第 59 卷 第 5 期 西 安 交 通 大 学 学 报 Vol. 59 No. 5
2025 年 5 月 JOURNAL OF XI'AN JIAOTONG UNIVERSITY May 2025

三维矩形截面通道内不同流速下的过冷流动沸腾数值探究

靳姝琦[1]，陈宇杰[2]，凌空[3]，陶文铨[1]
（1. 西安交通大学热流科学与工程教育部重点实验室，710049，西安；
2. 北京石油化工学院，102617，北京；3. 西安数峰信息科技有限责任公司，710049，西安）

摘要：为探究微液层蒸发对于过冷流动沸腾的贡献，基于适用于方管内流动沸腾的微液层模型，考虑流固耦合传热和动态接触角的影响，采用界面捕捉方法（VOSET）对基本的三维矩形截面通道单元内过冷流动沸腾过程中壁面上附着的单气泡生长情况展开数值探究，讨论了不同入口流速下通道内单气泡生长演变的流型和壁面过热度的变化，并对其微液层分布、蒸发量和传热性能作以定量分析，以增加对微小通道沸腾传热的理解和认识，为完整流程的流动沸腾传热研究奠定基础。计算结果表明：初始气泡随着加热和流动的影响沿着壁面生长滑动，体积膨胀直至气泡直径与通道截面尺寸相当后形成延长气泡，最终流出通道，气泡与壁面之间的微液层蒸发作用为气泡的生长和传热贡献了很大的作用，尤其在形成延长气泡后，蒸发热流占比最高可达近 80%，直接影响着局部壁面过热度和对流传热系数的大小；增大流速后，同一时刻气泡生长的更快，但气泡在通道内的停留时间缩短，使得微液层蒸发发挥作用的时间缩短，总体上的平均对流传热系数随流速增加而减小。

关键词：流动沸腾传热；界面捕捉方法；微液层模型
中图分类号：TK124 **文献标志码**：A
DOI：10.7652/xjtuxb202505006 **文章编号**：0253-987X(2025)05-0054-10

Numerical Investigation of Subcooled Flow Boiling at Different Flow Velocities in a 3D Rectangular Cross-Section Channel

JIN Shuqi[1], CHEN Yujie[2], LING Kong[3], TAO Wenquan[1]
(1. Key Laboratory of Thermal Fluid Science and Engineering of MOE, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China; 2. Beijing Institute of Petrochemical Technology, Beijing 102617, China; 3. Xi'an Shufeng Technological Information Co., Ltd., Xi'an 710049, China)

Abstract: To investigate the contribution of microlayer evaporation to subcooled flow boiling, a numerical study is conducted based on a microlayer mathematical model suitable for flow boiling in square tubes. In this study, the effects of fluid-solid conjugate heat transfer and dynamic contact angles are considered, and the interface capturing method (VOSET) is employed to capture interfaces. The focus is on the growth of a single attached bubble on the wall during the process of subcooled flow boiling within a basic three-dimensional rectangular cross-section channel unit. The flow pattern evolution and wall superheat degree change during the growth and evolution of a single bubble in the channel under different flow velocity are discussed, and the

收稿日期：2024-11-20。 作者简介：靳姝琦（1996—），女，博士生；陶文铨（通信作者），男，教授，博士生导师，中国科学院院士。 基金项目：国家自然科学基金创新群体项目（51721004）。
网络出版时间：2025-01-10 网络出版地址：https://link.cnki.net/urlid/61.1069.T.20250109.1503.006

distribution of microlayer, evaporation capacity and heat transfer performance are quantitatively analyzed, which enhances the understanding and knowledge of boiling heat transfer in microchannels, laying the foundation for research on flow boiling heat transfer in complete processes. The results show that the initial bubble grows and slides along the wall under the influence of heating and flow, expanding in volume until its diameter becomes comparable to the cross-sectional size of the channel, then an extended bubble is formed, and it flows out of channel. The evaporation of the microlayer between the bubble and the wall contributes greatly to the bubble growth and heat transfer. Especially after the formation of an elongated bubble, the evaporation heat flux can account for nearly 80% of the total, directly affecting the local wall superheat and convective heat transfer coefficient. With the increase of flow velocity, the bubble grows faster, but their residence time in the channel is shortened, thereby reducing the duration during which microlayer evaporation can play a significant role. On the whole, the average heat transfer coefficient decreases with the increase of inlet velocity.

Keywords: subcooled flow boiling; interface capturing method; microlayer model

随着工业和科技的发展，各类设备的集成度不断提高，单位体积内的发热量进一步增大，给设备热管理带来了严峻的挑战。沸腾传热与无相变换热技术相比，在相同的能耗下可较大程度地提高换热强度，因此强化沸腾传热成为众多学者研究的热点[1-2]。在微小通道内的流动沸腾过程中，存在一个气泡能够占据整个通道横截面的现象，称之为泰勒气泡[3]，产生包括弹状和环状流动在内的主要流动形态。由于表面张力的作用，泰勒气泡与管壁之间会形成一层液体薄膜，这层液膜，也称为微液层，对流动和传热特性具有重要影响。薄液膜的蒸发在微通道流动沸腾热传递中起着重要作用，Thome[4]曾指出，薄液膜蒸发是微小通道流动沸腾中传热的主导机制，并提出了描述微液层的三区模型[5]，可以很好的预测传热系数，Habibi 等[6]也得出了同样的结论。

针对微液层的研究，基于单个气泡的实验或理论分析获得的微液层模型是相关研究的首选。Son 等[7]利用基于润滑理论的微液层数值模型研究了单个气泡的生长和脱离，该模型也被用来研究流动沸腾中单个气泡的气泡动力学和传热[8-10]，结果表明，在微液层的蒸发作用下，微通道中的气泡生长迅速，形成一个延长气泡。Chen 等[11]采用了基于半径的微液层模型，探索了单个气泡生长过程中的传热和蒸发特性，结果发现，微液层的蒸发对气泡体积变化的贡献约为 40%，同时在气泡底部，微液层不断蒸发导致局部干斑的出现，壁面温度迅速下降后反弹。其他学者[12-14]也采用基于半径的微液层模型完成了类似工作。有研究者探讨了多气泡情况下微液层对流动沸腾传热的影响。Yuan 等[15]研究了间距为 2 mm 的平板之间的流动沸腾发现，由于微液层蒸发，滑动气泡的热流密度约为静止气泡的 1.8～10.3 倍。Bigham 等[16]通过实验研究了特征尺寸为 300 μm 的微通道中的流动沸腾，结果表明，当气泡生长为延长气泡时，通过微液层的蒸发热流对总热流的贡献增加，微液层蒸发主导了传热。Sun 等[17]使用高频设备测量了圆管中流动沸腾过程中的微液层厚度，并基于实验数据，结合蒸发和剪切应力的效应，提出了一个新的半经验模型用于预测水在圆管流动沸腾中微液层厚度的变化。Guo 等[18]提出了一个适用于多种工作流体（包括去离子水、无水乙醇和电子氟化液 FC-72）的圆管内改进的瞬态液膜厚度变化模型；随后，文献[19-21]利用类似实验设备测量并总结出了方管中不同工作流体的初始厚度及微液层厚度变化模型，本文也采用了该微液层模型进行数值计算。在流动沸腾的情况下，由于受到液体的拖曳力，微液层更容易在移动气泡的底部形成，许多研究[16, 22-23]结果得出，微液层蒸发在微通道流动沸腾的传热增强中起着重要的作用。

本文采用界面捕捉方法（VOSET）[24-25]对基本的三维矩形截面通道单元内过冷流动沸腾过程中壁面上附着的单气泡生长情况展开研究，数值计算采用了基于适用于方管内流动沸腾的微液层数理模型，考虑了流固耦合传热和动态接触角的影响，对不同入口流速下通道单元内单气泡生长演变的流型和壁面过热度的变化进行了讨论，并对其微液层分布、蒸发量和传热性能进行定量分析，为矩形截面通道内的流动沸腾传热研究奠定基础。

1 问题描述

本文研究的物理模型如图 1 所示，在给定单个初始气泡的工况下，对于水平放置的矩形截面通道内的过冷流动沸腾过程进行研究。通道的几何尺寸为 1.0 mm(x)×1.0 mm(y)×20.0 mm(z)，底部铝制固体基底的厚度为 0.2 mm，流动工质为无水乙醇，常压下其饱和温度为 77.83 ℃，即 351.05 K，潜热为 850 530 J/kg，气液界面的表面张力系数为 0.015 N/m。常压下流体气、液态和固体的物性参数见表 1。

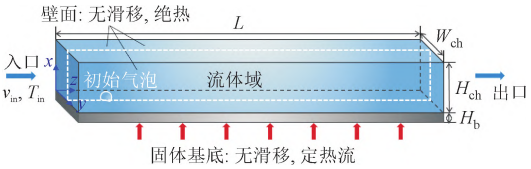


图 1 本研究物理模型

Fig. 1 Physical model of the present study

表 1 本研究所涉及的物性参数

Table 1 Physical properties of the studied mediums

物性参数	数值		
	液态	气态	固体
密度/(kg·m^{-3})	736.78	1.63	2 700
导热系数/(W·m^{-1}·K^{-1})	0.15	0.02	236
热容/(J·kg^{-1}·K^{-1})	3 182	1 804	900
动力黏度/(Pa·s)	4.43×10^{-4}	1.04×10^{-5}	

在计算中，流动方向从左至右，重力方向垂直于流动方向指向底部，底部施加恒定热流，为定热流边界。考虑流固耦合传热，其余三面均为无滑移绝热壁面，入口给定流体过冷度和入口流速，为第一类边界条件，出口采用出流边界。开始时，在距入口 3.0 mm、通道中轴线处放置初始半径为 0.2 mm 的气泡，其下无微液层。本文设定固体加热热流密度为 100 kW/m^2，入口流体过冷度为 10 K，研究入口流速在 0.1～0.25 m/s 范围内变化时单气泡生长的流动沸腾流型演变、出现差异的原因和换热效果的定量对比。

2 数值求解方法

2.1 控制方程

本文研究的物理模型包含流体域和固体域，流动工质为不可压缩流体，流体区域流动由连续性方程和动量方程描述，考虑了相变的影响，表达式如下

$$\nabla\cdot\boldsymbol{u}=\left(\frac{1}{\rho_{\mathrm{v}}}-\frac{1}{\rho_{\mathrm{l}}}\right)\dot{m} \tag{1}$$

$$\frac{\partial(\rho\boldsymbol{u})}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\boldsymbol{u}\boldsymbol{u})=-\nabla p+\nabla\cdot[(\eta+\eta_{\mathrm{t}})(\nabla\boldsymbol{u}+\nabla\boldsymbol{u}^{\mathrm{T}})]+\boldsymbol{f}+\rho\boldsymbol{g} \tag{2}$$

式中：$\boldsymbol{u}$ 为速度；η 为动力黏度；η_{t} 为湍流黏度，由 Smagorinsky 湍流模型[26] 计算；$\boldsymbol{f}$ 是根据连续体积力模型[27] 计算的表面张力；$\boldsymbol{g}$ 为重力；ρ 为密度，下标 l 和 v 分别为液相和气相。$\dot{m}$ 为相变速率，在计算中，气液界面的相变速率根据能量跳跃相变模型[28] 可由下式计算得出

$$f_{\mathrm{v}}\dot{m}\mathrm{d}V=\frac{1}{h}\int_A\dot{q}\,\mathrm{d}A \tag{3}$$

$$\dot{q}=\lambda_{\mathrm{v}}\left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\mathrm{v}}-\lambda_{\mathrm{l}}\left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_{\mathrm{l}} \tag{4}$$

式中：h 为汽化潜热；λ_{l} 为导热系数；$\dot{q}$ 为相界面热流密度。

在气液界面上的温度为饱和温度的设定下，可将气液界面的温度作为第一类边界条件，采用独立的能量方程分别描述气相和液相区域的流动沸腾传热过程。流体域的温度场可由能量守恒方程描述，固体域由纯导热方程描述，表达式如下

$$\frac{\partial(\rho_{\mathrm{l}}c_{p,\mathrm{l}}T)}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho c_{p,\mathrm{l}}\boldsymbol{u}T)=\nabla\cdot\left[\left(\lambda_{\mathrm{l}}+\frac{c_{p,\mathrm{l}}\eta_{\mathrm{t}}}{Pr_{\mathrm{t}}}\right)\nabla T\right] \tag{5}$$

$$\frac{\partial(\rho_{\mathrm{v}}c_{p,\mathrm{v}}T)}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho c_{p,\mathrm{v}}\boldsymbol{u}T)=\nabla\cdot\left[\left(\lambda_{\mathrm{v}}+\frac{c_{p,\mathrm{v}}\eta_{\mathrm{t}}}{Pr_{\mathrm{t}}}\right)\nabla T\right] \tag{6}$$

$$\frac{\partial(\rho_{\mathrm{s}}c_{p,\mathrm{s}}T)}{\partial t}=\nabla\cdot(\lambda_{\mathrm{s}}\nabla T)+S_{\mathrm{mic}} \tag{7}$$

式中：T 为温度；c_p 为比定压热容；$\dot{q}$ 为相界面热流密度；Pr_{t} 为湍流普朗特数；S_{mic} 为微液层蒸发产生的温度源项；下标 s 表示固相。

为了更准确地描述流动沸腾中的流型演变与传热特性，本文采用耦合了流体体积函数(VOF)和水平集 LS 方法的 VOSET 方法[24] 进行界面捕捉。VOSET 方法同时求解 VOF 方程和 LS 函数，集合了两者的优点，且采用了更加简单高效的几何方法求解 LS 函数，这样既能保持质量守恒，又能准确计算表面张力，并且计算速度远高于 VOF 及 LS 方法的简单耦合。同时，采用精度较高的分段线性界面(PLIC)方法进行界面重构。三维 VOSET 方法与界面重构方法的实施细节可以参考文献[10，25]。

本文采用投影法进行压力、速度耦合求解，考虑固体域的速度为 0，与流体域进行温度场一体化整场求解，速度场和温度场则耦合交替求解。为实现

高效求解，本文采用基于 CPU 的 Open MP 并行算法以及代数多重网格实现代数方程组的高效求解。具体的计算步骤可参考文献[29-30]，本文仅介绍所使用的动态接触角和微液层模型。

2.2　动态接触角模型

为了更真实地模拟两相流动过程，本研究考虑了动态接触角的影响，采用的是 Kistler 发展的动态接触角经验模型[31]。该模型基于 Hoffman 的经验函数[32]，动态接触角依赖于静态接触角和无量纲毛细数，计算公式如下

$$C_a = \frac{U_B \eta_l}{\sigma} \tag{8}$$

$$\theta_d = f_{Hoff}[C_a + f_{Hoff}^{-1}(\theta_s)] \tag{9}$$

$$f_{Hoff}(x) = \arccos\left\{1 - 2\tanh\left[5.16\left(\frac{x}{1+1.31x^{0.99}}\right)^{0.706}\right]\right\} \tag{10}$$

式中：C_a 为毛细数，是黏性力与表面张力的比值，反映了流体的表面张力对流动的影响；U_B 为三相接触线的移动速度，即气泡的表观速度；$f_{Hoff}(x)$ 为 Hoffman 函数；θ_s 为静态接触角；$f_{Hoff}^{-1}(\theta_s)$ 为移位因子，从 Hoffman 函数的反函数获得。

动态接触角的影响通过壁面虚拟节点的距离函数值体现，如图 2 所示。在固体域内设置一个对应的虚拟节点 N，M、N 之间的距离为单位网格长度，分别到气、液界面的垂直距离为 l_1、l_2，l_1 由距离函数获得，由此可以得出 l_2 关于动态接触角的表达式如下

$$l_2 = l_1 - |MN| \cos\theta_d \tag{11}$$

利用动态接触角更新壁面虚拟节点的距离函数值。

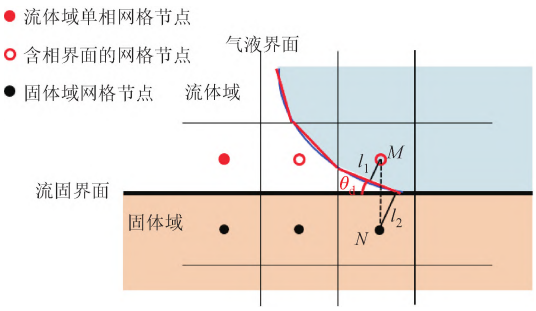


图 2　动态接触角处理方法示意

Fig. 2　Schematic plot of dynamic contact angle

2.3　微液层模型

首先，微液层模型分为初始微液层厚度计算及微液层厚度随时间变化两部分。本文计算气泡运动中产生的微液层初始厚度采用了文献[20]的适用于方管中常压下水和乙醇介质的半经验关联式

$$\frac{\delta_0}{R} = \begin{cases} \dfrac{1}{2.18 - 0.52C_a^{2/3}} - 0.18C_a^{2/3} - 0.44, & C_a \leqslant 0.0295 \\ 0.86C_a^{2/3} - 0.07, & C_a > 0.0295 \end{cases} \tag{12}$$

式中：δ_0 为初始微液层厚度；R 为通道水力半径。

该初始无量纲液膜厚度（δ_0/D）与毛细数的关系拟合曲线如图 3 所示，存在一个临界的毛细数，根据式(12)可以计算气泡运动过程中新产生的微液层初始厚度。在气泡运动过程中，气泡最前端的网格相分数会由液相转变为气相，此时也需要据此对这类网格的微液层进行初始化。

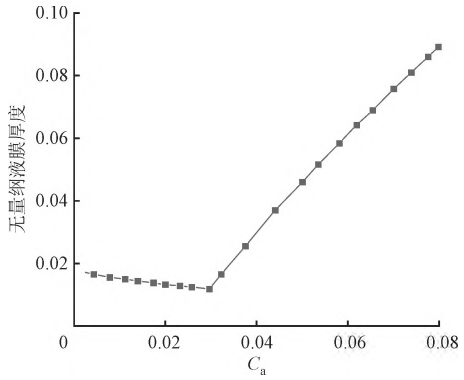


图 3　初始无量纲液膜厚度与毛细数的关系

Fig. 3　Variation of initial microlayer thickness versus capillary number

微液层厚度随时间的动态变化采用了文献[21]提出的预测微液层厚度的理论模型，该模型考虑蒸发、剪切力和方形通道横向流动等多因素的影响，计算公式为

$$\frac{d\delta}{dt} = -\frac{qP_H}{\rho_l 2\pi(R-\delta)h_{fg}} - \frac{4}{\pi R(R-\delta)}\frac{\eta_l}{\eta_v}A_l[\delta + C(0.67\delta_0 + 0.05R)]\frac{qP_H}{\rho_v A_v h_{fg}} \tag{13}$$

式中：q 为热流密度；P_H 为加热周长；R 为通道水力半径；δ 为微液层厚度；$A_l = R^2 - \pi(R-\delta)^2$ 为液相所占通道横截面积；$A_v = \pi(R-\delta)^2$ 为气相所占通道横截面积；h_{fg} 为汽化潜热；η_l、η_v 分别为液相和气相的动力黏度；ρ_l、ρ_v 分别为液相和气相密度；计算系数 $C = 0.4$，为由实验获得的经验参数。

对于微液层的蒸发作用，可认为加热表面传递

到液膜表面的热量均转化为蒸发潜热，由此可得

$$\frac{\Delta\delta_{\mathrm{evap}}}{\Delta t}=-\frac{\dot{q}_{\mathrm{mic}}}{\rho_{\mathrm{l}}h} \tag{14}$$

$$\dot{q}_{\mathrm{mic}}=\frac{\lambda_{\mathrm{l}}}{\delta}(T_{\mathrm{w}}-T_{\mathrm{lv}}) \tag{15}$$

式中：$\Delta\delta_{\mathrm{evap}}$ 为蒸发所导致的液膜厚度变化量；$\dot{q}_{\mathrm{mic}}$ 为微液层的蒸发热流密度；λ_{l} 为液膜导热系数；T_{w} 为壁面过热度；T_{lv} 为微液层表面温度，本文采用了文献[33]的微液层表面温度的理论计算式

$$\frac{\lambda}{\delta}(T_{\mathrm{w}}-T_{\mathrm{lv}})=$$

$$mhf\sqrt{\frac{1.0}{2kT_{\mathrm{lv}}\pi m}}p_{\mathrm{sys}}\left\{\exp\left[\frac{h}{R_{\mathrm{g}}}\left(\frac{1}{T_{\mathrm{sat}}}-\frac{1}{T_{\mathrm{lv}}}\right)\right]-1\right\} \tag{16}$$

其中：f 为调节系数，一般取值为 0.03；m 为分子质量；$R_{\mathrm{g}}=R/M$ 为气体常数（R 为通用气体常数，M 为摩尔质量）；p_{sys} 为系统压力；k 为玻尔兹曼常数；h 为蒸发潜热。

2.4 网格独立性验证

本文采用正交网格对流动沸腾传热进行数值模拟，流体域和固体域都是均分网格，在垂直于壁面的方向上，流体域和固体域的网格高度不同，固体域的网格高度设定为 20 μm，对于流体区域的网格尺寸进行独立性验证。设定的初始条件为固体加热热流密度 100 kW/m、入口流体过冷度为 10 K、入口流速为 0.1 m/s。设置 4 组不同的流体网格单元数量，分别为 192 000（A）、276 480（B）、439 040（C）和 655 360（D）。在 200 ms 计算时间内，面平均过热度的差异如图 4 所示。

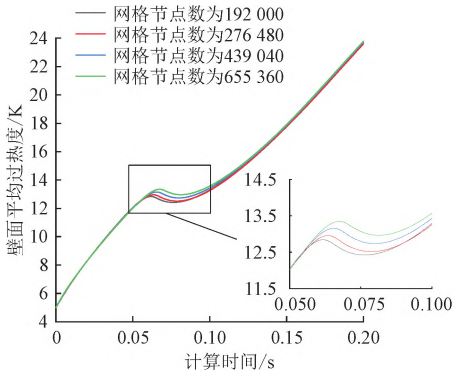


图 4 不同网格数下壁面平均过热度随时间变化对比

Fig. 4 Comparison of the average wall superheat versus time under different grid numbers

各组网格下的壁面过热度随时间变化逐渐升高，但在给定单个初始气泡的条件下，随着气泡的生长形成延长气泡，壁面平均过热度在 50～100 ms 时会经历一个拐点，在此范围内壁面平均过热度小幅下降。表 2 列举了在不同网格数下该拐点最高壁面过热度的对比，网格 B 与 D 的拐点最高壁面过热度相对偏差为 2.93%，网格 C 与 D 的相对偏差仅为 1.44%，在可接受的范围内。不同网格数下壁面温度产生差异与温度插值、网格尺寸密切关联，网格尺寸越精细，温度计算精度越高。综合各类因素的影响以及两相模拟的复杂性，本文采用网格 C 进行计算，即流体域的网格单元数量为 439 040，相应的固体域网格数量为 156 800，总网格数量为 595 840。

表 2 不同网格数下拐点最高壁面过热度对比

Table 2 Maximum wall superheat at the turning point under different grid numbers

流体域网格数	拐点最高壁面过热度/K	相对偏差/%
192 000(A)	12.84	3.79
276 480(B)	12.96	2.93
439 040(C)	13.17	1.44
655 360(D)	13.35	

3 结果与讨论

首先对下文分析中所用到的传热特性分析定量指标进行说明。通过平均流体温度和壁面温度计算给定时间步的对流传热系数，计算式如下

$$h_{\mathrm{ave}}(\Delta t)=\frac{\dot{q}}{T_{\mathrm{w,ave}}-T_{\mathrm{f,ave}}} \tag{17}$$

式中：h_{ave} 为给定时间步长内的对流传热系数空间平均值；$T_{\mathrm{w,ave}}$ 为 t 时刻平均壁面温度；$T_{\mathrm{f,ave}}$ 为 t 时刻平均流体温度；Δt 为时间步长。

微液层蒸发量的计算公式为

$$\varphi_{\mathrm{mic}}=\dot{q}_{\mathrm{mic}}\Delta A_{\mathrm{wet}} \tag{18}$$

式中：ΔA_{wet} 为微液层润湿区域面积。

据此，微液层蒸发占比的计算公式为

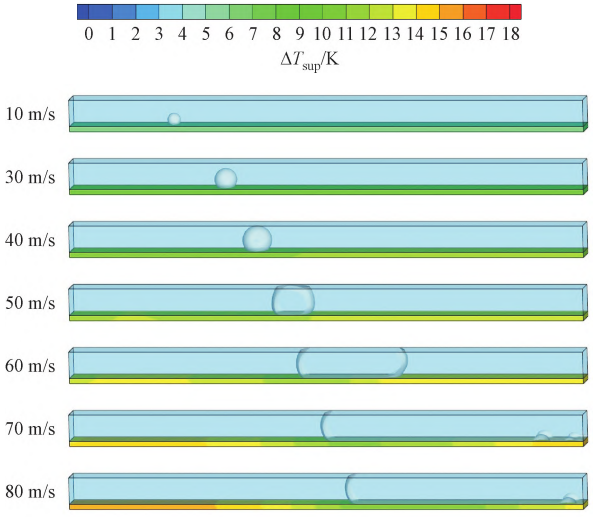
$$\gamma=\frac{\varphi_{\mathrm{mic}}}{\varphi_{\mathrm{add}}}=\frac{\dot{q}_{\mathrm{mic}}\Delta A_{\mathrm{wet}}}{\dot{q}\Delta A_{\mathrm{ch}}} \tag{19}$$

式中：$\dot{q}$ 为底面给定热流密度，本文中的研究工况为 100 kW/m^2；ΔA_{ch} 为通道底面面积，本文值为 0.2×10^{-4} m^2。

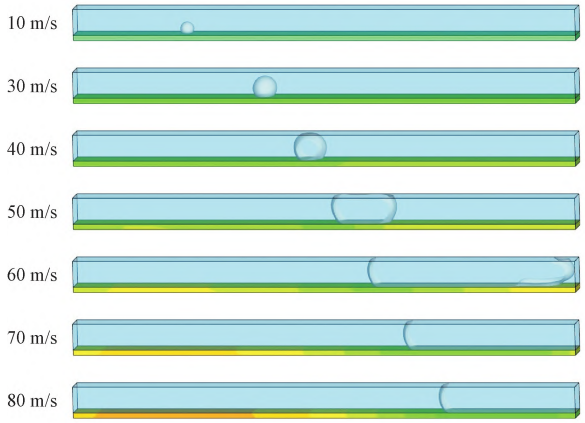
3.1 不同流速下气泡生长演变

在入口流速从 0.1～0.25 m/s 变化时，单气泡流型的演变及壁面过热度 ΔT_{sup} 的变化见图 5，色阶标尺显示壁面过热度为 0～18 K。从单气泡的流型演变来看，前期气泡沿着壁面移动体积逐渐增加，经过 40～50 ms，当气泡直径达到通道截面尺寸后，气

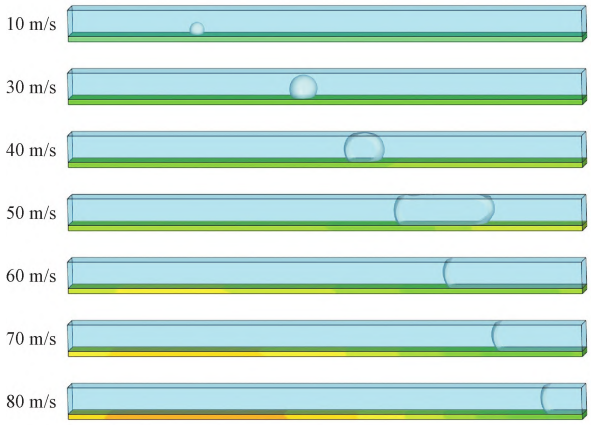
泡体积迅速扩张形成延长气泡。产生这种现象的原因：一方面是随着加热进程，壁面过热度不断升高；另一方面是由于微液层的蒸发作用随着气泡生长而加强，本研究的液-气密度比为452.01，意味着液膜的蒸发可以产生比自身大上百倍体积的蒸汽，使得气泡体积迅速增加。另外，增大入口流速后，延长气泡形成的位置接近通道出口，其长度反而减小。



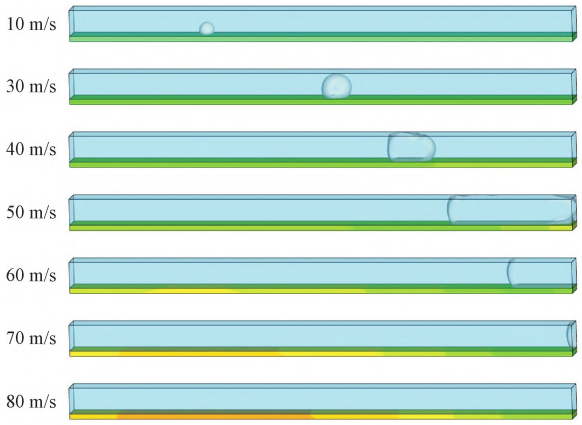
(a) v=0.1 m/s



(b) v=0.15 m/s



(c) v=0.2 m/s



(d) v=0.25 m/s

图 5　不同入口流速下单气泡流型演变及壁面过热度变化

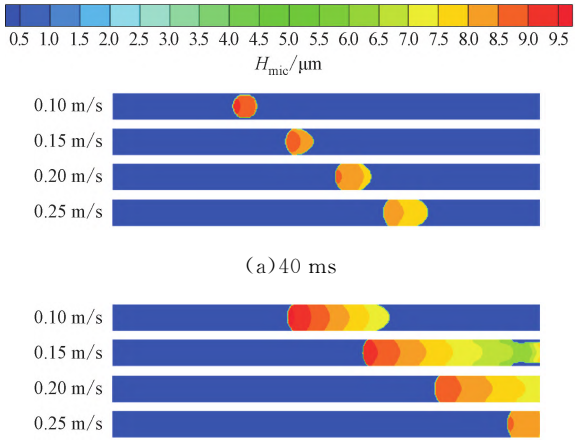
Fig. 5　Evolution of single bubble flow pattern and the wall superheat with different inlet velocity

由图 5 可以看出，由于气泡在同一时刻生长进程的不同，有气泡覆盖区域壁面过热度显示出了差异。通道前段无气泡覆盖区域的壁面过热度随时间推移逐渐升高，且随着流速的增加，该区域的壁面过热度略有降低。这是由于：无气泡时，热量全部由过冷流体的单相对流传热带走；有气泡覆盖区域的壁面过热度明显低于无气泡的区域，且在延长气泡的覆盖区域下气泡前端到后端的壁面过热度逐渐升高；此外，在较大流速下，当气泡流出通道后，热量需要完全由过冷流体带走，导致通道下游的壁面过热度逐渐升高，如当入口流速为 0.25 m/s 时，70 ms 后气泡就已完全流出流道区域。同时需要注意的是，在相同的热流密度条件下增大流速后，同一时刻气泡生长的更快，气泡体积反而更大，这一现象将在下文结合微液层的分布来解释。

3.2　微液层分布及其蒸发占比定量分析

图 6 和图 7 分别给出了入口流速为 0.1～0.25 m/s变化范围内 40 ms 和 60 ms 时微液层厚度 H_{mic} 及其蒸发热流 q_{mic} 的分布情况，所呈现的时刻涵盖了气泡即将占满通道截面、刚刚形成的延长气泡和较长的延长气泡等气泡形态。由于本文的研究条件未达到图 3 所示的临界毛细数，因此微液层初始厚度随流速增大而呈现减小的趋势。从图 6(a)可以看到，40 ms 时气泡下的微液层厚度由后端到前端逐渐变薄，而微液层的蒸发热流分布与厚度分布相对应，微液层越薄其蒸发热流越大。在 40 ms 时，随着流速的增加，一方面微液层的面积增加，另一方面微液层的厚度减小，使其蒸发热流密度增加。因此，总蒸发

量即微液层面积和蒸发热流的乘积也随之增加，促进了微液层的蒸发作用，也使得同一时刻的气泡体积更大，有效增强了散热。此时的局部蒸发热流密度在入口流速为 0.25 m/s 时最高达到了 190.7 kW/m^2，局部蒸发热流的数值超过了底部施加的加热热流密度，使得局部散热能力提升，壁面过热度降低。然而，在 60 ms 时，对于入口流速为 0.1 和 0.15 m/s 的情况，延长气泡的前端未完全流出通道，此时微液层面积和蒸发热流均达到了最高，0.15 m/s 时局部的蒸发热流最高达到了 280.6 kW/m^2，在 0.1 m/s 时局部蒸发热流也超过了 250 kW/m^2。局部微液层蒸发带走的热量大于底部施加的加热量，因此局部壁面温度有效降低。对于更大的入口流速，只剩下延长气泡的尾端仍留在通道内，微液层的面积和厚度均不占优势，因此其蒸发强度也有所下降。需要特别说明的是，图 5(d)所示的通道下游壁面过热度在 0.25 m/s 时更低的原因主要在于：在此流速下，通道下游的气泡覆盖时间更长，其所经历微液层的换热时间更长。同样，虽然气泡前端的蒸发热流更大，但图 5 所示的气泡后端附近所覆盖壁面过热度更低。

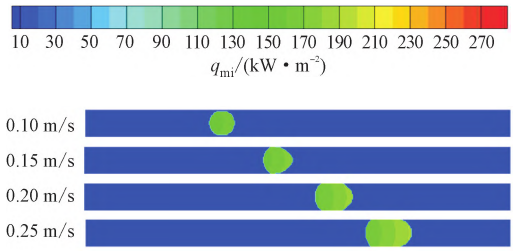


(a)40 ms

(b)60 ms

图 6 不同入口流速下选定时刻的微液层厚度对比

Fig. 6 Comparison of microlayer thickness at selected moment with different inlet velocity



(a)40 ms

(b)60 ms

图 7 不同入口流速下选定时刻的微液层蒸发热流对比

Fig. 7 Comparison of microlayer evaporation heat flux at selected moment with different inlet velocity

本文分别定量计算了过冷流体流动的单相对流传热和微液层蒸发传热对于通道内传热效果贡献的占比。图 8 给出了不同入口流速下蒸发热流占比随时间的变化，随着流速的增加，前者的作用加强，但后者由于气泡的停留时间变短作用减弱。入口流速在 0.1 m/s 的情况下，蒸发热流占比最高达到了 82.78%，并且超过 50 ms 的时间段内蒸发热流占比都超过了 50%，微液层蒸发主导着通道内的散热，具有较好的传热效果。相应地，0.25 m/s 的情况下蒸发热流最高只占到 53.25%，大部分时间都由过冷流体流动主导散热。

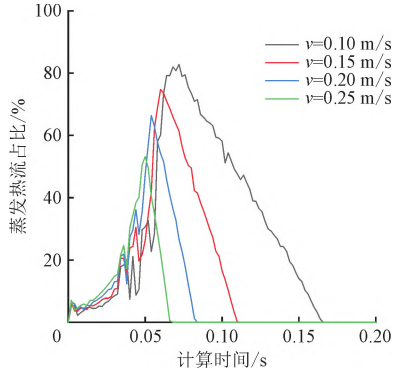


图 8 不同入口流速下蒸发热流占比随时间的变化

Fig. 8 Evolution of ratio of heat dissipation from microlayer evaporation to the input heat versus time with different inlet velocity

3.3 平均壁面过热度和传热系数定量分析

对于不同入口流速下壁面平均过热度 $\Delta T_{sup,ave}$ 随时间的变化，如图 9 所示。虽然在 200 ms 时最终达到的壁面过热度随入口流速的增大而升高，但是可以看到在 50 ms 附近壁面平均过热度随流速的增加而降低。这是由于：一方面过冷流体的单相流动带走的热量随流速的增加而增加；另一方面此时气泡体积随流速增加而增加(图 5)，即微液层覆盖面积增加，同时蒸发热流占比(图 8)也随流速的增加而增加。此时热量由过冷流体流动和微液层蒸发共

同带走，使得壁面温度降低。随后气泡在大流速下很快流出通道，壁面热量就全部由单相流动带走，造成了气泡流出通道后壁面过热度即迅速上升。表 3 统计了不同入口流速条件下气泡尾端完全流出通道的时间，以及此时的壁面平均过热度。按照入口流速从小到大，壁面平均过热度分别为 20.73、16.52、14.61 和 13.21 K，随流速增大而降低，传热效果增强。当入口流速为 0.1 m/s 时，气泡在 176 ms 时才完全流出通道，所需时间最长，延长气泡的尺寸大大增加。因此，在此计算时间内微液层的蒸发发挥作用的时间更长，壁面过热度的升高最缓慢，在 200 ms 时壁面平均过热度反而最低。

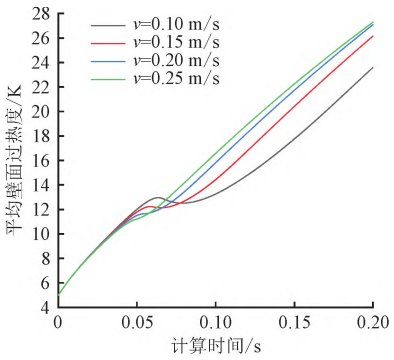


图 9　不同入口流速下壁面平均过热度随时间的变化

Fig. 9　Evolution of average wall superheat versus time with different inlet velocity

表 3　不同入口流速下气泡完全流出通道时间及壁面平均过热度

Table 3　Moment that bubble completely flow out of the channel and the corresponding average wall superheat under different inlet velocity

入口流速/(m·s^{-1})	时间/ms	$T_{sup,ave}$/K
0.10	176	20.73
0.15	118	16.52
0.20	90	14.61
0.25	72	13.21

不同入口流速下平均对流传热系数随时间的变化曲线见图 10。从中可以看到，气泡流出通道的时刻随入口流速的增加逐渐提前，通道内单相流动对流传热系数处于一个较低水平，在此之前，平均对流传热系数的峰值随流速的增大而减小。前文提到过的在流速为 0.25 m/s 时，大部分时间都由过冷流体流动主导散热，这也是其平均对流传热系数最小的原因。流速越低，气泡在通道内的停留时间越长，延长气泡的尺寸就越大，微液层蒸发的贡献和作用时间就越显著。另外，还可以观察到在每一流速下平均对流传热系数随时间的变化与蒸发热流占比随时间的变化趋势一致，达到峰值的时刻重合。在蒸发热流占比达到 0 后，各入口流速下的平均对流传热系数即回落到相近的水平。因此，在过冷流动沸腾工况下，相较于过冷流体单相流动传热，微液层的蒸发作用对于达到更高的对流传热系数而言贡献更大。值得注意的是，入口流速为 0.1 m/s 时，壁面平均对流传热系数的峰值在 68 ms 达到了 9 645.2 W/(m^2·K)。相比之下，相同尺寸微通道在相同热流密度及进口流速下利用 Dittus-Boelter 公式[34]计算的单相介质平均对流传热系数仅为 1 238.7 W/(m^2·K)，表明了相变可以显著强化传热。

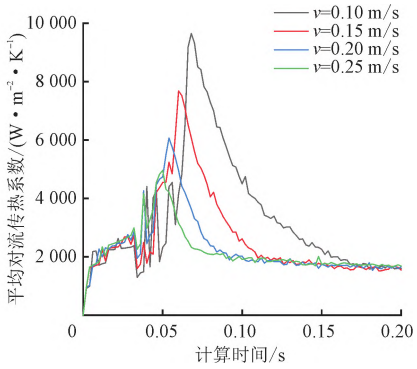


图 10　不同入口流速下平均对流传热系数随时间的变化

Fig. 10　Evolution of average heat transfer coefficient versus time with different inlet velocity

4　结　论

本文采用了界面捕捉方法 VOSET，对矩形截面通道单元内过冷流动沸腾过程中加热壁面附着的单气泡生长的气泡形态及传热性能展开研究。数值方法中加入了动态接触角和微液层动态模型，研究了不同入口流速下通道内的单气泡生长流型演变和壁面过热度的变化，并定量分析了选定时刻的微液层分布、蒸发量以及对流传热系数随时间的变化，主要结论如下。

(1)给定的初始气泡随着加热和流动的影响沿着壁面生长滑动，体积膨胀直至气泡直径与通道截面尺寸相当后形成延长气泡，最终流出通道。有气泡覆盖的区域由于微液层蒸发作用，壁面过热度明显低于无气泡的区域，在延长气泡的覆盖区域下，气泡前端到后端的壁面过热度逐渐升高。

(2)在 50 ms 之前，随着流速的增加，气泡体积

增加与微液层的面积增大、厚度变薄之间相互影响和促进,有效增强了散热。由于在大流速下气泡更快流出通道,气泡在通道内的停留时间变短,微液层的蒸发传热迅速减弱。在入口流速为0.1 m/s的情况下,蒸发热流占比最高达到了82.78%,并且微液层作用的时间共计170 ms;在入口流速0.25 m/s的情况下,蒸发热流最高只占到53.25%,微液层的作用时长仅为60 ms;最终,后者达到的平均壁面过热度也更高。

(3)在过冷流动沸腾工况下,微液层的蒸发作用对于达到更高的对流传热系数而言贡献更大,平均对流传热系数随时间的变化与蒸发热流占比随时间的变化趋势一致,达到峰值的时刻重合。在入口流速为0.1 m/s时,壁面平均对流传热系数的峰值在68 ms达到了9 645.2 W/(m^2·K),而相同尺寸微通道在相同热流密度及进口流速下计算得出的单相介质平均对流传热系数仅为1 238.7 W/(m^2·K),表明了相变可以显著强化传热。

参考文献:

[1] 李蔚,骆洋,张井志. 歧管式微通道热沉中过冷流动沸腾的数值模拟[J]. 科学通报,2020,65(17):1752-1759.
LI Wei, LUO Yang, ZHANG Jingzhi. Numerical simulation of subcooled flow boiling in a manifold microchannei heat sink [J]. Chinese Science Bulletin, 2020, 65(17): 1752-1759.

[2] 韩晋玉,刘瑶,赵陈儒,等. 矩形窄缝通道内流动沸腾的数值模拟研究[J]. 工程热物理学报,2024,45(10):3151-3159.
HAN Jinyu, LIU Yao, ZHAO Chenru, et al. Numerical investigation of flow boiling characteristics using two-fluid Eulerian CFD model in narrow rectangular channel [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2024, 45(10): 3151-3159.

[3] TAYLOR G I. Deposition of a viscous fluid on the wall of a tube [J]. Journal of Fluid Mechanics, 1961, 10(2): 161-165.

[4] THOME J R. Boiling in microchannels: a review of experiment and theory [J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2004, 25(2): 128-139.

[5] THOME J R, DUPONT V, JACOBI A M. Heat transfer model for evaporation in microchannels: part Ⅰ presentation of the model [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2004, 47(14/15/16): 3375-3385.

[6] HABIBI MATIN M, MOGHADDAM S. Thin liquid films formation and evaporation mechanisms around elongated bubbles in rectangular cross-section microchannels [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 163: 120474.

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

[8] LI Ding, DHIR V K. Numerical study of single bubble dynamics during flow boiling [J]. Journal of Heat Transfer, 2007, 129(7): 864-876.

[9] LEE W, SON G. Bubble dynamics and heat transfer during nucleate boiling in a microchannel [J]. Numerical Heat Transfer: Part A Applications, 2008, 53(10): 1074-1090.

[10] LING Kong, SON G, SUN Dongliang, et al. Three dimensional numerical simulation on bubble growth and merger in microchannel boiling flow [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2015, 98: 135-147.

[11] CHEN Zhihao, 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.

[12] SARKER D, DING W, HAMPEL U. Bubble growth during subcooled nucleate boiling on a vertical heater: a mechanistic attempt to evaluate the role of surface characteristics on microlayer evaporation [J]. Applied Thermal Engineering, 2019, 153: 565-574.

[13] BHUVANKAR P, DABIRI S. Numerical simulation of sliding bubbles in saturated flow boiling [J]. Chemical Engineering Science, 2020, 228: 115919.

[14] CHEN Zhihao, WU Feifei, UTAKA Y. Numerical simulation of thermal property effect of heat transfer plate on bubble growth with microlayer evaporation during nucleate pool boiling [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 118: 989-996.

[15] YUAN Dewen, CHEN Deqi, YAN Xiao, et al. Bubble behavior and its contribution to heat transfer of subcooled flow boiling in a vertical rectangular channel [J]. Annals of Nuclear Energy, 2018, 119: 191-202.

[16] BIGHAM S, MOGHADDAM S. Physics of the microchannel flow boiling process and comparison with the existing theories [J]. Journal of Heat Transfer, 2017, 139(11): 111503.

[17] SUN Yanhong, GUO Chaohong, JIANG Yuyan, et

al. Transient film thickness and microscale heat transfer during flow boiling in microchannels [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 116: 458-470.

[18] GUO Chaohong, TAO Jie, JIANG Yuyan, et al. Measurement and theoretical analysis of transient liquid film during micro-channel flow boiling [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2020, 130: 103365.

[19] 张鹏，姜玉雁，王涛. 方管两相流中微液膜的测量与分析 [J]. 工程热物理学报，2022，43(7)：1911-1915.
ZHANG Peng, JIANG Yuyan, WANG Tao. Measurement and analysis of square microchannel liquid film in two-phase flow [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2022, 43(7): 1911-1915.

[20] ZHANG Peng, WANG Tao, JIANG Yuyan, et al. Experimental study of initial liquid film thickness in square microchannel two-phase flow [J]. Heat Transfer Research, 2022, 53(10): 51-69.

[21] ZHANG Peng, WANG Tao, JIANG Yuyan, et al. Measurement of transient liquid film and its effect on flow boiling heat transfer in non-circular microchannels [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2023, 184: 108004.

[22] BIGHAM S, MOGHADDAM S. Role of bubble growth dynamics on microscale heat transfer events in microchannel flow boiling process [J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(24): 244103.

[23] CHENG Lixin, XIA Guodong. Fundamental issues, mechanisms and models of flow boiling heat transfer in microscale channels [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 108, Part A: 97-127.

[24] SUN D L, TAO W Q. A coupled volume-of-fluid and level set (VOSET) method for computing incompressible two-phase flows [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2010, 53(4): 645-655.

[25] LING Kong, LI Zhaohui, SUN Dongliang, et al. A three-dimensional volume of fluid & level set (VOSET) method for incompressible two-phase flow [J]. Computers & Fluids, 2015, 118: 293-304.

[26] SMAGORINSKY J. General circulation experiments with the primitive equations: I　the basic experiment [J]. Monthly Weather Review, 1963, 91(3): 99-164.

[27] 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.

[28] GIBOU F, CHEN Liguo, NGUYEN D, et al. A level set based sharp interface method for the multiphase incompressible Navier-Stokes equations with phase change [J]. Journal of Computational Physics, 2007, 222(2): 536-555.

[29] CHEN Yujie, JIN Shuqi, YU Bo, et al. Modeling and study of microlayer effects on flow boiling in a mini-channel [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2023, 208: 124039.

[30] 陈宇杰，凌空，靳姝琦，等. 一种基于 VOSET 方法的三维矩形截面通道内流动沸腾传热数值模拟方法 [J]. 工程热物理学报，2022，43(12)：3300-3304.
CHEN Yujie, LING Kong, JIN Shuqi, et al. A numerical simulation method based on VOSET method for flow boiling heat transfer in a three-dimensional rectangular channel [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2022, 43(12): 3300-3304.

[31] KISTLER S F. Hydrodynamics of wetting [M]. Boca Raton, USA: CRC Press. 1993: 311-430.

[32] HOFFMAN R L. A study of the advancing interface: I　interface shape in liquid-gas systems [J]. Journal of Colloid and Interface Science, 1975, 50(2): 228-241.

[33] GIUSTINI G, JUNG S, KIM H, et al. Microlayer evaporation during steam bubble growth [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2019, 137: 45-54.

[34] 陶文铨，李增耀，方文振，等. 传热学(第 6 版) [M]. 北京：高等教育出版社，2024.

（编辑　杜秀杰）