

线性稳定性理论在圆管充分发展两相流型研究中的应用*

赵建福¹ 李会雄^{1,2} 胡文瑞¹

¹ 中国科学院力学研究所国家微重力实验室, 北京 100080
² 西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 西安 710049

摘要 圆截面光滑直管内充分发展的两流体同心环状流的线性稳定性研究不仅具有重要的学术意义, 而且在预测两相流型转换方面也有着重要应用. 本文评述了该流动构型的线性稳定性研究进展, 着重分析了该流动构型的失稳机制及其与两相流型转换间的关系, 并针对微重力气-液两相流地面模拟实验问题, 探讨了今后需要着重研究的若干方面.

关键词 线性稳定性理论, 两相流, 流型, 微重力, 相似准则

1 引言

气(汽)-液或液-液两相流动(以下统称为“两相流”)中, 由于两相介质均可以变形、破碎和合并, 相界面的变化极为复杂, 使得流道内的相分布特征(即流型)非常复杂和多样(流型多样性), 这是两相流复杂性的一个显著特点. 由于流型不仅对两相流沿程压力损失、传热和传质特性等具有重要影响, 而且某些情况下其本身就是问题的焦点(例如: 为减小大幅度压力波动引起两相流系统的破坏, 应尽量避免出现弹状流), 因此, 确定不同流型的存在及转换条件一直是两相流研究的重要内容之一.

描述两相流现象的基本数学模型本质上和单相流相同, 其区别在于两相流方程除描述各相介质内部运动的连续方程、动量方程、能量方程及适当的初始与边界条件外, 还包括相界面间断关系等. 直接求解两相流方程以确定流道内出现的流型特征, 目前仍非易事, 主要原因就在于相界面分布的多样性和复杂性; 此外, 两相流往往处于湍流状态, 也使求解的希望更为渺茫.

为了避免数学上的困难, 大量精心设计的两相流实验被用来确定各种流型间转换的条件, 以满足工程应用的需要. 实验数据一般按两相表观流速或其他有量纲或无量纲参数绘制成二维图形(流型图), 从而确定不同流型间的转换边界. 由此得到的流型图和流型转换条件的经验关联式(或准则), 可称为经验模型. 目前绝大多数两相流型转换模型都属于此类. 经验模型往往强烈受制于其实验基础, 缺乏普适性, 其原因在于影响流型特征的变量繁多, 流型图坐标变量(对应于影响流型转换的主要因素)的合理选择十分困难. 例如, 对圆截面直管内充分发展的两相流, 在等温、不可压条件下, 影响因素就至少有 11 个之多(重力加速度、表面张力、管道直

收稿日期: 2001-04-04, 修回日期: 2002-02-06

* 国家自然科学基金(19789201), 科技部“攀登计划”(95-预-34)及中国科学院“知识创新工程”(KJCX2-L02)资助项目

径、倾斜角、壁面粗糙度及两相表观流速、密度和黏度), 或等价地有 8 个无量纲参数. 显然, 仅仅依靠实验数据建立普适的流型转换准则是不现实的^[1]. 这种纯经验的方法对空间微重力环境中的两相流问题, 会因空间实验机会很少、经费支出巨大、实验周期长等限制而更显不足^[2].

对两相流型转换模型的普适性要求, 促使物理方法(准确地说, 是近似的物理模化方法)越来越受重视. 这种方法首先确定引起流型转换的主要物理机制, 然后通过对该机制的近似模化使数学预测流型转换边界成为可能, 由此形成的简化理论(或模型)可称之为物理模型. 不过, 由于物理模型依赖于流型转换机制的主观选择, 这种方法并非完备, 往往需要实验的验证. 此外, 由于次要因素的忽略及主要因素的近似模化会引起有效信息的丢失, 在最终得到的模型中一般需要引入若干经验常数, 需要根据实验数据来确定. 因此, 此类模型又被称为半经验或半理论模型. 由于不同的流型转换往往对应着不同的控制机制, 而且, 同一类流型转换在不同的参数范围内也会有不同的控制机制, 近似的物理模化方法并不能很好解决流型转换模型的普适性问题. 如何直接从两相流基本方程出发, 建立严格的流型产生与转换理论, 将是今后两相流研究的主要目标之一.

流型的多样性客观上反映了两相流方程解的多重性, 实际出现的流型对应于相应参数条件下两相流方程的稳定的解. 随着流动参数的变化, 原来稳定的解将失去稳定性, 而原来不稳定的解将变为稳定解; 相应的, 原流型消失了, 出现了一种新的流型, 即发生了流型转换. 因此, 稳定性理论原则上非常适于预测两相流型的转换. Taitel 和 Dukler^[3]利用 Kelvin-Helmholtz 不稳定性对常重力水平两相流中分层流与非分层流转换条件的预测, 就是稳定性理论应用于两相流型研究的典型范例. 利用类似方法, Brauner 和 Moalem-Maron^[4]考虑了表面张力对分层流稳定性的影响, 并据此分析了可以忽略重力对两相流影响的条件; Das 和 Pattanayak^[5]分析了垂直两相环状流的稳定性及其向间歇流的转换条件.

不过, 经典 Kelvin-Helmholtz 不稳定性属于无黏流动理论, 描述的是具有相对运动的两种无黏流体间界面的不稳定性, 与管内两相流有很大的差异. 因此, 以 Kelvin-Helmholtz 不稳定性作为相关流型转换的原因, 本质上仍属于物理方法. 为了考虑真实流体黏性效应(如固壁和相界面摩擦阻力和截面速度分布的影响), 往往引入需要由实验检验的多种近似假定, 由此确定的流型转换准则同样摆脱不了对实验数据的依赖.

严格的稳定性分析需要首先确定满足真实两相流方程的基本流动(或基态解), 其主要困难在于: 对于一般的两相流情形, 基态解往往难以得到. 在圆截面光滑直管内的两相流问题中, 对重力作用可以忽略或稳定重力场中垂直管的情形, 两相流方程存在一个严格的解析解, 即充分发展的两流体同心环状流动. 对该流动构型进行的严格的稳定性分析^[6~19], 大大促进了对两相流型转换机制的认识. 需要说明的是, 这些研究尽管是针对圆管两相流问题的, 但由此得到的关于流型转换机理的知识对其他截面管道内的两相流现象同样具有重要意义. 由于这种方法是直接从两相流方程出发, 利用严格的数学分析方法来确定流型转换的条件, 可称为理论方法, 由此得出的关于两相流型转换的模型可称之为理论模型. 本文将对相关研究的进展予以详细评述, 分析圆截面光滑直管内充分发展的两流体同心环状流构型的失稳机制及其与两相流型转换间的关系, 并针对微重力气-液两相流地面模拟实验问题, 探讨在今后工作中需要着重研究的若干方面. 考虑到在两相流型研究中, 非线性稳定性理论迄今未能给出令人满意的结果, 本文的讨论将限于线性稳定性理论.

2 数学模型

在圆截面光滑直管内的两相流问题中, 存在一个解析形式的严格解, 即充分发展的两流体

同心环状流(考虑重力作用时,为保证流动的对称性,流动方向必须与重力平行,不失一般性,取重力方向与 z 轴正方向相反),其轴向速度 W 为^[13]

$$W = \begin{cases} \frac{f - \rho_1 g}{4\mu_1} (R_1^2 - r^2) + \frac{f - \rho_2 g}{4\mu_2} (R_2^2 - R_1^2) + \frac{R_1^2 [[\rho]] g}{2\mu_2} \ln \frac{R_2}{R_1} & 0 \leq r \leq R_1 \\ \frac{f - \rho_2 g}{4\mu_2} (R_2^2 - r^2) - \frac{R_1^2 [[\rho]] g}{2\mu_2} \ln \frac{r}{R_2} & R_1 \leq r \leq R_2 \end{cases} \quad (1)$$

其中 ρ , μ 和 g 分别表示密度、黏性系数和重力加速度, $f = -dP_1/dz = -dP_2/dz$ 表示轴向压力梯度, $[[\Psi]] = \Psi_2 - \Psi_1$ 表示在相界面两侧物理量 Ψ 的间断, R_1 和 R_2 分别表示核心区半径和管道(内)半径, r 和 z 分别表示径向和轴向坐标, 下标“1, 2”分别表示核心区和环形区。

若分别以核心区半径 R_1 和轴心处流体速度 W_0 为特征长度和特征速度, 并利用核心区流体的物性参数, 将相应的两相流方程及边界条件、相界面间断关系等无量纲化, 可以将影响该流动现象的众多因素归结为以下6个无量纲参数: 流量比 $q = Q_2/Q_1$, 密度比 $m = \rho_2/\rho_1$, 黏度比 $\eta = \mu_2/\mu_1$, Reynolds数 $Re = \rho_1 W_0 R_1/\mu_1$, Froude数 $Fr = W_0/\sqrt{gR_1}$ 和Suratman数 $Su = \rho_1 \sigma R_1/\mu_1^2$ (这里, σ 表示界面张力系数)。若选定上述无量纲参数为基本参数, 则两相流研究中其他常用无量纲参数, 如Weber数 $We = \rho_1 W_0^2 R_1/\sigma$, Bond数 $Bo = [[\rho]] g R_1^2/\sigma$ 和毛细数 $Ca = \mu_1 W_0/\sigma$, 均可用它们来表示: $We = Re^2 Su^{-1}$, $Bo = (m-1) Re^2 Fr^{-2} Su^{-1}$, $Ca = Re Su^{-1}$, 而半径比 $a = R_2/R_1$ 也可表示为 q , η 和 Bo/Ca 的函数^[20], 不是独立参数。

若上述基本流动中存在无穷小的扰动, 扰动的演化可用如下线性方程组描述

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$m_k \left(\frac{\partial u}{\partial t} + W \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\eta_k}{Re} \left(\nabla^2 u - \frac{u}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) \quad (3)$$

$$m_k \left(\frac{\partial v}{\partial t} + W \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\eta_k}{Re} \left(\nabla^2 v - \frac{v}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) \quad (4)$$

$$m_k \left(\frac{\partial w}{\partial t} + W \frac{\partial w}{\partial z} + W' u \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\eta_k}{Re} \nabla^2 w \quad (5)$$

其中 u , v 和 w 分别表示径向(r), 周向(θ)和轴向(z)扰动速度, p 表示扰动压力, $\delta = \delta(\theta, z, t)$ 表示相界面位置对无量纲初始位置 $r = 1$ 的偏离, $W' = dW/dr$, $m_k = \begin{cases} 1 & k=1 \\ m & k=2 \end{cases}$, $\eta_k =$

$\begin{cases} 1 & k=1 \\ \eta & k=2 \end{cases}$ 。相界面条件为

$$u = W\delta_z + \delta_t \quad (6)$$

$$[[u]] = [[v]] = 0 \quad (7)$$

$$[[W']] \delta + [[w]] = 0 \quad (8)$$

$$[[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right)]] + [[\eta W'']] \delta = 0 \quad (9)$$

$$[[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial v}{\partial r} - v \right)]] = 0 \quad (10)$$

$$\frac{1}{We} (\delta_{\theta\theta} + \delta_{zz} + \delta) = -[[p]] + \frac{2}{Re} [[\eta \frac{\partial u}{\partial r}]] \quad (11)$$

其中 $W'' = d^2W/dr^2$ 。由于 $[[\eta W'']] = -BoCa^{-1}$, 式(9)还可改写为

$$[[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right)]] = \delta \frac{Bo}{Ca} \quad (12)$$

至于边界条件, 可参阅文献 [9~13](本文无量纲参数的定义与其略有差别).

由于上述方程组是线性的, 叠加原理是适用的, 因此, 可将扰动量按波数展开为不同的简正模

$$\begin{pmatrix} u(r, \theta, z, t) \\ v(r, \theta, z, t) \\ w(r, \theta, z, t) \\ p(r, \theta, z, t) \\ \delta(\theta, z, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} iu(r) \\ v(r) \\ w(r) \\ p(r) \\ \delta \end{pmatrix} \exp\{in\theta + i\alpha(z - ct)\} \quad (13)$$

其中 n (整数) 和 α (正实数) 分别表示周向和轴向扰动波数, $c = c_R + ic_I$ 为扰动沿轴向传播的速度(波速), $i = \sqrt{-1}$. 这样, 问题就变为求解不同简正模的扰动增长速度 αc_I . 显然, 若 $c_I > 0$, 扰动将随时间增长, 导致流动失稳, 反之, 流动是稳定的.

3 同心环状流失稳机制及其与两相流型转换间的关系

对两流体同心环状流的线性稳定性研究始于 Hickox^[6]. Hickox 分析了影响该流动构型稳定性的所有因素, 但局限于长波 ($\alpha \rightarrow 0$) 稳定性, 且仅考虑了轴对称 ($n=0$) 和反对称 ($n=1$) 两种扰动情形. 此外, 物性参数的选择基于常见油-水两相系统 ($m \approx 1$), 且黏度较大的液体处于环形区 (即 $\eta > 1$). 研究表明, 在此参数范围内, 同心环状层流流动构型在任意 Reynolds 数条件下都是不稳定的. 流动失稳的主要原因是基本流动速度分布曲线在相界面处的斜率间断引起的轴向扰动速度的不连续, 而其根源在于两相介质黏度间的差异 (式 (8)). Smith^[7] 研究了重力场中垂直管内仅由密度差 (即 $\eta = 1, m \neq 1$) 引起的轴对称 ($n=0$) 长波 ($\alpha \rightarrow 0$) 扰动的线性稳定性问题. 这里, 是浮力导致了基本流动速度分布曲线在相界面处的曲率间断, 并由此引起切向应力的不连续 (式 (9) 或式 (12)). Smith 发现在某些参数范围内, 密度比大、小不同的两种情形, 其稳定性特征会截然相反.

Joseph 等^[8~14] 将上述研究推广到整个波数空间. 不过, Joseph 等的绝大部分研究的主要对象是 $\eta < 1$ (即黏度较小的液体处于环形区, 这种流型又被称为“反环状流”) 的情形, 其目的是确定石油工业中稠油水力润滑运输技术中所谓的“核-环状流”的稳定性条件等. 计算结果表明: $\eta < 1$ 时, 核-环状流在一个较小的参数范围内 (一般地说, $a \sim 1$ 即薄液环情形) 是稳定的, 而在绝大部分情况下都是不稳定的. $\eta > 1$ 时, 在任意 Reynolds 数条件下, 核-环状流都是不稳定的. 重力影响可以忽略时, 线性稳定性分析^[9,10] 和 Charles 等^[21] 实验 ($\eta < 1, m=1, R_2=26.4 \text{ mm}$) 及 Aul 和 Olbricht^[22] 实验 ($\eta > 1, m \approx 1, R_2=27 \mu\text{m}$) 的比较表明: (1) 失稳后的流动形态对应于最不稳定的 (即正的扰动增长速率中最大的) 扰动波, 而且往往对应轴对称形式 ($n=0$) 的扰动. (2) 最不稳定扰动波的波数约为 1 的量级, 不是长波 ($\alpha \rightarrow 0$). 因此, 长波稳定性分析不能说明流动失稳的真实情况. (3) 线性稳定性计算结果与实际流动特征相符, 包括同心环状流失稳后形成油团 (泡) 的尺寸、波状 (环形) 流界面波的波长等 (这在某种意义上是令人惊奇的, 因为这些情形明显处于强非线性区, 扰动不再是无穷小的). 当重力影响不能忽略时, 线性稳定性计算结果同样能够和实验观测到的流型特征相符很好^[11,12]. 不过, 计算所得到的最不稳定扰动波的波长略大于实验观测到的波状流界面波的波长, 而核心区油柱破裂后形成的油团或泡的尺寸也不再和最不稳定波的波长相关, 这是由于浮力和黏性力的作用使油团拉长变细, 从而偏离相应扰动波的波长. 另一方面, 黏性剪切作用也将使油团或泡进一步破碎. 这样, 线性稳定性分析一般将不再能区分泡状流和弹状流.

由于扰动流的能量来源于基本流动, 根据对最不稳定扰动波的全局能量平衡分析 (类似于湍流研究中的湍动能平衡分析), 可以更好地确定引起基本流动失稳的主要原因 (即失稳机制). 扰动流全局能量平衡关系可表示为如下形式

$$\dot{E} = (I - D) + B_{\sigma} + B_{\mu} + B_g \quad (14)$$

其中 \dot{E} 代表扰动流总动能的增长率, I 和 D 分别代表流体内部由 Reynolds 应力从基本流动向扰动流传输的能量及其黏性耗散 (因此, $(I - D)$ 代表了流体内部扰动能量的净变化). B_{σ} , B_{μ} 和 B_g 分别代表相界面处由界面张力、两相介质黏度差和密度差引起的能量变化. 上式各项的具体表达式可参阅文献 [9,10,13]. 相应地, 引起双流体同心环状流不稳定性机制可分为以下四类: Reynolds 应力不稳定性 (Reynolds stress instability)、界面张力不稳定性 (interfacial tension instability) 或毛细不稳定性 (capillary instability)、界面摩擦不稳定性 (interfacial friction instability) 及界面重力不稳定性 (interfacial gravity instability). 需要说明的是, B_{μ} 和 B_g 之和对应于界面处切向扰动应力对基本流动所做的功, 按照 Joseph 等的观点 [9,10,13], 它实际上包含三项: 一项正比于两相介质黏度差 (即 B_{μ}), 另一项正比于两相介质密度差, 最后一项与两相介质黏度差和密度差均成正比, 后两项之和即为 B_g . 不过, 将交叉项归入界面重力项 B_g , 这种人为的作法似乎过于牵强, 对此应做进一步的研究. Smith^[23], Boomkamp 和 Miesen^[24] 曾针对平面两层流动情形提出了另外的分类方法, 可供两相管流研究借鉴.

能量分析给出了如下结论 [9,10,13]: (1) 毛细不稳定性是一种长波不稳定性, 在很低的 Reynolds 数条件下总是起着主导作用, 与此相关的流型特征为弹状流、泡状流或水包油乳化流, 后者应是大的油泡在剪切力作用下进一步破碎所致. (2) Reynolds 应力不稳定性则是一种短波不稳定性, 在很高 Reynolds 数条件下起着主导作用, 并导致油包水型乳化流. 一般来说, 不管 $\eta < 1$ 还是 $\eta > 1$, 环状区内 Reynolds 应力项总是一种失稳因素, 而核心区内 Reynolds 应力项往往会起一种稳定作用. 类比于湍流研究中的涡黏性概念, Reynolds 应力的作用等价于增加了流体的等效黏度, 而黏性在不同区域起着不同的作用. (3) 界面摩擦项的作用与黏度比有关, $\eta < 1$ 时往往表现为致稳作用, 部分抵消毛细不稳定性的影响. 而在 $\eta > 1$ 时却是一种失稳因素, 且对于较大 Reynolds 数流动而言往往成为主要的失稳因素, 它导致波状流的出现. (4) 界面重力项在 Joseph 等研究的参数范围内总是一种失稳因素, 并随 Reynolds 数增大而增强. 不过, 目前对界面重力不稳定性及其物理结果的研究还很不充分. 鉴于该因素对地面常重力条件下的两相流型特征、两相流型转换的重力效应及微重力两相流型的地面模拟实验等有着十分重要的意义, 今后需对此加以重视.

上述结论基于轴对称扰动的线性稳定性分析, 但在 Bai 等^[12] 实验中还观察到了螺旋波状流, 属于反对称 ($n=1$) 扰动形式, 表明最不稳定的扰动不再是轴对称的. Hu 和 Patanker^[15] 重新审视了相应参数条件下同心环状流的线性稳定性问题, 发现对细油核 ($a \gg 1$, $\eta < 1$) 情形, 除非界面张力极大 (对应于毛细不稳定性起主导作用, 实验观察到的流型将是油泡或弹状流) 或 Reynolds 数极大 (对应于 Reynolds 应力不稳定性起主导作用, 在实验中将观察到油包水乳化流), 反对称扰动 ($n=1$) 在相当大的物性参数和流动参数范围内都是最不稳定的扰动形式. 当环形区很薄 ($a \rightarrow 1$) 时, 固壁将限制非对称 ($n \neq 1$) 扰动的发展, 从而使轴对称扰动成为最不稳定的扰动形式. 因此, 在某些参数条件下, 不能忽略对非对称扰动形式的分析.

针对气体包裹下的液体射流的稳定性问题, Lin 等^[16,17] 研究了 $\eta \ll 1$, $m \ll 1$ 且 $a \gg 1$ (细射流) 时的两流体同心环状流对无穷小轴对称扰动 ($n=0$) 的不稳定性特征. 计算结果表明在此问题中存在两种不稳定模式: (1) Rayleigh 模式, 最不稳定扰动波的波数 $\alpha < 1$, 射流将破碎形

成尺寸与其直径相当的液滴。产生这种不稳定模式的机制为毛细不稳定性。Rayleigh 模式中扰动幅值增长率强烈依赖于 Weber 数，而与其他参数关系不大。(2) Taylor 模式，最不稳定扰动波的波数 $\alpha > 1$ ，射流破碎后将形成尺寸远小于射流直径的液滴。这种不稳定性模式的产生机制在于相界面处压力和剪切力的扰动。计算结果还表明，Rayleigh 模式出现在 Weber 数远大于气-液密度比时，而 Taylor 模式则出现在 Weber 数远小于气-液密度比时，当 Weber 数与气-液密度比相当时会出现何种模式，则取决于其他参数。不过，当重力作用不可忽略时，除非 Weber 数足够大，否则 Taylor 模式将是最主要的不稳定模式。

与 Lin 等^[16,17]研究的参数范围相反，Carron 和 Best^[18,19]针对微重力条件下的气(汽)-液两相流型转换问题，研究了两流体同心环状流对轴对称小扰动的线性不稳定性，尤其是这种不稳定性与微重力条件下两相环状流向弹状流或泡状流的转换条件间的关系。这里， $\eta \gg 1$ ， $m \gg 1$ ， $g \rightarrow 0$ ，与此参数(主要决定于黏度比 η)范围相对应的两流体同心环状流总是不稳定的。和 Joseph 等^[9~14]相比，毛细不稳定性起主导作用时，尽管流动也表现为弹状流或泡状流，但线性不稳定性计算得到的最不稳定的扰动波的波长和泡状流或弹状流中出现的气泡或气团尺寸间不再有任何关联。

这里，需要指出的是，线性稳定性理论仅适用于无穷小扰动的情形。由于无穷小的扰动总是无法避免的，如果流动对无穷小的扰动而言是不稳定的，该流动中所出现的扰动必然会自发地增大，并导致流动的蜕变。这样，线性稳定性理论可以给出流动不能保持其假设的形式而必然转变为另一种流动类型的条件。但是，线性稳定性理论并不能确定流动失稳后究竟会产生何种物理结果，后者依赖于有限幅度扰动的非线性发展，此时，所有不稳定模将相互影响、相互竞争，形成类似于湍流运动中的复杂的能量级串过程，将基本流动能量不断传递到扰动流中。因此，扰动的实际增长须由众多简正模而不是传统线性稳定性理论中的最不稳定的模来确定。

有鉴于此，Carron 和 Best^[18,19]放弃了对线性稳定性计算结果的传统物理解释(“不稳定性的最后物理结果仅仅取决于最不稳定的扰动”)，转而寻求所有不稳定扰动在波数空间所具有的不同结构特征(图 1)与相应物理结果间的联系。定义扰动特征曲线上增长速率等于零的非零波数为中性波数(或临界波数) α_c 。若 $\alpha_c < 1$ (长波)，毛细不稳定性将起主导作用，两相流会表现为弹状流或泡状流；反之，在 $\alpha_c \gg 1$ (短波)时，线性稳定性理论由于界面对流作用的影响而迅速失效，毛细不稳定性与界面对流效应间相互竞争，将导致弹状流、环状流或弹-环过度流型的出现。注意，这里并不保证某种特定流型的必然出现，因此，具体的流型转换准则尚需通过实验来确定。

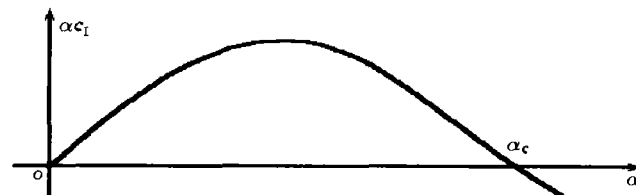


图 1 微重力条件下环状流不稳定性特征曲线示意图

Carron 和 Best^[18]计算了 9 组共 374 个短时低重力两相流实验数据所对应的环状流的不稳定性，通过与观测到的实际流型特征相比较，确定了两个经验参数 $\alpha_{c1} = 6.41$ 和 $\alpha_{c2} = 9.92$ ：若计算出的中性波数小于 α_{c1} ，则观测到的实际流型为弹状流或泡状流；若计算出的中性波数大于 α_{c2} ，则观测到的实际流型为环状流；若计算出的中性波数处于 α_{c1} 和 α_{c2} 之间，则观测到的实际流型为弹-环状过度流型。按上述准则，其总的预测成功率大于 73%；如果将环状流和

弹 - 环状过度流合并为一类, 以 $\alpha_c=6.41$ 作为其与泡状流或弹状流的分类准则, 总的预测成功率可达 94%.

图 2 为 Carron 和 Best^[19] 针对 Reinarts^[25] 低重力两相流实验参数计算所得到的中性波数等值线图与 Reinarts 实验观测结果的比较, 其坐标分别为气、液两相质量流率的对数. 该实验利用失重飞机沿抛物线飞行产生所需低重力条件 (约为 $10^{-2}g_0$, g_0 为地面重力加速度), 实验介质为单组份 R12 饱和汽 - 液两相系统 (实验温度约 290 K). 迄今为止, Reinarts 实验给出了关于失重条件下气 - 液两相流弹状流 - 环状流转换边界的最好的观测结果. 弹 - 环状过度流型是否是失重条件下气 - 液两相流基本流型之一, 目前尚未定论. 如果将弹 - 环状过度流型的产生归因于实验过程中重力水平波动、两相流量脉动及观测方法局限等因素, 从而将弹 - 环状过度流型仅仅视为弹状流和环状流间的一个过度区, 而不作为基本流型之一^[26], 则由图 2 可知, $\alpha_c=6.41$ 等值线可以较好地将弹状流与环状流区分开, 其中只有一个环状流数据被错划入弹状流区.

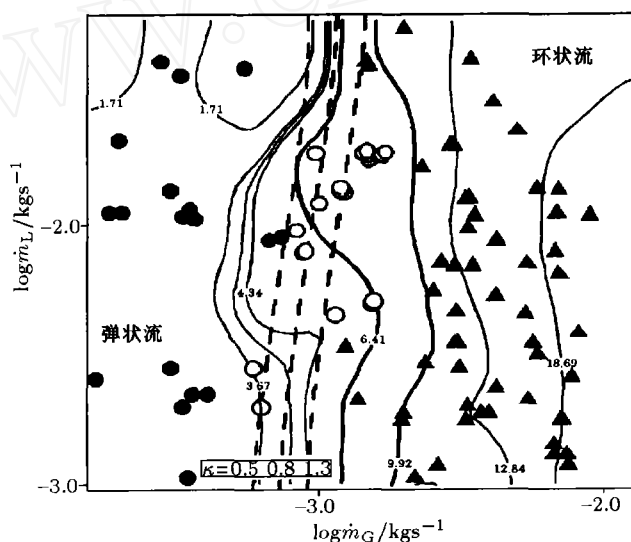


图 2 中性波数等值线 (实线)^[19] 与低重力两相流型实验数据^[25] (圆点: 弹状流; 圆圈: 弹 - 环状过度流; 三角: 环状流) 及 Zhao 和 Hu^[26] 半理论 Weber 数模型预测结果 (虚线) 的比较

图 2 还给出了 Zhao 和 Hu^[26] 提出的半理论 Weber 数模型

$$U_{SG} = \sqrt{\frac{4\kappa C_0 \sigma (1 - \varepsilon) \sqrt{\varepsilon}}{(C_0 - 1) \rho_G d}} \quad (15)$$

$$U_{SL} = \frac{1 - C_0 \varepsilon}{C_0 \varepsilon} U_{SG}$$

的预测结果. 该模型属于物理模型, 它假设界面张力和气相惯性力间平衡的破坏是导致弹状流 - 环状流转换的主要原因. 上式中 d , U_{SG} 和 U_{SL} 分别代表管道内径、气相表观速度和液相表观速度, ε 表示气相空隙率, 经验参数 C_0 为气相分布常数, 其数值取为 1.16, κ 为一个量级为 1 的经验参数, 代表弹状流 - 环状流转换边界处表面张力和气相惯性力之比. 该模型的预测结果与 $\alpha_c=6.41$ 等值线十分接近 (尤其在液相质量流率较大时), 表明该物理模型和 Carron 和 Best^[18,19] 理论模型具有一定的一致性. 不过, Carron 和 Best 理论模型的预测结果在液相质量流率较小时和 Reinarts 实验数据的符合程度还不如半理论 Weber 数模型好. 这表明中性波数概

念尽管可以反映线性不稳定扰动在波数空间所具有的结构特征与两相流型转换间的关系, 但过于简单化, 今后应将寻求更具物理内涵的判断准则作为主要内容。

值得注意的是, 在上述关于两流体同心环状流稳定性分析中, 都没有提到 Kelvin-Helmholtz 不稳定性。由于经典 Kelvin-Helmholtz 不稳定性属于无黏流理论, 从扰动流的全局能量平衡关系来看, 不稳定性的驱动力只能来自两股无黏流动界面涡层内的 Reynolds 应力。Miles^[27] 曾提出一个修正的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性模型, 允许流体速度随其距界面距离而变, 并认为这种不稳定性对于黏性液体受风的剪切作用而出现的不稳定问题^[28] 十分重要。但 Boomkamp 和 Miesen^[24] 针对平面两层流体的稳定性问题的计算表明, 不论黏性多么微弱, 只要在该稳定性问题中包括黏性的影响, 都将排除 Kelvin-Helmholtz 不稳定性出现的可能。因此, 象 Kelvin-Helmholtz 不稳定性这样的简化模型将难以可靠地预测不稳定性的发生。

4 微重力气 - 液两相流相似准则

如前所述, 微重力气 - 液两相流研究受空间实验机会、经费开支等因素的制约极大, 在长期、稳定的空间微重力环境中进行的实验目前还很少^[29], 绝大部分实验工作是利用地基短时失重实验设施(失重飞机、落塔等)进行的^[2]。地基短时失重实验设施最大的局限是能够提供的持续失重时间很短(失重飞机约 20s, 落塔仅数秒), 每个失重阶段始末都有剧烈的重力突变, 甚至出现很大的超重过程, 失重飞机实验在失重阶段残余重力仍嫌较大(约 10^2g), 且存在较强的波动。这些因素对实验都是不利的。因此, 在地面常重力环境中进行的模拟微重力气 - 液两相流实验, 作为微重力两相流研究的辅助手段, 一直受到很大重视^[30~33], 相应实验结果对理解微重力两相流现象有一定的帮助。但是, 由于没能完全解决模拟微重力气 - 液两相流现象应满足的相似准则问题, 对模拟实验结果尚存在诸多争议^[2]。下面将对此做一探讨。

对常密度流体介质的内部流动而言, 控制方程中的重力项往往直接并入压力梯度项中, 因此, 重力大小对流动特征本质上没有影响(当然, 对于系统设计而言, 重力压降的变化会引起驱动设备功率需求的差异); 只有在流动中存在自由界面或内部密度发生变化时, 重力项才必须单独列出。这样, 若不考虑流动中两相介质密度的变化, 重力对两相流特征的影响只能通过相界面起作用, 具体地说, 是通过相界面正应力平衡关系起作用^[34]

$$Y + \frac{1}{Bo}H - \frac{We}{Bo}[\Phi_k] + \frac{Ca}{Bo}\mathbf{n} \cdot [\eta\mathbf{E}] \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (16)$$

其中 \mathbf{E} , Y , H 和 \mathbf{n} 分别表示(无量纲的)变形率张量及相界面位置坐标、主曲率之和与法向单位矢量, 无量纲折算压力 $\Phi_k = \frac{(\rho_k g y + p_k)}{\rho_1 W_0^2}$, 辅助坐标轴 y 的正方向与重力加速度相反。上式左端各项分别代表着重力、界面张力、惯性力和黏性力的作用。从量级分析的角度可知, 若满足下述条件之一

$$Bo \ll 1 \quad (17)$$

$$Bo \ll We \quad (18)$$

$$Bo \ll Ca \quad (19)$$

则重力对两相流特征的影响可以忽略不计, 相应流动即可视为“微重力”两相流。

Zhao 等^[29] 分析了“和平号”空间站不同重力条件下气 - 液两相流型实验及 Colin^[35] 大直径管内气 - 液两相流失重飞机实验的结果, 指出式(17)的定量形式为

$$Bo = (\rho_L - \rho_G)gd^2/\sigma \leq Bo_{cr} = (1.5 \sim 6) \quad (20)$$

这里, 临界 Bond 数范围和地面常重力环境中的毛细管两相流研究十分接近^[4,20,36,37]. Zhao 等^[29] 还依据“和平号”空间站不同重力条件下气-液两相流型实验, 得出式(18)的定量形式为

$$Fr = \sqrt{We/Bo} = U_{SG}/\sqrt{(\rho_L - \rho_G)gd/\rho_G} \geq Fr_{cr} = (0.54 \sim 2.2) \quad (21)$$

此式表明, 气相而不是液相惯性决定着两相流特征, 这和半理论 Weber 数模型^[26] 的基本假设是一致的. 此外, 赵建福和胡文瑞^[20] 分析了圆截面光滑直管内充分发展的两流体同心环状流速度剖面与其稳定性特征间的关系, 通过比较不同重力条件下基本流动速度剖面间的差异, 指出式(19)的定量形式应表示为

$$Bo/Ca = (\rho_L - \rho_G)gd^2/\mu_L U_{SL} \leq 1 \quad (22)$$

和惯性影响不同, 对两相流特征起作用的黏性力主要源于液相.

这样, 利用上述三个准则, 可以在地面常重力环境中设计适当的模拟实验体系, 模拟微重力条件下的气-液两相流现象中的一些主要特征, 目前最常采用的是式(17), 即 Bond 数准则.

然而, 影响两相流特征参数众多(例如, 对圆截面光滑直管内的两相流而言, 忽略重力作用后尚有 5 个无量纲影响参数), 模拟实验在满足上述重力无关性准则的前提下, 尚需确定其他无量纲参数应满足的相似关系, 才能对模拟实验结果进行正确的解释, 发挥地面模拟实验在微重力两相流研究中的应有作用.

赵建福和胡文瑞^[20] 曾利用两流体同心环状流线性稳定性分析的结果指出, 对微重力两相弹状流、环状流及其相互转换条件的模拟, 需要在满足重力无关性准则和流道截面形状相似的前提下, 满足流量比 q , 气相表观 Weber 数 $We_{SG} = \rho_G U_{SG}^2 d/\sigma$ 和黏度比对应相等的要求, 而密度比和 Reynolds 数相似可以不必满足. 此外, 半理论 Weber 数模型^[26,38] 表明, 在微重力和模拟微重力两相流现象中, 弹状流-环状流转换实际上仅决定于流道截面形状及气相表观 Weber 数和流量比, 黏度比的影响并不出现. 因此, 黏度比相似的要求也可以适当放宽. 这样, 适当选择两相流量参数, 是可以在地面常重力环境中利用等密度液-液两相系统和毛细管气-液两相系统成功模拟空间微重力环境中相应的气-液两相流现象.

微重力两相泡状流及其向弹状流转换条件的模拟要更为复杂. 一般认为, 充分发展的两相泡状流中, 气泡尺寸取决于液相湍流脉动强度及气泡间合并速率, 前者使得液相表观 Reynolds 数 $Re_{SL} = \rho_L U_{SL} d/\mu_L$ 成为必须满足的重要的相似参数. 此外, 对微重力两相流泡状流-弹状流转换实验结果的归纳发现, 气泡合并速率及由此引发的泡状流-弹状流转换主要由 Suratman 数 Su 和两相运动黏度比 (η/m) 决定. 这样, 要正确模拟微重力两相泡状流及其向弹状流转换, 除了须满足重力无关性准则和流道截面形状相似的要求外, 还必须满足液相表观 Reynolds 数 Re_{SL} , Suratman 数 Su 和运动黏度比 (η/m) 对应相等的要求. 上述相似要求中, Reynolds 数相似将是对模拟实验的最严苛的限制条件, 并可能会排除毛细管气-液两相系统在模拟微重力两相泡状流及其向弹状流转换方面的应用^[39]. 不过, 这方面的研究还很不完善, 流型特征和稳定性的关系尚需进一步的研究.

5 结束语

圆截面光滑直管内充分发展的两流体同心环状流的稳定性分析, 不仅具有重要的理论意义, 而且在两相流型转换的预测方面有着重要的应用价值. 本文详细评述了两流体同心环状流线性稳定性分析的进展, 着重讨论了该流动构型的失稳机制与两相流型转换间的关系, 结果表明线

性稳定性分析能够成功地预测某些两相流型间的转换条件,从而有可能直接从流体力学基本方程出发,利用理论方法确定两相流型转换的条件,避免传统两相流型研究中存在的对经验基础的强烈依赖性.

此外,结合两流体同心环状流线性稳定性分析的结果,本文还评述了目前有关部门微重力气-液两相流地面模拟实验所应遵循的相似准则方面的最新进展,并指出在今后的研究中,应对各种不稳定机制及其物理结果间的关系予以重视.

参 考 文 献

- 1 Taitel Y. Flow pattern transition in two phase flow. In: Proc 9th Int Heat Transfer Conf, 1990-08-19-24, Jerusalem, Israel, 1990
- 2 赵建福. 微重力条件下气/液两相流型研究进展. 力学进展, 1999, 29(3): 369~382
- 3 Taitel Y, Dukler A E. A model for prediction of flow regime transition in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE J*, 1976, 22(1): 47~55
- 4 Brauner N, Moalem-Maron D. Identification of the range of 'small diameters' conduits, regarding two-phase flow pattern transitions. *Int Comm Heat Mass Transfer*, 1992, 19(1): 29~39
- 5 Das R, Pattanayak S. Detection and analysis of transition from annular to intermittent flow in vertical tubes. *Can J Chem Eng*, 1996, 74(1): 50~57
- 6 Hickox C E. Instability due to viscosity and density stratification in axisymmetric pipe flow. *Phys Fluids*, 1971, 14(2): 251~262
- 7 Smith M K. The axisymmetric long-wave instability of a concentric two-phase pipe flow. *Phys Fluids*, 1989, A1(3): 494~506
- 8 Joseph D D, Renardy M, Renardy Y Y. Instability of the flow of two immiscible liquids with different viscosities in a pipe. *J Fluid Mech*, 1984, 141: 309~317
- 9 Preziosi L, Chen K, Joseph D D. Lubricated pipelining: stability of core-annular flow. *J Fluid Mech*, 1989, 201: 323~356
- 10 Hu H H, Joseph D D. Lubricated pipelining: stability of core-annular flow. Part 2. *J Fluid Mech*, 1989, 205: 359~396
- 11 Chen K, Bai R, Joseph D D. Lubricated pipelining. Part 3: stability of core-annular flow in vertical pipes. *J Fluid Mech*, 1990, 214: 251~286
- 12 Bai R, Chen K, Joseph D D. Lubricated pipelining: stability of core-annular flow. Part 5. Experiments and comparison with theory. *J Fluid Mech*, 1992, 240: 97~132
- 13 Joseph D D, Renardy Y Y. Fundamentals of Two-phase Dynamics. Part 1, 2. New York: Springer-Verlag, 1993
- 14 Joseph D D, Bai R, Chen K P, Renardy Y Y. Core-annular flow. *Ann Rev Fluid Mech*, 1997, 29: 65~90
- 15 Hu H H, Patankar N. Non-axisymmetric instability of core-annular flow. *J Fluid Mech*, 1995, 290: 213~224
- 16 Lin S P, Ibrahim E A. Instability of a viscous liquid jet surrounded by a viscous gas in a vertical pipe. *J Fluid Mech*, 1990, 218: 641~658; Corrigenda. *J Fluid Mech*, 1992, 240: 685~686
- 17 Lin S P, Lian Z W. Absolute and convective instability of a viscous liquid jet surrounded by a viscous gas in a vertical pipe. *Phys Fluids*, 1993, A5(3): 771~773
- 18 Carron I, Best F R. Gas-liquid annular flow under microgravity conditions: a temporal linear stability study. *Int J Multiphase Flow*, 1994, 20(6): 1085~1093
- 19 Carron I, Best F R. Microgravity gas/liquid flow regime maps: can we compute them from first principles? In: Heat Transfer Houston 1996, Houston, USA AIChE symposium Series No. 1996, 310(92): 92~99
- 20 赵建福, 胡文瑞. 微重力两相流相似模拟准则新探. 见: 中国工程热物理学会第十届年会(多相流) 学术论文集, 山东青岛, 2001. 10: 1~7
- 21 Charles M E, Govier G W, Hodgson G W. The horizontal pipeline flow of equal density of oil-water mixtures. *Can J Chem Eng*, 1961, 39(1): 17~36
- 22 Aul R W, Olbricht W L. Stability of a thin annular film in pressure-driven, low-Reynolds-number flow through a capillary. *J Fluid Mech*, 1990, 215: 585~599
- 23 Smith M K. The mechanism for the long-wave instability in thin liquid films. *J Fluid Mech*, 1990, 217: 469~485

- 24 Boomkamp P A M, Miesen R H M. Classification of instabilities in parallel two-phase flow. *Int J Multiphase Flow*, 1996, 22(sup.): 67~88
- 25 Reinarts T R. Adiabatic two phase flow regime data and modeling for zero and reduced (horizontal flow) acceleration fields. Ph. D. thesis, Texas A&M University, 1992
- 26 Zhao J F, Hu W R. Slug to annular flow transition of microgravity two-phase flow. *Int J Multiphase Flow*, 2000, 26(8): 1295~1304
- 27 Miles J W. On the generation of surface waves by shear flows. Part 3: Kelvin-Helmholtz Instability. *J Fluid Mech*, 1959, 6: 583~598
- 28 Francis J R D. Wave motion and the aerodynamic drag on a free oil surface. *Phil Mag*, 1954, 45: 695~702
- 29 Zhao J F, Xie J C, Lin H, Hu W R, Ivanov A V, Belyaev A Yu. Experimental study of two-phase flow Patterns aboard the Mir space station. *Int J multiphase Flow*, 2001, 27: 1931~1944
- 30 Lovell T W. Liquid-vapor flow regime transitions for use in design of heat transfer loops in spacecraft. AFWAL-TR-85-3021, 1985
- 31 Lovell T W. Liquid-vapor flow regime transitions for spacecraft heat transfer loops. AFWAL-TR-88-3084, 1988
- 32 Rothe P H, Martin C, Downing J. An application of miniscale experiments on earth to refine microgravity analysis of adiabatic multiphase flow in space. In: 2nd Microgravity Fluid Physics Conf., NASA CP 3276, 1994-01-21-23, USA, VA5A CP 3276, 1994. 297~302
- 33 Galbiati L, Andreini P. Flow pattern transition for horizontal air-water flow in capillary tubes: a microgravity 'equivalent system' simulation. *Int Comm Heat Mass Transfer*, 1994, 21(4): 461~468
- 34 赵建福. 微重力条件下气 / 液两相流动研究. 中国科学院力学研究所博士后研究报告, 北京, 2000. 7
- 35 Colin C. Ecoulements diphasiques à bubbles et à poches en micropesanteur. Thesis, Instisut de Méanique des Fluides de Toulouse, 1990
- 36 Brauner N. On the relations between two-phase flows under reduced gravity and earth experiment. *Int Comm Heat Mass Transfer*, 1990, 17(3): 271~282
- 37 Brauner N. The prediction of dispersed flow boundaries in liquid-liquid and gas-liquid systems. *Int J Multiphase Flow*, 2001, 27: 885~910
- 38 Zhao J, Xie J, Lin H, Hu W. Experimental study on two-phase gas-liquid flow patterns at normal and reduced gravity conditions. *Science in China (Ser. E)*, 2001, 44(5): 553~560
- 39 赵建福, 李斌, 胡文瑞. 微通道两相流型特征及其与微重力两相流的比较. 见: 微流体动力学与微型飞行器及其相关问题学术研讨会论文集. 浙江: 湖州, 2001. 10

APPLICATION OF THE LINEAR STABILITY THEORY IN THE STUDY ON FULLY DEVELOPED TWO-PHASE FLOW PATTERNS IN CIRCULAR PIPES*

Zhao Jianfu¹ Li Huixiong^{1,2} Hu Wenrui¹

¹National Microgravity Laboratory, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

^{1,2}State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China

Abstract Apart from its clear academic relevance, the study on the stability of fully developed concentric core-annular flow in straight circular pipes is motivated by its technological importance with applications such as in the prediction of two-phase flow pattern transitions. This paper presents a detailed review on the progress of the linear stability analysis of its flow configuration. The discussion centres on the relationship between the instability mechanism and the two-phase flow pattern transitions. Some important topics in connection with the simulated microgravity experiments on two-phase flow patterns in the territorial normal gravity environment are also pointed out for the future research.

Keywords linear stability theory, two-phase flow, flow pattern, microgravity, principle of similarity

*The project supported by the National Natural Science Foundation of China(19789201), the Ministry of Science and Technology of China(95-Yu-34) and the Chinese Academy of Sciences(KJ CX2-L02)