

文章编号: 0258-0926(2015)06-0032-05; doi: 10.13832/j.jnpe.2015.06.0032

竖直矩形窄缝通道内单个空气泡尾流特性的实验研究

张利琴, 黄彦平, 王俊峰, 宋明亮, 咎元锋

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: 采用粒子图像测速仪 (PIV) 测量流场的速度分布, 对空气泡在矩形窄缝通道内上升的尾流特性进行了研究, 分析入口平均流速和气泡直径对空气泡最终上升速度、尾流结构以及尾流场速度分布的影响。实验结果表明: 气泡的最终上升速度随气泡直径的增加先减小后增加, 随入口平均流速的增加而增加; 尾流结构特性随着气泡直径的增加而改变, 且扰动从流道中心向流道壁面转移; 入口平均流速的增加导致气泡的尾流结构简化, 尾流场扰动变小; 在距离气泡尾部小于 $1.0 W$ (W 为流道宽度, mm) 的范围内, 流场扰动明显, 在大于 $1.0 W$ 的范围, 扰动减弱。

关键词: 矩形窄缝通道; 尾流; 空气-水两相流; 流型; 热工水力

中图分类号: TL33 **文献标志码:** A

Experimental Investigation on Wake Characteristics of Single Air Bubble Rising in Vertical Narrow Rectangular Channel

Zhang Liqin, Huang Yanping, Wang Junfeng, Song Mingliang, Zan Yuanfeng

CNNC Key Laboratory on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics Technology, Nuclear Power Institution of China, Chengdu, 610041, China

Abstract: PIV (Particle Image Velocimetry) was used to study the velocity profile in the flow field and the wake characteristics of single air bubble rising in a vertical narrow rectangular channel. Effects of inlet average fluid velocity and bubble diameter on bubble rising velocity, wake structure and velocity profile were analyzed. Rising of the inlet average fluid velocity can reduce the wake disturbance induced by the rising bubble and simplify the wake structure. At a distance less than $1.0 W$ (W is the channel width, mm) behind the bubble tail, disturbance is greater compared to zone beyond $1.0 W$ from the bubble tail.

Key words: Narrow rectangular channel, Wake, Air-water two phase flow, Flow pattern, Thermal hydraulics

0 前言

已有的研究表明, 空气-水两相流流型以及流型转变准则和蒸汽-水两相流存在差异^[1-3], 汽(气)泡尾流特性是揭示蒸汽-水和空气-水两相流流型及流型转变准则差异性的关键之一。目前已经开展了较多针对无限区域或者大中等直径圆管内空气泡运动的尾流的研究^[4-7], 而对矩形窄缝通道中

空气泡运动尾流的研究还不够充分。本文采用粒子图像测速仪 (PIV) 测量流场的速度分布, 对空气泡在矩形窄缝通道内上升的尾流特性进行了研究, 分析入口平均流速和气泡直径对空气泡最终上升速度、尾流结构以及尾流场速度分布的影响, 可为揭示空气-水和蒸汽-水的两相流流型差异机理提供参考。

收稿日期: 2015-02-04; 修回日期: 2015-09-20

作者简介: 张利琴 (1984—), 女, 硕士, 现从事反应堆热工水力特性研究

1 实验系统和实验方法

1.1 实验装置

实验系统由实验本体、出入口水箱、预热器、文丘里流量计、离心泵以及阀门组成，实验流程如图 1 所示。入口水箱距离地面 6 m，利用重力势能获得实验段所需的稳定的入口流速，离心泵将出口水箱的去离子水注入到入口水箱以实现去离子水的循环利用。实验段横截面为矩形，截面尺寸 60 mm×2 mm，高 950 mm，实验本体出入口接管均为 $\Phi 21.3 \times 7$ 。

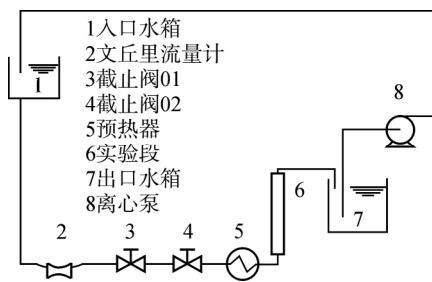


图 1 实验系统流程图

Fig. 1 Flow Diagram of Experiment Loop

空气泡通过注入获得，由关断阀开关控制注入的空气泡的大小。待空气泡上升稳定后，气泡的形状和体积不再有明显变化，此时通过高速摄像机所拍图片获得蒸汽泡和空气泡的大小和形状，通过 PIV 以及 Techplot 软件对 PIV 数据进行处理获得流场。

1.2 测量技术

本实验使用的 PIV 设备包括光源系统（激光器、片光源镜头组等）、拍摄系统（CCD 照相机）、控制协调系统（同步器）、示踪粒子发生系统（颗粒发生器）以及专用图像数据处理和流场显示系统（insight 3G 软件包及其外部接口）。所用激光强度为 200 mJ/脉冲，激光束的厚度为 1~2 mm，激光时间间隔 0.1 μs ，激光波长 532 nm，经过球面镜变为 534 nm 进入 CCD 相机。PIV 拍摄需要采用示踪粒子，示踪粒子为表面有荧光剂涂层的空心玻璃球，密度与去离子水的密度相当，直径为 8~12 μm 。

1.3 实验工况

实验研究了不同入口平均流速下体积当量直径为 2.0~24.5 mm 的空气泡的上升速度，并对 3 种典型气泡形状（椭球、摆动帽状及帽状气泡）在不同入口平均流速下的尾流特性进行了研究。

尾流特性实验工况见表 1，所有实验均在常温（15 $^{\circ}\text{C}$ ）和大气压下进行。

根据 White 等^[8]的研究，气泡运动分为 3 个控制区域：粘性力控制区域、界面力控制区域和惯性力控制区域。粘性力采用无量纲数 Y 表征，界面力采用埃奥特沃斯数 (EO) 表征，惯性力采用弗雷德数 (Fr) 表征。当 $Y > 3 \times 10^5$ 时，粘性力可以忽略；当 $EO > 70$ 时，界面力可以忽略；当 $Fr < 2.5 \times 10^{-3}$ 时，惯性力可以忽略。本实验系统的无量纲数 Y 为 2.07×10^{10} ， EO 为 2.37， Fr 在入口平均流速为 0 时为 0，在入口平均流速不为 0 时均大于 2.5×10^{-3} ，因此静止流体内气泡上升由界面力主导，流动流体中气泡上升由界面力和惯性力共同主导。

表 1 实验工况表
Table 1 Test Conditions

序号	体积当量直径 d_{ve}/mm	空气泡形状	附加流体速度/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
11	5.9	椭球	0
22	9.7	摆动帽状	0
33	13.5	帽状	0
44	5.9/6.1/5.9	椭球	0~0.2
55	13.5/13.9/13.4	帽状	0~0.2

2 结果与讨论

2.1 空气泡上升速度

为证实实验方法的正确性以及实验数据的有效性，首先将本实验所得气泡上升速度和 Clift 等^[9]以及 Bohm 等^[10]的实验结果进行了对比。Clift 实验条件为纯净气泡和污染气泡在无限大空间静止流体内上升，Bohm 的实验条件为空气泡在矩形窄缝通道 5 mm×160 mm×1500 mm 内上升。气泡的绝对上升速度 $U_{b,t}$ 是指在稳定状态下测量所得的气泡上升速度；气泡的相对上升速度 $U_{b,rel}$ 是指气泡绝对上升速度 $U_{b,t}$ 减去入口平均流速 $U_{l,av}$ 所得差值；入口平均流速 $U_{l,av}$ 为单位时间内通过实验段单位横截面的流体体积。

不同附加流速下单个气泡的绝对上升速度随着气泡直径的变化规律和 Clift 等^[9]的静止流体内单个纯净气泡上升的规律一致，即在直径大于某个临界直径后，单个气泡的最终上升速度随着气泡直径的增加先减小后增加，这是纯净流体内单气泡上升的固有特性，Bohm^[10]的实验数据也验

证了这一点。

静止流体内, 本实验的气泡绝对上升速度和 Clift 的数据主要存在 2 点差异: 一是同直径气泡的终极上升速度小于 Clift 的实验数值; 二是当气泡直径大于 9.9 mm 时, 本实验中气泡的上升速度不再受气泡直径的影响, 而 Clift 的结果为当气泡直径大于 6.0 mm 时, 气泡上升速度随气泡直径增加而增大。二者的主要差异是由于矩形窄缝通道内气泡边界与固体壁面或者近壁液层之间存在相互作用导致。

Figuroa-espinoza^[11]研究了壁面约束对单个气泡上升的影响, 发现当气泡为直线运动时, 约束条件下气泡曳力系数与无约束条件下气泡曳力系数的比值为 $F(s)=1+8s^3$, 当气泡为摆动运动时, 该比值 $F(s)=1+80s^3$, 其中 s 为约束因子, 定义为气泡半径与壁面间隙的比值, 取值范围为 0 (无约束) 到 0.5 (气泡和约束壁面刚好接触), 这说明壁面对气泡的影响受约束因子 s 以及气泡运动轨迹的影响。根据气泡平衡时竖直方向浮力和曳力相等, 有:

$$\Delta\rho gV_b = C_D \frac{1}{2} \rho_l U_{bt}^2 A_b$$

式中, $\Delta\rho$ 为流体和空气泡的密度差, kg/m^3 ; g 为重力加速度, m/s^2 ; V_b 为空气泡的体积, m^3 ; C_D 为气泡的曳力系数; ρ_l 为流体密度, kg/m^3 ; U_{bt}^2 为气泡的最终上升速度, m/s ; A_b 为空气泡的面积, m^2 。由上式可得速度表达式:

$$U_{bt}^2 = \frac{2gV_b}{C_D A_b}$$

代入 $F(s)$ 可得:

$$\frac{U_{b,\text{Clift}}^2}{U_{bt}^2} = \frac{C_D}{C_{D,\text{Clift}}} = 1 + ks^3 > 1$$

式中, k 为常数, 由气泡运动轨迹决定。因此 Clift 的无限大区域中气泡终极上升速度高于本实验数据。

同理, 因为 Bohm 的流道间隙 (5 mm) 比本实验的 3 mm 大, 相同气泡直径的约束因子小于本实验, 因此:

$$\frac{U_{b,\text{Bohm}}^2}{U_b^2} = \frac{C_D}{C_{D,\text{Bohm}}} = \frac{1 + ks^3}{1 + ks_{\text{Bohm}}^3} > 1$$

相同条件下 Bohm 的气泡运动速度大于本实验。本实验中, 气泡速度在某个直径之后不再有明显变化, 由速度表达式可知, 此时应满足条件:

$$\frac{V_b}{C_D A_b} = \text{const}$$

一般情况下认为, 气泡在流动流体中的上升速度近似等于气泡在静止流体中的上升速度与流体平均流速之和, 本实验对该设想进行了验证。

单个空气泡的相对上升速度, 当气泡体积当量直径小于 9.9 mm 时, 气泡在流动流体中上升的速度小于气泡在静止流体中的上升速度与流体流速之和, 且流体入口流速越高二者差值越大; 即流体流速存在会降低气泡在其中的相对上升速度; 这可能是因为小于 9.9 mm 的气泡运动轨迹为之字形, 容易受到截面速度扰动的影响, 加剧摆动, 导致曳力增加所致, 也可能大的入口平均流速引起大的气泡形状改变所致。当气泡直径大于 9.9 mm 时, 气泡在流动流体中上升的速度近似等于气泡在静止流体中的上升速度与流体流速之和; 可能是因为气泡大到占据整个流道间隙, 同时流道宽面的流速分布接近均匀, 从而流体流速对气泡上升的影响直接体现在平均速度上。Bohm^[9]的实验的气泡直径小于 9.9 mm, 气泡在流动流体中上升的速度大于气泡在静止流体中的上升速度与流体流速之和; Bohm 认为该现象是由于实验通道截面速度分布不均匀所致; 流道中心流速高两侧流速低, 而气泡是在流道中心上升, 因此上升速度的增加幅度大于入口平均流速。两者规律的差异可能是由于流道的纵横比或流道间隙的差异导致, 这说明流道截面尺寸对气泡在不同入口平均流速下的相对上升速度有影响, 需进一步研究。

综上, 矩形窄缝通道内气泡的上升速度值以及速度随气泡直径的变化规律与无限大区域气泡上升不同, 可能会影响到气泡与流体之间以及气泡之间的相互作用。

2.2 空气泡直径对尾流结构的影响

与无限大区域中气泡上升的尾流结构相比, 矩形窄缝通道内气泡会受到壁面的影响, 且气泡尺寸决定了壁面影响的大小, 本文采用 PIV 测量流场的速度分布, 研究矩形窄缝通道内空气泡直径对尾流结构的影响。

直径 5.9 mm 的小气泡, 具有椭球形状和正弦轨迹, 气泡小且运动于流道中间, 壁面作用不明显, 其运动速度每改变一次方向尾流中就会产生一个涡, 全部分布在气泡运动轨迹的两侧。此

时，尾流结构和无限大区域静止流体内气泡尾流结构相似^[10]：直径 9.7 mm 的中等大小的空气泡，具有摆动帽状形状和直线轨迹，壁面对尾流有一定影响，尾流中存在 2 个对称的涡，分布在整个流道截面，涡的直径和长度均大于小气泡；直径为 13.5 mm 的大气泡，具有帽状形状和直线轨迹，壁面作用显著，尾流中分布着 2 个狭长且结构复杂的长涡，涡均靠近壁面且远离气泡轨迹。

综上，矩形窄缝通道引起的壁面效应使气泡尾流结构与无限大区域中气泡上升不同，气泡越大，壁面对尾流结构的影响越明显，尾流扰动越靠近壁面。

2.3 入口平均流速对气泡尾流的影响

2.3.1 入口平均流速对尾流结构的影响 实际应用中，气泡不仅在静止的流体中上升，还在流动的流体中上升。为获得流动流体对气泡尾流的影响，基于 PIV 测得的流场的速度分布，研究椭圆形和帽状空气泡在不同入口平均流速（0.0、0.05、0.2 m/s）的尾流结构。

随着入口平均流速增加，椭圆形空气泡尾流中涡的数量减少直到消失。入口平均流速增加时，气泡轨迹的摆动幅度明显减小，这表明外加流体速度场通过尾流流场给气泡施加了一个附加力。

入口平均流速增加，帽状气泡尾流中涡宽度减小，涡结构简化，形状更加狭长。当入口平均流速为 0.2 m/s 时，帽状气泡尾流中仍然有扰动，而椭圆形气泡尾流中基本没有扰动，这表明气泡越大，其尾流中近壁处流速越大，扰动越强，附加流场对大气泡尾流的影响弱于对小气泡尾流的影响。

Zenit^[12] 测量了大直径圆管中摆动气泡尾流中的流线涡，并根据涡参数计算了气泡所受的侧向升力。根据 Zenit 的分析可推知，入口平均流速增加，导致气泡尾流中涡数量和尺寸都减小，扰动减小，可推知空气泡所受的侧向升力小于空气泡在静止流体中上升所受到的，从而气泡的运动轨迹横向位移减小，趋向于直线运动。

综上分析，入口平均流速带来的附加流场作用会减弱气泡尾流中的扰动，气泡尾流的影响范围也因此而减小，这可能会不利于气泡的聚合，需进一步研究。

2.3.2 入口平均流速对尾流中瞬态速度分布的影响 入口平均流速影响尾流结构，从而对尾流中速度分布也有影响，本文以帽状气泡为对象，

分析不同入口平均流速下气泡尾流中的瞬态速度分布。

(1) 尾流中流体速度的纵向分布

随着到气泡距离的增加，尾流中纵向速度先增加后减小，在距离气泡约 1.0 W (W 为流道宽度，mm) 的位置，流体速度达到最大，此后随着距离的增加，流体速度减小。到气泡尾部距离小于 1.0 W 的区域内，流速变化幅度大，这说明此处存在流体剧烈的混合，在该区域将有利于发生气泡的聚合。

本文实验规律和 Nakoryakov^[13] 以及 Hout^[4] 的研究结果类似，获得圆管内静止流体中泰勒气泡尾流中最大值处距离气泡尾部为 1.0 D_c (D_c 为竖直管的当量直径，mm)。本文实验数据点比较分散，这可能是由于附加流体速度的微小脉动所致。

尾流中最大速度出现的位置和流体入口平均流速相关不大，尾流中最大流体速度出现的位置以及尾流长度与矩形窄缝截面尺寸、流体物性、气泡直径以及流体流速等参数的关系，需要通过量纲分析和实验数据获得经验关系式，这将为下一步工作内容。

(2) 尾流中流体速度的横向分布

当入口流体平均流速为零时，尾流中最大正向速度分布在气泡运动的轨迹中心位置，最大的负向速度分布在壁面处，最大正向速度和最大负向速度数值相当。随着入口平均流速的增加，速度的截面分布趋于均匀，中心速度和壁面速度的代数差减小，这也说明入口平均流速的增加导致气泡尾流中的扰动变小。

3 结 论

本文基于实验，对竖直矩形窄缝通道内空气泡上升的尾流特性进行了研究，获得了入口平均流速和气泡直径对气泡的上升速度、尾流结构以及尾流中瞬态速度分布的影响，主要结论有：

(1) 窄缝通道间隙内气泡终极上升速度值及其随直径的变化规律与无限大区域不同，主要是因为存在壁面的影响。

(2) 矩形窄缝通道气泡尾流受壁面影响，壁面影响大小取决于气泡大小，小气泡的尾流结构由气泡运动轨迹决定，壁面影响弱，大气泡尾流结构由气泡和壁面间隙的液膜下落形成，壁面影

响显著。

(3) 入口平均流速的增加导致气泡尾流结构简化,尾流中涡的尺寸减小和数量减少,直到消失。

(4) 距离气泡 $1.0 W$ 处尾流场内纵向速度达到最大,距气泡尾部小于 $1.0 W$ 的范围为尾流剧烈扰动区域,有利于气泡在此区域进行聚合,该位置受入口平均流速影响不明显。

(5) 矩形窄缝通道壁面以及入口平均流速对气泡尾流的影响,可能会对气泡之间、气泡与壁面之间以及气泡与流体之间的相互作用产生影响,并最终影响到流型,还需进一步研究。

参考文献:

- [1] 王俊峰,黄彦平,王艳林. 单面加热矩形窄缝通道流型可视化研究[J]. 核动力工程, 2010, 31(6): 80-92.
- [2] 王艳林,陈炳德,黄彦平,等. 平行窄隙矩形通道间脉动演化过程的实验研究[J]. 核动力工程, 2011, 32(5): 75-79.
- [3] 黄军,黄彦平,马建,等. 窄隙通道内纵向涡作用下气泡行为可视化研究[J]. 化学工程, 2012, 40(7): 46-51.
- [4] Hout R V, Gulitsk A. Experimental investigation of the velocity field induced by a Taylor bubble rising in stagnant water[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2002, 28: 579-596.
- [5] Bugg J D, Saad G A. The velocity field around a Taylor bubble rising in a stagnant viscous fluid: Numerical and experimental results[J]. International Journal of Multiphase, 2002, 28: 791-803.
- [6] Fan Wenyuan, Ma Youguang. Study on the flow field parallel moving bubbles and interaction between bubbles rising in CMC solution by PIV[J]. Chinese Journal of Chemical Engineering, 2009, 17(6): 904-913.
- [7] Zhengliang Liu, Ying Zheng, Lufei Jia, et al. Study of bubble induced flow structure using PIV[J]. Chemical Engineering Science, 2005, 60: 3537-3552.
- [8] White E T, Beardmore R H. The velocity of rise of single air bubbles through liquids contained in vertical tubes[J]. Chemical Engineering Science, 1961, 17: 351-361.
- [9] Clift R, Grace J R, Weber M E. Bubbles, Drops, Particles[M]. London, Academic Press, 1978.
- [10] Lutz Bohm, Tokihiro Kurita. Rising behaviour of single bubbles in narrow rectangular channels in Newtonian and non-Newtonian liquids[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2014, 65: 11-23.
- [11] Figueroa-Espinoza B, Zenit R, Legendre D. The effect of confinement on the motion of a single clean bubble[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2008, 616: 419-443.
- [12] Zenit R, Magnaudet J. Measurements of the stream-wise vorticity in the wake of an oscillating bubble[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2009, 35: 195-203.
- [13] Nakoryakov V E, Kashinski O N. Experimental study of gas-liquid slug flow in a small diameter vertical pipe[J]. International Journal of Multiphase Flow, 1986, 12: 337-355.

(责任编辑: 杨洁蕾)