

加热丝上过冷池沸腾汽泡射流现象 及其模拟*

王 昊 D. M. Christopher (柯道友) 彭晓峰 王补宣

(清华大学热能工程系相变与界面现象实验室, 北京 100084)

摘要 实验观察分析直径 25 及 100 μm 微细铂丝上过冷池沸腾微小汽泡射流现象, 利用高速摄影和 PIV 技术获取汽泡周围射流形态及流场, 发现小尺寸汽泡具有明显的顶部射流, 大尺寸汽泡则可以在汽泡两侧出现多股射流. 通过分析汽泡界面相变换热以及热毛细力效应(Marangoni), 建立了近壁面汽泡计算模型并数值模拟汽泡周围流场, 模拟射流结构及喷射强度等与实验结果一致吻合. 分析证明, 热毛细效应引起汽泡界面快速流动并带动周围液体形成射流; 汽泡直径对于射流结构有重要影响, 决定着汽泡射流多样性结构.

关键词 过冷沸腾 汽泡 射流 多射流 PIV 数值模拟 热毛细力

沸腾现象与过程不仅广泛存在于自然界与日常生活当中, 与常规的动力、冶金、石油、化工、机械、制冷以及低温技术等传统产业和生产技术密切相联, 而且对诸如宇航、核能、超导和新能源等现代高新科学技术的发展具有重大影响. 经过几十年的发展, 沸腾换热已经成为国际上传热学科中最活跃的分支学科之一. 与沸腾换热尤其核态沸腾广泛应用和广阔前景形成较大反差的是, 人们努力地探索沸腾物理机理、揭示基本规律, 但是至今未能获得广泛公认和普遍接受的机理认识和理论^[1,2].

近年来在沸腾再认识的大潮流下, 加之特殊环境条件, 诸如微重力和微尺度科学技术发展应用对沸腾过程的依赖, 使得沸腾研究朝向更加深入、细致的方向发展, 对系统内各组成之间相互作用的了解也更加量化. 现代测量技术和实验手段的发展, 各种实时处理以及数字可视化技术的出现, 得以对局部细节过程和影响因素进行详尽观测. Henley^[3], Sadasivan^[4-6]以及Kenning^[7-9]等人深入地讨论了

2004-02-11 收稿, 2005-02-13 收修改稿

* 国家自然科学基金(批准号: 59976016)以及清华大学研究生创新基金资助项目

核化核心之间相互作用,指出传统理论的最大缺陷在于忽视沸腾系统的非线性特性. Kenning^[8,9]利用液晶显示取得沸腾壁面温度分布及变化过程,认为一个反映沸腾本质的模型应该包括几个方面:(i)考虑局部过热度以决定核化点的活性和传热分布;(ii)描述核化点分布,由它们活化和中断的条件进行分类;(iii)考虑传热热流的瞬时中断. Lin等人^[10,11]针对微尺度下均相沸腾开展了研究. Glod等人^[12]利用声波的测量研究微细加热丝上接近过热极限的暴沸过程,通过声波数据的整理对汽相生长进行重构. 同样在微细加热丝上沸腾实验中,文献[13~16]观察到壁面核化所产生的内容丰富的喷射现象,气泡与壁面之间相互作用引起的快速扫荡现象^[14],以及利用PIV测速技术得到微尺度气泡周围的流动结构^[16].

Shekrihadze^[17]在热面朝下的沸腾实验中观察到气泡头部存在向下的快速流动并推测这一流动造成的泵吸效果将会实质性影响换热,认为界面蒸发的不均匀是流动的诱因. Peng和Huang^[18]在激光照明下清楚地观测到气泡顶部出现的尾迹结构,归类为射流(jet flow);射流使得气泡附近的热边界层被显著削弱,推测产生的机制是由于气泡顶部的凝结所致. 目前此类现象还鲜见有系统的报道,为数不多的研究,大都限于现象观察,缺乏对于流动结构、流动强度等具体细节的认识,机理和效果的分析尚属推测,研究者之间有不同的见解. 本文在加热丝沸腾实验中,利用高速摄影以及PIV技术捕捉到小于 1 mm微小气泡周围此类规则流动现象和流动结构. 在实验基础上通过分析气泡界面相变换热以及热毛细力效应(Marangoni),建立了近壁面气泡计算模型并数值模拟气泡周围流场.

1 实验装置

如图 1 所示,沸腾发生装置主要由两端连接到铜电极上的铂丝、23 cm 见方的透明工质容器和直流电源组成. 安装好的铂丝浸入到容器工质中,通过直流电源对铂丝通电加热升温,在铂丝表面产生沸腾. 铂丝长度 49 mm,直径 0.1 或者 0.025 mm,可与水平面呈任意角度固定;表面粗糙度 RZ 为 0.8~1.6 μm ;化学成分: Pt 为 99.99%, Au $< 5 \times 10^{-4}\%$, Fe $< 5 \times 10^{-4}\%$. 通过测量铂丝两端电压以及通过的直流电流可以计算其发热功率和电阻. 利用事先标定好的铂丝电阻-温度换算关系求得加热丝的平均温度,计算得出壁面过热度. 误差分析得到热丝平均温度测量的不确定度约为 3 K. 加热丝通过两端铜电极造成的热损失低于 3%. 容器上方开孔与大气相接,容器内保持大气压力. 实验中工质有:去离子水、无水乙醇、95%乙醇以及 75%乙醇等.

高速摄影系统由高速摄像头、高分辨率图像采集卡、摄像照明系统和一系列光学镜头组成. 实验中使用 Kodak SR-Ultra (Motion Corder Analyzer SR 系列)数字摄像头,逐行扫描,最高摄像速度 10000 帧/s,感应阵列 658 像素 \times 496 像素,像素大小 7.4 $\mu\text{m} \times$ 7.4 μm . 实验中通常采用的摄像速度有 500, 1000, 2000 以及

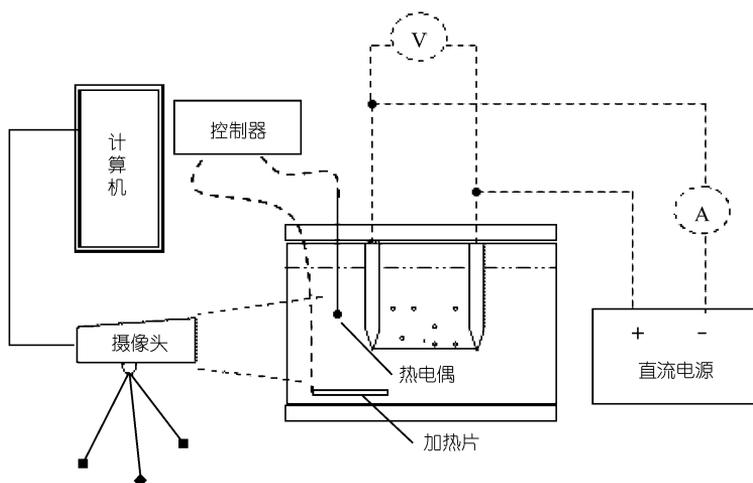


图 1 实验装置示意图

5000 帧/s 档. 500 帧/s 以上图像分辨率为 $512 \text{ 像素} \times 480 \text{ 像素}$. 实验采用的 PIV 系统可概分为 YAG 激光光源、数字摄像头(CCD video camera, PIVCAM 10-30)、图像采集卡(frame grabber board)、同步仪(synchronizer)与粒子影像测速分析软件(particle image velocimetry software) 5 大部分.

沸腾流场的 PIV 测量示意如图 2, 实验系统实物如图 3 所示. 实验中汽泡尺寸一般在 0.5 mm 以下, 为了观测其周围流场, 采用直径 $1 \mu\text{m}$ 的氧化铝颗粒作为示踪粒子, 同时对 CCD 摄像头进行改造, 包括采用附加套筒以及 105 mm 近拍镜头以进行显微观测. 误差分析得到 PIV 测量误差在 6%之内.

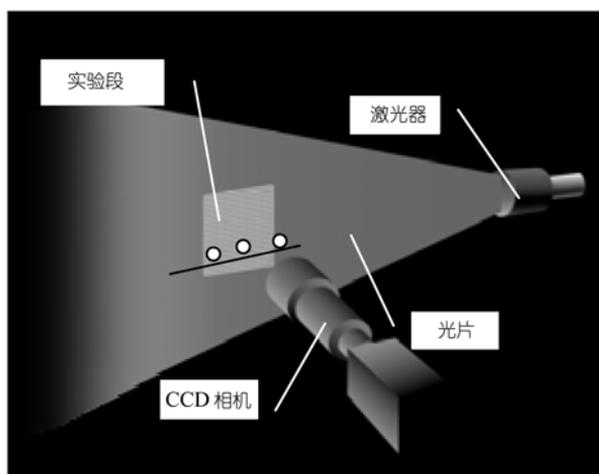


图 2 PIV 测量系统

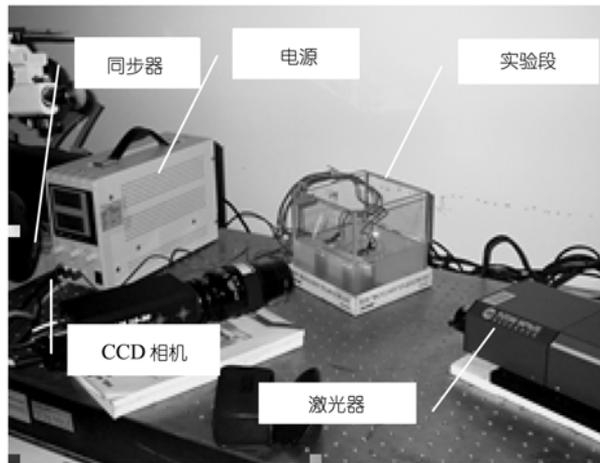


图 3 PIV 装置

2 实验观测

2.1 泡顶射流现象

在合适热流及主流液体过冷条件下, 微细加热丝上所产生的气泡可以较长时间停留, 为泡顶射流现象的形成和观测创造了条件. 对大气压下去离子水在 0.1 mm 直径加热丝的沸腾实验, 加热丝热流小于 $1.1 \times 10^6 \text{ W/m}^2$, 主液区温度低于 70°C 的范围内较易观测到射流现象; 对乙醇, 热流小于 $5.5 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, 主液区温度低于 50°C 时较易观测到射流.

泡顶射流现象观测的关键环节在于背光设置. 通过调节背光的角度以及强度, 利用光线折射将射流与周围液体区别, 这表明射流与周围过冷液体之间存在密度差. 另一方面, 射流与周围液体并无气泡界面那样明显的边界, 通过光线反射无法辨别射流, 说明射流成分应是以液相为主.

泡顶射流从气泡顶部开始, 以较强的动量进入主液区, 形成非常清晰的轨迹. CCD 实验观测到的泡顶射流基本形态如图 4 所示. 从图中可以清楚地分辨出射流的方向和延伸长度. 射流比较稳定, 实验中有的射流可稳定喷射数秒. 实际上, 只要气泡不发生较大变化(如与其他气泡合并而脱离加热丝), 其射流即可随气泡稳定并存. 可以确定, 通常的流场以及温度场的扰动或者气泡的突然变形都不能形成如此稳定而有规律的射流. 射流在主液区的轨迹, 反映射流的方向性及其强度, 方向通常大致垂直于加热丝, 突入主液区的深度可达 1 mm 以上, 为气泡直径的 10~20 倍.

射流离开气泡的方向基本不受重力影响. 实验中经常可以观测到向下的气泡射流, 如图 4(b)所示. 此时, 流动方向与重力方向相反, 可确定射流不是由自

然对流所引起的.

图 5(a)为 PIV 得到的气泡射流流场速度矢量在真实图片上的叠加, 箭头方向

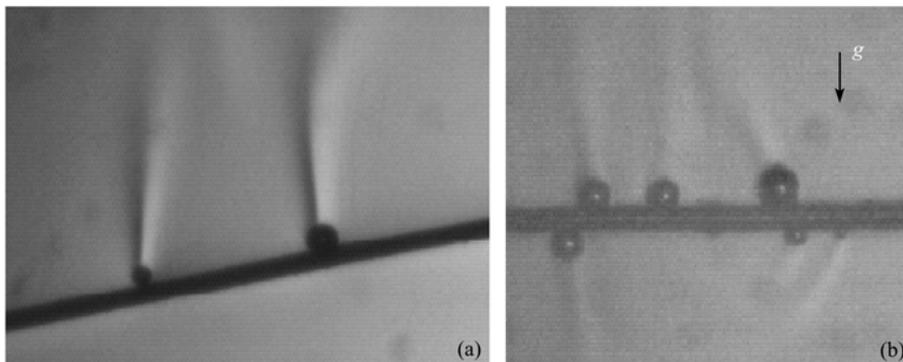


图 4 CCD 实验观测到的泡射流基本形态

(a) 倾斜加热丝, 热流 $5.3 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, 过热度 5°C ; 工质水, 过冷度 43°C . (b) 水平加热丝, 热流 $1.4 \times 10^6 \text{ W/m}^2$, 过热度 21°C ; 工质水, 过冷度 60°C

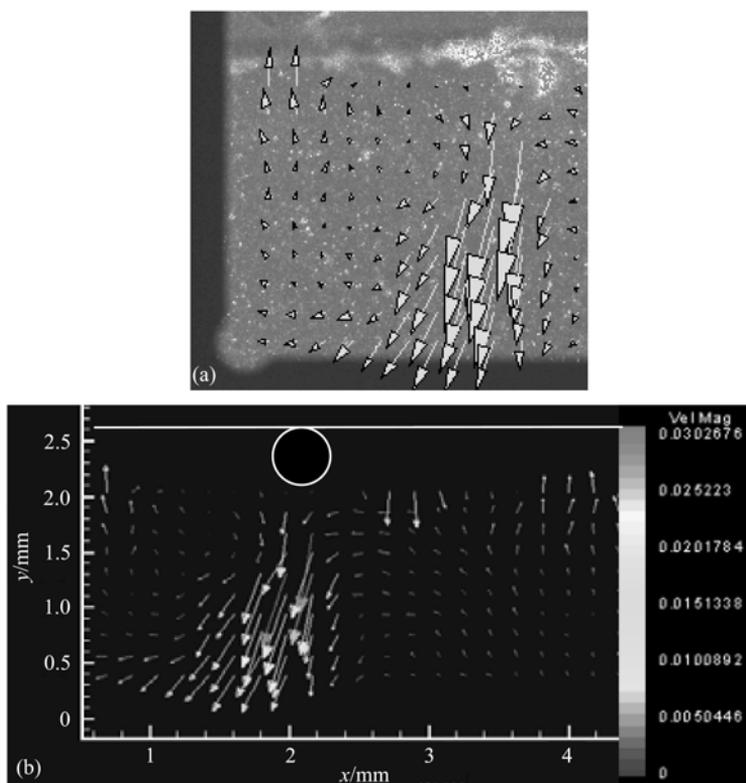


图 5 PIV 测得泡顶射流流场

热流 $5.5 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, 过热度 6°C ; 工质水, 过冷度 50°C

代表当地速度矢量, 长短反映流速相对大小. 图 5(b)更加清晰地表示出流场(汽泡已经标出), 可清楚辨别出泡顶射流, 射流在液区中的最快速度为 30 mm/s. 需要指出的是, 对于非常贴近汽泡表面的流场, 尚不能用 PIV 测得. PIV 系统测得的射流最快速度, 不包括汽泡表面的速度, 仅指可观测部分的速度, 或者也可以认为是汽泡上方流场的最快速度.

综合高速摄影和 PIV 实验结果, 泡顶射流的结构可抽象为如图 6 所示, 分为 4 个区域. 从汽泡底部开始, 分别是泵吸区(pumped region)、颈部(neck region)、扩张区(expanding region)和尾迹区(wake region). 汽泡底部附近的过热液体在泵吸区被吸起并向汽泡上方流动, 最终在颈部汇合, 使得颈部的速度达到最大, 之后进入扩张区, 最后在尾迹区与主液区混合. 泵吸区(pumped region)是射流结构的开始, 也是其重要组成部分. 一方面泵吸实现加热丝附近过热液体与主液区的热质交换; 另一方面, 当两个汽泡临近时, 泵吸区的相互作用是导致汽泡间相互作用的一个重要原因. 尾迹区是射流向主液区过渡的部分, 射流在尾迹区逐渐消失, 与主液区融为一体.

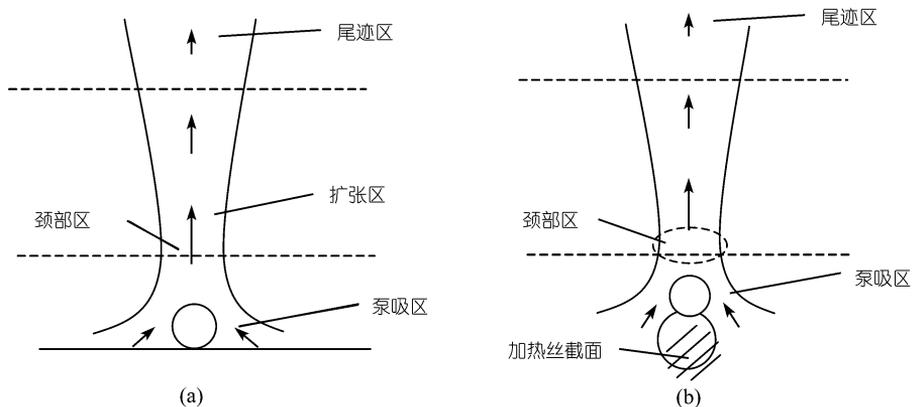


图 6 泡顶射流结构

(a) 加热丝中心面上泡顶射流结构, (b) 加热丝横截面上泡顶射流结构

需要说明的是, PIV 观测仅限于包含加热丝和汽泡中心的平面(也即图 6(a)的平面), 所见泵吸区仅只是此平面, 实际上汽泡四周都具有泵吸效应. 对泡顶射流而言, 汽泡四周各个方向的泵吸液体向上汇集, 在距离汽泡一定距离之外形成颈部, 达到较大流速.

2.2 多射流

在泡顶部射流研究过程中, 发现少数单个汽泡表面出现多个射流的情况. 本文将此种情况称为“多射流”现象, 并对射流的结构演化进行分析.

泡顶射流实验中发现, 在相同实验条件下, 大汽泡顶部射流不如小汽泡顶部射流明显. 小汽泡通常都拥有笔直而明显的泡顶射流, 大汽泡的泡顶射流则相对较弱, 甚或没有. 另一方面, 在针对泡顶射流的实验观测中, 在少数的图像中发现一些特殊的射流现象. 这些特殊现象对于分析泡顶射流的结构变化提供了最初的启示. 如图 7(a)所示是一个直径约 0.4 mm 汽泡产生的流动结构, 顶部出现通常的泡顶射流, 但在其底部还出现了另外一股似乎来自于底部附近的流动. 由录像观察可知, 此流动与泡顶射流成份以及速度相近, 可以推测此汽泡产生了另外一股表面射流.

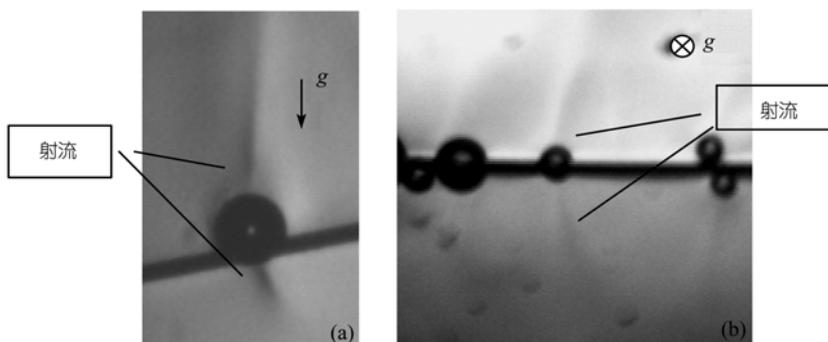


图 7 多射流现象

(a) 水平观测, $q_w'' = 5.3 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, $T_w = 377 \text{ K}$; 水, $T_b = 329 \text{ K}$. (b) 俯视观测, $q_w'' = 6.3 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, $T_w = 381 \text{ K}$; 水, $T_b = 332 \text{ K}$

实验中, 大多数汽泡由于重力以及自然对流的影响, 即使核化位置处于加热丝侧面, 也会最终移动到加热丝上表面. 以往对加热丝进行水平观测, 只能了解加热丝中心轴面上的流动情况. 为验证多射流现象, 变换实验的观测角度: CCD 摄像头垂直向下放置对实验段进行俯视拍摄, 背光照明由下向上. 实验中需尽量保持工质液面稳定以利于拍摄.

实验取得大量证据表明双射流现象客观存在. 如图 7(b), 中间汽泡(直径约 0.3 mm)出现两股射流持续喷出, 基本与加热丝中心面对称. 射流与加热丝并不完全垂直, 而是成一定倾斜角度, 可能原因是由于射流并不处于水平, 而是斜向上流动, 俯视观测时会得到图示效果.

处于加热丝侧面的汽泡在长大到一定尺寸之后, 通常会在自然对流以及浮力的作用下翻到加热丝上表面停留, 如此使得观测中可以对一个汽泡进行不同角度的观测. 图 8 是一个汽泡绕加热丝快速转动的过程. $t = 0 \text{ s}$ 时汽泡处于加热丝侧面, 此时未能观测到射流; 0.016 s 之后汽泡翻到加热丝上表面, 此时可以观测到汽泡前后两侧的射流.

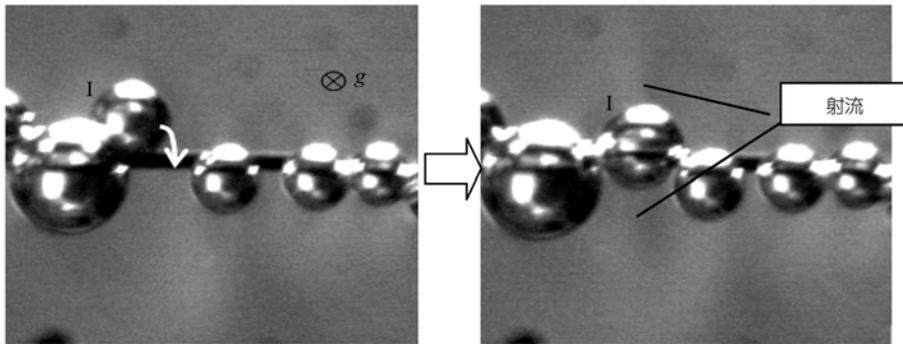


图 8 气泡快速转动到加热丝上表面

多射流结构中, 两股射流与加热丝轴中心面成一定夹角, 在某些观测角度不能对两股射流同时进行观测, 如图 8 中 $t = 0$ s 的情形. 双射流结构如图 9 所示, 射流与中心面之间的夹角 a 决定了双射流的方向. 当 $a = 0$ 时, 两股射流合并, 成为泡顶射流.

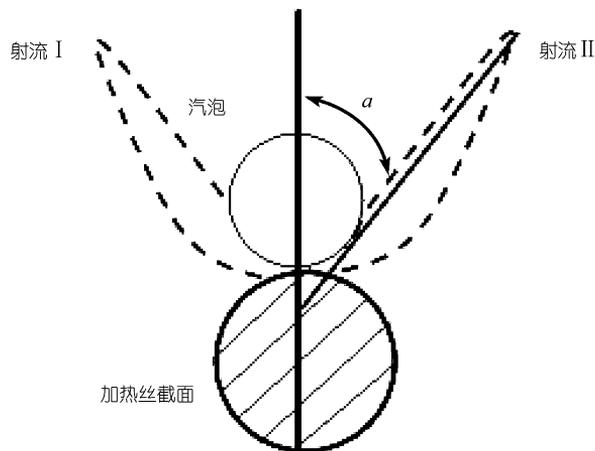


图 9 多射流结构

3 理论与模拟

3.1 模型描述

考虑一个 0.1 mm 丝上汽泡, 因对称性只需要对气泡及加热丝的四分之一进行计算, 如图 10(a) 所示. 气泡直径为 0.03 或者 0.06 mm. 气泡底部表面与壁面间微液层厚度通常为 0.5~2.5 μm ^[20]. 实验中加热丝为曲率较大的圆柱面, 与气泡无大面积接触, 可认为微液层厚度较厚, 取为 2 μm . 实际上气泡底部贴近加热丝

的只有很小一部分面积, 厚度变化不会对整体计算结果产生较大影响. 计算表明, 当微液层厚度取为 $1.5 \mu\text{m}$ 时, 计算得到界面平均流动速度与微液层厚度 $2 \mu\text{m}$ 的计算结果相差在 0.8% 以内.

计算区域如图 10(b) 所示, 外边界为 2 mm 的圆柱面, 是加热丝直径 20 倍, 外边界对气泡附近的流场计算基本不产生影响. 之后的验证计算表明, 当计算区域直径扩大到 5 mm 时, 模拟得到的气泡表面平均流速以及表面平均温度相差均在 1% 以下.

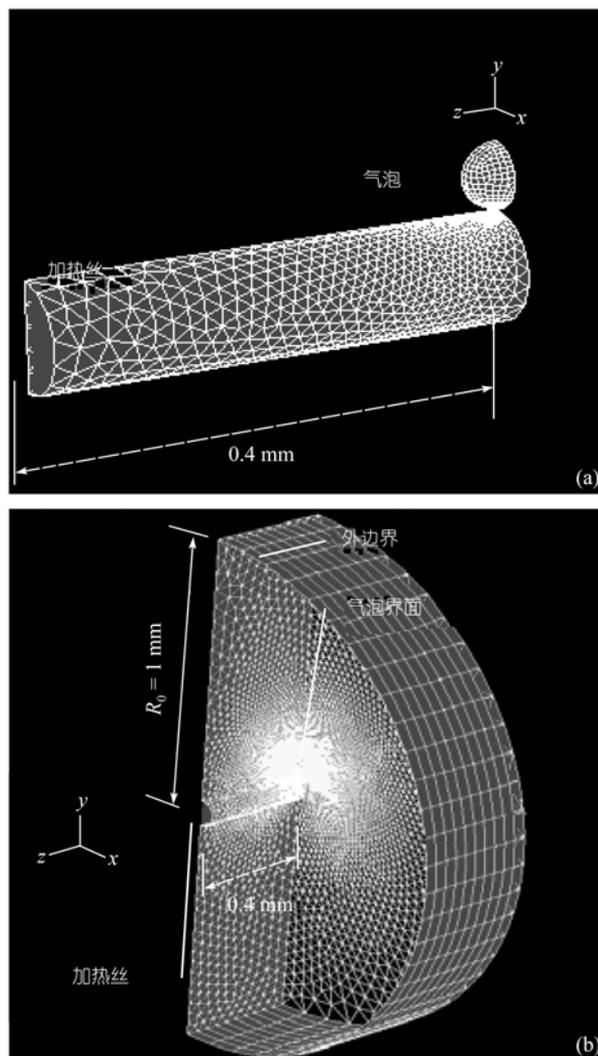


图 10 几何模型以及网格
(a) 气泡与加热丝, (b) 计算区域

实验中射流比较稳定, 有的射流可稳定喷射数秒. 实际上, 只要汽泡不发生较大变化(如与其他汽泡合并而脱离加热丝), 其射流即可随汽泡稳定并存. 流场计算采用三维层流模型, 控制方程如下:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1)$$

$$\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} = \nu \nabla^2 \mathbf{V} - \frac{\nabla p}{\rho} - \mathbf{g} \cdot \mathbf{j}, \quad (2)$$

$$\mathbf{V} \cdot \nabla (c_p T) = \frac{1}{\rho} \lambda \nabla^2 T. \quad (3)$$

自然对流计算采用 Boussinesq 近似模型, 液体密度表示为

$$\rho = \rho_{\text{ref}} \beta (T - T_{\text{ref}}), \quad (4)$$

式中, ρ 为密度, c_p 为比热, λ 为导热系数, ν 为运动黏度, β 为热膨胀系数, 下标 ref 表示参考点.

计算区域外边界设置为 pressure-outlet 边界, 允许流体自由流出边界, 区域内压力为大气压, 过冷度为常数. 实际上将其设置为封闭壁面时, 对汽泡周围计算基本没有影响, 得到的结果与由 pressure-outlet 得出的基本一致. 加热丝为固体区域, 可固定其温度或者单位体积发热量, 计算中采用的温度或者发热量均来自于实验. 加热丝表面为无滑移表面.

3.2 相变换热计算

汽泡内部压力和温度可以由 Laplace 以及 Clausius-Clapeyron 公式求得, 即

$$T_v = T_s + \frac{2\sigma T_s}{h_{fg} \rho_v R_b}, \quad (5)$$

下标 v, s, b 和 l 分别表示蒸汽、饱和状态、气泡和液体, h_{fg} 为气化潜热. 汽泡内部蒸汽与界面之间的相变换热可表示为

$$q_i'' = h_i (T_v - T_i), \quad (6)$$

其中的等效换热系数由文献[21]有

$$h_i = \frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \frac{h_{fg}^2 \rho_v}{T_v} \left(\frac{\bar{M}}{2\pi \bar{R} T_v} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{p_v}{2h_{fg} \rho_v} \right), \quad (7)$$

式中, 容纳系数(accommodation coefficient) $\hat{\sigma}$ 表征分子通过界面的能力, 由实验获得, 对于水其范围为 0.02~0.04^[22], 通常取 $\hat{\sigma} = 0.03$. 当界面上液体温度 T_l 大于汽相温度 T_v 时, 界面进行蒸发过程, 反之, 进行冷凝过程.

3.3 界面的切向流动(Marangoni 效应)

由界面的温度梯度引起的切向流动通常称为 Marangoni 流动或者表面热毛细

力流, 此时 $\frac{\partial \sigma}{\partial T}$ 为表面张力随温度的变化系数, 通常为一负值, 因此 Marangoni 效应会使得界面液体由温度较高处向较低处流动. 沸腾中由于壁面过热, 通常由汽泡底部向顶部的界面温度梯度引起朝向顶部流动的热毛细流^[23,24]. 热毛细力流动引起周围液体对界面的剪切力 $\tau_{R\theta}$ 以及汽泡内部气体对界面的剪切力 $\tau'_{R\theta}$, 此二者的合力与表面张力梯度平衡:

$$\tau_{R\theta} + \frac{1}{R} \frac{d\sigma}{dT} \frac{\partial T}{\partial \theta} + \tau'_{R\theta} = 0. \quad (8)$$

通常气相对界面的剪切力很小, $\tau'_{R\theta} \approx 0$, 界面条件可最后化为

$$\mu \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right) \right]_{r=R} + \frac{1}{R} \frac{d\sigma}{dT} \frac{\partial T}{\partial \theta} = 0. \quad (9)$$

(5)~(9)式中的汽泡界面参数设置如表 1.

表 1 汽泡边界参数设置

D_b/mm	T_v/K	$\hat{\sigma}$	$h_i/\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$	$\frac{d\sigma}{dT}/\text{N} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$
0.03	375	0.03	2.3×10^5	-1.8×10^{-4}
0.06	373	0.03	2.3×10^5	-1.8×10^{-4}

界面除热毛细质量流, 还有垂直的界面相变质量传递. 本文中蒸发强度最大处应为汽泡下的微液层, 由微液层导热得到最大热流为

$$q_i'' \approx \frac{T_w - T_i}{\delta} \lambda_1 < \frac{T_w - T_v}{\delta} \lambda_1. \quad (10)$$

实验中 $q_i'' < 2.04 \times 10^6 \text{ W/m}^2$, 对应最快液相流动速度 $w_1 < 8.58 \times 10^{-4} \text{ m/s}$, 比实验中测得射流流动速低两个量级. 因此在计算中, 考虑蒸发造成的换热, 但不考虑由于蒸发引起的液相流动.

3.4 网格生成与计算

网格由 Gambit 2.0 生成, 见图 10, 计算由 Fluent 6.0 完成. 网格节点和单元数见表 2. 离散手段及收敛判据见表 3 和 4. 网格加密前后计算结果基本一致, 汽泡表面平均流速和平均温度相差均低于 1%.

表 2 网格数据

	外边界直径 2 mm	
	加密前	加密后
节点数	13969	16201
单元数	61526	72001

表 3 离散手段

动量方程	二阶迎风
能量方程	二阶迎风
压力	标准
压力速度耦合	SIMPLE

表 4 收敛判据

连续方程	10^{-5}
能量方程	10^{-8}
速度	10^{-5}

4 计算结果与讨论

模型考虑了自然对流、底部微液层导热、界面蒸发凝结换热和 Marangoni 流动, 气泡直径分别为 0.03 和 0.06 mm, 工质为水. 对应实验中气泡直径通常为 0.03~0.3 mm, 主液区温度 320~350 K, 加热丝温度 377~395 K. 计算所采用的参数处于此范围.

4.1 射流与泵吸效应

0.1 mm 加热丝上 0.03 mm 气泡的计算结果如图 11, 加热丝温度为 380 K, 主液区温度为 330 K. 计算得到气泡上方流速为 20~40 mm/s, 处于实验的 20~60 mm/s 范围(目前实验取得的泡顶射流速度最大范围为 10~150 mm/s), 射流结构与图 6 吻合, 充分表明泡顶射流由气泡表面 Marangoni 切向流驱动.

图 11(a)为中心平面上流场矢量场, Marangoni 效应诱发的切向流动, 由气泡底部指向顶部. 图 11(b)为速率等值线图, 流场内的最快速度出现在气泡中部表面, 速度接近 300 mm/s. 这里需要指出的是, 此速度在气泡中部表面, 实验中无法进行观测, 所测得射流最快速度区域(颈部)距离气泡 1~10 个直径, 并不包括气泡中下表面等不可观测部分. Marangoni 流动携带气泡周围液体向上流动同时逐渐减速, 距离气泡顶部一个气泡直径处速度降低到 35 mm/s, 三倍直径处速度降低到约 20 mm/s. 由图 11(b)还可知, Marangoni 流动集中在气泡表面的中下部, 气泡顶部表面因温度梯度较小而没有较强流动, 贴近气泡顶部存在一个几乎滞止的低速区域(slow region). 在此低速区之上不远处流动开始汇合形成颈部(neck region), 速度是气泡上方流场的最高速度, 大约为 35 mm/s.

实验研究已证实, 自然对流对射流只有微弱的影响, 尤其在泵吸以及扩张区, 射流流速通常比自然对流高出 1~2 个数量级, 只在接近尾迹区需要考虑其影响. 另一方面, 射流密度低于周围液体密度, 因此会受到浮力的作用, 部分向下的射流会在尾迹区附近开始有所反向. 图 12 所示是沿重力方向(也即向下)射入主液区

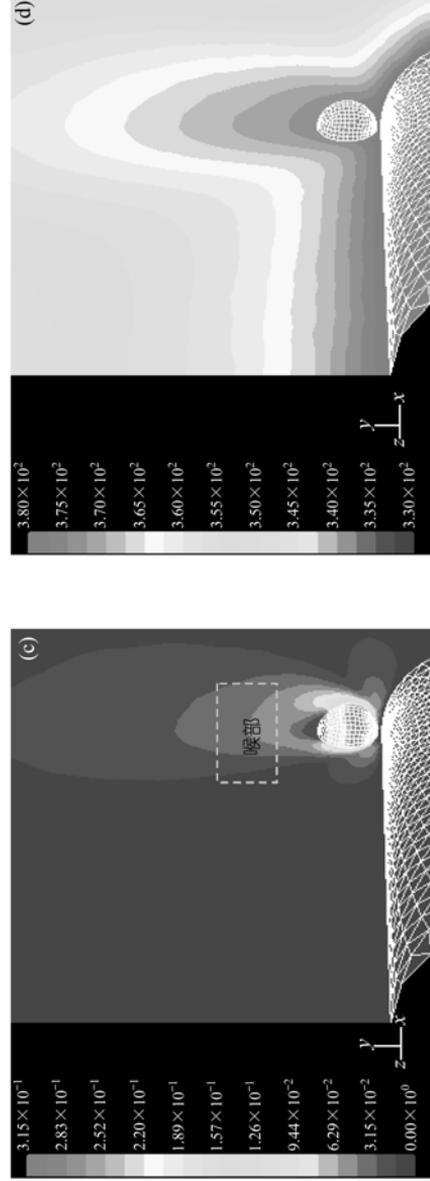
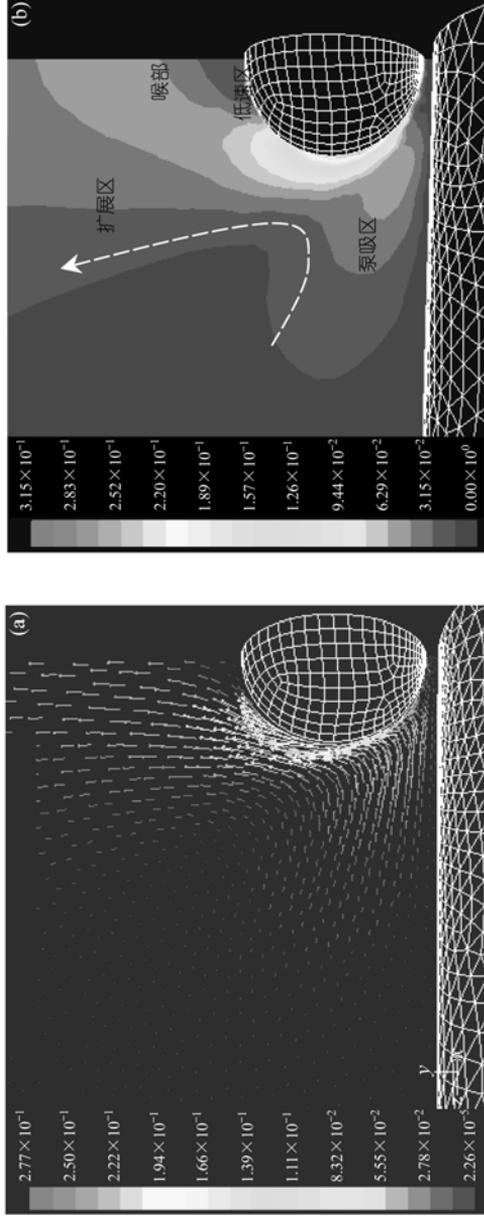


图 11 泡顶射流模拟结果
 (a) 加热丝中心面上速度矢量场(m/s), (b) 加热丝中心面上速度等值线图(m/s), (c) 加热丝中心面以及横截面速度等值线图(m/s), (d) 加热丝中心面以及横截面温度场(K). 汽泡直径 0.03 mm, 过热度 7 K, 过冷度 43 K

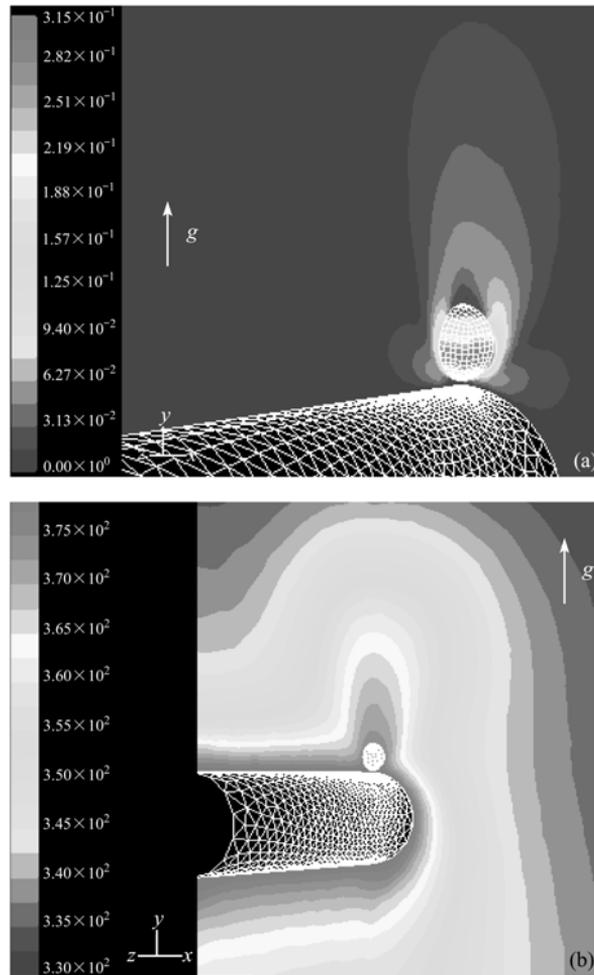


图 12 重力方向对射流的影响

(a) 加热丝中心面以及横截面速度等值线图 (m/s), (b) 加热丝中心面以及横截面温度场(K)

的射流流动情况. 对比可知, 深入主流区的长度被缩短, 但在距离气泡 3~4 倍直径以内的速度分布, 基本没有区别. 对于射流的泵吸过程也影响不大.

计算模型忽略 Marangoni 效应得到的流场如图 13 所示. 自然对流在气泡顶部仅能形成约 1mm/s 左右流动, 加热丝上方自然对流引起的流动比较均匀, 不能形成集中的射流. 气泡顶部凝结换热大概为 $4.0 \times 10^5 \text{ W/m}^2$, 所导致的法向液体流速低于 $1.0 \times 10^{-4} \text{ m/s}$, 也不能形成射流.

4.2 多射流模拟

在与图 11 同样的过热与过冷条件下, 针对 0.06 mm 气泡的模拟结果如图 14

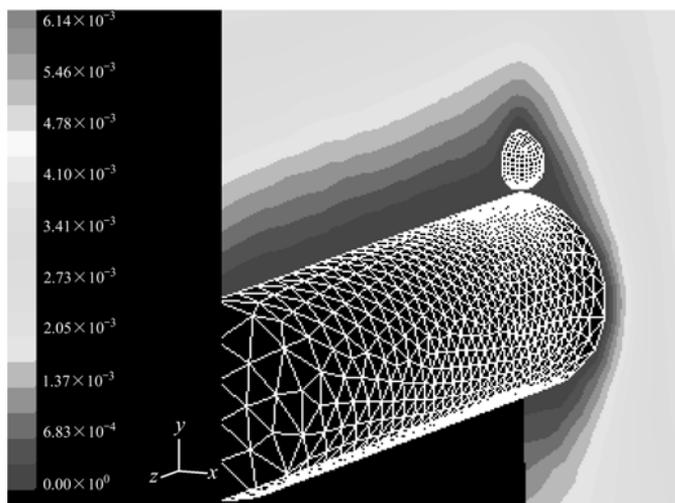


图 13 忽略 Marangoni 之后的流场速度等值线图 (m/s)

所示.

轴线平面流场如图 14(a)所示, 与 0.03 mm 的结果(图 11(b))结构类似但流速较低. 图 14(b)是轴线垂直平面流场, 汽泡产生双射流, 结构类似图 9, 射流与中心面夹角 α 约 45° . 显然, 多射流结构具有对称蝶型速率分布, 流体由蝶型尾翼进入射流, 被汽泡下表面加速后沿切向喷出形成主翼.

对比图 14 与 11, 两者均由汽泡表面流动驱动, 表面速度分布不同导致射流结构出现分岔. 泡顶射流中汽泡表面速度分布较为均匀, 大部分流动可在汽泡上方进行汇合, 形成单股射流, 仅在顶部一个狭小区域里出现滞止; 双射流中仅汽泡中部以下表面发生界面流动, 中部以上几乎整个汽泡表面一半区域处于滞止, 汽泡前后表面发生的流动无法在汽泡顶部汇合, 而是各自形成一股射流.

0.03 mm 汽泡表面温度场如图 15(a)所示, 由底部向顶部逐渐降低, 最低点处于汽泡顶部. 如此一致的温度分布形成由下至上 Marangoni 流动并在汽泡上方一定距离汇合. 多射流结构中, 汽泡表面温度场分布出现分岔, 最低点对称的位于汽泡前后表面, 如图 15(b)所示, 在前后表面各有一个射流发生位置. 汽泡上表面也存在逆向的温度分布, 部分区域出现由顶部向下的界面流动, 往温度最低点汇集.

特殊表面温度场的形成是界面流动、界面换热与几何条件综合作用的结果. 汽泡尺寸较小, 基本处于加热丝产生的热边界层以内, 表面温度主要由热边界层温度分布决定, 出现较为一致的由下至上温度梯度. 对比大汽泡与小汽泡的相对尺寸, 如图 15 所示, 大汽泡出现多射流的射流发生位置与小汽泡的射流发生位置(也即泡顶)大概处于同一高度. 此高度以下, 大汽泡表面同小汽泡一样存在由

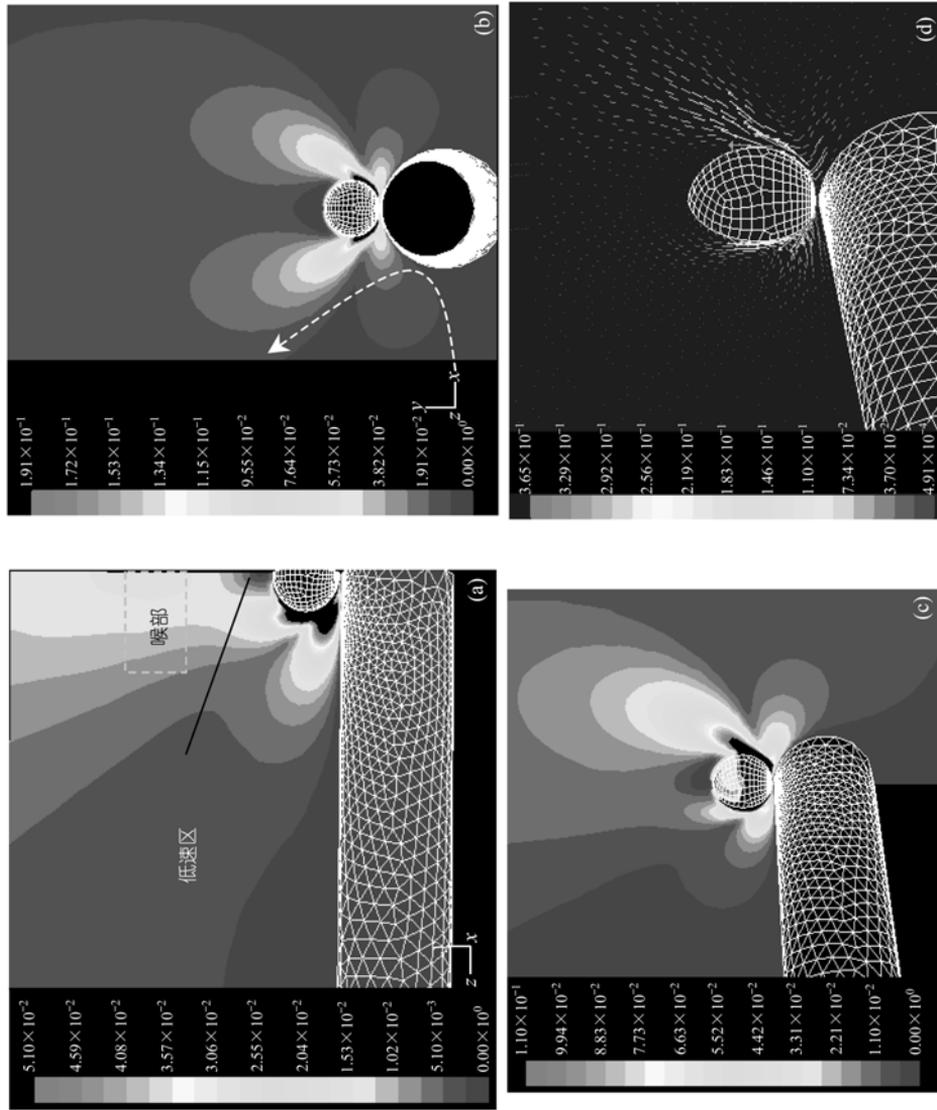


图 14 多射流模拟结果

(a) 加热丝中心面上流场, (m/s), (b) 加热丝横截面上流场(m/s), (c) 加热丝中心以及横截面上流场(m/s), (d) 加热丝中心以及横截面上流场矢量(m/s). 汽泡直径 0.06 mm, 过热度 7 K, 过冷度 43 K

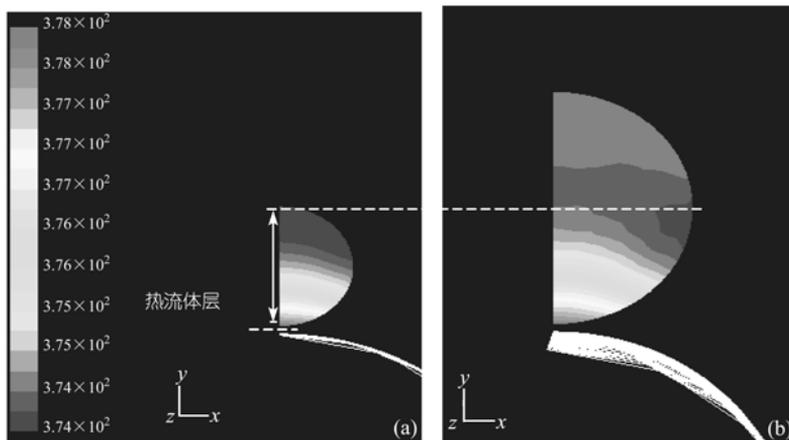


图 15 汽泡表面温度分布对比(K)

(a) 0.03 mm 泡顶射流汽泡, (b) 0.06 mm 多射流汽泡

下至上的温度梯度. 但此高度以上, 大汽泡表面可能出现逆向温度梯度. 可以认为, 射流发生以下的区域, 热边界层温度分布决定了汽泡表面温度分布. 射流之上的区域, 若单纯以自然对流形成温度分布来说, 同小汽泡情况一样, 但出现的温度逆转表明, 这时界面效应造成的影响已经超过了主液区对汽泡表面的影响.

大汽泡顶部虽然深入过冷液区, 但温度梯度小, 流动缓慢, 而且伴随回流存在(如图 16), 使得附近液体接近滞止, 因汽泡凝结持续加热升温, 汽泡表面温度可保持较高水平. 与强烈泵吸而被过冷液体冲刷的中下部区域相比, 汽泡顶部附近温度反而较高, 形成从顶部往下的逆向温度梯度. 另一方面, 大汽泡下表面的泵吸效应应将周围液体向汽泡界面吸引, 不单单是加热丝表面的过热液体, 也包括

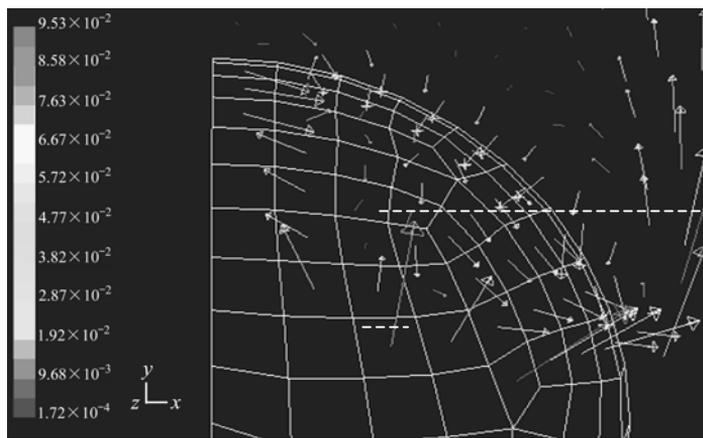


图 16 多射流汽泡上部的流场(m/s)

远离加热丝而过冷液体(如图 17(a)). 由此, 大汽泡下表面由于过冷液体的冲刷, 造成其局部换热大大加强, 表面温度下降. 对小汽泡, 前后表面都处于加热丝覆盖范围内, 未能伸入过冷液区, 主要汲取加热丝附近的过热液体, 不能将过冷液体吸引到表面附近. 因此, 汽泡与丝的相对尺寸是影响汽泡表面温度分布的一个重要参数. 如果加热丝增大, 形成双射流的汽泡尺寸也需加大. 当加热丝直径无限大, 即平板时, 则不会产生双射流.

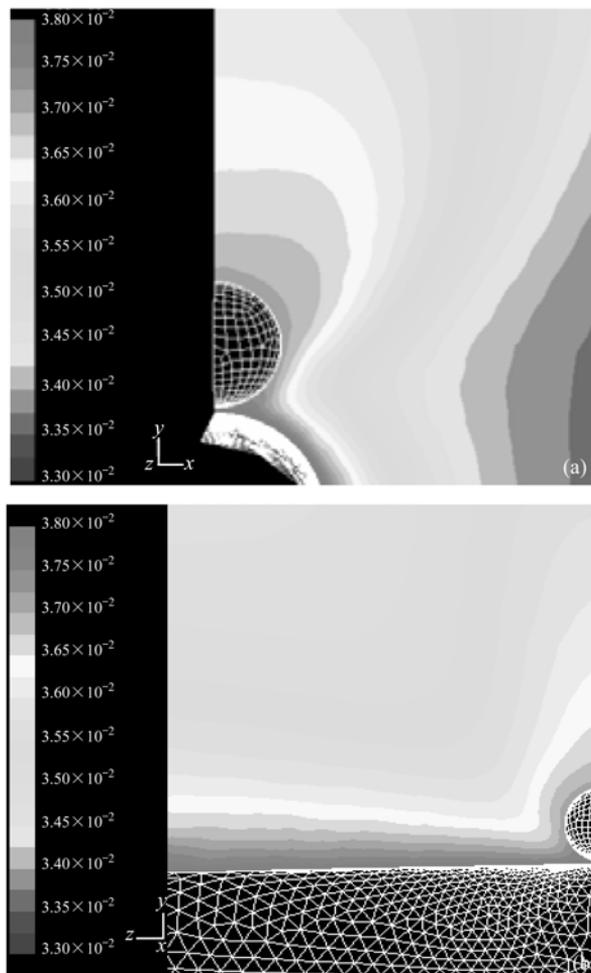


图 17 多射流汽泡附近温度分布(K)

(a) 加热丝截面, (b) 加热丝中心面

5 结束语

利用背光摄影及 PIV 技术捕捉到微小汽泡顶部的快速流动现象(泡顶射流),

实测得到射流流动强度和泡顶射流结构. 泡顶射流具有流速高、持续时间长、与重力弱相关等特点. 射流将汽泡底部附近热液体向外泵吸, 极大强化单个汽泡的换热效果, 同时也扩大单个汽泡的影响范围. 结合理论建模与数值模拟, 证明汽泡界面相变换热控制下的 Marangoni 效应是泡顶射流的形成原因. 计算结果, 无论射流强度、形态还是结构, 与实验相一致; 进一步证实实验观察结果, 泡顶部凝结及自然对流远不足形成射流.

实验观测和模拟分析都证实多射流射流现象存在, 多射流汽泡表面流动复杂并且出现分岔. 双射流呈蝶型流场, 工质由尾翼进入主翼流出, 两股射流与丝中心面成一定夹角. 泵吸效应将温度场向前后两个方向推挤, 与泡顶射流有着很大区别, 对应复杂而对称的温度分布. 表面存在两个或多个最低温度区域, 分处于汽泡前后侧下表面和(或)汽泡顶部, 射流即在此产生. 汽泡界面向过冷液区接近时, 过热液层、汽泡表面温度场、汽泡表面相变换热、Marangoni 效应四者复杂的耦合作用是导致射流结构演化的根本原因.

参 考 文 献

- 1 Dhir V K. Nucleate and transition boiling heat transfer under pool boiling and external flow conditions. Proc 9th Int Heat Transfer Conf, 1990, 1: 129~155
- 2 Carey V P. Liquid Vapor Phase-Transition Phenomena. New York: Hemisphere Publishing House, 1992
- 3 Henley J J, Hummel R L. A third factor in boiling nucleation. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, 1967, 6(4): 603~606
- 4 Sadasivan P, Unal C, Nelson R A. Nonlinear aspects of high heat flux nucleate boiling heat transfer: formulation. LAUR-94-2222, also ASME HTD-298, 1994. 91~102
- 5 Sadasivan P, Unal C, Nelson R A. Nonlinear aspects of high heat flux nucleate boiling heat transfer: results. LAUR-94-106-Revised, also ASME HTD-298, 1994. 103~114
- 6 Sadasivan P, Unal C, Nelson R A. Nonlinear aspects of high heat flux nucleate boiling heat transfer. Journal of Heat Transfer, 1995, 117: 981~989
- 7 Eddington R I, Kenning D B R. The prediction of flow boiling bubble populations from gas bubbles nucleation experiments. Proceedings of 6th International Heat Transfer Conference, 1978, 1: 275~279
- 8 Kenning D B R. Wall temperature patterns in nucleate boiling. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1992, 35(1): 73~85[DOI]
- 9 Kenning D B R, Yan Y Y. Pool boiling heat transfer on a thin plate: features revealed by liquid crystal thermography. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1996, 39(15): 3117~3137[DOI]
- 10 Lin L W. Microscale thermal bubble formation-thermal physical phenomena and applications. Microscale Thermophysical Engineering, 1998, 2(2): 71[DOI]
- 11 Lin L W, Pisano A P, Carey V P. Thermal bubble formation on polysilicon micro resistors. Journal of Heat Transfer: Transactions of the ASME, 1998, 120(3): 735
- 12 Glod S, Poulidakos D, Zhao Z, et al. An investigation of microscale explosive vaporization of water on an ultrathin Pt wire. Int J Heat and Mass Transfer, 2002, 45(2): 367~379[DOI]
- 13 Wang H, Peng X F, Wang B X, et al. Jet flow phenomena during nucleate boiling. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2002, 45(6): 1359~1363[DOI]
- 14 Wang H, Peng X F, Wang B X, et al. Bubble sweeping and jet flows during nucleate boiling of subcooled

- liquids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, 46(5): 863~869[DOI]
- 15 王 昊, 彭晓峰, 王补宣, 等. 汽泡扫荡现象及其机理分析. *中国科学, E辑*, 2003, 33(5): 413~419
[摘要] [PDF]
 - 16 Wang H, Peng X F, Pan C, et al. Bubble-top jet flow on micro wires. *Int J Heat and Mass Transfer*, 2004, 47(14): 2891~2900[DOI]
 - 17 Shekrladze I G. On the Role of the “Pumping Effect” of a Vapor Bubble Growing at the Wall During Nucleate Boiling, in *Voprosy Konvektivnogo Teploobmena I Chistoty Vodianogo Para*, Tbilisi: Metsniereba Press, 1970. 90~97
 - 18 Peng X F, Huang Y J, Lee D J. Transport phenomenon of a vapor bubble attached to a downward surface. *International Journal of Thermal Sciences*, 2001, 40(9): 797~803[DOI]
 - 19 Shekrladze I G. Mechanisms of heat removal in the process of developed Boiling. *Heat Transfer-Soviet Research*, 1990, 22(4): 445~463
 - 20 Sharp R R. The nature of liquid film evaporation during nucleate boiling. NASA TND-1997, 1964
 - 21 Carey V P. *Liquid Vapor Phase-Transition Phenomena*. New York: Hemisphere Publishing House, 1992
 - 22 Paul B. Complication of evaporation coefficients. *ARS Journal*, 1962, 32: 1321~1328
 - 23 Young N O, Goldstein J S, Block M J. The motion of bubbles in a vertical temperature gradient. *J Fluid Mechanics*, 1959, 6: 350~355
 - 24 Marek R, Straub J. The origin of thermocapillary convection in subcooled nucleate pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001, 44: 619~632[DOI]