

过冷沸腾通道内截面汽泡 平均直径预测模型研究

洪 钢¹，徐志刚¹，边博深¹，张尧立¹，闫 晓²，黄彦平²

1. 厦门大学能源学院，福建厦门，361102；2. 中国核动力研究设计院中核核反应堆热工水力技术重点实验室，成都，610041

摘要：通道内截面汽泡平均直径是计算两相流相间界面传递方程以及计算汽液相界面浓度的重要参数。综合考虑过冷沸腾工况下汽泡动力学、两相热力学以及汽泡聚合效应对通道内汽泡尺寸的影响，提出过冷沸腾通道内截面汽泡平均直径预测模型。将该模型与实验数据进行比较，预测值与实验值偏差 $\pm 12.5\%$ 。

关键词：过冷沸腾；汽泡聚合；汽泡脱离；平均直径

中图分类号：TL329 文献标志码：A

Predictive Study of Bubble Mean Diameter in Subcooled Flow Boiling

Hong Gang¹, Xu Zhigang¹, Bian Boshen¹, Zhang Yaoli¹, Yan Xiao², Huang Yanping²

1. School of Energy Research, Xiamen University, Xiamen, Fujian, 361102, China;

2. CNNC Key Laboratory on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics Technology, Nuclear Power Institute of China, Chengdu, 610041, China

Abstract: Bubble mean diameter is a key parameter to calculate the interfacial transfer equation of two phase flow and interfacial concentration. Taking into account the effects of both the thermal, hydrodynamic conditions and bubble coalescence rate on the mean bubble size in the channel, a model has been developed. The proposed model agreed well with the experimental data within the averaged relative deviation of $\pm 12.5\%$.

Key words: Subcooled flow, Bubble coalescence, Bubble departure, Mean diameter

0 前 言

通道内截面汽泡平均直径是计算两相流相间界面传递方程以及计算汽液相界面浓度的重要参数。尽管该参数在过冷沸腾两相流方程中非常重要，但现有文献中该参数实验数据却十分匮乏。已有的研究主要针对汽泡最大直径和脱离直径展开研究。研究者针对过冷沸腾汽泡生长和破灭过程进行了测量^[1-2]。Unal^[3]和 Meister^[4]对过冷沸腾流中汽泡的生长和破灭过程进行了理论研究。Unal 提出了通道内最大汽泡尺寸的计算式；Farajisarir 也提出了一个预测通道内最大汽泡直径的关系式^[2]。然而，仅知道最大汽泡直径对于

预测两相流相间传递还是不够的。此外，已有不少学者提出预测汽泡脱离直径的动力学模型。虽然这些参数非常重要，但不能直接用于预测平均界面浓度。在构建过冷沸腾下两流体模型时，过冷沸腾平均汽泡直径是个必须的输入项。针对过冷沸腾流道内汽泡平均直径，Zeitoun 采用可视化方法进行了常压下的实验研究^[5]，获得低压工况下计算汽泡平均直径的预测经验关系式。

本研究综合考虑过冷沸腾工况下汽泡动力学、两相热力学以及汽泡聚合效应对通道内汽泡尺寸的影响，提出过冷沸腾通道内汽泡平均直径预测模型。

收稿日期：2016-12-18；修回日期：2017-03-10

基金项目：福建省自然科学基金（2016J05137）

作者简介：洪 钢（1981—），男，博士，副研究员，现主要从事反应堆热工水力及安全分析等研究工作

1 模型提出

1.1 假 设

为开展数学建模，作出以下假设：

- (1) 同一热工参数下，相同轴向核化点汽泡脱离尺寸为均一值。
- (2) 考虑到过冷沸腾汽泡尺寸较小，忽略汽泡破裂效应，只考虑汽泡聚合效应。
- (3) 汽泡碰撞主要受湍流扰动影响。
- (4) 汽泡聚合概率受汽泡碰撞频率和聚合效率影响。
- (5) 两碰撞汽泡尺寸相同。
- (6) 汽泡界面各处传热系数相同。
- (7) 可稳定存在的最大汽泡处于近壁面区。

滑移汽泡的直径大小受汽泡核化、生长、冷凝、聚合的影响。假设汽泡间无聚合，则通道内滑移汽泡最小值为汽泡脱离直径。过冷沸腾通道内可稳定存在的最大汽泡直径可通过考虑过冷沸腾区汽液两相热力学特性对汽泡形成的影响获得。

1.2 汽泡脱离直径

汽泡脱离直径 $D_{b,d}$ 可由汽泡脱离点受力模型获得^[6-7]：

$$\sum F_Y = F_{s,Y} + F_{du,Y} + F_{qs} + F_b \quad (1)$$

式中， F_Y 为 Y 轴方向的力； $F_{s,Y}$ 为 Y 轴方向的表面张力； $F_{du,Y}$ 为 Y 轴方向的非稳态曳力； F_{qs} 为准稳态力； F_b 为汽泡浮力。

垂直上升流中汽泡脱离直径预测模型可知，当 $\sum F_Y > 0$ 这一条件刚满足时，汽泡开始脱离加热壁面，由此可计算 $D_{b,d}$ 。

1.3 汽泡最大直径

过冷沸腾通道内可稳定存在的最大汽泡直径计算方法如下：

首先考虑过冷沸腾区汽液两相热力学特性对汽泡形成的影响。

从已有的研究可知，在壁面附近的边界层内，流体温度和速度在壁面的法线方向上发生剧烈的变化。假设流道截面上液相温度与速度沿流道窄边方向服从指数分布，可分别表示为：

$$\frac{T_w - T_f}{T_w - T_c} = \left(\frac{x}{0.5H} \right)^n \quad (2)$$

$$\frac{u_f}{u_c} = \left(\frac{x}{0.5H} \right)^n \quad (3)$$

式中， T_w 为壁面温度； T_f 为局部液相温度； T_c 为流道主流中心液相温度； x 为局部点到壁面距离； H 为流道间隙； u_f 为局部液相速度； u_c 为中心液相速度；此处系数 n 取 7^[8]。

当汽泡处于由式 (2) 描述的液相温度场时，由于汽、液相间温度差，汽液相界面存在热量传递。在过冷沸腾工况下，可近似认为汽相温度为饱和温度 T_s 。近壁区附近液相过热， $T_f > T_s$ ，热量从液相向汽相传递，汽相蒸发，汽泡尺寸增大；远离壁面区液相过冷， $T_f < T_s$ ，热量从汽相向液相传递，汽相冷凝，汽泡尺寸减小。因此，在过冷沸腾区存在的汽泡将从近壁区一侧的温度场中获得热量不断长大，而在靠近主流一侧，汽泡发生冷凝，汽泡将会缩小。在过冷沸腾中，只有满足此热力学特性的汽泡才能稳定存在。

根据第 (6)、(7) 条假设，在过冷沸腾工况下可稳定存在的最大汽泡半径 r_b ，其边界换热满足以下关系式：

$$\int_s (T_f - T_s) ds = 0 \quad (4)$$

图 1 为过冷沸腾区域近壁汽泡，式 (4) 可由以下积分形式表达：

$$\int_0^\pi (T_f - T_s) \cdot 2\pi r_b \sin \theta \cdot r_b d\theta = 0 \quad (5)$$

求解可得 r_b 的表达式为：

$$r_b = \frac{H}{4} \left[\frac{(n+1)(2n+1)}{2n(n+2)} \cdot \frac{T_w - T_s}{T_w - T_{f,avg}} \right]^n \quad (6)$$

$$D_{b,max} = 2r_b \quad (7)$$

式中， $T_{f,avg}$ 为液相截面平均温度； T_s 为饱和温度； T_w 采用 Chen 的公式进行计算^[9]。

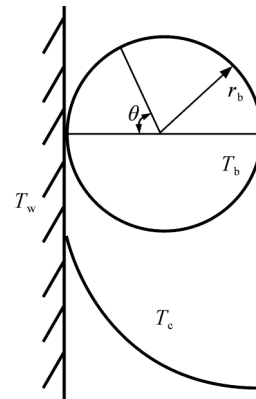


图 1 近壁区汽泡

Fig. 1 Bubble in Nearby Wall

1.4 汽泡平均直径

假设汽泡间无聚合现象发生,汽泡在加热壁上生长、滑移、脱离。汽泡平均滑移直径 $D_{b,ave}$ 介于 $D_{b,d}$ 与过冷沸腾通道内可存在的最大汽泡直径 $D_{b,max}$ 之间。假设汽泡在通道截面上呈正态分布,则 $D_{b,ave}$ 可取为:

$$D_{b,ave} = \frac{D_{b,max} + D_{b,d}}{2} \quad (8)$$

实际情况下,由于聚合效应存在,通道中 $D_{b,ave}$ 将大于式(8)计算所得直径。流道内汽泡由于湍流扰动等因素的影响,相互之间不断靠近,直至表面互相接触。两汽泡相互接触后,接触表面发生变形,接触液膜不断减薄。定义:汽泡从接触到液膜破裂所用时间为液膜破裂时间(t_{coal});汽泡从接触到相互弹离所用时间为汽泡接触时间(t_{col})。当 t_{col} 小于 t_{coal} ,两汽泡发生弹离;当 t_{col} 大于 t_{coal} ,两汽泡发生聚合。

当汽泡聚合率增加时,汽泡数目密度将减小。因此可将汽泡数目密度与聚合率相关联。其表达式为:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} \propto f \lambda \quad (9)$$

式中, η 为汽泡数目密度, m^{-3} ; t 为时间; f 为碰撞频率, $m^{-3} \cdot s^{-1}$; λ 为聚合效率。由假设条件(3),碰撞频率主要考虑湍流扰动作用,聚合效率主要取决于 t_{coal} 和 t_{col} 。汽泡间的聚合率可用 f 与 λ 之积表示。

泡状流工况下,汽泡近似为球形。平均汽泡直径 D_{32} 可表示为^[10]:

$$D_{32} = \frac{\sum \eta_i D_i^3}{\sum \eta_i D_i^2} = \frac{6\alpha}{A_F} \quad (10)$$

$$\eta = \frac{\alpha}{\frac{\pi}{6} D_{32}^3} \quad (11)$$

式中, α 为截面平均空泡份额; A_F 为界面浓度;下标 i 表示单个汽泡的情形。

1.4.1 汽泡碰撞频率 汽泡间碰撞驱动力主要由湍流、浮升力和层流剪切力提供。本模型中只考虑湍流扰动引起的汽泡间碰撞。根据假设条件(1),当汽泡尺寸相同,汽泡间由浮升力引起的汽泡间碰撞可忽略。层流剪切力产生的驱动力项在低汽相表观速度下也可忽略^[11]。

在湍流中,汽泡受湍流涡作用随机运动。研

究者普遍认为这种碰撞与微粒在理想汽泡中的碰撞以及气体动力学中分子间相互碰撞类似。

根据 Kennard 提出的理论^[12],湍流产生的碰撞频率可由汽泡直径、汽泡密度以及相关速度所组成的关系式表示。因此,单位时间单位容积内的汽泡碰撞频率可表示为:

$$f = k_1 \alpha^2 \varepsilon^{1/3} / D_b^{11/3} \quad (12)$$

式中, k_1 为常数; ε 为湍流能量耗散率; α 为截面平均空泡份额; D_b 为汽泡直径。

1.4.2 碰撞效率 只有当两汽泡接触时间大于汽泡间液膜破裂时间时,汽泡之间才发生聚合。汽泡碰撞效率为^[13-14]:

$$\lambda = \exp\left(\frac{-t_{coal}}{t_{col}}\right) \quad (13)$$

$$t_{col} = \frac{(D_b/2)^{(2/3)}}{\varepsilon^{1/3}} \quad (14)$$

式中, t_{coal} 为汽泡间液膜破裂时间; t_{col} 为汽泡相互接触时间。

从式(14)的形式可见,接触时间与湍流特性(如 ε)相关。小汽泡在高端流度下 t_{col} 减小,不利于汽泡聚合。

在汽泡聚合过程中,液膜厚度减小到破裂所用的时间非常短暂。一些研究显示,汽泡液膜破裂时的临界厚度在 $5 \times 10^{-8} \sim 11 \times 10^{-8}$ m 之间^[15]。该时间量常被用于表示汽泡聚合时间。此处选用 Kamp 模型^[16]计算 t_{coal} :

$$t_{coal} = \left[\frac{(D_b/2)^3 \rho_f}{16\sigma} \right]^{0.5} \ln\left(\frac{h_{col}}{h_{cri}}\right) \quad (15)$$

式中, h_{col} 为汽泡接触面液膜初始厚度, 1×10^{-5} m; h_{cri} 为汽泡临界液膜厚度; ρ_f 为液相密度; σ 为表面张力。

将式(12)、式(13)代入式(9),并与式(11)求导结果联立求解,可得:

$$\frac{\partial D_{32}}{\partial t} = \frac{\pi k_2}{18 D_{b,ave}^{1/3}} \alpha \varepsilon^{1/3} \exp\left(\frac{-t_{coal}}{t_{col}}\right) \quad (16)$$

式中, k_2 为经验系数,此处设为 1.55。

$$\frac{\partial D_{32}}{\partial t} = \frac{D_{32\infty} - D_{b,ave}}{\Delta t} \quad (17)$$

式中, $D_{32\infty}$ 为测量点处汽泡的索特平均直径。

时间 Δt 定义为:

$$\Delta t = \frac{\Delta Z}{u} \quad (18)$$

式中, u 为液相速率; ΔZ 为气泡起始点 Z_{ONB} 到测量点 Z_{LOC} 的距离, 可由下式获得:

$$\Delta Z = Z_{LOC} - Z_{ONB} \quad (19)$$

Z_{ONB} 采用 Sato&Matsumura 关系式^[17]进行计算。

$$\Delta T_{w,ONB} = (T_w - T_{sat})_{ONB} = \frac{8\sigma T_{sat} q}{k_f h_{fg} \rho_g} \quad (20)$$

式中, $\Delta T_{w,ONB}$ 为核态沸腾起始点 (ONB) 壁面过热度; T_w 为壁温, T_{sat} 为饱和温度; q 为 ONB 点热流密度; k_f 为液相导热系数; h_{fg} 为汽化潜热; ρ_g 为汽相密度。

$$Z_{ONB} = \frac{GDc_{p,f}}{4q} \left[\Delta T_{sub,in} + \Delta T_{w,ONB} - \frac{q}{h_{spl}} \right] \quad (21)$$

$$\Delta T_{sub,in} = T_{sat} - T_{f,in}$$

式中, $\Delta T_{sub,in}$ 为液体入口欠热度; $T_{f,in}$ 为入口水温; G 为质量流速; D 为通道水力学直径; $c_{p,f}$ 为液相定压比热容; h_{spl} 为单相液换热系数。

1.5 过冷沸腾截面平均空泡份额计算式

过冷沸腾真实含气率采用孙奇提出的 NVG 模型进行计算^[18]。公式中的物性取对应饱和温度下的物性。

由 NVG 点模型式获得 NVG 点热平衡含汽率 $x_{eq,NVG}$ 后, 依据加热通道内 NVG 点下游不同位置处的热平衡含汽率 x_{eq} , 可计算相应的过冷沸腾真实含汽率 x :

$$x = \frac{x_{eq} - x_{eq,NVG} \exp\left(\frac{x_{eq}}{x_{eq,NVG}} - 1\right)}{1 - x_{eq,NVG} \exp\left(\frac{x_{eq}}{x_{eq,NVG}} - 1\right)} \quad (22)$$

由式 (22) 得出真实含汽率后, 采用 Chexal 关系式^[19]进行过冷沸腾截面平均空泡份额计算。

2 模型验证

通过可视化试验研究, 获得气泡在过冷沸腾矩形通道内的直径分布实验数据。实验参数及装置描述详见文献^[20]。将实验数据、Zeitoun 模型和本文提出的计算模型进行比较。

定义平均预测偏差 E 为:

$$E = \frac{(D_{32\infty,exp} - D_{32\infty,pred})}{D_{32\infty,exp}} \times 100\% \quad (23)$$

图 2 为气泡平均直径模型预测值与实验值比较结果。Zeitoun 模型预测结果与实验结果平均偏差在 $\pm 29.3\%$ 。本文模型预测结果与实验结果均符合较好, 平均预测偏差在 $\pm 12.5\%$ 。

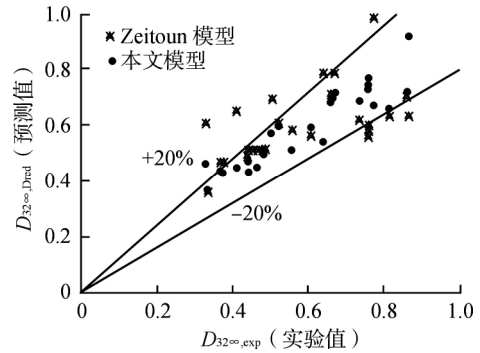


图 2 气泡平均直径模型预测值与实验值比较
Fig. 2 Performance of Model for Predicting Bubble Mean Diameters

3 结 论

通过综合考虑过冷沸腾工况下气泡动力学、两相热力学以及气泡聚合效应对通道内气泡尺寸的影响, 提出过冷沸腾通道内气泡平均直径计算模型。该模型预测值与实验值计算偏差 $\pm 12.5\%$ 。由于过冷沸腾通道内气泡平均直径实验数据十分缺乏, 对于更宽广的工况范围内本文模型的适用情况, 特别是本文模型中的经验系数的取值, 尚有待于进一步验证和发展。

参考文献:

- [1] Abdelmessih A H, Hooper F C, Nangia S. Flow effects on bubble growth and collapse in surface boiling[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1972, 15: 115-125.
- [2] Bibeau E L, Salcudean M. Void growth in subcooled flow boiling for circular and finned geometries for low values of pressure and velocity[D]. UK: The University of British Columbia, 1993.
- [3] Unal H C. Maximum Bubble Diameter: Maximum bubble-growth time and bubble growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7 mn/m^2 [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1976, 19: 643-649.
- [4] Meister G. Vapour bubble growth and recondensation in subcooled boiling flow[J]. Nuclear Engineering and Design, 1979, 54: 97-114.
- [5] Zeitoun O, Shoukri M. Bubble behaviour and the mean diameter in subcooled flow boiling[J]. Journal of Heat Transfer, 1996, 118: 110-116.
- [6] Klausner J F, Mei R, Bernhatd D M, et al. Vapor bubble

- departure in forced convection boiling [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1993, 36(3): 651-662.
- [7] Zeng L Z, Klausner J F, Mei R. A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems-ii: flow boiling[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1993, 36(9): 2271-2279.
- [8] Kays W M, Crawford M E, Weigand B. Convective heat and mass transfer[M]. fourth ed, McGraw-Hill, New York, 2005: 127.
- [9] Chen J C. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow[J]. Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development, 1966, 5: 322-329.
- [10] Luo J J, Al Taweel A M. Role of interfacial characteristics in turbulent bubble coalescence[C]. USA: AIChE annual meeting, Reno, NV, 2001.
- [11] Yeoh G H, Tu J Y. A unified model considering force balances for departing vapour bubbles and population balance in subcooled boiling flow[J]. Nuclear Engineering and Design, 2005, 235: 1251-1265.
- [12] Kennard E. H. Kinetic theory of gases[M]. McGraw-Hill, New York, 1938: 84.
- [13] Coualoglou C A, Tavlarides L L. Description of interaction processes in agitated liquid-liquid dispersions[J]. Chemical Engineering Science, 1977, 32: 1289-1297.
- [14] Levich V G. Physicochemical hydrodynamics[M]. Englewood cliffs, N. J., Prentice-Hall, 1962: 173.
- [15] Pashley R M, Craig V S. Effect of electrolytes on bubble coalescence[J]. Langmuir, 1997, 13: 4772-4774.
- [16] Kamp A M, Chesters A K, Colin C, et al. Bubble coalescence in turbulent flows: A mechanistic model for turbulence-induced coalescence applied to microgravity bubbly pipe flow[J]. International Journal of Multiphase flow, 2001, 27: 1363-1396.
- [17] Sato T, Matsumura H. On the conditions of incipient subcooled-boiling with forced convection[J]. Bull, ISME 1963, 7(26): 392-398.
- [18] Sun Q, Yang R C, Zhao H. Predictive study of the incipient point of net vapor generation in low-flow subcooled boiling[J]. Nuclear Engineering and Design, 2003, 225(2): 249-256.
- [19] Chexal B. Void fraction technology for design and analysis[R]. California, USA, EPRI, TR-106326, 1997.
- [20] Hong G, Yan X, Yang Y H, et al. Experimental research of bubble characteristics in narrow rectangular channel under heaving motion[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2012, 51: 42-50.

(责任编辑:方凯锐)