

DOI: 10.7652/xjtuxb201401011

近床面风沙流的颗粒拟流体大涡模拟分析

周晓斯, 王元, 李志强

(西安交通大学流体机械及工程系, 710049, 西安)

摘要: 通过气相大涡模拟与基于颗粒动理学理论的颗粒相湍流拟流体模型进行耦合, 对近床面风沙气固两相三维运动进行了数值计算。相同来流风速下, 对跃移层内沙相速度、沙相浓度及沙粒脉动均方根速度沿近床面高度变化进行了统计分析, 对比了模拟参数结果与相关实验值之间的差异。结果表明: 所建计算模型能较好地揭示近床面风沙流特性, 低沙相浓度运动模拟中2种曳力系数模型计算得到的各个宏观参数统计量趋于一致; 跃移层内沙相平均流向速度随近床面高度的增加呈递增趋势, 沙相浓度随近床面高度的增加呈递减趋势, 沙相流向脉动均方根速度在跃移底层呈现单一峰值状。模拟结果获得了与相关实验结论相类似的变化规律, 得出准确选取沙粒碰撞弹性恢复系数是准确揭示沙相速度脉动强弱的关键。

关键词: 风沙运动; 颗粒动理学; 拟流体; 大涡模拟

中图分类号: O359; X169 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2014)01-0060-07

Granular Pseudo-Fluid Large-Eddy Simulation Study of Aeolian Sand Transport Near a Bed Surface

ZHOU Xiaosi, WANG Yuan, LI Zhiqiang

(Department of Fluid Machinery and Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: Three dimensional transport of gas-solid two-phase aeolian sand was simulated based on coupling of gas-phase large-eddy simulation (LES) and pseudo-fluid model where the kinetic theory for granular flow(KTGF)forms the basis for the turbulence modeling in the solid phase. The vertical profile of the mean horizontal velocity, the concentration and the horizontal root-mean-square (RMS) velocity fluctuation of blown sand near the surface of sand bed were analyzed statistically at the same free-stream wind velocity. The distributions of different statistical parameters obtaining from simulation and experiment were compared. The results show that the simulating model can reveal the blowing sand field characteristics quite well. The same distribution trends of statistical parameters are found for computational results with two different drag models in dilute aeolian sand transport. Within the saltation layer, the mean horizontal velocity of blown sand increases with height, but the concentration decreases with an increase in height. The horizontal RMS velocity fluctuation shows a typical single peak in the lower part of the saltation layer. The similar changing trends are obtained from simulating and relative literature data. The actual choice for the value of the restitution coefficient plays the key role in revealing the intensity of sand velocity fluctuation.

Keywords: aeolian sand transport; kinetic theory of granular flow; pseudo-fluid; large-eddy simulation

收稿日期: 2013-04-01。 作者简介: 周晓斯(1984—),男,博士生;王元(通信作者),男,教授,博士生导师。 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10972176,11272252)。

网络出版时间: 2013-10-17

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20131017.0184.001.html>

目前,针对风沙流模拟的研究大多集中于以对沙相采用拉格朗日坐标、对气相采用欧拉坐标而建立的相关离散颗粒模型进行的数值计算^[1-2]。基于离散颗粒模型的风沙流数值计算,因其可以独立追踪单颗沙粒运动,所以在研究风沙相间作用及沙粒间碰撞作用等微观现象方面具有独特的优势^[2]。当颗粒浓度较大时,强烈的相间耦合使得流场的收敛变得困难^[3]。计算表明,离散颗粒模型计算耗时要比拟流体模型高出4个数量级^[4]。

刘大有等指出,颗粒运动研究只能采用连续介质力学方法^[5]。近床面大量沙粒跃移表现出了群体运动特性,通过开展基于连续介质假设的拟流体模拟,能够获得类似于流体相的颗粒群宏观参量。基于此,建立针对气沙两相拟流体模型来模拟风沙具有一定的理论意义和工程应用价值。基于拟流体模型的两相流模拟,在气固本构方程的建立及反映气固相互作用的曳力模型适用性确定方面,目前并没有形成一个普适的模型理论体系^[6]。针对风沙运动的拟流体数值计算,一些研究者做出了有益尝试^[7-9]。然而,沙粒相在风场中体现出显著的三维运动特征^[2],简化的二维计算模型必然与真实运动特性存在较大偏差,同时将体现沙粒湍流脉动特性的颗粒拟温度简化为常数^[9],其计算结果的准确性尚需相关实验验证。

本文基于气相湍流大涡数值模拟,将风沙流中沙粒相处理为拟流体相,引入颗粒动理学理论建立颗粒相本构方程,采用自编程序对近沙床面跃移层内风沙流开展三维数值模拟,从而获得了近床面沙粒群跃移运动的速度场、浓度场及拟温度场等相关参数的空间宏观分布特性;基于流场参数的统计特性,分析了跃移层内反映沙粒湍流脉动特性的沙相脉动均方根速度参数变化及碰撞弹性恢复系数;基于模拟结果的对比分析,对所建模型的适用性及改进性进行了讨论。

1 数学模型

1.1 控制方程

借鉴文献[4],改进后适用于本文模拟的单固体相大涡模拟气沙两相控制方程如下。

连续性方程

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,j})}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

式中: k 表示相,气相时 k 为 g ,沙相时 k 为 s ; α_k 为相体积分分数。

气相动量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g u_{g,i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_g \rho_g u_{g,i} u_{g,j}) = & -\alpha_g \frac{\partial p}{\partial x_i} + \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_g (\mu_{gl} + \mu_{gt}) \left(\left(\frac{\partial u_{g,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{g,j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_{g,i}}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) \right] + & \\ \alpha_g \rho_g g_i + \beta(u_{s,i} - u_{g,i}) & \quad (2) \end{aligned}$$

式中: μ_{gt} 为气相亚格子涡黏系数。本文基于大涡模拟 Smagorinsky SGS 模型,则有

$$\mu_{gt} = \rho_g (C_g D \Delta)^2 |S_g| \quad (3)$$

$$|S_g| = (2S_{g,ij} S_{g,ij})^{1/2} \quad (4)$$

$$S_{g,ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_{g,j}}{\partial x_i} + \frac{\partial u_{g,i}}{\partial x_j} \right) \quad (5)$$

式中: Δ 为滤波尺度, $\Delta = (\Delta x \times \Delta y \times \Delta z)^{1/3}$; D 为引入修正函数壁面模型的近壁衰减函数^[10], $D = 1 - \exp\left[-\left(\frac{y^+}{25}\right)^3\right]$, $y^+ = y u_* / \nu$; C_g 为 Smagorinsky 常数,计算时 $C_g = 0.10$ 。

沙相动量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s u_{s,i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_s \rho_s u_{s,i} u_{s,j}) = & -\alpha_s \frac{\partial p}{\partial x_i} + \\ \frac{\partial}{\partial x_j}(-p_s \delta_{ij}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_s \left(\frac{\partial u_{s,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{s,j}}{\partial x_i} \right) \right] + & \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left[\xi_s - \frac{2}{3} \mu_s \right] \frac{\partial u_{s,i}}{\partial x_j} \delta_{ij} \right\} + & \\ \alpha_s \rho_s g_i + \beta(u_{g,i} - u_{s,i}) & \quad (6) \end{aligned}$$

$$p_s = \alpha_s \rho_s \theta [1 + 2(1+e)g_0 \alpha_s] \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mu_s = \frac{4}{5} \alpha_s^2 \rho_s d_s (1+e) g_0 (\theta/\pi)^{1/2} + & \\ \frac{10 \rho_s d_s (\pi \theta)^{1/2}}{96(1+e)g_0} \left[1 + \frac{4}{5} g_0 \alpha_s (1+e) \right]^2 & \quad (8) \end{aligned}$$

$$\xi_s = \frac{4}{3} \alpha_s^2 \rho_s d_s (1+e) g_0 (\theta/\pi)^{1/2} \quad (9)$$

式中: p_s 为滤波后的沙相压强; μ_s 为沙相剪切黏度; ξ_s 为沙相表观黏度; e 为颗粒碰撞弹性恢复系数,实际沙粒是以非弹性碰撞形式耗散能量的,计算中 $e = 0.70$ ^[1]; θ 为颗粒拟温度, $\theta = u_s^2/3$,反映颗粒相速度脉动强弱,不同于颗粒本身的热力学温度; g_0 为径向分布函数

$$g_0 = [1 - (\alpha_s/\alpha_{s,\max})^{1/3}]^{-1} \quad (10)$$

其中 $\alpha_{s,\max}$ 为颗粒自由堆积时最大体积分分数,针对沙相属性,计算中 $\alpha_{s,\max} = 0.75$ 。

针对颗粒拟温度,建立如下方程

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s \theta) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_s \rho_s u_{s,j} \theta) \right] = & \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[K_s \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right] + \left\{ -p_s \delta_{ij} + \mu_s \left(\frac{\partial u_{s,j}}{\partial x_i} + \frac{\partial u_{s,i}}{\partial x_j} \right) + \right. & \end{aligned}$$

$$\left[\xi_s - \frac{2}{3} \mu_s \right] \delta_{ij} \frac{\partial u_{si}}{\partial x_j} \left\} \frac{\partial u_{si}}{\partial x_j} - \gamma_s + \Phi_s \quad (11)$$

式中: K_s 为颗粒热导率, 反映颗粒碰撞引起的能量交换

$$K_s = \frac{2 \times 75}{384(1+e)g_0} \rho_s d_s (\theta\pi)^{1/2} \left[1 + \frac{6}{5} (1+e) g_0 \alpha_s \right]^2 + 2\alpha_s^2 \rho_s d_s (1+e) g_0 (\theta/\pi)^{1/2} \quad (12)$$

γ_s 为颗粒脉动能量引起的耗散率

$$\gamma_s = 3(1-e^2) \alpha_s^2 \rho_s \theta g_0 \left[\frac{4}{d_s} (\theta/\pi)^{1/2} - \left(\frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial v_s}{\partial y} + \frac{\partial w_s}{\partial z} \right) \right] \quad (13)$$

Φ_s 为气固两相之间的脉动能量交换率

$$\Phi_s = -3\beta\theta \quad (14)$$

式(2)、(6)、(14)中 β 为相间曳力系数, 是耦合气相和沙相之间动量交换的关键参数。本文尝试采用下面 2 种模型进行对比分析。

(1) Gidaspow 修正模型^[11], 即

$$\beta = (1-\varphi) \left[150 \frac{\alpha_s^2 \mu_{gl}}{\alpha_g d_s^2} + 1.75 \frac{\alpha_s \rho_g}{d_s} \frac{|u_g - u_s|}{d_s} \right] + \varphi \frac{3}{4} C_d \frac{\alpha_g \alpha_s \rho_g}{d_s} \frac{|u_g - u_s|}{d_s} \alpha_g^{-2.65} \quad (15)$$

式中: 转换函数

$$\varphi = \arctan(150 \times 1.75(\alpha_g - 0.8))/\pi + 0.5$$

$$C_d = \frac{24}{Re_s} (1 + 0.15 Re_s^{0.687}), \quad Re_s \leq 1000$$

$$C_d = 0.44, \quad Re_s > 1000$$

(2) Felice 曳力模型^[12], 即

$$\beta = \frac{3}{4} C_d \frac{\alpha_s \alpha_g^3 \rho_g}{d_s} \frac{|u_g - u_s|}{d_s} \alpha_g^{-\chi} \quad (16)$$

$$\chi = 4.7 - 0.65 \exp \left[-\frac{(1.5 - \lg Re_s)^2}{2} \right]$$

$$C_d = \left(0.63 + \frac{4.8}{Re_s^{0.5}} \right)^2$$

以上两模型中颗粒雷诺数

$$Re_s = \frac{\alpha_g \rho_g d_s |u_g - u_s|}{\mu_{gl}}$$

1.2 数值方法

气固两相控制方程的求解采用同位网格下的 SIMPLE 算法, 来处理两相流中速度与压强耦合的问题。两相动量方程及颗粒拟温度方程的对流项和扩散项的空间离散分别采用 QUICK 格式和中心差分格式; 对于时间离散, 对流项采用二阶 Adams-Bashforth 格式, 扩散项采用二阶 Crank-Nicolson 格式; 颗粒相体积分数方程采用 QUICK 空间格式及全隐时间格式。为了加速两相速度的计算收敛, 两相动量方程采用加速收敛的 PEA (Partial-Elimi-

nation-Algorithm) 技术^[13] 进行离散处理。数值计算流程如图 1 所示。

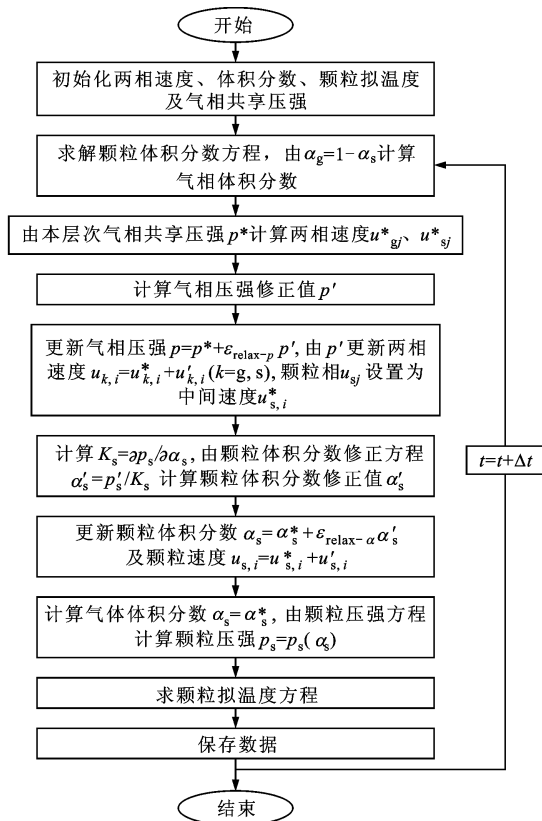


图 1 数值计算流程图

以上计算方法与文献[13]采用的计算方法略有不同, 区别在于本文采用颗粒相体积分数修正方程来修正最终的颗粒相速度。计算表明, 采用此方法, 计算迭代收敛速度及稳定性均得到了显著改善^[14]。

2 计算模型及计算条件

2.1 计算模型

近床面风沙流场三维长方体计算域结构及网格划分如图 2 所示。计算域在流向、垂向和展向上采用的空间尺度为 $L_x \times L_y \times L_z = 0.10\pi \text{ m} \times 0.10 \text{ m} \times 0.05\pi \text{ m}$, 网格数为 $N_x \times N_y \times N_z = 48 \times 64 \times 64$, 垂向沙床面进行网格加密, 以提高计算精度。

2.2 计算条件

为成功模拟湍流流场随时间的发展过程, 风沙流的两相大涡数值模拟中的计算域气体相采用符合对数律分布的平均速度剖面, 并叠加一定强度的速度脉动量对气相速度场进行初始化。模拟流场环境温度为常温 25°C , 整个模拟过程中保持温度不变。空气密度 $\rho_g = 1.225 \text{ kg/m}^3$, 空气动力黏度 $\mu_{gl} = 17.85 \mu\text{Pa} \cdot \text{s}$, 沙相密度 $\rho_s = 2650 \text{ kg/m}^3$, 沙相(简

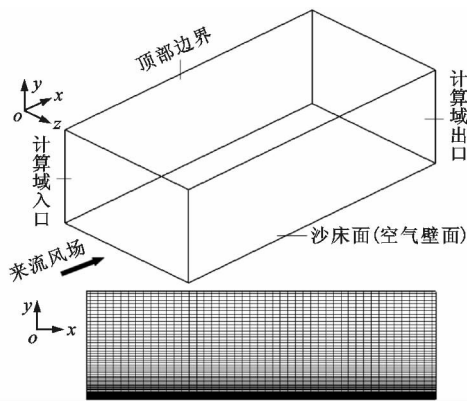


图2 计算域结构简图及网格

化为球形颗粒)直径 $d_s = 110 \mu\text{m}$ 。

计算域流向和展向均采用周期性边界条件。在计算域法向上,沙床面处气相速度采用无滑移条件,沙床面顶部采用对称边界条件。计算时初始压力场为0。借鉴文献[2],计算时间步长为0.01 ms。

沙床面沙相边界条件采用 Johnson 和 Jackson 提出的壁面边界条件^[15]。床面相切的沙相速度

$$u_{s,w} = -\frac{2 \times 3^{1/2} \mu_s \alpha_{s,\max} [1 - (\alpha_s / \alpha_{s,\max})^{1/3}]}{\alpha_s \phi \pi \rho_s \theta^{1/2}} \frac{\partial u_s}{\partial y} \bigg|_w \quad (17)$$

颗粒拟温度

$$\theta_w = -\frac{K_s \theta}{\gamma_w} \frac{\partial \theta}{\partial y} \bigg|_w + \frac{\alpha_s \phi \pi \rho_s \theta^{3/2} u_s^2}{2 \times 3^{1/2} \alpha_{s,\max} [1 - (\alpha_s / \alpha_{s,\max})^{1/3}] \gamma_w} \quad (18)$$

$$\gamma_w = \frac{\alpha_s 3^{1/2} \pi \rho_s (1 - e_w^2) \theta^{3/2}}{4 \alpha_{s,\max} [1 - (\alpha_s / \alpha_{s,\max})^{1/3}]} \quad (19)$$

式中: ϕ 为镜面反射系数,当沙粒与沙床面为完全弹性碰撞时 $\phi=1$,为完全非弹性碰撞时 $\phi=0$,由床面沙相属性计算时 $\phi=0.01$; e_w 为沙粒的壁面碰撞弹性恢复系数。近床面沙相浓度越高, e_w 越小,计算床面沙相属性时 $e_w=0.70$ 。

式(18)中等号右端第二项为沙相速度滑移引起的产生项;式(19)为近床面沙粒非弹性碰撞引起的耗散项,与床面垂直的沙相速度分量均为0。

实质的风沙流,在垂直于地表一定高度 y 以下沙粒群会因稠密堆积而不再运动。本文将不再运动的沙粒层设置为计算域下边界静止不动的壁面,即静止沙床面,这种简化设置有别于实际情况,但对研究跃移沙粒运动的本质影响不大。 $t=0$ s 时,在 $y < 10$ cm 空间随机设置一定的沙相浓度(沙子的体积分数)来表征初始时刻该空间位置处存在的沙粒数量,沙相初始速度为0。如果计算域宏观的总沙相浓度随时间不变,则认为流场达到动态稳定态。

3 计算结果及分析

3.1 来流风场分析

模拟时单一风向来流风速廓线 $u_g = \frac{u_*}{\kappa} \ln(y/y_0)$, 其中 u_* 为摩阻风速, y_0 为动力学粗糙度, κ 为卡门常数, $\kappa=0.40$ 。计算域顶部自由来流风速 $U_0=10.0$ m/s, 净风场时均风速廓线如图3所示。

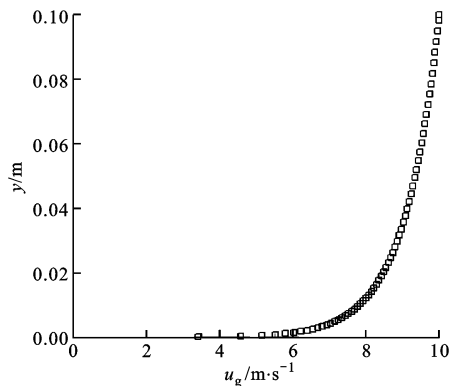


图3 净风场时均风速廓线

3.2 沙相流场分析

特定工况下跃移层风沙流实验表明,在沙相跃移底层($y < 2$ cm),对于 $d_s = 100 \sim 125 \mu\text{m}$ 的沙粒,气沙两相间的平均流向速度相对值 U_{rel} 的变化范围在 $1.162 \sim 1.660$ m/s 之间^[16]。为便于比较,取 $d_s = 110 \mu\text{m}$, $U_{\text{rel}} = 1.50$ m/s 计算2种曳力模型的曳力系数随沙相浓度的变化,结果如图4所示。由图4可见,以沙相浓度作为唯一变量计算出的不同模型曳力系数均随沙相浓度的增大而增大。在整个沙相浓度变化范围内,2种曳力模型预测出的曳力系数吻合度较高。 $0.20 < \alpha_s < 0.65$ 时, Gidaspow 修正模型的曳力系数略高于 Felice 曳力模型,在极浓($\alpha_s \approx 0.70$)和极稀($\alpha_s \approx 0.00$)情况下,2种曳力模型的曳力系数趋于一致。

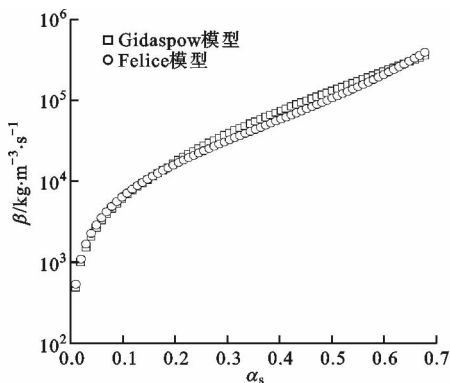


图4 曳力系数随沙相浓度的变化

2种曳力模型下跃移层沙相流向速度的统计平均值沿 y 的变化如图5所示。为便于对比分析,图中还给出了Liu等风洞实验测得的沙相平均流向速度统计值的变化^[17]。由图5可见,跃移层内,2种曳力模型在近床面的沙相速度均比较小,随着 y 的增加,速度不断提高。这是跃移沙粒不断被来流风场加速的缘故。在跃移中下层,沙相速度沿 y 变化的模拟值与实验值较为接近,在跃移上层二者偏差较大,模拟值大于实验值。文献^[17]的实验数据表明,相同自由来流风速下,跃移沙相平均流向速度随沙粒粒径的增大而下降。在近床面,沙粒与床面以及沙粒之间的碰撞主导着沙粒运动;在离开床面较高处,来流风场成为沙粒运动的主导者,沙粒粒径越小,沙粒与流体的跟随性越强,沙粒易被加速,沙粒受风加速的时间越长,沙粒粒径的影响导致的偏差凸显。以上规律可以解释本文模拟采用的 $d_s=110\ \mu\text{m}$ 单一沙粒粒径下计算得到的在跃移层较高处的沙相平均流向速度,及Liu等在 $100\ \mu\text{m}<d_s\leq 200\ \mu\text{m}$ 混合沙粒粒径下得到的速度实验值出现较大偏差的原因。由图5还可见,2种曳力模型下计算得到的速度沿 y 的变化达到高度吻合。这是因为计算时风沙流中的沙相稀疏,该状态下2种曳力模型的系数相当,所以2种模型的模拟结果达到一致。沙相平均流向速度沿 y 变化的模拟结果可用幂函数表示,即 $u_s=ay^b$,拟合回归系数 $a=35.093\ 9$, $b=0.529\ 2$,相关系数平方 $R^2=0.995\ 71$ 。

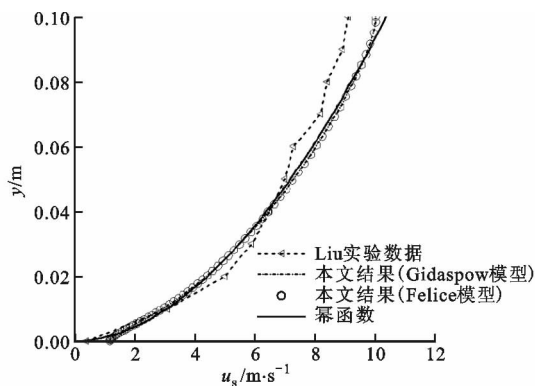


图5 沙相平均流向速度沿 y 的变化

2种曳力模型下跃移层沙相浓度统计平均值沿 y 的变化如图6所示。由图6可见,与Liu等实验结果相比^[17],2种曳力模型的沙相浓度在跃移中下层的模拟值略高,在跃移上层偏低。这是因为本文模拟时在计算域流向和展向上均设定了周期性边界条件,这2个方向上被夹带流出区域的沙粒又由各个方向的入口返回,所以整个模拟过程中计算域平

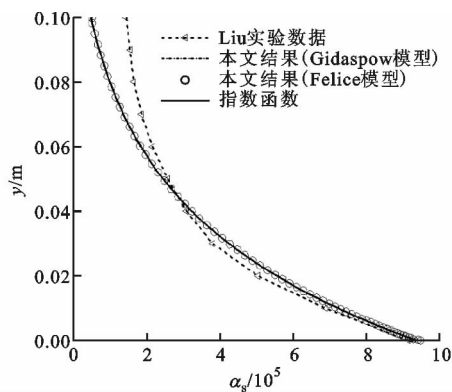


图6 沙相浓度沿 y 的变化

均沙相浓度保持不变。如果沙相浓度在跃移中下层被高估,则在跃移上层必然被低估。导致跃移上层出现偏差的另一种原因是,这2种曳力模型均低估了曳力系数,使得沙粒加速度偏小,沙粒弛豫时间加长,大量沙粒不能被来流风夹带到高层,从而出现了跃移层上部沙相浓度的模拟值偏小的现象。沙相浓度沿 y 变化的模拟结果可用指数函数表示,即 $\alpha_s=a\exp(by)$,拟合回归系数 $a=9.427\ 4\times 10^{-5}$, $b=-25.135\ 3$,相关系数平方 $R^2=0.999\ 97$ 。

将本文Felice曳力模型下的沙相速度及浓度分布与Liu等的实验进行对比可见,在相同来流风速及合理粒径条件下,拟流体模拟得到的沙相速度及浓度分布在宏观统计值上均与实验值存在一定的偏差。为了实现气沙两相流场拟流体模型的准确模拟,需要对风沙流特性的拟流体气固本构封闭方程和相间作用模型进行改进。

定义沙相流向脉动均方根速度(RMS)^[18]

$$u_{\text{RMS}} = (3\theta)^{1/2} \quad (20)$$

2种曳力模型下跃移层内 u_{RMS} 沿 y 的变化如图7所示。由图7可见,跃移层内模拟得到的 u_{RMS} 的变化范围在 $0.20\sim 0.80\ \text{m/s}$ 之间。风沙两相流中,近床面的 u_{RMS} 主要由剪切力产生,沿沙床面由高到

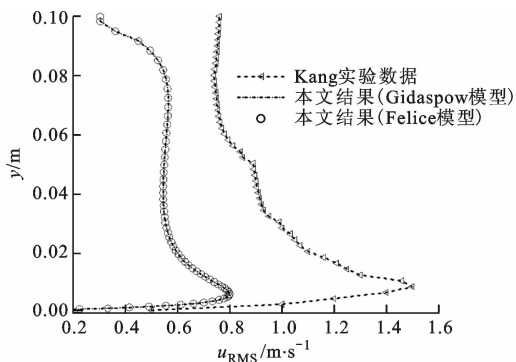


图7 沙相 u_{RMS} 沿 y 的变化

低先渐增,后急剧减小,在近床面附近出现最大峰值。图 7 显示出了 Kang 等风洞实验测得的 u_{RMS} 沿 y 的变化^[19]。实验中混合沙粒粒径变化范围为 $170\ \mu\text{m} \leq d_s \leq 300\ \mu\text{m}$,自由来流风速 $U_0 = 9.3\ \text{m/s}$ 。通过对比可知,模拟得到的 u_{RMS} 沿 y 的分布规律与实验结果基本一致,但模拟值均比实验值小得多。这是模型模拟存在固有误差、自由来流风速及沙粒粒径不同的缘故。由图 7 还可见,跃移顶层的模拟值有快速减小的趋势。这可能是跃移顶层预测的沙相浓度偏小(见图 6),沙粒之间碰撞作用显著下降所致。为揭示沙粒粒径对 u_{RMS} 沿 y 的分布规律及模拟结果准确性的影响,在 $d_s = 110\ \mu\text{m}$ 基础上,基于实验沙相粒径分布范围 $170\ \mu\text{m} \leq d_s \leq 300\ \mu\text{m}$ ^[19],取粒径 d_s 分别为 170、220、260、300 μm 进行了计算。Felice 曳力模型下 d_s 对 u_{RMS} 影响的计算结果如图 8 所示。由图 8 可见,不同 d_s 下,近床面 u_{RMS} 沿 y 均呈现出单一最大值,且随沙粒粒径的增大而增大。与实验结果对比表明,实验中 u_{RMS} 沿 y 的分布介于模拟中最小 d_s 和最大 d_s 之间,实验与模拟结果仅在跃移顶层偏差稍大。由于实验采用混合粒径,由此显见,所建模型的模拟结果是正确、合理的。

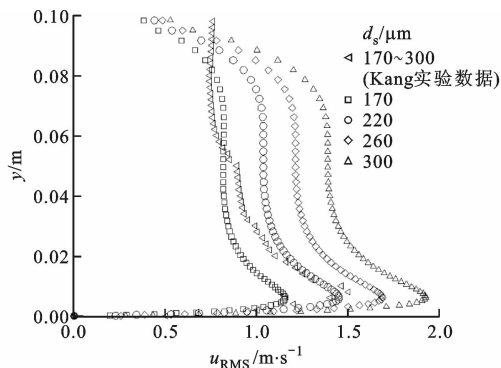


图 8 Felice 曳力模型下 d_s 对 u_{RMS} 影响的计算结果

拟流体模型中颗粒碰撞弹性恢复系数 e 是准确表征沙相运动特性的关键参数,颗粒之间碰撞的能量耗散取决于 e 值。本文计算中,对于给定的沙相属性及速度变化范围, e 为常数。实质上, e 取决于颗粒之间碰撞的速度。Haff 等指出,沙粒的外形不规则,所以准确的 e 很难通过实验获得,同时建议 e 的合理取值范围在 0.6~0.8 之间^[20]。本文计算、分析了 e 分别为 0.6、0.7、0.8 时跃移层内 u_{RMS} 沿 y 的变化。Felice 曳力模型下 e 对 u_{RMS} 的影响如图 9 所示。由图 9 可见: e 分别为 0.6、0.7、0.8 时, u_{RMS} 在近床面对应的单一峰值分别为 0.702 9、0.799 3、0.961 3 m/s ; e 较小, u_{RMS} 低, e 较大, u_{RMS} 高。

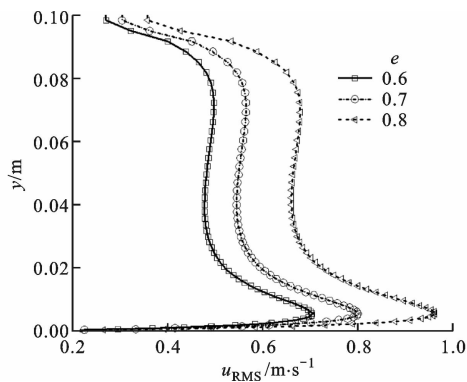


图 9 Felice 曳力模型下 e 对 u_{RMS} 的影响

由图 9 还可见, u_{RMS} 并非随 e 的均匀增大呈现均匀递增的趋势, e 越大,表明沙粒间碰撞的动能损失越小,携带较大动能余量的沙粒在风场中可以不断地发生频繁碰撞,最终导致沙相剧烈脉动。

4 结 论

(1) 本文模型的模拟结果能较好地揭示近床面风沙流特性。跃移层内, u_s 随 y 的增加呈递增趋势,跃移高层模拟结果与相关实验存在较大偏差。

(2) 跃移层内,沙相浓度统计平均值随 y 的增加呈递减趋势。与相关实验结果对比可见,曳力模型低估了曳力系数,从而导致沙相浓度在跃移中下层的模拟结果偏高,而在跃移上层偏低。

(3) 在近床面,跃移层内的 u_{RMS} 沿 y 分布呈现出典型的单一峰值,模拟结果的变化规律与实验基本一致。在跃移高层,低估沙相浓度会导致 u_{RMS} 随 y 的增加快速减小。

(4) 跃移层内, u_{RMS} 随沙相粒径的增大而增大,模拟结果与实验相符。 u_{RMS} 随 e 的增加而增大, e 越大,沙粒间形成频繁碰撞而导致沙相脉动越剧烈。

(5) 在沙相浓度范围内,本文的 2 种曳力模型高度吻合。在跃移高层,模拟结果出现较大偏差,表明拟流体模型的优势主要体现在稠密气固模拟上。通过改进气相大涡模拟及沙相本构方程,采用多粒径混合沙粒的多相流风沙运动拟流体模拟,将是下一步开展的工作。

参考文献:

- [1] KANG L Q. Discrete particle model of aeolian sand transport: comparison of 2D and 2.5D simulations [J]. *Geomorphology*, 2012, 139/140(15): 536-544.
- [2] 李志强,王元,王丽,等. 风沙流中近床面沙粒三维运动的 LES-DEM 分析 [J]. *空气动力学学报*, 2011,

- 29(6): 784-788.
- LI Zhiqiang, WANG Yuan, WANG Li, et al. LES-DEM study of 3-D motion of sand particles nearing bed in aeolian sand transport [J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2011, 29(6): 784-788.
- [3] 李静海, 欧阳洁. 颗粒流体复杂系统的多尺度模拟 [M]. 北京: 科学出版社, 2005: 142-199.
- [4] CHIESA M, MATHIESEN V, MELHEIM J A, et al. Numerical simulation of particulate flow by the Eulerian-Lagrangian and the Eulerian-Eulerian approach with application to a fluidized bed [J]. *Computers and Chemical Engineering*, 2005, 29(2): 291-304.
- [5] 刘大有, 董飞, 贺大良. 风沙二相流运动特点的分析 [J]. *地理学报*, 1996, 51(5): 434-444.
- LIU Dayou, DONG Fei, HE Daliang. An analysis of the characters of blown sands [J]. *Acta Geographica Sinica*, 1996, 51(5): 434-444.
- [6] 顾兆林. 风扬粉尘-近地层湍流与气固两相流 [M]. 北京: 科学出版社, 2010: 79.
- [7] 顾正萌, 郭烈锦. 沙粒跃移运动的动理学模拟 [J]. *工程热物理学报*, 2004, 25(S1): 79-82.
- GU Zhengmeng, GUO Liejin. Simulation of sand saltation flow with kinetic theory [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2004, 25(S1): 79-82.
- [8] 周芳, 祁海鹰, 由长福, 等. 有限空间风沙流动数值模拟及边界条件问题 [J]. *清华大学学报: 自然科学版*, 2004, 44(8): 1079-1082.
- ZHOU Fang, QI Haiying, YOU Changfu, et al. Numerical simulation of wind-sand current and boundary conditions in a limited space [J]. *Journal of Tsinghua University: Sci & Tech*, 2004, 44(8): 1079-1082.
- [9] 武生智, 任春勇. 基于欧拉双流体模型的风沙运动模拟 [J]. *兰州大学学报: 自然科学版*, 2012, 48(1): 104-107.
- WU Shengzhi, REN Chunyong. Numerical simulation of wind blown sand based on the Eulerian model [J]. *Journal of Lanzhou University: Natural Sciences*, 2012, 48(1): 104-107.
- [10] PIOMELLI U, BALARAS E. Wall-layer models for large eddy simulations [J]. *Annu Rev Fluid Mech*, 2002, 34(1): 349-374.
- [11] LU H L, GIDASPOW D. Hydrodynamics of binary fluidization in a riser: CFD simulation using two granular temperatures [J]. *Chemical Engineering Science*, 2003, 58(16): 3777-3792.
- [12] FELICE R D. The voidage function for fluid-particle interaction systems [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1994, 20(1): 153-159.
- [13] 曾卓雄. 稠密两相流动湍流模型及其应用 [M]. 北京: 机械工业出版社, 2012: 10-19.
- [14] SYAMLAL M. MFIX documentation numerical technique, DOE/MC 31346-5824 [R]. Washington DC, USA: DOE, 1998: 24.
- [15] JOHNSON P C, JACKSON R. Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1987, 176(1): 67-93.
- [16] ZHANG W, WANG Y, LEE S J. Simultaneous PIV and PTV measurements of wind and sand particle velocities [J]. *Exp Fluids*, 2008, 45(2): 241-256.
- [17] LIU X P, DONG Z B. Experimental investigation of the concentration profile of a blowing sand cloud [J]. *Geomorphology*, 2004, 60(3/4): 371-381.
- [18] MATHIESEN V, SOLBERG T, HJERTAGER B H. An experimental and computational study of multiphase flow behavior in a circulating fluidized bed [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2000, 26(3): 387-419.
- [19] KANG L Q, GUO L J. Wind tunnel experimental investigation of sand velocity in aeolian sand transport [J]. *Geomorphology*, 2008, 97(3/4): 438-450.
- [20] HAFF P K, ANDERSON R S. Grain scale simulations of loose sedimentary beds: the example of grain-bed impacts in aeolian saltation [J]. *Sedimentology*, 1993, 40(2): 175-198.
- [本刊相关文献链接]**
- 周晓斯, 王元, 李志强. 小尺度新月形沙丘背风侧流场特性的大涡模拟分析. 2013, 47(707): 114-119. [doi: 10.7652/xjtuxb201307021]
- 贾攀, 王元, 张洋. 缩尺沙丘演化特性的风洞实验研究. 2013, 47(5): 67-71. [doi: 10.7652/xjtuxb201305012]
- 贾攀, 王元, 张洋. RM-PTV 中选取候选粒子的形心 DT 网格方法. 2013, 47(1): 80-84. [doi: 10.7652/xjtuxb201301016]
- 贾攀, 王元, 张洋. 松弛迭代粒子追踪测速法独立性改进. 2012, 46(1): 120-124. [doi: 10.7652/xjtuxb201201022]
- 刘江, 王元, 杨斌. 高频测量输沙浓度对湍流脉动的频率响应. 2010, 44(11): 113-118. [doi: 10.7652/xjtuxb201011023]
- 李志强, 王元, 张洋. 跃移沙粒运动参数的数字图像分析. 2010, 44(7): 109-113. [doi: 10.7652/xjtuxb201007024]
- 王元, 金文, 何文博. 锯齿型微通道内流流场的微尺度粒子图像测量. 2009, 43(9): 109-113. [doi: 10.7652/xjtuxb200909024]
- 刘江, 王元. 利用静态小波变换的非定常阵风分析与模拟. 2009, 43(7): 74-78. [doi: 10.7652/xjtuxb200907016]

(编辑 苗凌)