

中国工程热物理学会

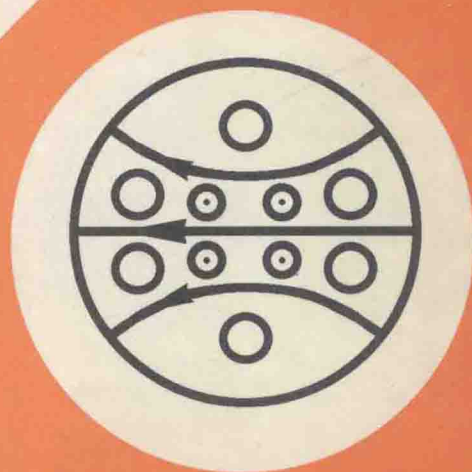
多相流学术会议

论文集

二〇〇〇

南京

中国工程热物理学会编



多相流学术会议论文目录

一. 气液两相流

- 20006002 叶片式两相泵内部气液两相湍流流动的研究.....梁海杰 车得福 席 光 (1)
- 20006004 自然循环过冷沸腾起始点的实验研究.....
.....杨瑞昌 王彦武 梁 玥 唐 虹 (6)
- 20006005 自然循环过冷沸腾净蒸汽产生点的实验研究.....
.....杨瑞昌 王彦武 唐 虹 梁 玥 (11)
- 20006008 超临界直流锅炉动态参数对负荷的敏感性研究.....黄锦涛 陈听宽 (16)
- 20006009 喷嘴雾化特性实验研究.....陈 斌 郭烈锦 高 晖 (22)
- 20006018 竖直矩形通道内液体流动沸腾气泡长大与脱离的动力学研究—
I. 理论分析.....于志家 孙成新 赵宗昌 孙相成 (28)
- 20006019 竖直矩形通道内液体流动沸腾气泡长大与脱离的动力学研究—
II. 实验测试与模型求解.....于志家 孙成新 孙相成 蔡文涛 (34)
- 20006020 并联管两相流不稳定性的研究.....陈听宽 荆建刚 罗毓珊 (40)
- 20006022 一种新的气液两相流体流量计 — 三通管型分流分相式两相流体流量计.....
.....王 栋 林宗虎 (46)
- 20006025 一种新型的测量汽轮机内湿蒸汽两相流的集成化探针系统.....
.....蔡小舒 汪丽莉 潘咏志 欧阳新 (52)
- 20006026 Level Set 方法及其在两相流数值模拟研究中的应用.....
.....李会雄 杨 冬 陈听宽 罗毓珊 汤 敏 (58)
- 20006027 水管内油气水三相流截面含气率的研究.....
.....蔡 辉 周云龙 关月波 宋景东 洪文鹏 (66)
- 20006033 煤油和空气的混合流体水平管内沸腾换热实验研究.....
.....顾红芳 陈听宽 孙 丹 (72)
- 20006039 油气水三相流中由流动引起的复杂相态及压力降研究.....刘 磊 周芳德 (77)
- 20006040 气液两相流体绕方柱流动的数值模拟.....
.....卢家才 李永光 林宗虎 李瑞阳 (83)
- 20006043 空气水两相流压力波动现象非线性分析.....白博峰 郭烈锦 陈学俊 (91)
- 20006045 螺旋管油气水多相流动与原油管流除砂理论.....郭烈锦 (98)
- 20006049 垂直圆管内向上稀疏层流泡状流相分布的实验研究.....
.....宋 蕾 罗 锐 杨献勇 王 洲 (104)
- 20006054 基于运动波理论的垂直上升管中油水两相流流型辨识.....
.....金宁德 王微微 任英玉 (110)
- 20006056 不同重力条件下气 / 液两相流实验研究.....
.....赵建福 解京昌 林 海 胡文瑞 A. V. Ivanov A. Yu. Belyaev (116)

二. 气固两相流

- 20006003 用热粒子为示踪剂研究循环流化床内颗粒的扩散.....
.....杨海瑞 吕俊复 岳光溪 刘 青 (120)
- 20006006 用直接数值模拟对循环流化床颗粒分离特性的研究.....袁竹林 徐益谦 (126)
- 20006007 从软、硬球模型探讨颗粒自转对流化状态的影响.....袁竹林 徐益谦 (133)
- 20006012 模糊逻辑方法用于气固两相流动 PTV 测量中的粒子识别过程.....
.....蔡 毅 由长福 祁海鹰 徐旭常 山本富士夫 (141)

20006013	稠密气固两相流中单颗粒所受气动力的数值模拟	由长福 祁海鹰 徐旭常	(147)
20006014	煤粉颗粒所受 Magnus 力的数值模拟	由长福 祁海鹰 徐旭常	(153)
20006015	圆湍射流拟序结构的研究进展	范全林 张会强 郭印诚 王希麟 林文漪	(158)
20006017	颗粒动力学与湍动能耦合的稠密两相流动数学模型	郭印诚	(168)
20006023	二维流化床内垂直向上射流脉动特性的研究	周亚明 沈湘林	(177)
20006024	循环流化床返料机构环形密封阀理论分析	程乐鸣 方梦祥 骆仲泱 周劲松 高翔 倪明江 岑可法	(183)
20006029	气固两相混合层流场双向耦合的数值研究	林建忠 石兴	(195)
20006030	高浓度悬浮固粒对运动射流稳定性的影响	林建忠 周泽宣	(201)
20006031	气化炉激冷室内下降管双流体模型数学模拟	李云 魏进家 顾兆林 冯霄	(209)
20006034	固体颗粒在流化床中的全受力分析	张文斌 祁海鹰 由长福 徐旭常	(214)
20006035	循环流化床中颗粒团聚现象及其研究现状	张文斌 祁海鹰 由长福 徐旭常	(223)
20006036	一次风微量反偏转对四角燃烧锅炉燃烧器区冷态气固两相流场的影响	李彦 杨小勇 苏剑涛 阎德中	(231)
20006037	连续排渣循环流化床内颗粒的混合与分级	刘博 张绪祯	(239)
20006042	气固两相流动中颗粒—颗粒随机碰撞的新模型	樊建人 姚军 张新育 岑可法	(245)
20006044	V 型布风板射流流化床煤气化数学模型	段钰锋 梅志林 陈晓平 赵长遂	(253)
20006046	循环床锅炉热态颗粒质量流率测量装置	段钰锋 赵长遂 徐益谦	(259)
20006047	气固两相旋流中气粒两相流动数值模拟	张力 冉景煜 伍成波 辛明道	(263)
20006048	应用光散射法测量雾化场粒径分布的一种迭代算法的研究	陆勇 叶茂 朱伯友 王式民	(269)
20006051	平直通道内固体粒子扩散的实验研究	饶江 葛满初 徐建中 杨那爽	(277)

三. 试验及其它

20006010	螺旋管液固两相流动中砂粒浓度和粒度分布的实验研究	高晖 郭烈锦 张西民	(285)
20006011	造纸污泥流化床焚烧试验研究	赵长遂 陈晓平 段钰锋 黄超 崔国圣 吴新 王文选	(291)
20006016	自由剪切湍流中颗粒—拟序结构相互作用研究进展	范全林 张会强 郭印诚 王希麟 林文漪	(298)
20006021	增湿活化反应器内气—液滴—固三相流场的数值模拟	陆慧林 孙永立 何玉荣 别如山 李炳熙 杨励丹	(308)
20006041	重力作用下功能梯度材料凝固过程一维数值模拟	杜卓林 章明宇 陈义良	(314)
20006055	油气水三相泡状流流型的分形与混沌特征	金宁德 王微微 任英玉	(320)

叶片式两相泵内部气液两相湍流流动的研究

梁海杰 车得福 席 光

(西安交通大学能动学院 西安 710049)

摘要:对于两相泵来说,研究其内部的气态分离过程以及两相流动机理具有极其重要的工程意义。本文应用双流体模型,在任意非正交曲线坐标系下建立了两相流泵内气液两相泡状湍流流动的基本方程组,并在此基础上,给出了一套数值算法,分析了气液两相间的相态分离过程。

关键词:多相流 流动模型 数值分析

符号表

k	湍动能	ν_t	湍流涡粘系数	P, W, E, N, S, T	控制体节点
ϵ	耗散能	ϕ	任一计算变量	w, e, n, s	控制界面
α	截面含气率	Γ_ϕ	变量 ϕ 的扩散系数	下标 k	为 l 表示液相,
μ	动力粘性系数	$C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, C_{\epsilon 3}$	模型常数		为 g 表示气相
ν	运动粘性系数	$\sigma_k, \sigma_\epsilon$	模型常数		时均值

1 引言

由于对近海油田的开采及油气混输的广泛采用,迫切需要对离心泵内气液两相流动机理的了解和掌握,以建立一套能精确预测流动结构变化的数值方法。由于气液两相相间复杂的相互作用以及不同相流体对湍流的影响等因素的存在,至今尚无完善的理论分析方法。目前国内外对叶轮机械内部两相湍流的研究工作主要集中于气固和液固两相流动。早期的研究方法主要为单相耦合方法,即不计及颗粒对气相或液相流场的影响,这种方法应用范围小,精度低。近年发展起来的双流体模型可较好地描述两相间的相互作用及粒子的湍流扩散,数值预测精度有了很大的提高。同时由于气液两相流流型的多样性,以及各种流型工况下质量、动量和能量的交换和本构关系的确定都存在相当大的差异,以致于在一些流型工况下本构关系尚未明确。这说明一些流型工况下的两相流动的数值模拟还没有进行,因此在目前阶段建立通用的控制方程是不现实的。当前各学者对气液两相流动数值模拟重点集中于泡状流流型工况,但是仍停留在对一维和二维的气液两相泡状流流动的研究阶段。前人的研究结果表明^[1]:气泡在泵内部的运动状况对泵的

基金项目:国家教委优秀青年教师基金资助项目

联系人:车得福,西安交通大学能源与动力工程学院教授,主要从事多相流动与传热和煤的清洁燃烧及其污染控制等研究工作。电话:(029)2668703; Email:dfche@xjtu.edu.cn

性能有很大的影响, 随气泡在泵内聚集状态的不同, 可能造成泵的效率 and 性能降低。所以更清晰地了解泵内气泡的运动情况对进一步研究泵在输送气液两相介质时的性能变化是至关重要的。本文旨在详细推导出任意非正交曲线坐标系的数学模型, 同时提出一种算法, 为今后对两相泵内部气液两相流动机理进行更深入的研究提供良好基础。

2 泵内部气液两相流动的基本控制方程

双流体模型把两相流体分别作为均匀连续介质处理, 并计及两相间流速差异与相间作用。本文将从双流体模型出发, 推导出泵内气液两相流动的基本控制方程。

2.1 物理模型

- (1) 气泡和液相在宏观上都是连续介质, 控制体相对于气泡的尺寸很大, 但相对于流动系统的特征尺寸又很小。
- (2) 平均流是稳态的、三维的、不可压缩的等温流动, 湍流是各向同性的。
- (3) 气泡为大小均匀、具有同一直径 d_g 的球体。
- (4) 气泡相是稀薄相(为泡状流)。不考虑气泡的凝聚和破碎效应, 但是流体和气泡之间的相互作用导致在两相间双向耦合。
- (5) 气液两相之间无质量和热量交换。
- (6) 气液两相的密度为常数。

气泡相层流运动粘性 ν_g 的求取, 采用将 Einstein 公式推广到气液两相流得到^[2] (仅适用于泡状流)。

$$\nu_g = \frac{\mu_g}{\rho_g} \left(1 + 2.5\alpha_g \frac{\mu_g + 0.4\mu}{\mu_g + \mu} \right)$$

式中 μ_g 是气泡的动力粘性

2.2 数学模型

任意非正交曲线坐标系下的数学描写:

连续性方程:

$$\nabla \cdot (\bar{\alpha}_k \bar{u}_k) = 0 \quad (1)$$

动量方程:

$$\nabla \cdot (\bar{\alpha}_k \bar{u}_k \bar{u}_k) - \nabla \cdot [(\nu_k + \nu_{kr}) \bar{\alpha}_k \nabla \bar{u}_k] = S_k \quad (2)$$

由于气液两相流体间相互作用和相互影响导致气泡受各种复杂的力的作用, 究竟哪种力占主导地位, 哪种力可以忽略不计, 是导致各个模型间存在差异的主要原因。

与流体一气泡的相对运动无关的力(即使相对运动的速度和加速度为零, 此力也不消失)有: 惯性力、重力和压差力等。

依赖于流体一气泡间相对运动的, 其方向沿着相对运动方向的力, 即纵向力有: 阻力、虚拟质量力、Basset 力等。只有在加速运动的初期, Basset 力才是重要的, 否则可忽略; 当气液两相相间的相对加速度很小时, 虚拟质量力可以忽略。

依赖于流体一气泡间相对运动的，其方向垂直于相对运动方向的力，即侧向力有：升力、Magnus 力和 Saffman 力等。对于球形气泡，升力系数为零，即升力为零；除非气泡旋转很强，否则 Magnus 力可以忽略；当流场的速度梯度很大，以致于在气泡大小的尺度内速度就有显著变化，且雷诺数较大，才计及 Saffman 力。

由此可以得出气液两相泡状流方程中的相间力。

2.3 $k-\varepsilon-k_g-\varepsilon_g$ 模型

在气液两相湍流理论研究中，两相间的双向耦合作用一直是不易解决的难题。只有很好地模化两相间的相互作用和交换机理，才能使得气液两相流的研究更加深入。它包括：①液体的湍流将如何影响气泡的运动，这是气泡的湍流扩散问题；②气泡的存在又将如何影响液体的湍流特性。由于气液两相间动量交换的极端复杂性，过去往往只考虑分子扩散而忽略湍流扩散，即认为相间作用力只是时均速度差的函数，但由此会得出与已知的实验事实相矛盾的结果^[3]。本文作者认为，气泡的湍动能的耗散受其自身的耗散方程的制约，为此提出一种全新的两相湍流 $k-\varepsilon-k_g-\varepsilon_g$ 模型。它全面考虑了气泡湍动能本身的对流、扩散、生成和耗散、以及与流体之间的相互耦合作用。

经推导得出任意非正交曲线坐标系下的湍动能和耗散能方程：

$$\nabla \cdot (\bar{\alpha}_k \bar{u}_k k_k) = \nabla \cdot \left(\frac{\nu_{kt} \bar{\alpha}_k}{\sigma_k} \nabla k_k \right) + (G_k + \Delta G_k) - (\varepsilon_k + \Delta \varepsilon_k) \quad (3)$$

$$\nabla \cdot (\bar{\alpha}_k \bar{u}_k \varepsilon_k) = \nabla \cdot \left(\frac{\nu_{kt} \bar{\alpha}_k}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon_k \right) + c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon_k}{k_k} (G_k + \Delta G_k) - \frac{\varepsilon_k}{k_k} (c_{\varepsilon 2} \bar{\alpha}_k \varepsilon_k + c_{\varepsilon 3} \Delta \varepsilon_k) \quad (4)$$

3 离散化方程与求解

在交错网格技术基础上，采用原始变量法，以物理速度分量—逆变分量为求解变量，通过求解 Poisson 方程组生成网格，在任意非正交曲线坐标系下建立起气液两相流动基本控制方程组对流扩散通用形式，利用有限容积法进行求解。

3.1 离散格式

为了方便起见，将微分控制方程写成如下通用形式

$$\nabla \cdot (\bar{\alpha}_k \bar{u}_k \Phi_k - \Gamma_{\Phi k} \bar{\alpha}_k \nabla \Phi_k) = S_{\Phi k} \quad (\Phi = 1, \bar{u}_k, k_k, \varepsilon_k) \quad (5)$$

式中 $S_{\Phi k}$ 的表达式通过式(5)与(1)、(2)、(3)、(4) 比较而得到。

利用散度定理将微分方程(5)在图 1 所示微元控制容积上积分，并将微元体体积及表面积的表达式代入即可得到积分方程。采用内节点法，即先画控制容积，然后将网

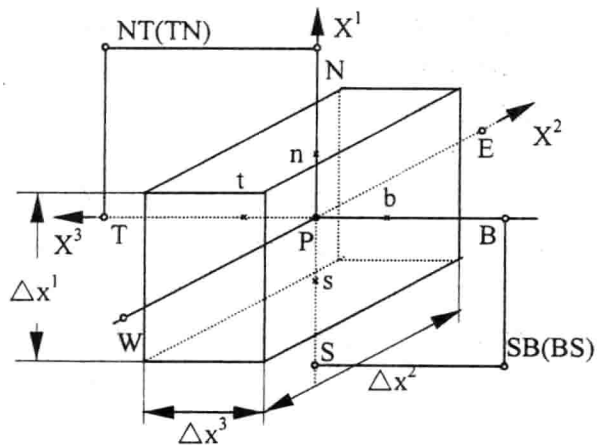


图 1 P 点微元控制容积

格点放在控制容积几何中心的方法对计算区域离散化。将积分方程式中的各面积分的被积变量用相应面上中点的值替代，体积分用微元体中点的值表示，积分方程即变成差分方程。

$$a_p \Phi_p = a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_T \Phi_T + a_B \Phi_B + S_C \quad (6)$$

$$\text{式中} \quad a_p = a_N + a_S + a_E + a_W + a_T + a_B - S_p \quad (\Phi = 1, \varepsilon_k, k_k)$$

在求解动量方程和压力修正方程时，如不加以特殊处理，合理的压力场和速度场可能会叠加上其它周期性的值而得到不合理的压力场和速度场。为此采用文献^[4]提出的交错网格技术。

依据速度控制容积与主控制容积几何上的关系，整理后得到压力修正方程

$$A_p P'_p = A_N P'_N + A_S P'_S + A_E P'_E + A_W P'_W + A_T P'_T + A_B P'_B + S_p + b \quad (7)$$

3.2 求解步骤

- 1) 给定边界条件。
- 2) 给定气相和液相速度场和压力场，给定截面含气率及两相的密度。
- 3) 求解液相(反复 5—10 次)
 - (1)求动量差分方程；
 - (2)求解 k 、 ε 差分方程；
 - (3)求压力修正方程并修正压力场和速度场。
- 4) 求解气相(反复 5—10 次)
 - (1)求动量差分方程
 - (2)求连续方程得到截面含气率
 - (3)求解 k_g 、 ε_g 差分方程
- 5) 将新的气相和液相的速度场、压力场和截面含气率返回到 3)再求解气相和液相的速度场、压力场和截面含气率。如此反复进行直至气相和液相同时达到收敛指标。

4 相态分离的探讨

由于文献中的实验数据极少，本文以文献^[5]垂直上升管内气液两相湍流的流动为算例，数值分析了管内相的分布并与试验数据进行比较。从图 2 中可以看出近壁区域处产生了截面含气率高的区域，这是由于依赖于流体 - 气泡间相对运动的且方向沿着相对运动方向的力 - 纵向力的存在并占主导地位，使得两相间的压力梯度增加的缘故。从图 3 中可以看出截面含气率对液相的湍动能有影响，由于气泡传递了能量给液相，在截面含气率较高的区域，湍动能值也比较大。在图 4 示出了壁面附近较高截面含气率区域的存在，使得速度分布趋于平坦，这证实了气泡的作用引起液相速度的提高。从以上的分析中可得到：由于气液两相的物性和流速不同，两相具有不同的压力梯度，从而气泡和液相存在相对运动的能量，导致两相的分离。在叶片泵中，由于流体旋转运动和叶道曲率变化，依赖于流体 - 气泡间相对运动的，其方向垂直于相对运动方向的力 - 侧向力所起的作用增加，将成为主导地位，增加两相间压力梯度差，导致相态分离。从而在叶轮机械内部产生截面含气率高的区域，即气泡在叶轮间聚合，形成气团后滞留在叶轮内部，减少了通道的截面积，使液相的相对运动速度增加，最终导致泵的性能和扬程急剧下降。

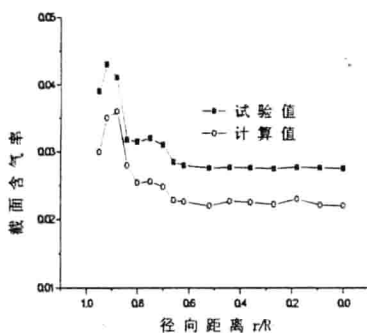


图2 截面含气率分布图

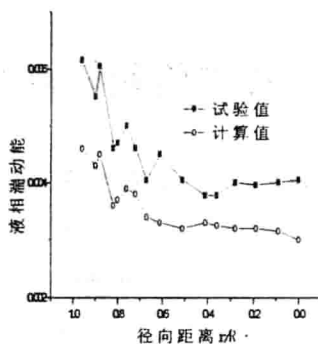


图3 液相湍动能分布图

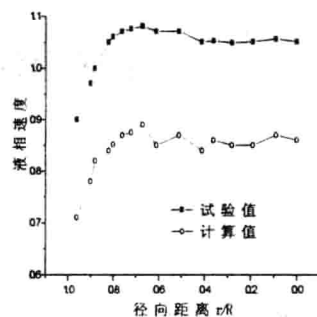


图4 液相速度分布图

5 结论

本文从双流体模型出发, 在标准的单相 $k-\varepsilon$ 模型理论上, 全面考虑了气泡湍动能本身的对流、扩散、生成和耗散、以及与流体之间的相互耦合作用, 提出了基于泡状流的两相湍流 $k-\varepsilon-k_g-\varepsilon_g$ 模型, 在任意非正交曲线坐标系中建立控制方程组, 并建立一套数值算法。在对简单问题的数值分析结果基础上, 得出了导致叶片式两相泵性能和扬程下降的主要原因。目前有关两相泵的理论计算和设计方法仍处于探索阶段, 本文的有关结论为两相泵的研究提供一种分析手段。

参 考 文 献

- [1] 班耀涛 赵宏 薛敦松, 螺旋轴流式油气多相泵的性能预测模型, 工程热物理学报, 2000, 21(2):187-190
- [2] Soo, S. L., Fluid Dynamics of Multiphase Systems, Blaisdell Publishing Co., 1967
- [3] 刘大有著, 二相流体动力学, 高等教育出版社, 1993
- [4] S.V.帕坦卡著, 张政译, 传热与流体流动的数值计算, 科学出版社, 1984.
- [5] S.K. Wang, S.J. Lee, O.C. Jones Jr and R.T. Lahey Jr, 3-D Turbulence Structure And Phase Distribution Measurements in Bubbly Two-phase Flows, Int. J. Multiphase Flow, 1987, 13(3):327-343.

自然循环过冷沸腾起始点的实验研究

杨瑞昌 王彦武 梁玥 唐虹

清华大学热能工程系

北京 100084

摘要: 本文报告了使用 R-12 作工质进行的自然循环过冷沸腾起始点的实验结果。实验过程中使用可视化方法观察确定过冷沸腾起始点。在相当宽广的工质压力、入口过冷度及加热功率范围内研究了上述参数对过冷沸腾起始点的影响,通过实验数据的整理,提出了计算自然循环过冷沸腾起始点的计算方法。

关键词: 自然循环; 过冷沸腾起始点; 实验研究

1. 前言

目前,我国正在发展核动力工业,研究核反应堆设计和运行的安全性具有重要的理论和应用意义。在液体冷却的压水反应堆内由于冷却剂内产生气泡会影响慢化能力,因而影响堆芯的反应性,同时流道内气泡的出现会引起流量的再分配,使堆芯热工特性变坏,因此在压水堆正常运行时冷却剂的整体相变应当避免,但有时为了增加传热,在高热流下允许局部沸腾---过冷沸腾的产生。通常将流道内沿加热管壁观察到有气泡开始产生但附着加热表面并不脱离的第一个点定义为过冷沸腾起始点(ONB 点)^[1]。迄今为止,国内外已有不少有关过冷沸腾起始点的研究报道,但是已有的研究主要是在强制循环条件下进行的,另外实验条件以高质量流速为主^[2-5]。在自然循环工况低流速条件下进行的过冷沸腾起始点的研究报道很少。已有的用于计算强制循环工况高质量流速条件下过冷沸腾起始点的研究结果并不能用于可靠的进行自然循环工况低流速条件下过冷沸腾起始点的计算^[6]。本项研究以当前国内外正在致力开发的固有安全性非能动自然循环压水反应堆为应用背景,以氟里昂 12 (R-12) 为模化工质,进行自然循环工况下过冷沸腾起始点的实验研究,在实验研究的基础上,提出自然循环工况下过冷沸腾起始点的计算方法。

2. 实验系统及实验参数范围

实验是在清华大学的氟里昂 12 (R-12) 实验回路上完成的。实验系统见图 1,由加热段、不受热上升段、冷却器、不受热下降段及连接管路组成。此自然循环回路经阀门 B 有

管路与压力维持器相连,以维持回路的压力。本实验回路除加热段和冷却器外,均由 $\Phi 25 \times 2\text{mm}$ 的不锈钢管组成。加热段为环形加热通道,外管为可视性较好的透明石英玻璃管,以便进行可视化观察。石英玻璃管内径为 20mm ,加热段内管为 $\Phi 10 \times 1\text{mm}$ 的不锈钢管作为加热元件。不锈钢管长 1100mm ,有效加热长度为 1065mm 。加热采用大电流低电压的交流电直接加热。除加热段外的所有管路及部件均包覆有石棉绳及白色泡沫块进行保温,加热段的透明石英管四周罩有用有机玻璃板组成的密封套,以减少散热损失。实验系统中的测点见图1,使用YB-251型精密压力表测量工质压力,使用自制的文丘利流量计配1151压差传感器测量工质流量,使用WRNK型 $\Phi 1\text{mm}$ 的铠装镍铬--镍硅热电偶测量工质温度,加热段加热功率使用HP-34401A型精密数字万用表测量加热段的加热电压及经过HL23-1仪用电流互感器变换后的电流,将测得的电压及电流相乘而得加热功率。所有的温度、流量信号均以电压信号的形式由FLUKE-2200B数据采集仪及计算机采集系统采集。所有的仪表使用前均经过标定。本实验过程中使用可视化方法确定过冷沸腾起始点。在加热段透明管外标有自加热管的加热起始点算起的每一点的实际几何高度,在实验中观察到的过冷沸腾起始点所对应的石英玻璃管外壁刻度即为过冷沸腾起始点相对于加热管加热起始点的真实距离。

实验参数的选择考虑了R-12与高压水之间的模化问题^[6]。本实验的R-12的实验参数范围如下:

压力: $1.2 \sim 2.3\text{MPa}$, 入口平衡干度: $-0.54 \sim -0.06$ (对应入口过冷度: $-60 \sim -5^\circ\text{C}$), 加热功率: $0 \sim 3.2\text{kW}$ 。

3. 实验方法及实验结果

实验方法为: 首先使用压力维持器调节和维持压力, 在额定压力下, 确认系统充满单相液体后, 投入冷却器的冷却水, 并调节冷却水流量以调节入口过冷度, 然后逐步增加加热功率, 直至能通过透明观察段观察到加热段内出现过冷沸腾, 并可直接观察到出现在加热管最下部附近的过冷沸腾起始点, 当由测量仪表测得的工质参数及由可视化观察测得的过冷沸腾起始点位置都充分稳定而长时间不发生变化时, 即使用FLUKE-2200B数据采集仪和计算机采集系统采集工质参数, 并记录下过冷沸腾起始点位置。本次实验中共测得在不同实验参数条件下的自然循环过冷沸腾起始点计93个实验点。

本文将本次实验所得的结果与前人已有的有关过冷沸腾起始点的研究结果进行了比较。已有的比较典型的可以同时用于整理R-12和水的过冷沸腾起始点的经验方法是由Frost和Dzakowic提出的方法^[5]。Frost和Dzakowic提出的预测过冷沸腾起始点所对应的加热负荷 q_{ONB} 的经验公式如下:

$$q_{\text{ONB}} = \left[\frac{(\Delta T_{\text{SAT}})_{\text{ONB}}}{\text{Pr}_f} \frac{1}{X_{\text{R-12}}} \right]^2 \quad (1)$$

式中 q 为加热负荷, $\Delta T_{\text{SAT}} = T_w - T_{\text{SAT}}$ 为过热度, 这里 T_w 和 T_{SAT} 分别为管壁温度和工质饱

和温度, Pr_f 为液体普朗特数, X_{R-12} 为依据已有的使用 R-12 为工质得到的过冷沸腾起始点的经验值, 针对本实验条件由式(1)预测的与 R-12 的过冷沸腾起始点相对应的加热负荷 $q_{ONB,PRI}$ 与本实验自然循环过冷沸腾起始点实测的加热负荷 $q_{ONB,EXP}$ 的比较见图 2。由图中可以看到, 本实验自然循环过冷沸腾起始点实测的加热负荷比式(1)所预测的值要小得多, 表明已有的主要基于强制循环流动沸腾实验结果所提出的计算过冷沸腾起始点的经验公式并不能用来可靠地预测自然循环过冷沸腾起始点。

4. 自然循环工况下过冷沸腾起始点的计算方法

对自然循环流动条件下均匀加热的垂直流道, 假设过冷沸腾起始点的位 Z_{ONB} (沿流动方向的轴向位置) 只受局部参数的影响, 则可能影响 Z_{ONB} 的独立变量有: 加热负荷 q , 质量流速 G , 入口温度 (用入口焓 i_{in} 表示), 系统压力 P 和管子当量直径 D_n 。其他的变量还有管子材料和管子表面粗糙度等。本文的实验只使用一种管子和一种材料, 因而过冷沸腾起始点位置 Z_{ONB} 可以用下式确定:

$$Z_{ONB} = f(q, G, i_{in}, P, D_n) \quad (2)$$

另一方面, 对于均匀加热的垂直环管, 下列热平衡方程成立

$$\pi Di Z_{ONB} q = \frac{\pi}{4} (D_o^2 - Di^2) G (i_{ONB} - i_{in}) \quad (3)$$

上式中 Di 为加热管的外径, D_o 为不加热的环管内径, 由式 (3) 可得

$$\frac{i_{ONB} - i_{fs}}{i_{fg}} = \frac{4Di Z_{ONB}}{(D_o^2 - Di^2)} \frac{q}{Gi_{fg}} + \frac{i_{in} - i_{fs}}{i_{fg}} \quad (4)$$

上式中 i_{fs}, i_{fg} 分别为工质的饱和液体焓和汽化潜热。由式 (4) 可得

$$x_{ONB} = \frac{4Di Z_{ONB}}{(D_o^2 - Di^2)} \frac{q}{Gi_{fg}} + x_{in} \quad (5)$$

利用式 (2), 可以将式 (5) 表达成如下形式:

$$x_{ONB} = C_1 \frac{4}{D_n} \frac{q}{Gi_{fg}} + C_2 x_{in} \quad (6)$$

上式中 $D_n = (D_o^2 - Di^2) / Di$, C_1 是因次为 $[m]$ 的常数, C_2 是无因次常数, C_1 、 C_2 可由实验确定。

利用式 (6) 拟合本文的实验数据, 得到下式

$$x_{ONB} = 0.0099 \frac{4}{D_n} \frac{q}{Gi_{fg}} + 0.9528 x_{in} \quad (7)$$

式 (7) 的计算结果与本文的实验结果的比较见图 3。由式 (7) 计算所得的值与本文实验结果的偏差在 $\pm 5\%$ 以内, 表明本文提出的经验关系式 (7) 具有良好的计算精度。

需要指出的是,到目前为止,很难从公开发表的文献中找到以水为工质或在其他操作参数(加热负荷、系统压力、质量流速、入口温度等)条件下的自然循环过冷沸腾起始点的实验数据,所以目前尚未利用其他实验数据对式(7)进行直接的检验。

5. 结论

本文报告了在 R-12 实验台架上进行的自然循环过冷沸腾起始点的实验结果,实验过程中使用可视化方法观察确定过冷沸腾起始点,实验过程中实测的热平衡效率达 95% 以上,实验数据的重复性良好,表明本文的实验结果是可靠的。

本文在相当宽广的工质压力、入口过冷度及加热功率范围内进行了研究,共获得 93 个过冷沸腾起始点实验点,并对实验数据进行了整理,进而将本文的实验结果与文献已有的研究结果进行了比较,在此基础上提出了计算自然循环过冷沸腾起始点的经验方法。

参考文献

- [1] J. G. Collier and J.R. Thome, Convective Boiling and Condensation, Third edition, Oxford University Press, 1994
- [2] A.E.Bergles and W.M.Rohsenow, The determination of forced convection surface boiling heat transfer, The 6th National Heat Transfer Conference of the ASME-AIChE, Paper 63-HT-22, Boston, 1963
- [3] R.W.Bowring, Physical model based on bubble detachment and calculation of steam voidage in the subcooled region of heated channel, OECD Halden Reactor Project Report HPR-10, 1962
- [4] E.J.Davis and G.H.Anderson, The incipience of nucleate boiling in forced convection flow, AIChE Journal, 12,(4), 774-780, 1966
- [5] W.Frost and G.S.Drakowic, An extension of method of predicting incipient boiling on commercially finished surfaces, ASME-AIChE Heat Transfer Conference, Paper 67-HT-61, Seattle, 1967
- [6] 杨瑞昌 鲁钟琪 施德强等, 自然循环工况下过冷沸腾起始点的计算方法研究报告, 清华大学热能工程系, 1998

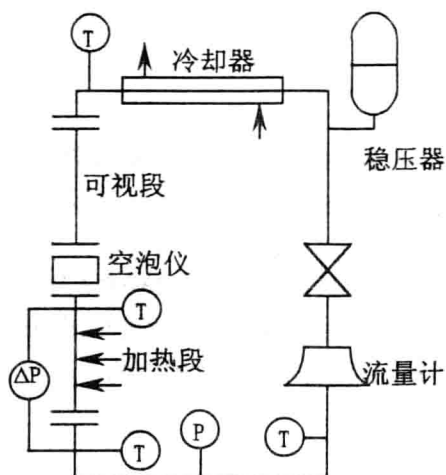


图 1. 实验系统示意图

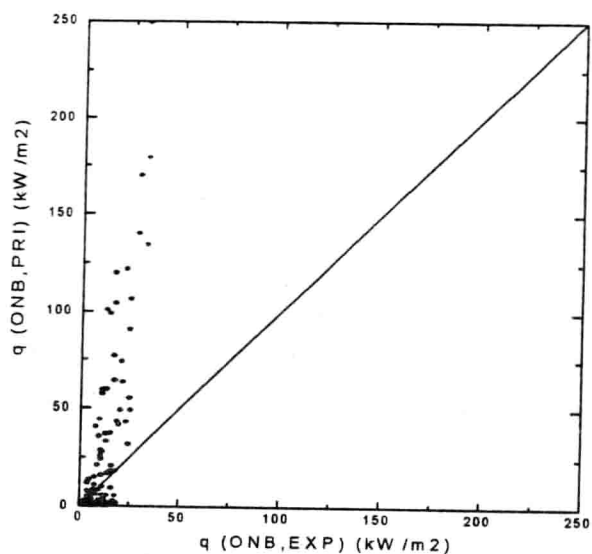


图 2. 用 Frost-Dzakowic 方法计算的
ONB 点热流密度与实测值的比较

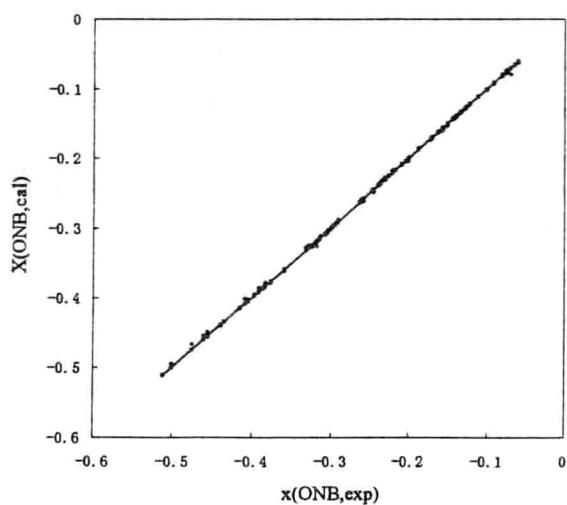


图 3. 对 ONB 点用经验公式的计算值与实测值的比较

自然循环过冷沸腾净蒸汽产生点的实验研究

杨瑞昌 王彦武 唐虹 梁玥

清华大学热能工程系

北京 100084

摘要: 本文报告了使用 R-12 作工质进行的自然循环过冷沸腾净蒸汽产生点的实验结果。实验过程中使用可视化方法观察确定过冷沸腾净蒸汽产生点。在相当宽广的工质压力、入口过冷度及加热功率范围内研究了上述参数对过冷沸腾净蒸汽产生点的影响,在此基础上提出了自然循环过冷沸腾净蒸汽产生点的计算方法。

关键词: 自然循环; 过冷沸腾; 净蒸汽产生点; 实验研究

1. 前言

自然循环在许多工业部门已得到广泛应用,近几年来在核动力部门又得到高度重视,它不仅可以作为反应堆系统发生事故后冷却的重要手段,更可以作为当前正在开发的非能动反应堆——自然循环反应堆的一种主要冷却方式,大大简化系统,减少系统对外界电源的依赖,提高反应堆的固有安全性。压水反应堆内由于冷却剂内产生汽泡要影响慢化能力,因而影响堆芯的反应性,同时流道内汽泡的出现会引起流量的再分配,使堆芯热工特性变坏,因此在压水堆正常运行时冷却剂的整体相变应当避免,但有时为了增加传热,在高温高压下允许局部沸腾——过冷沸腾的产生。通常将流道内沿加热管壁观察到有汽泡开始脱离加热表面进入主流的点定义为汽泡脱离点或净蒸汽产生点(FDB 点)^[1]。迄今为止,国内外已有不少有关过冷沸腾净蒸汽产生点的研究报道,但是已有的研究主要是在强制循环条件下进行的,另外实验条件以高质量流速为主^[2-5]。在自然循环工况低流速条件下进行的过冷沸腾净蒸汽产生点的研究报道很少。已有的用于计算强制循环工况高质量流速条件下过冷沸腾净蒸汽产生点的研究结果并不能用于可靠的进行自然循环工况低流速条件下过冷沸腾净蒸汽产生点的计算^[6]。本项研究以当前国内外正致力开发的非能动固有安全性自然循环压水反应堆为应用背景,以氟里昂 12 (R-12) 为模化工质,进行自然循环工况下过冷沸腾净蒸汽产生点的实验研究,在实验研究的基础上,提出自然循环工况下过冷沸腾净蒸汽产生点的计算方法。

2. 实验系统及实验参数范围

实验是在清华大学的氟里昂 12 (R-12) 实验回路上完成的。实验系统见图 1, 由加热段、不受热上升段、冷却器、不受热下降段及连接管路组成。此自然循环回路经阀门 B 有管路与压力维持器相连, 以维持回路的压力。本实验回路除加热段和冷却器外, 均由 $\Phi 25 \times 2\text{mm}$ 的不锈钢管组成。加热段为环形加热通道, 外管为可视性较好的透明石英玻璃管, 以便进行可视化观察。石英玻璃管内径为 20mm , 加热段内管为 $\Phi 10 \times 1\text{mm}$ 的不锈钢管作为加热元件。不锈钢管长 1100mm , 有效加热长度为 1065mm 。加热采用大电流低电压的交流电直接加热。除加热段外的所有管路及部件均包覆有石棉绳及白色泡沫块进行保温, 加热段的透明石英管四周罩有用有机玻璃板组成的密封套, 以减少散热损失。实验系统中的测点见图 1, 使用 YB-251 型精密压力表测量工质压力, 使用自制的文丘利流量计配 1151 压差传感器测量工质流量, 使用 WRNK 型 $\Phi 1\text{mm}$ 的铠装镍铬--镍硅热电偶测量工质温度, 加热段加热功率使用 HP-34401A 型精密数字万用表测量加热段的加热电压及经过 HL23-1 仪用电流互感器变换后的电流, 将测得的电压及电流相乘而得加热功率。所有的温度、流量信号均以电压信号的形式由 FLUKE-2200B 数据采集仪及计算机采集系统采集。所有的仪表使用前均经过标定。本实验过程中使用可视化方法确定过冷沸腾净蒸汽产生点。在加热段透明管外标有自加热管的加热起始点算起的每一点的实际几何高度, 在实验中观察到的过冷沸腾汽泡脱离点所对应的石英玻璃管外壁刻度即为过冷沸腾汽泡脱离点相对于加热管加热起始点的真实距离。

实验参数的选择考虑了 R-12 与高压水之间的模化问题^[6]。本实验的 R-12 的实验参数范围如下:

压力: $1.2 \sim 2.3\text{MPa}$, 入口平衡干度: $-0.54 \sim -0.06$ (对应入口过冷度: $-60 \sim -5^\circ\text{C}$), 加热功率: $0 \sim 3.2\text{ kW}$ 。

3. 实验方法及实验结果

实验方法为: 首先使用压力维持器调节和维持压力, 在额定压力下, 确认系统充满单相液体后, 投入冷却器的冷却水, 并调节冷却水流量以调节入口过冷度, 然后逐步增加加热功率, 直至能通过透明观察段观察到加热段内出现过冷沸腾。在测定汽泡脱离点时, 使用 MSD-230 闪光测频仪, 利用人眼的视觉残留效果, 观察测定过冷沸腾净蒸汽产生点。实验过程中发现, 在汽泡脱离点即净蒸汽产生点以前, 可以观察到在加热管壁上汽泡只是附着在壁面上或沿壁面滑动而并不脱离壁面进入主流, 此时通过闪光测频仪在壁面上观察到的是静止的汽泡覆盖层。而在汽泡脱离点以后, 即有小的白色汽泡不断跃离加热表面进入主流。利用闪光测频仪可以相当准确地观察确定汽泡开始跃离加热壁面进入主流的位置, 该位置即为净蒸汽产生点。当由测量仪表测得的工质参数及由可视化观察测得的过冷沸腾净蒸汽产生点位置都充分稳定而长时间不发生变化时, 即使用 FLUKE-2200B 数据采集仪和计算机采集系统采集工质参数, 并记录下过冷沸腾净蒸汽产生点位置。本次实验中共测得在不同实验参数条件下的自然循环过冷沸腾净蒸汽产生点计 34 个实验点。

本文将本次实验所得的结果与前人已有的有关过冷沸腾净蒸汽产生点的研究结果进

行了比较。Saha 模型被认为是目前为止用于预测过冷沸腾净蒸汽产生点的精度较高的一个模型^[3]。该模型可同时适用于水和氟里昂工质。Saha 模型预测过冷沸腾净蒸汽产生点的热力学平衡干度的经验公式如下:

$$x_{\text{FDB}} = -0.0022 \left(\frac{q D_e C_{\text{pf}}}{k_f i_{\text{fg}}} \right), \quad \text{当 } \text{Pe} \leq 70000 \quad (1)$$

$$x_{\text{FDB}} = -153.8 \left(\frac{q}{G i_{\text{fg}}} \right), \quad \text{当 } \text{Pe} > 70000 \quad (2)$$

式中 q 为加热负荷, G 为质量流速, D_e 为管子当量直径, C_{pf} 、 K_f 和 i_{fg} 分别为工质的比热、导热系数和汽化潜热。 $\text{Pe} = (G D_e C_{\text{pf}}) / K_f$ 为贝克列数。Saha 模型的预测结果与本实验的实测值的比较见图 2。由比较结果可以看到, 本实验的自然循环过冷沸腾净蒸汽产生点所对应的热力学平衡干度比 Saha 模型的预测值小得多。以上的比较结果表明, 已有的主要基于强制循环流动沸腾实验结果所提出的计算过冷沸腾净蒸汽产生点的经验公式并不能用来可靠地预测自然循环过冷沸腾净蒸汽产生点。

4. 自然循环工况下过冷沸腾净蒸汽产生点的计算方法

已有的研究表明^[1~6], 过冷沸腾净蒸汽产生点的位置, 既受流道内工质的流体动力学特性的影响, 也受加热壁面附近工质的热力学特性及物性的影响。本文参照 Miropolskii 整理实验数据的方法^[2], 提出了以下的计算自然循环过冷沸腾净蒸汽产生点的经验公式:

$$x_{\text{FDB}} = -1.25 \left(\frac{q}{G i_{\text{fg}}} \right)^{0.281} \text{Re}_q^{0.478} \left(\frac{P}{P_{\text{lj}}} \right)^{0.165} \quad (3)$$

上式中, x_{FDB} 为净蒸汽产生点的热力学平衡干度, P 和 P_{lj} 分别为工质压力和工质的临界压力, $\text{Re}_q = \left(\frac{q}{\rho_f i_{\text{fg}}} \right) \left(\frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)} \right)^{0.5} / \nu_f$, 这里 ρ_f 、 ρ_g 分别为工质的液相和汽相密度, σ 为表面张力, ν_f 为液相粘度。式 (3) 中, Re_q 和 $\frac{q}{G i_{\text{fg}}}$ 综合反映了流体动力学特性和热力学特性对过冷沸腾净蒸汽产生点的影响。式 (3) 的计算结果与实验结果的比较见图 3, 经验关系式与全部实验点之间的均方根误差为 1.9%。

需要指出的是, 到目前为止, 很难从公开发表的文献中找到有关水在自然循环条件下过冷沸腾净蒸汽产生点的实验数据, 所以目前尚未利用水的实验数据对式 (3) 进行直接的检验。

5. 结论

本文报告了在 R-12 实验台架上进行的自然循环过冷沸腾净蒸汽产生点的实验结果, 实验过程中使用可视化方法观察确定过冷沸腾净蒸汽产生点, 实验过程中实测的热平衡效率达 95% 以上, 实验数据的重复性良好, 表明本文的实验结果是可靠的。

本文在相当宽广的工质压力、入口过冷度及加热功率范围内进行了研究, 共获得 34 个过冷沸腾净蒸汽产生点实验点, 并对实验数据进行了整理, 进而将本文的实验结果与文献已有的研究结果进行了比较, 在此基础上提出了计算自然循环过冷沸腾净蒸汽产生点的经验方法。

参考文献

- [1] J. G. Collier and J.R. Thome, Convective Boiling and Condensation, Third edition, Oxford University Press, 1994
- [2] Z. L. Miropolskii et.al., Void fraction of water-steam mixture flow with or without heat transfer, Teploenergetika, No. 5, 1971, (in Russian)
- [3] P. Saha and N. Zuber, Point of net vapour generation and vapour void fraction in subcooled boiling, Proc. Of the 5th International Heat Transfer Conference, Tokyo, Paper B4.7, 1974
- [4] S. Levy, Forced convection subcooled boiling prediction of vapor volumetric fraction, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 10, 951-965, 1967
- [5] S.C.Lee, H.Dorra and S.G.Bankoff, A critical review of predictive models for the onset of significant void in forced convection subcooled boiling, Presented at ASME Winter Ann. Mtg. Anaheim, CA, 1992
- [6] H.O.Chang and J.C.Chapman, Two-phase flow instability for low-flow boiling in vertical heated thin rectangular channels, Nuclear Technology, Vol. 113, 327-337, 1996