

文章编号: 1000-5773(2014)02-0209-06

高压过冷池沸腾换热机理的研究^{*}

肖波齐^{1,2,3}, 蒋国平⁴, 范金土³, 陈玲霞¹

1. 三明学院物理与机电工程学院, 福建三明 365004;
2. 三明机械 CAD 工程研究中心, 福建三明 365000;
3. 香港理工大学纺织及制衣学系, 香港九龙 999077;
4. 广州大学工程抗震中心, 广东广州 510405)

摘要:目前还没有一种被广泛承认的理论能够解释高压过冷池沸腾换热,其机理尚不明确。为了揭示高压池内过冷核沸腾的物理传热机理,并获得气泡脱离频率与活化穴半径的函数关系,根据池内过冷核沸腾加热表面活化穴的分布,在统计方法的基础上,提出了高压池内过冷核沸腾的一个数学模型。从该模型中发现,池内过冷核沸腾热流密度是壁面过热度、液体过冷度、活化穴尺寸、流体的接触角以及流体物理特性的函数。对不同的过冷度,将模型预测的结果与实验数据进行了比较,两者吻合得极好,从而证明了数学模型的可靠性。该解析模型更深刻地揭示了过冷池沸腾换热的物理机理,且没有增加新的经验常数。

关键词:活化穴;高压;过冷;池沸腾;传热;数学模型

中图分类号: TB124 **文献标志码:** A

doi: 10.11858/gywlb.2014.02.012

1 引 言

沸腾换热是传热学学科的一个重要分支,也表示一种传热方式。池沸腾是指沉浸于原静止大容器内的加热面上的液体所发生的沸腾。研究高压池沸腾的传热机理不仅可以有针对性地提高传热效率,还能减少换热设备和能量传输系统的初期投资,这无疑对于解决目前国内外面临的能源紧缺、环境污染严重等问题具有重大意义。由于过冷池沸腾过程非常复杂,迄今尚未建立起有效、精确的理论模型,所以几十年来,人们主要通过实验测量和数值模拟计算近似地确定沸腾换热的情况,并提出了各种各样的过冷核态池沸腾换热机理的模型^[1-6],如肖波齐等人^[2-3]曾经用分形理论成功地解决了纳米流体池沸腾换热的问题,得到了其解析表达式,模型预测值与实验吻合。尽管前人已经获得一些研究成果,并建立了相关的传热传质方程,但过冷池沸腾的机理尚不明确,换热机理的研究仍不完善,实验结果和理论预测存在差异现象,并且相关研究成果之间或多或少存在彼此相矛盾、不尽统一的说法。实际上,由于问题的复杂性,至今没有系统的研究能够准确地定量解释高压过冷核态池沸腾换热的本质机理。

鉴于上述原因,本研究拟根据沸腾表面活化穴的统计分布,结合气泡脱离频率与活化穴半径的函数关系,采用数学统计方法,研究高压过冷核态池沸腾换热的物理机理,以及表征沸腾换热的热流密度与加热表面活化穴的大小、气泡脱离频率等参数的关系。

* 收稿日期: 2012-03-29; 修回日期: 2012-05-28

基金项目: 国家自然科学基金(11102100);福建省自然科学基金(2012J01017);福建省省属高校科研专项基金(JK2011056)

作者简介: 肖波齐(1980—),男,博士,主要从事流体传热传质及纤维材料的输运特性研究。

E-mail: Mr. BoQi-Xiao@connect.polyu.hk

本研究成果可为解决学术界的争论与矛盾提供依据,更重要的是,对于沸腾换热的理论与实验具有学术意义和科学价值。

2 模型描述

在核态池沸腾中,气泡主要在过热表面离散分布的活化核心位置产生,准确描述活化核心的分布对于计算沸腾换热是很重要的。沸腾表面活化核心的密度分布对池沸腾热流密度的影响非常大,气泡在活化核心处产生,它引起的热流密度在核态池沸腾中占据主导地位^[7]。沸腾换热时的气泡生长是一个很复杂的过程^[8-9],目前对流体沸腾换热时的气泡脱离直径与脱离频率的研究还比较少。若通过恰当的综合分析将不同物理模型有机地组合起来,则可对流体沸腾换热时的气泡生长规律形成较全面的描述。Wang 等人^[10]对活化核心密度进行了系统的研究,他们在高压铜表面用饱和水做池沸腾实验,对接触角 ϕ 满足 $18^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$ 的情况,提出活化核心密度随接触角的变化而变化,并给出了一个关联式

$$N = 5.0 \times 10^5 (1 - \cos \phi) D_c^{-6} \quad (1)$$

式中: N 为活化核心密度,单位是 sites/cm²; 系数 5.0×10^5 和幂指数 -6 是经验常数; D_c 为活化穴直径,单位是 μm 。 N 和 D_c 都是变量,且 N 随着 D_c 的变化而变化; ϕ 是恒量,不随 D_c 变化。若使用国际单位制,将活化核心密度记作 N_a ,单位是 sites/m²,则(1)式可以变化为

$$N_a = \frac{5}{64} \times 10^{-27} (1 - \cos \phi) R_c^{-6} \quad (2)$$

式中: $R_c = 1/2 D_c$, 为活化穴半径,单位是 m。

根据统计理论,由(2)式可以得到半径在 R_c 和 $(R_c + dR_c)$ 之间的活化穴数量

$$-dN_a(R_{c,\min} \leq R_c \leq R_{c,\max}) = 46.875 \times 10^{-29} (1 - \cos \phi) R_c^{-7} dR_c \quad (3)$$

式中: $R_{c,\min}$ 和 $R_{c,\max}$ 分别为最小和最大活化穴半径。因 $dR_c > 0$, 所以 $-dN_a > 0$ 。

Hsu^[11] 为了描述活化穴的尺寸大小而提出一种模型,该模型将活化穴的尺寸大小表示为壁面温度或热流密度的函数,认为在核化点上气泡核被热的液体包围着,仅当气泡核周围的液体足够热时,气泡核才开始生长成为一个气泡。Hsu 的模型描述了高压条件下活化穴的最小半径 R_{\min} 与最大半径 R_{\max}

$$R_{c,\min} = \frac{\delta}{C_1} \left[1 - \frac{\theta_s}{\theta_w} - \sqrt{\left(1 - \frac{\theta_s}{\theta_w}\right)^2 - \frac{4\zeta C_3}{\delta \theta_w}} \right] \quad (4)$$

$$R_{c,\max} = \frac{\delta}{C_1} \left[1 - \frac{\theta_s}{\theta_w} + \sqrt{\left(1 - \frac{\theta_s}{\theta_w}\right)^2 - \frac{4\zeta C_3}{\delta \theta_w}} \right] \quad (5)$$

式中: $\zeta = 2\sigma T_s / \rho_g h_{fg}$, 其中 σ 为液体表面张力, T_s 为液体饱和温度, ρ_g 为气体密度, h_{fg} 为液体的蒸发潜热; C_1 、 C_3 均为与接触角相关的系数, $C_1 = (1 + \cos \phi) / \sin \phi$, $C_3 = 1 + \cos \phi$; θ 为温度差; 下标“s”代表饱和(Saturation)液体,下标“w”代表壁面(Wall); δ 是液体在壁面附近的热边界层厚度,一般可以表示为

$$\delta = k_1 / h_{nc} \quad (6)$$

式中: k_1 是流体的热导率, h_{nc} 是自然对流的平均热传递系数。Han 等人^[12-13] 给出了湍流和层流的 h_{nc} 表达式,分别为

$$h_{nc} = 0.14 \rho_1 c_{p1} \left[\frac{\gamma g (T_w - T_\infty) \alpha_1^2}{\nu_1} \right]^{1/3} \quad (7)$$

$$h_{nc} = 0.54 \rho_1 c_{p1} \left[\frac{\gamma g (T_w - T_\infty) \alpha_1^3}{(\sqrt{A} \nu_1)} \right]^{1/4} \quad (8)$$

式中: ρ_1 是流体密度, c_{p1} 是定压比热容, γ_1 是流体的体积膨胀系数, α_1 是流体热扩散率, ν_1 是流体运动黏度, g 是重力加速度。

对过冷池沸腾,有

$$\theta_s = T_s - T_\infty = \Delta T_{\text{sub}} \quad (9)$$

$$\theta_w = T_w - T_\infty = T_w - T_s + T_s - T_\infty = \Delta T_w + \Delta T_{\text{sub}} \quad (10)$$

式中: T_∞ 为液体的主流温度, T_w 为壁面温度, ΔT_{sub} 为液体的过冷度, ΔT_w 为壁面过热度。故在过冷池沸腾中, (4) 式~(5) 式可写为

$$R_{c,\min} = \frac{\delta}{C_1} \left[1 - \frac{\Delta T_{\text{sub}}}{\Delta T_w + \Delta T_{\text{sub}}} - \sqrt{\left(1 - \frac{\Delta T_{\text{sub}}}{\Delta T_w + \Delta T_{\text{sub}}}\right)^2 - \frac{4\zeta C_3}{\delta(\Delta T_w + \Delta T_{\text{sub}})}} \right] \quad (11)$$

$$R_{c,\max} = \frac{\delta}{C_1} \left[1 - \frac{\Delta T_{\text{sub}}}{\Delta T_w + \Delta T_{\text{sub}}} + \sqrt{\left(1 - \frac{\Delta T_{\text{sub}}}{\Delta T_w + \Delta T_{\text{sub}}}\right)^2 - \frac{4\zeta C_3}{\delta(\Delta T_w + \Delta T_{\text{sub}})}} \right] \quad (12)$$

下面研究高压过冷核态池沸腾的热流密度。我们预测, 高压过冷核态池沸腾的热流密度随沸腾表面活化穴尺寸大小的变化而变化, 并且是壁面过热度 ΔT_w 的函数。Forster 和 Greif^[14] 提出了以下设想: 气泡将热流体从壁面附近推到大空间中去, 而随着气泡的跃离或破灭, 又将冷液体从大空间主流吸到加热壁面上来; 在每一个气泡循环周期内, 这部分冷液体被加热至液体主流温度 T_∞ 与壁面温度 T_w 的平均值 $((T_w + T_\infty)/2)$ 。若以 f 表示气泡脱离频率, R_b 表示气泡脱离半径, 则过冷核态池沸腾的热流密度 q 可以表示为

$$q = c_{\rho_1} \rho_1 \left(\frac{2}{3} \pi R_b^3 \right) \left(\frac{T_w + T_\infty}{2} - T_\infty \right) f N_a \quad (13)$$

式中: N_a 和 f 都是活化穴尺寸的函数, 并且随着高压过冷核态池沸腾的热流密度而变化。对(13)式进行适当修改, 可得到过冷核态池沸腾换热的一个数学模型

$$q = \int dq = \int_{D_c, \min}^{D_c, \max} c_{\rho_1} \rho_1 \left(\frac{2}{3} \pi R_b^3 \right) \left(\frac{\Delta T_w + \Delta T_{\text{sub}}}{2} \right) f (-dN_a) \quad (14)$$

式中: $(-dN_a)$ 由(3)式给出。气泡脱离半径 R_b 可以表示为^[15]

$$R_b = \frac{1}{2} \left(6 \sqrt{\frac{3}{2}} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{-1/2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right)^{1/3} \tan \phi^{-1/6} L_c \quad (15)$$

式中: L_c 为毛细管长度, 可以定义为^[16]

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (16)$$

将(16)式代入(15)式中, 则气泡脱离半径可修改为

$$R_b = \frac{1}{2} \left(6 \sqrt{\frac{3}{2}} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{-1/2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right)^{1/3} \tan \phi^{-1/6} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (17)$$

(17)式表明, 气泡脱离半径是接触角 ϕ 的函数, 这是符合实际物理现象的。

由于(17)式与活化穴尺寸无关, 故从(14)式和(17)式可以看出, 如果气泡的脱离频率 f 是活化穴半径 R_c 的函数, 则可以对(14)式进行积分。下面推导气泡脱离频率与活化穴半径的函数关系。我们注意到气泡的脱离频率 f 一般可以表示为

$$f = \frac{1}{t_w + t_g} \quad (18)$$

式中: t_w 是气泡的等候时间, t_g 是气泡的生长时间。在纯液体中, van Stralen 等人^[17] 假设气泡的等候时间是气泡生长时间的 3 倍, 即

$$t_w = 3t_g \quad (19)$$

Han 和 Griffith^[12-13] 联系活化穴尺寸, 得到了气泡等候时间 t_w 的一个分析解

$$t_w = \frac{9}{4\pi\alpha_1} \left[\frac{(T_w - T_\infty)R_c}{T_w - T_s(1 + 2\sigma/R_c\rho_g h_{fg})} \right]^2 \quad (20)$$

在数百千帕的压力下, Wang 和 Dhir^[10] 对铜表面的饱和水进行了测量, 得到其活化穴半径 $R_c = 1.1 \sim 27.7 \mu\text{m}$ 。对于 $R_c = 1.0 \sim 10.0 \mu\text{m}$, 粗略估计(20)式中的项 $(2\sigma/R_c\rho_g h_{fg})$ 的值为 $0.10 \sim 0.01$, 为了简化积分, 可将此项忽略不计。故(20)式简化为

$$t_w = \frac{9}{4\pi\alpha_1} \left[\frac{(T_w - T_\infty)R_c}{T_w - T_s} \right]^2 = \frac{9R_c^2(\Delta T_w + \Delta T_{\text{sub}})^2}{4\pi\alpha_1(\Delta T_w)^2} \quad (21)$$

(21)式表示较大的活化穴半径或较高的过冷度会导致较长的气泡等候时间,这也符合实际物理现象。

将(19)式和(21)式代入(18)式中,则气泡的平均脱离频率 f 可以表示为

$$f = \frac{\pi\alpha_1(\Delta T_w)^2}{3(\Delta T_w + \Delta T_{sub})^2} R_c^{-2} \quad (22)$$

从(22)式可以看出,气泡的脱离频率 f 是活化穴半径 R_c 的函数;(14)式中的 $(-dN_a)$ 也是活化穴半径 R_c 的函数,而 $(-dN_a)$ 由(3)式给出。将(3)式和(22)式代入(14)式中,并进行积分运算,有

$$q = \int dq = \int_{D_c, \min}^{D_c, \max} c_{\rho l} \rho_l \left(\frac{2}{3} \pi R_b^3 \right) \left(\frac{\Delta T_w + \Delta T_{sub}}{2} \right) f(-dN_a) =$$

$$\int_{D_c, \min}^{D_c, \max} c_{\rho l} \rho_l \left(\frac{2}{3} \pi R_b^3 \right) \left(\frac{\Delta T_w + \Delta T_{sub}}{2} \right) \left[\frac{\pi\alpha_1(\Delta T_w)^2}{3(\Delta T_w + \Delta T_{sub})^2} R_c^{-2} \right] [46.875 \times 10^{-29} (1 - \cos \phi) R_c^{-7} dR_c] =$$

$$C_q \frac{(\Delta T_w)^2}{8(\Delta T_w + \Delta T_{sub})} (R_{c, \min}^{-8} - R_{c, \max}^{-8}) \quad (23)$$

式中: $C_q = 46.875 \times 10^{-29} (1 - \cos \phi) c_{\rho l} \rho_l \alpha_1 \pi^2 R_b^3 / 9$, 与活化穴半径无关,其中 R_b 由(17)式给出; $R_{c, \min}$ 和 $R_{c, \max}$ 由(11)式和(12)式给出。(23)式表示高压过冷核态池沸腾热流密度是壁面过热度、液体过冷度、活化穴尺寸、流体接触角以及流体物理特性的函数。该模型没有引进其它参数,相比于传统模型,包含较少的经验常数,并且每个参数都有其物理意义。(23)式能够揭示过冷核态池沸腾换热的物理机制,符合我们的预期和需求。

3 结果与讨论

为了验证本数学模型的正确性,将其计算结果与不同高压过冷度的液体实验数据进行比较。Petrovic 等人^[18]在铜表面分别用过冷度 ΔT_{sub} 为 60 和 50 °C 的过冷水做了冷核态池沸腾实验,接触角 $\phi = 21^\circ$, 将此结果与本研究模型预测的结果进行比较。如图 1 所示,实线代表本数学模型的预测值,点代表实验数据,通过比较发现,模型预测值与实验数据吻合得极好,证明了本数学模型的可靠性。

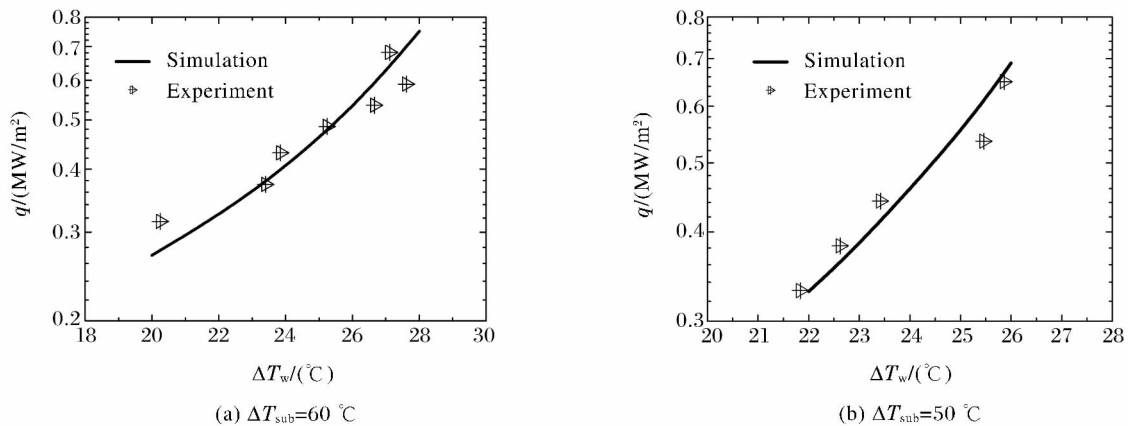


图 1 模型预测值与实验数据的比较

Fig. 1 Comparison between model predictions and existing experimental data

4 结论

利用气泡脱离频率与活化穴半径的函数关系,根据高压过冷池沸腾加热表面活化穴的分布,在统计方法的基础上,提出了高压过冷核态池沸腾的一个数学模型。本数学模型表明,池内过冷核沸腾热流密度是壁面过热度、液体过冷度、活化穴尺寸、流体接触角及流体物理特性的函数。将模型预测结果与不同液体过冷度的实验数据进行了比较,二者极好地吻合,证明了该模型的可靠性。本研究成果揭示了过冷池沸腾的传热规律,为以后研制高效的换热器和散热器奠定了理论和技术基础,特别是对沸腾换热机

制有新的推动,对于过冷池沸腾传热的理论与实验研究具有较重要的学术意义和科学价值。可以预料,如果用类似的思路研究纳米流体沸腾,将为纳米流体传热传质的研究注入新的活力,这是一个很有意义并且富有挑战性的课题。

References:

- [1] Huang W X, Wan D Q, Shuai J Y, et al. Study on pressure drop of flow boiling in a rectangular microchannel [J]. Journal of Sichuan University(Engineering Science Edition), 2008, 40(3): 81-85. (in Chinese)
黄卫星, 王冬琼, 帅剑云, 等. 矩形微通道内流动沸腾压力降实验研究 [J]. 四川大学学报(工程科学版), 2008, 40(3): 81-85.
- [2] Xiao B Q, Yu B M, Wang Z C, et al. A fractal model for heat transfer of nanofluids by convection in a pool [J]. Phys Lett A, 2009, 373(45): 4178-4181.
- [3] Xiao B Q, Jiang G P, Chen L X. A fractal study for nucleate pool boiling heat transfer of nanofluids [J]. Sci China Ser G: Phys Mech Astron, 2010, 53(1): 30-37.
- [4] Li J, Rong J L. Numerical study on bubble motion near the wall [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2010, 24(3): 168-174. (in Chinese)
李健, 荣吉利. 近壁面气泡运动特性的数值计算 [J]. 高压物理学报, 2010, 24(3): 168-174.
- [5] Cooke D G, Kandlikar S. Pool boiling heat transfer and bubble dynamics over plain and enhanced microchannels [J]. ASME J Heat Transfer, 2011, 133(5): 052902.
- [6] Hutter C, Sefiane K, Karayiannis T G, et al. Nucleation site interaction between artificial cavities during nucleate pool boiling on silicon with integrated micro-heater and temperature micro-sensors [J]. Int J Heat Mass Transf, 2012, 55(11): 2769-2778.
- [7] Chung H J, No H C. A nucleate boiling limitation model for the prediction of pool boiling CHF [J]. Int J Heat Mass Transf, 2007, 50(15): 2944-2951.
- [8] Huang C, Wang B, Liu C L, et al. On the shape evolution of underwater explosion bubbles by cylindrical charges [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2011, 25(3): 235-241. (in Chinese)
黄超, 汪斌, 刘仓理, 等. 柱形装药水中爆炸气泡的形态演变 [J]. 高压物理学报, 2011, 25(3): 235-241.
- [9] Mu J L, Zhu X, Li H T, et al. Experimental research on underwater explosion energy output of explosive [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2010, 24(2): 88-92. (in Chinese)
牟金磊, 朱锡, 李海涛, 等. 炸药水下爆炸能量输出特性试验研究 [J]. 高压物理学报, 2010, 24(2): 88-92.
- [10] Wang C H, Dhir V K. Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface [J]. ASME J Heat Transfer, 1993, 115(3): 659-669.
- [11] Hsu Y Y. On the size range of active nucleation cavities on a heating surface [J]. ASME J Heat Transfer, 1962, 84(3): 207-215.
- [12] Han C Y, Griffith P. The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling-Part I [J]. Int J Heat Mass Transfer, 1965, 8(6): 887-904.
- [13] Han C Y, Griffith P. The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling-Part II [J]. Int J Heat Mass Transfer, 1965, 8(6): 905-914.
- [14] Forster D E, Greif F. Heat transfer to a boiling liquid-mechanism and correlation [J]. ASME J Heat Transfer, 1959, 81: 43-49.
- [15] Phan H T, Caney N, Marty P, et al. A model to predict the effect of contact angle on the bubble departure diameter during heterogeneous boiling [J]. Int Commun Heat Mass, 2010, 37(8): 964-969.
- [16] Fritz W. Maximum volume of vapor bubbles [J]. Physik Zeitschr, 1935, 36(11): 379-384.
- [17] van Stralen S J D, Sohal M S, Cole R, et al. Bubbles growth rates in pure and binary systems: Combined effect of relaxation and evaporation microlayers [J]. Int J Heat Mass Transfer, 1975, 18(3): 453-467.
- [18] Petrovic S, Robinson T, Judd R L. Marangoni heat transfer in subcooled nucleate pool boiling [J]. Int J Heat Mass Transfer, 2004, 47(23): 5115-5128.

Study on Heat Transfer Mechanism of Subcooled Pool Boiling under High Pressure

XIAO Bo-Qi^{1,2,3},JIANG Guo-Ping⁴,FAN Jin-Tu³,CHEN Ling-Xia¹

(1. *School of Mechanical and Electrical Engineering, Sanming University, Sanming 365004, China;*

2. *Sanming Engineering Research Center of Mechanical CAD, Sanming 365000, China;*

3. *Institute of Textiles and Clothing, The Hong Kong Polytechnic University, Hongkong 999077, China;*

4. *Earthquake Engineering Research Test Center, Guangzhou University, Guangzhou 510405, China)*

Abstract: There is not a widely recognized theory which can explain the heat transfer of subcooled pool boiling under high pressure, so the mechanism of heat transfer of subcooled pool boiling is not clear. In order to disclosure the physical mechanisms of heat transfer for the subcooled nucleate pool boiling and obtain the relation between the bubble departure frequency and active cavity radius, the functions of heat transfer were analyzed according to the distribution of active cavity on boiling surfaces. A mathematical model was derived based on statistical treatment for the subcooled nucleate pool boiling heat transfer under high pressure. The proposed model for the heat flux of the subcooled nucleate pool boiling heat transfer is found to be a function of wall superheat, liquid subcooling, active cavity size, the contact angle and physical properties of fluid. No additional or new empirical constant is introduced. Comparing the model predictions with the existing experimental data, an excellent agreement between the model predictions and experimental data is found for different liquid subcoolings. The validity of the mathematical model for the subcooled nucleate pool boiling is thus verified. The analytical model reveals the physical principles of the heat transfer of subcooled pool boiling.

Key words: active cavity; high pressure; subcooling; pool boiling; heat transfer; mathematical model