

双尺度二阶矩颗粒相湍流模型 经验系数的影响

胡春波¹, 曾卓雄²

(1. 西北工业大学 航天学院, 西安 710072;
2. 华东交通大学 土木建筑学院, 南昌 330013)

(刘宇陆推荐)

摘要: 基于将颗粒脉动分成湍流引起的大尺度脉动和颗粒间碰撞产生的小尺度脉动的概念, 建立了双尺度二阶矩两相湍流模型。用该模型对下行床内两相流动进行了数值模拟, 颗粒体积浓度、平均速度的计算结果和实验数据吻合较好。分析了双尺度二阶矩两相湍流模型经验系数变化对预报结果的影响: 在经验系数的一定变化范围内, 预报结果并无明显的影响, 但是变化范围增大, 预报结果会产生较大变化。

关键词: 两相流动; 二阶矩模型; 双尺度脉动; 经验系数

中图分类号: O359 **文献标识码:** A

引 言

大多数单相流动湍流模型都基于单个时间尺度及长度尺度, 然而实际的湍流脉动包含了很宽的尺度范围。Hanjalic^[1]根据湍流脉动存在能谱分布的概念提出了双时间尺度的湍流模型, Kim^[2]则进一步得到了双尺度 k_τ 模型方程。但是, 该模型以各向同性的涡粘性系数假设为基础, 因此在各向异性的流动中改进很小。Cai^[3]根据流体湍流中大涡旋和小涡旋性质上的不同以及大涡旋中外来扰动和局部产生的大涡旋的差异, 提出了一个把 3 种湍流涡旋分开考虑的 3 种速度脉动量的多尺度雷诺应力方程, 但是没有实际加以应用。Yomamoto^[4]将时间常数和模型系数引入到多尺度的雷诺应力输运方程中, 得到了多尺度的能量传递率的输运方程, 方程中的各项与多尺度的雷诺应力方程中的对应项具有同样的物理意义。

在两相流动的双流体模型方面, 对颗粒湍流模型, 有关双尺度湍流模型经验系数的影响的研究尚未见到公开报导。本文利用双尺度二阶矩两相湍流模型对下行床内两相流动进行了数值模拟, 分析了经验系数变化对预报结果的影响。

1 双尺度二阶矩颗粒相湍流模型

下文用大写字母来表示平均量, 小写字母表示脉动量。将颗粒的某一物理量的瞬时值

收稿日期: 2005_05_27; 修订日期: 2006_08_07

基金项目: 中国博士后科学基金资助项目(2004036239)

作者简介: 胡春波(1966), 男, 山西人, 教授, 博士(联系人, E-mail: huchunbo@nwpu.edu.cn);
曾卓雄(1972), 男, 江西人, 教授, 博士(E-mail: Zengzhx@163.com)

ρ_p 分解成 3 部分, 1) 质量加权平均值 ρ_p ; 2) 大尺度脉动值 ρ_{p1} ; 3) 小尺度脉动值 ρ_{p2} 则有:

$\rho_p = \rho_p + \rho_{p1} + \rho_{p2} = \rho_p + \rho_p$ 如果略去速度平均值的平均符号, 可以获得如下的颗粒连续方程和动量方程

颗粒连续方程

$$\frac{(\rho_p)_t}{t} + \frac{(\rho_p U_{pk})}{x_k} = 0 \quad (1)$$

颗粒动量方程

$$\begin{aligned} -\frac{(\rho_p U_{pi})}{t} + \frac{(\rho_p U_{pi} U_{pk})}{x_k} = & -\rho_p \frac{P_f}{x_i} - \frac{(\rho_p \overline{u_{1p} u_{1pk}})}{x_k} - \\ & \frac{(\rho_p \overline{u_{2p} u_{2pk}})}{x_k} - G \frac{\rho_p}{x_k} + \frac{\rho_p \overline{u_{pk}^2}}{x_k} + (U_{fi} - U_{pi}) + \rho_p g_i \end{aligned} \quad (2)$$

式中 ρ_p 为颗粒体积浓度, ρ_p 为阻力系数, U 为平均速度(m/s), u, v 为脉动速度(m/s), uu, vv 为雷诺应力(m^2/s^2), e 为碰撞恢复系数, d 为颗粒直径(m), k 为湍动能(m^2/s^2), ρ_p 为湍动能耗散率(m^2/s^3) 下角标: 1 为大尺度脉动, 2 为小尺度脉动, p 为颗粒, f 为气体

颗粒的平均运动产生大尺度脉动能量, 小尺度脉动的产生项来自大尺度脉动的能量传递以及颗粒碰撞的作用, 可以获得双尺度雷诺应力输运方程 颗粒大尺度脉动雷诺应力输运方程

$$\begin{aligned} \frac{(\rho_p \overline{u_{1p} u_{1pj}})}{t} + \frac{(\rho_p \overline{U_{pk} u_{1p} u_{1pj}})}{x_k} = \\ D_{1p, ij} + P_{1p, ij} + \rho_{p, ij} - \rho_p T_{p, \bar{j}} + G_{1p, pf, \bar{j}}, \end{aligned} \quad (3)$$

式(3)右端各项依次为扩散项、产生项、压力应变项、能量传递率和两相湍流相互作用项

$$\begin{aligned} D_{1p, \bar{j}} &= \frac{1}{x_k} \left[C_{p, p, p} \frac{k_{1p}}{T_{p, kk}} \overline{u_{1pk} u_{1pl}} \frac{\overline{u_{1p} u_{1pj}}}{x_l} \right], \\ P_{1p, ij} &= -\rho_p \left[\overline{u_{1p} u_{1pk} + u_{2p} u_{2pk}} \frac{U_{pj}}{x_k} + \overline{u_{1p} u_{1pk} + u_{2p} u_{2pk}} \frac{U_{pi}}{x_k} \right], \\ \rho_{p, ij} &= -C_{1p1} \frac{T_{p, kk}}{k_{1p}} \rho_p \left[\overline{u_{1p} u_{1pj}} - \frac{2}{3} k_{1p} \delta_{ij} \right] - C_{1p2} \left[P_{1p, \bar{j}} - \frac{2}{3} P_{p, \bar{j}} \right], \\ P_p &= -\rho_p \left[\overline{u_{1p} u_{1pk} + u_{2p} u_{2pk}} \frac{U_{pi}}{x_k} \right], \\ G_{1p, pf, ij} &= \left[\overline{u_{1p} u_{fi}} + \overline{u_{1p} u_{fj}} - 2 \overline{u_{1p} u_{1pj}} \right] \end{aligned}$$

颗粒小尺度脉动雷诺应力输运方程

$$\begin{aligned} \frac{(\rho_p \overline{u_{2p} u_{2pj}})}{t} + \frac{(\rho_p \overline{U_{pk} u_{2p} u_{2pj}})}{x_k} = \\ D_{2p, ij} + \rho_p T_{p, \bar{j}} - \rho_{p, \bar{j}} + J_{p, ij} + G_{2p, pf, \bar{j}}, \end{aligned} \quad (4)$$

式(4)右端各项依次为扩散项、来自大尺度脉动的能量传递率、耗散率、各方向湍流间的相互作用项(来自颗粒间碰撞)和两相湍流相互作用项

$$\begin{aligned} D_{2p, \bar{j}} &= \frac{1}{x_k} \left[C_{p, p, p} \frac{k_{2p}}{p} \overline{u_{2pk} u_{2pl}} \frac{\overline{u_{2p} u_{2pj}}}{x_l} \right], \\ \rho_{p, \bar{j}} &= \frac{2}{3} \rho_p \rho_p \bar{j}, \\ G_{2p, pf, ij} &= \left[\overline{u_{2p} u_{fi}} + \overline{u_{2p} u_{fj}} - 2 \overline{u_{2p} u_{2pj}} \right], \end{aligned}$$

$$J_{p,\bar{j}} = -\frac{2}{9}(1-e^2)\frac{k_{2p,p,p}}{c}\bar{j} - \frac{2}{c_1}\left[\frac{\overline{u_{2p}u_{2p}}}{u_{2p}u_{2p}} - \frac{2}{3}k_{2p,\bar{j}}\right],$$

其中

$$c = \left(\frac{2}{3k_{2p}}\right)^{1/2}\frac{d_p}{16p}, \quad c_1 = \left(\frac{2}{3k_{2p}}\right)^{1/2}\frac{5d_p}{8(1+e)(3-e)p}$$

本文在大尺度脉动能传递率方程中引入 $C_{p4,p,p}P_{p,\bar{j}}^2/k_{1p}(C_{p4}=0)$, 在小尺度脉动耗散率方程中引入 $C_{p4,p,p}T_{p,\bar{j}}^2/k_{2p}(C_{p4}=0)$ 大尺度脉动能传递率方程为

$$\frac{(\overline{p_p T_{p,\bar{j}}})}{t} + \frac{(\overline{p_p U_{pk} T_{p,\bar{j}}})}{x_k} = -\frac{\left[\overline{p_p C_p^d} \frac{k_{1p}}{T_{p,kk}} \overline{u_{1pk} u_{1pl}} \frac{T_{p,\bar{j}}}{x_l}\right]}{x_k} + \frac{T_{p,kk}}{k_{1p}}(C_{p1}P_{p,\bar{j}} - C_{p2,p,p}T_{p,\bar{j}} + C_{p3}G_{1p,pf,\bar{j}}) + C_{p4,p,p}\frac{P_{p,\bar{j}}^2}{k_{1p}} \quad (5)$$

小尺度脉动耗散率方程为

$$\frac{(\overline{p_p p})}{t} + \frac{(\overline{p_p U_{pk} p})}{x_k} = -\frac{\left[\overline{p_p C_p^d} \frac{k_{2p}}{p} \overline{u_{2pk} u_{2pl}} \frac{p}{x_l}\right]}{x_k} + \frac{p}{k_{2p}}(C_{p1,p,p}T_{p,kk} - C_{p2,p,p}p + C_{p3}G_{2p,pf}) + C_{p4}\frac{T_{p,\bar{j}}^2}{k_{2p}} \quad (6)$$

其中

$$G_{2p,pf} = 2[\overline{u_{2p}u_{fi}} - \overline{u_{2p}u_{pi}}]$$

在雷诺应力方程中, 出现了颗粒大尺度脉动和气体速度脉动的关联项以及颗粒小尺度脉动和气体速度脉动的关联项, 因此需要另外建立方程来进行封闭 由气体和颗粒的瞬时动量方程可推导这两个关联方程

颗粒大尺度脉动和气体速度脉动关联的方程

$$\frac{\overline{u_{1p}u_{fj}}}{t} + (U_{fk} + U_{pk})\frac{\overline{u_{1p}u_{fj}}}{x_k} = D_{1pf,\bar{j}} + P_{1pf,\bar{j}} + \overline{u_{1p}u_{fj}} - \overline{u_{1p}u_{ij}} + G_{1pf,ij}, \quad (7)$$

式(7)右端各项依次为扩散项、产生项、压力应变项、耗散项和两相相互作用项

$$D_{1pf,\bar{j}} = \frac{1}{x_k}\left[C_{1pf,3}\left(\frac{k_{1p}}{T_{p,kk}}\overline{u_{1pk}u_{1pl}} + \frac{k_f}{f}\overline{u_{fk}u_{fl}}\right)\frac{\overline{u_{1p}u_{fj}}}{x_l}\right],$$

$$P_{1pf,ij} = -\frac{\overline{u_{1p}u_{fk}}}{x_k}\frac{U_{fj}}{x_k} - \frac{\overline{u_{fj}u_{1pk}}}{x_k}\frac{U_{pi}}{x_k}, \quad P_{1pf} = \frac{1}{2}\left[-\frac{\overline{u_{1p}u_{fk}}}{x_k}\frac{U_{fi}}{x_k} - \frac{\overline{u_{fi}u_{1pk}}}{x_k}\frac{U_{pi}}{x_k}\right],$$

$$\overline{u_{1p}u_{ij}} = -\frac{C_{1pf,1}}{r_p}\left[\frac{\overline{u_{1p}u_{fj}}}{x_k} - \frac{2}{3}k_{1pf,ij}\right] - C_{1pf,2}\left[P_{1pf,\bar{j}} - \frac{2}{3}P_{1pf,ij}\right],$$

$$G_{1pf,ij} = \frac{1}{f_p p_p}\left[\overline{p_p u_{1p}u_{ij}} + \overline{p_p u_{fi}u_{fj}} - (\overline{p_p} + \overline{p_f})\overline{u_{1p}u_{ij}}\right],$$

$$\overline{u_{1p}u_{ij}} = c_{pf}\frac{f}{k_f}\overline{u_{1p}u_{fi}}$$

颗粒小尺度脉动和气体速度脉动关联的方程

$$\frac{\overline{u_{2p}u_{fj}}}{t} + (U_{fk} + U_{pk})\frac{\overline{u_{2p}u_{fj}}}{x_k} = D_{2pf,\bar{j}} + P_{2pf,\bar{j}} + \overline{u_{2p}u_{fj}} - \overline{u_{2p}u_{ij}} + G_{2pf,ij}, \quad (8)$$

式(8)右端各项依次为扩散项、产生项、压力应变项、耗散项和两相相互作用项

$$D_{2pf,\bar{j}} = \frac{1}{x_k}\left[C_{2pf,3}\left(\frac{k_{2p}}{2p}\overline{u_{2pk}u_{2pl}} + \frac{k_f}{f}\overline{u_{fk}u_{fl}}\right)\frac{\overline{u_{2p}u_{fj}}}{x_l}\right],$$

$$P_{2pf,ij} = -\frac{\overline{u_{2p}u_{fk}}}{x_k}\frac{U_{fj}}{x_k} - \frac{\overline{u_{fj}u_{2pk}}}{x_k}\frac{U_{pi}}{x_k}, \quad P_{2pf} = \frac{1}{2}\left[-\frac{\overline{u_{2p}u_{fk}}}{x_k}\frac{U_{fi}}{x_k} - \frac{\overline{u_{fi}u_{2pk}}}{x_k}\frac{U_{pi}}{x_k}\right],$$

$$\overline{u_{2p}u_{ij}} = -\frac{C_{2pf,1}}{r_p}\left[\frac{\overline{u_{2p}u_{fj}}}{x_k} - \frac{2}{3}k_{2pf,ij}\right] - C_{2pf,2}\left[P_{2pf,\bar{j}} - \frac{2}{3}P_{2pf,ij}\right],$$

$$G_{2pf,ij} = \frac{1}{f_p f_p} [\overline{u_{2pi} u_{pj}} + f_f \overline{u_{fi} u_{fj}} - (\overline{u_{pi}} + \overline{u_{fi}}) \overline{u_{2pi} u_{fj}}],$$

$$c_{2pf,ij} = c_{pf} \frac{f}{k_f} \overline{u_{2pi} u_{fi}}$$

双尺度二阶矩两相湍流模型中的常数: $C_{p2} = 1.84, C_{p1} = C_{p3} = 1.24, C_{p1} = C_{p3} = 1.28,$
 $C_{p2} = 1.66, C_{pf} = 3.0, C_{1pf,1} = C_{2pf,1} = 0.9, C_{1pf,2} = C_{2pf,2} = 0.3, C_{1p,1} = C_{f,1} = 3, C_{1p,2} =$
 $C_{f,2} = 0.3, C_f = C_p = 0.09, k_f = k_p = 1.0, f_p = 1.0, C_{p4} = 0.21, C_{p4} = 0.29, C_1$
 $= 1.45, C_2 = 1.92$

各变量初值和边界条件的取法可参考文献[2]、文献[4]和文献[6]

2 数值模拟结果和讨论

利用双尺度二阶矩两相湍流模型对图1所示的下行床^[7]内的气固两相流动进行了数值模拟。从图2和图3中可以看出,计算结果与实验数据比较吻合,说明本模型的正确性。由于管壁粘性力的作用,气体壁面采用的是无滑移条件,边壁附近的低气流速度及气固湍流流动造成了颗粒的聚集,颗粒的聚集降低了气固间的拖曳力系数,在恒速段,气体拖曳力是颗粒速度增加的阻力,会使局部颗粒浓度高处颗粒速度增加。

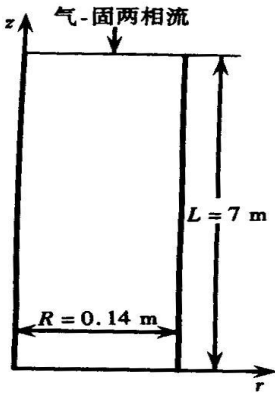


图1 下行床示意图

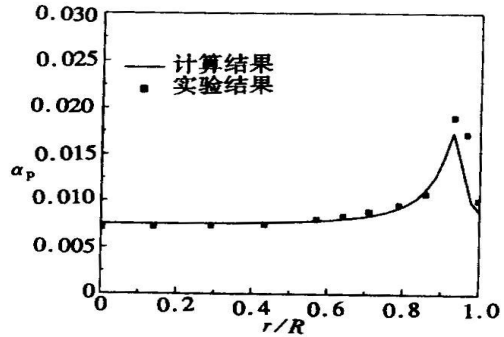


图2 颗粒体积浓度分布

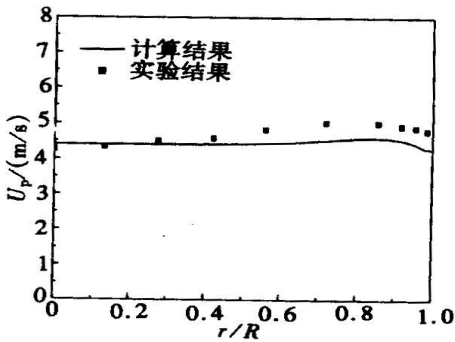


图3 颗粒轴向平均速度分布

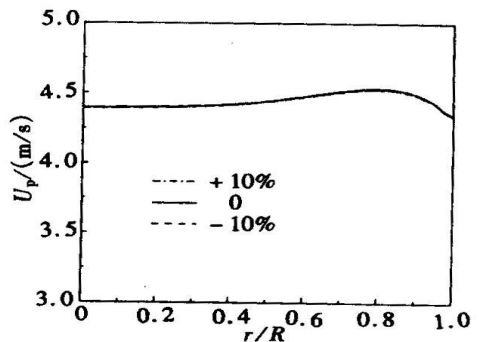


图4 颗粒轴向平均速度分布

在双尺度二阶矩湍流模型中,具有众多的经验常数,而这些经验常数均与单相流或单尺度二阶矩湍流模型中的经验常数相同,因此这些经验常数对于双尺度二阶矩湍流模型是否适用,

是值得考虑的 本文考核了双尺度二阶矩模型对经验常数变化的敏感程度

图4~ 图6 显示了经验常数变化时(上下浮动 10%)对颗粒平均速度, 大尺度脉动和小尺度脉动计算值的影响 总的来说, 对下行床而言, 预报结果对这套经验常数在一定范围内的取值并无很大的敏感性 计算还发现, 如果仅变化一个经验常数, 而保持其他的常数不变, 计算结果也基本上不变化

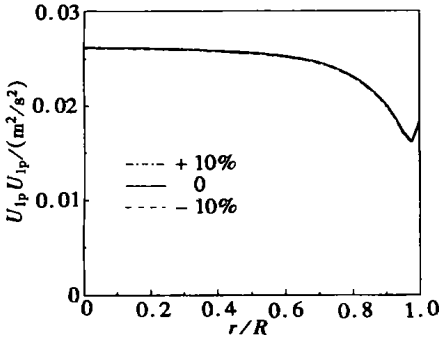


图5 颗粒轴向大尺度雷诺应力分布

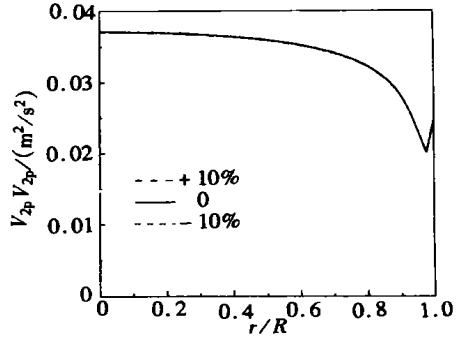


图6 颗粒径向小尺度雷诺应力分布

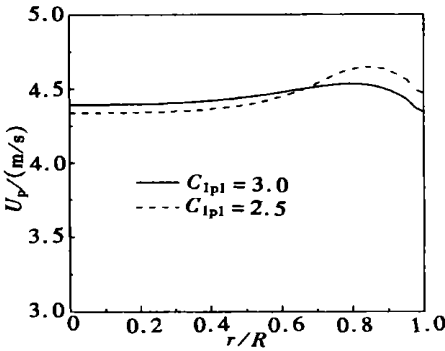


图7 颗粒轴向平均速度分布

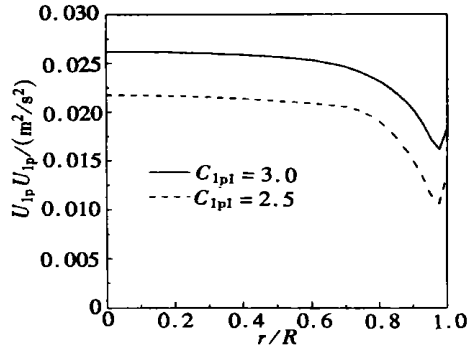


图8 颗粒轴向大尺度雷诺应力分布

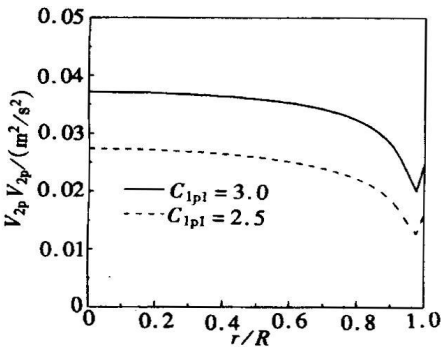


图9 颗粒径向小尺度雷诺应力分布

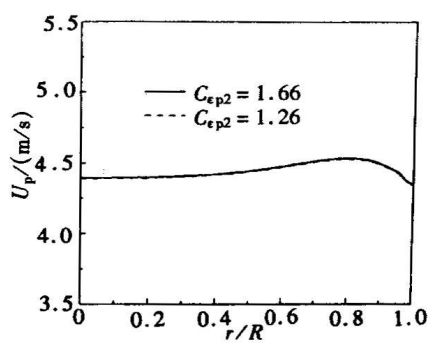


图10 颗粒轴向平均速度分布

但是, 如果经验系数变化比较大, 预报结果就会有较大的变化, 从图7~ 图9 中可见, 把大尺度脉动雷诺应力方程中压力应变项的经验常数 C_{1p1} 变化范围增大后(从3变化到2.5), 计算结果受到了较大影响 在管道中心, 颗粒速度减小, 而在近壁面, 颗粒速度增大 颗粒大尺度脉动、小尺度脉动都减小 计算中还发现, 如果将压力应变项的经验常数 C_{1p2} 变化范围增

大(从 0.3 变化到 0.4), 其计算结果的变化规律与上述 C_{1p1} 变化时带来的预报结果的变化规律类似。另外, 一些模型系数变化跨度增大后, 如 C_{p2} (从 1.66 变化到 1.26), 颗粒的平均速度、大尺度脉动基本不变, 而小尺度脉动却发生了较大变化(如图 10~ 图 12)

因此, 模型中的经验常数该如何取值, 在缺乏实验数据来确定的情况下, 要靠更高一级的数值手段(如大涡模拟或直接模拟)来检验和实现。

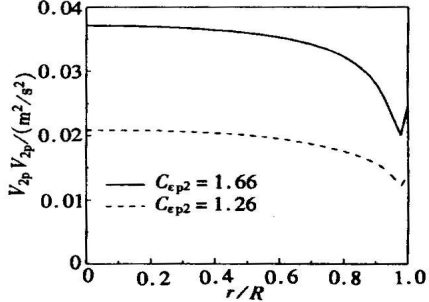
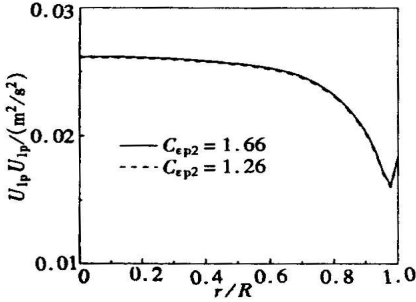


图 11 颗粒轴向大尺度雷诺应力分布

图 12 颗粒径向小尺度雷诺应力分布

3 结 论

1) 利用双尺度二阶矩两相湍流模型对下行床内的两相流动进行了数值模拟, 得到了与颗粒浓度、颗粒速度的实验值吻合较好的结果, 说明了本模型的可行性。

2) 对模型常数敏感性的研究发现这套经验系数在一定范围内对下行床流动具有适用性。但是, 经验系数变化范围增大后, 会对预报结果产生较大的影响, 因此, 在实验数据缺乏的情况下, 这些经验系数的确定要靠更高一级的数值手段(如大涡模拟或直接模拟)来实现。

[参 考 文 献]

- [1] Hanjalic K, Launder B E, Schiestel R. Multiple_time_scale concepts in turbulent transport modeling [A]. In: Bradbur L S, Ed. Turbulent Shear Flows 2[C]. New York: Springer_Verlag, 1980, 36) 49.
- [2] Kim S W, Chen C P. A multiple_time_scale turbulence model based on variable partitioning of the time turbulent kinetic energy spectrum[J]. Numerical Heat Transfer, Part B, 1989, 16(2): 193-211.
- [3] 蔡树棠, 刘宇陆. 湍流理论[M]. 上海: 上海交通大学出版社, 1993.
- [4] Yamamoto M. Investigation of multiple_time_scale Reynolds stress model in homogeneous anisotropic turbulence[J]. Internat J Heat and Fluid Flow, 1995, 16(5): 417-428.
- [5] 周力行. 多相湍流反应流体力学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002.
- [6] Yu Y, Zhou L X. A second_order moment two_phase turbulence model for dense gas_particle flows [A]. In: Matsumoto Y, Hishida K, Eds. Proc 5th Inter Conf on Multiphase Flow [C/CD]. ICMF. 04, Tokyo: Institute of Technology, 2004, 161.
- [7] Wang Y, Bai D R, Jin Y. Hydrodynamics of cocurrent downflow circulating fluidized bed(CDCFB) [J]. Powder Technology, 1992, 70(3): 271-275.

¹, ZENG Zhuo_xiong²

(1. College of Astronautics, Northwestern Polytechnical University,

Xi'an 710072, P. R. China;

2. School of Civil Engineering and Architecture, East China Jiaotong University,

Nanchang 330013, P. R. China)

Abstract: A two-scale second-order moment two-phase turbulence model accounting for inter-particle collision was developed, based on the concept of particle large-scale fluctuation due to turbulence and particle small-scale fluctuation due to collision. The proposed model was used to simulate gas-particle downer reactor flows. The simulation results of particle volume fraction and mean velocity are in agreement with the experimental results. The sensitivity of the model prediction to variations in the values for the model constants is investigated, overall, the predictions do not reveal a large sensitivity to the values constants in the downer reactor, but a relatively great change of the constants has important effect on the prediction.

Key words: two-phase flow; second-order moment model; two-scale fluctuation; empirical coefficient