

气液混输管线与立管系统严重段塞流数值研究*

高嵩 李巍[†] 尤云祥 胡天群

(上海交通大学船舶海洋与建筑工程学院, 海洋工程国家重点实验室, 上海 200240)

(2011 年 8 月 25 日收到; 2011 年 10 月 8 日收到修改稿)

针对气液混输管线与立管系统严重段塞流问题, 采用严重段塞流形成条件一致的等效原则, 发展了一种将三维管道系统等效为二维管道系统的计算流体力学 (CFD) 数值模拟方法. 以文献中某下倾管与立管组合系统为对象, 结合其实验工况, 对严重段塞流气液流动过程进行了数值模拟, 获得了其周期、压力波动幅值及喷发时间等关键参数的变化规律, 数值模拟与文献所述实验结果符合. 在此基础上, 建立了立管入口气液折算速度、立管含气率以及立管出口平均速度的理论模型, 获得了这些关键参数随时间的变化规律, 并给出了确定立管内气液流型变化的理论方法, 理论结果与 CFD 数值模拟结果一致. 建立的 CFD 方法大幅缩减了严重段塞流数值模拟所需的时间和资源, 推导的理论模型揭示了严重段塞流特性参数之间的关联, 可以对严重段塞流所引发的危害进行快速评估及预测, 具有一定的工程应用价值.

关键词: 气液两相流动, 严重段塞流, 计算流体力学方法, 理论模型

PACS: 47.10.ad, 47.11.-j, 47.61.Jd, 47.55.-t

1 引言

在海洋油气资源开采中, 通常依靠气液混输管线系统将海底的油气资源输送到海洋平台上, 管线系统由铺设于海底的卧底管道以及连接于海洋平台上的立管组成. 由于海底地形的影响, 卧底管道通常会出现下倾现象. 在油田开采早晚期, 气液流量通常较低, 气液相流体在卧底管道内分层流动过程中, 液体容易在立管底部积聚并堵住气体进入立管, 在立管中形成长度可达一倍甚至数倍于立管高度的液塞, 发生严重段塞流现象^[1,2]. 这是一种在油田生产中不希望出现的特殊有害流型, 不仅会造成管内压力和气液流量大幅度波动, 同时还会使液体在短时间内从立管高速喷出, 导致油田生产能力下降, 甚至发生停产等事故^[3]. 在浅海油气资源开采中, 立管高度较小, 严重段塞流引起的管内压降及气液流量波动都较小, 采用增加下游分离器缓冲容积或在上游增加控制设备等手段, 基本能控制或消除其影响^[4]. 但在深海油气资源开采中, 立管高度可达几百甚至上千米, 严重段塞流导致的管内压降

及气液流量波动将更为严重, 这将给深海油气混输管线系统的开发设计及其正常生产作业带来更加严峻的挑战^[5,6].

鉴于该流型的特殊性及其危害性, 对其流动特征及其流动参数变化规律进行分析与预测, 无疑具有重要学术意义与工程实用价值. 在过去的 20 多年中, 针对严重段塞流问题, 采用模型实验手段, 结合因次分析及数据回归等方法进行的研究, 已有大量文献报道^[7-16]. 由于深海立管的主要特点是高度大而直径小, 模型实验很难达到海洋工程要求的相似比, 因而发展相关的理论预测模型与数值模拟方法, 无疑为分析与预测深海气液混输管线系统内严重段塞流特性提供了一条新的途径. 一维准稳态与瞬态模型是目前应用最为广泛的两类理论预测模型^[7,8,10-12,17-24]. 在这些理论预测模型中, 通常的做法是根据气液相流体沿管道分布状态, 在不同管段及严重段塞流不同形成阶段分别建立相应的流动模型进行模拟与分析. 但在这两类理论预测模型中有许多参数需要依赖系列实验结果, 且进行了过多的简化处理, 无法体现两相介质之间存在的复

* 国家高技术研究发展计划 (863 计划)(批准号: 2008AA09Z316, SQ2009AA09z3487713) 资助的课题.

[†] E-mail: wli@sjtu.edu.cn

杂相间界面效应等现象^[25,26], 难以做到对整个管道中的两相流动力学特征进行研究与分析.

计算流体力学 (CFD) 方法是对严重段塞流特性进行数值模拟与分析的一种更为直接与有效的手段之一. 随着千万亿次超级计算机的问世, 以及分块并行计算技术的发展, 在利用 CFD 方法对这类问题进行数值模拟时, 计算效率已不再是一个瓶颈问题. 采用这种全流场数值模拟方法, 不仅可以实时追踪气液运动界面的瞬态变化过程, 而且可以方便地处理各相介质的物性参数的变化及其界面张力效应等, 同时还可以获得严重段塞流液气喷发阶段立管内气液流动变化特征及其各种流动参数的变化规律. 这种方法已经在水平与垂直管中水气与油水两相流数值模拟中得到了成功应用^[27], 但在气液混输管线与立管组合系统严重段塞流特性方面尚未见诸文献报道.

有鉴于此, 本文针对气液混输管线与立管组合系统严重段塞流问题, 发展一种将三维管道系统等效为二维管道系统的 CFD 数值模拟方法, 在保证严重段塞流形成条件一致的等效原则下, 有效地提高了数值模拟效率. 利用全流场数值模拟结果, 研究严重段塞流各个阶段中气液流动特征, 获得其周期、压力波动幅值及喷发时间等流动参数变化规律, 并与实验结果进行比较. 在此基础上, 总结严重段塞流液气喷发阶段立管内气液流动规律, 建立了入口气折算速度、立管含气率以及立管出口平均速度的理论模型, 并给出确定立管内流动特征随时间变化规律的理论方法. 等效的二维 CFD 数值模拟方法大幅提升了计算效率, 使工程实践中大尺度管道系统内严重段塞流的数值模拟切实可行, 为工程上对该流型的研究提供了新的手段. 此外, 采用本文的理论模型可以对严重段塞流流型变化及其危害进行快速有效评估, 从而为管道及下游接收装置的设计提供理论支撑.

2 数值模拟方法

选用海底油气混输管线中常见的下倾管与立管组合管线系统作为数值模拟对象, 气液相流体分别从下倾管入口流入, 如图 1 所示. 为了便于将 CFD 模拟结果与实验相比较, 本文选用的下倾管和立管尺寸及工作流体与文献 [14] 中的管线系统完全一致, 下倾管长度 $L = 10.8 \text{ m}$, 下倾角 $\beta = 4^\circ$,

立管高度 $H = 4.1 \text{ m}$, 管道内径 $D = 0.051 \text{ m}$, 工作流体为水与空气. 同时在与实验相同位置处设置了 4 个压力监测点, 分别为 P1—P4, P1 与气相入口之间的距离为 1 m , P2 与立管底部之间的距离为 1.6 m , P3 位于立管底部, 也是整个实验系统的最低点, P4 位于立管中部位置, 距离立管底部 2.4 m . 对于这种形式的组合管线系统, 采用 CFD 方法对其严重段塞流现象进行数值模拟时, 常规的处理方法是针对三维管道系统进行直接数值模拟, 但计算将非常耗时. 为此, 本文发展一种将三维管道系统等效为二维管道系统的数值模拟方法.

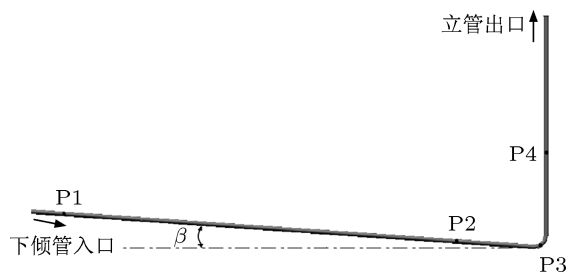


图 1 气液严重段塞流实验模型^[14]

2.1 三维流动转变为二维的等效原则

严重段塞流的成因主要为: 当入口气液流量较低时, 下倾管内为分层流动, 液体在立管底部积聚形成液塞并堵住立管入口阻止气体进入立管, 由于立管内液体高度变化产生的压升大于立管入口进气产生的压升, 使得液塞的长度不断增加形成超过立管高度的长液塞^[2]. 上述过程可以看出, 形成严重段塞流的条件有两点: 一是能够形成阻隔气体的液塞, 二是该液塞能够增长至超过立管高度. 因而将三维管道进行二维转化时, 需保证液塞形成和生长的过程一致. 为保证液塞形成过程一致, 对下倾管与立管系统做侧向投影, 将得到的二维管道系统作为数值模拟的几何模型, 并使两种管道系统的入口进流的气液折算速度相同, 即

$$v_{sg1} = v_{sg2}, \quad v_{sl1} = v_{sl2} \quad (1)$$

下标 1 和 2 分别表示三维和二维管道系统, 这能够保证两种管道内液体积聚和液塞形成的过程一致; 为保证液塞生长过程一致, 需要两种管道内的严重段塞流判定准数 $\Pi_s^{[10]}$ 相同, 即 $\Pi_{s1} = \Pi_{s2}$, 由

$$\Pi_s = \frac{RT_g/M_g \dot{m}_g}{gL\alpha \dot{m}_l} \quad (2)$$

其中, g 为重力加速度, T_g 为气体压缩空间温度, R

为气体常数, M_g 为气体平均分子量, L 和 α 分别为卧底管道长度及含气率, $\dot{m}$ 为下倾管入口处流体质量流量, A 为管道截面积, 下标 g 和 l 分别表示气相与液相工作流体, 可得

$$\frac{\dot{m}_{g1}}{\alpha_1 \dot{m}_{l1}} = \frac{\dot{m}_{g2}}{\alpha_2 \dot{m}_{l2}}. \quad (3)$$

根据 Mukherjee-Brill 相关式^[28]可知, 对于气液两相下坡分层流, 在入口气液折算速度相同条件下, α 仅与气液的物性和下倾角度相关, 因而对于二维和三维模型, 可以认为 $\alpha_1 = \alpha_2$. 因此, 由 (1) 和 (3) 式可推得下倾管入口处气液质量流量在两种管道系统下满足如下关系式:

$$\frac{\dot{m}_{g1}}{\dot{m}_{g2}} = \frac{\dot{m}_{l1}}{\dot{m}_{l2}} = \frac{A_1}{A_2}. \quad (4)$$

2.2 控制方程

由于气液两相流体是互不相混的, 采用 VOF 方法数值模拟其运动界面的变化^[29]. 在该方法中, 通过定义各相流体的体积分数函数, 来标志每个网格单元中该相流体的状态, 各相流体的体积分数分别等于单元内该相流体的体积与单元体积之比. 对气相流体的体积分数 α_g , 满足如下输运方程:

$$\frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \alpha_g = 0, \quad (5)$$

其中, t 为时间, $\mathbf{v}$ 为 Reynold 时均速度矢量.

在由 (5) 式计算得到气相流体的体积分数后, 液相流体的体积分数可以由 $\alpha_l = 1 - \alpha_g$ 确定, 单元内混合密度与动力黏性系数可分别由下式确定:

$$\rho = \alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l, \quad \mu = \alpha_g \mu_g + \alpha_l \mu_l. \quad (6)$$

对严重段塞流问题, 除了需要考虑气体的可压缩性外, 还需要考虑气液相流体温度变化及其界面张力效应等. 为此, 本文利用如下 Reynold 时均连续性方程、动量方程与能量方程, 并采用 k - ε 湍流模型对控制方程进行封闭^[30]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) &= \rho(0, -g) - \nabla p \\ &+ \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{v}) \\ &+ \nabla \cdot (-\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}') + \mathbf{F}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + \bar{p}) \mathbf{v}] \\ = \nabla \cdot (k_{\text{eff}} \nabla T - \rho E \mathbf{v}), \end{aligned} \quad (9)$$

其中, p 为 Reynold 时均压力, $\mathbf{F}$ 为体积力, E 为内能, T 为温度, k_{eff} 为传热系数, $-\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}'$ 为 Reynold

应力项.

$$\begin{aligned} -\rho \mathbf{v}' \mathbf{v}' &= \nu_t \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \\ &- \frac{2}{3} \left(\rho k + \nu_t \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \delta_{ij}, \\ \nu_t &= c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, i, j = 1, 2 \end{aligned} \quad (10)$$

式中, v_1 和 v_2 分别为 $\mathbf{v}$ 的水平与垂直分量, x_1 和 x_2 分别为水平与垂直坐标, ν_t 是涡黏系数, δ_{ij} 是 Kronecker 符号, k 和 ε 分别为湍动能和湍流耗散率, 它们分别由各自的微分方程确定, 即 k 方程和 ε 方程

$$\begin{aligned} \frac{dk}{dt} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(c_k \frac{k^2}{\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon, \quad (11) \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(c_\varepsilon \frac{k^2}{\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \\ &+ c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}, \end{aligned} \quad (12)$$

其中, P_k 为湍流生成项, $c_\mu = 0.09$, $c_k = 1.0$, $c_\varepsilon = 1.3$, $c_{\varepsilon 1} = 1.44$, $c_{\varepsilon 2} = 1.92$.

在方程 (9) 中, 内能 E 和温度 T 之间的关系为 $E = c_p T$, c_p 为比热容. 温度 T 和 k_{eff} 传热系数可表示为

$$\begin{aligned} T &= \frac{\alpha_g \rho_g T_g + \alpha_l \rho_l T_l}{\alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l}, \\ k_{\text{eff}} &= \frac{\alpha_g \rho_g (k_{\text{eff}})_g + \alpha_l \rho_l (k_{\text{eff}})_l}{\alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l}. \end{aligned} \quad (13)$$

对互不掺混的两相流体, 动量方程 (8) 中的体积力来自于气液相介质的界面张力, 采用 CSF 模型进行处理^[31]

$$\mathbf{F} = \sigma \frac{2\rho \kappa \nabla \alpha_g}{\rho_g + \rho_l}, \quad (14)$$

其中, σ 为气液相流体的界面张力系数, $\kappa = \nabla \cdot \hat{n}$ 为界面曲率, $\hat{n}$ 为界面单位法向量.

在数值模拟中, 管道近壁面处采用标准壁面函数处理, 控制方程采用有限体积法进行求解; 对流项和输运项采用二阶迎风格式离散, 时间步进选用二阶隐式时间匹配格式, 气液相运动界面选用几何重构方法进行构造; 应用隐式算子分割法进行压力-速度耦合计算; 根据三维管道系统中卧底管道入口气液折算速度, 利用 (4) 式经换算得到二维等效模型卧底管道入口气液质量流量, 将其作为数值模拟的入口条件, 立管出口处采用压力出口条件.

计算域的网格总数为 54384, 在管道系统内壁面设置了边界层, 对下倾管沿垂向共划分了 24 层网格, 第一层网格厚度为 0.0005 m, 对立管沿横向

平均划分了 24 层网格, 厚度为 0.002 m, 沿垂向的网格厚度为 0.008 m. 此外, 由于在气液进口及弯头处流动较为复杂, 对其网格进行了局部加密.

3 数值结果与比较

为了与实验结果进行比较分析, 数值模拟选取的工况与文献 [14] 中的实验工况相同, 如表 1 所示. 其中, 气相折算速度记为 $v_{sg}(\text{m/s})$, 液相折算速度记为 $v_{sl}(\text{m/s})$.

3.1 严重段塞流的流动特征

严重段塞流的流动特殊性主要体现为: 在严重

段塞流发生期间, 下倾管未被液塞占据部分始终保持为稳定的分层流且不发生变化, 立管的流型呈现周期性变化, 且一个周期内分为液塞形成、液塞出流、液气喷发和液体回流四个阶段. 图 2 给出了在 Case B 的下倾管中气液流动特征及其截面含气率随时间变化的数值模拟结果. 其中, 黑色表示液相流体, 白色表示气相流体, 虚线为省略的下倾管中间部分, 截面 1, 2 和 3 分别表示距离下倾管入口 2.4 m, 2.9 m 和 7.5 m 处的截面. 结果表明, 在严重段塞流发生期间, 下倾管内未被液塞占据部分始终保持为分层流, 且截面含气率随时间变化很小. 下倾管内虽然为稳定分层流, 但各截面的含气率并不一致, 距离入口越远处的截面含气率越高, 这主要由重力因素所导致.

表 1 下倾管入口气液折算速度数值模拟工况

算例编号	Case A	Case B	Case C	Case D	Case E	Case F	Case G	Case H	Case I	Case J
$v_{sg}/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0.136	0.136	0.136	0.136	0.136	0.204	0.204	0.204	0.204	0.204
$v_{sl}/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0.0272	0.0544	0.0816	0.1088	0.136	0.0272	0.0544	0.0816	0.1088	0.136

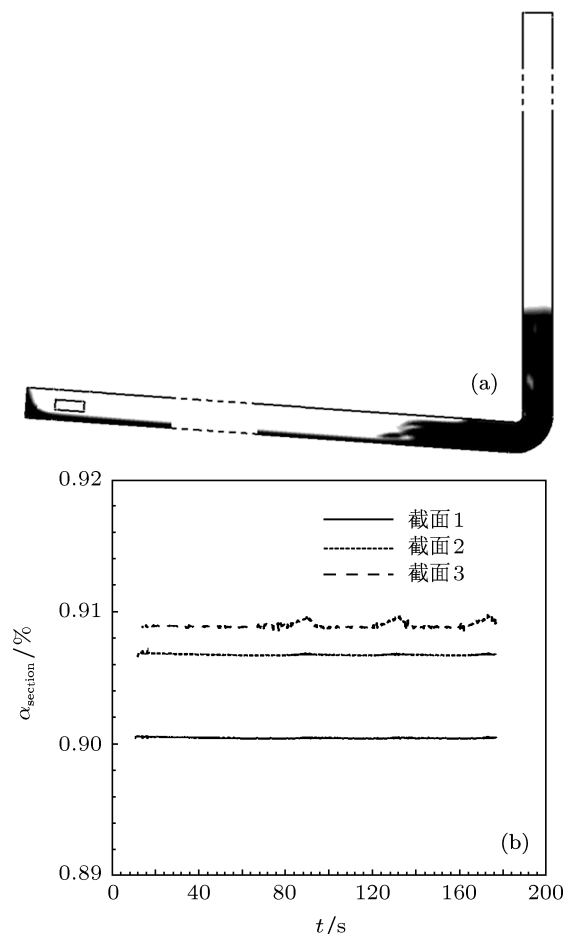


图 2 Case B 下倾管中气液分层流动 (a) 截面含气率随时间变化特性; (b) 数值模拟结果

在图 3 中给出了 Case B 在严重段塞流 4 个不同阶段立管内流动特征的数值模拟结果. 图 3(a) 为液塞形成阶段, 该阶段内液体逐渐在立管底部附近积聚形成液塞, 并在下倾管与立管中同时生长, 立管内液气两相以液塞头部为分界, 没有相互掺混现象. 图 3(b) 为液塞出流阶段, 在液塞头部到达立管顶部后, 气体开始推动液塞流向管外, 在这个过程中, 位于下倾管内的液塞被气体不断推进立管, 下倾管内气体空间的体积开始增加, 立管内则完全被液塞占据. 当下倾管中气体随着液塞尾部进入立管之后, 流动进入图 3(c) 所示的液气喷发阶段. 该阶段又包含了两个过程: 当气体进入立管所形成的气弹未到达立管顶部之前, 称为液塞喷发过程, 此时立管出口仍保持为液塞出流状态, 立管内由残余液塞及气液混合段组成, 两者以首气泡为界; 当气相到达立管顶部后, 立管出口呈现气液交叠出流现象, 称为段塞喷发过程, 此时立管中表现为气液间歇流动, 直至喷发结束. 图 3(d) 中所示为液体回流阶段, 当下倾管内气体压力减小到不足以推动立管内液体继续出流时, 立管中残留液体在重力作用下回落到立管底部, 进入液体回流阶段, 该阶段内, 液体回落到立管底部进入到新液塞中, 而气体由于密度较小能够突破回落的液体继续流出管外.

上述模拟所得的气液流动过程与实验结果 [14]

完全一致,说明经过等效转化的二维管道能够准确地模拟出严重段塞流的四个流动过程.

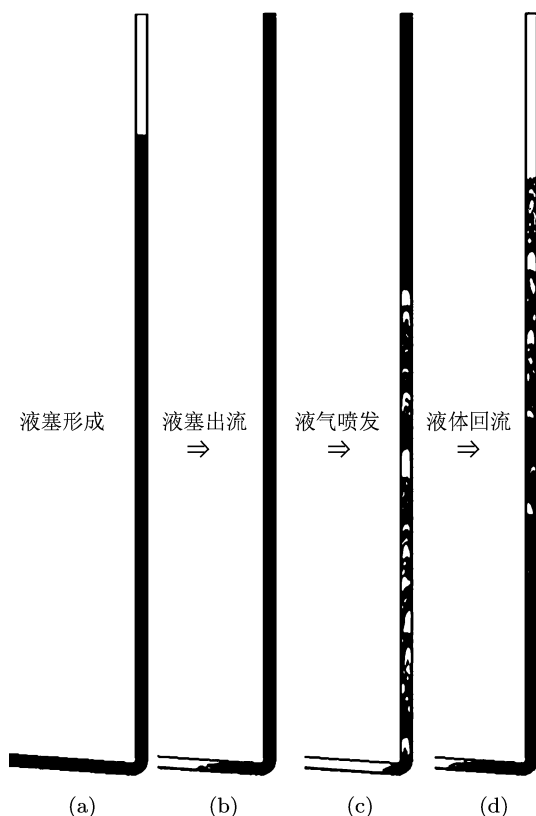


图3 严重段塞流的流动过程数值模拟结果

3.2 严重段塞流特性参数比较

由于设备及场地的限制,大多数实验主要通过监测管道中压力的变化来对严重段塞流特性进行分析.图4中给出了Case B所得的压力波动时历的数值模拟结果,其中横坐标为时间,纵坐标为表压力.结果表明,整个管线系统中各测点处压力都具有明显周期性,而且在严重段塞流一个周期内的4个不同阶段,压力变化具有不同的特征,数值模拟所得各监测点的压力变化趋势与实验一致.在液塞形成阶段,由于入口气液流量保持不变,因而立管内液塞高度是近似线性增加的,故而测点P1—P3处压力是近似线性增加,在液塞头部到达P4测点前,其压力为大气压力,因此出现相位延迟现象,当液塞头部到达该测点后,开始受到液塞产生的静压力作用,而且也是近似线性增加的.在液塞出流阶段,由于液塞高度不变,即立管中各测点处静压力不再有明显变化.在液气喷发阶段,由于气体大量进入立管,各测点的压力开始逐渐减小,其中P1—P3测点处的压力在气体进入立管瞬间即开始减小,

而P4测点压力在气相到达该点后开始快速减小,在此之前呈现小幅震荡趋势.回流阶段持续时间很短,在回落液体到达立管底部后,P1—P3测点处的压力即迅速小幅度增加,而P4测点处的压力则继续小幅度震荡减小.

P1, P2与P3测点处压力差异很小,主要原因如下: P1与P2测点所在位置为下倾管分层流内气体空间,由于气体在下倾管中是连通的,其压力沿下倾管长度方向变化很小,故P1与P2的差异很小. P3测点位于立管底部,其值与P1和P2的差异由位于下倾管内液塞高度差造成,由于下倾管下倾角度较小,因而P3与P1和P2的数值差别很小.此外,由于P4测点位于立管中部,因此与下倾管中各测点压力相比,P4测点处的压力要明显小得多.

通过图4的压力曲线,还可以直接得出严重段塞流周期、压力波动幅值及喷发时间等重要特征参数.压力波动幅值 P_{amp} 是指在严重段塞流一个周期内,最大和最小压力之差,液气喷发时间 t_p 是指严重段塞流液气喷发阶段的持续时间,在气液混输管线系统设计与应用中,这些都是极为重要的敏感性控制参数.

表2给出了相关流动参数的模拟结果与实验结果^[14],模拟结果与实验结果符合良好,各算例的平均误差不足10%.相对而言,模拟与实验的压力波动幅值和喷发时间符合更好,然而周期的误差略大.通过分析发现,当气体折算速度较低时,周期会出现较大的误差,且误差主要源于液塞形成阶段.这是由于实验难以保证气液进流的稳定性和一致性,实验装置难以做到绝对密封.上述两点对气体折算速度较低的工况影响较大,而对气体折算速度较高的工况影响较小,因而模拟和实验结果在气体折算速度较低工况差别较大.

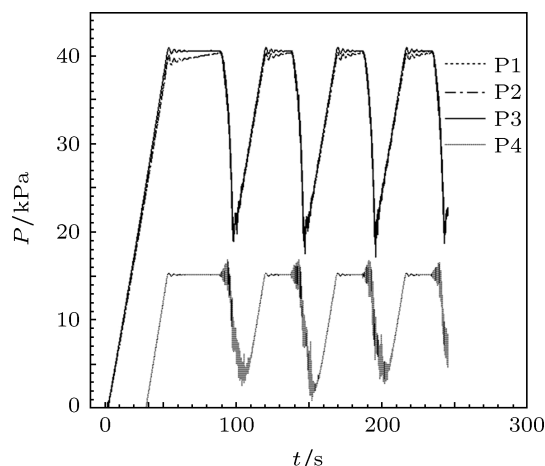


图4 Case B 严重段塞流压力波动特性数值模拟结果

表 2 数值模拟与实验结果比较

	实验值			计算值			相对误差		
	T/s	$P_{\text{amp}}/\text{kPa}$	t_p/s	T/s	$P_{\text{amp}}/\text{kPa}$	t_p/s	T/s	$P_{\text{amp}}/\text{kPa}$	t_p/s
Case A	74.92	14.5	10.34	60.81	13.31	10.31	18.83	8.21	0.29
Case B	51.33	20.1	7.90	49.37	21.83	8.44	3.82	8.61	6.84
Case C	38.36	23.1	6.49	38.20	25.11	6.92	0.41	8.701	6.63
Case D	31.22	25.8	5.62	35.14	29.10	5.99	12.56	12.79	6.58
Case E	25.26	28.2	5.25	28.86	30.75	5.43	14.25	9.041	3.43
Case F	55.51	9.3	10.44	44.81	8.76	10.25	19.27	5.81	1.82
Case G	40.96	17.5	8.51	40.96	18.68	8.73	0	6.74	2.59
Case H	32.45	21.4	6.87	34.10	23.64	6.89	5.08	10.47	0.29
Case I	28.07	24.5	6.04	30.14	26.38	6.25	7.37	7.67	3.48
Case J	23.98	26.6	5.33	25.78	28.39	5.34	7.51	6.73	0.19

4 基于 CFD 结果的理论分析

与实验相比,数值模拟的优点之一是能够得到气液流动的全流场模拟结果,在此基础上可以进一步揭示严重段塞流内在的特性规律.对于严重段塞流的液塞形成和液塞出流阶段,气液分相流动,互不掺混,各流动参数可以通过简化的质量守恒和动量守恒方程直接求解^[7,8,10-12],回流阶段持续时间较短,产生影响较小,可以忽略.在工程实践中,严重段塞流的复杂性和危害性主要集中在液气喷发阶段,该阶段内气液相流体同时进入立管,在立管中出现复杂的气液混合流动,压力、液塞速度、含气率等参数均在该阶段内出现极值,对设备安全危害极大.由于液气喷发阶段立管内气液两相流动复杂多变,目前尚未有较为完善的理论模型.本文基于 CFD 结果对该阶段内气液的流型和特性参数之间的变化规律进行分析归纳.

4.1 立管入口气液折算速度变化特性

立管内的流动特征及其相关流动参数变化规律与立管入口气液折算速度直接相关,因而首先对严重段塞流液气喷发阶段立管入口气液折算速度变化规律进行研究.设 V 为下倾管体积, V_G 为下倾管气体压缩空间体积,选取下倾管为控制体,由液体质量守恒方程可得

$$\dot{m}_l - \dot{m}_{rl} = \frac{d}{dt}[\rho_l(V - V_G)], \quad (15)$$

其中, $\dot{m}_l$ 为下倾管入口液体质量流率, $\dot{m}_{rl}$ 为立管入口液体质量流率.

设 v_{rsl} 为立管入口液体折算速度,根据液体质

量流率定义可得, $\dot{m}_l = \rho_l A_2 v_{sl}$, 而 $\dot{m}_{rl} = \rho_l A_2 v_{rsl}$. 在严重段塞流液气喷发阶段,下倾管内为气液分层流动, CFD 结果显示各工况下倾管内含气率随时间变化均很小,皆不足 1.5%, 因此有 $dV_G/dt \approx 0$. 由此可得 $v_{sl} \approx v_{rsl}$, 即在严重段塞流液气喷发阶段立管入口液体折算速度与下倾管入口液体折算速度近似相等.

在控制体内,由气体质量守恒方程可得

$$\dot{m}_g - \dot{m}_{out} = \frac{d}{dt}(\rho_g V_G), \quad (16)$$

其中, $\dot{m}_g$ 为下倾管入口气体质量流率, $\dot{m}_{out}$ 为立管入口气体质量流率. 根据气体质量流率定义可得, $\dot{m}_g = \rho_g A_2 v_{sg}$, 而 $\dot{m}_{out} = \rho_g A_2 v_{rsg}$. 由气体状态方程 $P_r = \rho_g RT$, 可得 $\rho_g = P_r/RT$, 其中 P_r 为气体压缩空间压力. 由于下倾管为绝热系统,而且气液流动速度均较低,因此 T 与下倾管入口处温度近似一致. 利用 $dV_G/dt \approx 0$, 可得立管入口气体折算速度的表达式为

$$v_{rsg} = (\dot{m}_g RT - P'_r V_G)/P_r A_2, \quad (17)$$

其中, P'_r 为下倾管内气体压缩空间压力的时间变化率.

在气体进入立管过程中,由于下倾管内气体压缩空间与立管入口是连通的,因此气体压缩空间压力可由下式确定:

$$P_r = P_3 - \rho_l g D. \quad (18)$$

由此可知,在获得立管底部压力测量结果后,利用 (17) 式即可得到 P_r 及其时间变化率 P'_r . 图 5 给出了 Case B 在严重段塞流液气喷发阶段的 P_r 及 P'_r 变化规律,其中 t_{p1} 为液塞喷发时间. 图中可

见, 在严重段塞流液塞喷发过程中, P_r' 也随时间不断减小, 这导致 P_r 随时间加速减小, 而在严重段塞流段塞喷发过程中, P_r' 随时间开始增加, 但其值仍小于 0, 使得 P_r 随时间由加速减小变为减速减小, 当立管进气量小于出气量之后, P_r' 的值开始大于 0, P_r 开始增加, 立管中液体开始减速, 并在重力作用下回落到立管底部, 重新堵住立管入口, 严重段塞流液气喷发阶段结束. 在这个过程中, P_r 的变化并非光滑连续的, 存在小尺度的波动, 这源于立管入口进气的不连续性. 但从图 5 可以看出, 压力的微幅波动对其整体变化趋势影响很小, 因而可以近似认为 P_r 的变化是光滑连续的, 即假定立管连续进气.

由 (17) 式可以得到图 6 所示的 Case A—Case J 在液气喷发阶段内, 立管入口气体折算速度 v_{rsg} 随时间的变化规律. 结果显示, 立管入口气体折算速度从零随时间逐渐增大, 当达到某个极大值后, 又随时间快速减小直到重新变为零. 这说明在液气喷发阶段, 立管内的进气量先是迅速增加, 到某一时刻后开始减小直至喷发结束, 理论模拟结果与实验观测到的现象完全一致. 同时, 模拟结果显示 v_{rsg} 出现拐点的时刻即为 P_r' 由减小变为增加的瞬间, 也即为液塞喷发结束, 段塞喷发开始的时刻. 图 6

给出的立管入口气体折算速度变化曲线可以直观地反映严重段塞流喷发阶段内立管的进气规律, 对进一步研究该阶段立管内流型及参数变化有着极为重要作用.

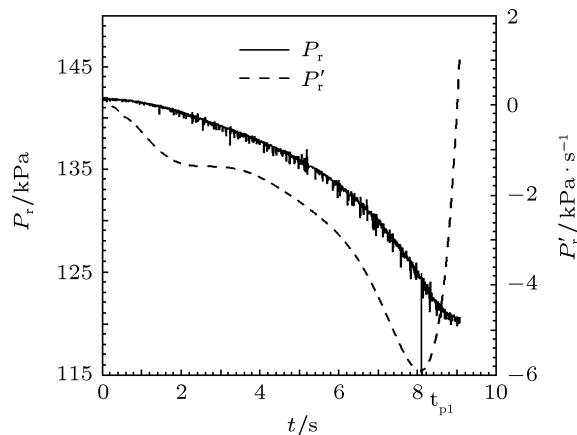


图 5 Case B 严重段塞流液气喷发阶段 P_r 及 P_r' 变化

研究进一步发现, 当 v_{sl} 给定时, v_{rsg} 的极大值随 v_{sg} 增加而增大, 而且喷发时间随 v_{sg} 增加而减小, 主要原因如下: 在 v_{sl} 给定时, v_{sg} 的增加会使 $\dot{m}_g$ 增加, 从而导致立管中进气量增加, 使得在液塞喷发过程中 P_r 与 P_r' 均减小, 由 (17) 式可知 v_{rsg} 的极大值将随之增大.

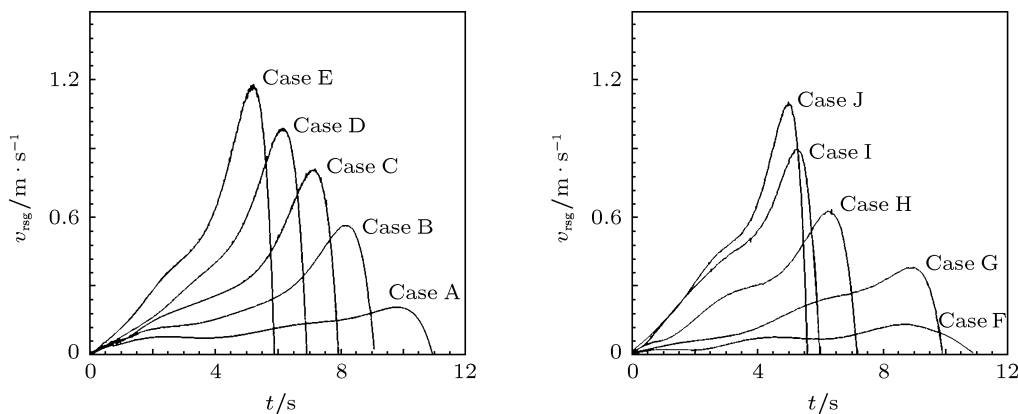


图 6 严重段塞流液气喷发阶段立管入口气体折算速度变化

4.2 立管气液两相流型变化

垂直管内能够出现的气液流型主要包括: 弹状流、搅混流、泡状流、环状流和细束环状流等, 这些流型与垂直管入口气液折算速度之间的关系如图 7 所示, 即著名的 Hewitt 流型图 [32], 其

中 $J_l = \rho_l v_{\text{rsl}}^2$, $J_g = \rho_g v_{\text{rsg}}^2$. 由于立管属于垂直管, 在已知其入口气液折算速度的前提下, 可以利用 Hewitt 流型图直接得到液气喷发阶段立管中气液流型的变化过程.

对于 Case A—Case E, $J_l = 18.46 \text{ kg/s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, 由 Hewitt 流型图可知, 在弹状流向搅混流转换边界

上 $J_g = 1.07 \text{ kg/s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, 相应立管入口气体折算速度为 0.93 m/s , 再结合图 6 可知, 在严重段塞流液气喷发过程中, Case D 和 Case E 的喷发阶段, 立管中将出现弹状流与搅混流之间相互转换的流动现象; Case A—Case C 的喷发阶段, 立管中将只出现弹状流现象. 对于 Case F—Case J, $J_1 = 41.54 \text{ kg/s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, 由 Hewitt 流型图可知, 在弹状流向搅混流转换边界上 $J_g = 3.68 \text{ kg/s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, 相应立管入口气体折算速度为 1.73 m/s , 结合图 7 可知, 在这些工况下立管中将只有弹状流现象.

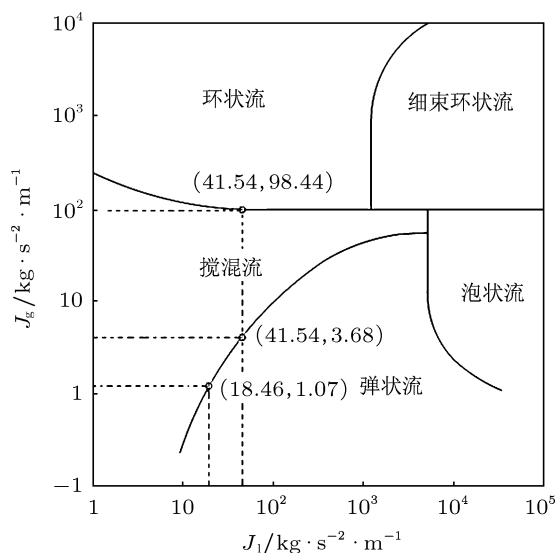


图 7 Hewitt 流型图 [32]

CFD 的数值模拟结果表明, 在 Case D 和 Case E 中, 立管中确实出现了弹状流与搅混流之间相互转换现象, 而其余工况的立管中确实只有弹状流现象, 因此理论预测与 CFD 数值模拟结果一致. 下面以 Case D 为例给出立管中弹状流与搅混流相互转换过程的数值模拟结果, 如图 8 所示. 在液塞喷发过程初期, v_{rsg} 较小, 气体以泡状形式进入立管, 并在居中效应作用下汇聚成头部呈半圆形的气弹, 如图 8(a) 所示; 随着液塞喷发过程的持续, 气体不断进入立管, 立管中气液混合段高度不断增加, 气液两相流动特征表现为气弹与液塞交替出现的弹状流型, 随着 v_{rsg} 的不断增大, 新形成的气弹长度也随之增加, 同时还会出现后形成的气弹不断追赶前方气弹并融合成更长气弹的现象, 如图 8(b) 所示; 当 $v_{\text{rsg}} > 0.93 \text{ m/s}$ 时, 气弹开始连成一片形成搅混流, 液体表现为不规则的液块形式, 在气体作用下搅动上升, 在搅混流向立管出口上升过程中, 还会出现气团与液块追赶前方弹状流的现象, 而且一旦

追上就会将前方弹状流型转变为搅混流, 如图 8(c) 所示; 当气体所形成的第一个气弹到达立管顶部的瞬间, 进入段塞喷发过程, v_{rsg} 开始减小, 当其值小于 0.93 m/s 时, 立管内气液混合流动从搅混流又会转变为弹状流, 而且新形成的气弹长度不断减小, 直至喷发结束, 如图 8(d) 所示.



图 8 Case D 液气喷发阶段立管内气液混合流动变化过程

由于在本文所选算例中均未达到出现环状流所需立管入口最大气体折算速度值, 因此在数值模拟中没有出现环状流现象. 环状流是指液体紧贴立管壁面呈环形液膜形式向上运动, 而气体在立管中表现为夹带水滴气团的一种流动形式. 在环状流动过程中, 气体在立管中是连通的, 液体仅以液膜与液滴形式分别存在于立管壁面和气团内. 为模拟环状流现象, 根据 Hewitt 流型图, 必须增大 v_{rsg} 的极大值, 由 (17) 式可知这可以通过增加下倾管内气体压缩空间体积 V_G 来实现. 为此, 在下倾管气液混合器后方加装一个体积为 0.2 m^3 的缓冲气罐, 下倾管入口气液折算速度与 Case B 的情况一样, 将其定义为 Case B+.

(17) 式的计算结果表明, 加装气体缓冲气罐之后, 严重段塞流液气喷发阶段的立管入口气体折算速度最大值可达 17.4 m/s . 由 Hewitt 流型图可知, 在搅混流向环状流转换边界上 $J_g = 98.44 \text{ kg/s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, 相应立管入口气体折算速度为 9.2 m/s . 图 9 给出了 Case B+ 工况严重段塞流液气喷发阶段立管内气液混合流动的变化过程, 当 $v_{\text{rsg}} < 0.93 \text{ m/s}$ 时,

立管内气液混合流动为弹状流型,如图 9(a) 所示;当 $v_{\text{rsg}} > 0.93 \text{ m/s}$ 时,立管内开始出现搅混流现象,如图 9(b) 所示;当 $v_{\text{rsg}} > 9.2 \text{ m/s}$ 时,搅混流开始转变为环状流型,如图 9(c) 所示;当立管中气液混合流动进入环状流后,由于立管内含气率接近于 1,因此不会出现由环状流向搅混流的流型逆转现象,此时液体将在立管底部重新积聚形成新液塞,进入下一周期的液塞生成阶段,如图 9(d) 所示.数值模拟结果与 Hewitt 流型图的结果符合良好,这表明使用 Hewitt 流型图可以对严重段塞流发生时立管内可能出现的流型进行预测和分析.

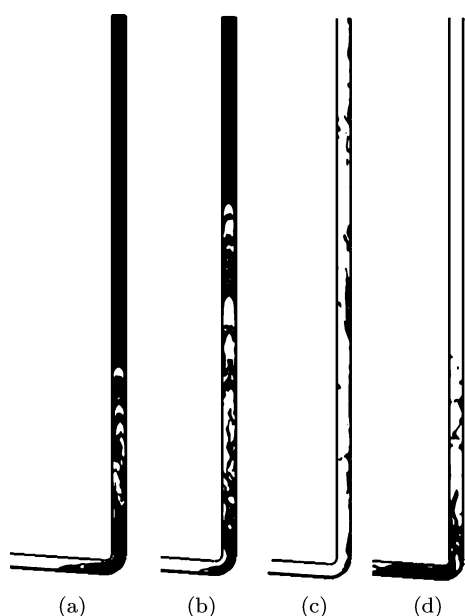


图 9 Case B+ 严重段塞流液气喷发阶段立管内气液混合流动变化过程

4.3 立管出口平均速度特性

在严重段塞流液气喷发阶段,立管出口平均速

度 v_m 是工程设计中关心的重要敏感控制参数,直接体现了长液塞对下游设备的冲击程度,且通过速度可以得到出口的气液流量,并以此为根据设计下游接收和处理设备.在数值模拟中 v_m 是指立管出口各网格节点速度的面积加权平均值,且在液塞形成、液塞出流和液气喷发的液塞出流过程中 v_m 为液塞的出流速度,在段塞喷发过程及液体回流阶段 v_m 为气液混合出流速度.研究表明,立管出口气液平均速度近似为其入口气液折算速度之和,由此可得 $v_m \approx v_{\text{rsg}} + v_{\text{rsl}}$,进一步利用 $v_{\text{rsl}} \approx v_{\text{sl}}$ 可得

$$v_m \approx v_{\text{rsg}} + v_{\text{sl}}. \quad (19)$$

图 10 给出了 Case A—Case J 液气喷发阶段 v_m 随时间的变化规律,CFD 结果与 (19) 式所得结果符合较好,所得的 v_m 变化规律基本一致,都是先随时间逐渐增大,当达到某个极大值后,又随时间快速减小.图中显示,在液塞喷发过程中 CFD 模拟所得速度是不断小幅震荡的,且随着速度增加震荡幅度加剧,这是由于气体紧贴弯头内壁面进入立管,导致弯头内液体速度分布不均匀,使得液体变形对气体发生挤压,致使立管进气过程出现不连续;在段塞喷发过程,CFD 模拟所得速度大幅震荡,此时气体已经到达立管出口,立管出口气液交替出流,由于气体上升速度要大于周围液体的速度,因此当出口主要为气相时速度较大,主要为液相时速度较小,气液交替的流动过程使得出口速度大幅震荡.由 (19) 式计算的结果比较光滑,无法体现气液相互作用带来的不稳定现象.理论模型和 CFD 数值模拟获得的 v_m 变化规律一致,这表明通过 (19) 式对立管出口平均速度进行理论分析是有实用意义的,然而无法体现气液相互作用的细节,这也说明了 CFD 方法的不可替代性.

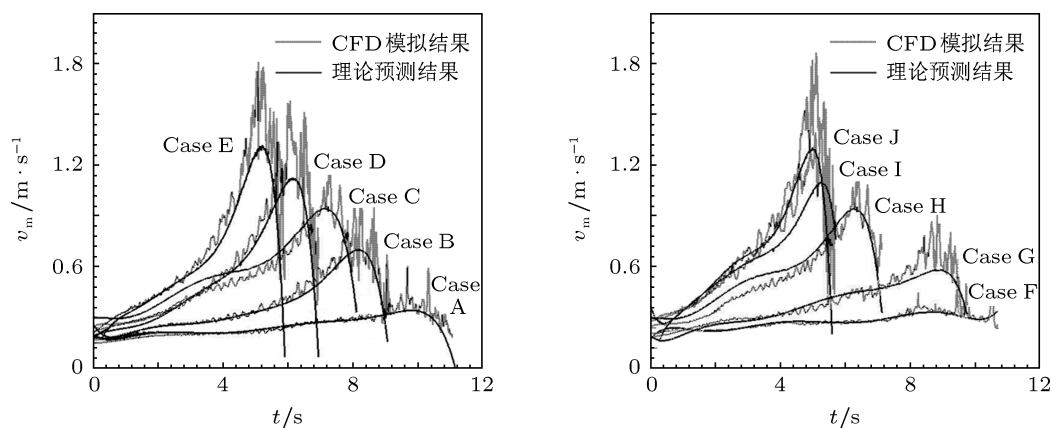


图 10 严重段塞流液气喷发阶段立管出口平均速度变化

4.4 立管含气率特性

立管内含气率是工程设计关心的另一类重要控制参数. 由于在严重段塞流液气喷发阶段, 立管内的气体分布是非均匀的, 因此难以通过实验手段直接测量获得, 而且目前还尚无有效的理论分析模型. 本文利用立管入口气体折算速度对立管含气率进行推导, 在严重段塞流液塞喷发过程中, 气液通过立管入口不断进入, 而出口仅为液体, 因此只需直接对进入立管中的气体体积进行积分, 即可得到立管内含气率的理论模型. 在液塞喷发过程任意 t 时刻, 立管内含气率可表示为

$$\alpha_{\text{riser}} = \int_0^t C_1 v_{\text{rsg}} dt / H, \quad (20)$$

其中, $t \leq t_{p1}$, C_1 为膨胀率, 表示气体在立管内上升由于压力减小而带来的体积膨胀, 有 $C_1 = P_r / P_0$, P_0 为立管出口压力.

在严重段塞流液塞喷发过程中, 立管内含气率变化由进气和出气共同决定, 在 t 时刻立管内含气

率可表示为

$$\alpha_{\text{riser}} = \left(\int_0^t C_1 v_{\text{rsg}} dt - \int_{t_{p1}}^t v_{\text{osg}} dt \right) / H, \quad (21)$$

其中, 第一项表示立管的进气量, 第二项表示立管的出气量, v_{osg} 为立管出口气体折算速度. 由于立管内的气液流动是不稳定的, v_{osg} 的值不能直接给出, 假设对于段塞喷发过程中的任意 t 时刻, 立管出口处的气泡是 $t - t_{p1}$ 时刻进入立管的气泡经过一系列合并而形成的, 立管出口气体折算速度可表示为 $v_{\text{osg}}(t) = C_2 v_{\text{rsg}}(t - t_{p1})$, 其中 C_2 为立管内气泡的合并系数, 该系数与 H/D 有关, 在本文算例中 $H/D = 80.4$, 根据文献 [33] 中方法可得 $C_2 = 2.5$. 图 11 给出了严重段塞流液气喷发阶段 α_{riser} 随时间的变化规律, 其中虚线为 CFD 模拟所得结果, 实线为理论分析所得结果. 图中可见, 立管含气率随着喷发的进行不断增加, 直到出口气量大于进口气量后开始减小, (20) 和 (21) 式所得结果与 CFD 结果符合良好, 表明理论分析模型是有效与合理的.

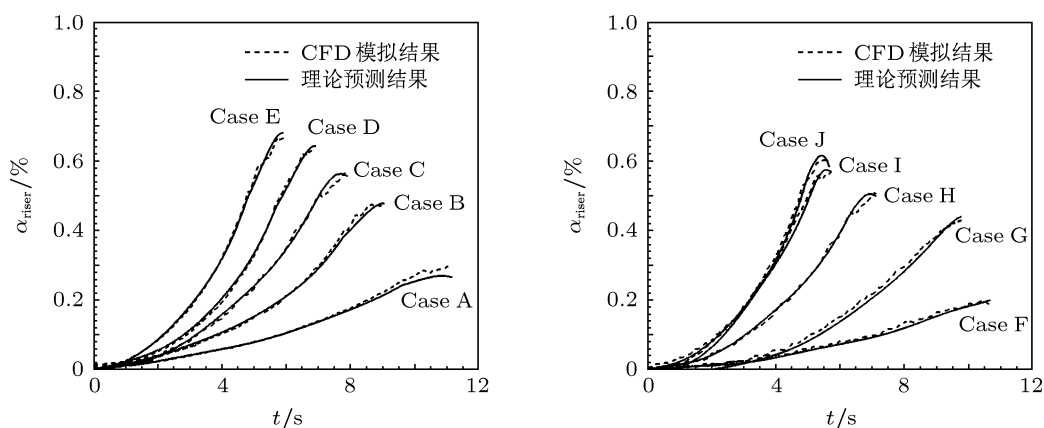


图 11 严重段塞流液气喷发阶段立管内含气率变化

5 结 论

以严重段塞流形成条件为等效原则, 将三维的卧底管道与立管组合管线系统等效为二维管线系统, 发展了该种气液混输管线系统中严重段塞流的 CFD 数值模拟方法. 以某下倾管与立管组合系统为对象, 对水气严重段塞流 4 个阶段中气液流动特征及其压力变化特性进行了数值模拟与分析, 获得了其周期、压力波动幅值及喷发时间的变化规律, 数值模拟与文献中实验结果符合良好.

在 CFD 全流场结果的基础上, 对严重段塞流动规律和流动特性进行深入分析, 针对危害最为严重和流动最为复杂的液气喷发阶段, 给出了立管入口气体折算速度的变化规律和理论模型, 反映出严重段塞流喷发阶段立管的进气规律, 并结合 Hewitt 流型图提出了立管内流型的预测方法. 此外, 文中还建立了立管出口平均速度、立管含气率与立管入口气体折算速度之间的理论模型, 理论模型的计算结果与 CFD 数值模拟结果一致.

本文为工程上大尺度油气混输管线内严重

段塞流的研究提供了切实可行的二维 CFD 方法, 且文中建立的理论模型可以为严重段塞流所引

发的危害进行快速预测评估, 具有一定工程实用价值.

-
- [1] Yocum B T 1973 *SPE European Meeting* London, United Kingdom, 2–3 April 1973, SPE4312
 - [2] Schmidt Z 1977 *Ph. D. Dissertation* (Tulsa: University of Tulsa)
 - [3] Farghaly M A 1987 *SPE Meeting* Bahrain, 7–10 March 1987, SPE15726 p299
 - [4] Mokhatab S, Towler B F, Purewal S 2007 *Petrol. Sci. Technol.* **25** 1235
 - [5] Hill T J 1990 *Oil & Gas J.* **26** 88
 - [6] Mokhatab S, Towler B F 2007 *Petrol. Sci. Technol.* **25** 867
 - [7] Schmidt Z, Doty D R, Dutta-Roy K 1985 *Soc. Pet. Eng. J.* **25** p27
 - [8] Taitel Y, Vierkandt S, Shoham O, Brill J P 1990 *Int. J. Multiphase Flow* **16** 57
 - [9] Wang X, Guo L J, Zhang X M 2005 *J. Eng. Thermophys.* **26** 799 (in Chinese) [王鑫, 郭烈锦, 张西民 2005 工程热物理学报 **26** 799]
 - [10] Pots B F M, Bromilow I G, Konijn M J W F 1987 *Soc. Pet. Eng. J.* **2** 319
 - [11] Moe J, Lingelem M N, Holm H, Oldervik O 1989 *Proc. 4th Int. Conf. on Multi-Phase Flow* Nice, France, June 1989 p527
 - [12] Taitel Y, Dukler A E 1976 *AIChE Journal* **22** 47
 - [13] He L M, Zhao Y C, Luo X M 2004 *J. Eng. Thermophys.* **25** 621 (in Chinese) [何利民, 赵越超, 罗小明 2004 工程热物理学报 **25** 621]
 - [14] Ma H W 2008 *Ph. D. Dissertation* (Dongying: University of Petroleum) (in Chinese) [马华伟 2008 博士学位论文 (东营: 中国石油大学)]
 - [15] Wang X, Guo L J, He L M 2008 *J. Eng. Thermophys.* **29** 1339 (in Chinese) [王鑫, 郭烈锦, 何利民 2008 工程热物理学报 **29** 1339]
 - [16] Luo X M, He L M, Ma H W 2009 *J. Chem. Indus. Eng.* **60** 1656 (in Chinese) [罗小明, 何利民, 马华伟 2009 化工学报 **60** 1656]
 - [17] Sarica C, Shoham O 1991 *Chem. Eng. Sci.* **46** 2167
 - [18] Wang X, Guo L J 2006 *J. Eng. Thermophys.* **27** 611 (in Chinese) [王鑫, 郭烈锦 2006 工程热物理学报 **27** 611]
 - [19] Liu M E, Li Q P, An W J, Gong J, Wu Y X 2007 *China Offshore Oil and Gas* **19** 125 (in Chinese) [刘淼儿, 李清平, 安维杰, 宫敬, 吴应湘 2007 中国海上油气 **19** 125]
 - [20] Balino J L, Burr K P, Nemoto R H 2010 *Int. J. Multiphase Flow* **36** 643
 - [21] Bendiksen K H, Malnes D, Moe D, Nuland S 1991 *Soc. Pet. Eng. J.* **6** 171
 - [22] Straume T, Nordsveen M, Bendiksen K 1992 *ASME Int. Symp. on Multiphase Flow in Wells and Pipelines* Anaheim, U.S.A., 8–13 Nov., 1992 p103
 - [23] Lima P C R 1999 *Ph. D. Dissertation* (Cranfield: Cranfield University)
 - [24] Pauchon C, Dulseia H, Cirlot G B, Fabre J 1994 *SPE Annual Technical Conference and Exhibition* New Orleans, Louisiana, 25–28 September, 1994 p311
 - [25] Dong F, Jin N D, Zong Y B, Wang Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6145 (in Chinese) [董芳, 金宁德, 宗艳波, 王振亚 2008 物理学报 **57** 6145]
 - [26] Jin N D, Dong F, Zhao S 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 720 (in Chinese) [金宁德, 董芳, 赵舒 2007 物理学报 **56** 720]
 - [27] Parvareh A, Rahimi M, Alizadehdakhel A, Alsirafi A A 2010 *Int. Commun. Heat and Mass Trans.* **37** 304
 - [28] Mukherjee H, Brill J P 1983 *J. Pet. Technol.* **35** 1003
 - [29] Hirt C W, Nichols B D 1981 *Trans. of the ASME: J. Pressure Vessel Tech.* **103** 136
 - [30] Liu Y Z, Miao G P 2002 *Advanced Hydrodynamics* (Shanghai: Shanghai Jiaotong University Press) p3 (in Chinese) [刘应中, 缪国平 2002 高等流体力学 (上海: 上海交通大学出版社) 第3页]
 - [31] Brackbill J U, Kothe D B, Zemach C 1992 *J. Cornpu. Phys.* **100** 335
 - [32] Hewitt G F, Roberts D N 1969 *Atomic Energy Research Establishment* London, United Kingdom, 1 Jan., 1969 AERE-M2159
 - [33] Xia G D, Zhou F D, Hu M S 1997 *J. Chem. Indus. Eng.* **48** 729 (in Chinese) [夏国栋, 周芳德, 胡明胜 1997 化工学报 **48** 729]

Numerical investigation on the gas-liquid severe slugging in a pipeline-riser system*

Gao Song Li Wei[†] You Yun-Xiang Hu Tian-Qun

(School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiao Tong University,
Shanghai 200240, China)

(Received 25 August 2011; revised manuscript received 8 October 2011)

Abstract

Based on the consistence principle for the severe slugging formation condition, a computational fluid dynamics (CFD) method is proposed for numerically simulating the gas-liquid severe slugging in a pipeline-riser system by converting the three-dimensional pipeline-riser system into a two-dimensional equivalent one. Numerical simulation is conducted for the gas-liquid flow patterns of the severe slugging in a declination pipeline-riser system according to the experimental cases presented in the reference, and variations of characteristics of the flow parameters with gas-liquid superficial velocity due to such a severe slugging are obtained, including period, pressure fluctuation and blowout time, the numerical results are in good agreement with the experimental results. Moreover, the theoretical methods are obtained of determining the gas superficial velocity at the riser inlet, the gas volume fraction in the riser and the average velocity at the riser outlet during the severe slugging blowout stage, and the variations of characteristics of these flow parameters with time are presented. Besides, a theoretical predicting method of determining the flow patterns in the riser during the severe slugging blowout stage is further proposed, and the theoretical results are consistent with the CFD numerical results. The CFD method could save much time and computing resource, and the theoretical methods could be used to predict the damage of severe slugging quickly.

Keywords: gas-liquid flow, severe slugging, computational fluid dynamics method, theoretical methods

PACS: 47.10.ad, 47.11.-j, 47.61.Jd, 47.55.-t

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant Nos. 2008AA09Z316, SQ2009AA09Z3487713).

[†] E-mail: wli@sjtu.edu.cn