

研究简报

# 稠密气固两相流动的颗粒二阶矩方法 及鼓泡床流化特性的模拟

孙 丹, 陈巨辉, 王 帅, Mbouana N. L., 赵云华, 陆慧林  
(哈尔滨工业大学能源科学与工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001)

关键词: 二阶矩; 各向异性颗粒动力学; 鼓泡床; 数值模拟

中图分类号: TK 229

文献标识码: A

文章编号: 0438-1157 (2009) 10-2460-07

## Second-order moments of particles for dense gas-solid flow and numerical flow behavior simulation in bubbling fluidized bed

SUN Dan, CHEN Juhui, WANG Shuai, Mbouana N. L., ZHAO Yunhua, LU Huilin

(School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, Heilongjiang, China)

**Abstract:** A second-order moment model of particles in dense gas-solid flow is proposed based on the kinetic theory of granular flow. The solid phase constitutive model is closed with the approximated third-order moment enclosure equation of particle velocity from the elementary transport theory. The boundary conditions of particles are proposed in considering the energy transfer and dissipations by collisions between the wall and particles. Flow behavior of particles is numerically simulated in a bubble fluidized bed, which indicates the distinct anisotropy behavior of the turbulent particles. Simulated particle velocities are in agreement with the measurements by Muller *et al* (2008) and Yuu *et al* (2001). Predicted second-order moment of velocity has the same trend as that of measurements. The calculated Reynolds stresses per unit bulk density agree with the measured data by Muller *et al* (2008) and with the fluctuating velocity of particles measured by Yuu *et al* (2001).

**Key words:** second-order moment; anisotropy kinetic theory of granular flow; bubbling fluidized bed; numerical simulation

### 引 言

鼓泡流化床技术广泛用于化工、能源、环境以及颗粒干燥等工业应用领域。在鼓泡流化床中, 存在由固体颗粒和气体组成的乳化相及以气泡状态出现的气泡相, 气固流态化呈现非均匀性。这种非均匀流动结构对于流化床内的动量、热量和化学反应

速率等影响很大。因此了解流化床内非均匀结构及其动态行为对流化床反应器的设计和操作至关重要。Simonin 等<sup>[1]</sup>采用湍流二阶矩模型研究了稀疏气固两相流中颗粒流动的各向异性。Zhou 等<sup>[2]</sup>提出了二阶矩两相湍流模型用于湍流两相流动过程的预测。于勇等<sup>[3]</sup>应用统一二阶矩两相湍流模型结合颗粒动力学模型模拟了水平槽道内的气固两相流

2009-06-03 收到初稿, 2009-07-20 收到修改稿。

联系人及第一作者: 孙丹 (1980-), 女, 博士研究生。

基金项目: 国家自然科学基金项目 (50776023)。

Received date: 2009-06-03.

Corresponding author: SUN Dan, PhD candidate, sundan@hit.edu.cn

Foundation item: supported by the National Natural Science Foundation of China (50776023).

动。刘阳等<sup>[4]</sup>采用基于气体大涡模拟和颗粒动力学模型以及统一二阶矩两相湍流模型,对轴对称突扩气固流动进行了数值模拟。万晓涛等<sup>[5]</sup>提出了同时用颗粒动力学理论和考虑颗粒大尺度湍流脉动的五方程模型预测流化床内颗粒流动过程。近期, Jung 等<sup>[6]</sup>采用高速摄像技术实验研究了鼓泡流化床内颗粒流动特性,结果表明,鼓泡床内纵向与横向颗粒脉动速度二阶矩之比约为 4。Holland 等<sup>[7]</sup>采用磁共振技术测量了鼓泡床内各个方向上的颗粒拟温度,得出纵向与横向颗粒拟温度之比约为 3~5。Godlieb 等<sup>[8]</sup>采用离散颗粒方法数值模拟了鼓泡流化床内颗粒流动特性,得出纵向与横向颗粒拟温度之比约为 2~4。Lu 等<sup>[9]</sup>采用离散颗粒硬球模型模拟了鼓泡床内颗粒运动,模拟结果表明,颗粒纵向与横向脉动速度方差之比约为 2~5。由此可见,鼓泡流化床内颗粒运动呈现各向异性。

目前所应用的颗粒动力学模型是在颗粒脉动为各向同性的假设基础上建立的<sup>[10]</sup>,因而无法预测颗粒脉动各向异性。本文基于稠密气体分子动力学,考虑颗粒间的碰撞作用导致的脉动各向异性,建立高颗粒浓度下考虑速度脉动各向异性的颗粒动力学模型。基于各向异性颗粒动力学方法,提出颗粒相的动量和速度二阶矩的输运方程。采用输运现象的初等原理对高阶的关联项进行近似模化和封闭。应用各向异性颗粒动力学模型数值模拟鼓泡床内气固两相流动,研究鼓泡床内气泡的运动以及颗粒速度及其脉动的各向异性行为。

## 1 数学模型和边界条件

### 1.1 各向异性颗粒动力学

仿照分子动力学理论,定义颗粒的速度分布函数  $f(\mathbf{c}, \mathbf{x}, t)$  表示  $t$  时刻在点  $\mathbf{x}$  附近  $d\mathbf{x}$  邻域内出现速度范围为  $(\mathbf{c}, \mathbf{c}+d\mathbf{c})$  的概率。对于系统微元内的颗粒,假设颗粒速度分布函数满足 Boltzmann 方程,则颗粒属性  $\phi(\mathbf{C})$  的输运方程表示为<sup>[10-11]</sup>

$$\frac{D}{Dt}(n\bar{\phi}) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}}(n\overline{\mathbf{C}\bar{\phi}}) + n\bar{\phi} \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \mathbf{u} + n \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \mathbf{C}} - n\mathbf{F} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \mathbf{C}} + n \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \mathbf{C}} \mathbf{C} : \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \mathbf{x}} = \chi(\phi) - \frac{\partial}{\partial x_i} \psi_i(\phi) \quad (1)$$

其中,方程左侧表示非稳态效应、对流效应和外力作用引起的速度分布函数变化,而方程右侧表示由颗粒之间的碰撞产生的变化。 $\mathbf{F}$  为作用在单位质量颗粒上的外力。方程右侧  $\chi(\phi)$  为碰撞引起的颗粒属性的耗散损失,  $\psi_i(\phi)$  为碰撞引起的颗粒属性在

$i$  方向上的流动<sup>[10-11]</sup>。当  $\phi(\mathbf{C})$  分别取值为  $mC_i$  和  $mC_iC_j$  时,它们分别是

$$\chi(mC_iC_j) = -\frac{8}{\sigma} \rho_s \epsilon_s^2 (1+e)(1-e)g_0 \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \Theta \delta_{ij} - \frac{6}{5} \rho_s \epsilon_s^2 (1+e)g_0 \Theta \left[ (e-2) \left( \frac{\partial u_{sj}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{sj}}{\partial x_i} \right) + \left( e - \frac{1}{3} \right) \frac{\partial u_{sk}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] - \frac{24}{5\sigma} \rho_s \epsilon_s^2 (1+e) \times (3-e)g_0 \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} (M_{ij} - \Theta \delta_{ij}) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \psi_i(mC_j) &= 2\rho_s \epsilon_s^2 (1+e)g_0 \Theta \delta_{ij} - \frac{4}{5} \rho_s \epsilon_s^2 \sigma (1+e)g_0 \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \left[ \left( \frac{\partial u_{sj}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{sj}}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial u_{sk}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] + \frac{4}{5} \rho_s \epsilon_s^2 (1+e)g_0 (M_{ij} - \Theta \delta_{ij}) \\ \psi_k(mC_iC_j) &= -\frac{4}{5} \rho_s \epsilon_s^2 \sigma (1+e)g_0 \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \left( \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} \delta_{jk} + \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \delta_{ik} + \frac{\partial \Theta}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) + \frac{1}{5} \rho_s \epsilon_s^2 (1+e)g_0 (4a_{ijk}^{(3)} + a_{iil}^{(3)} \delta_{jk} + a_{jil}^{(3)} \delta_{ik}) \end{aligned} \quad (3)$$

由式(1),当  $\phi(\mathbf{C})$  分别取值为  $m$ 、 $mC_i$ 、 $mC_iC_j$  时,得到颗粒相质量守恒、动量守恒和二阶矩控制方程

$$\frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_s \rho_s) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\epsilon_s \rho_s u_{si}) = 0 \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_s \rho_s u_{si}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\epsilon_s \rho_s u_{si} u_{sj}) = \\ -\frac{\partial}{\partial x_j} [\epsilon_s \rho_s M_{ij} + \psi_j(mC_i)] + \epsilon_s \rho_s F_i \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_s \rho_s M_{ij}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\epsilon_s \rho_s u_{sk} M_{ij}) = -\frac{\partial}{\partial x_k} [\epsilon_s \rho_s M_{kij} + \\ \psi_k(mC_iC_j)] - [\epsilon_s \rho_s M_{ik} + \psi_k(mC_i)] \frac{\partial u_{sj}}{\partial x_k} - \\ [\epsilon_s \rho_s M_{jk} + \psi_k(mC_j)] \frac{\partial u_{si}}{\partial x_k} + \epsilon_s \rho_s (\overline{F_j C_i} + \overline{F_i C_j}) + \chi(mC_iC_j) \end{aligned} \quad (7)$$

由式(5)~式(7)、结合式(2)~式(4),建立了颗粒脉动速度为各向异性的颗粒动力学模型。当取颗粒速度脉动为各向同性时,上述方程与 Gidaspow<sup>[10]</sup>提出的颗粒动力学方法相同。

### 1.2 三阶矩封闭模型

上述各向异性颗粒动力学中需要对三阶矩进行封闭。根据输运现象的初等原理,三阶矩封闭模型为

$$M_{kij} = -\frac{\left[ 1 + \frac{6}{5} (1+e) \epsilon_s g_0 \right] (\Theta + M_{kk})}{\frac{2}{5\sigma} (1+e) \epsilon_s g_0 \sqrt{\pi \Theta} \left( 6 - \sigma \frac{\partial u_{sk}}{\partial x_k} \sqrt{\frac{\pi}{\Theta}} \right)} \frac{\partial M_{ij}}{\partial x_k} \quad (8)$$

### 1.3 壁面边界条件

当颗粒与壁面发生非弹性碰撞时,定义颗粒与壁面碰撞的法向和切向弹性恢复系数,可以得到壁

面边界条件如下。

当  $\phi = mC_i$  时, 壁面速度边界条件

$$\begin{aligned} \epsilon_s \rho_s M_{ik} + \psi_k(mC_i) &= (1 + e_w^i) \frac{\epsilon_s \rho_s}{2} g_0 M_{ik} + \\ &(1 + e_w^i) \frac{\epsilon_s \rho_s}{2} g_0 \sqrt{\frac{\Theta}{2\pi}} \left(1 + \frac{M_{kk}}{\Theta}\right) u_{si} \end{aligned} \quad (9)$$

当  $\phi = mC_k C_k$  时

$$\begin{aligned} \epsilon_s \rho_s M_{kkk} + \psi_k(mC_k C_k) &= \\ (1 - e_w^n) (1 + e_w^n) \epsilon_s \rho_s g_0 \Theta \sqrt{\frac{\Theta}{2\pi}} &\left(3 \frac{M_{kk}}{\Theta} - 1\right) \end{aligned} \quad (10)$$

当  $\phi = mC_k C_i$  时

$$\begin{aligned} \epsilon_s \rho_s M_{ikk} + \psi_k(mC_i C_i) &= \\ -e_w^n (1 + e_w^i) \frac{\epsilon_s \rho_s}{2} g_0 M_{kk} u_{si} \times \\ (1 - e_w^n e_w^i) \epsilon_s \rho_s g_0 \Theta \sqrt{\frac{\Theta}{2\pi}} &\left(2 \frac{M_{kk}}{\Theta}\right) \end{aligned} \quad (11)$$

当  $\phi = mC_i C_j$  时

$$\begin{aligned} \epsilon_s \rho_s M_{ijk} + \psi_k(mC_i C_j) &= \\ (1 - e_w^i) (1 + e_w^i) \epsilon_s \rho_s g_0 \Theta \sqrt{\frac{\Theta}{2\pi}} &\left(\frac{M_{kk}}{2\Theta} \delta_{ij} - \frac{1}{2} \delta_{ij} + \frac{M_{ij}}{\Theta}\right) - \\ e_w^i (1 + e_w^i) \frac{\epsilon_s \rho_s}{2} g_0 (M_{ik} u_{sj} &+ M_{jk} u_{si}) - \\ (1 + e_w^i)^2 \frac{\epsilon_s \rho_s}{2} g_0 \sqrt{\frac{\Theta}{2\pi}} &\left(1 + \frac{M_{kk}}{\Theta}\right) u_{si} u_{sj} \end{aligned} \quad (12)$$

## 2 计算结果与讨论

### 2.1 模拟计算与 Muller 等实验结果的比较

Muller 等<sup>[12]</sup>使用核磁共振的方法对鼓泡流化床内气体-颗粒流动特性进行了实验研究, 得出了鼓泡床内颗粒速度和颗粒温度的分布规律。表 1 给出了该实验条件和本文模拟所用的参数。采用颗粒二阶矩模型, 自行编制计算程序 (M-FIX) 进行数值模拟, 研究了鼓泡床内颗粒速度及脉动的各向异性分布。

图 1 表示 0~10 s 内瞬时颗粒浓度随时间的变化。模拟结果表明, 模拟时间在 0.5 s 左右首个气泡通过床层。当模拟时间大于 1 s 后鼓泡床内颗粒浓度变化呈现随机脉动。瞬时低浓度表明气泡的流动, 而高浓度为乳化相流动。由图可见, 与壁面处 ( $x/D=0.1$ ) 相比, 床中心处 ( $x/D=0.5$ ) 颗粒浓度脉动更强烈, 表明气泡易于流向床中心、合并和破碎的趋势。结果表明在计算时间 1 s 后瞬时颗粒浓度的平均值已不随时间而变。为此, 取计算时间 2~10 s 内计算结果作为统计样本, 确定时均流场分布。图 2 表示表观速度为  $0.6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  及  $0.9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  时床内时均颗粒浓度和速度矢量分布。在

表 1 Muller 等实验与模拟参数及本文数值模拟参数

Table 1 Parameters used in Muller *et al* experiments and simulation and present simulations

Significance	Ref. [12]		Present simulation
	Experiment	Simulation	
bed width, $D/\text{mm}$	44	44	44
bed height, $H/\text{mm}$	1000	120	120
bed thickness, $W/\text{mm}$	10	—	—
particle density, $\rho_s/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	1000	1000	1000
particle diameter, $d_p/\text{mm}$	1.2	1.2	1.2
restitution coefficient, $e$	—	0.97	0.97
gas viscosity, $\mu_g/\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$1.8 \times 10^{-5}$	$1.8 \times 10^{-5}$	$1.8 \times 10^{-5}$
gas density, $\rho_g/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	1.225	1.225	1.225
superficial velocity, $u_g/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0.9	0.9	0.6, 0.9
minimum fluidized velocity/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	—	—	0.333
initial static bed height, $H_0/\text{mm}$	30	30	30
initial solid volume fraction, $\epsilon_{s0}$	—	—	0.6
cells, $N_x \times N_z$	—	$12 \times 24$	$12 \times 24$
time step, $\Delta t/\text{s}$	—	—	$1 \times 10^{-5}$

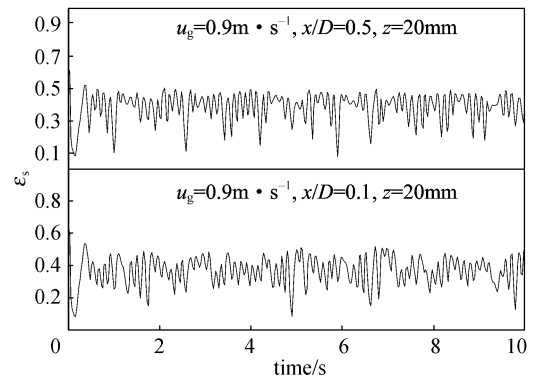


图 1 瞬时颗粒浓度随时间的变化

Fig. 1 Instantaneous concentrations as function of time

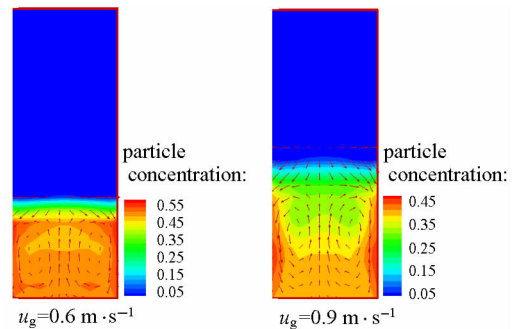


图 2 时均颗粒浓度及速度矢量分布

Fig. 2 Time-averaged particle concentrations and velocity vector

床中心区域颗粒为上升流动、壁面区域为下降流动, 床内形成两个比较对称的颗粒流动结构。随着表观气体速度的增加, 床层膨胀高度增加, 床层平均颗粒浓度下降。

图 3 表示时均纵向颗粒速度沿床横向的变化。床中心区域纵向颗粒速度为正值表明颗粒上升流动，而在壁面区域纵向颗粒速度为负值意味颗粒为下降流动。尽管模拟计算与 Muller 等<sup>[12]</sup>结果的变化趋势是相同的，但定量上有一定的差异，这可能是由三阶封闭模型的简化、二维计算模型与实际三维流化床以及进口条件与实际进口结构的差异等因素导致的。

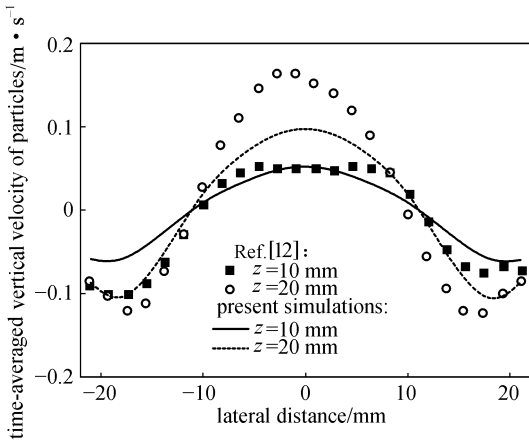


图 3 时均纵向颗粒速度的模拟和实验结果

Fig. 3 Simulated and experimental result of time-averaged vertical velocity of particles ( $u_g = 0.9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ )

图 4 表示纵向与横向颗粒脉动速度二阶矩的比值。在接近入口处 ( $z = 7.5 \text{ mm}$ )，床中心区域的二阶矩比值小，而壁面处大。相反在床高的中部区域 ( $z = 20 \text{ mm}$ )，床中心区域的二阶矩比值大于壁面处的比值。这是由于壁面流动阻碍的作用，使得床内气泡在向上流动过程具有向床中心区域汇集的趋势，导致床中心的纵向颗粒脉动速度二阶矩增加，二阶矩比值增大。模拟结果表明，颗粒二阶矩的平均比值  $M_{zz}/M_{xx}$  为  $1.3 \sim 2.7$ ，最大可以达到  $5.2$ ，表明流化床内颗粒脉动流动呈现明显的各向异性。

图 5 表示沿床层横向的纵向颗粒脉动速度二阶矩的变化。由图可见模拟纵向颗粒脉动速度二阶矩  $M_{zz}$  大于 Muller 等的应用离散单元法 (DEM) 得到的模拟结果。Gidaspow 等<sup>[13]</sup>以单颗粒脉动为层流输运，以气泡引起的脉动为湍流输运，研究流化床内颗粒相流动脉动特性。前者通过颗粒动力学模型求解，后者通过模拟结果的时间平均得到 (即雷诺应力型二阶矩)，相当于把颗粒动力学模型求解等同于气相湍流的直接数值模拟。在任意计算空间  $r$  的固相雷诺应力型二阶矩为

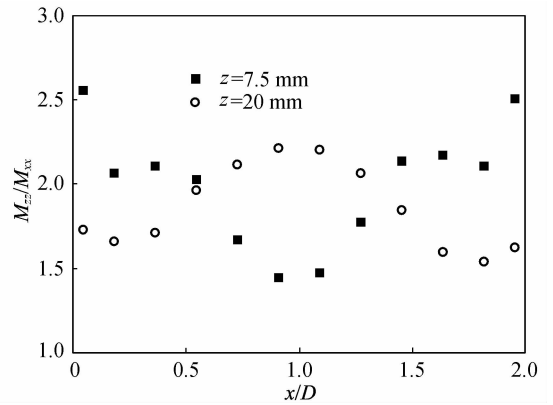


图 4 颗粒纵向与横向脉动速度二阶矩的比值  
Fig. 4 Ratio of vertical and lateral second-order moments of fluctuating velocity of particles ( $u_g = 0.9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ )

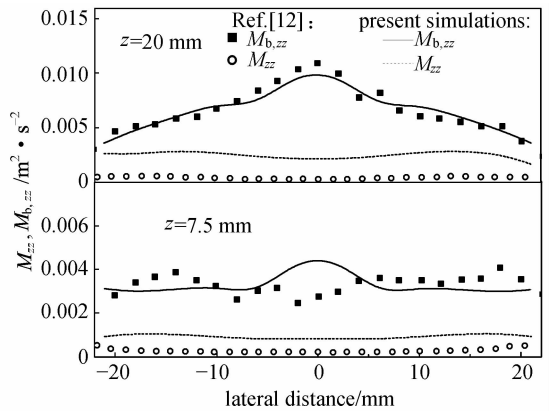


图 5 时均颗粒纵向脉动速度二阶矩的模拟和实验结果  
Fig. 5 Simulated and experimental result of vertical second-order moments of fluctuating velocity of particles ( $u_g = 0.9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ )

$$M_b = (\overline{v'_i v'_i}) = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m [v_{ik}(r, t) - \bar{v}(r)][v_{ik}(r, t) - \bar{v}(r)] \quad (13)$$

其中， $v_i(r, t)$  为瞬时颗粒速度， $\bar{v}(r)$  为时均颗粒速度。固相雷诺应力型二阶矩与流场的宏观流动特性相关联，反映了床内气泡和气体-颗粒流动特性。图 5 中也给出了模拟计算和 Muller 等<sup>[12]</sup>实验得到的固相纵向雷诺应力型二阶矩的变化。在床中心区域，纵向床层底部模拟固相纵向雷诺应力型二阶矩  $M_{b,zz}$  与实验结果分布的差异可能是由鼓泡床底部气相入口进气条件与实际实验条件的差异引起的。

## 2.2 模拟计算与 Yuu 等实验结果的比较

Yuu 等<sup>[14]</sup>采用高速摄像方法研究了鼓泡流化床内的颗粒速度流动特性，获得了床内颗粒速度和

脉动速度的变化规律。本文采用颗粒二阶矩模型,进行了 Yuu 等<sup>[14]</sup>鼓泡流化床流动的模拟预测。实验条件和模拟主要参数见表 2。

表 2 Ref. [14] 实验及本文数值模拟参数

Table 2 Parameters used for Ref. [14] experiments and present simulations

Significance	Ref. [14] exp.	Present simu.
bed width, $D/\text{mm}$	806	800
bed height, $H/\text{mm}$	8060	8000
bed thickness, $W/\text{mm}$	2	—
particle density, $\rho_s/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	2500	2500
particle diameter, $d_p/\text{mm}$	0.31	0.31
restitution coefficient, $e$	—	0.9
gas viscosity, $\mu_g/\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	—	$1.789 \times 10^{-5}$
gas density, $\rho_g/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	—	1.225
superficial velocity, $u_g/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0.40	0.40
minimum fluidized velocity/ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0.15	0.15
initial static bed height, $H_0/\text{mm}$	—	105
initial solid volume fraction, $\varepsilon_{s0}$	—	0.6
cells, $N_x \times N_z$	—	$12 \times 24$
time step, $\Delta t/\text{s}$	—	$1 \times 10^{-5}$

图 6 表示表观气体速度  $0.4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  时的时均颗粒相纵向和横向速度分布。模拟结果表明,在床中心区域由于气泡的上升流动,造成局部空隙率增大,曳力减小,使得颗粒为上升流动。在壁面区域颗粒重力作用导致颗粒回落,在床内形成颗粒相宏观循环运动。由图可见,在接近入口  $z/D=0.375$  处,床中心区域颗粒纵向速度与 Yuu 等<sup>[14]</sup> 实验结果相吻合,而在壁面区域模拟结果大于实验值。在  $z/D=1.25$  处,模拟结果与实验结果相吻合。模拟时均横向颗粒速度小于 Yuu 等实验结果,这是由于模拟计算采用二维流化床,而 Yuu 等实验采用三维流化床。在实际三维流化床中颗粒在径向方向可以自由运动,改变了横向颗粒速度分布。二维模拟中限制了颗粒横向运动,从而使得模拟横向速度低于实验结果。因此,采用三维模拟计算更能正确反映流化床内气体和颗粒的流动特性。

图 7 表示颗粒纵向速度二阶矩与横向二阶矩的比值。由图可见,在不同床层高度,颗粒速度二阶矩的比值不同。沿床高气泡聚并、长大,气体与颗粒之间作用加大,颗粒运动增强,颗粒纵向速度脉动增加,使得颗粒速度二阶矩比值增大。由图可见,颗粒脉动速度二阶矩比值的范围为  $1.1 \sim 3.6$ ,最大可以达到 6.7,表明床内颗粒运动具有明显的各

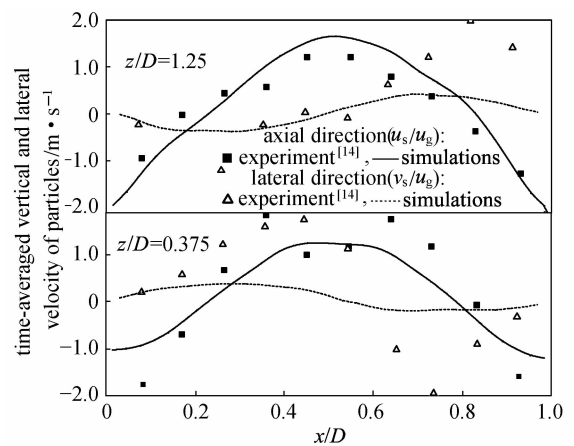


图 6 时均纵向和横向颗粒速度分布与 Ref. [14] 实验值的对比

Fig. 6 Time-averaged vertical and lateral velocities of particles compared with Ref. [14] experiments ( $u_g = 0.4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ )

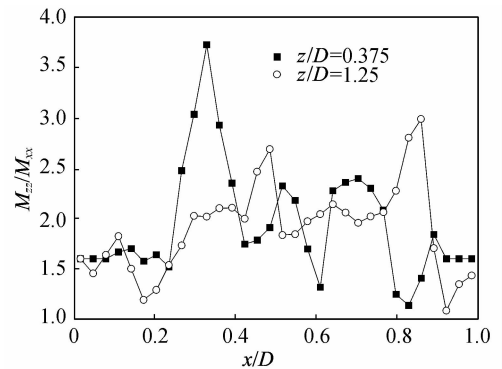


图 7 颗粒纵向与横向脉动速度二阶矩的比值  
Fig. 7 Ratio of vertical and lateral second-order moments of fluctuating velocity of particles ( $u_g = 0.4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ )

向异性。随着进口气体速度的增加,气体与颗粒之间的作用增强,颗粒速度脉动的各向异性将更显著。

图 8 和图 9 分别表示颗粒纵向和横向脉动速度的分布。由图可见,尽管模拟计算颗粒纵向和横向脉动速度分布趋势与 Yuu 等<sup>[14]</sup> 实验结果基本相同,但模拟计算值小于 Yuu 等实验值。由 Yuu 等实验结果分析可知,实测的颗粒纵向和横向脉动速度主要是气泡运动形成的颗粒速度的脉动。因此实测颗粒脉动速度二阶矩应该反映出固相雷诺应力型二阶矩的变化规律。由式 (13) 计算得到的固相雷诺应力型二阶矩加入在图 8 和图 9 中。结果表明,固相雷诺应力型二阶矩与 Yuu 等实验结果相吻合。表明颗粒二阶矩模型能够预测流化床内气体-颗粒流动特性。

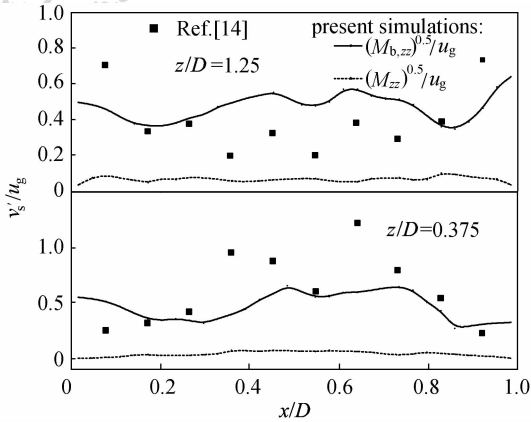


图 8 量纲 1 颗粒纵向脉动速度的分布  
Fig. 8 Dimensionless vertical fluctuating velocity of particles ( $u_g = 0.4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ )

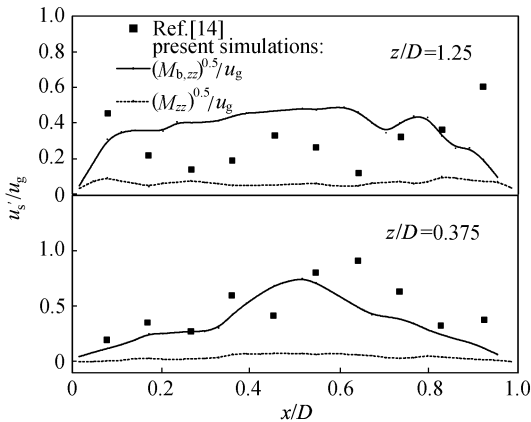


图 9 量纲 1 颗粒横向脉动速度的分布  
Fig. 9 Dimensionless lateral fluctuating velocity of particles ( $u_g = 0.4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ )

### 3 结 论

考虑颗粒速度脉动各向异性，建立了各向异性颗粒动力学，给出了颗粒脉动速度二阶矩输运方程，颗粒脉动速度三阶矩封闭模型，并建立了颗粒相速度和速度二阶矩的壁面边界条件模型。

数值模拟鼓泡流化床内气固两相流动过程。模拟结果与文献实测颗粒速度基本吻合。模拟计算得到的颗粒脉动速度二阶矩略高于 Muller 等 DEM 模型模拟得到的纵向颗粒脉动速度二阶矩。统计得到的固相雷诺应力型二阶矩与 Muller 等实测颗粒脉动速度二阶矩和 Yuu 等实测颗粒脉动速度相吻合。模拟结果表明流化床内颗粒流动具有明显的各向异性，颗粒二阶矩模型可以用于流化床内气体-颗粒两相流动特性的预测。

### 符 号 说 明

- $a$  ——  $a_{ij} = M_{ij} - \Theta \delta_{ij}$ ,  $a_{ijk} = M_{ijk}$
- $C$  —— 颗粒脉动速度,  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
- $e_w^n, e_w^t$  —— 分别为壁面碰撞法向、切向弹性恢复系数
- $g_0$  —— 颗粒径向分布函数
- $Mi_{i_2 \dots i_N}$  —— 脉动速度  $N$  阶矩,  $(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})^N$
- $m$  —— 颗粒质量,  $\text{kg}$
- $\mathbf{u}$  —— 速度矢量,  $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
- $\delta_{ij}$  —— Kronecker 符号
- $\Theta$  —— 颗粒温度,  $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
- $\sigma$  —— 颗粒碰撞之间的有效距离,  $\text{m}$

### 下角标

- $s$  —— 颗粒相
- $w$  —— 壁面

### References

- [1] Simonin O, Arnaud B, Georges B. Second-order prediction of the particle-phase stress tensor of inelastic spheres in simple shear dense suspensions. *American Society of Mechanical Engineers, Fluids Engineering Division*, 1995, **228**: 9-18
- [2] Zhou L X, Xu Y, Fan L S, Li Y. Simulation of swirling gas-particle flows using an improved second-order moment two-phase turbulence model. *Powder Technology*, 2001, **116**: 178-189
- [3] Yu Yong (于勇), Cai Feipeng (蔡飞鹏), Zhou Lixing (周力行), Shi Mingxian (时铭显). Second-order moment two-phase turbulence model for dense gas-particle flows. *Journal of Chemical Industry and Engineering (China)* (化工学报), 2005, **56** (4): 620-626
- [4] Liu Yang (刘阳), Zhou Lixing (周力行), Xu Chunxiao (许春晓), Hu Liyuan (胡砾元). Two-fluid large-eddy simulation of backward-facing step gas-particle flows and validation of second-order-moment two-phase turbulence model. *Journal of Chemical Industry and Engineering (China)* (化工学报), 2008, **59** (10): 2485-2489
- [5] Wan Xiaotao (万晓涛), Zheng Yu (郑雨), Wei Fei (魏飞), Jin Yong (金涌). Numerical simulation of gas-solid turbulent flow in riser reactor— $k-\epsilon-k_p-\epsilon_p-\Theta/5$  two-phase flow model. *Journal of Chemical Industry and Engineering (China)* (化工学报), 2002, **53** (5): 461-468
- [6] Jung J, Gidaspow D, Gamwo I K. Measurement of two kinds of granular temperatures, stresses, and dispersion in bubbling beds. *Industrial and Engineering Chemistry Research*, 2005, **44**: 1329-1341
- [7] Holland D J, Muller C R, Dennis J S, Gladden L F, Sederman A J. Spatially resolved measurement of anisotropic granular temperature in gas-fluidized beds. *Powder Technology*, 2008, **182**: 171-181

- [8] Godlieb W, Deen N G, Kuipers J A M. On the relationship between operating pressure and granular temperature: a discrete particle simulation study. *Powder Technology*, 2008, **182**: 250-256
- [9] Lu H, Wang S, Zhao Y, Liu Y, Gidaspow D, Ding J. Prediction of particle motion in a two-dimensional bubbling fluidized bed using discrete hard-sphere model. *Chemical Engineering Science*, 2005, **60**: 3217-3231
- [10] Gidaspow D. *Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Description*. Boston: Academic Press, 1994
- [11] Chapman S, Cowling T G. *The Mathematical Theory of Non-uniform Gases*. Cambridge: Cambridge University Press, 1970
- [12] Muller C R, Holland D J, Sederman A J, Scott S A, Dennis J S, Gladden L F. Granular temperature: comparison of magnetic resonance measurements with discrete element model simulations. *Powder Technology*, 2008, **184**: 241-253
- [13] Gidaspow D, Jung J, Singh R K. Hydrodynamics of fluidization using kinetic theory: an emerging paradigm 2002 Flour-Daniel Lecture. *Powder Technology*, 2004, **149**: 123-141
- [14] Yuu S, Umekage T, Johno Y. Numerical simulation of air and particle motions in bubbling fluidized bed of small particles. *Powder Technology*, 2000, **110**: 158-168