

水平管道内冰浆流体阻力特性 CFD 模拟

王继红¹, 王树刚¹, 张腾飞^{*1}, 梁运涛²

(1. 大连理工大学 土木工程学院, 辽宁 大连 116024;

2. 煤炭科学研究总院 沈阳研究院 煤矿安全技术国家重点实验室, 辽宁 沈阳 110016)

摘要: 以水平管道内冰浆流体无相变流动过程为研究对象, 运用计算流体力学(CFD)为工具, 采用两相流双流体模型, 研究了管道内冰浆流体阻力特性. 结果表明, 沿管道流动方向冰粒子浓度场滞后于其流场的充分发展. 当存在湍动时, 颗粒动力学理论模型可以很好地描述冰粒子间的剪切作用. 当流动为层流时, 基于 Thomas 方程的反推黏度模型的模拟效果优于前者. 若浆体输送速度进一步降低, 需对冰粒子间的剪切效应进行分段考虑.

关键词: 冰浆; 管道; 流动阻力; 双流体模型; CFD

中图分类号: O359 **文献标志码:** A

0 引言

冰浆是一种高能量密度的载冷剂, 具备优良的流动特性、相变特性和热物理特性, 可在区域供冷及高热害环境降温领域中发挥重要作用. 关于冰浆流体阻力特性的研究已获得国内外学者的广泛关注. 目前研究主要基于冰浆流体流动实验现象, 结合其非牛顿流体流变特性, 建立冰浆流体阻力特性预测模型. 文献[1-4]分别采用 Bingham、Herschel-Bulkley、Powder Law 和 Casson 四种不同流变模型, 研究了水平管道冰浆流体阻力特性. 然而, 冰浆流体的阻力特性与输送管径、管速, 冰粒子的浓度、粒径, 载流体的种类及添加剂的浓度等多因素相关, 上述模型难于兼顾各类因素对其阻力特性的综合影响, 同时模型所采用的均质流假设偏离浆体在低速工况下的分层流动过程, 因而在一定程度上限制了数学模型的通用性与精确性. 近年, 随着固液两相流理论研究的深入, 若将冰浆流体等效为固液两相流体, 则可利用 CFD 模拟方法研究其阻力特性, 但目前此方面研究尚不多见^[5]. Beata 等^[6]率先提出利用两相流双流体模型研究冰浆流体阻力特性, 但在确定冰粒子拟流体黏度特性时, 将冰浆流体等效为均质流体, 未考

虑冰粒子的非均匀分布对黏度的影响, 因此数学描述与实际流动间存在着一定的偏差. 鉴于此, 本文借助商业软件 FLUENT, 基于两相流宏观连续介质及颗粒动力学理论, 运用双流体 CFD 模型再现冰浆流体在水平管道内的无相变流动, 同时对于冰粒子的黏度特性进行分段考虑.

1 控制方程

用于描述冰浆流体等温流动的双流体模型^[7], 其详尽的数学描述可表示如下.

1.1 质量方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \mathbf{u}_i) = 0 \quad (1)$$

式中: i 代表液体相或冰粒子相; α 为流体的体积分数, %; ρ 为流体的密度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$; $\mathbf{u}$ 为流体局部速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$; ∇ 为拉普拉斯算子.

1.2 动量方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i \mathbf{u}_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \mathbf{u}_i \mathbf{u}_i) = -\alpha_i \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_i + \alpha_i \rho_i \mathbf{g} + \mathbf{M}_i \quad (2)$$

式中: p 为流体的压力, Pa; $\mathbf{M}$ 为两相间传递动量, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$; $\boldsymbol{\tau}$ 为流体的切应力, Pa.

1.3 湍流方程

本文所采用的 $k-\epsilon$ 湍流模型以冰浆流体的固

液混合相作为研究对象,以 N-S (Navier-Stokes) 方程组为基础,同时考虑颗粒相和液体相湍动作用.其中, k 方程如式(3)所示, ϵ 方程如式(4)所示.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m k) + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m k) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_{t,m}}{\sigma_k} \nabla k \right) + G_{k,m} - \rho_m \epsilon \tag{3}$$
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \epsilon) + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m \epsilon) = \nabla \cdot \left(\frac{\mu_{t,m}}{\sigma_\epsilon} \nabla \epsilon \right) + \frac{\epsilon}{k} (C_{1\epsilon} G_{k,m} - C_{2\epsilon} \rho_m \epsilon) \tag{4}$$

式中: $C_{1\epsilon} = 1.44; C_{2\epsilon} = 1.92; \sigma_\epsilon = 1.3; \sigma_k = 1; \rho_m = \sum_{i=1}^2 \alpha_i \rho_i; G_{k,m} = \mu_{t,m} (\nabla \mathbf{u}_m + \nabla \mathbf{u}_m^T) : \mathbf{u}_m; \mathbf{u}_m = \frac{1}{\rho_m} \sum_{i=1}^2 \alpha_i \rho_i \mathbf{u}_i; \mu_{t,m} = \rho_m C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, C_\mu = 0.09$.

1.4 封闭条件

1.4.1 相间作用力模型 在冰浆流体流动过程中,液体相和冰粒子相间的动量传递是依靠相间作用力来实现的.通过对各项作用力对流动过程影响的敏感性分析发现,拖曳力和湍流扩散力在流动过程中起主导作用^[8](层流时,无湍流扩散力).因此,在两相间动量传递建模时,本文仅考虑了拖曳力 M_{di} 和湍流扩散力 M_{ti} ,如式(5)和式(6)所示^[8,9]:

$$M_{di} = K_{sl}(u_s - u_l) \tag{5}$$

$$M_{ti} = K_{sl} \left(- \frac{\mu_{t,m}}{\rho_m \alpha_s \sigma_d} \nabla \alpha_l \right) \tag{6}$$

式中: K_{sl} 为固相与液相间的动量传递系数,具体计算方法如式(7)、(8)^[7]所示; σ_d 为普朗特扩散系数; $\mu_{t,m}$ 为湍流黏度, $\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

当颗粒相体积分数 $\alpha_s < 0.2$ 时,

$$K_{sl} = \frac{18}{Re_s} [1 + 0.15(\alpha_l Re_s)^{0.687}] \times \frac{\alpha_s \rho_l |u_s - u_l|}{d_s} \alpha_l^{-2.65} \tag{7}$$

当颗粒相体积分数 $\alpha_s \geq 0.2$ 时,

$$K_{sl} = 150 \frac{\alpha_s^2 \mu_l}{\alpha_l d_s^2} + 1.75 \frac{\rho_l \alpha_s |u_s - u_l|}{d_s} \tag{8}$$

式中: Re_s 为颗粒雷诺数; d_s 为颗粒直径, m.

1.4.2 冰粒子相黏度模型 为了确定液体相和冰粒子相的本构关系,需获知液体相和冰粒子相的黏度.液体相的黏度作为流体的物性参数可直接获得,但冰粒子相的黏度则因受到多因素影响,

已不再属于冰粒子拟流体的物性参数.本文借鉴固液两相流中颗粒相的黏度模型来研究冰粒子间的剪切作用.目前用于描述颗粒相的黏度模型主要有两种:一种是 Gidaspow 提出的颗粒动力学理论模型^[7],其基本思想是将颗粒间相互作用类比于稠密气体分子间的相互作用,当颗粒相的浓度较低时,颗粒相的剪切黏度由动能黏度 $\mu_{s,skin}$ 和碰撞黏度 $\mu_{s,col}$ 构成,当颗粒相的浓度升高至某一限值时,颗粒间的相互作用近似满足粉体剪切,此时其黏度由摩擦黏度 $\mu_{s,fr}$ 决定,如式(9)所示,详细数学描述可参见文献^[7].

$$\mu_s = \{ \mu_{s,skin} + \mu_{s,col}, \mu_{s,fr} \} \tag{9}$$

另一种方法是假设固液混合相黏度 μ_m 与颗粒相黏度 μ_s 、液相黏度 μ_l 满足特定线性关系,通过固液混合相黏度 μ_m 反推颗粒相剪切黏度^[10],如式(10)所示.通常,固液混合相黏度与颗粒相浓度密切相关,目前应用较广泛的为 Thomas 方程^[11],如式(11).

$$\mu_s = \frac{1}{\alpha_s} (\mu_m - \alpha_l \mu_l) \tag{10}$$

$$\mu_m = \mu_l [1 + 2.5\alpha_s + 10.05\alpha_s^2 + 0.00273 \exp(16.6\alpha_s)] \tag{11}$$

在水平管道内冰浆流体的湍流输送过程中,湍流扩散力的存在使得冰粒子在管道内趋于均布,颗粒间的碰撞近似满足各向同性,此时颗粒间的剪切作用可由颗粒动力学理论模型^[7]加以描述.但在层流流动时,浆体输送速度的降低及湍流扩散力的消失导致冰粒子沿管道截面分布的不均匀性加剧,而基于 Thomas 方程的反推黏度模型因与浓度分布间存在着耦合关系,使得其能够更为准确地刻画出冰粒子间的相互作用.但需要指出,随着浆体输送速度的进一步降低,管道顶部的冰粒子浓度升高至某一限值时,基于 Thomas 方程的反推黏度模型不足以反映颗粒间的粉体剪切效应,需进行分段考虑.综上所述,针对不同流动区域,本文所采用的冰粒子相黏度模型如表 1 所示.

表 1 不同流动区域冰粒子相黏度模型

Tab.1 Ice particle viscosity models in different flow regions

流动区域	模型	
	$\alpha_s < 0.4$	$\alpha_s \geq 0.4$
层流	式(10)	$\mu_{s,fr}$
湍流	$\mu_{s,skin} + \mu_{s,col}$	$\mu_{s,fr}$

为解算上述控制方程组,首先基于数值网格积分各微分方程,然后应用散度定理对积分方程进行离散,最后借助 SIMPLE 算法求解离散方程.方程解算的边界条件为质量流率入口和压力出口,在管道近壁面处采用标准壁面函数.数值计算域全部被划分为六面体网格单元.其中,在管道横截面处的网格数量均为 155($D=0.016\text{ m}/0.020\text{ m}$),沿管道轴向的网格数量为 1 500.经检验,网格数量满足独立解要求.同时,数值求解精度可保证相邻两次迭代值的相对误差不大于 10^{-6} .

2 应用举例与分析

2.1 算例描述

以文献[12,13]所报道的冰浆流体在水平管道内无相变流动过程作为研究对象,管道长度 $L=6\text{ m}$,管道直径 $D=0.016\text{ m}/0.020\text{ m}$.载流体是质量分数为 10.6% 的乙醇溶液.各相基本物理参数如表 2 所示,各计算工况如表 3 所示.

表 2 冰浆的基本物理参数

Tab. 2 Physical parameters of ice slurry

流体相	$\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$d_s/\mu\text{m}$	$\alpha/\%$	$\mu/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1})$
粒子相	917	100	11.3~31.5	—
液体相	986	—	88.7~68.5	5.032×10^{-3}

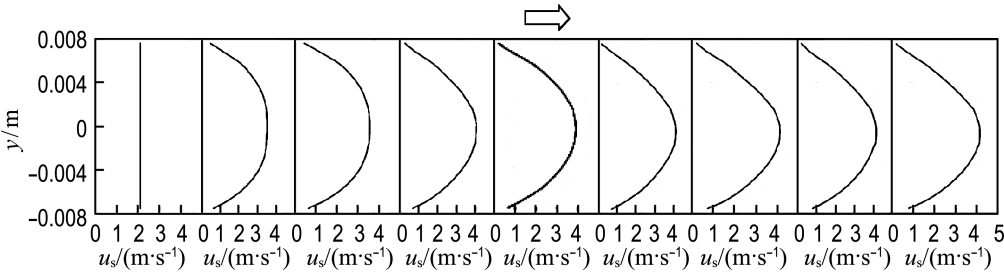
表 3 计算工况汇总

Tab. 3 Simulation condition summary

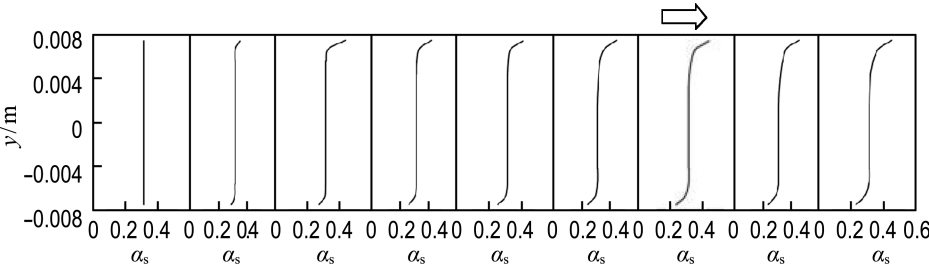
D/m	$\alpha_s/\%$	$u_m/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	Re_m
0.016	11.3	0.22~2.02	479~4 400
	16.1	0.22~2.02	401~3 680
	27.5	0.22~2.02	250~2 294
	31.5	0.22~2.02	280~1 929
0.020	27.4	0.36~1.28	514~1 826
	31.3	0.36~1.28	427~1 507

2.2 数值结果分析

为了获得冰浆流体的管道阻力特性,首先需确定各工况下流体在管道内流动时的充分发展段.在单相流体的管流中,其充分发展段的长度随输送管径及雷诺数呈线性增长^[14].基于此规律初步分析本文所需要计算的各工况点,当 $D=0.016\text{ m}$ 、 $\alpha_s=0.315$ 、 $u_m=2.02\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,其所对应的入口段长度最长.由图 1 可见,沿浆体输送方向距管道入口 2 m 时(即 $z=2\text{ m}$),冰粒子的流场已趋于稳定,近似满足单相流体充分发展规律(即 $L_{in}=0.06DR_{em}$),但此时冰粒子的浓度场分布尚未达到稳定,直至 $z=3\text{ m}$ 时冰粒子的浓度才呈现平稳分布(如图 1 中箭头所示位置).由此可见,在冰浆流体输送过程中,因冰粒子与液体相间及冰粒子间的相互作用使得冰粒子浓度场滞后于其流场的充分发展.为保证阻力特性计算的准确,本文



(a) 垂向上流速分布及流场发展过程 ($\alpha_s=0.315$)



(b) 垂向上浓度分布及浓度场发展过程

$D=0.016\text{ m}$, $u_m=2.02\text{ m/s}$, $z=0\sim4\text{ m}$, $\Delta z=0.5\text{ m}$

图 1 水平管道内冰浆流体的充分发展过程

Fig. 1 Full development of ice slurry flow in horizontal pipe

所选取的压力监测面分别位于距入口 4 m 和 5 m 处,此时冰粒子的流场与浓度场均已达到充分发展.

图 2 给出 $D=0.016\text{ m}$ 时不同流速下冰浆流体管道压降随冰粒子体积分数变化的 CFD 模拟结果,并与文献[12]的实验测试结果进行比较.图中虚线框内的工况点为湍流工况,其余工况点为层流工况.不难发现,当冰浆流体处于高速、低浓度的湍流工况流动时,CFD 模拟获得与实验测试非常一致的结果.由此可见,Gidaspow 建立的颗粒动力学理论模型能够较为精确地反映出湍流流动过程中粒子间的剪切作用.

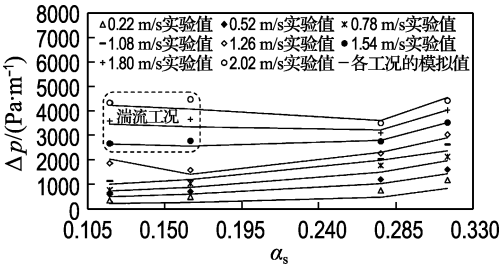


图 2 不同条件下水平管道内冰浆流体的管道压降模拟结果与实验测试值对比

Fig. 2 The comparison of pressure drop of ice slurry in horizontal pipe between simulation results and experimental data under various conditions

为进一步验证层流流动时冰粒子相分段黏度模型,本文又选取 $D=0.020\text{ m}$ 、 $\alpha_s=0.313/0.274$ 时所对应的层流工况进行管道阻力计算^[13].由图 3 可知,CFD 模拟结果与实验值体现了较好的一致性,从而也再次证实了分段黏度模型的有效性.

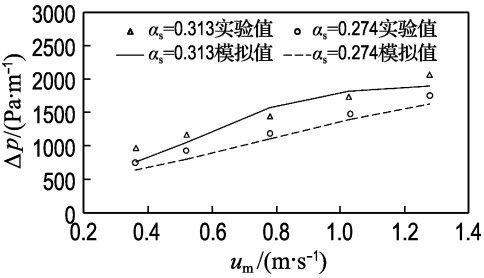


图 3 冰浆流体在水平管道内层流流动时管道压降的模拟结果与实验测试值对比

Fig. 3 The comparison of pressure drop between simulation results and experimental data in laminar flow

图 4 给出了上述各工况下水平管道内冰浆流

体阻力特性数学模型误差分析结果.由图 4 可见,除个别低速工况点外,CFD 模拟结果 Δp_s 与实验值 Δp_p 间相对误差均可控制在 $\pm 15\%$ 内.同现有的数值模型及基于冰浆流体非牛顿流变特性的管道压降预测模型相比,预测效果的阶跃性及随机性明显降低,特别是在冰浆流体处于分层流动现象较为明显的层流区流动时,预测效果更为理想,因此模型精度与通用性可得到较好的平衡.但需要指出的是,当浆体输送系统处于个别低速工况点运行时,管道顶部冰粒子浓度急剧升高,此时冰粒子与壁面间的相互作用增强,本文所采用的 CFD 模型未能计及这部分附加壁面对管道阻力的影响.与此同时,随着浆体速度降低,差压变送器亦偏离其最优测试工况,导致实验测试的结果自身也存在较大的不确定性,因此 CFD 模拟结果与实验测试值间的偏差相对较大.

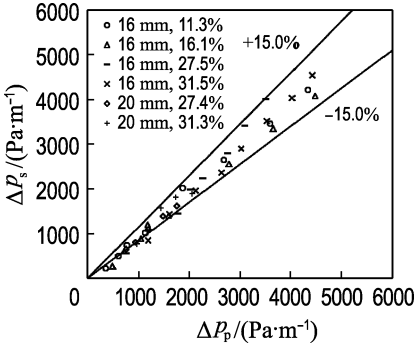


图 4 水平管道内冰浆流体阻力特性数学模型误差分析

Fig. 4 Error analysis of mathematical model for ice slurry pressure drop prediction in horizontal pipe

3 结 论

(1) 在输送冰浆流体的水平管道内,冰粒子与液体相间及冰粒子之间的相互作用使得沿管道流动方向冰粒子浓度场的充分发展段滞后于其流场.在确定浆体输送系统阻力特性时,应同时保证各相的流场与浓度场均达到充分发展.

(2) 当存在湍动时,湍流扩散力的存在使得冰粒子在管道内趋于均布,颗粒间的碰撞近似满足各向同性,此时冰颗粒间的剪切效应可由 Gidaspow 建立的颗粒动力学理论模型来描述.

(3) 当流动为层流时,浆体输送速度的降低及湍流扩散力的消失导致冰粒子沿管道截面呈不均匀分布,而基于 Thomas 方程的反推黏度模型因与

浓度分布间存在着耦合关系,可准确地刻画出低速流动下冰粒子间的剪切效应。但随着浆体输送速度的进一步降低,颗粒间相互作用近似满足粉体剪切,此时需对冰粒子间剪切效应进行分段考虑。

(4) 同基于冰浆流体非牛顿流变特性的管道压降预测模型相比,本文所采用的数值计算模型因全面考虑到浆体输送管径、管速、冰粒子的浓度、粒径、载流体种类及添加剂浓度等多因素影响,模型的精度与通用性可得到较好平衡。

参考文献:

- [1] Grozdek M, Khodabandeh R, Lundqvist P. Experimental investigation of ice slurry flow pressure drop in horizontal tubes [J]. **Experimental Thermal and Fluid Science**, 2009, **33**(2): 357-370.
- [2] Illan F, Viedma A. Experimental study on pressure drop and heat transfer in pipelines for brine based ice slurry Part II: Dimensional analysis and rheological model [J]. **International Journal of Refrigeration**, 2009, **32**(5):1024-1031.
- [3] Ayel V, Lottin O, Peerhossaini H. Rheology, flow behaviour and heat transfer of ice slurries: a review of the state of the art [J]. **International Journal of Refrigeration**, 2003, **26**(1):95-107.
- [4] Kitanovski A, Vuarnoz D, Caesar D A, *et al.* The fluid dynamics of ice slurry [J]. **International Journal of Refrigeration**, 2005, **28**(1):37-50.
- [5] Monteiro A C S, Bansal P K. Pressure drop characteristics and rheological modeling of ice slurry flow in pipes [J]. **International Journal of Refrigeration**, 2010, **33**(8):1523-1532.
- [6] Beata N Z, Wojciech Z. Momentum transfer of ice

- slurry flows in tubes, modeling [J]. **International Journal of Refrigeration**, 2006, **29**(3):429-436.
- [7] Gidaspow D. **Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions** [M]. New York: Academic Press, 1994.
- [8] Ekambara K, Sanders R S, Nandakumar K, *et al.* Hydrodynamic simulation of horizontal slurry pipeline flow using ANSYS-CFX [J]. **Industrial Engineering Chemistry Research**, 2009, **48**(17): 8159-8171.
- [9] Burns A D, Frank T, Hamill I, *et al.* The Favre averaged drag model for turbulent dispersion in Eulerian multi-phase flows [C] // **5th International Conference on Multiphase Flow**. Yokohama: JSME, 2004:1-8.
- [10] Enwald H, Peirano E, Almstedt A E. Eulerian two-phase flow theory applied to fluidization [J]. **International Journal of Multiphase Flow**, 1996, **22**(s1):21-66.
- [11] Thomas D G. Transport characteristics of suspension [J]. **Journal of Colloid Science**, 1965, **20**(3):267-277.
- [12] Beata N Z, Wojciech Z. Momentum transfer of ice slurry flows in tubes, experimental investigations [J]. **International Journal of Refrigeration**, 2006, **29**(3):418-428.
- [13] Beata N Z, Zelasko J. Generalized non-Newtonian flow of ice-slurry [J]. **Chemical Engineering and Processing**, 2007, **46**(10):895-904.
- [14] 诸林,刘瑾,王兵,等. 化工原理[M]. 北京:石油工业出版社, 2007.
- ZHU Lin, LIU Jin, WANG Bing, *et al.* **Chemical Engineering Principles** [M]. Beijing: Petroleum Industry Press, 2007. (in Chinese)

Simulation of pressure drop for ice slurry flow in horizontal pipes by CFD

WANG Ji-hong¹, WANG Shu-gang¹, ZHANG Teng-fei^{*1}, LIANG Yun-tao²

(1. School of Civil Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China;

2. State Key Laboratory of Coal Safety Technology, Shenyang Branch of China Coal Research Institute, Shenyang 110016, China)

Abstract: To predict pressure drop of ice slurry flows in horizontal pipes, computational fluid dynamics (CFD) model for two fluids was applied without considering ice melting process. It can be seen that full development of ice particle concentration lags behind that of the velocity field in horizontal pipes. When modeling shear viscosity of ice particles, the granular kinetic theory is basically well adopted in turbulent flow region. However, for laminar flow, the inversed particle viscosity model based on the Thomas equation is accurate enough. If the flow velocity is further reduced, particle shear stresses should be separately modeled for each velocity range.

Key words: ice slurry; pipe; pressure drop; two fluids model; CFD