第 29 卷第 1 期　　工 程 热 物 理 学 报　　Vol.29, No.1
2008 年 1 月　　JOURNAL OF ENGINEERING THERMOPHYSICS　　Jan., 2008

微重力池沸腾现象中的汽泡脱落直径

刘　刚　赵建福　万士昕　闫　娜

（中国科学院力学研究所国家微重力实验室，北京 100080）

摘　要　本文报道了空间微重力池沸腾过程中的汽泡脱落现象，观测到微重力条件下小汽泡行为与常重力时相似，但在中等尺寸范围内，汽泡往往粘附在加热丝上做横向振动，并不断合并所碰到的小汽泡，直到超过临界尺寸后脱落。本文在 Lee 模型 (1992) 的基础上引入热毛细作用力，成功地解释了实验观测到的独特的汽泡动力学行为特征。

关键词　微重力；池沸腾；汽泡脱落直径；铂丝

中图分类号：TK124　　**文献标识码**：A　　**文章编号**：0253-231X(2008)01-0093-03

BUBBLE DEPARTURE DIAMETER IN MICROGRAVITY POOL BOILING

LIU Gang　ZHAO Jian-Fu　WAN Shi-Xin　YAN Na

(*National Microgravity Laboratory, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100080, *China*)

Abstract　In the present paper, the phenomenon of the bubble departure pool boiling in microgravity are reported. The same behavior of tiny bubbles can be observed both in microgravity and in normal gravity. On the contrary, the bigger bubbles with about several millimeters in diameter stay on the wire, oscilate along the wire, and coalesce with adjacent bubbles till its size exceeds another critical value. Considering the Marangoni effect, a mechanistic model about bubble departurement is presented, based on the model of Lee (1992), to reveal the mechanism underlying this phenomenon. The predictions consist with the experimental observations qualitatively.

Key words　microgravity; pool boiling; departure diameter; Pt wire

1 引　言

在核态池沸腾现象中，加热面上汽泡的形成、生长与脱落及相关瞬态热、质传递过程，对传热效率具有重要意义。现有的核态池沸腾换热机理模型往往是从研究单个汽泡的动力学特征入手，并以汽泡的脱落直径和脱落频率等来表征汽泡的动力学特征 [1]。因此，研究汽泡脱落机理对认识核态沸腾传热内在机制具有特别重要的意义。

汽泡脱落机理的研究已经有数十年的历史，积累了大量的实验数据和众多经验或半经验的预测模型，如著名的 Fritz 模型 [2,3]。但限于沸腾现象的极端复杂性，汽泡脱落直径及脱落频率的预测至今还没有取得令人满意的结果，限制了这些沸腾换热机理模型的应用。

本文首先分析了在我国第 22 课返回式卫星上进行的空间微重力池沸腾实验中记录的汽泡动力学行为特征，并将观测到的汽泡脱落直径与文献中常用的预测模型进行比较；同时，考虑微重力条件下毛细现象的重要性，引入热毛细力来解释空间实验中观测到的 4 类汽泡的独特的动力学特征。

2 微重力池沸腾中的汽泡脱落现象

空间实验工质采用 R113，一根直径 60 μm、长度 30 mm 的铂丝同时充当加热元件及其表面温度测量元件，加热铂丝的温度采用自反馈桥式控制电路进行调整和控制。在本文所报道的核态池沸腾实验中，液体工质的压力和温度分别为 0.1 MPa 和 21°C，壁面过热度约为 30°C[4]。

为了避免残余重力方向变化引起的汽泡脱落方向与观测面间的差异对测量结果的影响，以及电极扰动和汽泡合并等的影响，这里仅对汽泡脱落方向平行于观测面时热丝中部的孤立汽泡进行统计与分析。图 1 为微重力池沸腾过程中典型的汽泡形态，

收稿日期：2007-01-29；**修订日期**：2007-11-28

基金项目：中国科学院知识创新工程 (No.KJCX2-SW-L05)；国家自然科学基金 (No.10432060) 资助项目

作者简介：刘　刚 (1981-)，男，北京人，硕士研究生，主要从事微重力池沸腾传热的研究。

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

右边箭头标示出了刚脱落的小汽泡，直径 0.5 mm；左边箭头则标示出了粘附在热丝上的大汽泡，直径 6.1 mm 。

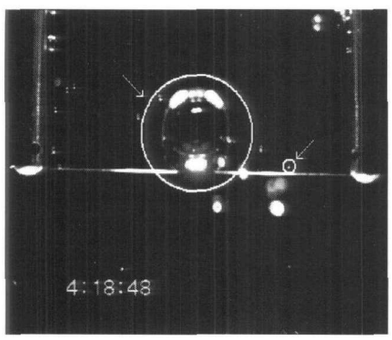

图 1 孤立汽泡区的汽泡状态

图 2 为汽泡脱落直径的统计结果：较小的汽泡 (直径约为 0.3~1.0 mm) 不断从铂丝表面脱落并缓慢远离加热表面；中等尺寸汽泡 (直径约为 3.5~6.5 mm) 则粘附在铂丝上做横向振动，并会不断合并所碰到的小汽泡；铂丝表面在沸腾起始时形成的一个大汽泡一直粘附在加热丝上，但它并未包裹细丝，随着热流增大，该汽泡不断长大 (其间也吸收底部其他小汽泡)，最终在其直径达到约 8.5 mm 时从丝上脱落。这样，可以将汽泡直径划分为 4 个区域：小于 0.3 mm ，汽泡将停留在加热丝上； 0.3~3.5 mm ，汽泡将从加热丝表面脱落； 3.5~8.5 mm ，汽泡将粘附在加热丝上；大于 8.5 mm ，汽泡又将从加热丝表面脱落。这说明在微重力条件下存在两个汽泡脱落直径：第一脱落直径 (约 0.3 mm) 和第二脱落直径 (约 8.5 mm) 。需要说明的是，这里未统计在充分发展的核态沸腾中，相近尺寸的汽泡 (一般为 3.5~8.5 mm) 间的合并、振荡引发的汽泡脱落现象。这是文献中常用模型如 Fritz 模型 [2,3] 、 ZKM 模型 [5] 、 Karri 模型 [6] 和 Lee 模型 [7] 无法完全预测的。

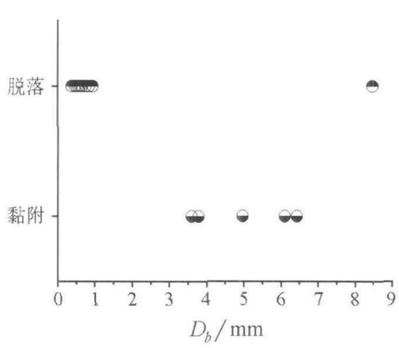

图 2 汽泡脱落直径

究其原因，这些模型均未考虑热毛细效应的影响。而在微重力环境中，由于浮力效应被极大地抑制甚至完全消除，界面效应将成为流体运动中极为重要的特征。温度不均匀导致的表面张力变化会驱动周围流体运动，形成 Marangoni 对流，并对汽泡施加一定的力。在池沸腾过程中，汽泡周围的液体内将形成明显的温度梯度，造成汽泡表面温度不均匀，上部温度高而下部温度低，由此形成的表面张力梯度将驱使汽泡向高温端 (即热丝表面) 迁移，阻碍汽泡的脱落。

3 汽泡脱落模型

这里，以 Lee 的汽泡脱落模型 [7] 为基础。为了引入热毛细效应，首先需要将热毛细效应表示成热毛细力的形式。

利用汽泡 Marangoni 迁移的 YGB 理论 [8] ，并考虑在固定的温度梯度场，若不考虑物性随温度的变化及壁面效应，汽泡的迁移过程将会达到稳定状态，此时汽泡受力将达到平衡，即热毛细力等于粘性阻力。因此，可以将将热毛细力 F_m 表示为：

$$F_m = 2K\pi|\sigma_T|T'R^2 \tag{1}$$

式中，σ_T 、T' 和 R 分别代表表面张力温度系数、温度梯度和汽泡半径，因子 K 代表对有限 Reynolds 数和 Marangoni 数汽泡的热毛细迁移运动对 YGB 线性理论的偏离及加热器周围温度场非均匀性等的修正。

由于热毛细力驱动汽泡向高温即热丝表面迁移，阻碍汽泡的脱落，可归为阻碍力。另一方面，汽泡所受到的浮力 F_b 、惯性力 F_i 、压差力 F_p 将驱使汽泡从加热面脱落，而表面张力 F_s 、粘性阻力 F_d 则和热毛细力 F_m 一样将阻碍汽泡的脱落 [7] 。这样，可将汽泡生长过程的力学平衡条件表示为：

$$F_d + F_s + F_m = F_i + F_p + F_b \tag{2}$$

假设汽泡生长半径满足关系式 [6,7] ：

$$R = E\tau^{1/2} \tag{3}$$

$$E = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} Ja\sqrt{\alpha_L} \tag{4}$$

则式 (2) 可改写为：

$$C_4y^4 + C_3y^3 + C_1y + C_0 = 0 \tag{5}$$

其中：

$$y = \tau^{1/2} \tag{6}$$

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$C_4 = \frac{4}{3}\pi E^3\left(\rho_L - \rho_V\right)g \tag{7}$$

$$C_3 = -2K\pi\left|\sigma_T\right|T'E^2 \tag{8}$$

$$C_1 = 4\sigma R_0 \sin^2\beta + \frac{\pi}{3}\rho_L E^4 \tag{9}$$

$$C_0 = R_0 E^3 \rho_L \sin^2\beta\left(\frac{1}{3} - \frac{3}{8}C_d\right) \tag{10}$$

$$C_d = \frac{5360}{\left[R\left(dR/d\tau\right)\rho_L/\mu_L\right]^{0.79}} \tag{11}$$

其中，α_l、C_d、ρ_L、σ、ρ_V、g、β 和 R_0 分别表示液相热传导系数、粘性阻力系数、液相密度、表面张力、汽相密度、重力加速度、壁面接触角和加热丝半径，Ja 为 Jacob 数。

记 $f(y) = C_4y^4 + C_3y^3 + C_1y + C_0$，则 $f(y) < 0$ 时，驱动力将大于阻碍力，汽泡会停留在热丝上；$f(y) > 0$ 时，驱动力将小于阻碍力，汽泡将从热丝上脱落；而 $f(y)=0$ 所对应的汽泡临界尺寸即为汽泡脱落直径。

4 比较与讨论

图 3 为 $f(y)$ 在不同重力时的变化特征 (R113，压力 0.1 MPa，过冷度 26°C，壁面过热度 30°C，接触角 5°，K=0.035)。常重力条件下，在自变量大于 0 时方程 (5) 有唯一解，D_b≈0.11 mm，并随着重力减小而逐渐增大 (但其变化非常微弱)。这与 Lee 模型预测结果在数值上的差别微不可辨，说明常重力条件下热毛细对流的影响可以忽略。但是，当残余重力小于 1.36×10^{-4} g 时，方程 (5) 出现第 2 个非负解；重力进一步降低，第 3 个非负解出现。

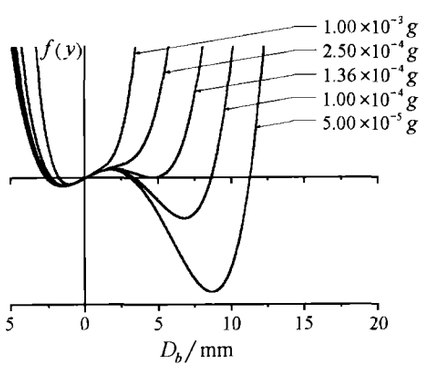

图 3　$f(y)$ 随重力的变化

对于本次空间实验，取残余重力加速度为 10^{-4} g，并选取热毛细对流修正因子 K=0.035，可以得到 D_b 的 3 个解：D_{b1}=0.11 mm，D_{b2}=3.4 mm，D_{b3}=8.6 mm，这与空间实验观测到相当吻合一相应的实验数值分别为 0.3 mm，3.5 mm 和 8.5 mm。

进一步的分析发现：(1) D_{b1} 随重力的减小而有极微弱的增加，并逐渐趋近一定值 (约 0.13 mm)；在 1~10^{-5} g 范围内，D_{b1} 约为 0.11~0.13 mm。这与 Karri 模型 (0.27~0.28 mm) 和 Lee 模型 (0.11~0.13 mm) 在趋势和量级上是相同的。(2) D_{b2} 在重力加速度约等于 1.36×10^{-4} g 时开始出现，其值约为 4.7 mm，并随着重力加速度的减小逐渐趋于一定值 (约 2.7 mm)。(3) D_{b3} 在对数坐标下与重力呈线性关系，并且随着重力的减小而增加；在 10^{-4} ~10^{-5} g 范围内，D_{b3} 约为 8.6~95.8 mm，这与 Fritz 模型 (10.9~34.4 mm) 和 ZKM 模型 (7.1~15.4 mm) 预测的变化趋势是相同的。

5 结　论

利用我国第 22 颗返回式卫星，我们开展了微重力环境池沸腾传热实验研究。本文对细铂丝表面过冷核态沸腾过程中汽泡的动力学行为及其脱落直径进行了分析，发现了与地面常重力环境不同的特征，无法用文献中常用的预测模型予以解释。考虑到微重力环境中毛细作用的重要性，本文以汽泡 Marangoni 迁移的 YGB 理论为基础，将热毛细效应引入到传统的汽泡脱落理论 (Lee 模型) 中，得到了微重力条件下汽泡脱落直径的多重解，定性地解释了空间实验现象。此外，若取热毛细对流修正因子 K=0.035，则可以得到与实验数据符合甚好的定量结果。

参 考 文 献

[1] 杨春信，吴玉庭，袁修干，等. 核态池沸腾中气泡生长和脱落的动力学特征 — 气泡动力学研究回顾. 热能动力工程，1999, 82(14): 246–249

[2] Fritz W, Ende W. Berechnung des Maximalvolumens Von Dampfslasen. Physik, Zeitschr, 1935, 36: 379–384

[3] Fritz W, Ende W. Uber den Verdampfungsvorgang Nach Kinematographischen Aufnahmen an Dampfblasen. Physik, Zeitschr, 1936, 37: 391–401

[4] 刘刚. 不同重力条件下细铂丝表面过冷池沸腾传热研究：[硕士论文]. 北京：中国科学院力学研究所，2006

[5] Zeng LZ, Klausner JF, Mei R. A Unified Model for the Prediction of Bubble Detachment Diameters in Boiling System – 1. Pool Boiling. Int. J. Heat Mass Transfer, 1993, 36(9): 2261–2270

[6] Karri SBR. Dynamics of Bubble Departure in Micro-Gravity. Chem. Eng. Comm., 1988, 70: 127–135

[7] Lee DJ. Bubble Departure Radius Under Microgravity. Chem. Eng. Comm., 1992, 117: 175–189

[8] Young NO, Goldstein JS, Block MJ. The Motion of Bubbles in a Vertical Temperature Gradient. J. Fluid Mechanics, 1959, 6: 350–356

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net