

两种群体平衡模型在大规模多粒径 泡状流中的应用研究

段欣悦^{1,2}, 厉彦忠¹, 张孜博², 屠基元^{2,3}

(1. 西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 710049, 西安; 2. 墨尔本皇家理工大学航空、机械与制造学院, 维多利亚 墨尔本 3083, 澳大利亚; 3. 清华大学核能与新能源技术研究院, 100084, 北京)

摘要: 为了研究大规模多粒径泡状流流动特性, 考虑到气泡聚并、破裂等微观机制现象对气泡尺寸、数密度等宏观参量的影响, 分别采用两种基于群体平衡方程的数学模型——群数密度传递(BNDT)模型与多气泡组质量传递(MUSIG)模型, 对具有聚并主导趋势特征的多粒径气液泡状流实验 MTLOOP 进行数值模拟, 并与实验进行了对比研究, 结果发现: 两种群体平衡模型均可以较准确地捕捉到多粒径泡状流中气泡尺寸变化趋势以及含气率分布特征转换, 且预测精度相当; 与 MUSIG 模型相比, BNDT 模型计算时间节省了 1/20~1/10, 因此更适用于火箭工程中大型气液泡状流的工程预测。

关键词: 多粒径泡状流; 群体平衡模型; 气泡聚并; 气泡破裂; 数值模拟; 火箭工程

中图分类号: TQ 028.8 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2011)12-0092-07

Application of Two Population Balance Models to Predicting Large Scale Multi-Size Bubbly Flow

DUAN Xinyue^{1,2}, LI Yanzhong¹, CHEUNG Chipok², TU Jiyuan^{2,3}

(1. State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. School of Aerospace, Mechanical and Manufacturing Engineering, RMIT University, Victoria 3083, Australia;

3. Institute of Nuclear and New Energy Technology, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: Aiming at investigating fluid flowing behaviours in large scale multi-size bubbly flow, two population balance models, named Bubble Number Density Transfer (BNDT) model and Multi-Size-Group (MUSIG) model coupled with bubble coalescence and breakage mechanism respectively, are employed to simulate the MTLOOP(Multi-phase Loop) experiment with characteristics of coalescence dominating trends. In comparison to experimental data, both models are able to well capture the dynamic evolution trends of bubble diameter and transition of gas volume fraction distribution, but the computing period of BNDT gets shorter by 1/10~1/20 than that of MUSIG under the similar predictions, thus BNDT model is more appropriate for predicting large scale multi-size bubbly flow in rocket engineering.

Keywords: multi-size bubbly flow; population balance approach; bubble coalescence; bubble breakup; numerical simulation; rocket engineering.

随着液体火箭推进技术的发展, 液氧、液氢等低温液体被广泛用作液体火箭推进剂, 为运载火箭提

供动力源. 当推进剂流经火箭动力系统加注管路时, 局部受热或压降易于诱发推进剂产生过冷沸腾或空

收稿日期: 2011-05-19. 作者简介: 段欣悦(1979—), 女, 博士生; 厉彦忠(通信作者), 男, 教授, 博士生导师. 基金项目: 教育部高等学校博士学科点专项科研基金资助项目(20100201110012).

网络出版时间: 2011-10-08

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20111008.0833.006.html>

化现象,形成气-液泡状流.在湍流流动条件下,通常伴随着气泡聚并、破裂等复杂微观机制^[1],造成单尺度泡状流演化成大、小气泡并存的多粒径泡状流.若气泡产生速率增加,气泡群数密度也会随之增加,流场内气泡聚并将会加剧形成更大尺寸的气泡,严重的还会出现弹状流.此类现象是造成动力系统内压力波动甚至阻塞输运管路的根源,威胁火箭的安全运载.因此,准确预测大规模多粒径泡状流的形成、发展过程是火箭工业发展的重要研究方向.

大规模多粒径泡状流中气-液两相流动行为十分复杂,采用欧拉-拉格朗日方法^[2]可以追溯单个气泡行为在空间、时间上的进化,会耗费大量计算资源,不适合工程应用.群体平衡方法^[3](PB)根据气泡微观行为机制建立气泡群数密度平衡方程,将微观现象与宏观参量相结合,并能够与双流体模型耦合,实现基于欧拉-欧拉方法的数学建模,是目前比较适合工程应用的气-液两相流计算方法.近年来,基于双流体模型框架,群体平衡理论分组(CM)算法^[4]提出了一种求解多气泡组质量传递(MUSIG)模型^[5].该模型根据泡状流系统中气泡尺寸范围,将气泡按尺寸分成若干组,然后分别对各子气泡组建立气泡质量传递方程.为改进此模型预测精度,Krepper^[6-7]考虑了气泡尺寸对相间动量传递的影响,根据气泡尺寸范围,建立不同组群的气-液动量传递方程,发展了求解多速度场分布的非均一MUSIG模型.目前,MUSIG由于自身的理论优势,在气-液两相流研究领域引起了国内外学者的广泛关注^[8-10].然而,对于大规模多粒径泡状流,采用MUSIG模型预测工程关心的参数存在两个主要问题.首先,在气泡尺寸分布范围较宽的情况下,过多的求解方程数量将会导致计算资源消耗过大,降低了该模型在工程领域上的应用价值.此外,气泡尺寸分布范围估测不准,也会导致该模型对气-液两相流系统的描述误差,限制了MUSIG模型的工程适用范围.为了实现大规模泡状流参数的有效描述,本文在Cheung等^[11]推导的平均气泡群数(ABND)模型基础上,建立了一套求解局部气泡数量群数密度传递(BNDT)模型.该模型形式简单,可大大减少求解方程数量且无需估测气泡尺寸分布范围.为了验证该模型对多粒径泡状流的预测精度,在考虑气泡聚并与破裂情况下,分别采用Prince and Blanch^[12]聚并模型与Luo^[13]破裂模型耦合的MUSIG模型,以及由Wu等^[14]发展的聚并、破裂机制源相模型构建的群数密度传递模型,对具有多粒径泡状流特征实

验MTLOOP进行数值模拟.通过对多粒径泡状流中气泡直径、含气率等宏观参数进行数值预测,并与实验进行对比,考察两种模型对气泡直径动力学变化以及含气率分布转换特征的预测能力,检验群数密度传递模型的工程应用价值.

1 数学建模

1.1 群体平衡理论

在不考虑相变对气泡密度的影响下,文献[3]根据群体平衡原理将离散相气泡分布与微观行为相结合,建立适用于两相流系统的气泡数量密度的输运方程

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (u_i n_i) = B_i^C + B_i^B - D_i^C - D_i^B \quad (1)$$

式中: n_i 为单位时间、单位空间内气泡数量的分布函数; u_i 为气泡的运动速度; B_i^C 、 B_i^B 分别代表由聚并、破裂导致的气泡数量增多的变化; D_i^C 、 D_i^B 分别为聚并、破裂造成的气泡数量减少的变化.

1.2 非均一 MUSIG 模型

在非均一MUSIG模型(以下简称MUSIG模型)中,气泡按速度场分布被定义为 N 种离散相气体,而每种离散相气体按气泡大小被离散为 M 个子气泡组.通过建立控制容积内第 $j \in [1, N]$ 种离散相气体的第 $i \in [1, M_j]$ 组气泡的总体积 $n_i v_i$ 与该气体含气率 α_j 的比值 f_i 的关系,即 $\alpha_j f_i = n_i v_i$,将群体平衡方程与两流体模型相结合,得到描述气泡聚并与破裂的离散相子气泡组 i 的连续性方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\rho_j^g \alpha_j^g f_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_j^g \mathbf{u}_j^g \alpha_j^g f_i) = \\ & (\rho_j^g \alpha_j^g)^2 \frac{1}{2} \sum_k \sum_l f_k f_l \frac{M_k + M_l}{M_k M_l} \eta_{kli} a(M_k, M_l) + \\ & \rho_j^g \alpha_j^g \sum_k r(M_k, M_i) f_k - \\ & (\rho_j^g \alpha_j^g)^2 \sum_k f_i f_k \frac{1}{M_k} a(M_i, M_k) - \\ & \rho_j^g \alpha_j^g f_i \sum_k r(M_i, M_k) \end{aligned} \quad (2)$$

式中: M_i 为第 i 组气泡的质量; η_{kli} 为第 k 组气泡与第 l 组气泡发生碰撞、聚并为第 i 组气泡的质量分数,可表示为

$$\eta_{kli} = \begin{cases} 1, & M_k + M_l > M_i \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (3)$$

根据文献[12]推荐的气泡聚并率,可知 $a(M_k, M_l)$ 为第 k 组气泡与第 l 组气泡随机碰撞导致第 i 组气泡质量增加的比率, $a(M_i, M_k)$ 为第 i 组气泡与第 k 组气泡随机碰撞导致自身质量减小的比率.

根据文献[13]推荐的绝热湍流环境下气泡破裂模型,可得 $r(M_i, M_k)$ 为第 k 组气泡破裂至第 i 组、导致第 i 组质量增加的比率, $r(M_k, M_i)$ 为第 i 组气泡破裂至第 k 组、导致自身质量减小的比率。

第 j 种离散相气体的动量方程为

$$\frac{\partial(\rho_j^\varepsilon \alpha_j^\varepsilon \mathbf{u}_j^\varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_j^\varepsilon \alpha_j^\varepsilon \mathbf{u}_j^\varepsilon \times \mathbf{u}_j^\varepsilon) = \nabla \cdot (\alpha_j \mu_g (\nabla \mathbf{u}_j^\varepsilon + (\nabla \mathbf{u}_j^\varepsilon)^T)) - \alpha_j^\varepsilon \nabla p + \rho_j^\varepsilon \alpha_j^\varepsilon \mathbf{g} + \mathbf{F}_j + \mathbf{S}_{Mj} \quad (4)$$

式中: $\mathbf{F}_j$ 为相间作用力,由曳力、侧升力、壁面润滑力以及湍流耗散力组成^[15]; $\mathbf{S}_{Mj}$ 为质量交换导致的速度组间的动量交换,即在气泡聚并与破裂过程中气泡大小发生变化,从而使得气泡进入另一速度场。此外, MUSIG 模型中存在的关系与限制条件如下

$$\alpha^\varepsilon = \sum_{j=1}^N \alpha_j^\varepsilon = \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^{M_j} \alpha_{ij}^\varepsilon; \quad \alpha_j^\varepsilon = \sum_{i=1}^{M_j} \alpha_i^\varepsilon; \quad \sum_{i=1}^{M_j} f_i = 1 \quad (5)$$

1.3 群数密度传递模型

根据气泡群数密度函数,采用局部平均假设,对气泡群分布状态进行整体积分,求解单位控制容积内气泡宏观参量,如

$$\frac{\partial(\rho_g \alpha n)}{\partial t} + \text{div}(\rho_g \alpha n \mathbf{u}_n) = \Psi \frac{\alpha_i^3}{\alpha^2} \left(\alpha \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_g \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right) + \rho_g \alpha (\phi_n + \phi_n^{\text{ph}}) \quad (6)$$

式中: Ψ 为气泡的几何因子,当气泡为球型时, $\Psi = 1/(36\pi)$ 。当采用传递方程计算控制容积内全部气泡群数变化时,该控制容积内气泡质量守恒,因此 $\Psi \frac{\alpha_i^3}{\alpha^2} \left(\alpha \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \rho_g \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right) = 0$ 。若不考虑相变诱发的气泡数量变化率 ϕ_n^{ph} ,则气泡群数变化仅为气泡聚并、破裂等微观行为诱发的气泡数量变化率 ϕ_n 。将局部气泡数量的群数密度传递方程与耦入相间动量传递^[15]的两流体模型^[16]联合求解,构成本文的群数密度传递模型。与 MUSIG 模型所采用的将连续性方程离散为多组质量传递方程的方法不同,群数密度传递模型通过一个附加参量方程积分求解就实现了气泡相关参数的预测,并且通过积分推导方法不需要限定求解范围,在控制容积足够小的情况下,应该可以实现较高的预测精度。

特别指出,聚并、破裂机制模型也是群体平衡模型的重要组成部分。Wu 等^[14]根据文献[12]的气泡聚合理论基础,推导了两气泡随机碰撞的特征时间与平均自由传递距离,发展了一维气泡聚并与破裂经验模型。本文采用 Wu 的理论,得到气泡聚并的随

机碰撞率

$$\phi_n^{\text{RC}} = -C_{\text{RC}} \frac{\alpha_g^2 \varepsilon^{1/3}}{D_s^{11/3} \alpha_{\text{max}}^{1/3} (\alpha_{\text{max}}^{1/3} - \alpha_g^{1/3})} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{C_{\text{max}}^{1/3} \alpha_g^{1/3}}{\alpha_{\text{max}}^{1/3} - \alpha_g^{1/3}}\right) \right] \quad (7)$$

式中: $C_{\text{RC}} = 0.021$ 与 $C = 3.0$ 为聚并效率的修正参数;依据弹状流至环状流的临界值给出气、液泡状流的最大含气率,取值为 $\alpha_{\text{max}} = 0.8$ 。考虑到多尺寸泡状流中的大气泡对其下游的小气泡存在尾涡夹带作用,在球形气泡假设条件下,由此机制导致的气泡聚并率可以表达为

$$\phi_n^{\text{WE}} = -C_{\text{WE}} U_r \alpha_g^2 / D_s^4 \quad (8)$$

式中: $C_{\text{WE}} = 0.0073$,由尾流区有效长度以及聚并效率决定;气泡最终速度 U_r 由下式给出

$$U_r = \left(\frac{D_s g \Delta \rho}{3 C_D \rho_l} \right)^{1/2} \quad (9)$$

根据湍流驱动力与表面张力的动量平衡理论, Wu 等^[14]限定造成气泡破裂的湍流涡尺寸与气泡尺寸为同一数量级,推导了湍流诱发的破裂率,表达如下

$$\phi_n^{\text{TI}} = C_{\text{TI}} \frac{\alpha_g \varepsilon^{1/3}}{D_s^{11/3}} \left(1 - \frac{We_{\text{cr}}}{We} \right) \exp\left(-\frac{We_{\text{cr}}}{We}\right) \quad (10)$$

式中:破裂修正系数 $C_{\text{TI}} = 0.0945$ 与临界韦伯数 $We_{\text{cr}} = 2.0$ 是破裂模型的关键参数。

2 数值求解方法

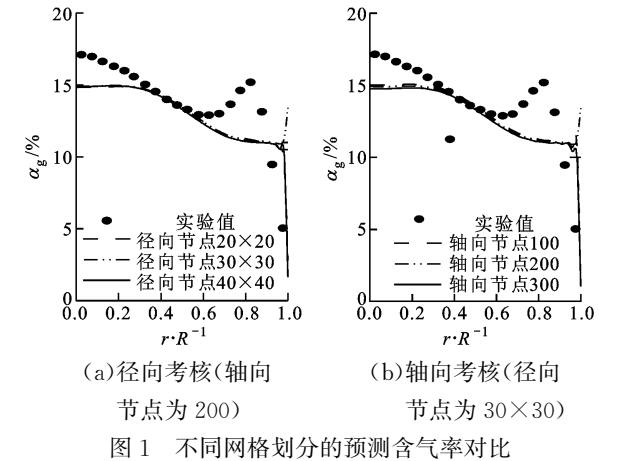
为了提高程序的通用性,本文以 ANSYS CFX 11^[17] 商业软件为计算平台,采用 CFX 控制语言,修正了两种群体平衡模型中相间作用力系数,同时采用剪切应力湍流方程计算液体湍流参数^[18],采用离散相零方程计算气相湍动能,并用 Sato^[19]模型修正液体湍流黏度。另外,在统一的动量传递模型基础上,添加了 Wu 等^[14]聚并、破裂源相构成的群数密度传递方程,并将其耦入两流体模型框架,分别组建群数密度传递模型与 MUSIG 模型程序代码。

3 数值结果与分析

3.1 网格独立性考核

由 Lucas 等^[20]发展的 MTLOOP 实验,在高为 3 061 mm、内径为 51.2 mm 的竖管内,对入射气泡尺寸为 5~6 mm 的典型情况下不同的流动工况进行测量,获得了大量具有气泡聚并主导趋势特征的实验数据。本文采用上述实验数据进行验证校核,流动工况如表 1 所示。首先,考虑到 MTLOOP 实验段具有轴对称的几何结构,本文截取 MTLOOP 实验

竖管的 1/6 扇形部分构建三维轴对称几何模型. 其次,为了节省计算资源并提高程序收敛性,采用六面体结构化网格对物理模型进行网格划分,并在径向、轴向两个方向进行网格独立性考核. 考虑到湍流模型在近壁区域对网格节点无量纲尺度的要求,沿径向 2/3 坐标位置以内至管道中心网格节点均匀设置,沿径向 2/3 坐标位置以外至壁面区域网格节点渐密设置,渐变率为 0.99,而轴向网格节点均匀分布. 图 1 给出了应用不同的网格对工况 M1 进行数值模拟在截面 $Z/D=40$ 上获得的预测含气率,其中 Z 为管道轴向长度, D 为管径. 由图 1a 可知,当轴向设置 200 个节点,在径向扇形区域分别采用 20×20 、 30×30 、 40×40 节点设置,均能获得相同的预测含气率. 在径向上采用 30×30 节点设置,在轴向分别设置 100、200、300 个网格节点,得到的预测含气率曲线差别很小,说明本文划分的 5 套网格均能获得网格无关性结果,都能通过轴向、径向上网格独立性考核. 下文采用 $30 \times 30 \times 100=90\ 000$ 网格划分研究区域,进行数值计算.



3.2 离散相子气泡组考核

从表 1 可知:当泡状流入射距离由 $Z/D=0.6$ 演化至 $Z/D=60$ 时,沿流动方向截面平均含气率提高,气泡直径增大,气泡分布范围变宽;对于入射含气率较高的工况 M2,平均气泡直径更大,气泡分布范围更宽. 因此,气泡聚并在泡状流演化过程中效果更强. 采用 MUSIG 模型对具有上述特征的多粒径

泡状流进行数值研究,需要对速度场以及离散相子气泡组进行合理设置. 根据文献[7]研究结果,以侧升力改变运动方向的临界气泡尺寸为界,设置两类离散相气泡及构建双速度场 MUSIG 模型,能够获得较好的多粒径泡状流预测结果. 因此,本文在设置如表 1 所示流动工况的 MUSIG 模型时,将离散相气泡直径小于 6 mm 分为第一类离散相气泡,大于 6 mm 分为第二类离散相气泡. 同时,为了考核子气泡组数量对预测结果的影响,分别以 2、1、0.5 mm 为尺寸步长设置 6、12、24 组离散相子气泡对工况 M1 进行数值模拟. 图 2 给出了 MUSIG 模型获得的不同离散相子气泡组设置的工况 M1 截面 $Z/D=30$ 上的预测结果. 由图 2a 可知,离散相子气泡组越多,气泡尺寸分布预测结果越好,而预测含气率曲线也呈现相同的规律,见图 2b. 总之,采用步长为 0.5 mm、24 组离散相子气泡设置的 MUSIG 模型,能够较好地预测出含气率从壁面峰到中心峰的转换特征,以及气泡尺寸单峰分布特征.

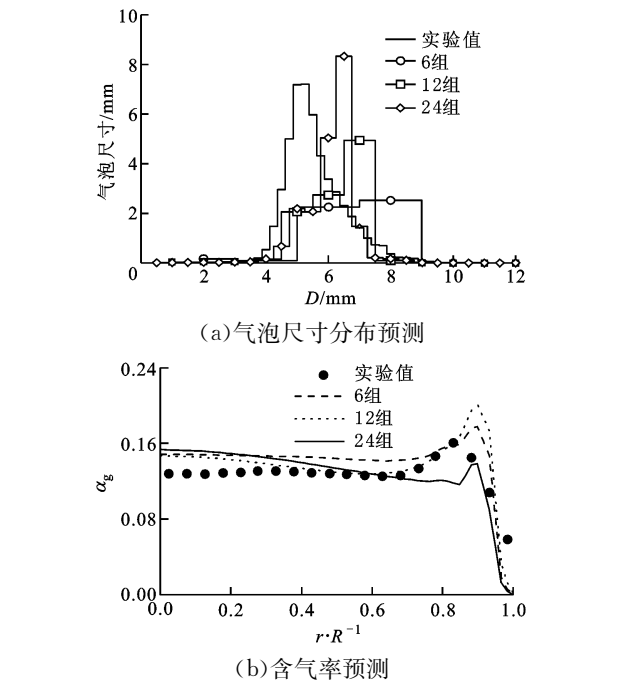


图 2 不同离散相子气泡组数预测结果的对比

3.3 两种群体平衡模型对气泡尺寸的预测

为比较两种算法在工程中的应用价值,MUSIG

表 1 MTLOOP 实验工况

流动工况	表面液速/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	表面气速/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	D_s/mm		$\alpha_g/\%$		气泡尺寸/mm	
			$Z/D=0.6$	$Z/D=60$	$Z/D=0.6$	$Z/D=60$	$Z/D=0.6$	$Z/D=60$
M1	1.017	0.140	5.14	5.79	10.92	13.19	0~8	0~12
M2	1.017	0.219	6.38	7.60	14.48	16.54	0~10	0~18

与群数密度传递模型分别对气泡聚并过程的平均气泡尺寸动力学变化趋势进行预测,如表 2 所示. 对于聚并趋势较小的工况 M1,两种群体平衡模型均能够较好地预测出平均气泡尺寸,相比之下,尽管 MUSIG 模型预测精度略高,群数密度模型的预测误差也在 10% 以内. 对于流动工况 M2, MUSIG 模型较好地预测出气泡聚并起始阶段($Z/D=4.5$)以小尺寸气泡为主的泡状流中的气泡直径,而对气泡聚并充分发展阶段($Z/D=60$)的气泡动力学直径的预测偏差较大,相比之下,群数密度传递模型却能较

表 2 两种群体平衡模型对充分发展流动中气泡直径的预测

测量位置	工况 M1					工况 M2				
	D_S^E/mm	D_S^M/mm	误差/%	D_S^B/mm	误差/%	D_S^E/mm	D_S^M/mm	误差/%	D_S^B/mm	误差/%
$Z/D=4.5$	5.29	5.45	3.02	4.98	-5.86	6.54	6.42	-1.84	6.35	-2.91
$Z/D=60$	5.79	5.57	-3.80	5.27	-8.98	7.60	5.92	-22.10	8.57	10.26

注: D_S^E 为平均气泡直径测量值; D_S^M 为 MUSIG 预测的平均气泡直径; D_S^B 为群数密度传递模型预测的平均气泡直径.

3.4 两种群体平衡模型对含气率转换的预测

图 3 给出了两种实验工况下泡状流聚并过程中含气率分布的进化过程. 由图可知,当泡状流以小尺寸气泡分布($D<6\text{ mm}$)为主时,含气率呈现壁面峰值分布;当泡状流以大尺寸气泡($D>6\text{ mm}$)分布为主时,含气率呈现中心峰值分布. 当含气率呈现壁面峰值分布特征($Z/D=4.5$)时,比较两种工况下含气率预测与测量值可知,群数密度传递模型的预测结果与 MUSIG 模型近似,较好地捕捉到了含气率的分布特点. 含气率呈现中心峰值分布特征($Z/D=60$)时,两种模型对管道中心区域的含气率预测值均偏低,不能完全反映出含气率的分布特点,且对于含气率更高、气泡聚并趋势更强的多粒径泡状流工况 M2 预测误差较大,见图 3c、图 3d. 这说明,多粒径泡状流数值模型的误差来源是气泡聚并、破裂源相,而在聚并趋势较强的情况下,该源相不够敏感,对气泡尺寸的预测值偏低. 此外,在常温常压下,当气泡直径增至 10.9 mm 时,气泡将发生变形,气泡聚并较强时泡状流中大尺寸的变形气泡比例增加,而本文所采用的两种群体平衡方法均忽略了气泡变形对聚并与破裂源相模型造成的影响^[21],这也将导致预测误差. 总的来说,本文所组建的 MUSIG 模型与群数密度传递模型较合理地预测了气泡聚并过程中含气率壁面峰值向中心峰值的转换过程. MUSIG 模型采用的多气泡组求解方法对多粒径泡状流预测并不存在较强的优势,群体平衡模型完全可达到与之近似的预测精度.

好地捕捉到大尺寸气泡为主的泡状流中的气泡尺寸. 这主要由于 MUSIG 模型对第一、二组离散相气泡分别设置了 12 个离散相子气泡组,从而详细地捕捉到泡状流中气泡聚并、破裂过程,体现出该模型应用分组方法描述气泡尺寸变化的优势. 对于工况 M2, MUSIG 模型采用 20 个离散子气泡组可能没有充分表达第二组离散相的气泡尺寸范围,而群数密度传递模型不需要设置气泡尺寸的求解范围,还考虑了卷吸作用对气泡聚并率的影响,从而更为准确地描述了泡状流中大尺寸气泡的聚并过程.

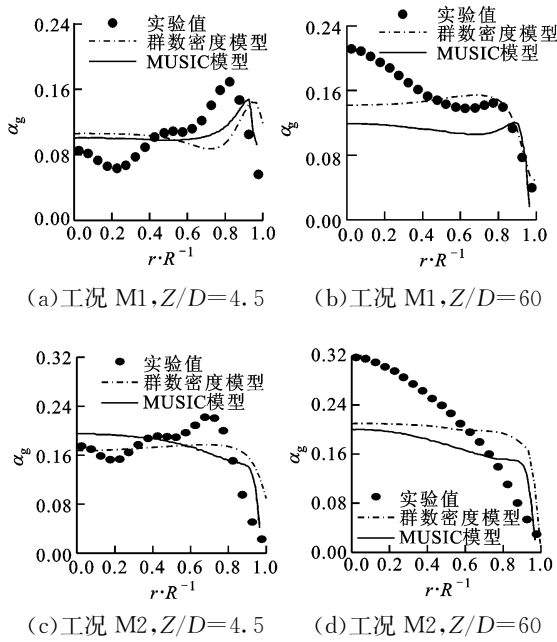


图 3 径向含气率分布的预测值与实验值对比

3.5 两种群体平衡模型的计算时间

如表 3 所示,随着离散相子气泡组的增加, MUSIG 模型所需计算时间增加,采用 24 组离散相气泡设置的 MUSIG 模型所需的计算时间大约是群数密度传递模型的 10~20 倍. 这主要是由于 MUSIG 模型在每步迭代计算中不仅要求解双流体模型以及湍流方程,还需要计算大量的传质方程. 例如,该模型在工况 M1 计算中增加的 24 组气泡质量传递方程,而工况 M2 中增加的 32 组气泡质量传递方程. 群数密度传递模型只需增加 1 组气泡数密

表 3 所选流动工况下两种群体平衡模型计算时间对比

实验工况	BNDT 模型计算时间/h	MUSIG 模型计算时间/h		
		6 组	12 组	24 组
工况 M1	1.39	7.80	10.32	15.75
工况 M2	1.16	11.20	15.60	20.97

度传递方程,就可以求解局部气泡数量变化,从而大大节省了计算资源.体现出了该模型对大规模多粒径泡状流工程预测的实用价值.综合考虑,MUSIG 模型可以用于气泡尺寸范围较窄的大规模泡状流工程问题,而群数密度传递模型由于自身的理论优势,又考虑了卷吸机制对大尺寸气泡聚并率的影响,更适用于对气泡尺寸范围较宽的大规模泡状流工程预测.为了拓宽该模型的工程适用范围,将其用于更复杂的气-液两相流流型分布以及流动参数预测,需要研究变形气泡聚并、破裂机制并改进各流型内部以及流型过渡区域的聚并破裂机制模型,而目前这仍是国际学术研究的难点之一.

4 结 论

(1)两种群体平衡模型均能合理地预测含气率由壁面峰分布到中心峰分布的转换.由于未考虑气泡变形因素,两模型对于大气泡为主的含气率中心峰分布预测误差均较大.

(2)对于气泡尺寸动力学变化趋势预测,群数密度传递模型可以获得与 MUSIG 模型近似的预测精度.在气泡尺寸范围较宽的情况下,若 MUSIG 模型对气泡尺寸范围设置不合理,将会造成较大的计算误差.

(3)在计算资源以及计算速度方面,群数密度传递模型比 MUSIG 模型计算时间节省了约 1/20~1/10,因此在工程应用方面有显著的优势.

参考文献:

[1] GNÖTKE O, BENK H, LOTH R. Experimental study on the number density distribution function in turbulent bubbly flows with coalescence and break-up [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2003, 27(7): 803-816.

[2] KUMAR S, RAMKRISHNA D. On the solution of population balance equation by discretization: I A fixed pivot technique [J]. *Chem Eng Sci*, 1996, 51 (8): 1311-1332.

[3] KOCAMUSTAFAOGULLSRI G, ISHII M. Founda-

tion of the interfacial area transport equation and its closure relations [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1995, 38(3): 481-493.

[4] SOKOLICHIN A, EIGENBERGER G, LAPIN A, et al. Dynamic numerical simulation of gas-liquid two-phase flows Euler/Euler versus Euler/Lagrange [J]. *Chem Eng Sci*, 1997, 52(4): 611-622.

[5] LUCAS D, KREPPER E, PRASSER H M. Prediction of radial gas profiles in vertical pipe flow on basis of the bubble size distribution [J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2001, 40(3): 217-225.

[6] KREPPER E, LUCAS D, PRASSER H M. On the modeling of bubbly flow in vertical pipes [J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2005, 235(5): 597-611.

[7] KREPPER E, LUCAS D, FRANK T, et al. The inhomogeneous MUSIG model for the simulation of polydispersed flows[J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2008, 238(7): 1690-1702.

[8] 王铁锋,王金福,杨卫国,等. 三相循环流化床中气泡大小及其分布的实验研究[J]. *化工学报*, 2001, 52 (3):197-203.

WANG Tiefeng, WANG Jinfu, YANG Weiguo, et al. Experimental study on bubble size distribution in three-phase circulating fluidized beds[J]. *Chemical Industry & Engineering*, 2001,52(3): 197-203.

[9] 王晓东,张孜博,屠基元. 垂直上升圆管内等温泡状流数值模拟[J]. *力学学报*, 2008, 40(4): 441-446.

WANG Xiaodong, ZHANG Zibo, TU Jiyuan. Numerical study on a simplified population balance approach for isothermal bubbly flow [J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2008, 40(4): 441-446.

[10] CHEUNG S C P, YEOH G H, TU J Y. Population balance modeling of bubbly flows considering the hydrodynamics and thermomechanical processes [J]. *American Institute of Chemical Engineers Journal*, 2008, 54(7):1689-1710.

[11] CHEUNG S C P, YEOH G H, TU J Y. On the numerical study of isothermal vertical bubbly flow using two population balance approaches[J]. *Chemical Engineering Science*, 2007, 62(17): 4659-4674.

[12] PRINCE M J, BLANCH H W. Bubble coalescence

- and break-up in air-sparged bubble columns[J]. American Institute of Chemical Engineers Journal, 1990, 36(10): 1485-1499.
- [13] LUO H, SVENDSEN H F. Theoretical model for drop and bubble break-up in turbulent flows[J]. American Institute of Chemical Engineers Journal, 1996, 42(5): 1225-1233.
- [14] WU Q, KIM S, ISHII M, et al. One-group interfacial area transport in vertical bubbly flow[J]. Int J Heat Mass Trans, 1998, 41(8/9): 1103-1112.
- [15] LUCAS D, KREPPER E, PRASSER H M. Use of models for lift, wall and turbulent dispersion forces acting on bubbles for poly-disperse flows[J]. Chemical Engineering Science, 2007, 62(15): 4146-4157.
- [16] DREW D A, LAHEY J R T. Application of general constitutive principles to the derivation of multidimensional two-phase flow equation[J]. Int J Multiphase Flow, 1979, 5(4): 243-264.
- [17] ANSYS-CFX Development Team. Solver theory, multiphase flow theory [M]. Pittsburgh, PA, USA: ANSYS Inc. , 2007.
- [18] MENTER F R. Two-equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [19] SATO Y, SADATOMI M, SEKOGUCHI K. Momentum and heat transfer in two-phase bubbly flow; I [J]. International Journal of Multiphase Flow, 1981, 7(2): 167-177.
- [20] LUCAS D, KREPPER E, PRASSER H M. Development of co-current air-water flow in a vertical pipe[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2005, 31(12): 1304-1328.
- [21] SUN X D, KIMA S J, ISHII M, et al. Model evaluation of two-group interfacial area transport equation for confined upward flow [J]. Nuclear Engineering and Design, 2004, 230(1/3): 27-47.

(编辑 杜秀杰)