

文章编号: 1000-8055(2003) 02-0225-05

# 毛细管内部核化过程分析

田 勇, 彭晓峰  
(清华大学 热能工程系, 北京 100084)

**摘要:** 针对微细结构内部的核化沸腾特性进行理论和实验研究, 利用统计理论分析并且导出受热工质内部沸腾发生所需的过热度, 揭示出毛细管道内部空间尺度对核化的影响。实验中, 对四种工质(去离子水、甲醇、乙醇、四氯化碳)在毛细管内部的沸腾现象进行了观察和测量, 结果表明理论分析与实验观测结果吻合得较好。  
**关键词:** 航空、航天推进系统; 毛细管; 沸腾核化; 统计力学; 相变  
**中图分类号:** TK124 **文献标识码:** A

## Analysis of Boiling Nucleation in Capillary Tubes

TIAN Yong, PENG Xiao-feng  
(Tsinghua University, Beijing 100084, China)

**Abstract:** Theoretical and experimental investigation was conducted to explore microscale boiling nucleation characteristics. By using a statistical mechanics approach, the effect of spatial scale on the bubble nucleation in capillary tubes was analyzed and the superheat temperature of liquid heated in capillary tubes was theoretically derived as a function of spatial scale. The boiling phenomena were observed and the nucleation temperatures were measured for four kinds of fluids (water, methanol, ethanol, and carbon tetrachloride) boiled on a platinum wire confined in capillary tubes. The comparisons indicate reasonable coincidence between theoretical findings and experimental observations.

**Key words:** aerospace propulsion; microscale boiling; boiling nucleation; statistical mechanics; phase transition

### 1 前 言

很多研究者发现微尺度条件下的沸腾过程存在着一些奇特现象, 包括在很高的过热度 and 热流密度下没有产生在通常情形下清晰可见的核态沸腾现象, 据此推测微尺度条件下的沸腾过程有着独特、值得关注的特性<sup>[1~4]</sup>。在国内的研究者中, 作者所在研究组发现微尺度沸腾过程中存在着“气泡受抑”行为<sup>[5~8]</sup>, 基于实验观察, 提出了“汽化空间”和“拟沸腾”的概念。这种概念可以用一种

比较形象直观的过程来描述, 对于汽液相变, 由于一级相变过程必然伴随着密度的较大变动, 那么在工质所处的空间尺度小到一定程度时, 对于密度的变动必然产生一种明显的影响, 直观体现在汽化核心迅速而连续的产生—消失, 在这种情形下活化核心很难达到临界胚泡尺寸, 继而致使气泡难以生成, 但其换热能力比起单相流动却要大很多。为衡量拟沸腾的程度, 文献[9]导出一个临界核心形成所需的最小理论过热度与空间特征尺寸毛细管直径  $D$  的关系式:

收稿日期: 2002- 03- 25; 修订日期: 2002- 09- 04  
基金项目: 国家自然科学基金资助项目(59625612, 59976016)  
作者简介: 田勇(1978- ), 男, 辽宁鞍山人, 清华大学热能工程系博士生, 主要从事微尺度条件下相变换热研究。

$$\Delta T_{\text{sup}} = \frac{1120Ts(v'' - v)}{h_b D_h} \quad (1)$$

另一方面,文献[10]建立存在于过热液体中的汽化核心总体平衡关系。通过对描述核心的产生和消失过程的生长方程的分析,可以证明对于某种外部扰动,可能导致核心尺寸在很大程度上上的缩小,使其很难达到临界值,这个过程即是拟沸腾过程。外部扰动的来源如果是核心生长突发的压力波动,被壁面反射回来对核心本身起到了抑制作用。进一步地,文献[11]分析了液体中分子能量的统计分布以及这种能量分布与核化过程的关系,推导了相变发生温度与空间尺度的关系。

本文将对文献[11]中的具体参数进行定量化的分析,确定了相变发生温度与空间尺度的比较明确的关系式,并将本文的推导与式(1)以及文献[11]中报道的实验结果进行比较。

## 2 理论分析

根据统计力学理论,在容积  $V$  中具有能量  $\epsilon - \epsilon + d\epsilon$  的分子占据的相体积内具有的量子态数为  $2\pi V (2m/h^2)^{3/2} \epsilon^{1/2} d\epsilon$ ,即相当于能级  $\epsilon$  的简并度  $g_\epsilon$ 。式中:  $m$  为液体分子实际质量,  $h$  为普朗克常数,  $\epsilon$  为分子能量。假设系统在成核的时间区域内为孤立系,利用玻尔兹曼分布得到系统的配分函数  $Z$  为:

$$Z = \sum_i g_i e^{-\beta \epsilon_i} \quad (2)$$

式中  $\beta = \frac{1}{kT}$ ,  $g_i$  为  $i$ -能级的简并度。则系统的自由能  $F$  可由统计力学的公式计算得到:

$$F = -NkT \ln Z \quad (3)$$

其中:  $N$  为系统粒子数,  $k$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为系统温度。

因为相邻能级之间的能量间距很小,且粒子的量子态数量巨大,因此配分函数可以写成积分形式,则单位体积的自由能:

$$F_V = -\frac{NkT \ln Z}{V} = -N_V kT \ln Z = -N_V \cdot kT \ln \left[ \int 2\pi V \left( \frac{2m}{h^2} \right)^{3/2} \epsilon^{1/2} e^{-(\epsilon/kT)} d\epsilon \right] \quad (4)$$

一般能级范围有限,因为处在极低能级和极高能级的粒子数量都是很少的,因此可以忽略这些粒子的存在。假设能级处于  $[\epsilon_{\min}, \epsilon_{\max}]$ , 根据积分中值定理,存在一个  $E_l \in [\epsilon_{\min}, \epsilon_{\max}]$ , 使得:

$$\ln \left[ V \cdot 2\pi \left( \frac{2m}{h^2} \right)^{3/2} e^{-(\epsilon_l/kT)} E_l^{1/2} (\epsilon_{\max} - \epsilon_{\min}) \right] \quad (5)$$

式中:  $N_V$  为单位体积内的粒子数,  $m$  是单个粒子质量,  $m = \frac{M}{N_A}$ ,  $M$  是物质的摩尔质量,  $N_A$  是阿弗加德罗常数,  $\epsilon$  为子系统  $l$  的能量。

要产生相变,必须跨越势垒,这里用自由能来简单地类比势垒,假设势垒为  $F_{V_{\max}}$ , 那么  $T_l$  为产生相变时的温度,那么由上式推导得:

$$T_l = \frac{E_l - \frac{F_{V_{\max}}}{N_V}}{k \ln \left[ 2\pi \left( \frac{2M}{N_A h^2} \right)^{3/2} E_l^{1/2} (\epsilon_{\max} - \epsilon_{\min}) \cdot V \right]} \quad (6)$$

上式表明  $V$  降低导致了过热度的不断升高,这和大量观察到的事实是一样的。另外,  $T_l$  不是无限升高的,其极限是到工质的过热极限。当  $V$  继续降低时,小到甚至只有很少的分子在内部时,此时介质不能用连续相的方法处理。因为分子数量太少,这样不同相之间的区别就越发不明显,甚至当体积小到一个分子的自由程量级尺度时,完全就没有相的区别了,那么这个时候相变是无意义的。

$V$  的定义域是存在上限的,否则将出现  $V \rightarrow \infty$  时,  $T_l \rightarrow 0K$  的不正确结论。在毛细管道内,认为  $V$  是一个以管道的横截面直径为短轴的一个椭球体的体积。团聚布朗运动的特点可以说明这种设想。因为团聚是向各个方向运动,而在管壁处受到限制,运动的区域就形成了这种如图1所示的形状。

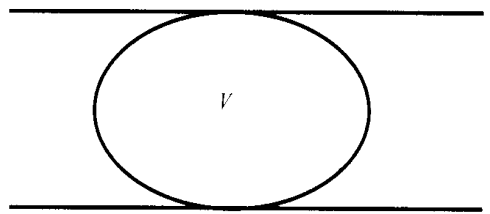


图1 空间体积  $V$  的示意图

Fig. 1 The sketch of volume  $V$

对  $V$  的上限的确定,需要对在液体中团聚作运动分析,团聚在液体中作布朗运动,根据朗之万方程在一维自由粒子情况下的解:

$$\overline{(x - x_0)^2} = \frac{2kT}{\alpha} t \quad (7)$$

从中可以计算出一个团聚在生长为气化核心的时间内所离开其产生点的迁移量的大小。在这个迁移量中,该团聚必须遇到足够数量的活化分子,以及其他团聚,以使自身不断生长,如果遇到强的扰

动, 很可能会湮没, 不能生成气化核心。

以水为例, 设水温为  $120^{\circ}\text{C}$  ( $393\text{ K}$ ), 根据  $\alpha = 6\pi r\eta$ , 已知水的粘滞系数  $\eta$  为  $0.001142\text{ kg/ms}$ , 团聚的半径取  $10^{-8}\text{ m}$ , 团聚是在尚未达到所需过热度时就已经在液体中生成, 因此计算用时间应该是从团聚出现到起沸之间的这段时间值, 按照实验中的加热时间(每隔  $1\sim 2$  分钟升温一次), 取  $t = 30\text{ s}$  代入式(6), 计算得:

$$\overline{x - x_0} \approx 0.0389\text{ mm} \quad (8)$$

也即, 在这段时间和这个距离内, 一个团聚需要遇到足够的活化分子或与其它团聚聚合, 才能形成核化中心, 如果碰到壁面或者其它剧烈的扰动, 团聚极有可能消失, 那么当空间尺度小到可以与此数量级相比拟时, 大量的团聚会碰壁消失, 这样气化核心的形成就受到了抑制。

图 2 所示为  $y(\epsilon) = \epsilon^{1/2} e^{-(\epsilon/kT)}$  的函数图像(这里横坐标采用  $x = \frac{\epsilon}{kT}$ , 纵坐标采用  $y = \frac{y(\epsilon)}{(kTs)^{1/2}}$ , 为确定积分中值分子平均能量  $E_l$ , 首先要确定最小能级对应能量  $\epsilon_{\min}$  和最大能级对应能量  $\epsilon_{\max}$ 。

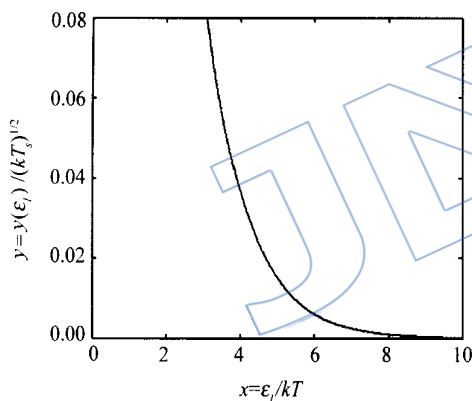


图 2 函数  $y(\epsilon) = \epsilon^{1/2} e^{-(\epsilon/kT)}$  的图像

Fig. 2 The function of  $y(\epsilon) = \epsilon^{1/2} e^{-(\epsilon/kT)}$

对于过热液体, 认为其中的粒子最低能级为形成气泡后气泡内气体分子的能量。将气泡内气体近似处理为理想气体。对于水(三原子分子)以及有机溶剂, 有:

$$\epsilon_{\min} = \frac{7}{2} kTs \quad (9)$$

$\epsilon_{\max}$  的值应该使  $\epsilon_{\max}^{1/2} e^{-(\epsilon_{\max}/kT)} \rightarrow 0$ , 通过计算结果确定:

$$\epsilon_{\max} \approx 8 \times 10^3 kTs \quad (10)$$

通过计算得到积分中值:

$$E_l = 83.5 kTs \quad (11)$$

形成沸腾必需的能量是气体分子的能量加上形成气泡必须做的功。则有:

$$\frac{F_{V\max}}{N_V} = \frac{7}{2} kTs + \frac{4\pi r^2 \cdot \sigma}{n_b} \quad (12)$$

式中  $n_b$  是一个气泡内的分子数目,  $\sigma$  为表面张力系数。对于理想气体有:

$$n_b = \frac{4\pi r^3 P_v}{3kTs} \quad (13)$$

将式(13)代入式(12)得到:

$$\frac{F_{V\max}}{N_V} = \frac{7}{2} kTs + \frac{3kTs\sigma}{P_v r} \quad (14)$$

在气泡形成初期,  $P_v \gg P_\infty$ , 那么  $P_v \approx P_v - P_\infty$ , 又根据 Young-Laplace 方程  $P_v - P_\infty = 2\sigma/r$ , 则有:

$$P_v = 2\sigma/r \quad (15)$$

将式(15)代入式(14), 有:

$$F_{V\max}/N_V = 5kTs \quad (16)$$

将上边得到的参数的结果代入式(6), 得到:

$$T_l = \frac{78.5 T_s}{\ln[4.904 \times 10^{35} (MT_s)^{3/2} V]} \quad (17)$$

以水为例 ( $M = 18\text{ g/mol}$ ), 可以得到:

$$T_{lH_2O} = \frac{29280.5}{\ln[2.698 \times 10^{41} V]} \quad (18)$$

若近似认为  $V = D^3$ , 那么上式化成:

$$T_{lH_2O} = \frac{29280.5}{\ln[2.698 \times 10^{41} D^3]} \quad (19)$$

则沸腾过热度与空间尺度关系的表达式为:

$$T_{sH_2O} = \frac{29280.5}{\ln[2.698 \times 10^{41} D^3]} - 373 \quad (20)$$

该表达式的函数图像如图 3 所示。

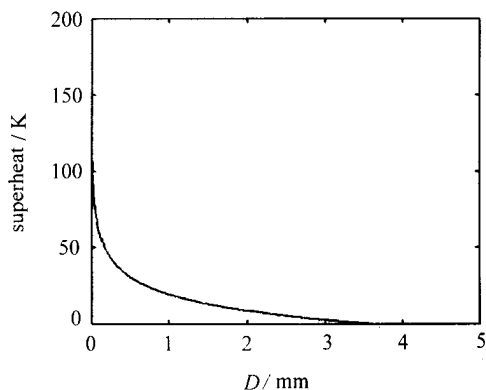


图 3 水沸腾所需过热度与空间尺度的关系

Fig. 3 The change of superheat with spatial scale for water

### 3 分析比较

在验证性实验中, 利用一根铂丝给不同直径

的毛细管内工质加热,同时用作热电阻来确定起沸时的壁面过热度。实验装置如图 4 所示。实验中利用去离子水、乙醇、甲醇和四氯化碳作为研究对象(更多的实验细节可参见文献[11]),实验结果列于表 1 中。注意到去离子水在管径为 1 mm 时的过热度为负值,原因是去离子水很容易溶解

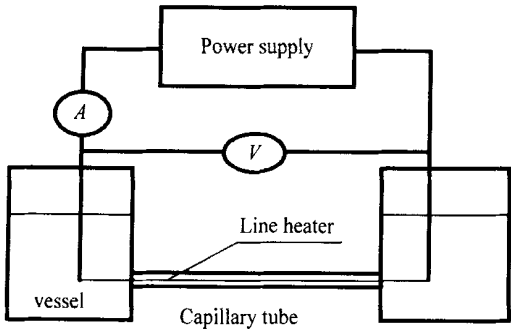


图 4 实验装置

Fig. 4 Experimental equipments

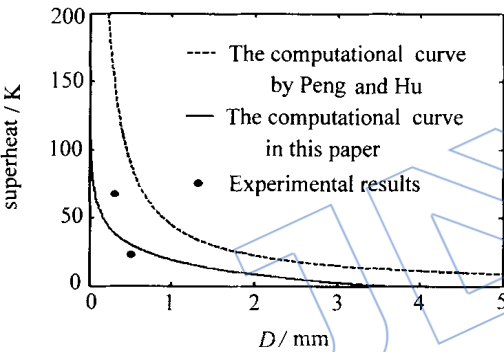


图 5 去离子水的比较结果

Fig. 5 Comparison of results for H<sub>2</sub>O

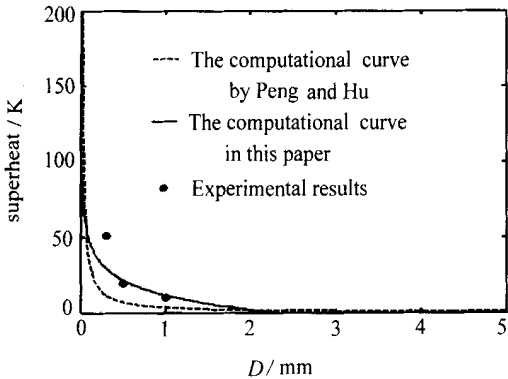


图 6 乙醇的比较结果

Fig. 6 Comparison of results for CH<sub>3</sub>CH<sub>2</sub>OH

一些气体,在铂丝某点处的局部温度超过一定温度时,就会产生气体溢出,从而造成气泡的生成,若该温度超过了水的饱和温度,在该点处就会产

生核化作用,但此时铂丝的平均温度还没有达到水的饱和温度,因而造成了该过热度测试值的不合理现象,这也是实验条件不够完善的结果,在今后的研究中,需不断地改进实验条件,严格工质的存放及灌注过程,尽量避免外界因素的不良影响。

表 1 实验结果(摘自参考文献[11])

Table 1 Experimental results cited from document<sup>[11]</sup>

|                   |       | 去离子水 | 乙醇   | 甲醇   | 四氯化碳 |
|-------------------|-------|------|------|------|------|
| $D=1\text{ mm}$   | 过热度/K | -5   | 10   | 9.7  | 5.3  |
| $D=0.5\text{ mm}$ | 过热度/K | 23.1 | 19.7 | 35.2 | 21   |
| $D=0.3\text{ mm}$ | 过热度/K | 67.3 | 51.1 | 55.7 | 69.2 |

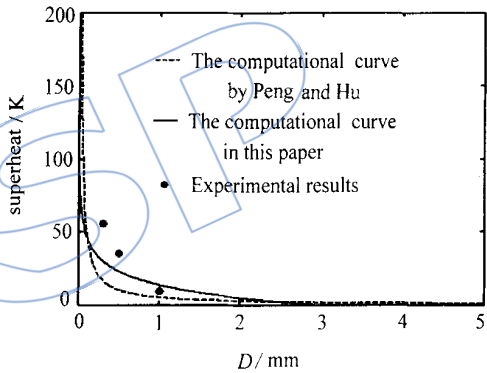


图 7 甲醇的比较结果

Fig. 7 Comparison of results for CH<sub>3</sub>OH

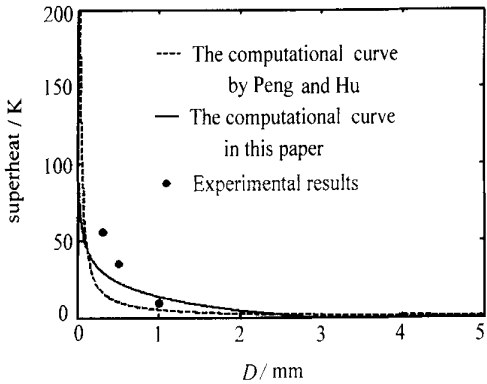


图 8 四氯化碳的比较结果

Fig. 8 Comparison of results for CCl<sub>4</sub>

图 5~图 8 显示了式(1)、式(6)的理论曲线与实验结果的比较,比较的结果可以看出这些理论计算值与实验结果的吻合程度较好。同时,这些结果有力地证实了本组早期对微小空间内部沸腾

所做出的一些预测<sup>[9]</sup>。

4 结 论

本文进行了微尺度条件下的核沸腾的理论和实验研究, 利用统计理论分析空间尺度对气泡在毛细管内形成过程的影响, 并定量地预测细管内受热工质沸腾发生时的过热度与空间尺度的关系。利用铂丝对不同管径的毛细管内部工质进行加热, 对沸腾过程进行了实验观测, 结果与理论分析结果的吻合程度比较好。

为了凸现尺度对沸腾影响的特点, 在研究中也忽略了很多客观影响因素, 这是造成理论模型和实验研究误差的主要原因。在今后的工作中, 我们还要进一步地完善理论分析和实验条件, 以期更深入地揭示微尺度条件下沸腾过程的一些本质性的问题。

参考文献:

[1] Bowers M B, Mudawar I. High Flux Boiling in Low Flow Rate, Low Pressure Drop Mini-Channel and Microchannel Heat Sinks[J]. Int. J. Heat Mass Transfer, 1994, 37: 321-332.

[2] Lin L, Udel K S, Pisano A P. Liquid-Vapor Phase Transition and Bubble Formation in Micro Structures[J]. Thermal Science and Engineering, 1994, 2: 52- 59.

[3] Ravigururajan T S, Cuta J, McDonald C E, et al. Effects of Heat Flux on Two-Phase Flow Characteristics of Refrigerator Flows in a Micro-Channel Heat Exchanger[R]. National Heat Transfer Conference, ASME HTD, 1996, 329 (7): 167- 171.

[4] Peng X F, Wang B X. Liquid Flow and Heat Transfer in Microchannels with/without Phase Change[R]. Proc. 10th Int. Heat Transfer, 1994, 1: 159- 177.

[5] Peng X F, Peterson G P. Flow Boiling of Binary Mixtures in Microchanneled Plates[J]. Int. J. Heat Mass Transfer, 1996, 39: 1257- 1264.

[6] Peng X F, Wang B X, Forced-Convection and Boiling Characteristics in Microchannels[R]. Proc. 11th Int. Heat Transfer, 1998, 1: 371- 390.

[7] Hu H Y, Peterson G P, Peng X F, et al. Interface Fluctuation Propagation and Superposition Model for Boiling Nucleation [J]. Int. J. Heat Mass Transfer, 1998, 41: 3483- 3490.

[8] Peng X F, Wang B X. Evaporation Space and Fictitious Boiling for Internal Evaporation of Liquid [R]. Science Foundation in China, 1994, 2: 55- 59.

[9] Peng X F, Hu H Y, Wang B X. Boiling nucleation during liquid flowing in microchannels [J]. Int. J. Heat Mass Transfer, 1998, 41: 101- 106.

[10] Peng X F, Liu D, Lee D J, et al. Cluster Dynamics and Fictitious Boiling in Microchannels[J]. Int. J. Heat Mass Transfer, 2000, 43: 4259- 4265.

[11] Peng X F, Tian Y, Lee D J. Bubble Nucleation in Microchannels: Statistical Mechanics Approach[J]. Int. J. Heat Mass Transfer, 2001, 44: 2957- 2964.