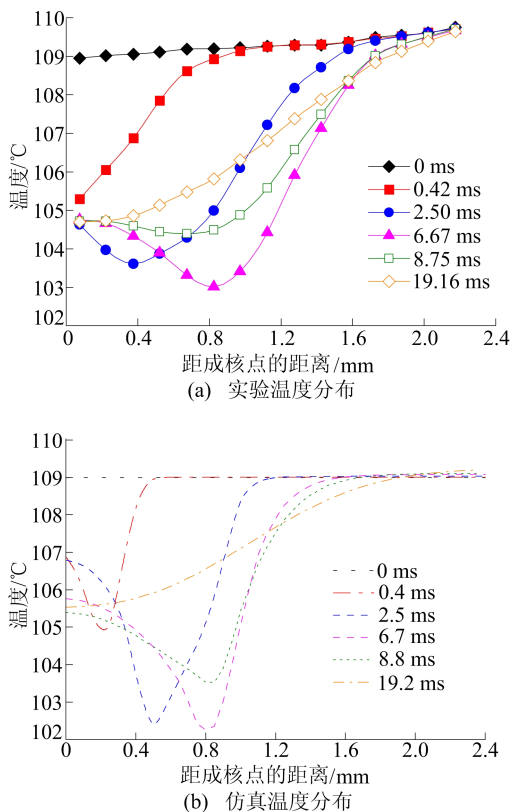


图 4 仿真与实验的温度分布对比

### 3 结果与讨论

不同壁面过热度下,单汽泡生长过程中的尺寸变化如图 5 所示。

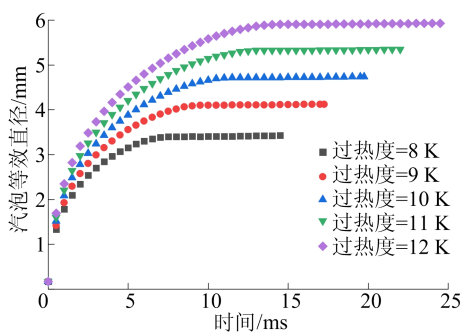


图 5 不同壁面过热度的汽泡尺寸随时间变化的曲线

从图 5 可以看出,随着壁面过热度的增加,汽泡早期的生长速率会增加。由式(15)可知,壁面过热度的增加,使得微液层蒸发热流密度增大,从而加快了微液层的蒸发速率,致使汽泡的增长速率加快,汽泡基底的快速扩张使得汽泡的底部迅速产生更多微液层,微液层的扩张进一步促进汽泡的生长,这使得汽泡生长过程中的汽泡直径随

着过热度的增大而增大。

汽泡脱离直径和脱离时间随壁面过热度的变化关系如图 6 所示。由图 6 可知,过热度的增加会导致汽泡脱离直径和脱离时间增大,这是由于过热度增大会导致汽泡生长速度加快,从而抑制汽泡的脱离,汽泡的脱离时间变长,汽泡有更多的时间生长,汽泡脱离直径变大。

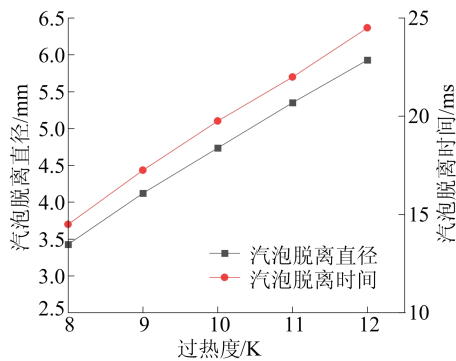


图 6 不同过热度的汽泡脱离直径与汽泡脱离时间

以上现象与文献[5]中不同过热度下单汽泡生长实验观测的现象一致。

在壁面热流分区模型中,汽泡影响面积是一个重要的参数,在本文中汽泡影响面积通过核化温度来划定,汽泡影响区域的面积可表示为壁面温度小于等于核化温度的面积。不同过热度下,汽泡影响面积随时间的变化关系如图 7 所示。从图 7 可以看出,汽泡影响面积会随着过热度的增大而增大。

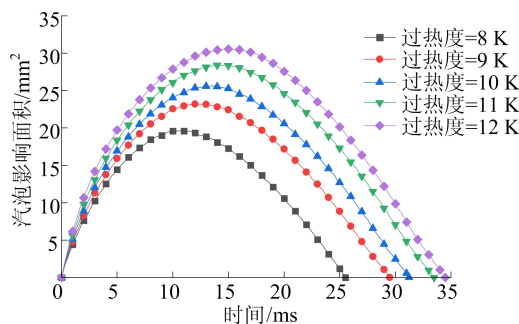


图 7 不同过热度下汽泡影响面积随时间的变化

与图 5 对比可以发现:在汽泡生长初期,汽泡影响面积会随着汽泡的生长快速增加;当微液层蒸干后,汽泡的生长基本停止,随后会逐渐脱离。汽泡影响面积会因微液层的蒸发,使得汽泡底部基板产生温度较低的区域,这驱动汽泡影响面积缓慢增加,直至某一时刻汽泡影响区域开始收缩。

从图 7 可以看出,随着过热度的增加,汽泡影

响面积在其任一时刻均增大,这是由于随着过热度的增加汽泡尺寸显著增加,微液层覆盖的区域更广,在微液层蒸发的作用下,汽泡影响面积扩张得更远。

在壁面热流分区模型中,汽泡影响面积用汽泡影响因子  $K$  表征,定义为最大汽泡影响面积与最大汽泡投影面积之比。汽泡影响因子  $K$  随过热度变化的曲线如图 8 所示。

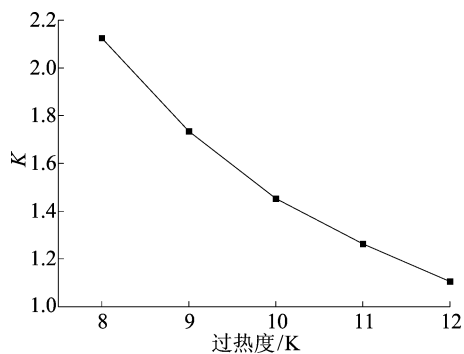


图 8 汽泡影响因子  $K$  随过热度的变化

从图 8 可以看出,汽泡影响因子  $K$  随壁面过热度的增加而减小。这是由于汽泡影响区域主要受加热面的壁面热流和汽泡底部微液层的蒸发热流 2 个因素影响,过热度增大意味着壁面热流增大,这会弱化微液层蒸发热流的影响,从而抑制微液层影响面积的扩张,尽管影响面积的最大值随着汽泡体积的增大而增大,但汽泡影响面积与汽泡最大投影面积的比值却在缩小。

#### 4 结 论

本文基于 VOF 法对汽泡生长过程的气液界面进行追踪,并引入可耗散的微液层模型和流固耦合模型研究微液层蒸发过程对壁面传热的影响。得到结论如下:

1) 随着过热度的增加,汽泡早期生长速率会增大。由于汽泡生长速率的增大,汽泡的脱离过程受到抑制,汽泡脱离直径以及脱离时间均会随着过热度的增大而增大。

2) 过热度的增大会促进汽泡快速生长,汽泡的快速生长又会促使微液层迅速扩张,微液层的扩张会增大汽泡影响面积。这导致汽泡影响面积会随着过热度的增大而增大。

3) 研究发现,过热度增大会使得汽泡影响因子  $K$  减小,该发现有助于提高壁面热流分区模型的预测精度。

#### 【参 考 文 献】

- [1] JUDD R L, HWANG K S. A comprehensive model for nucleate pool boiling heat transfer including microlayer evaporation[J]. *Journal of Heat Transfer*, 1976, 98(4): 623-629.
- [2] DEL VALLE V H, KENNING D B R. Subcooled flow boiling at high heat flux[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1985, 28(10): 1907-1920.
- [3] ZHOU P, HUA S, GAO C, et al. A mechanistic model for wall heat flux partitioning based on bubble dynamics during subcooled flow boiling[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021, 174: 121295.
- [4] UTAKA Y, HU K, CHEN Z, et al. Measurement of contribution of microlayer evaporation applying the microlayer volume change during nucleate pool boiling for water and ethanol[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, 125: 243-247.
- [5] YABUKI T, NAKABEPPU O. Heat transfer mechanisms in isolated bubble boiling of water observed with MEMS sensor[J]. *International journal of Heat and Mass Transfer*, 2014, 76: 286-297.
- [6] CHEN Z, UTAKA Y. On heat transfer and evaporation characteristics in the growth process of a bubble with microlayer structure during nucleate boiling[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, 81: 750-759.
- [7] SATO Y, NICENO B. A depletable micro-layer model for nucleate pool boiling[J]. *Journal of Computational physics*, 2015, 300: 20-52.
- [8] BRACKBILL J U, KOTHE D B, ZEMACH C. A continuum method for modeling surface tension[J]. *Journal of Computational Physics*, 1992, 100(2): 335-354.
- [9] LEE W H. Pressure iteration scheme for two-phase flow modeling[M]. Washington, D. C.: Hemisphere Publishing, 1980: 407-432.
- [10] UTAKA Y, KASHIWABARA Y, OZAKI M. Microlayer structure in nucleate boiling of water and ethanol at atmospheric pressure[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2013, 57(1): 222-230.
- [11] DUAN X, PHILLIPS B, MCKRELL T, et al. Synchronized high-speed video, infrared thermometry, and particle image velocimetry data for validation of interface-tracking simulations of nucleate boiling phenomena[J]. *Experimental Heat Transfer*, 2013, 26(2/3): 169-197.
- [12] CHEN J C. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow[J]. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 1966, 5(3): 322-329.

(责任编辑 胡亚敏)