

风沙跃移运动发展过程及静电力影响的数值模拟¹⁾

黄 宁^{*,†,2)} 郑晓静^{*}

^{*}(兰州大学土木工程与力学学院, 西部灾害与环境力学教育部重点实验室, 兰州 730000)

[†](中国科学院寒区旱区环境与工程研究所沙漠与沙漠化研究室, 兰州 730000)

摘要 建立了描述风沙跃移运动发展过程以及风场 - 沙粒互馈机制的风沙跃移运动数值模型, 模型中考虑了风场 - 沙粒之间的耦合作用以及静电力的影响, 同时风场是随时间变化的. 模拟了风沙跃移运动从起始阶段至风沙流达到自平衡状态的整个发展过程所需的时间, 起沙率与单宽输沙率随时间变化曲线, 以及达到稳定后的单位面积输沙率沿高度分布以及贴地风速廓线的影响. 计算结果表明, 当沙粒平均带电量为 $60\mu\text{C}/\text{kg}$ 时, 计算所得的单宽输沙率以及输沙率沿高度分布与实验结果吻合得较好.

关键词 风沙跃移运动, 数值模拟, 耦合作用, 沙粒带电, 风速廓线

中图分类号: O359, V211.1⁺7 文献标识码: A 文章编号: 0459-1879(2006)02-0145-08

引 言

风沙运动以其巨大的危害性受到人类长期的关注. 近年来, 风沙与沙尘暴已成为中国北方地区的主要环境灾害, 引起了全社会和中国政府的高度重视. 为了解并有效控制风沙运动的危害, 对风沙流发展过程及其影响因素的研究是十分必要的.

风沙流中跃移运动的沙粒约占整个风沙运动沙粒总量的 $3/4$. 是沙量传输的主要形式^[1,2], 同时它还是导致沙粒悬移和蠕移的重要原因^[3~5]. 大量的实验研究发现: 由沙粒跃移运动发展形成风沙流的过程大致可分为 4 个阶段^[6~8]: (1) 风力直接吹起沙粒; (2) 沙粒在风场作用下作跃移运动; (3) 沙粒与床面沙粒碰撞、反弹或溅起; (4) 沙粒对跃移层内风速的阻滞, 直至风沙流达到稳定. 许多学者, 如 Anderson 等^[9,10], McEwan 等^[7] 及 Shao 等^[11], 都试图从理论上模拟风沙流从起动到自平衡的这一发展过程, 进而实现对人们所关注的风沙运动宏观量如输沙率沿高度分布、风速廓线等的准确预报. 但目前的已有结果在定量上与实验值还有很大的差异, 有些甚至与实验测量值矛盾^[8,12,13], 其原因主要在于对描述风沙流发展过程的理论模型简化过多, 如 Anderson 等^[9,10] 在模拟风沙流发展过程时将风

场处理为定常的, 即没有考虑风场随时间的变化, 同时在已有的理论模拟中, 都忽略了静电力的影响.

事实上, 人们很早就开始了对沙粒带电现象 (如 Greeley 等^[14]; Lathma^[15]) 及其影响 (如 Greeley 等^[16]; Schmidt 等^[17]) 的研究. Schmidt 等^[17] 对野外风沙流中的风沙电场和跃移沙粒的平均带电量 - 荷质比 (每单位质量沙粒的带电量) 进行测量后发现风沙流中的跃移沙粒所受到的静电力与自身的重力为同一个数量级, 他们的计算结果表明带电沙粒在风沙电场中运动时, 静电力大约可使沙粒的跃移轨道上升或下降 20% 左右. 郑晓静等^[18] 通过风洞实验对风沙流中的风沙电场和沙粒的荷质比随风速、高度、粒径的变化规律进行了研究, 并给出了考虑风 - 沙粒耦合作用且风沙流处于平衡状态时静电力对诸如沙粒平均跃移轨迹、单宽输沙率以及贴地风速廓线等的影响. 但他们的模型只是针对风沙流的稳态情形, 同时还假设所有沙粒以同一速度起跳.

本文建立了描述风沙流发展过程的理论模型. 在这一模型中, 风场为非定常的且受到沙粒的阻滞作用; 沙粒在跃移过程中不仅受到重力和风场的拖曳力作用, 还受到静电力的作用. 通过计算机仿真, 用本文模型定量模拟了风沙跃移运动从起动至达到自平衡稳定状态的整个过程以及风沙电现象对风沙

2005-01-21 收到第 1 稿, 2005-10-19 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金 (40571018), 国家自然科学基金重点资助项目 (10532040), 国家“973”重点基础研究发展规划 (G2000048702) 和中国科学院“西部之光”人才培养计划资助项目.

2) E-mail: huangn@lzu.edu.cn

跃移云的发展、风速廓线、单宽输沙率以及输沙率分布的影响, 所得数值结果与已有实验结果具有良好的吻合性.

1 基本方程

考虑在由均匀沙粒组成的无限大平坦沙地 $y = 0$ 上, 受来自 x 方向的风场作用的风沙流从起跳到达到动态平衡的发展过程. 在对这一发展过程进行理论模拟时, 将涉及对风沙流中沙粒运动、非定常变化的风场以及沙床表面的起沙情况这 3 个方面, 本节在此将分别予以描述.

1.1 沙粒的运动

当粒径为 D , 带电量为 q 的单颗沙粒, 以初速度 v_0 从沙床表面进入风沙流后, 沙粒将受到风场 $u(y, t)$ 对它的拖曳力以及自身重力的作用. 除此之外, 由于沙粒之间的碰撞、摩擦, 将使得原为中性的沙粒带正电荷或负电荷, 并在风沙流中产生强烈的风沙电场, 且其方向与晴天电场的方向相反, 即垂直地面向上^[17]. Schmidt 等^[17] 将其在野外风沙流中观测得到的风沙电场结果进行拟合后得到

$$E_y = 51\,000 (100y)^{-0.6} \quad (1)$$

式 (1) 不能给出风沙电场随时间的变化规律, 因为它只反映了 Schmidt 等人对时间平均后得到的实验观测结果, 而在研究风沙运动发展过程时需要考虑风沙电场随时间的变化及其与风沙运动的耦合作用, 因为显然风沙电场与风沙运动是密切相关的. 但由于沙粒带电机理的复杂性, 目前尚未有关于风沙电场随时间变化的理论研究; 同时由于风沙运动发展过程非常短暂, 从开始起跳到达到稳定状态通常只有 1~2s 的时间, 因此现有仪器还很难测量到这一过程中电场的变化规律, 所以目前在风沙跃移运动发展模型中还不能给出能够反映风沙电场随时间变化的公式. 其次, 根据实验结果^[18] 以及 Gill^[19] 的野外观测, 发现在风沙运动起跳之前风沙电场就已经开始存在, 并且在风沙运动停止后, 风沙电场仍然会保持一段时间后才逐渐消失. 其原因可能是在风沙跃移运动开始之前已有微小颗粒漂浮在空中, 在结束后仍然有微小颗粒在空中, 这些颗粒同样会对风沙电场的形成作出贡献. 因此, 用目前仅有的、对时间平均的实验观测结果进行拟合所得到的风沙电场公式来模拟沙粒带电对风沙跃移运动发展过程的影响时, 预计该风沙电场公式的定常性对模拟结果

可能不会带来实质性的影响. 这样, 跃移沙粒就还将受到静电力 $E_y q$ 的作用. 忽略沙粒所受到的升力和 Magnus 力, 沙粒跃移运动所需满足的运动方程和初值条件分别为^[18]

$$m\ddot{x} = -\frac{\rho\pi D^2}{8} \left[\frac{24\nu}{D\sqrt{(\dot{x}-u)^2 + \dot{y}^2}} + \frac{6}{1 + \sqrt{\frac{D}{\nu}\sqrt{(\dot{x}-u)^2 + \dot{y}^2}}} + 0.4 \right] \cdot (\dot{x}-u)\sqrt{(\dot{x}-u)^2 + \dot{y}^2} \quad (2a)$$

$$m\ddot{y} = -\frac{\rho\pi D^2}{8} \left[\frac{24\nu}{D\sqrt{(\dot{x}-u)^2 + \dot{y}^2}} + \frac{6}{1 + \sqrt{\frac{D}{\nu}\sqrt{(\dot{x}-u)^2 + \dot{y}^2}}} + 0.4 \right] \cdot \dot{y}\sqrt{(\dot{x}-u)^2 + \dot{y}^2} - mg + 51\,000 (100y)^{-0.6} q \quad (2b)$$

$$t = 0: x = 0, y = 0, \dot{x} = v_0 \cos \theta, \dot{y} = v_0 \sin \theta \quad (3)$$

其中, x, y 为沙粒的空间位置坐标; \dot{x}, \ddot{x} 和 \dot{y}, \ddot{y} 分别为沙粒沿水平方向和铅垂方向的速度和加速度; g 为重力加速度; m 为沙粒质量; ρ 为空气密度; ν 为空气动力黏性系数; v_0 为沙粒初始起跳速度的大小; θ 为沙粒初始起跳速度与风速方向 (x 轴正向) 的夹角, 即起跳角; u 为 x 方向风速且为坐标 y 和时间 t 的函数.

设在某一时刻 t , 从单位面积沙床上在单位时间内起跳的沙粒数, 即床面起沙率, 为 N , 这些沙粒的起跳初速度分布函数为 $f(v_0)$, 则在任一时刻 t 在离床面某一高度 $[y, y + dy]$ 中的沙粒数 \bar{N} 为^[21]

$$\bar{N} = \int_0^\infty N f(v_0) \left(\frac{1}{|\dot{y}_\uparrow(v_0)|} + \frac{1}{|\dot{y}_\downarrow(v_0)|} \right) dy dv_0 \quad (4)$$

其中“ \uparrow ”和“ \downarrow ”分别表示沙粒处于跃移过程的上升和下降阶段, $||$ 为绝对值符号. 依牛顿运动第三定律, 这些沙粒对处于高度 y 处的单位体积风场的阻滞作用 $F_x(y, t)$ 为

$$F_x(y, t) = \int_0^\infty N m f(v_0) \left(\frac{\ddot{x}_\uparrow}{|\dot{y}_\uparrow(v_0)|} + \frac{\ddot{x}_\downarrow}{|\dot{y}_\downarrow(v_0)|} \right) dv_0 \quad (5)$$

由上面的分析可见, 由方程 (2), (3) 描述的沙粒运动与系统风场 $u(y, t)$ 直接相关, 而系统风场 $u(y, t)$ 可通过式 (5) 受到沙粒运动、沙床起沙率和沙粒初速度分布函数的影响. 由此反映出风沙流发展过程中沙粒运动与风场的相互耦合作用, 而正是

这种耦合作用使得风沙流发展过程有可能达到自平衡.

1.2 风场方程

在风沙跃移层内, 当风场 $u(y, t)$ 受到跃移沙粒的阻滞作用 $F_x(y, t)$ 作用后, 描述风场的 Navier-Stokes 方程在风速方向, 即 x 方向的表达式可为 [7]

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \tau}{\partial y} + F_x(y, t) \quad (6)$$

其中 τ 为雷诺切应力, 一般可表示为 [10]

$$\tau(y, t) = \rho k^2 y^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} \quad (7)$$

其中 $k = 0.4$ 为 von Karman 常数. 将式 (5) 和式 (7) 代入方程 (6), 则用于描述风场的方程为

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho k^2 y^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \int_0^\infty N m f(v_0) \left[\left(\frac{\ddot{x}_\uparrow}{|\dot{y}_\uparrow(v_0)|} + \frac{\ddot{x}_\downarrow}{|\dot{y}_\downarrow(v_0)|} \right) \right] dv_0 \quad (8)$$

相应的初边值条件为

$$\left. \begin{aligned} t = 0 : u(y) &= \frac{u_*}{k} \ln \frac{y}{y_0} \\ y = y_0 = \frac{D}{30} : u &= 0 \\ y \rightarrow \infty : ky \frac{du}{dy} &= u_* \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

其中 y_0 为床面粗糙度, u_* 为摩阻速度.

方程 (8),(9) 构成确定每一时刻值 t 风场分布 $u(y)$ 的定解方程. 但是, 由于 $u(y)$ 的分布与沙粒的运动有关. 因此, 在具体求解时, 为了确定每一时刻对应于该时刻沙粒数的风速分布, 需要将方程 (8),(9) 与方程 (2),(3) 联立并进行迭代求解.

1.3 床面起沙率

一般来说, 任一时刻 t 在单位时间内从单位沙床面积上起跳的沙粒数目, 即床面起沙率 N , 由三部分组成: 一部分是由风力直接带起的沙粒数 N_a , 另外两部分则分别是跃移沙粒下落与沙床上沙粒发生碰撞被反弹起的沙粒数 \bar{N}_r 以及被溅起的沙粒数 \bar{N}_s . 通常认为由风力直接吹起的沙粒数目 N_a 正比于该瞬时床面切应力 τ 与风力能够直接吹起沙粒的临界应力 τ_c 之差 [6,7], 即

$$N_a(t) = C(\tau - \tau_c) \quad (10)$$

其中, τ 由式 (7) 确定, τ_c 可由风洞实验给出, C 为常数. 在计算时分别取 $\tau_c = \rho u_{c*}^2 = 2650 \times 0.192^2 =$

97.69 N/m^2 , $C = 10^5 \text{ grains N}^{-1} \text{ s}^{-1}$, 通常确定某一时刻的由于跃移沙粒与沙床碰撞所反弹或溅起的沙粒数是相当复杂的, 为了便于与已有研究进行比较, 本文采用如下击溅函数 [10]

$$\left. \begin{aligned} N_r(v_0) &= 0.95 \exp \left[-\frac{(v_0 - 0.56v_m)^2}{(0.2v_m)^2} \right] dv_0 \\ N_s(v_0) &= 1.75v_m \exp \left[-\frac{v_0}{0.25v_m^{0.3}} \right] dv_0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

它们分别表示当跃移沙粒以 $v_m = \dot{y}_\downarrow(0)$ 速度撞击沙床时以初速度 $v_0 = \dot{y}_\uparrow(0)$ 反弹或溅起的单位面积单位时间的沙粒数. 若考虑所有可能的 v_m 和 v_0 , 反弹和溅起的单位面积单位时间的沙粒数为 \bar{N}_r 和 \bar{N}_s , 则床面起沙率 N 为

$$\begin{aligned} N = N_a + \bar{N}_r + \bar{N}_s &= C \left(\rho k^2 y^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} - \tau_c \right) + \\ &0.95 \iint \exp \left[-\frac{(v_0 - 0.56v_m)^2}{(0.2v_m)^2} \right] dv_0 dv_m + \\ &1.75 \iint v_m \exp \left[-\frac{v_0}{0.25v_m^{0.3}} \right] dv_0 dv_m \end{aligned} \quad (12)$$

显然, 由式 (12) 表示的床面起沙率与沙粒跃移运动 (由方程 (2),(3) 描述) 和风场分布 (由方程 (8),(9) 描述) 是直接相关的.

2 初速度分布函数和计算步骤

由上面的分析可见, 沙粒的跃移运动和风场分布都直接与沙粒起跳初速度分布 $f(v_0)$ 有关 [21,22], 由式 (12) 可见, 沙粒的起跳速度与数目在风沙流发展过程中是随时间变化的. 在本文中, 将采取如下方式来确定风沙流发展过程中的沙粒起跳初速度分布.

(1) 首先界定沙粒从床面起跳的初速度范围, 为了便于与 Anderson 和 Haff [10] 的结果比较, 本文选取与他们相同的范围, 即

$$v_0 \in [\sqrt{2gD}, 5u_*] \quad (13)$$

这里 $\sqrt{2gD}$ 为沙粒至少跳至一个粒径高度所需的初速度, 同时采用与 Anderson 等 [10] 相同的假设, 即: 当 $v_0 < 0.3 \text{ m/s}$ 时, 取起跳角 $\theta = 90^\circ$; 当时, 取起跳角 $\theta = 75^\circ$; 当 $v_0 \geq 0.4 \text{ m/s}$ 时, 取起跳角 $\theta = 40^\circ$.

(2) 将风沙流从开始到动态平衡的整个时间历程等分离散化, 并记为 $t_j = t_0 + j \times \Delta t$ (这里 $t_0 = 0$); 将沙粒起跳初速度范围按其对应数值分为 10 份, 并分别

记为 $v_0(k) (k = 1, 2, \dots, 10)$, 于是, 在 t_j 时刻以 $v_0(k)$ 起跳的速度记为 $v_0^j(k)$, 相应的起沙率记为 $N^j(k)$, 这里 $N^j(k)$ 包括沙粒在运行 $\frac{2v_0^j(k)}{g}$ 后由 M^j 颗下落沙粒反弹和溅起的再以初速度 $v_0^j(k)$ 起跳的单位面积单位时间内的沙粒数.

(3) 由于沙粒跃移运动和起沙率与风场分布相互耦合, 因此在具体求解时需要进行迭代求解. 用上标 “ i ” 表示迭代求解时的第 i 次迭代, 并在 t_j 时刻的初始迭代中, 令 $u^{0j}(y) = u^{0j-1}(y)$, $N^{0j}(k) = C[\tau^{j-1}(y) - \tau_c]$, 则可由方程 (2),(3) 和方程 (8),(9) 得到 $u^{i,j}(y)$ 和 $N^{i,j}(k) (i = 1, 2, \dots)$. 这里 $N^{i,j}(k)$ 是在时刻 t_j 由第 i 次迭代得到的以初速度 $v_0(k)$ 起跳的起沙率, $u^{i,j}(y)$ 是 t_j 时刻与 $N^{i,j}(k)$ 相对应的风场分布, 当

$$|u^{i+1,j}(y) - u^{i,j}(y)| < \varepsilon_1$$

时, 即可得到同时满足方程 (2),(3) 和方程 (8),(9) 风场分布 $u^j(y)$, 起沙率 $N^j(k)$. 进而可确定 t_j 时刻的沙粒起跳初速度分布

$$f^j[v_0(k)] = \frac{N^j(k)}{\sum_{k=1}^{10} N^j(k) dv_0(k)} \quad (14)$$

重复上述求解步骤, 可以得到不同时刻的风速分布和对应的起沙率以及初速度分布, 直到

$$|u^{j+1}(y) - u^j(y)| < \varepsilon_2 \quad (15)$$

则可认为风沙流达到自平衡状态. 这里 ε_1 和 ε_2 在计算中取为: 0.002 m/s.

3 计算结果与讨论

利用本文给出定量模拟风沙流发展过程的模型, 取 $D = 0.25 \text{ mm}$, 沙粒质量密度 $\rho_s = 2650 \text{ kg/m}^3$, 沙粒荷质比 $^{[17]}c = \pm 60 \mu\text{C/kg}$, 分别模拟了当来流摩擦风速 $u^* = 0.5 \text{ m/s}$ 时的床面起沙率 $N(t)$ (见图 1) 和单宽输沙率 $Q_1(t)$ 以及单位面积输沙率 $Q_2(y)$, 并将计算结果分别与 Anderson 等 $^{[10]}$ 的数值结果以及 Shao 等 $^{[12]}$ 的实验测量结果进行了比较, 见图 2, 图 3.

图 1 给出了当不考虑静电力影响时用 Anderson 等 $^{[10]}$ 模型 (即将风场处理为定常情况) 以及当跃移沙粒不带电及平均带电量为每千克 60 以及 $-60 \mu\text{C}$ 时, 用本文模型 (将风场处理为非定常情况) 计算得到的在风沙跃移运动从开始到达到稳定状态过程

中, 从床面起跳的沙粒数的变化情况. 从图 1 可以看出在以上各种情况下, 起跳沙粒数一开始都随时间以指数增长, 然后略有下降后趋于稳定. 然而用 Anderson 等 $^{[10]}$ 模型所得计算结果 (见曲线 “1”) 与本文模型的计算结果 (见曲线 “2”) 在数量上有明显的差异. 如 Anderson 等 $^{[10]}$ 模型达到动态平衡的时间约为 3 s, 而在本文模型中达到动态平衡的时间约为 2.54 s, 与前一种结果相比, 减少了约 16%; 达到动态平衡后, 用 Anderson 等 $^{[10]}$ 模型计算所得床面起沙率约为每秒每平方米 8.57×10^6 颗, 而用本文方法得到的床面起沙率约为 9.52×10^6 颗/s, 与前一种结果相比, 增加了 10%. 这说明 Anderson 等 $^{[10]}$ 将风场简化为稳定风场后求解非定常的风沙流稳定过程的模型与本文直接求解非定常两相流方程所得结果的差异不容忽视. 从图 1 还可以看出静电力对风沙流发展过程有很大的影响. 当沙粒平均带电量为 $60 \mu\text{C/kg}$ 时, 受静电力的作用, 其达到稳定状态的时间约为 2 s, 比不考虑静电力作用时达到稳定状态时间 (约为 2.54 s) 缩短了约 21%; 而当沙粒平均带电量为 $-60 \mu\text{C/kg}$ 时, 其达到稳定状态的时间约为 2.69 s, 比沙粒不带电时达到稳定状态延长了约 6%. 同时, 从图 1 可以看出, 在达到稳定状态后, 当沙粒平均带电量分别为 $60 \mu\text{C/kg}$ 及 $-60 \mu\text{C/kg}$ 时, 单位时间内从单位面积的床面起跳的沙粒分别为 1.1×10^7 和 4.4×10^6 颗, 比不考虑带电时的 9.52×10^6 颗分别相差 18% 及 53.6%. 这说明静电力对跃移风沙流达到自平衡状态的时间以及达到自平衡状态后床面的起沙率都有明显的影响.

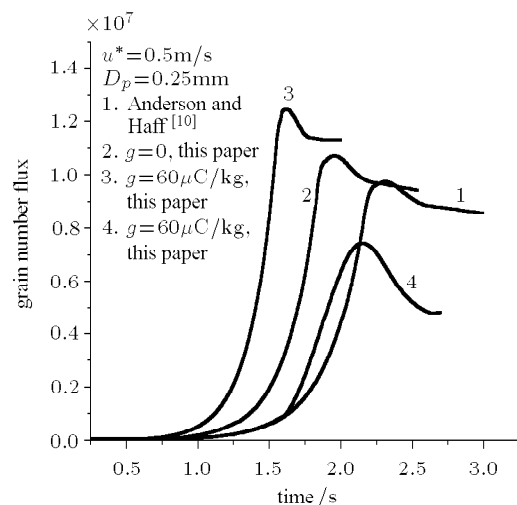


图 1 床面起沙率随时间发展过程
Fig.1 Evolution of the transport

图 2 给出的是在 $u^* = 0.5\text{m/s}$, $D = 0.25\text{mm}$ 时的单宽输沙率 $\bar{Q}_1(t)$, 其中曲线 1 和曲线 2 分别表示不考虑静电力影响时, 用 Anderson 等^[10]模型和本文模型计算得到的单宽输沙率随时间的变化过程. 从图中可以看出, 达到稳定状态后将风场处理为定常时计算得到的单宽输沙率约为 $0.0153\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$, 而本文的计算结果 (将风场处理为非定常时) 为 $0.0169\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$, 本文结果高出约 10%. 同样, 静电力对单宽输沙率也有很大的影响. 图 2 表明在达到稳定状态后, 当沙粒平均带电量为 $60\mu\text{C}/\text{kg}$ 时, 其单宽输沙率为 $0.0443\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$, 比不考虑静电力影响时的单宽输沙率要大得多, 约增加 160%. 这是由于在垂直向上的电场作用下, 同样起跳速度的带正电荷的跃移所达到的高度要比不带电沙粒达到的高度要大得多 (见 Schmidt 等^[17]). 由于随着高度的增加, 风速增加很快, 因而带正电的跃移沙粒在较高处可受到更高风速的作用; 同时, 由于其在空中的时间较长, 即感受风作用的时间较长, 因而其水平速度要比不带电的同等沙粒的水平速度大得多, 从而导致输沙率之间的较大差异. 同理, 若沙粒带负电荷, 则其受到垂直向上的电场作用后, 其跃移高度及在空中停留的时间要比沙粒不带电时小得多, 从而导致其水平速度减小进而输沙率 (约为 $0.0083\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$) 与沙粒不带电时相比, 减小约 50%.

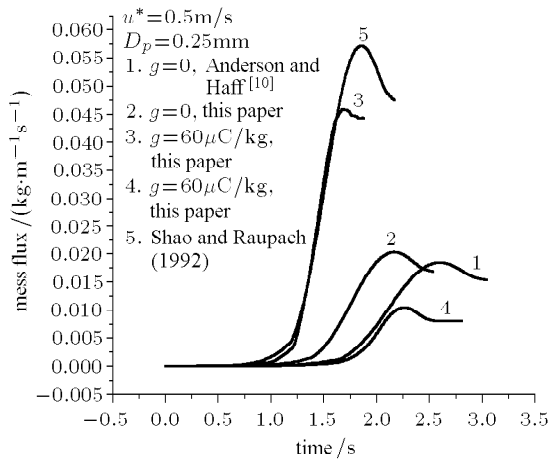


图 2 单宽输沙率随时间发展过程

Fig.2 Evolution of the grain rate of grains number flux

在图 2 中作者还将计算结果与 Shao 等^[12]测量单宽输沙率发展过程的实验结果 (见曲线“5”)进行了比较. Shao 等的实验结果显示风沙流达到稳定状态的时间约为 2.16s , 由 Anderson 等^[10]模型计算得到的达到稳定状态的时间约为 3.07s , 两者相

差约 42%; 本文在不考虑静电力影响时的计算结果 (约为 2.54s) 与之相比, 相差约 17.6%; 而当沙粒平均带电量为 $60\mu\text{C}/\text{kg}$ 时, 本文的计算结果为 2.0s , 与 Shao 等的实验结果仅相差 7.4%. 就单宽输沙率而言, 在风沙流达到稳定状态后由 Shao 等得到的单宽输沙率的测量值约为 $0.0473\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$, 与 Anderson 等^[10]模型的计算结果以及本文不考虑静电力影响时的计算结果相比, 分别相差 68% 与 64%, 而当沙粒平均带电量为 $60\mu\text{C}/\text{kg}$ 时, 本文的计算结果为 $0.0443\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$ 与 Shao 等^[12]的实验结果相比非常接近, 仅相差 8%. 这说明静电力对风沙流的发展过程和单宽输沙率等宏观量均有明显影响, 值得引起注意.

图 3 给出了在沙粒平均带电量分别为 0, 60, $-60\mu\text{C}/\text{kg}$ 时单位面积输沙率沿高度的分布 (见曲线 2,3,4). 从图中可以看出, 在 $2\sim 4\text{cm}$ 高度以下, 带负电荷的跃移沙粒的输沙率要比带正电及不带电沙粒的输沙率大得多. 这说明沙粒受静电力作用后, 其跃移的输运主要集中于床面附近, 而在 8cm 以上, 输沙率从大到小依次为带正电荷跃移沙、不带电跃移沙和带负电荷跃移沙. 同时, 受静电力作用的带正电荷跃移沙输沙率随高度的减小要比不带电时缓慢; 而当跃移沙带负电荷时, 其输沙率随高度的减小要比不带电时快. 可见静电力对单位面积输沙率沿高度的分布也有明显的影响.

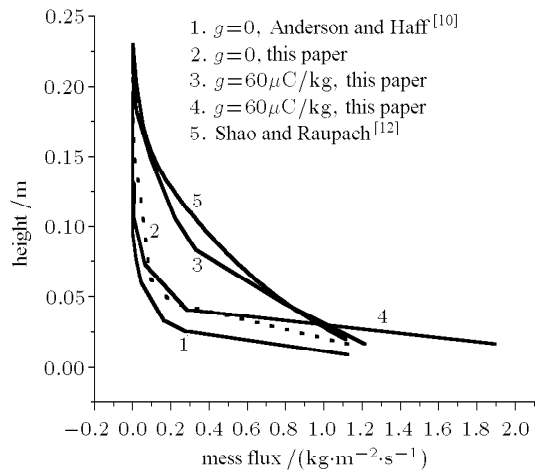


图 3 输沙率沿高度变化曲线

Fig.3 The mass flux profiles at steady state

从图 3 还可以看出, Anderson 等^[10]模型对输沙率沿高度分布的计算结果 (曲线 1) 以及本文不考虑静电力影响时的计算结果 (曲线 2) 与 Shao 等^[12]的测量结果相比, 有较大的差别. 如在 4cm

的高度, Anderson 等模型得到的输沙率与本文的计算结果分别为 0.18 与 0.99 kg/(m²·s), 与 Shao 等的测量值 (1.08 kg/(m²·s)) 相比, 分别相差约 83% 与 8.3%; 在 10 cm 的高度, Anderson 等模型得到的输沙率与本文的计算结果分别为 0.01 与 0.05 kg/(m²·s), 与 Shao 等的测量值 (0.35 kg/(m²·s)) 相比, 分别相差约 97% 与 86%. 当沙粒平均带电量为 60 μC/kg 时, 在 4 cm 与 10 cm 的高度, 输沙率分别为 1.1 与 0.28 kg/(m²·s), 与 Shao 等的测量值仅相差 2% 与 20%. 这再次说明静电力的影响在风沙流模型中是必须要考虑的因素.

在无沙的情形下, 风速沿高度服从对数分布, 即在半对数纸上风速与高度的关系为线性关系. 而对于风沙流情形, 跃移沙粒将会对跃移层内的风速产生深刻的影响. 由图 4 可以看出, 在跃移层内风速廓线远远偏离了直线, 而呈下凹形状; 而在跃移层外, 风速廓线仍为直线. 图 4 还显示了用 Anderson 等 [10] 模型计算得到的风速与本文的计算结果存在差别. 如在 10 cm 的高度, Anderson 等的计算值为 4.5 m/s, 而在不考虑静电力影响时用本文模型计算的结果为 3.8 m/s, 二者相差 20%. 由图 4 还可以看出, 当沙粒平均带电量分别为 60, -60 μC/kg 时的风速廓线与不考虑静电力影响时的风速廓线有明显差别, 如在 10 cm 的高度, 以上两种情形时的风速分别为 2.9 m/s 与 5.8 m/s, 与不考虑静电力影响时的风速分别相差 38% 与 30%. 这说明静电力对风速廓线也有显著的影响.

图 5 给出了不考虑静电力影响时风速廓线随时间变化过程. 从图中可以看出, 在开始阶段随着时间的增加, 由于从床面起跳的沙粒数相应地增多,

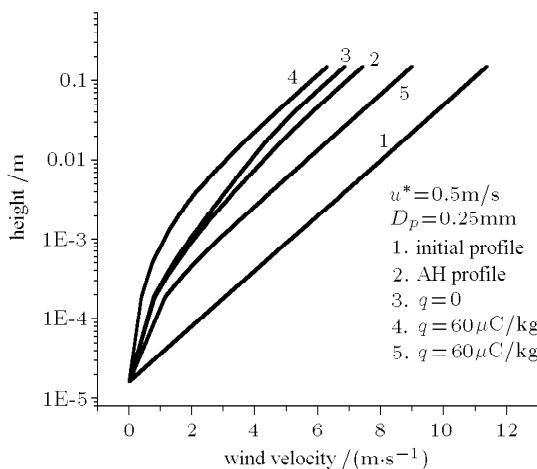


图 4 风速沿高度变化曲线

Fig.4 The wind profiles at steady state

进而对风速的阻力加大, 因而在风沙流发展过程中风速逐渐减小, 当风沙流接近于稳定状态时, 风速又逐渐增加最后趋于稳定. 风速的这种变化趋势与图 1, 图 2 中床面起沙率以及单宽输沙率随时间变化趋势相同. 图 6 给出了当沙粒平均带电量为 60 μC/kg 时不同时刻的初速度分布函数. 从图中可以看出, 在各时刻其初速度分布函数的变化趋势基本相同, 即当起跳速度在 0.07 m/s 至 0.11 m/s 范围内其初速度分布函数值 (即概率密度值) 减小, 而当起跳速度在 0.11 m/s 至 0.27 m/s 时初速度分布函数值逐渐增加, 当起跳速度在 0.27 m/s 到 4.06 m/s 之间时初速度分布函数值又开始逐渐减小.

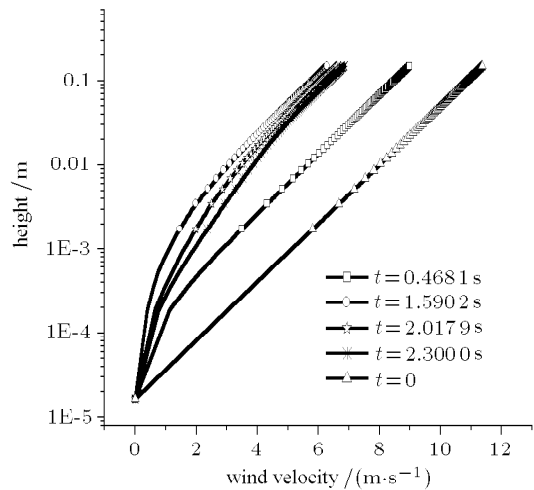


图 5 风沙流发展过程中风速廓线随时间的变化曲线

Fig.5 The wind profiles at different time steps

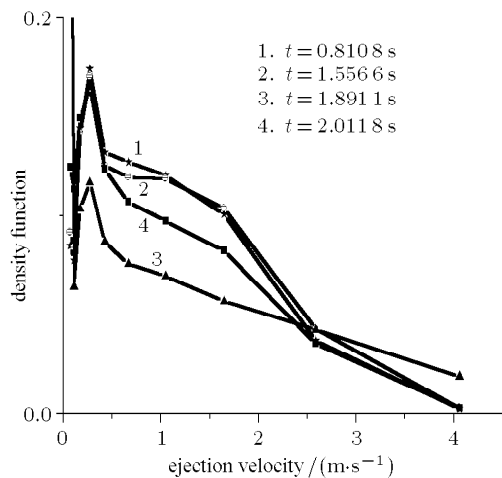


图 6 风沙流发展过程中初速度分布函数随时间的变化曲线

Fig.6 The probability density of steps lift-off speed at different time steps

4 结 论

当风沙流中的风沙电场及沙粒的平均带电量达到 Schmidt 等^[17] 在野外风沙流中测到的电场强度及沙粒平均带电量时, 静电力对风沙流从起动至达到平衡过程所需要的时间、风速廓线、单宽输沙率以及输沙率沿高度分布都有显著的影响, 当沙粒平均带电量为 $60\mu\text{C}/\text{kg}$ 时, 计算所得的单宽输沙率以及输沙率沿高度分布与实验结果吻合得较好。这说明在研究风沙跃移运动时, 有必要考虑静电力的作用。在风沙电场及沙粒平均带电量足够大时, 忽略静电力作用可能是导致以前风沙运动模型与实验结果在定量上存在较大差异的原因之一, 因而在研究风沙跃移运动时, 有必要考虑静电力的作用。

参 考 文 献

- Bagnold RA. The Physics of Blown Sand and Desert Dunes. London: Methuen, 1941. 105~106
- 吴正. 风沙地貌与治沙工程学. 北京: 科学出版社, 2003. 42~47 (Wu Zheng. Geomorphology and Controlling Engineering of Wind-blown Sand Movement. Beijing: Science Press, 2003. 42~47 (in Chinese))
- Rice MA, McEwan IK. Crust strength: a wind tunnel study of the effect of impact by saltating particles on cohesive soil surfaces. *Earth Surface Process and Landforms*, 2001, 26: 721~733
- 董飞, 刘大有, 贺大良. 风沙运动的研究进展和发展趋势. 力学进展, 1995, 25: 368~390 (Dong Fei, Liu Dayou, He Daliang. The research progress and developing trend of wind-blown sand movement. *Advanced in Mechanics*, 1995, 25: 368~390 (in Chinese))
- 朱久江, 匡震邦, 邹学勇等. 风沙两相流中的跃移运动. 中国科学, 1998, 41A: 629~637 (Zhu Jiujiang, Kuang Zhenbang, Zou Xueyong, et al. Saltation in wind-blown sand two phase movement. *Science in China*, 1998, 41A: 629~637 (in Chinese))
- Anderson RS, Santa Cruz, Sorensen M, et al. A review of recent progress in our understanding of Aeolian sediment transport. *Acta Mechanica*, 1991, (Suppl) 1: 1~19
- McEwan IK, Jefcoate BJ, Willetts BB. The grain-fluid interaction as a self-stabilizing mechanism in fluvial bed transport. *Sedimentology*, 1999, 46: 407~416
- Shao Y. Physics and Modeling of Wind Erosion. Boston: Kluwer Academic Publishers, 2000. 179~188
- Anderson RS, Haff PK. Simulation of eolian saltation. *Science*, 1988, 241: 820~823
- Anderson RS, Santa Cruz, Haff PK. Wind modification and bed response during saltation of sand in air. *Acta Mechanica*, 1991, [Suppl] 1: 21~51
- Shao Y, Li A. Numerical modeling of saltation in atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol*, 1999, 91: 199~225
- Shao Y, Raupach MR. The overshoot and equilibration of saltation. *J Geophys Res*, 1992, 97: 20559~20564
- Livingstone I, Warren A. Aeolian Geomorphology: An Introduction. London: Addison Wesley Lonman Limited, 1996. 211
- Greeley R, Leach R. A preliminary assessment of the effects of electrostatics on Aeolian process. Rep Planet Geol Program, 1977-1978, NASA TM 79729: 236~237
- Latham J. The electrification of snow storms and sandstorms. *Q J R Meteorol Soc*, 1964, 90: 91~95
- Greeley R, Iversen JD. Wind as a Geological Proceeding on Earth, Mars, Venus and Titan. London: Cambridge University Press, 1985
- Schmidt DS, Schmidt AS, Dent JD. Electrostatic force on saltating sand. *J Geophysical Research*, 1998, 103: 8997~9001
- Zheng XJ, Huang N, Zhou YH. Laboratory measurement of electrification of wind-blown sands and simulation of its effect on sand saltation movement. *J Geophys Res*, 2003, 108(D10): 4322
- Gill EWB. Frictional electrification of sand. *Nature*, 1948, 162: 568~569
- Sorensen M. Estimation of some aeolian saltation transport parameters from transport rate profiles. In: Barndorff-Nielsen OE, et al. eds. Proceedings of International Workshop on the Physics of Blown Sand, Memoirs No. 8, Vol. 1. Dept. Theor Statist, Aarhus Univ, Denmark, 1985. 141~190
- 朱久江, 戚隆溪, 匡震邦. 风沙两相流跃移层中沙粒相的速度分布. 力学学报, 2001, 33(1): 36~45 (Zhu Jiujiang, Qi Longxi, Kuang Zhenbang. The velocity distribution of sand particle phase in the saltation layer of wind-blown sand two phase movement. *Acta Mechanica Sinica*, 2001, 33 (1): 36~45 (in Chinese))
- Dong ZB, Liu XP, Li F, et al. Impact/entrainment relationship in a saltating cloud. *Earth Surface Processes and Landforms*, 2002, 27(6): 641~658

THE NUMERICAL SIMULATION OF THE EVOLUTION PROCESS OF
WIND-BLOWN SAND SALTATION AND EFFECTS OF
ELECTROSTATICAL FORCE ¹⁾

Huang Ning^{*,†,2)} Zheng Xiaojing^{*}

^{*}(Key Laboratory of Mechanics on Western Disaster and Environment, The Ministry of Education of China, College of Civil Engineering and Mechanics, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

[†](Key Laboratory of Desert and Desertification, Cold and Arid Regions Environmental and Engineering Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

Abstract A theoretical model is suggested to mathematically describe the evolution and the wind feedback mechanism of the wind-blown grain flow. In this theoretical model, the coupling interaction between the wind flow and saltant grains and the effect of electrostatic force are considered and the wind field is regarded as changing with time. The time for the entire system to reach a steady state, the variation curves of the saltant grain number and the grain transport rate with time, the mass-flux profiles and wind profiles at a steady state are calculated based on this theoretical model. These calculation results are well in agreement with the experimental data with the average charge-mass ratio of $60\mu\text{C}/\text{kg}$.

Key words wind blown sand saltation, numerical simulation, coupling effects, electrification of sand particles, wind profile

Received 21 January 2004, revised 19 October 2005.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (40571018), Key Project of NSFC(10532040), the National Key Basic Research and Development Fund of the Ministry of Science and Technology of China (G2000048702) and the Western Light Training Project for Latent Scholars.

2) E-mail: huangn@lzu.edu.cn