

# 基于汽泡动力学特性的窄矩形通道内的 CHF机理模型

闫美月<sup>1,2</sup> 潘良明<sup>1,2</sup> 马在勇<sup>1,2</sup> 李 想<sup>1,2</sup> 万灵峰<sup>1,2</sup>

1(重庆大学 低品位能源利用技术及系统教育部重点实验室 重庆 400044)

2(重庆大学 核工程与核技术系 重庆 400044)

**摘要** 窄矩形通道因具有结构紧凑,换热面积大等优点而被广泛应用于各大热流领域。通过完善窄矩形通道中临界热流密度的预测方法,建立临界热流密度(Critical Heat Flux, CHF)机理模型,可以提高反应堆安全性和经济性。本文对窄矩形通道内竖直向上流动CHF进行了实验研究,并结合相关实验研究发现,对窄矩形通道中存在的两种典型的汽泡(滑移型汽泡和浮升型汽泡)进行分析验证。在此基础上,开发了一种基于窄矩形通道汽泡动力学特性的CHF机理模型,并提供一组本构关系用于封闭所开发的模型,同时使用实验数据对提出的模型进行评价,对比结果发现,新模型在窄矩形通道中预测结果良好,误差小于±30%。

**关键词** 临界热流密度, 窄矩形通道, 汽泡动力学, 机理模型

**中图分类号** TL334

**DOI:** 10.11889/j.0253-3219.2022.hjs.45.100604

## A new CHF mechanism model for a narrow rectangular channel based on bubble dynamics characteristics

YAN Meiyue<sup>1,2</sup> PAN Liangming<sup>1,2</sup> MA Zaiyong<sup>1,2</sup> LI Xiang<sup>1,2</sup> WAN Lingfeng<sup>1,2</sup>

1(Key Laboratory of Low-grade Energy Utilization Technologies and Systems, Ministry of Education, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

2(Department of Nuclear Engineering and Technology, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

**Abstract** [Background] Narrow rectangular channels are widely used in major thermal flow fields because of the compact structure and large heat transfer area. [Purpose] This study aims to improve the prediction method of critical heat flux in the narrow rectangular channel and establishing the critical heat flux (CHF) mechanism model for the enhancement of reactor safety and economy. [Methods] CHF experiments was carried out in the present study to identify the dominant mechanism in a narrow rectangular channel at different gap sizes. The visualization experiments were performed at pressures ranging from 1 MPa to 4 MPa, inlet subcooling from 60 K to 120 K, and mass flux from  $350 \text{ kg} \cdot (\text{m}^2 \cdot \text{s})^{-1}$  to  $2\,000 \text{ kg} \cdot (\text{m}^2 \cdot \text{s})^{-1}$ . [Results] According to the visual experiment results, two typical bubble behaviors are investigated in the narrow rectangular channel. Based on the bubble dynamics characteristics of narrow rectangular channels, a new CHF mechanism model was proposed, and a set of constitutive relations will be provided to close the developed model. [Conclusion] A comprehensive assessment of new model has been conducted

国家重点研发计划(No.02120023710003)、重庆市研究生科研创新项目(No.CYB21023)资助

第一作者: 闫美月, 女, 1993年出生, 2019年于哈尔滨工程大学获硕士学位, 现为博士研究生, 研究领域为反应堆热工水力

通信作者: 潘良明, E-mail: cneng@cqu.edu.cn

收稿日期: 2022-03-10, 修回日期: 2022-05-10

Supported by National Key R&D Program of China (No. 02120023710003), Graduate Scientific Research and Innovation Foundation of Chongqing (No.CYB21023)

First author: YAN Meiyue, female, born in 1993, graduated from Harbin Engineering University with a master's degree in 2019, doctoral student, focusing on reactor thermal hydraulic

Corresponding author: PAN Liangming, E-mail: cneng@cqu.edu.cn

Received date: 2022-03-10, revised date: 2022-05-10

and analyzed by using the experimental data for the upward flow in a vertical narrow rectangular channel and it has good accuracies of less than  $\pm 30\%$  as relative to the experimental values.

**Key words** Critical heat flux (CHF), Narrow rectangular channel, Bubble dynamics, Mechanism model

临界热流密度(Critical Heat Flux, CHF)是影响核电厂经济与安全运行的关键参数<sup>[1-3]</sup>。与其他传统通道相比,窄矩形通道由于其紧凑的结构和较大的换热面积有广泛的应用前景<sup>[4]</sup>,因此一些特殊的反应堆将冷却剂流动的通道设计为窄矩形结构。因此,了解窄矩形通道的CHF特性及探明CHF的发生机理,在进行反应堆安全分析和设计时尤其重要<sup>[5]</sup>。

过冷沸腾下的CHF是一个非常复杂的现象,它与壁面温度场、流体温度场、流场等都有耦合作用。迄今为止,有大量过冷沸腾下CHF机理模型,例如边界层分离模型<sup>[6]</sup>、汽泡壅塞模型<sup>[7]</sup>、微液层蒸干模型<sup>[8]</sup>、界面抬升模型<sup>[9]</sup>等。在这些模型中,汽泡壅塞模型和微液层蒸干模型得到了多数学者的认可<sup>[10-11]</sup>。汽泡壅塞模型认为,当空泡份额超过了临界空泡份额,阻止液体继续润湿壁面时,会导致CHF发生;微液层蒸干模型认为,汽泡弹与加热面之间存在微液层,当微液层中的蒸发速率大于液体润湿壁面的速率时CHF发生。

为了深入探究CHF发生机理,最近有大量学者将CHF机理与核态沸腾联系起来,认为CHF是核态沸腾的上限,例如Bricard<sup>[12]</sup>提出的核化点蒸干模型,Ha<sup>[13]</sup>提出的干点模型,Zhao<sup>[14]</sup>提出的动态微液层模型,Jeffrey<sup>[15]</sup>提出的汽泡脱离频率模型,Ding<sup>[16]</sup>提出的局部和全局模型,这些模型都认为加热壁面上存在独立汽泡,但是随着热流密度的增加,汽泡数量增加,汽泡寿命缩短,当冷流体无法对加热壁面进行冷却时发生CHF。

尽管现有研究在预测CHF方面做了较多工作,但是绝大部分都是针对常规通道,对窄矩形通道的CHF预测仍缺乏必要的研究<sup>[17]</sup>。而现有的工作认识到,由于几何结构的限制和汽泡受力的作用,窄矩形通道中的汽泡行为与常规通道中的明显不同<sup>[18]</sup>。汽泡动力学特性对沸腾传热有显著的影响,它们是影响过冷流沸腾和沸腾危机的关键参数,在探索沸腾传热机制方面应引起充分关注<sup>[19]</sup>。Okawa等<sup>[20-21]</sup>在矩形通道中发现三类汽泡:滑移型汽泡,浮升型汽泡以及脱离加热壁面后又重新与加热壁面接触的汽泡。而在窄矩形通道中主要存在滑移型汽泡和浮升型汽泡<sup>[22-23]</sup>,而且滑移型汽泡占绝大多数并且滑移距离较长<sup>[24]</sup>。

为了深入研究窄矩形通道中CHF发生机理,本文进行窄矩形通道内CHF实验。本文的贡献主要

在于:将窄矩形通道内CHF机理与窄矩形通道内汽泡动力学联系起来,建立了一个能够预测窄矩形通道中CHF的机理模型;提供了一组本构关系封闭该模型,并使用窄矩形通道中产生的CHF数据对该模型进行了评估,结果显示该模型下的预测结果表现较好。

## 1 CHF 实验

由于窄矩形通道中汽泡受到窄缝结构的挤压,因此其与常规通道中的汽泡行为相比会表现出明显的差异性,这种差异会导致窄矩形通道中存在不同于常规通道的核态沸腾和CHF机理。为了深入研究窄矩形通道内临界热流密度发生机理及热工参数对CHF的影响,本文进行了窄矩形通道中的CHF实验。

### 1.1 实验回路

为了研究窄矩形通道中的汽泡行为和沸腾临界情况,本实验中设计并搭建了如图1所示的实验回路,本实验平台主要由一次侧实验回路系统和二次侧回路系统组成。

### 1.2 参数范围

实验的参数范围如表1所示。

表1 实验参数工况范围  
Table 1 Range of experimental parameters

名称 Parameter	范围 Range
实验压力 System pressure $p$ / MPa	1~4
窄缝宽度 Gap size $\varepsilon$ / mm	3
加热长度 Heated length $L$ / mm	600
质量流速 Mass flux $G$ / $\text{kg}\cdot(\text{m}^2\cdot\text{s})^{-1}$	350~2 000
入口过冷度 Inlet subcooling $\Delta T_{\text{in,sub}}$ / K	60~120
加热方式 Heated method	单面加热 Single heated
加热材料 Material	不锈钢加热 Stainless steel
流向 Direction	向上流动 Upflow
工质 Medium	去离子水 Deionized water

## 2 实验值与现有预测方法对比

### 2.1 实验值与现有模型对比

目前关于CHF机理模型中,有一个普遍接受的假设是认为沸腾临界发生在核态沸腾的上限<sup>[12, 14-15, 25-26]</sup>:此时加热壁上产生大量汽泡,并且得不到有效冷却,从而导致壁面温度的持续升高以及CHF的发生。用以下两位学者提出的模型作为代表:Zhao<sup>[14]</sup>基于池式沸腾提出的微液层模型,模型假定在完全发展的核态沸腾区,加热壁上产生大量小汽泡,而汽泡会聚合成大汽泡,临界热流密度是每个核化点对应的蒸发热流密度和汽泡间隙的对流换热热流密度的总和;而Ding<sup>[16, 26]</sup>基于圆管提出的模型中同样认为临界热流密度与汽泡动力学特性有

关,他认为每个汽泡在生长周期内存在汽泡生长时间,汽泡等待时间和热边界层恢复时间,当热边界层恢复时间小于汽泡等待时间会导致核化点无法得到有效冷却,从而温度升高发生CHF。图2分别显示了上述两个模型与窄矩形通道内CHF实验值的比较结果,结果表明:Zhao和Ding提出模型的预测值均大于实验值。相比之下,Ding模型的预测值与实验值之间的偏差随着热流密度的增加而逐渐减小。这是因为Ding的模型是基于圆管通道中实验提出的,当热流密度较小时,与传统通道相比,窄矩形通道内的汽泡行为与传统通道有很大的差异,所以也导致CHF存在较大差异。当CHF较高时,汽泡直径较小,窄矩形通道的限制随着热流密度的升高而减弱,导致CHF的预测值和实验值之间的偏差减小。

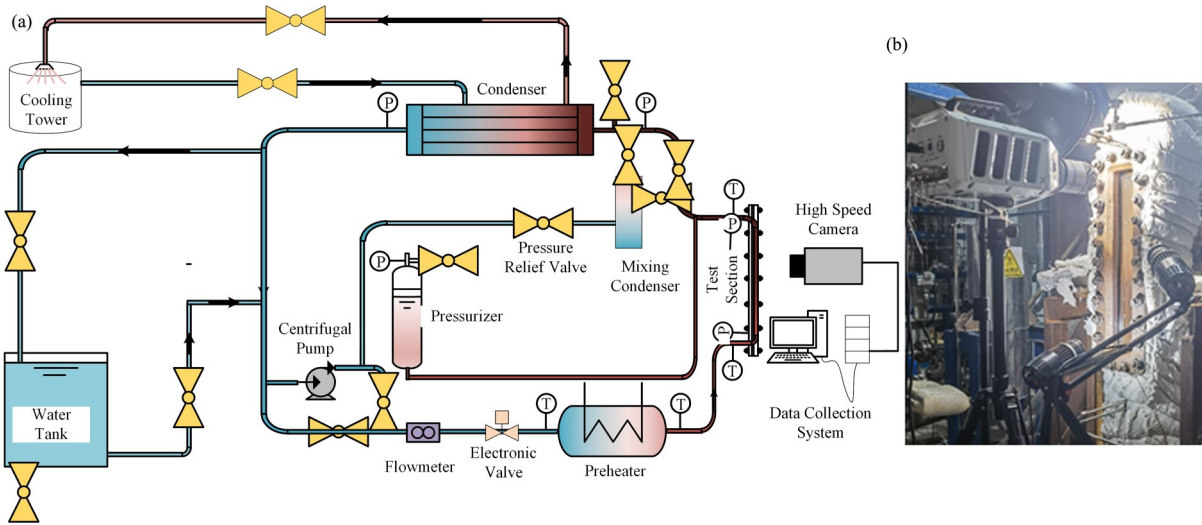


图1 实验回路示意图 (a) 实验回路, (b) 实验主体  
Fig.1 Schematic diagram of experimental loop (a) Experimental loop, (b) Experimental body

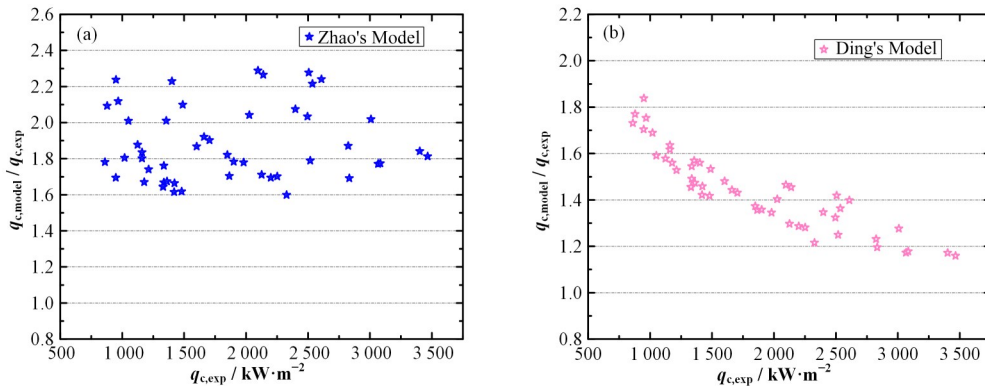


图2 Zhao (a)和Ding (b)模型值和实验值的比较  
Fig.2 Comparison of Zhao's (a) and Ding's (b) model value and experimental value

### 2.2 实验值与现有关系式对比

Sudo关系式是预测窄矩形通道内CHF的常用关系式<sup>[27-28]</sup>,将本文实验值与Sudo关系式预测结果

进行比较,结果如图3所示。

### 3 新建 CHF 机理模型

#### 3.1 模型构建

汽泡行为不仅受流动通道和加热壁面条件的限

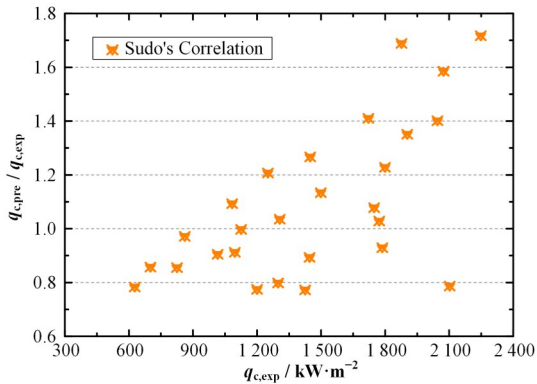


图3 Sudo关系式预测值和实验值的比较  
Fig.3 Comparison between the predicted value of Sudo's correlation and experimental value

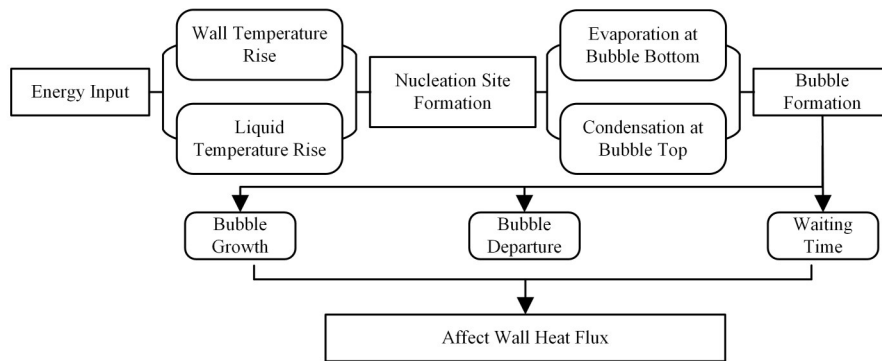


图4 汽泡周期示意图  
Fig.4 Schematic diagram of bubble cycle

对于单个汽泡来说,汽泡生长时间和汽泡等待时间之和为单个汽泡的生长周期 $t_{bp}$ ,即:

$$t_{bp} = t_w + t_g \quad (1)$$

随着能量的不断输入,加热壁面温度升高,而且靠近加热壁面的流体热边界层形成,当两者达到一定条件后加热壁面核化点激活,在核化点开始产生汽泡,因此汽泡等待时间 $t_w$ 由两者共同决定,即:

$$t_w = \max(t_a, t_r) \quad (2)$$

式中: $t_a$ 为空腔激活时间; $t_r$ 为热边界层恢复时间。在汽泡等待时间内,补充的液体取代了前一个汽泡的区域,在成核位置形成新的汽泡,这个过程需要一个空腔激活时间,此外,空腔外热边界层的恢复也需要一段时间。

在汽泡离开成核位置后的等待时间内有瞬态导热,在此期间热边界层重建。当汽泡离开成核位置,冷流体将补充汽泡离开位置。加热壁对液体加热,因此在确定形成的热边界层内的温度分布时,可以

制,而且系统压力、气流流速、壁面温度和流体温度等都会对其产生影响。图4显示了完整的汽泡周期信息,在汽泡生长周期中根据核化点是否有汽泡存在分为两个阶段:核化点处汽泡生长的生长阶段和孕育汽泡的等待阶段。当汽泡从核化点产生后,汽泡底部蒸发热流密度大于顶部冷凝热流密度,随着能量的持续输入,汽泡直径会不断增加到从核化点脱离,直到增加到某一值后汽泡离开核化点,这段时间称为汽泡生长时间 $t_g$ ,离开核化点的直径称为汽泡脱离直径;在前一个汽泡脱离核化点时会带走大量的能量,会使得核化点处的局部温度降低,汽化点需要经过一段时间为下一个汽泡的产生累积能量,当壁面温度和近壁面流体温度上升至满足一定条件后,新的汽泡在核化点产生,该时间段称为汽泡等待时间 $t_w$ 。综上所述,当汽泡从加热壁面脱离后,核化点需要为下一个汽泡的产生做准备,直到下一个核化点汽泡产生后重复如上的汽泡周期。

采用瞬态导热理论来估计热边界层恢复时间,结果如下:

$$t_r = t^* = \left( \frac{\lambda_l}{h_{fc}} \right)^2 \frac{1}{\pi\alpha} \quad (3)$$

由该方程可知,热流密度的变化不会影响热边界层的恢复时间,但随着热流密度进一步增加,空腔激活时间变短,即核化点产生的汽泡向未建立的热边界层发展,而蒸汽含量的增加会使成核位置温度进一步升高, $t_a$ 进一步缩短。而且在这个过程中核化点处始终存在汽泡,冷流体无法对加热壁面进行冷却。因此热流密度的持续升高会最终导致成核位点的温度超过了Leidenfrost温度以及CHF的发生。

由于在窄矩形通道中存在上表面限制的影响,汽泡行为与常规通道中的汽泡行为不同,导致在核态沸腾区的汽泡动力学特性不同。因此,有必要观察窄矩形通道中的汽泡行为,基于此来建立窄矩形通道的CHF预测模型。



通过可视化实验,发现在窄矩形通道中有两类汽泡,即浮升型汽泡和滑移型汽泡<sup>[22, 29-30]</sup>,在核态沸腾以及发生CHF时,两类汽泡也表现出不同的运动特性,根据以上分析,本文建立了一个基于窄矩形通道中汽泡动力学特性的CHF机理模型:

$$q_c = (1 - \chi)q_{c,l} + \chi q_{c,s} + q_{fc} \quad (4)$$

式中: $q_{fc}$ 为对流换热热流密度; $\chi$ 为滑移型汽泡的比例<sup>[24]</sup>。

$$\chi = \frac{1}{1 + e^{(Ja - 36.6N_{sub}^{0.0663})^2}} \quad (5)$$

其中:

$$N_{sub} = \frac{(h_l - h_f)}{h_g - h_l} \cdot \frac{(\rho_l - \rho_g)}{\rho_g} \quad (6)$$

## 3.2 各部分热流密度的计算

### 3.2.1 浮升型汽泡热流密度

浮升型汽泡在核化点产生,汽泡寿期仅有几毫秒,滑移距离仅为几毫米,即汽泡寿期的运动距离较小但是直径变化速率大。汽泡整个生长周期可分为生长阶段和冷凝阶段。在生长阶段时,汽泡直径逐渐增大,在达到最大值后由于在过冷液体中的冷凝而迅速塌陷。

汽泡从加热壁面获得能量不仅要维持自身生长,而且还要有一部分能量抵消汽泡顶部的冷凝换热,可以看出冷凝换热是通过汽泡作为媒介,是一种向冷流体输送能量的方式。本研究主要关注加热壁面上的热流密度,冷凝换热并不是一个单独的部分,而是将冷凝换热看作是对流换热的一部分。因此浮升型汽泡的热流密度仅包括蒸发热流密度,其关系式为:

$$q_{c,l} = R_1 \frac{Q_{c,l}}{A_{tot}^1 t_b} = R_1 \frac{Q_e}{A_{tot}^1 t_b} \quad (7)$$

$t_b$ 为汽泡生长时间,且:

$$Q_e = \frac{1}{6} \pi D_{ave}^3 h_{fg} \rho_v A_{tot} N_a \quad (8)$$

$$A_{tot}^1 = A_{tot} N_a \frac{\pi}{8} D_{ave}^2 \quad (9)$$

当热流密度较小时,浮升型汽泡独立生长,生长行为不受相邻汽泡的影响;当热流密度较大时,加热壁面过热度高,活化成核点更多,导致单个汽泡成核位置占据面积变小。如果单个成核点所占的面积( $1/N_a$ )小于汽泡最大面积( $A_1$ ),则需考虑汽泡间的相互影响。用如下定义的因子来考虑热流密度较高时上述效应的影响:

$$R_1 = \min \left( 1, \frac{4}{\pi D_{ave}^2 N_a} \right) \quad (10)$$

当 $1/N_a > A_1$ 时,加热壁上成核位置间距离大,浮

升型汽泡行为彼此独立,不会受到其他汽泡的干扰。

### 3.2.2 滑移型汽泡热流密度

滑移型汽泡比浮升型汽泡具有更长的汽泡寿命周期、更长的滑移距离以及更小的直径变化速率;同时滑移型汽泡始终与加热壁面接触,即汽泡一直处于生长阶段,直径始终在缓慢增加。对于浮升型汽泡来说,不仅包括汽泡生长的蒸发热流密度,还包括汽泡从原位置脱离周围流体补充的瞬态导热热流密度,即:

$$q_{c,s} = R_s \frac{Q_{c,2}}{A_{tot}^s t_b} = R_s \frac{Q_e + Q_{tc}}{A_{tot}^s t_b} \quad (11)$$

$$A_{tot}^s = A_{tot} N_a K \cdot D_{ave} \cdot l_b \quad (12)$$

其中: $K=1.8$ <sup>[31]</sup>,是指汽泡沿加热壁滑动时的汽泡影响面积因子; $l_b$ 为汽泡滑动距离。

对于小于 $t^*$ 的时间,瞬态导热占主导地位,这时的瞬态导热可表示为:

$$Q_{tc} = \begin{cases} A_{tot} N_a K \cdot D_{ave} \cdot l_b \frac{\lambda_1 (T_w - T_1) t_b}{\sqrt{\pi \alpha t_b}} & t_b < t^* \\ A_{tot} N_a K \cdot D_{ave} \cdot l_b \frac{\lambda_1 (T_w - T_1) t_b}{\sqrt{\pi \alpha t^*}} & t_b > t^* \end{cases} \quad (13)$$

滑移型汽泡数量会随着热工参数的变化,当热流密度逐渐增加,汽泡数目增加,单个汽泡在加热壁上的投影面积减小,汽泡之间的距离减小。汽泡离开原来的位置并滑动一段距离 $l_b$ ,可能会与滑动路径中遇到的其他汽泡聚合。

可采用滑移汽泡衰减因子来描述这一现象:

$$\frac{l_b}{D_{ave}} = \frac{1}{\sqrt{N_a} D_{ave}} \quad (14)$$

$$R_s = \min \left( 1, \frac{1}{\sqrt{N_a} D_{ave}} \right) \quad (15)$$

当 $D_{ave} < l_b$ 时,汽泡会从一个成核点滑移到下一成核点;当 $D_{ave} > l_b$ 时,汽泡滑移将会受到影响。

### 3.2.3 单相对流换热

在汽泡等待时间内,热边界层逐渐变厚,直至完全形成。根据热传导理论,瞬态导热系数随时间的增加而减小,但对流换热系数与时间无关。因此,存在某一时刻使瞬态导热系数等于对流系数,图5可以说明这两个换热系数之间的关系。

根据图4所示,即可获得式(3):当 $t > t^*$ 时,瞬态导热占主导;当 $t < t^*$ 时,对流换热占主导。

单相对流传热的区域包括两部分:第一部分始终处于单相的对流传热,即在总加热区域中除汽泡影响区外的区域;第二部分位于汽泡影响区域,即由于瞬态导热随时间的衰减,单相对流传热占主导地位的区域。

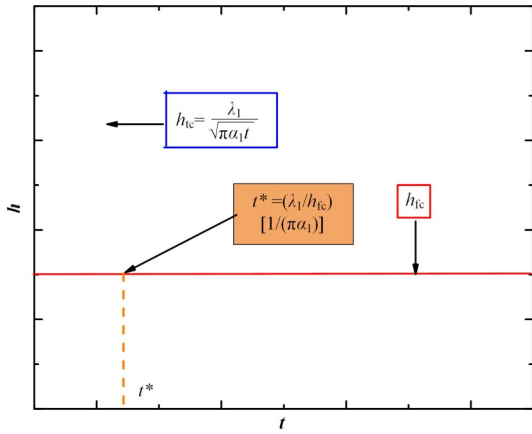


图5 瞬态传热占主导时间段

Fig.5 The dominant time of transient heat conduct

单相对流换热可以通过式(16)计算:

$$q_{fc} = h_{fc}(T_w - T_l) \quad (16)$$

单相传热系数可由Gnielinski<sup>[32]</sup>公式计算:

$$h_{fc} = \frac{\lambda_l}{d_c} Nu_1 \quad (17)$$

$$Nu_1 = \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr_l}{1 + 12.7\sqrt{f/8}(Pr_l^{2/3} - 1)} \left[ 1 + \left( \frac{d_c}{l} \right)^{2/3} \right] c_t \quad (18)$$

$$c_t = \left( \frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0.11} \quad (19)$$

$$f = (1.82 \lg Re - 1.64)^{-2} \quad (20)$$

式中: $d_c$ 和 $l$ 为通道的当量直径和通道长度; $Pr_f$ 和 $Pr_w$ 分别表示以流体平均温度和平均壁面温度计算的普朗特数。

### 3.3 封闭关系

上述模型需要一组本构关系来封闭:核化密度, 汽泡平均直径, 汽泡寿命和汽泡滑移距离。研究表

$$q_{CHF} = (1 - \chi) \min \left( 1, \frac{4}{\pi D_m^2 N_a} \right) \frac{1}{6} \frac{\pi D_{ave}^3 h_{fg} \rho_v A_{tot} N_a}{A_{tot} N_a \frac{\pi}{8} D_{ave}^2 t_b} + \chi \min \left( 1, \frac{1}{\sqrt{N_a} D_{ave}} \right) \cdot \frac{\frac{1}{6} \pi D_{ave}^3 h_{fg} \rho_v A_{tot} N_a + A_{tot} N_a K \cdot D_{ave} \cdot l_b \frac{\lambda_l (T_w - T_l) t_b}{\sqrt{\pi \alpha_l t_b}}}{A_{tot} N_a K \cdot D_{ave} \cdot l_b \cdot t_b} + h_{fc} (T_w - T_l) \quad (26)$$

当 $t_b > t^*$ 时:

$$q_{CHF} = (1 - \chi) \min \left( 1, \frac{4}{\pi D_m^2 N_a} \right) \frac{1}{6} \frac{\pi D_{ave}^3 h_{fg} \rho_v A_{tot} N_a}{A_{tot} N_a \frac{\pi}{8} D_{ave}^2 t_b} + \chi \min \left( 1, \frac{1}{\sqrt{N_a} D_{ave}} \right) \cdot \frac{\frac{1}{6} \pi D_{ave}^3 h_{fg} \rho_v A_{tot} N_a + A_{tot} N_a K \cdot D_{ave} \cdot l_b \frac{\lambda_l (T_w - T_l) t_b}{\sqrt{\pi \alpha_l t_b}}}{A_{tot} N_a K \cdot D_{ave} \cdot l_b \cdot t_b} + h_{fc} (T_w - T_l) \quad (27)$$

明,在窄矩形通道中,核化点密度是壁面过热度的函数<sup>[22]</sup>。对应的关系为:

$$N_a = 3.1 \times 10^{-7} \Delta T_w^{8.19595} \quad (21)$$

Zeitoun<sup>[33]</sup>提出的模型被广泛用于预测平均汽泡直径,但是应该注意,Zeitoun模型结果通常比窄矩形通道的实验结果大,因此提出以下关系来表示窄矩形通道中的汽泡平均直径<sup>[22,29]</sup>。

$$D_{ave} = 1.9491 \times 10^6 \cdot Ja^{-0.73318} \cdot Bo^{-0.50145} \cdot Re^{-1.50351} \cdot \theta^{-0.23428} \left( \frac{\varepsilon}{La} \right)^{-18.91624} \quad (22)$$

$$Ja_{sup} = \frac{\rho_l c_{pl} \Delta T_w}{\rho_v h_{fg}} \quad Bo = \frac{q_w}{G h_{fg}} \quad Re = \frac{v l}{\nu}$$

$$\theta = \frac{T_w - T_l}{\Delta T_w} \quad La = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (23)$$

式中: $c_{pl}$ 为液体定压比热容, $\text{kJ} \cdot (\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})^{-1}$ ;  $h_{fg}$ 为汽化潜热, $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ ;  $\Delta T_w$ 为壁面过热, $\text{K}$ ;  $G$ 为质量流速, $\text{kg} \cdot (\text{m}^2 \cdot \text{s})^{-1}$ ;  $q_w$ 为热流密度, $\text{kW} \cdot \text{m}^{-2}$ ;  $v$ 为液体速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ;  $\nu$ 为运动黏度, $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ;  $T_w$ 、 $T_l$ 分别壁面温度和流体温度, $\text{K}$ 。

汽泡速度主要取决于液体速度和汽泡大小<sup>[22]</sup>。

$$v_{ave} = -0.17 + 0.92 \times v_l + 0.45 \times D_{ave} \quad (24)$$

综合式(24)、(25)可得出汽泡的滑移时间:

$$t_b = \frac{l_b}{v_{ave}} \quad (25)$$

### 3.4 封闭关系模型评价

综合分析各部分的热流密度和封闭关系,可以推导出以下CHF机理模型:

当 $t_b < t^*$ 时:

建立模型与实验值对比结果如图6所示。

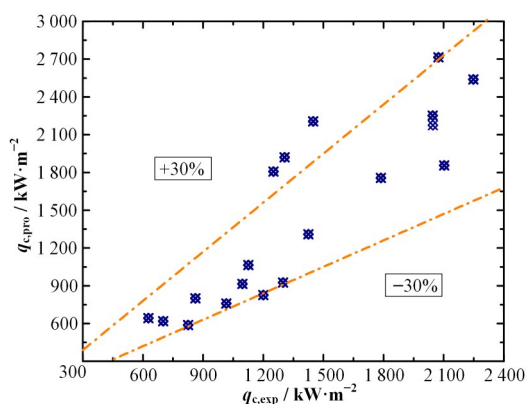


图6 模型计算值与实验值的比较

Fig.6 Comparison of proposed model value and experimental value

为进一步验证所提模型的合理性,图7研究了质量流速对CHF的影响,结果发现CHF随质量流速增加而增加,预测结果与实验结果一致。

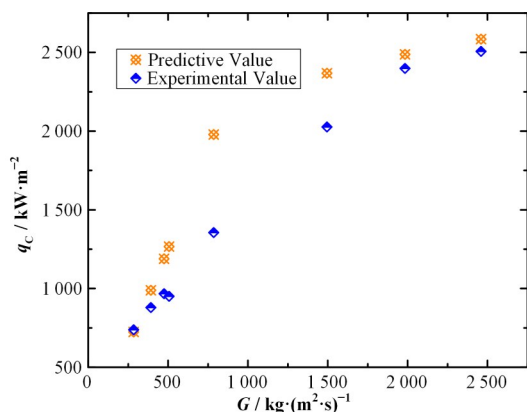


图7 CHF随质量流速的变化趋势

Fig.7 Trend of CHF with mass flux

#### 4 结语

本文提出了一种适用于窄矩形通道的CHF机理模型,该模型从可视化的实验现象和物理机制出发,解释了沸腾危机的发生的机理。在窄矩形通道中会产生两种典型的汽泡:浮升型汽泡(寿命和滑动距离较短)和滑移型汽泡(可以长期生存并且具有更长的滑动距离)。基于窄矩形通道内汽泡动力学特性,建立了一种新的CHF机理模型,85%的结果都在±30%以内,与之前的机理模型相比有较大提升。

**作者贡献声明** 闫美月:设计实验并实施,采集和分析数据,起草文章;潘良明、马在勇:对文章的知识性内容作批评性审阅,获取研究经费;李想:进行统计

分析数据,整理资料;万灵峰:辅助实验。

#### 参考文献

- 1 潘良明. 核反应堆热工水力学基础[M]. 重庆: 重庆大学出版社, 2020: 97 - 111.  
PAN Liangming. Thermal hydraulic fundamentals of nuclear reactors[M]. Chongqing: Chongqing University Press, 2020: 97 - 111.
- 2 Ishii M, Hibiki T. Two-fluid model[M]. Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow. New York, NY: Springer New York, 2010: 155 - 216. DOI: 10.1007/978-1-4419-7985-8\_9.
- 3 Liu P, Guo Y S, Ding W L, *et al.* Critical heat flux (CHF) correlations for subcooled water flow boiling at high pressure and high heat flux[J]. Journal of Thermal Science, 2021, **30**(1): 279 - 293. DOI: 10.1007/s11630-021-1394-7.
- 4 Song J H, Jung J Y, Chang S H, *et al.* Mechanistic CHF model development for subcooled flow boiling in a vertical rectangular channel under low pressure[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2021, **174**: 121328. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer. 2021. 121328.
- 5 Yang B W, Han B, Liu A G, *et al.* Recent challenges in subchannel thermal-hydraulics-CFD modeling, subchannel analysis, CHF experiments, and CHF prediction[J]. Nuclear Engineering and Design, 2019, **354**: 110236. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2019.110236.
- 6 Tong L S. Boundary-layer analysis of the flow boiling crisis[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1968, **11**(7): 1208 - 1211. DOI: 10.1016/0017-9310(68) 90037-9.
- 7 Weisman J, Pei B S. Prediction of critical heat flux in flow boiling at low qualities[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1983, **26**(10): 1463 - 1477. DOI: 10.1016/S0017-9310(83)80047-7.
- 8 Katto Y. Prediction of critical heat flux of subcooled flow boiling in round tubes[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1990, **33**(9): 1921 - 1928. DOI: 10. 1016/0017-9310(90)90223-H.
- 9 Galloway J E, Mudawar I. CHF mechanism in flow boiling from a short heated wall - II. Theoretical CHF model[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1993, **36**(10): 2527 - 2540. DOI: 10.1016/ S0017-9310(05)80191-7.
- 10 Bruder M, Bloch G, Sattelmayer T. Critical heat flux in

- flow boiling – review of the current understanding and experimental approaches[J]. *Heat Transfer Engineering*, 2017, **38**(3): 347 – 360. DOI: 10.1080/01457632.2016.1189274.
- 11 Le Corre J M, Yao S C, Amon C H. Two-phase flow regimes and mechanisms of critical heat flux under subcooled flow boiling conditions[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2010, **240**(2): 245 – 251. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2008.12.008.
  - 12 Bricard B, Peturaud P, Delhaye J M. Understanding and modelling DNB in forced convective boiling: modelling of a mechanism based on nucleation site dryout[J]. *Multiphase Science and Technology*, 1997, **9**(4): 329 – 379. DOI: 10.1615/multsci.techn.v9.i4.10.
  - 13 Ha S J, No H C. A dry-spot model of critical heat flux applicable to both pool boiling and subcooled forced convection boiling[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2000, **43**(2): 241 – 250. DOI: 10.1016/S0017-9310(99)00135-0.
  - 14 Zhao Y H, Masuoka T, Tsuruta T. Unified theoretical prediction of fully developed nucleate boiling and critical heat flux based on a dynamic microlayer model[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2002, **45**(15): 3189 – 3197. DOI: 10.1016/S0017-9310(02)00022-4.
  - 15 Luitjens J, Wu Q, Greenwood S, *et al.* Mechanistic CHF modeling for natural circulation applications in SMR[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2016, **310**: 604 – 611. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2016.10.040.
  - 16 Ding W, Geißler T, Krepper E, *et al.* Critical heat flux as a mass flux dependent local or global phenomenon: theoretical analysis and experimental confirmation[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2018, **130**: 200 – 207. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2018.04.040.
  - 17 Kaminaga M, Yamamoto K, Sudo Y. Improvement of critical heat flux correlation for research reactors using plate-type fuel[J]. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 1998, **35**(12): 943 – 951. DOI: 10.1080/18811248.1998.9733966.
  - 18 Chen D Q, Pan L M, Yuan D W, *et al.* Dual model of bubble growth in vertical rectangular narrow channel[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2010, **37**(8): 1004 – 1007. DOI: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2010.06.023.
  - 19 徐建军, 陈炳德, 王小军. 竖直矩形窄缝通道内近壁汽泡生长和脱离研究[J]. *原子能科学技术*, 2010, **44**(11): 1349 – 1354.
  - 20 XU Jianjun, CHEN Bingde, WANG Xiaojun. Study on bubble growth and departure near wall in vertical narrow rectangular channel[J]. *Atomic Energy Science and Technology*, 2010, **44**(11): 1349 – 1354.
  - 21 Okawa T, Ishida T, Kataoka I, *et al.* An experimental study on bubble rise path after the departure from a nucleation site in vertical upflow boiling[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2005, **29**(3): 287 – 294. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2004.05.010.
  - 22 Okawa T, Ishida T, Kataoka I, *et al.* Bubble rise characteristics after the departure from a nucleation site in vertical upflow boiling of subcooled water[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2005, **235**(10 – 12): 1149 – 1161. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2005.02.012.
  - 23 闫美月. 竖直窄矩形通道内壁面热流分配模型的实验研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2019.
  - 24 YAN Meiyue. Experimental study of wall heat flux partitioning model in vertical rectangular narrow channel [D]. Harbin: Harbin Engineering University, 2019.
  - 25 Xu J J, Chen B D, Huang Y P, *et al.* Experimental visualization of sliding bubble dynamics in a vertical narrow rectangular channel[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2013, **261**: 156 – 164. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2013.02.055.
  - 26 李少丹. 海洋条件下局部汽泡行为及沸腾换热特性研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2015.
  - 27 LI Shaodan. Study of local bubble behavior and boiling heat transfer characteristics under ocean condition[D]. Harbin: Harbin Engineering University, 2015.
  - 28 Le Corre J M, Yao S C, Amon C H. A mechanistic model of critical heat flux under subcooled flow boiling conditions for application to one- and three-dimensional computer codes[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2010, **240**(2): 235 – 244. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2008.12.007.
  - 29 Ding W, Krepper E, Hampel U. Quantitative prediction of critical heat flux initiation in pool and flow boiling[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2018, **125**: 121 – 131. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2017.11.022.
  - 30 Sudo Y, Kaminaga M. A CHF characteristic for downward flow in a narrow vertical rectangular channel heated from both sides[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1989, **15**(5): 755 – 766. DOI: 10.1016/0301-9322(89)90039-6.
  - 31 Sudo Y. Study on critical heat flux in rectangular channels



- heated from one or both sides at pressures ranging from 0.1 to 14 MPa[J]. *Journal of Heat Transfer*, 1996, **118**(3): 680 - 688. DOI: 10.1115/1.2822686.
- 29 Yan M Y, Yang Y Y, Ren T T, *et al.* Characteristics of sliding bubbles in subcooled flow boiling in a narrow rectangular channel under natural circulation condition[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, **144**: 118587. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118587.
- 30 Yan M Y, Ren T T, Chen K L, *et al.* Visualized experiment of bubble behaviors in a vertical narrow rectangular channel under natural circulation condition[J]. *Frontiers in Energy Research*, 2018, **6**: 105. DOI: 10.3389/fenrg.2018.00105.
- 31 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. DOI: 10.1016/0017-9310(85)90213-3.
- 32 Gnielinski V. New equations for heat and mass transfer in the turbulent flow in pipes and channels[R]. NASA STI/recon Technical Report A, 1975.
- 33 Zeitoun O, Shoukri M. Bubble behavior and Mean diameter in subcooled flow boiling[J]. *Journal of Heat Transfer*, 1996, **118**(1): 110 - 116. DOI: 10.1115/1.2824023.