

DOI: 10.16076/j.cnki.cjhd.2021.06.013

用 MPS-DEM 法数值分析输运速度对立管混输特性的影响

潘宣景, 谢丰泽, 万德成*

(上海交通大学 船海计算水动力学研究中心(CMHL)船舶海洋与建筑工程学院, 上海 200240,
E-mail: dcwan@sjtu.edu.cn)

摘要: 船舶与海洋工程在深海领域会采用立管进行矿物输运, 涉及固液两相流混输的水动力学问题。近些年, 随着海洋工程向深海发展, 立管长度很大, 液体流速较高, 可能引起管道的破坏, 输运效率降低等问题。利用数值模拟高雷诺数下的长管道流动, 计算量很大。考虑多相流自身的复杂性, 该文采用无网格粒子法中的移动粒子半隐式方法(Moving Particle Semi-Implicit Method, MPS)和离散单元法(Discrete Element Method, DEM)相结合的方法, 对不同输运速度下颗粒的水力输运进行了数值研究。基于此该文采用课题组自主开发的 MPSDEM-SJTU 求解器, 针对定长圆管, 分析不同输运速度工况下的瞬时流态和时间平均变量(包括轴向液体速度, 颗粒位置分布和转动角速度等), 这些结果有望为优化水力输运提供参考。

关键词: 海洋立管; 液-固混输; MPS 方法; DEM 方法; 输运速度

中图分类号: O359.1

文献标志码: A

Numerical analysis of influence of liquid velocity on characteristics of vertical pipe transportation by MPS-DEM method

PAN Xuan-jing, XIE Feng-ze, WAN De-cheng*

(Computational Marine Hydrodynamics Lab (CMHL), School of Naval Architecture, Ocean and Civil Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: In the field of deep sea, ships and ocean engineering will use vertical pipes to transport minerals, so it involves the hydrodynamics of solid-liquid two-phase flow. In recent years, with the development of ocean engineering to the deep sea, the pipe length is very large, and the liquid flow velocity is high, which may cause the damage of the pipeline and reduce the transportation efficiency. Numerical simulation of long pipe flow at high Reynolds number requires a lot of calculation. Considering the complexity of multiphase flow, the Moving Particle Semi-implicit method (MPS) and the Discrete Element Method (DEM) of meshless particle method are combined to study the hydraulic transport of particles at different liquid velocities.

收稿日期: 2021-07-30(2021-11-16 修改稿)

基金项目: 国家重点研发计划项目(2019YFC0312400, 2019YFB1704200)和国家自然科学基金项目(52131102, 51879159)

作者简介: 潘宣景(1998-), 男, 安徽黄山人, 硕士研究生。

Received: July 30, 2021 (Revised November 16, 2021)

Project supported by foundations: Supported by the National Key Research and Development Project(2019YFC0312400, 2019YFB1704200), National Natural Science Foundation of China(52131102, 51879159)

Biography: Pan Xuan-jing (1998-), Male, Master.

Based on this, the MPSDEM-SJTU solver developed by the research group is used to analyze the instantaneous flow pattern and time average variables (including axial liquid velocity, particle position distribution and rotational angular velocity) under different transport speeds for the fixed length circular pipe. These results are expected to provide reference for the optimization of hydraulic transportation.

Key words: Vertical pipe; Fluid-solid coupled transportation; MPS method; DEM method; Transport speed

引言

随着深海矿石开采越来越频繁,应用于深海的垂直立管混输问题越来越受到重视^[1-2]。然而,立管内的流动状态非常复杂,受到一系列参数的影响,主要包括输送速度,颗粒浓度和颗粒粒径等,所以研究起来非常困难^[3]。对于垂直立管,低输送速度的时间效率较低且易造成管道堵塞,所以在水力输送过程中,往往避免使用低输送速度^[4]。相反,当输送速度足够高时,因为固液的动量交换过于频繁,会消耗大量能量^[5]。虽然人们对输送速度范围已经存在很好的认识,但可靠地预测不同输送速度下的流量特征仍然是水力输送^[6]应用中一个值得研究的方向。

对于混输问题,一般的处理方法是将液相和固相分别提取出来,并分别用流体动力学和颗粒动力学进行分析。在颗粒输运过程中,由于颗粒碰撞,会存在颗粒磨损^[7]和管道侵蚀^[8]等问题,导致颗粒质量下降甚至管道系统失效,所以不得不重视颗粒碰撞的计算。最后通过对流量特性以及颗粒-颗粒/壁面碰撞的估计确定液压输运系统的合适运行条件。过去,人们对水力输送的流动特性进行了多方面的研究^[9]。分析这一过程中流型的一般方法是根据实验数据将压降或其他物理量与输送速度、颗粒直径和颗粒浓度等参数相关联,从而产生各种各样的过程控制相关量^[10]。但是由于实验重复性低,价格昂贵,且观测不到中间的过程量,所以数值模拟方法逐渐兴起,成为求解混输问题的重要途径。

通常是用耦合的方法对固体颗粒和液体介质体组成的流场进行描述,然后进行求解。耦合的模型主要有欧拉-欧拉模型^[11],欧拉-拉格朗日模型^[6]以及拉格朗日-拉格朗日模型三种。其中,一些学者使用欧拉-欧拉方法^[12],该种模型比较简单,但是不能准确刻画颗粒与颗粒之间以及颗粒与壁面之间的碰撞。目前,欧拉-拉格朗日模型的应用最为广泛^[6],在该种模型当中,采用欧拉方法模拟液体的运动,采用拉格朗日方法模拟固体颗粒的运动,在保证求解精度的条件下计算量适中,其中,Zhou等^[13]在该方法下做了系列参数研究。深海立管在海流的作用下容易发生剧烈地振动,而基于拉格朗日观点的无网格方法在处理动边界问题上有着天然优势。迄今为止,尝试应用拉格朗日-拉格朗日模型模拟垂直管

道混合输运的研究很少,本课题组已经开发了MPS-DEM耦合方法,并成功将该方法应用于模拟固-液两相流^[14]和流固耦合问题^[15]。本文尝试采用该耦合方法研究输送速度对垂直立管混输状态的影响。

本文的结构如下,首先,给出液体流动和颗粒运动的控制方程及其数值实现。然后详细研究输送速度对瞬时流态和时间平均变量(包括轴向液体速度,颗粒位置分布和转动角速度等)的影响。最后调整颗粒的初始排布方式,并验证其对结果的影响。

1 数值方法

1.1 液相

采用Anderson等^[16]建立的局部平均法来平衡动量交换。流体的动量方程有两种典型的形式,分别为模型A和模型B^[17]。本文中采用模型B,假设流体压降仅与液体有关。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\tilde{\rho}_l) + \nabla \cdot (\tilde{\rho}_l \bar{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{D}{Dt}(\tilde{\rho}_l \bar{u}) = -\nabla p + \varepsilon_l \mu_l \nabla^2 \bar{u} + \tilde{\rho}_l \bar{g} - \bar{f}_{int} \quad (2)$$

$$\tilde{\rho}_l = \varepsilon_l \rho_l \quad (3)$$

式中:下标 l 为液体粒子。 ε_l , ρ_l , μ_l , p , \bar{u} , \bar{g} 和 t 分别为局部体积分,液体密度,动力黏度,压力,速度,重力加速度和物理时间。 \bar{f}_{int} 为由固体和液体之间动量交换引起的体积力。

在MPS方法中,粒子与粒子间相互作用由核函数控制,一般用 $W(r)$ 表示。在方程离散化的过程中,核函数起着权函数的作用。为了避免非物理性压力振荡,本文采用Zhang等^[18]提出的核函数模型

$$W(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{0.85r + 0.15r_e} - 1 & 0 \leq r < r_e \\ 0 & r_e \leq r \end{cases} \quad (4)$$

式中: r 为两个粒子间距, r_e 为粒子之间相互作用的有效半径。

粒子数密度反映了液体粒子的分布, 与液体密度成正比, 由下式决定

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} W(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \quad (5)$$

式中: 下标*i*和*j*为两个不同的液体粒子, \vec{r}_i 表示其相对于原点的位置向量。对于单相不可压缩流体, 要求粒子数密度和初始粒子数密度 n_0 一致。对于固液两相流, 应考虑局部体积分数, 并保持粒子数密度恒定^[19]。

$$\langle n \rangle_i = \varepsilon_i n_0 = \tilde{n}_0 \quad (6)$$

粒子相互作用模型主要包括梯度模型, 散度模型和拉普拉斯模型, 如下式所示, 其中在粒子相互作用模型中, n_0 由 \tilde{n}_0 简单代替

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{\phi_j + \phi_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} (\vec{r}_j - \vec{r}_i) \cdot W(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \quad (7)$$

$$\langle \nabla \cdot \vec{u} \rangle_i = \frac{d}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{(\vec{r}_j - \vec{r}_i) \cdot (\vec{u}_j - \vec{u}_i)}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} W(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \quad (8)$$

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\phi_j - \phi_i) \cdot W(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \quad (9)$$

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} W(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \cdot |\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2}{\sum_{j \neq i} W(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|)} \quad (10)$$

式中: ϕ 为MPS粒子携带的物理量, d 为空间维数, λ 为使方差增大, 等于解析解的参数。

流场的压力通过对压力泊松方程 (pressure Poisson equation, PPE) 进行求解得到。本文采用Tanaka提出的混合源项法对PPE进行求解。

$$\nabla^2 p_i^{m+1} = (1 - \gamma) \frac{\rho_f}{\Delta t} \nabla \cdot \vec{u}_i^* - \gamma \frac{\rho_f}{\Delta t^2} \frac{\langle n^* \rangle_i - \tilde{n}_0}{n_0} \quad (11)$$

式中: p_i^{m+1} 为第*m*+1步的压力, γ 为介于0到1之间的混合参数, Δt 为时间步长, \vec{u}_i^* , $\langle n^* \rangle_i$ 为中间速度和中间粒子数密度。本文设置 γ 的值为0.001。

1.2 固相

固体颗粒的运动方程基于牛顿第二定律。

$$m_p \frac{D\vec{v}_p}{Dt} = \sum_i \vec{F}_{pq} + m_p \vec{g} + \vec{F}_p^{\text{int}} \quad (12)$$

$$I_p \frac{D\vec{\omega}_p}{Dt} = \sum_i \vec{T}_{pq} \quad (13)$$

式中: 下标*p*和*q*为某两个不同的固体颗粒。 m_p , I_p , \vec{v}_p 和 $\vec{\omega}_p$ 分别为固体颗粒*p*的质量, 转动惯量, 平动速度和转动角速度。 \vec{F}_{pq} 和 \vec{T}_{pq} 分别为固体颗粒*p*和*q*之间的接触力和力矩。 \vec{F}_p^{int} 为液体作用于固体颗粒*p*的水动力总和。

固体颗粒采用Cundall等^[20]提出的软球模型, 颗粒之间允许相互重叠。接触模型由阻尼器, 弹簧和滑块组成。

接触力 \vec{F}_{pq} 分为法向和切向两个分量, 法向力 \vec{F}_{pq}^n 由下式决定

$$\vec{F}_{pq}^n = -k \vec{x}_{pq}^n - c \vec{v}_{pq}^n \quad (14)$$

式中: \vec{x}_{pq}^n 和 \vec{v}_{pq}^n 分别为固体颗粒*p*和*q*在法向的相对位移和速度, k 和 c 分别为弹簧的刚度和阻尼器的阻尼系数。切向力 \vec{F}_{pq}^t 由下式决定

$$\vec{F}_{pq}^t = \begin{cases} -k \vec{x}_{pq}^t - c \vec{v}_{pq}^t & |\vec{F}_{pq}^t| < \mu_s |\vec{F}_{pq}^n| \\ -\mu_s |\vec{F}_{pq}^n| \frac{\vec{x}_{pq}^t}{|\vec{x}_{pq}^t|} & |\vec{F}_{pq}^t| > \mu_s |\vec{F}_{pq}^n| \end{cases} \quad (15)$$

式中: \vec{x}_{pq}^t 和 \vec{v}_{pq}^t 分别为固体颗粒*p*和*q*在切向的相对位移和速度, μ_s 为静摩擦系数。

1.3 两相相互作用

液体作用于固体颗粒上的水动力主要有拖曳力、浮力、惯性力和润滑力。因为拖曳力和浮力占主导地位, 所以在本文中忽略了其它成分。

拖曳力 \vec{F}_p^d 取决于液体和固体颗粒之间的局部体积分数和相对速度, 由下式决定

$$\vec{F}_p^d = \frac{\beta_p}{1 - \varepsilon_p} (\vec{u}_p - \vec{v}_p) V_p \quad (16)$$

式中: V_p 为固体颗粒*p*的体积, ε_p 和 \vec{u}_p 为固体颗粒*p*的局部体积分数和中心液体速度, \vec{v}_p 为固体颗粒*p*的速度。采用Ergun^[21]和Wen-Yu^[22]的阻力模型, 界面动量交换系数 β_p 为

$$\beta_p = \begin{cases} 150 \frac{(1 - \varepsilon_p)^2}{\varepsilon_p} \frac{\mu_l}{d_p^2} + 1.75 (1 - \varepsilon_p) \frac{\rho_f}{d_p} |\vec{u}_p - \vec{v}_p| & \varepsilon_p \leq 0.8 \\ 0.75 C_d \frac{\varepsilon_p (1 - \varepsilon_p)}{d_p} \rho_l \varepsilon_p^{-2.65} |\vec{u}_p - \vec{v}_p| & \varepsilon_p > 0.8 \end{cases} \quad (17)$$

式中： d_p 为固体颗粒 p 的直径， C_d 为拖曳力系数，由下式决定

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_p}(1 + 0.15Re_p^{0.687}) & Re_p \leq 1000 \\ 0.44 & Re_p > 1000 \end{cases} \quad (18)$$

固体颗粒 p 的雷诺数定义为

$$Re_p = \frac{\varepsilon_p \rho_l d_p |\bar{u}_p - \bar{v}_p|}{\mu_l} \quad (19)$$

拖曳力和浮力可以组合，液体作用在固体颗粒上的总水动力可以表示为

$$\bar{F}_p^{int} = \frac{\bar{F}_p^d}{\varepsilon_p} - V_p \rho_l \bar{g} \quad (20)$$

作用于液体粒子的反作用力需要满足动量守恒定律，由下式决定

$$\bar{f}_i^{int} = \frac{1}{V_i} \sum_p \left(\bar{F}_p^{int} \frac{W_s(|\bar{r}_i - \bar{r}_p|)}{\sum_j W_s(|\bar{r}_i - \bar{r}_j|)} \right) \quad (21)$$

式中： V_i 为液体粒子的体积。

1.4 边界条件

如图1所示，在管壁边界处有多层MPS粒子分布。在流体粒子的附近有一层第一类粒子，通过PPE求解其压力。第二类边界粒子有两层，主要为固体壁面附近的流体粒子提供支持，其压力通过外推得到。第一类边界粒子和第二类边界粒子在获得压力之后都不会更新速度和位移。其中，所有第一类边界粒子的中心连成便是管壁边界。

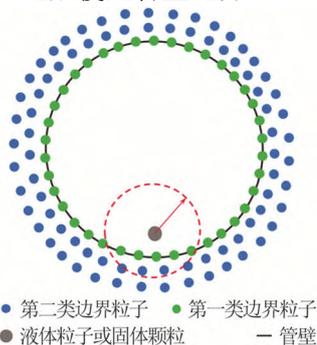


图1 (网上彩图) 管壁边界示意图

在本文中，管道设置入口和出口，并考虑周期性边界条件，如图2所示。初始时刻，入口处的推板向右运动，推动液体粒子移动。当推板到达设定的位置时，它会立即回到原来的位置，间隙会被没

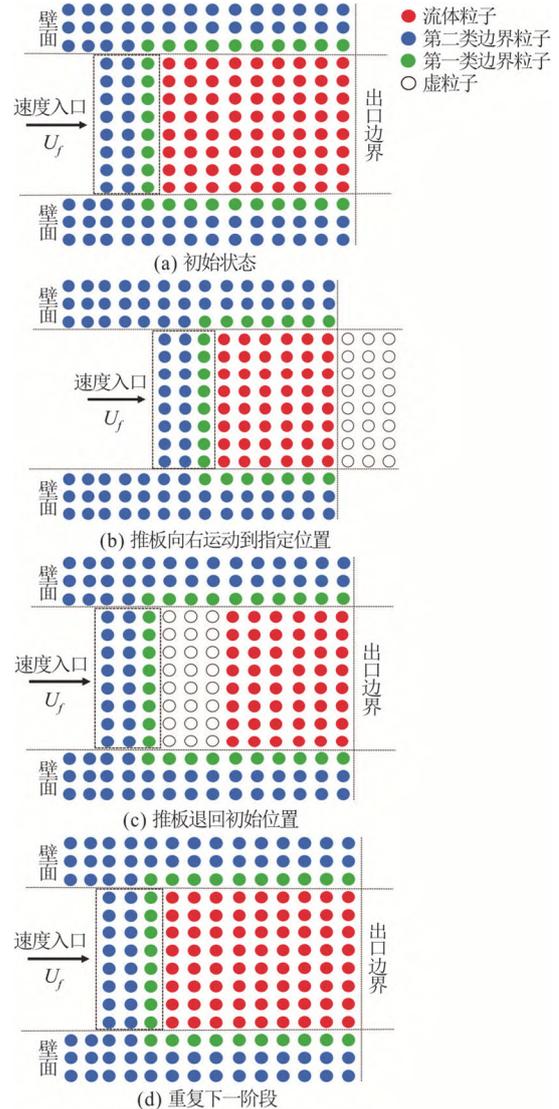


图2 (网上彩图) 出入口边界示意图
Fig.2 (Color online) Schematic diagram of entrance and exit boundary

有任何物理性质的虚粒子填充。随后虚粒子的速度和压力等物理量将被赋予，使它们变成液体粒子。推板的不断往复将推动所有的液体粒子向右流动，因此计算可以持续进行。

1.5 时间步长

针对不可压缩流体的MPS方法是一种半隐式方法，而DEM方法是一种显式方法。DEM的时间步长一般比MPS的时间步长小很多。为了模拟的稳定性，前人研究的MPS-DEM耦合方法一般选择较小的时间步长，耗时较长。而本文中，针对这两种方法，引入了一种多时间步长的算法。

MPS的时间步长满足Courant-Friedrichs-Lewy (CFL)条件，由下式决定

$$\frac{u_{l,max} \Delta t_{mps}}{\Delta l_0} < C \quad (22)$$

式中: $u_{l,max}$, Δt_{mps} , Δl_0 和 C 分别为液体粒子的最大速度, 时间步长, 初始粒子间距和库朗数。
DEM的时间步长由下式决定

$$\Delta t_{dem} < \frac{\pi R \sqrt{\rho / G}}{0.016 3v + 0.876 6} \quad (23)$$

本文将MPS的时间步长设为 10^{-4} s, 而将DEM的时间步长设为 10^{-6} s。

2 数值模型

深海矿石开采中使用的管道为垂直立管, 由液体的拖曳力带动固体颗粒沿管道向上运动, 故我们设置管道长度方向的重力加速度为 -9.807 m/s^2 (假设沿管道长度方向向上为x轴正向), 管道长度为4 m, 半径为0.1 m, 固体颗粒的浓度为10%。液体和固体颗粒的详细参数如表1所示。

表 1 液体和固体的详细参数
Table 1 Detailed parameters of liquids and solids

液相	单位	数值
密度	kg/m ³	1 000
运动黏度	m ² /s	1.0×10^{-6}
初始粒子间距	m	0.007 5
时间步长	s	1.0×10^{-4}
固相	单位	数值
密度	kg/m ³	2 700
半径	m	0.01
杨氏模量	N/m ²	1.0×10^8
泊松比	/	0.2
摩擦系数	/	0.2
恢复系数	/	0.9
时间步长	s	1.0×10^{-6}

图3为MPS粒子和DEM颗粒初始时刻的分布情况, MPS粒子数为324 246, DEM颗粒数为1 600。输运速度设置4种工况, 分别为2 m/s, 3 m/s, 4 m/s和5 m/s, 并比较充分发展之后(100 s之后)各物理量的结果。

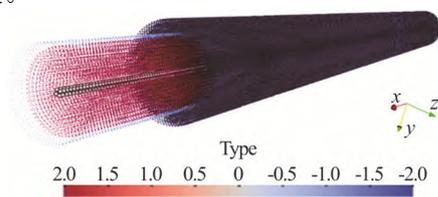


图 3 (网上彩图) MPS 和 DEM 模型
Fig.3 (Color online) MPS and DEM models

3 数值结果

如图4所示, R 为管道半径, r 为管内某点位置和管道中心的距离。在高雷诺数的管道流动中, 从管壁处到管道中心位置大致分为层流区, 过渡区和紊流区三个区域。

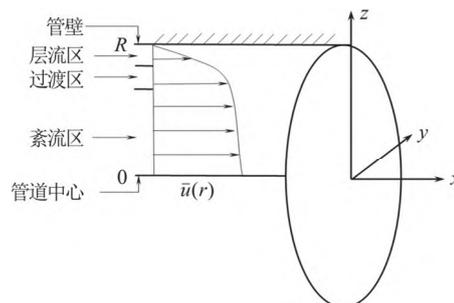


图 4 高雷诺数下的管道流动模型图
Fig.4 Flow model diagram of pipeline at high Reynolds number

3.1 输运速度对轴向液体速度的影响

在管道内流动达到充分发展状态后, 我们采集液固两相的物理信息并进行分析。

捕捉轴向液体速度沿径向分布的瞬态图, 如图5所示, 随着输运速度的增加, 轴向液体速度增加。另外, 各流速下的液体速度分布大致符合这一规律: 在靠近壁面处, 速度的值很小, 速度梯度的值很大; 进入过渡区(转捩区), 速度梯度的值逐渐减小; 到靠近管道中心位置, 速度的值已经很大, 速度梯度的值很小。另外, 在各输运速度下, 管道中心的液体速度总是大于该输运速度的值, 而壁面处总是小于该输运速度的值, 以求总体上维持质量守恒。

如图6所示, 在较低的输运速度下, 固体颗粒更倾向于集中在管道中部, 随着输运速度的增大, 颗粒沿径向的运动加剧, 分布越分散。更客观地, 用各输运速度下沿径向截面颗粒分布的方差大小衡量这种分散程度。在输运速度等于2 m/s时, 方差为 2.875×10^{-2} ; 在输运速度等于3 m/s时, 方差为 3.39×10^{-2} ; 在输运速度等于4 m/s时, 方差为 3.94×10^{-2} ; 在输运速度等于5 m/s时, 方差为 3.96×10^{-2} , 发现随着输运速度的增大, 方差越来越大, 也印证了这一结论。

而且从纵截面剖视图可以看出, 当输运速度达到5 m/s时, 颗粒开始出现间断区。这可能是因为当输运速度增大到一定程度时, 固体颗粒之间的碰撞加剧, 颗粒沿轴向的分布更加的无序, 导致这样间断区的出现, 而以这种聚团的形式运输, 颗粒需要的能量可能更低。

取输运速度为3 m/s和输运速度为5 m/s的工况进行对比, 如图7所示。从局部放大图可以看出, 当输运速度为3 m/s时, 充分发展状态时的颗粒还是基本连续的; 而当输运速度达到5 m/s时, 开始出现间断区, 在水力输送过程中可以观察到固体颗粒团簇。这样一个临界速度是值得关注的, 当输运速度小于该值时, 颗粒群相对连续, 动量损耗较小, 当输运速度增大到大于该值的范围时, 固体颗粒之间的无序碰撞加剧, 动量损耗和磨损很大, 这是我们不想看到的。所以我们在低于这样一个临界流速的范围内选择尽可能高的输运速度。

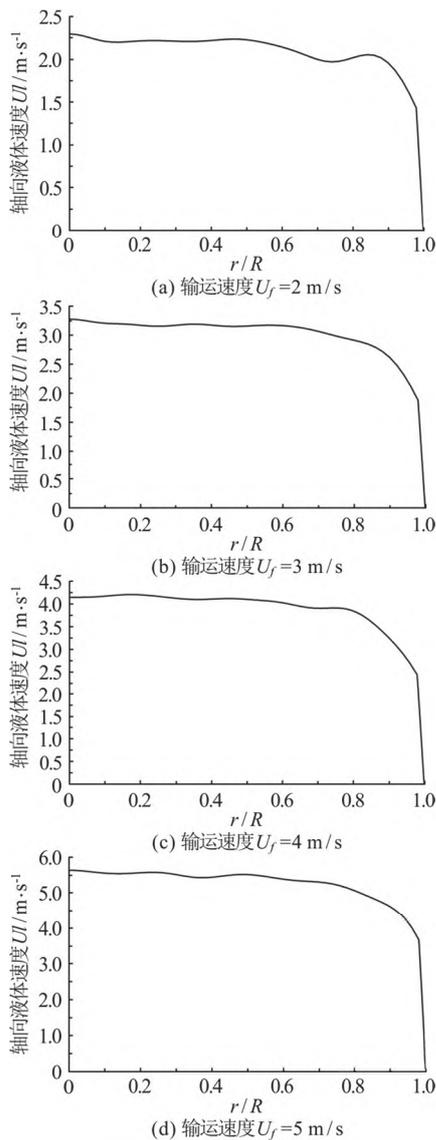


图5 轴向液体速度沿径向分布瞬态图
Fig.5 Transient diagram of axial liquid velocity along radial direction

对比不同工况下轴向液体速度沿径向分布的时均情况，如图8所示。可以看出，随着运输速度的增大，轴向液体速度也随之增大。并且在管道中心位置，速度最大，一直沿径向向外逐渐减小。而在靠近壁面位置处，速度达到最小，这与液体的黏性和管道壁面的无滑移边界条件有关。

3.2 运输速度对颗粒体积分数的影响

另外，对比不同工况下颗粒体积分数沿径向分布的时均情况，如图9所示。可以看出，分布曲线呈现瑞利分布的形式。这是因为管道径向由两个坐标轴构成(y轴和z轴)，颗粒沿这两个坐标轴是呈独立的，有着相同方差的正态分布。在运输速度等于2 m/s时，峰值出现在 $r/R=0.16$ 附近，此时的颗粒体积分数值为13.8%左右；在运输速度等于3 m/s时，峰

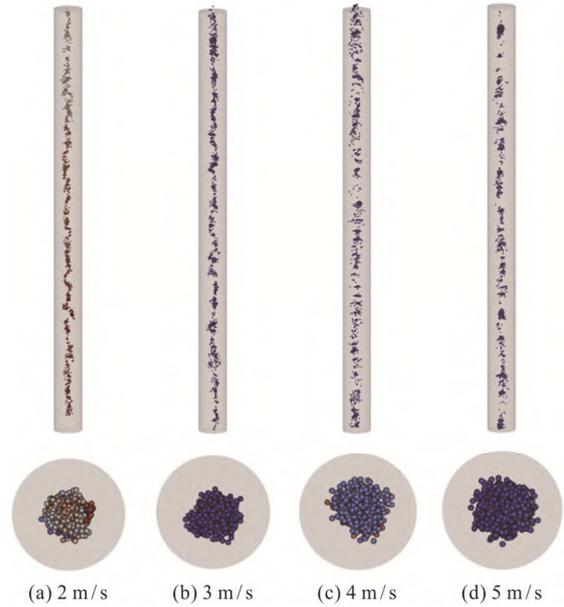


图6 (网上彩图) 不同运输速度下的管道剖视图
Fig.6 (Color online) Sectional view of pipeline at different transportation speeds

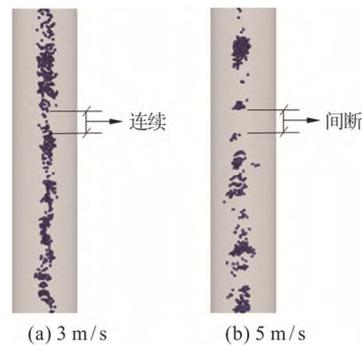


图7 (网上彩图) 不同运输速度下的放大管道剖视图
Fig.7 (Color online) Enlarged pipe section at different transport speeds

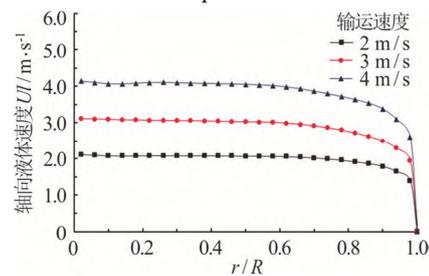


图8 (网上彩图) 轴向液体速度沿径向分布
Fig.8 (Color online) Radial distribution of axial liquid velocity

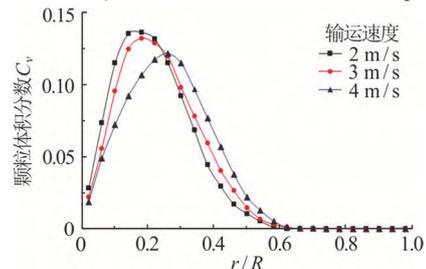


图9 (网上彩图) 颗粒体积分数沿径向分布
Fig.9 (Color online) Radial distribution of particle volume fraction

值出现在 $r/R=0.18$ 附近, 此时的颗粒体积分数值为13.5%左右; 在输运速度等于4 m/s时, 峰值出现在 $r/R=0.26$ 附近, 此时的颗粒体积分数值为12.3%左右。因为流速越大, 颗粒沿径向的分布越分散均匀, 所以呈现出的分布曲线峰值降低, 且往外向偏移。

之后, 我们改变固体颗粒的初始排布方式, 研究其对结果的影响。如图10(b)所示, 将固体颗粒初始时刻沿径向的排布偏离中轴线0.01 m的距离, 并重复以上过程。

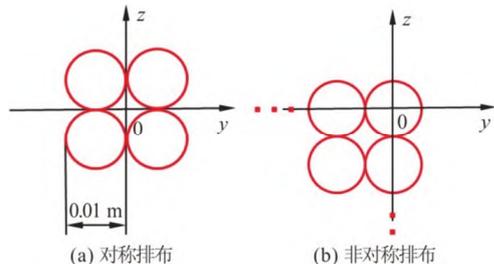


图 10 (网上彩图) 初始时刻颗粒沿径向位置排布
Fig.10 (Color online) Layout of particles along radial position at initial time

得到颗粒体积分数沿径向的分布曲线如图11所示, 从图中可以看出, 峰值的位置并未发生偏移, 在输运速度等于2 m/s时, 峰值仍然出现在 $r/R=0.16$ 附近, 此时的颗粒体积分数值为13.7%左右; 在输运速度等于3 m/s时, 峰值出现在 $r/R=0.18$ 附近, 此时的颗粒体积分数值为13.4%左右; 在输运速度等于4 m/s时, 峰值出现在 $r/R=0.26$ 附近, 此时的颗粒体积分数值为12.2%左右。峰值位置处的颗粒体积分数也未发生较大改变。这说明固体颗粒在液体的作用下, 有回到管道中心的倾向, 而且这种趋势不随颗粒初始位置的改变而改变。

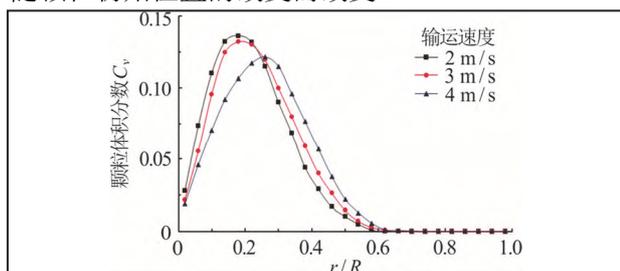


图 11 (网上彩图) 颗粒体积分数沿径向分布
Fig.11 (Color online) Radial distribution of particle volume fraction

3.3 输运速度对颗粒自旋角速度的影响

根据不同输运速度工况下的颗粒场信息, 可以得到颗粒自旋的角速度矢量大小及分布, 如图12所示, 其中, 箭头的颜色和大小刻画了角速度的大小。可以看出, 首先, 由于颗粒碰撞, 颗粒向周向分散, 随着输运速度的增大, 这种分散程度也逐渐加剧; 另外, 随着输运速度的上升, 管道中心速度上升, 和壁

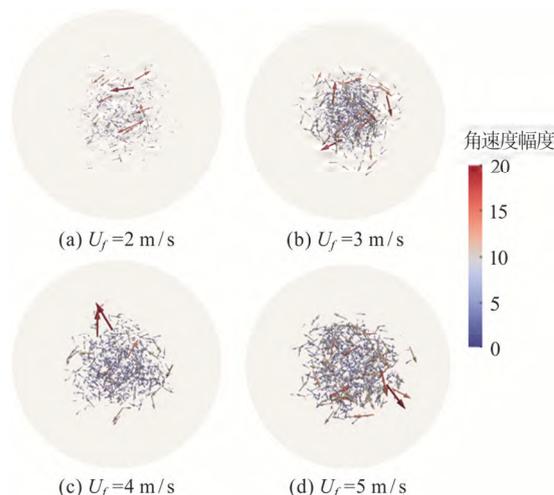


图 12 (网上彩图) 不同输运速度下的颗粒角速度矢量图
Fig.12 (Color online) Vector diagram of particle angular velocity at different transport speeds

面处速度差值变大, 这样的速度差导致颗粒自旋的角速度增大, 反映在图中便是箭头的大小逐渐变大, 颜色逐渐变红。处在充分发展状态时, 当输运速度为2 m/s, 颗粒自旋角速度的平均值是2.86 rad/s, 当输运速度为3 m/s, 颗粒自旋角速度的平均值是3.11 rad/s, 当输运速度为4 m/s, 颗粒自旋角速度的平均值是3.84 rad/s, 当输运速度为5 m/s, 颗粒自旋角速度的平均值是3.85 rad/s。

4 结论

本研究采用课题组自主开发的MPSDEM-SJTU求解器, 针对定长立管, 分析不同液体流速工况下颗粒和液体的运动状态。主要结论如下:

- (1) 和不加颗粒的管道流动相比, 加入颗粒之后的管道流动, 液体沿径向的瞬态速度分布曲线会出现波动。
- (2) 随着输运速度的增大, 轴向液体速度也随之增大, 并且在管道中心位置, 速度最大, 沿径向向外逐渐减小, 在靠近壁面位置处, 速度达到最小。
- (3) 颗粒体积分数沿径向呈现瑞利分布, 解析后分析颗粒在管道中心分布最密集, 且这种趋势不随颗粒初始位置的改变而改变。随着输运速度的增大, 颗粒向径向的分散程度逐渐加剧。
- (4) 随着输运速度的增大, 颗粒自旋的角速度会随之增大。
- (5) 当输运速度增大到一定程度时, 固体颗粒之间的碰撞加剧, 颗粒沿轴向的分布更加的无序, 会出现不同形式的颗粒团簇。

未来的工作可以针对固体颗粒的粒径和浓度进行进一步研究。

参 考 文 献:

- [1] OH J, JUNG J, HONG S. On-board measurement methodology for the liquid-solid slurry production of deep-seabed mining[J]. *Ocean Engineering*, 2018, 149: 170-182.
- [2] OH J, JUNG J, KIM H, et al. Gap size effect on the tribological characteristics of the roller for deep-seaminging robot[J]. *Marine Georesources & Geotechnology*, 2015, 35(1): 120-126.
- [3] SENAPATI P K, MISHRA B K, PARIDA A. Analysis of friction mechanism and homogeneity of suspended load for high concentration fly ash & bottom ash mixture slurry using rheological and pipeline experimental data[J]. *Powder Technology*, 2013, 250: 154-163.
- [4] MIEDEMA S A. A head loss model for homogeneous slurry transport for medium sized particles[J]. *Journal of Hydrology and Hydromechanics*, 2015, 63(1): 1-12.
- [5] PARZONKA W, KENCHINGTON J M, CHARLES M E. Hydrotransport of solids in horizontal pipes: Effects of solids concentration and particle size on the deposit velocity[J]. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 1981, 59(3): 291-296.
- [6] UZI A, LEVY A. Flow characteristics of coarse particles in horizontal hydraulic conveying[J]. *Powder Technology*, 2018, 326: 302-321.
- [7] CHEN W, ZHANG J, DONOHUE T, et al. Effect of particle degradation on electrostatic sensor measurements and flow characteristics in dilute pneumatic conveying[J]. *Particuology*, 2017, 33: 73-79.
- [8] JAFARI M, MANSOORI Z, SAFFAR AVVAL M, et al. Modeling and numerical investigation of erosion rate for turbulent two-phase gas-solid flow in horizontal pipes[J]. *Powder Technology*, 2014, 267: 362-370.
- [9] HASHEMI S A, SPELAY R B, ADANE K F K, et al. Solids velocity fluctuations in concentrated slurries[J]. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 2016, 94(6): 1059-1065.
- [10] SILVA R C, GARCIA F A P, FAIA P, et al. Settling suspensions flow modelling: a review[J]. *Kona Powder & Particle Journal*, 2015, 32: 41-56.
- [11] MESSA G V, MALAVASI S. Improvements in the numerical prediction of fully-suspended slurry flow in horizontal pipes[J]. *Powder Technology*, 2015, 270: 358-367.
- [12] DOROODCHI E, GALVIN K P, FLETCHER D F. The influence of inclined plates on expansion behaviour of solid suspensions in a liquid fluidised bed-a computational fluid dynamics study[J]. *Powder Technology*, 2005, 156(1): 1-7.
- [13] ZHOU M M, WANG S, KUANG S, et al. CFD-DEM modelling of hydraulic conveying of solid particles in a vertical pipe[J]. *Powder Technology*, 2019(354): 893-905.
- [14] XIE F, ZHAO W, WAN D. Numerical simulations of liquid-solid flows with free surface by coupling IMPS and DEM[J]. *Applied Ocean Research*, 2021, 114: 102771.
- [15] XIE F, ZHAO W, WAN D. MPS-DEM coupling method for interaction between fluid and thin elastic structures[J]. *Ocean Engineering*, 2021, 236: 109449.
- [16] ANDERSON T B, JACKSON R. Fluid mechanical description of fluidized beds. Comparison of theory and experiment[J]. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, 1969, 8(1): 137-144.
- [17] KAFUI K D, THORNTON C, ADAMS M J. Discrete particle-continuum fluid modelling for gas-solid fluidized beds[J]. *Chemical Engineering Science*, 2002, 57(13): 2395-2410.
- [18] ZHANG Y, WAN D, HINO T. Comparative study of MPS method and level-set method for sloshing flows[J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2014, 26(4): 577-585.
- [19] XU W, DONG X, DING W. Analysis of fluid-particle interaction in granular materials using coupled SPH-DEM method[J]. *Powder Technology*, 2019, 353: 459-472.
- [20] CUNDALL P A, STRACK O D. A discrete numerical model for granular assemblies[J]. *Géotechnique*, 1979, 29(1): 47-65.
- [21] ERGUN S. Fluid flow through packed columns[J]. *Chemical Engineering Progress*, 1952, 48: 89-94.
- [22] WEN C, YU Y. Mechanics of fluidization[J]. *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, 1966, 62: 100-111.