

兰州大学

硕士学位论文

风沙跃移运动中若干问题的数值研究

姓名：闫光虎

申请学位级别：硕士

专业：力学 固体力学

指导教师：武建军

20080501

## 中文摘要

荒漠化作为一个全球性的重大环境问题,其主要表现形式是沙粒在风场作用下的运动,而风沙运动有是土壤风蚀和沙尘暴起动与发展的主要动因,因此对风沙运动特性的研究是当前风沙物理学和防沙治沙工程关注的重要课题之一。本学位论文从描述风沙运动过程的多场耦合数学模型出发,对沙粒在跃移过程中的受力进行了定量分析,并对脉动风场下的沙粒跃移轨迹和输沙量进行了数值模拟。主要研究内容如下:

1. 通过对稳定风场下风沙电多场耦合沙粒跃移运动的数值模拟,将沙粒在运动过程中所受各种作用力进行了定量分析,讨论了沙粒所受各种作用力随沙粒径、初始旋转角速度和初始起跳速度的变化规律。结果表明:阻力一般情况下大于重力,甚至高达重力的几倍;静电力约为重力的 20% 以上; Magnus 力大多数情况下约为重力的 10%~70%; Saffman 力一般仅在沙粒重力的 10% 以内。

2. 通过对 Langevin 方程描述脉动风场与实测风场数据的分析比较,验证了 Langevin 方程描述风场脉动的可行性。进一步研究了脉动风场下沙粒的跃移运动轨迹特性,结果表明:脉动风场对沙粒的跃移运动轨迹有着显著的影响,当粒径较大时,沙粒跃移运动的轨迹呈光滑的抛物线型,但随着沙粒粒径的减小,风场的脉动对其跃移轨迹的影响越来越大,其跃移运动的轨迹由抛物线逐渐变为不规则曲线。并利用风场—沙粒运动耦合的理论模型,对脉动风场下的风沙流结构进行了数值模拟。结果表明:考虑脉动风场情况下输沙量的数值模拟结果比不考虑脉动风场情况下输沙量的数值模拟结果更接近实验值。此外,摩阻风速和沙粒粒径对输沙量有着显著的影响。此外,脉动风场下输沙量沿地表高度的分布也呈现出明显的分层特性,且摩阻风速和沙粒粒径对输沙量的分布规律亦有着显著的影响。

关键词: 风沙运动, 多场耦合, 脉动风场, 跃移运动, 输沙量

## Abstract

Desertification is a fatal environmental problem, which is caused by the movement of sand under the wind field. Moreover, windblown sand movement is the main cause of soil erosion and dust storms. So, the research on the characteristics of windblown sand movement is one of the important issues concerning the windblown sand physics and the sand control project. Based on the theoretical model of particles in the coupled wind-sand-electricity fields, the forces acting on the saltating sand particles are analyzed and the trajectory characteristics of saltating particles and mass flux in the fluctuating wind field are numerically simulated. The main achievements made in this paper are as follows:

1. Through numerical simulation of the saltation in the coupled wind-sand-electricity fields under the steady wind field, this paper analyzes the forces acting on saltating particles. Furthermore, the laws of above forces varying with the initial angular velocity, lift-off velocity, friction wind velocity and the diameter of the particles are discussed. The results show that, in sequence of the intensity of effect on the motion of saltating particle, they are aerodynamic drag, gravity, electrostatic force, Magnus force and Saffman force from strong to weak in order. The aerodynamic drag force is generally greater than the gravity, and even several times as much as the gravity. The electrostatic force is more than 20% of gravity. The Magnus force is about 10%-70% of the gravity. The Saffman force is much less which only accounts for less than 10% of the gravity.

2. Comparing the fluctuating wind field described by Langevin equation with the experimental data, it is verified that it is feasible to describe fluctuating wind field using Langevin equation. Then the trajectory characteristics of saltating particles in fluctuating wind field are studied. The results show that the fluctuating wind velocity has significant effect on the trajectories of saltating particles. When the particles' diameters are large, the trajectories of saltating particles take on smooth parabola; but as the particles' diameters decrease, the trajectories of saltating particles become irregular gradually. Using the saltation model of coupled interaction between sand movement and wind field, the mass flux in fluctuating wind field is also simulated. The results show that the mass flux

obtained by theoretical calculation with consideration of the fluctuation of wind field agrees better with experimental data than without consideration of the fluctuation of wind field. Furthermore, the distribution of mass flux with height in fluctuating wind field shows obvious stratification feature, and the friction wind velocity and particles' diameters have significant effect on the mass flux.

**Keywords:** windblown sand movement; coupled interaction; fluctuating wind field; saltation; mass flux

## 原创性声明

本人郑重声明：本人所呈交的学位论文，是在导师的指导下独立进行研究所取得的成果。学位论文中凡引用他人已经发表或未发表的成果、数据、观点等，均已明确注明出处。除文中已经注明引用的内容外，不包含任何其它个人或集体已经发表或撰写过的科研成果。对本文的研究成果做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

本声明的法律责任由本人承担。

论文作者签名： 闫光虎 日期： 2008.6.4

## 关于学位论文使用授权的声明

本人在导师指导下所完成的论文及相关的职务作品，知识产权归属兰州大学。本人完全了解兰州大学有关保存、使用学位论文的规定，同意学校保存或向国家有关部门或机构送交论文的纸质版和电子版，允许论文被查阅和借阅；本人授权兰州大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用任何复制手段保存和汇编本学位论文。本人离校后发表、使用学位论文或与该论文直接相关的学术论文或成果时，第一署名单位仍然为兰州大学。

保密论文在解密后应遵守此规定。

论文作者签名： 闫兆虎 导师签名： 孙建宇 日期： 2008.6.4

# 第一章 引言

## 1.1 研究背景

荒漠化作为一个全球性的重大环境问题，已受到广泛关注，它与全球气候变化、生物多样性一起构成当今世界三大科学前沿课题。自然环境荒漠化使土地生产力严重退化，大面积的可利用土地资源丧失，工农业生产、交通运输、基础工程设施等社会经济领域同时也面临着前所未有的破坏性威胁，这些已经严重地制约了人类社会的发展，甚至会危及人类的生存。荒漠化直接导致了沙尘暴的频繁发生，不仅导致了严重的人员伤亡和财产损失，而且伴随强沙尘暴所产生的风沙带电现象对通讯和输电线路都造成了巨大影响。

如今，地球上三分之一以上的土地都出现了土壤退化，大约有十亿人口受到影响。据估计，每年全球要无可挽回地失去能产出 240 亿吨粮食的肥沃土地，这相当于美国全部农业用地的面积。据估计，全球每年由荒漠化造成的收入损失高达 420 亿美元<sup>[1]</sup>。

我国是世界上受荒漠化最严重的国家之一，荒漠化已经成为危及国家生态安全的突出问题，每年因土地荒漠化的直接经济损失高达540亿元，近4亿人的生产生活受到影响，荒漠化成为制约我国经济社会发展的一大因素。2005年公布的全国第三次荒漠化的沙化监测结果表明<sup>[2]</sup>，全国荒漠化土地面积达263.62万km<sup>2</sup>，占国土面积的27.46%，其中沙化土地面积173.97万km<sup>2</sup>，占国土总面积的18.12%。我国荒漠化涉及面积大、情况复杂，严重时产生多方面的影响，并且形成其他形式的自然灾害，沙尘暴就是荒漠化严重时形成的一种灾害性天气。荒漠化对我国尤其对我国北方一些城市与地区造成了很大的破坏，使无数耕地和草原不断的被沙漠吞噬，工农业生产、交通运输、基础工程设施等社会经济领域面临着前所未有的破坏性威胁，严重影响了人民财产的安全，降低了人们的生活质量，其主要表现在：一是加剧了整个生态环境的恶化，如水土流失越来越严重、沙尘暴越来越频繁及造成了严重的空气污染；二是缩小了原本就不充裕的生存和发展空间；三是导致土地生产力的严重衰退；四是造成严重的经济损失。

近年来，荒漠化受到了中国政府和民众的高度重视，在各级政府和有关方面的共

同努力下,在广大人民群众的大力支持下,我国生态环境保护和建设工作取得了积极进展。“十五”期间,在经济快速增长的同时,全国环境质量基本稳定,部分城市和地区有所改善。但是我们必须清醒地看到,我国生态环境形势依然十分严峻。水土流失和土地沙化威胁着国家生态安全,全国已有1/3的国土面积受到水土流失的侵蚀,90%的天然草原不同程度退化,有限的耕地资源受到环境污染和地力下降的双重威胁,宝贵的生物资源正在锐减。因此,在科学研究基础上了解和弄清我国的沙漠化过程及其风沙运动的发生和发展规律,为各种防沙治沙工程提供科学依据,已成为风沙科学与风沙运动机理研究所关注的一项基础性课题。

## 1.2 研究现状

风沙运动是一种贴近地表的气流对沙子的搬运现象。20世纪上半叶,随着地理科学家和土壤科学家对风沙地貌与风蚀过程的重视,风沙运动的机理研究也随之展开,并被称之为风沙物理学<sup>[3, 4]</sup>。目前,人们对于风沙运动的基本过程按其离开地面的程度有了大致的分类:(1)在地表滚动的沙粒蠕移运动;(2)在近地层风沙流内沙粒离开地面的跃移运动;(3)在高空尘埃的悬移运动。沙粒的不同运动形式见图1-1。在这三种运动形式中,研究表明沙粒的跃移运动占主导地位:一方面与沙粒的跃移运动相关联的输沙量占全部输沙量的75%左右<sup>[5, 6]</sup>,为风沙运动的主要表现形式;其次,表层蠕移运动和高空中的悬移运动都与跃移运动有关;更为重要的是跃移沙粒的冲击是风蚀的主要原因。

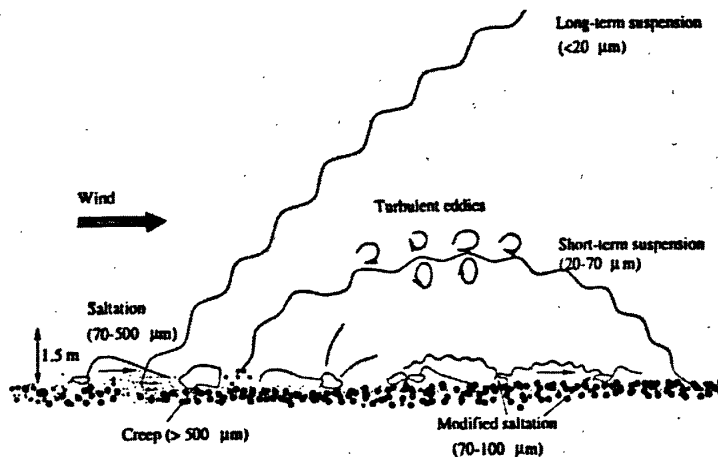


图1-1 沙粒的不同运动形式(Shao<sup>[1]</sup>)

### 1.2.1 风沙运动研究的主要发展阶段

早在 19 世纪末和 20 世纪初, Udden, Gilbert, Keyes 等人<sup>[7]</sup>在风成地貌学的研究中就已经认识到颗粒物质的起动和挟沙风对地表的磨蚀现象,但这些研究均属于描述性的工作。二十世纪 30 年代,英国物理学家 Bagnold 创立了风沙物理学。自此以后,国内外学者采用野外观测、风洞模拟实验、理论建模与计算机模拟相结合等各种研究方法和研究手段,对风沙运动这一自然现象进行了大量研究,对风沙运动的力学机理形成了一定的认识,在运动沙粒与地表互馈机制、风沙流结构、能量与沙粒粒径分布、风沙流对各种材料的打磨作用等方面取得了初步的进展。从对风沙运动的研究历史来看,大致分为 3 个主要发展阶段<sup>[3]</sup>:从二十世纪 30 年代到 50 年代,基于野外观测和实验测量的基础研究阶段,这一时期的工作多是采用实验研究手段,目的是获得对风沙运动的感性认识,进而促进风沙运动理论模型的建立;60-80 年代的数学建模与定量模拟阶段,这一研究阶段基本上是属于风沙流的微观研究时期,即着眼于风沙流中单个颗粒的运动状态,通过分析它的受力情况,研究颗粒起跳的机理和颗粒在空中运动状态的变化规律;以及 1985 年以后的关于风沙运动微观和宏观研究的关联与过渡受到重视阶段,在此阶段,大量的随机过程和数理统计的方法被引入对风沙运动的宏观研究之中,定量模型化研究成为风沙物理学研究的突出特点。

### 1.2.2 沙粒受力机制

从二十世纪 40 年代以来,沙粒的跃移运动一直是风沙物理学研究的重点内容,而沙粒在跃移运动中的受力机制问题又是其中最基本的问题。通过对单个沙粒受力情况的分析,来研究沙粒的起动规律与沙粒跃移运动的力学机制。其研究手段主要包括高速摄影实验和数值模拟及其定量分析<sup>[8, 9]</sup>。其中,高速摄影实验是通过判读所拍摄沙粒运动轨迹照片来分析沙粒受力情况;数值模拟则在建立沙粒与床面碰撞模型、沙粒与气流间动量和能量及其交换方程以及沙粒运动方程的基础上进行,并将计算结果与高速摄影实验结果进行对比,以增进人们对沙粒受力情况的认识<sup>[10, 11, 12]</sup>。

国内外许多学者在这方面做了大量工作。在早期的这些研究中,多数只考虑重力和空气阻滞的作用力<sup>[5, 8, 11]</sup>,但是由此得到的沙粒跃移轨迹与实验测量结果之间存在较大的偏差。除重力和空气阻力之外,White和Schulz<sup>[10]</sup>、黄宁和郑晓静<sup>[13]</sup>还考虑了

由于沙粒旋转所产生的Magnus力的作用,他们认为Magnus力对沙粒的跃移轨迹有明显的影响,大约可使沙粒的跃移高度上升20%。Anderson和Hallet<sup>[14]</sup>在模拟沙粒的跃移轨迹时,提出沙粒还受到由于沙粒上下表面的流体速度差而导致的空气上升力,即Saffman力的作用。我国学者刘绍中和杨绍华<sup>[15]</sup>综合考虑了Magnus力、Saffman力及空气阻力对沙粒跃移轨迹的作用,得出Magnus力和Saffman力对沙粒的轨迹有显著的作用。杨保和邹学勇<sup>[9]</sup>采用高速频闪摄影技术,在计算跃移颗粒各运动参数的基础上,反推出了跃移颗粒的阻力系数和升力系数,并将颗粒所受的阻力、升力和重力进行了比较,但他们没有考虑静电力的影响。Zheng等人<sup>[16, 17]</sup>通过实验和理论研究,提出沙粒由于其自身的带电特性,在跃移过程中还会受到较大的静电力的影响。凌裕泉和吴正<sup>[4]</sup>采用实验和理论分析的方法将沙粒在跃移运动中所受的空气阻力、Magnus力、Saffman力与重力进行了定性比较,结果表明,阻力最重要,可大于或等于沙粒的重量,重力次之,Saffman力相对较小,约为沙粒重量的几十分之一至几百分之一。虽然上述研究结果在一定程度上揭示了沙粒在跃移运动过程中的受力机制对沙粒运动轨迹有明显的影响,但是并没有对沙粒所受作用力的大小进行详细分析,特别是缺乏对于小粒径沙粒的受力分析。

### 1.2.3 输沙量的分布规律

风沙流结构,即气流所搬运的沙粒在搬运层内随高度的分布及其变化规律,是风沙运动研究的重要内容之一,通常用单位时间体积的沙粒数(即:沙粒的垂向浓度)或输沙量沿高度的分布来描述。鉴于沙粒的跃移运动所占的主导地位,因此,本文重点研究的是跃移层内的输沙量分布规律。

自二十世纪40年代以来,各国学者针对风沙流中沙粒垂直分布规律问题,采用风洞实验、野外实验、理论分析以及数值模拟等手段进行了广泛和深入的研究<sup>[5, 18, 19, 20]</sup>。Chepil<sup>[18]</sup>首先发现并提出挟沙气流中的输沙量沿高度呈指数规律递减(或称负指数分布)。此后,这一结论不仅被大量的风洞实验、野外实验的实验数据所证实,而且通过80年代末迅速发展起来的数学模型对风沙流结构的数值模拟也得到基本相同的结论<sup>[14, 21, 22]</sup>。我国学者吴正<sup>[4]</sup>通过野外观测和环境风洞实验,也得到了风沙流结构是负指数分布的结论。长期以来,风沙流中输沙量沿高度服从负指数分布(随高度递减)这一规律一直作为风沙流结构的基本特征之一而被人们普遍接受。

同时,在现有的实际观测和理论模拟结果中,确实存在与输沙量沿高度服从负指数分布(随高度递减)这一规律完全不同的一些结果,如 Kawamura(河村龙马)<sup>[23]</sup>、Zingg<sup>[19]</sup>、刘贤万<sup>[11]</sup>、倪晋仁、李振山<sup>[24]</sup>等人所测量得到的实验数据表明输沙量沿高度的分布在地表附近严重偏离指数分布的预测值。尹永顺<sup>[25]</sup>对砾漠大风地区的风沙流进行了深入的研究后发现:砾漠地区的风沙流结构按强度可分为三层,在贴近沙床附近输沙量随高度线性增加;随高度的增加,进入饱和层,此时风沙流输移能力达到一极值;当高度超过饱和层时,风沙流进入衰减层,输沙量很快下降,沿高度按负指数规律衰减。但这一现象被归结为是由于砾漠大风地区的特殊性造成的。Werner<sup>[22]</sup>、Anderson and Hallet<sup>[14]</sup>和 He<sup>[26]</sup>等人的数值模拟结果,Greeley<sup>[2]</sup>等人在通过风洞实验模拟火星低压环境下风沙流结构的测试中也都发现了类似的结果。

#### 1.2.4 脉动风场的随机模拟

根据风速实测资料知道,近地层风的运动具有湍流的特点<sup>[4]</sup>,各点的流速大小和方向常常是随时间脉动的,表现出阵风性和间歇性。因此,几乎所有搬运沙粒的风,不论是在风洞或野外,全都是湍流(脉动)的。正是由于风沙流所处的大气边界层所具有的这种湍流性质,沙粒在流场中的运动必然会受到风速脉动的影响,所以应该将沙粒的运动作为随机运动来考虑。

湍流随机模型的基本思想是将颗粒运动描述为确定项与随机项之和,通过对大量被跟踪颗粒运动轨迹的统计分析研究颗粒群运动的概貌。在对湍流的研究中, Taylor 在 1921 年最初引入了拉格朗日模拟方法<sup>[35]</sup>。Wilson and Sawford<sup>[29]</sup>回顾了在未受扰动的大气边界层中应用于无源示踪物扩散的拉格朗日随机模型(Lagrangian stochastic, 简称 LS)。将 LS 模型的分为三个:“零阶 LS”模型(颗粒沿某一坐标轴随机行走,即位移随机);“一阶 LS”模型(速度随机,通常称为 Langevin 方程);“二阶 LS”模型(加速度随机)。

近年来已有一些学者在 LS 模型的基础上,从沙粒的受力方程出发,将沙粒所处位置上的“驱动”风速处理为随机过程,对风场的湍流脉动进行了初步的讨论。Anderson<sup>[30]</sup>通过对空气边界层的脉动复杂性与风沙输运过程相结合所进行的初步研究,揭示了风场的脉动对沙粒运动轨迹的影响,并通过对大量跟踪轨迹的统计计算了颗粒的垂直浓度分布,得到了幂函数形式的分布曲线。Shao<sup>[31]</sup>采用与 Anderson 类似

的方法,提出了一个新的随机微分方程(fractional Langevin equation)来描述大气湍流,研究了湍流随机运动对沙粒跃移轨迹的影响。Shao<sup>[32]</sup>利用 Langevin 方程表示风场脉动,研究了沙粒跃移的质量流量;王萍<sup>[33]</sup>借鉴 Edson 描述波浪中水珠随机运动特征的方法,对描述沙粒垂向运动速度脉动分量的随机微分方程直接求解,获得风沙流中沙粒运动的随机轨迹,在此基础上又通过对大量轨迹的统计计算,得出了沙粒浓度的分布规律。

也有一些学者用其他的方法对风场脉动进行了研究。邢茂、郭烈锦<sup>[34]</sup>运用颗粒-流体二相流的随机行走扩散模型(DRW),数值模拟了脉动风场下起跳沙粒的运动轨迹特性,讨论了风场的脉动对风沙运动中单个颗粒轨迹的影响。何丽红<sup>[35]</sup>通过对脉动风场的实验测量结果分析,给出了水平脉动方程,从而得到了脉动风场下跃移沙粒的运动轨迹。任珊<sup>[36]</sup>通过野外实测脉动风速计算了跃移沙粒的运动轨迹。

虽然以上几位学者都考虑了脉动风场对沙粒跃移运动的影响,取得了一定的成果。但模型都存在着一些不足,如:文献[30-34]和[36]均只考虑了沙粒受重力和拖曳力的作用;文献[32]研究了风沙流结构的分布特征,但没有考虑风-沙耦合;文献[33]只考虑了风场的垂向脉动,而且将风场的脉动转换为沙粒的脉动。然而,沙粒在跃移过程中 Magnus 力、Saffman 力和静电力对沙粒的跃移运动也有着显著的影响。文献[35]中虽然考虑了 Magnus 力、Saffman 力及静电力等,但只考虑了风场在水平方向的脉动。基于此,本文将从风沙耦合作用下的沙粒跃移运动模型出发,在同时考虑风场水平脉动和垂向脉动,以及沙粒的重力、拖曳力、Magnus 力、Saffman 力和静电力的条件下,对风沙流结构进行数值模拟。

### 1.3 本文的主要研究内容

基于以上对风沙运动研究现状的分析,在已有实验与理论工作的基础上,本文主要研究内容如下:

第二章 在较为全面考虑运动沙粒受力的基础上,将沙粒起跳速度分布函数与描述风沙跃移运动的风沙电耦合模型相结合,通过将沙粒在跃移过程中所受到的各种作用力与沙粒自身重力进行比较分析,讨论了沙粒所受各种作用力随沙粒粒径、初始旋转角速度和初始起跳速度的变化规律。

第三章 在较为全面考虑沙粒所受作用力和脉动风场的基础上,研究了沙粒跃移运动的轨迹特性,结果表明:脉动风场对沙粒的跃移运动轨迹有着显著的影响。并将沙粒起跳初速度分布函数与描述风沙跃移运动的风场—沙粒运动耦合的理论模型相结合,对沙粒的运动轨迹和沙粒跃移运动宏观特征量之一——风沙流结构进行了数值模拟。结果表明:脉动风场对输沙量有着显著的影响;考虑风场脉动时的输沙量比较接近实验值,而不考虑风场脉动时的输沙量与实验值相差很大,并且在考虑了脉动风场时的输沙量沿高度的分布具有明显的分层特性这一理论,即按其强度分为三层:贴近沙床附近的线性增加层、饱和层和单调下降层。

第四章 总结了本文的主要研究成果。

## 第二章 沙粒跃移运动的受力分析及其变化规律

在本章中,通过对稳定风场下风沙电多场耦合沙粒跃移运动的数值模拟,给出了沙粒在运动过程中所受各种作用力,如空气阻力、Magnus 力、Saffman 力、静电力与重力进行了分析研究,讨论了沙粒所受各种作用力随沙粒初始旋转角速度、初始起跳速度和沙粒粒径的变化规律。

### 2.1 稳定风场的基本方程

风是沙粒发生运动的动力因素,因此,研究风沙运动,首先要了解近地层风的特性。虽然近地层风的运动始终具有湍流的特点<sup>[4]</sup>,即各点的流速大小和方向都是随时间脉动的。但是,从风速实测资料<sup>[4]</sup>可以看出,风场中各点的瞬时风速随着时间的变化始终是在某一个平均值的上下摆动。如果将不同时段测得的速度值分别加以平均(只要采用的时间足够长),所获得的平均值却是相当稳定的。因此,讨论近地层大气的风速时,我们通常用一定时间间隔(在气象学上,常用的时间平均周期为十分钟左右)的平均速度来代替瞬时速度,风速分布指的也是平均风速随地表高度的分布。

对于气流,其运动可用 Navier-Stokes 方程描述<sup>[37]</sup>

$$\rho \left[ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right] = -\nabla p + \nabla \cdot \vec{\tau} + \vec{F} \quad (2-1-1)$$

其中  $\vec{u}$  为流体速度,  $\rho_a$  为空气密度,  $t$  为时间,  $p$  为压力,  $\vec{F}$  为每单位体积的体积力,  $\vec{\tau}$  为剪应力张量。记  $\mu$  为空气的粘性系数,则剪应力张量的分量满足牛顿流体的本构关系如下:

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-1-2)$$

对于一无限大平坦沙面上流过的二维稳定气流, Ungar and Haff<sup>[38]</sup>和 Werner<sup>[22]</sup>等人运用混合长度理论将 Navier-Stokes 方程简化为封闭形式,其  $x$  方向的方程为

$$F_x + \frac{d}{dz} (\rho_a k^2 z^2 \left| \frac{du}{dz} \right| \frac{du}{dz}) = 0 \quad (2-1-3)$$

其中  $k$  为 von Karman 常数;  $F_x$  为跃移沙粒对单位体积风的阻力。

可以将(2-1-3)写作

$$\frac{d^2u}{dz^2} = -\frac{1}{z} \frac{du}{dz} - \frac{0.5F_x}{\rho_a k^2 z^2} \frac{du}{dz} \quad (2-1-4)$$

$u(z)$  的边界条件为

$$u(z_0) = 0 \quad (2-1-5)$$

其中  $z_0$  为床面粗糙度，是一个随地表粗糙度变化并与空气的粘滞性有关的表征零风速高度的常数。Bagnold<sup>[5]</sup>认为  $z_0 = \frac{D}{30}$ 。

## 2.2 风场作用下沙粒的受力分析及运动方程

设一直径为  $D$ 、密度为  $\rho_s$  的球形沙粒在  $oxz$  平面内运动，则它在风沙流场中的受力如图2.2.1所示。跃移沙粒在运动过程中受到的作用力一般分为三种：与沙粒和气流的相对运动无关的力，如重力  $F_g$ 、静电力  $F_e$  和 Saffman 力  $F_I$ ；依赖于沙粒和气流的相对运动，方向沿着相对运动方向的力，如空气阻力  $F_d$ ；依赖于沙粒和气流的相对运动，方向垂直于相对运动方向的力，如 Magnus 力  $F_m$ 。

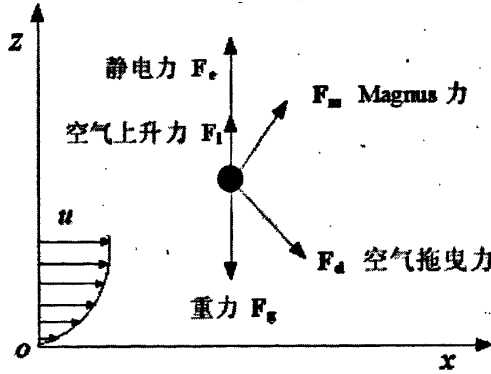


图 2.2.1 跃移运动沙粒的受力示意图

在沙粒跃移运动的研究初期，沙粒的重力和风场对沙粒的阻力构成了作用在单位沙粒上的两个主要作用力，人们没有认识到其他作用力对颗粒运动的影响。虽然这种忽略后的方程必然会损害数学模型对精细结构的描述能力，有时甚至还可能引出错误的结果，但是，它确实反映颗粒运动的一些主要特性，且应用方便，所以在随后很长

的一段时期内,沙粒的重力和风场的阻力都一直是风沙运动的理论研究所考虑的基本作用力。

对于球形沙粒,沙粒的重力可以表示为:

$$F_g = \frac{1}{6} \pi D_p^3 \rho_p g \quad (2-2-1)$$

不论在沙粒的上升一段或下降运动中,空气阻力  $F_D$  都是沙粒与空气相对速度  $V_r$  的函数,可以表示为:

$$F_D = \frac{1}{8} C_D \rho_a \pi D_p^2 V_r^2 \quad (2-2-2)$$

其中  $V_r = [(\dot{x}-u)^2 + (\dot{z})^2]^{1/2}$ ,  $u$  为  $x$  方向风速,  $\dot{x}$ 、 $\dot{z}$  分别为沙粒在  $x$ 、 $z$  方向的速度分量。 $C_D$  为阻尼系数,它一般是雷诺数的  $Re$  的函数,这里我们采用 White<sup>[10]</sup> 给出的经验公式

$$C_D = \frac{24}{Re} + \frac{6}{1 + (Re)^{1/2}} + 0.4 \quad (2-2-3)$$

其中  $Re = \frac{D_p V_r}{\nu}$ ,  $\nu$  是空气的运动粘性系数。

除了上述阻力和重力之外,很多学者在拍摄沙粒的跃移运动过程中发现沙粒在运动中迅速旋转,且旋转速度从每秒数百转到上千转不等<sup>[4, 10, 39]</sup>。1977 年,White 和 Schulz<sup>[10]</sup> 在风洞实验中发现,沙粒的运动轨迹比由仅含空气阻力和重力的理论方程计算出来的轨迹即高又长。于是在此模型基础上,他们考虑了由于沙粒的自旋而产生的 Magnus 力的影响,通过计算沙粒跃移轨迹后发现 Magnus 效应对跃移运动轨迹有着明显的影响,大约可使其跃移高度上升 20% 左右,且理论计算结果较好地与观测到的实际情况相符合。在这一理论模型中, Magnus 力  $F_m$  和作用在旋转沙粒上的矩  $M$  是采用 Rubinow 和 Keller<sup>[40]</sup> 给出的表达式:

$$F_m = \frac{1}{8} \pi \rho D_p^3 V_r \left( \omega - \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2-2-4)$$

$$M = \pi \mu D_p^3 \left( \omega - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2-2-5)$$

其中  $\omega$  表示沙粒旋转的角速度,它满足欧拉方程

$$I \frac{d\omega}{dt} = \pi \mu D^3 \left( \omega - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2-2-6)$$

其中  $I$  是沙粒的转动惯量, 对质量为  $m$  的球型沙粒而言,  $I = 0.1mD^2$ 。

1988 年, Anderson 和 Hallet<sup>[14]</sup> 在研究跃移沙粒的运动轨迹时, 认为空气上升力是由流体中的剪应力产生的, 流体压力梯度导致了正交于速度增加方向的剪应力, 由此产生的上升力  $F_l$  的大小可以表示为:

$$F_l = \frac{1}{2} \rho_a C_l A (u_{top}^2 - u_{bot}^2) \quad (2-2-7)$$

其中  $u_{top}$  和  $u_{bot}$  分别是位于沙粒的顶部和底部高度处的空气速度,  $C_l$  是上升力系数, 一般可取为  $0.85C_d$ 。

Zheng 等人<sup>[16, 17]</sup> 在考虑了跃移沙粒对风场的反作用以后, 得到的数值模拟结果表明静电力对沙粒跃移轨迹有着明显的影响, 并且考虑了风场—沙粒运动—风沙电场之间的相互耦合作用, 给出了空中带电沙粒所产生电场  $E$  的描述。在图 2.2.2 给出了点电荷所产生电场的示意图。可以看出, 由于位于坐标  $(x', y', z')$  与  $(-x', -y', -z')$  处的带电沙粒在空中任一点  $P(0, 0, z)$  所产生的电场沿  $x$  和  $y$  方向的分量大小相同, 方向相反, 因此在点  $P(0, 0, z)$  处的风沙电场只有沿  $z$  方向的分量, 沿  $x$  和  $y$  方向的分量均为 0。考虑到不同运动形式的带电沙粒所产生的电场以及晴天大气电场的影响, 则风沙运动中由带电沙粒产生的电场可以表示为<sup>[16]</sup>

$$E(z) = -0.1 + \frac{\rho_s q D^3}{6\epsilon_0} \left( \int_{z_0}^{\infty} - \int_z^{\infty} \right) N(z') \arcsin \left( \frac{ab}{\sqrt{[a^2 + (z' - z)^2][b^2 + (z' - z)^2]}} \right) dz' \\ - \frac{\rho_s c D^3}{6\epsilon_0} \left[ \int_{z_0}^{\infty} N(z') dz' \right] \arcsin \left( \frac{a}{\sqrt{a^2 + z^2}} \frac{b}{\sqrt{b^2 + z^2}} \right) \quad (2-2-8)$$

其中,  $a, b$  为常数,  $z_0$  为床面粗糙度,  $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} C^2 N^{-1} m^{-2}$  为空气介电常数,  $N(z)$  为单位体积的跃移沙粒数。当  $s$  颗沙粒以所有可能的速度  $f(v_0)$  起跳时, 单位体积的沙粒数可以表示为:

$$N_l(z) = s \int f(v_0) \times \left[ \frac{1}{\dot{z}_\uparrow(v_0, z)} - \frac{1}{\dot{z}_\downarrow(v_0, z)} \right] dv_0 \quad (2-2-9)$$

该电场对沙粒产生的静电力为：

$$F_{ez} = mcE(c) \quad (2-2-10)$$

其中  $c$  是荷质比，即每千克沙粒的带电量。

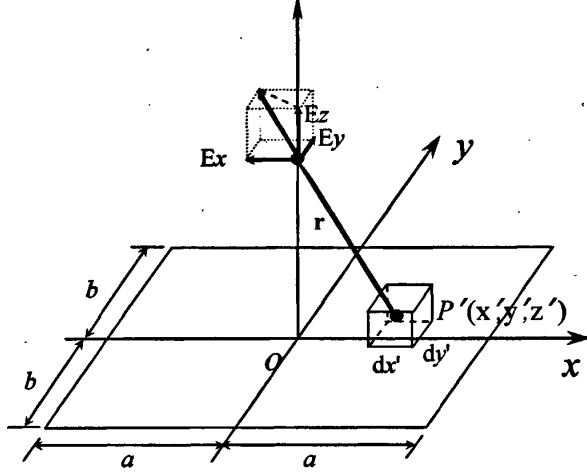


图 2.2.2 点电荷产生电场示意图

依前面对沙粒的受力分析，运用牛顿第二定理得沙粒运动微分方程如下：

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -F_{dx} + F_{mx} \quad (2-2-11)$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -mg - F_{dz} + F_{mz} + F_l + F_{ez} \quad (2-2-12)$$

$$I \frac{d\omega}{dt} = \pi \mu D^3 \left( \omega - \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2-2-13)$$

将上述各个作用力的表达式带入方程(2-2-11)~ (2-2-13)，可以得到沙粒运动微分方程的分量形式为：

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = 0.75 \frac{\rho_a}{\rho_g} \left[ \left( \omega - \frac{1}{2} \frac{du}{dz} \right) \dot{z} - \frac{C_D}{D} \sqrt{(\dot{x}-u)^2 + (\dot{z})^2} (\dot{x}-u) \right] \quad (2-2-14)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = 0.75 \frac{\rho_a}{\rho_g} \left[ -\left( \omega - \frac{1}{2} \frac{du}{dz} \right) (\dot{x}-u) - \frac{C_D}{D} \sqrt{(\dot{x}-u)^2 + (\dot{z})^2} \dot{z} + 0.85 \frac{C_D}{D} (u_{top}^2 - u_{bot}^2) \right]$$

$$-\frac{\rho_g - \rho_a}{\rho_g} g + E(z)q \quad (2-2-15)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{60\mu}{\rho_s D^2} \left( \omega - \frac{1}{2} \frac{du}{dz} \right) \quad (2-2-16)$$

### 2.3 沙粒跃移运动的风沙电耦合模型及计算方法

当地表有风沙运动时, 运动沙粒对风场具有较强的阻滞作用, 运动沙粒施加于空气的阻力就是方程(2-1-4)中的单位体积风场所受到的体积力  $F_x$ 。考虑到沙粒跃移运动是由上升运动过程和下降运动过程组成, 若令  $n_{\uparrow(\downarrow)}(z)$  表示在高度  $z$  处上升(下降)的沙粒数密度,  $f_{x\uparrow(\downarrow)}(z)$  为流体作用在每一颗上升(下降)沙粒上的水平力, 则沙粒作用在单位体积风场上的阻力为

$$F_x = -[n_{\uparrow}(z)f_{x\uparrow}(z) + n_{\downarrow}(z)f_{x\downarrow}(z)] \quad (2-3-1)$$

其中  $f_x(z)$  可以用沙粒质量与沙粒加速度的水平分量的乘积来表示, 即  $f_x(z) = m\ddot{x}$ 。若考虑沙粒从床面起跳本身所固有的随机特性, 引入沙粒从沙床表面起跳的速度分布函数  $f(v_0)$  来描述风沙运动达到稳定平衡状态时沙粒从床面的起跳状态, 这里选取 Anderson and Hallet<sup>[14]</sup>所给的 Gamma 形式的起跳速度分布函数

$$f(v_0) = \frac{27}{2} \left( \frac{1}{\bar{v}_i} \right) \left( \frac{v_0}{\bar{v}_i} \right)^3 \exp \left[ -3 \left( \frac{v_0}{\bar{v}_i} \right) \right] \quad (2-3-2)$$

其中,  $\bar{v}_i$  为第  $i$  种粒径沙粒起跳时的平均速度。根据 Anderson and Hallet 的假设<sup>[14]</sup>, 对任何一种粒径的沙粒, 其溅射的平均起跳速度  $\bar{v}_i$  与沙粒的质量  $m_i$  成平方反比:

$$\bar{v}_i = \bar{v}_{ref} \left( \frac{m_{ref}}{m_i} \right)^{1/2} \quad (2-3-3)$$

其中,  $\bar{v}_{ref}$  为参考沙粒的起跳平均速度,  $m_{ref}$  为参考沙粒的质量。这里, 参考沙粒的粒径取为  $0.35mm$ , 平均起跳速度为  $0.84u_*$ 。

则作用在单位体积风场上的阻力可以表示为:

$$F_x = -s \int f(v_0) \times \left[ \frac{f_{x\uparrow}(v_0, z)}{\dot{z}_{\uparrow}(v_0, z)} - \frac{f_{x\downarrow}(v_0, z)}{\dot{z}_{\downarrow}(v_0, z)} \right] dv_0 \quad (2-3-4)$$

其中  $s$  表示单位时间内从单位面积沙床上起跳的沙粒数即床面起沙率。

将式(2-3-4)代入式(2-1-4), 就得到风沙耦合下的风场方程, 即:

$$\frac{d^2 u}{dz^2} = -\frac{1}{z} \frac{du}{dz} - \frac{\pi \rho_g s D^3}{12 \rho_a k^2 z^2} \frac{du}{dz} \int f(v_0) \times \left[ \frac{\ddot{x}_\uparrow(v_0, z)}{\dot{z}_\uparrow(v_0, z)} - \frac{\ddot{x}_\downarrow(v_0, z)}{\dot{z}_\downarrow(v_0, z)} \right] dv_0 \quad (2-3-5)$$

方程(2-3-5)与沙粒的跃移运动方程(2-2-14)-(2-2-16)构成了考虑风沙电耦合作用的稳态风沙跃移运动的理论模型。对于此模型, 这是一组由非线性微分方程组构成的初值问题, 只要给定了沙粒运动的初始状态, 即相应的初值条件, 就可以利用 Runge-Kutta 法求解常微分方程组, 得到沙粒在各个高度的受力。对于  $sf(v_0)$  颗以  $v_0$  速度起跳的沙粒, 该模型相应的初值条件和边值条件为:

$$t=0 : x=0, z=\frac{D}{30}, \dot{x}=v_{x0}, \dot{z}=v_{z0}, \omega=\omega_0 \quad (2-3-6)$$

$$Z=Z_0 : u=0 \quad (2-3-7)$$

$$z \rightarrow \infty : zk \frac{du}{dz} = u_* \quad (2-3-8)$$

其中,  $v_{x0}$  和  $v_{z0}$  为沙粒的初始起跳速度在水平和垂直方向上的分量,  $\omega_0$  为初始旋转角速度。

考虑风沙电耦合作用的稳态风沙跃移运动模型是一个非线性常微分方程的混合问题(初、边值问题), 且可以看出其中的三个参数: 摩阻速度  $u_*$ , 床面起沙率  $s$ , 以及沙粒运动的初始状态  $f(v_0)$  之间存在着一定的制约关系, 并不能预先任意给定。为了求解这一问题, 这里将遵循解决边值问题的一种十分有效的方法——打靶法的基本思想, 先将常微分方程边值问题转化为相应的常微分方程初值问题, 其中在初始条件中包含了与终点边值条件个数相同的任意参数, 然后通过不断调整参数直到初值问题的解能够满足原来的边值条件。

Owen<sup>[41]</sup>指出: 处于稳定状态的风沙运动, 风作用于床面的剪应力等于使床面沙粒处于运动的最小剪应力, 即床面剪应力应取为 Bagnold<sup>[5]</sup>给出的临界冲击起动剪应力。因此, 本节在计算中将以风力作用于床面的剪应力是否为临界冲击起动风速所对应的剪应力作为风沙运动达到稳定状态的判定条件, 可以表示为:

$$\rho_a \left( kz \frac{du}{dz} \right)_{z=z_0}^2 = \tau_{*i} = \rho_a u_*^2 \quad (2-3-9)$$

其中  $u_{*t} = 0.08 \sqrt{\frac{\rho_g - \rho_a}{\rho_a} g D}$  是直径为  $D$  的沙粒所对应的临界冲击起动摩阻风速。对于给定大小的沙粒，由(2-3-5)式可以得到

$$z = z_0: \quad \frac{du}{dz} = \frac{0.08}{kz_0} \sqrt{\frac{\rho_g - \rho_a}{\rho_a} g D} \quad (2-3-10)$$

这样将原来的边值条件(2-3-8)转化为初值条件(2-3-10)，利用 Runge-Kutta 法对风场—沙粒运动相互耦合的基本方程进行求解，然后利用迭代法处理这组方程的非线性部分，通过对床面起沙率  $s$  的调整，使边值条件(2-3-8)得到满足。图 2.3.1 给出了计算流程图，在整个计算过程中， $k$ ， $g$ ， $\rho_a$ ， $\rho_g$ ， $D$ ， $c$ ， $a$  等参数保持不变。具体迭代步骤如下：

(1) 给出目标参数  $u_*$ ，可控参数  $s$  的初始值  $s^{(0)}$ ，由(2-3-10)式计算出  $\frac{du}{dz}$  在  $z = z_0$  的值，并假定  $N_1^{(0)}(z) = 0$ 。由于单位体积的沙粒数为 0，因此沙粒作用在单位体积风上的平均阻力也为 0，此时风速沿高度的初始分布  $u^{(0)}(z)$  满足

$$u^{(0)}(z) = \frac{u_{*t}}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (2-3-11)$$

(2) 将  $u^{(i-1)}(z)$  和  $N_1^{(i-1)}(z)$  代入方程(2-2-14)-(2-2-16)和(2-3-5)，结合初值条件(2-3-6)以及速度分布函数(2-1-7)，可以求出各沙粒群从起跳到冲击的整个运动轨迹  $x^{(i)}(t)$  和  $z^{(i)}(t)$ 。这里  $i=1, 2, 3, \dots$  表示第  $i$  次迭代过程。

(3) 将第  $i$  步得到的沙粒运动轨迹代入(2-3-5)和(2-2-8)式，结合初值条件(2-3-7)和(2-3-10)，可以求出在第  $i$  次迭代过程中风速沿高度的分布  $u^{(i)}(z)$  和不同高度处单位体积的沙粒数  $N_1^i(z)$ 。

(4) 重复步骤(2)-(3)的计算过程直到第  $i$  次迭代计算出来的  $u^{(i)}(z)$  与上一次迭代得到的  $u^{(i-1)}(z)$  满足  $|u^{(i)}(z) - u^{(i-1)}(z)| < \varepsilon_1$  为止。其中， $\varepsilon_1$  为预先给定的精度。

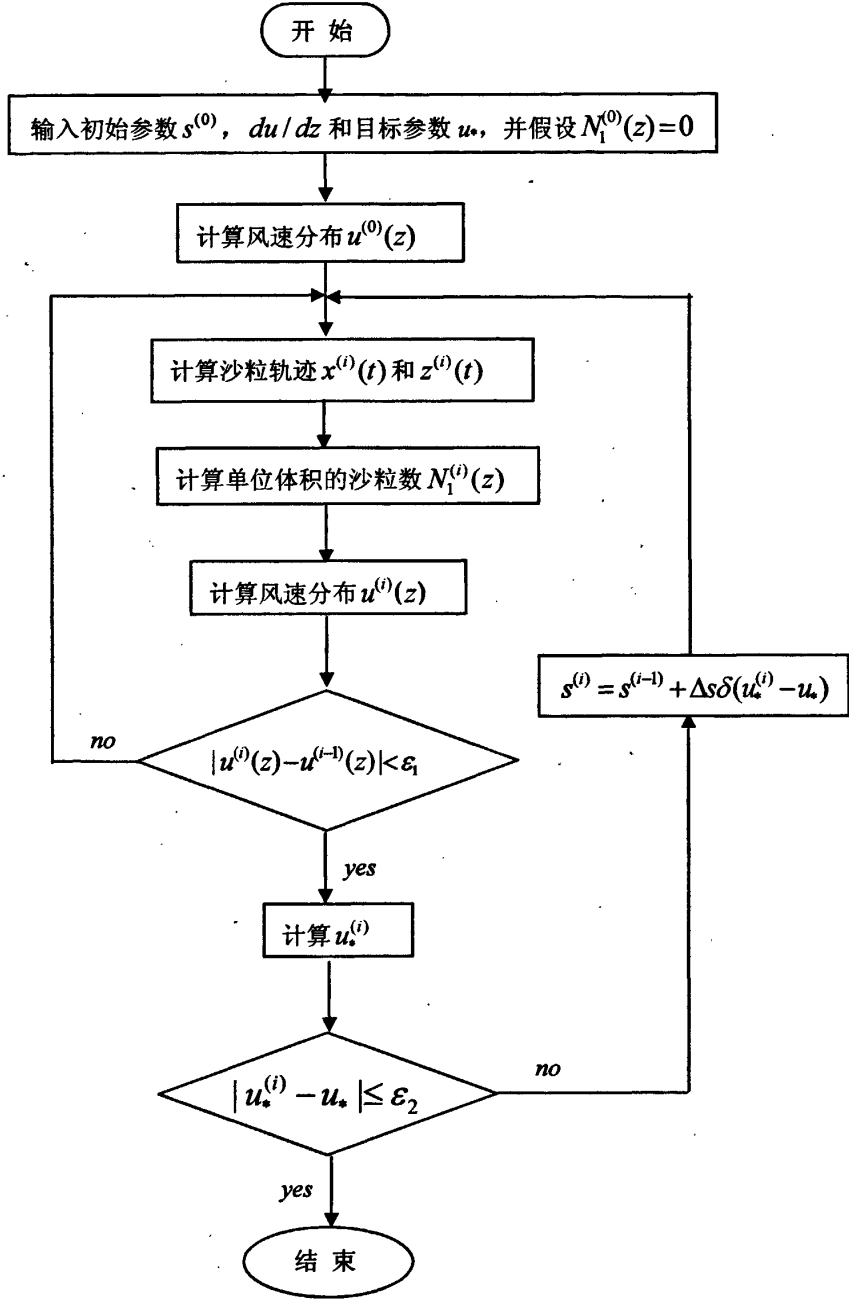


图 2.3.1 风沙电多场耦合跃移运动模型的计算流程图

(5) 由(2-3-4)式确定摩阻风速  $u_*^{(i)}$ ，并将  $u_*^{(i)}$  与目标参数  $u_*$  进行比较，如若不相等，则取

$$s^{(i)} = s^{(i-1)} + \Delta s \delta(u_*^{(i)} - u_*) \quad (2-3-12)$$

其中,  $\delta(u_n^{(i)} - u_n) = \begin{cases} -1, & u_n^{(i)} \geq u_n \\ 1, & u_n^{(i)} < u_n \end{cases}$ ,  $\Delta s$  为步长。

(6) 重复执行第(2)—(5)步, 直到  $|u_n^{(i)} - u_n| \leq \varepsilon_2$  为止, 其中,  $\varepsilon_2$  为预先给定的精度。

## 2.4 数值结果及分析

现从风沙电多场耦合跃移运动的理论模型出发, 采用上述计算步骤, 在给定不同沙粒粒径、不同初始旋转角速度和不同初始起跳速度下, 对沙粒在跃移运动过程中的受力进行数值模拟和比较分析, 进一步探讨沙粒所受各种作用力在跃移过程中的变化规律, 其中部分参数选取如表 2.4.1。

表 2.4.1. 模型参数

|               |          |                                              |
|---------------|----------|----------------------------------------------|
| von Karman 常数 | $k$      | 0.4                                          |
| 空气的运动粘滞性系数    | $\nu$    | $1.46 \times 10^{-5} \text{ m}^2 / \text{s}$ |
| 空气的运动粘滞性系数    | $\mu$    | $1.76 \times 10^{-5} \text{ kg} / \text{ms}$ |
| 空气密度          | $\rho_a$ | $1.23 \text{ kg} / \text{m}^3$               |
| 沙粒密度          | $\rho_g$ | $2650.0 \text{ kg} / \text{m}^3$             |

图 2.4.1 给出了阻力、静电力、Magnus 力和 Saffman 力与重力之比沿跃移高度的变化规律。

从图 2.4.1 可以看出, 当沙粒下降到接近床面 (约小于 0.008m) 时, 沙粒所受阻力小于重力, 在跃移的其他过程中, 阻力均大于重力。这表明在跃移过程中, 阻力所起的作用最大, 这与吴正<sup>[4]</sup>、杨保等人<sup>[9]</sup>所给出的定性结论是一致的。此外, 沙粒在上升阶段, 阻力不断增大, 当到达某一高度时达到最大值, 然后开始减小, 且沙粒在上升阶段受到的阻力明显大于下降阶段的阻力。Magnus 力和阻力有基本相同的变化规律, 即在上升阶段 Magnus 力不断增大, 当到达某一高度时达到最大值, 然后开始逐渐减小。当沙粒下降到接近地面时 (约小于 0.01m), 所受 Magnus 力与重力之比小于 0.1, 在其他过程中 Magnus 力与重力之比均大于 0.1。Saffman 力与重力之比在沙粒上

升阶段由起跳时的约 0.135 单调减小, 在下降过程中继续单调减小, 最小值达到约 0.025; 但当沙粒下降到床面附近( $<0.001\text{m}$ )时, 比值却开始增大, 到降落地面时达到 0.09。这说明跃移沙粒在近床附近所受的 Saffman 力最大。虽然 Saffman 力相对于重力而言比较小, 其比值仅在 2.5%~10%之间, 但它对沙粒从床面的起跳过程会产生很大的影响。最后来看静电力与重力之比沿跃移高度的变化规律。可以看出, 它在沙粒跃移的上升和下降阶段的变化规律是完全相同的, 即无论在上升或下降阶段, 同一高度处电场力相等, 且随高度的增大而单调减小。此外, 该比值始终大于 0.25, 可见静电力对沙粒跃移运动的影响较大。

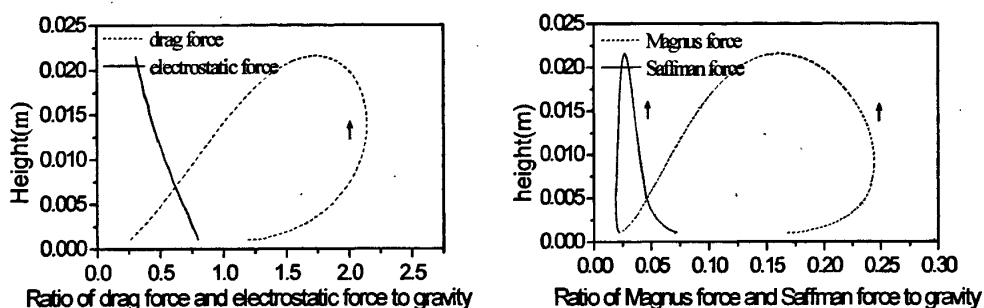


图 2.4.1 沙粒所受作用力在跃移过程中的变化规律

$$(v_{x0} = 0, v_{z0} = 0.8 \text{ m/s}, D = 0.25 \text{ mm}, u_* = 0.5 \text{ m/s}, \omega_0 = 400 \text{ rev/s})$$

由此可见, 上述各作用力在沙粒跃移过程中不是固定不变的, 而是随着跃移高度的变化而变化的; 沙粒从床面起跳时受各种作用力的影响较大, 并且在沙粒的上升过程中所受的作用力要明显大于下降过程中所受的作用力 (静电力除外)。下面对跃移过程中沙粒受到的 Saffman 力、Magnus 力和阻力进行逐一讨论, 所得结果示于图 2.4.2-2.4.4。

图 2.4.2 给出了跃移过程中沙粒粒径对沙粒所受作用力的影响。可以看出, 在给定条件下, 除了 Magnus 力与重力的比值在沙粒跃移的初始阶段 (跃移高度约小于  $0.001\text{m}$ ) 趋于相等外, 在整个上升阶段, 沙粒粒径对其所受各作用力的影响非常明显。在沙粒跃移的下降阶段, 沙粒粒径对阻力和 Saffman 力的影响逐渐减小, 并在下落到接近沙床表面 (距床面约小于  $0.001\text{m}$ ) 时, 阻力和 Saffman 力几乎不受粒径的影响而趋于相等, 而 Magnus 力仍然受到沙粒粒径的较大影响。

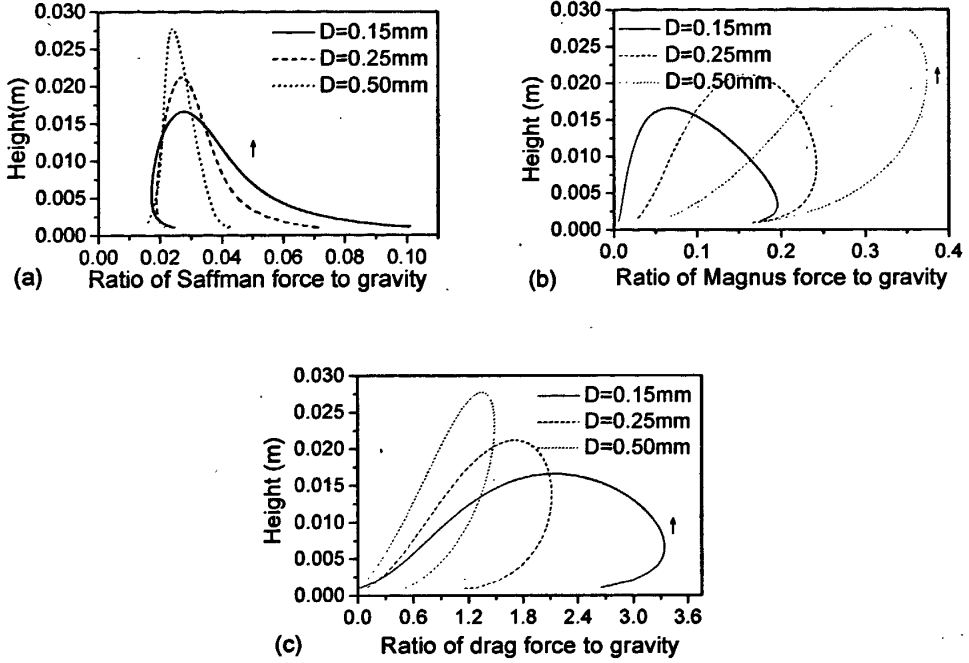
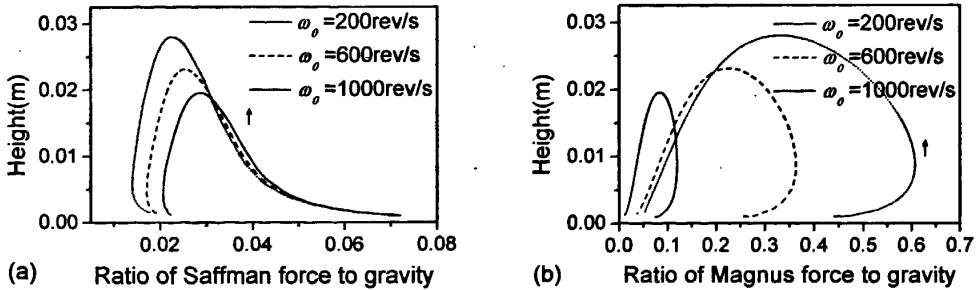


图 2.4.2 不同粒径的沙粒所受作用力在跃移过程中的变化规律

$$(v_{x0} = 0, v_{z0} = 0.8 \text{ m/s}, u_* = 0.6 \text{ m/s}, \omega_0 = 400 \text{ rev/s})$$

对于不同的初始旋转角速度，沙粒所受各作用力在跃移过程中的变化规律由图 2.4.3 给出。可以看出，在给定沙粒起跳初速度、沙粒粒径和摩阻风速的条件下，沙粒所受到的阻力和 Saffman 力在沙粒跃移运动的上升阶段几乎不受初始旋转角速度的影响；在下降阶段，阻力和 Saffman 力与重力的比值随着旋转角速度的增大而减小。而初始旋转角速度对 Magnus 力的影响非常明显，在沙粒跃移运动的全过程中，Magnus 力随着旋转角速度的增大而增大，且在沙粒跃移运动的上升阶段所产生的影响要大于在下降阶段对 Magnus 力的影响。



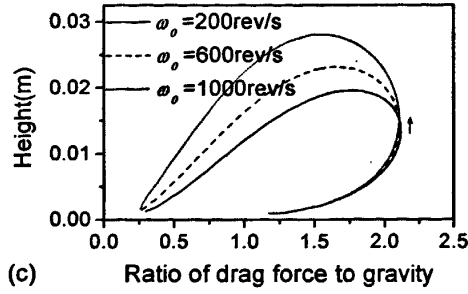


图 2.4.3 不同初始旋转角速度下沙粒所受作用力在跃移过程中的变化规律

 ( $v_{x0} = 0$ ,  $v_{z0} = 0.8$  m/s,  $D = 0.25$  mm,  $u_* = 0.6$  m/s)

图 2.4.4 给出了不同起跳速度下各种作用力在跃移过程中的变化规律。可以看到，在给定沙粒粒径、摩阻风速及旋转角速度时，在沙粒跃移的初始阶段，起跳速度对沙粒所受各种作用力的影响很小；但是随着沙粒跃移高度的增大，起跳速度对沙粒所受各种作用力的影响也随之增大。

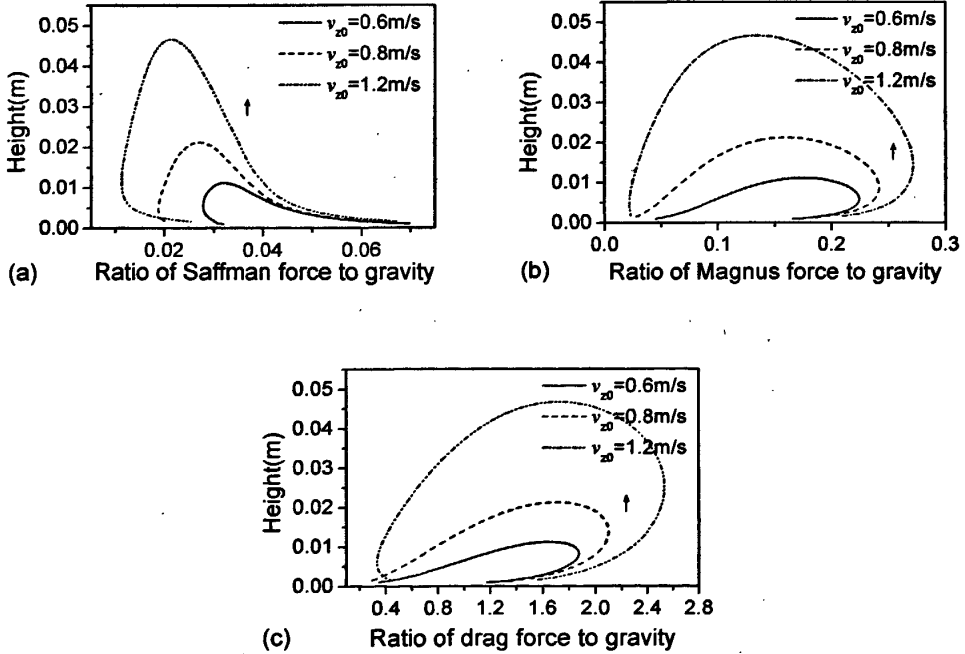


图 2.4.4 不同起跳速度下沙粒所受作用力在跃移过程中的变化规律

 ( $v_{x0} = 0$ ,  $D = 0.25$  mm,  $u_* = 0.6$  m/s,  $\omega_0 = 400$  rev/s)

通过以上对沙粒在跃移过程中的受力分析，我们可以看出，不论是阻力和重力还是静电力、Magnus 力和 Saffman 力，他们对沙粒的跃移运动都有一定的影响，各作

用力对沙粒跃移运动所起的作用由大到小依次为阻力、重力、静电力、Magnus 力和 Saffman 力。所以在对风沙运动的研究中这些力是不能忽略的。

## 2.5 本章小结

本章在较为全面考虑运动沙粒受力的基础上,将沙粒起跳速度分布函数与描述风沙跃移运动的风沙电耦合模型相结合,通过将沙粒在跃移过程中所受到的各种作用力与沙粒自身重力进行比较分析,得出以下结论:各作用力对沙粒跃移运动所起的作用由大到小依次为阻力、重力、静电力、Magnus 力和 Saffman 力。阻力一般情况下大于重力,甚至高达重力的几倍;静电力约为重力的 20%以上;Magnus 力大多数情况下约为重力的 10%~70%;Saffman 力一般仅在沙粒重力的 10%以内。值得指出的是,上述各作用力在沙粒跃移过程中是随着跃移高度的变化而不断变化的,其大小随着沙粒的跃移高度而呈现出一定的变化规律,并受到沙粒粒径、沙粒初始旋转角速度以及初始起跳速度的显著影响。

### 第三章 脉动风场下沙粒跃移运动

沙粒在气流中的运动不仅与沙粒的受力机制密切相关,而且与风场密切相关。在众多对沙粒跃移运动的研究中,大多数模型中对风场的描述几乎全部采用风场的平均速度,这样处理不仅容易把握风速变化的总体趋势,而且对揭示风沙流的主要特征十分有利。但不论是在风洞还是野外,风速无时无刻不在变化之中,表现出固有的脉动特性。如果不考虑风速的脉动特性,势必损失一些信息,对风沙流的描述将不够准确和细致,得到的结论有时与实际情况出入较大,如基于平均风速计算的输沙量往往与实测输沙量不符,这给实际应用带来了不便。所以,充分考虑风速脉动特性,研究非恒定条件下的风沙流特性应是目前风沙运动研究的一个趋势,也是建立严密风沙流科学的理论需求。本章从风沙耦合作用下的沙粒跃移运动模型出发,在同时考虑风场水平脉动和垂向脉动,以及沙粒的重力、拖曳力、Magnus 力、Saffman 力和静电力的条件下,对风沙跃移运动轨迹和输沙量进行了数值模拟。

#### 3.1 脉动风场的实验分析及随机模拟

目前研究湍流时广泛采取的方法是平均法,即把湍流看成是由两个流动叠加而成,一是平均流动,二是脉动流动。我们知道不论是在风洞还是在野外,风场全都是湍流(脉动)的。图 3.1.1 给出了由兰州大学西部灾害与环境力学教育部重点实验室在甘肃民勤地区测得的距沙床表面高度为 25 cm 和 57cm 处不同时刻的水平风速。

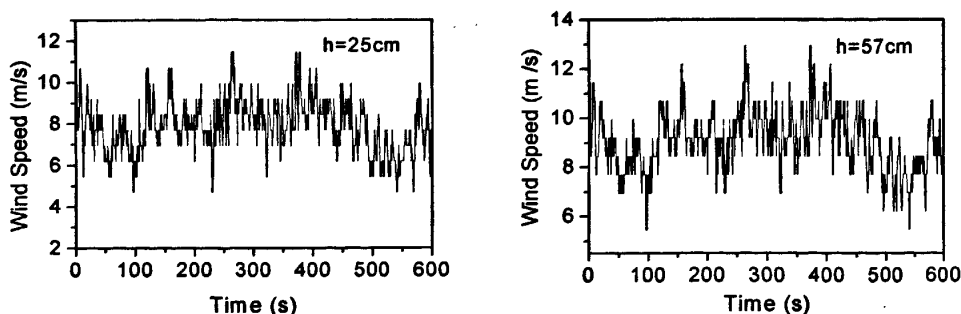


图 3.1.1 不同高度处的实测风速

根据图 3.1.1, 瞬时水平风速可以分为水平平均风速和水平脉动风速两部分, 即

$$u = \bar{u} + u' \quad (3-1-1)$$

其中  $\bar{u}$  是水平平均风速，即对不同时段测得的风速的平均值，它是稳定的，不随时间变化而变化的。 $u'$  是水平脉动风速，即瞬时风速与平均风速之差。由此我们可以得到实测风速中的水平脉动风速，结果如图 3.1.2。

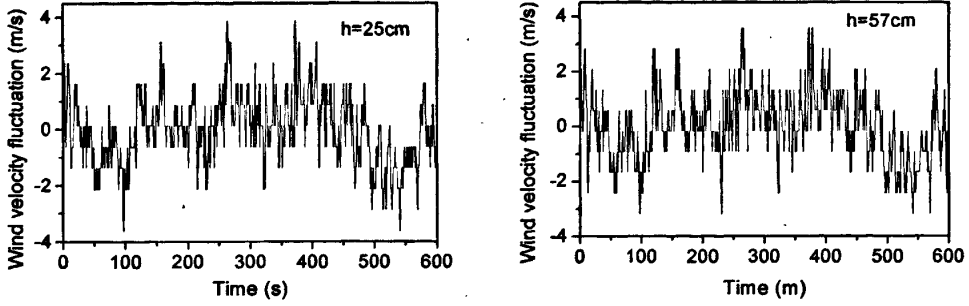


图 3.1.2 不同高度处实测风速的脉动风速

由图可见，风速脉动的最大值接近 4m/s，这说明在描述风沙运动的数学模型中不可忽略风场的脉动对沙粒运动的影响。

引入  $\sigma_u$  表示脉动强度，即风场脉动值的均方根，则由概率论的知识可以得到：

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (u_i - \bar{u})^2} \quad (3-1-2)$$

由(3-1-2)式我们可以得到实测风速在  $h=25\text{cm}$  和  $h=57\text{cm}$  高度处风速的脉动强度分别为 1.24 和 1.22。通过对实验数据的分析，得到实测风场的平均风速  $\bar{u}$ ，求解风场的对数分布函数，得到摩阻风速  $u_*$  大约为 0.48m/s。所以风场的脉动强度  $\sigma_u \approx 2.55 u_*$ 。

为了对这一风场进行随机模拟，本文用 Shao<sup>[32]</sup> 给出的 Langevin 方程来描述水平脉动风速和垂向脉动风速，即：

$$du' = -\frac{u'}{T_{Lu}} dt + \sqrt{C_0 \varepsilon} d\xi \quad (3-1-3)$$

$$dw' = -\frac{w'}{T_{Lw}} dt + \sqrt{C_0 \varepsilon} d\xi \quad (3-1-4)$$

其中， $T_{Lu} = 2\sigma_u^2 / C_0 \varepsilon$ ， $T_{Lw} = 2\sigma_w^2 / C_0 \varepsilon$  是拉格朗日时间尺度； $C_0$  是 Kolmogorov 常数； $\varepsilon$  是湍流动量的分散率。这里分散率  $\varepsilon$  以及均方差  $\sigma_u$  和  $\sigma_w$  都与摩阻风速  $u_*$  相关，且

$\varepsilon = u_*^3 / \kappa z$ ,  $\sigma_u = 2.4u_*$ ,  $\sigma_w = 1.2u_*$ 。其中  $d\xi$  是具有均值为 0 方差为  $dt$  的 Gaussian 概率密度分布的随机函数，在数值模拟过程中可由计算机自动生成。

在大气层中，受地表粗糙度的影响，并因空气的粘性附着在地面附近形成了明显的铅直风速梯度，因此地表风场的平均水平风速由 Owen<sup>[41]</sup>提出的动态穿面上的风场对数方程给出，即：

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{2gz}{0.0207u_*^2} \quad (3-1-5)$$

而风场的垂向风速只有垂向脉动风速  $w'$ ，因为平均垂向风速一般认为等于零。

利用式(3-1-3)和(3-1-5)对风场进行数值模拟，取时间间隔为 1 秒，则沿水平方向的风场和水平方向的脉动速度的数值模拟结果示于图 3.1.3 和 3.1.4。

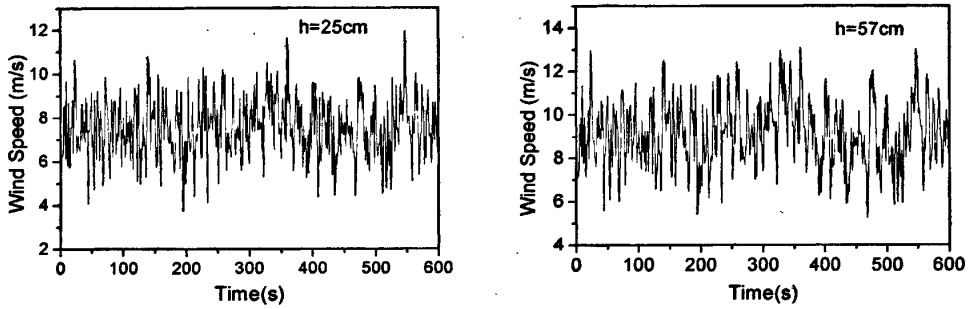


图 3.1.3 风场沿水平方向的数值模拟结果

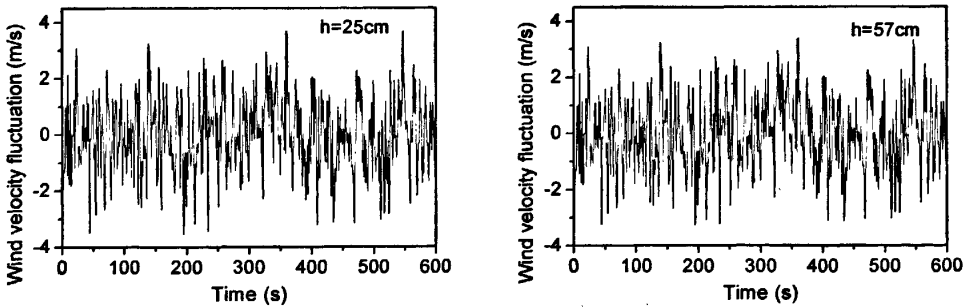


图 3.1.4 风场沿水平方向的脉动风速的数值模拟结果

由图可见，数值模拟的脉动风速的最大值也接近 4m/s，此外与图 3.1.1 和 3.1.2 相比，可以看出描述风场脉动的表达式(3-1-3)-(3-1-5)还是很好地再现了图 3.1.1 和

3.1.2 所给的测量结果。所以本文用表达式(3-1-3)-(3-1-5)描述脉动风场是可行的。

## 3.2 脉动风场下沙粒的跃移运动轨迹

当风沙运动达到稳定状态时,沙粒运动所满足的 Newton 运动方程,由第二章的式(2-2-11)-(2-2-13)描述,即

$$\frac{1}{6}\pi\rho_g D^3 \frac{d^2 x}{dt^2} = -F_{dx} + F_{mx} \quad (3-2-1)$$

$$\frac{1}{6}\pi\rho_g D^3 \frac{d^2 z}{dt^2} = -F_g - F_{dz} + F_{mz} + F_l + F_{ez} \quad (3-2-2)$$

$$I \frac{d\omega}{dt} = M \quad (3-2-3)$$

其中电场强度  $E(z)$  仅是地表高度的函数,即<sup>[42]</sup>

$$E(z) = 51000.0(100.0z)^{-0.6} \quad (3-2-4)$$

该电场对沙粒产生的静电力为:

$$F_{ez} = mcE(z) \quad (3-2-5)$$

所以,若不考虑风场和沙粒运动之间的耦合作用,则得到沙粒在脉动风场中的运动方程为:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = 0.75 \frac{\rho_a}{\rho_g} \left[ \left( \omega - \frac{1}{2} \frac{du}{dz} \right) (\dot{z} - w') - \frac{C_D}{D} \sqrt{(\dot{x} - u)^2 + (\dot{z} - w')^2} (\dot{x} - u) \right] \quad (3-2-6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 z}{dt^2} = & 0.75 \frac{\rho_a}{\rho_g} \left[ -\left( \omega - \frac{1}{2} \frac{du}{dz} \right) (\dot{x} - u) - \frac{C_D}{D} \sqrt{(\dot{x} - u)^2 + (\dot{z} - w')^2} (\dot{z} - w') + 0.85 \frac{C_D}{D} (u_{top}^2 - u_{bot}^2) \right] \\ & -g + 51000.0(100.0z)^{-0.6} c \end{aligned} \quad (3-2-7)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{60\mu}{\rho_g D^2} \left( \omega - \frac{1}{2} \frac{du}{dz} \right) \quad (3-2-8)$$

其中,水平平均风速  $\bar{u}$  有式(3-1-5)给出,水平脉动速度和垂向脉动速度有式(3-1-3)和(3-1-4)给出。各个参数与第二章相同,相应的初值条件和边值条件分别为:

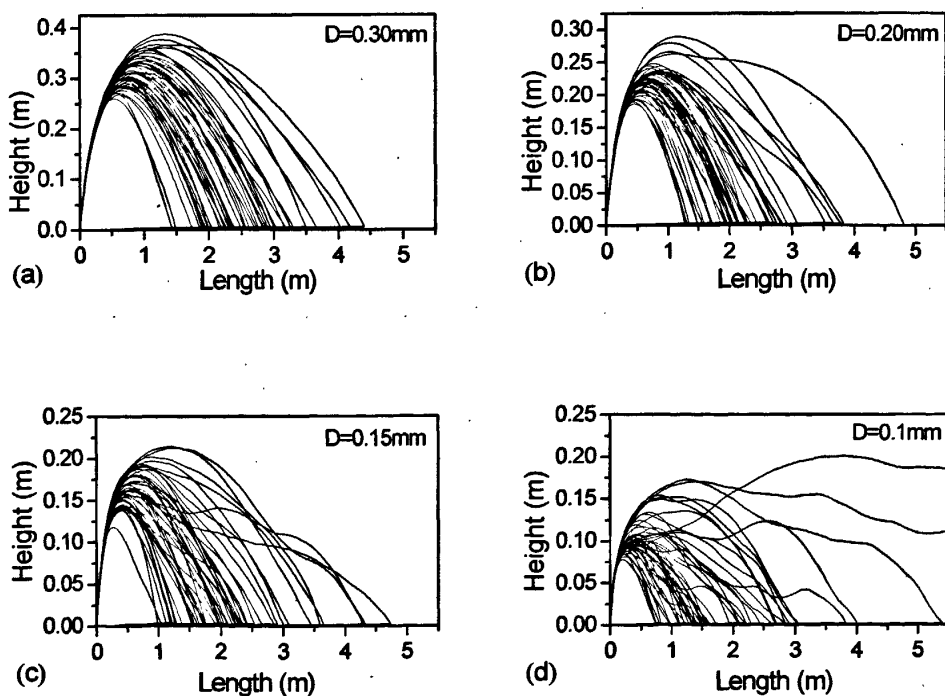
$$t = 0 : x = 0, z = \frac{D}{30}, \dot{x} = v_{x0}, \dot{z} = v_{z0}, \omega = \omega_0 \quad (3-2-9)$$

$$Z=Z_0 : u=0 \quad (3-2-10)$$

$$Z \rightarrow \infty : zk \frac{du}{dz} = u. \quad (3-2-11)$$

对于此模型，这是一组有非线性微分方程组构成的初值问题，只要给定了沙粒运动的初始状态，即相应的初值条件，就可以得到方程组的解。具体步骤为：首先，对式(3-1-3)-(3-1-5)求解，即可得到不同高度处的风速；然后，将得到的不同高度的风速带入式(3-2-6)-(3-2-8)，利用 Runge-Kutta 法求解此微分方程组，就得到跃移沙粒的运动轨迹。

图 3.2.1 给出的是摩阻风速为  $0.32m/s$  时，五种不同粒径沙粒的跃移运动轨迹，每一粒径均给出了 50 颗沙粒的跃移运动轨迹。其中，(a):  $D=0.30mm$ ; (b):  $D=0.20mm$ ; (c):  $D=0.15mm$ ; (d):  $D=0.10mm$ ; (e):  $D=0.05mm$ 。



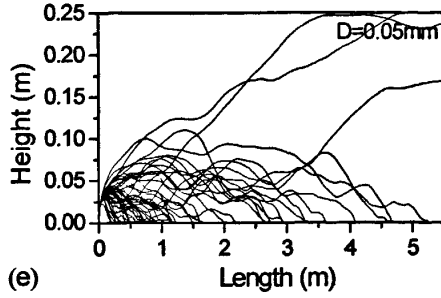


图 3.2.1  $u=0.32\text{m/s}$  时不同沙粒的跃移运动轨迹 ( $v_{x0}=0$ ,  $v_{z0}=2\text{m/s}$ ,  $\omega_0=100\text{rev/s}$ )

从图 3.2.1 可以看出, 风场的脉动特性对沙粒的跃移运动轨迹有显著的影响。在脉动风场下沙粒的跃移轨迹具有随机性而不再是一固定轨迹, 即初始条件相同的沙粒也会因为风场的脉动而导致其运动轨迹不同; 当沙粒粒径较大时, 沙粒跃移运动的轨迹呈光滑的抛物线型, 但随着沙粒粒径的减小, 风场的脉动对其跃移轨迹的影响越来越大, 其跃移运动的轨迹由抛物线逐渐变为不规则曲线, 而且对风的跟随性也越来越大, 当沙粒粒径小于  $0.1\text{mm}$  时, 沙粒甚至可以进入悬移运动状态。

### 3.3 脉动风场下风沙耦合模型及计算方法

事实上, 跃移沙粒在受风场作用的同时, 对风场也产生阻滞作用, 从而改变风速的分布<sup>[5, 18]</sup>。根据牛顿第三定律, 风场作用于跃移沙粒的力与沙粒作用于风场的力大小相等, 方向相反, 因此风场与跃移沙粒之间的相互耦合作用可以通过单位体积风场所受到的体积力  $F_x$  来表示。因为平均垂向风速等于零, 所以这里不需要考虑垂直方向沙粒与风场的耦合作用, 而只需要考虑水平方向沙粒与风场的耦合作用。耦合后的平均水平风速方程由第二章的式(2-3-5)描述, 即

$$\frac{d^2 \bar{u}}{dz^2} = -\frac{1}{z} \frac{d\bar{u}}{dz} - \frac{\pi \rho_s s D^3}{12 \rho_a k^2 z^2} \frac{d\bar{u}}{dz} \int f(v_0) \times \left[ \frac{\ddot{x}_\uparrow(v_0, z)}{\dot{z}_\uparrow(v_0, z)} - \frac{\ddot{x}_\downarrow(v_0, z)}{\dot{z}_\downarrow(v_0, z)} \right] dv_0 \quad (3-3-1)$$

因此, 描述地表风场的平均水平风速方程(3-3-1)与描述水平脉动风速和垂向脉动风速的 Langevin 方程(3-1-3)-(3-1-4)、以及沙粒的跃移运动方程(3-2-6)-(3-2-8)构成了考虑风沙耦合作用的脉动风场下风沙跃移运动的理论模型。描述风沙耦合的基本方程是一组非线性微分方程构成的初、边值问题, 我们可以采用第二章中所描述的数值算

法对其进行求解。首先引入初值条件

$$z = z_0: \quad \frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{0.08}{kz_0} \sqrt{\frac{\rho_g - \rho_a}{\rho_a}} gD \quad (3-3-2)$$

这样就将原来的边值条件(3-2-11)转化为初值条件(3-3-2)，然后利用 Runge-Kutta 法对风场—沙粒运动相互耦合的基本方程进行迭代求解，通过对床面起沙率  $s$  的调整，最后使边值条件(3-2-11)得到满足。计算流程图示于图 3.3.1，在整个计算过程中， $k$ ， $g$ ， $\rho_a$ ， $\rho_g$ ， $D$ ， $c$  等参数保持不变。具体迭代步骤如下：

(1) 给出目标参数  $u_*$ ，以及可调控参数  $s$  的初始值  $s^{(0)}$ ，由式(3-3-2)计算出  $\frac{d\bar{u}}{dz}$  在  $z = z_0$  的值，并假定沙粒作用在单位体积风上的平均阻力为 0，此时由初值条件(3-2-10)和(3-3-2)对风速方程(3-3-1)进行求解，可以计算出风速沿高度的初始分布  $\bar{u}^{(0)}(z)$  遵循对数律，即

$$\bar{u}^{(0)}(z) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_0} \quad (3-3-3)$$

(2) 由式(3-1-3)和(3-1-4)计算出  $u'$  和  $w'$ ，并将  $u'$ 、 $w'$ 、 $\bar{u}^{(i-1)}(z)$  代入方程(3-2-6)-(3-2-8)和(3-3-1)，结合初值条件(3-3-2)以及任意一个起跳速度分布函数，可以求出各个沙粒群从起跳到冲击的整个运动轨迹  $x^{(i)}(t)$  和  $z^{(i)}(t)$ 。这里  $i=1, 2, 3, \dots$  表示第  $i$  次迭代过程。

(3) 将第  $i$  步得到的沙粒运动轨迹代入(3-3-1)式，结合初值条件(3-2-9)和(3-3-2)，可以求出在第  $i$  次迭代过程中风速沿高度的分布  $\bar{u}^{(i)}(z)$ 。

(4) 重复步骤(2)-(3)的计算过程直到第  $i$  次迭代计算出来的  $\bar{u}^{(i)}(z)$  与上一次迭代得到的  $\bar{u}^{(i-1)}(z)$  满足  $|\bar{u}^{(i)}(z) - \bar{u}^{(i-1)}(z)| < \varepsilon_1$  为止。其中， $\varepsilon_1$  为预先给定的精度。

(5) 由(3-3-4)式确定摩阻风速  $u_*^{(i)}$ ，并将  $u_*^{(i)}$  与目标参数  $u_*$  进行比较，如若不相等，则取

$$s^{(i)} = s^{(i-1)} + \Delta s \delta(u_*^{(i)} - u_*) \quad (3-3-4)$$

其中,  $\delta(u_*^{(i)} - u_*) = \begin{cases} -1, & u_*^{(i)} \geq u_* \\ 1, & u_*^{(i)} < u_* \end{cases}$ ,  $\Delta s$  为步长。

(6) 重复执行第(2) — (5)步, 直到  $|u_*^{(i)} - u_*| \leq \varepsilon_2$  为止, 其中,  $\varepsilon_2$  为预先给定的精度。

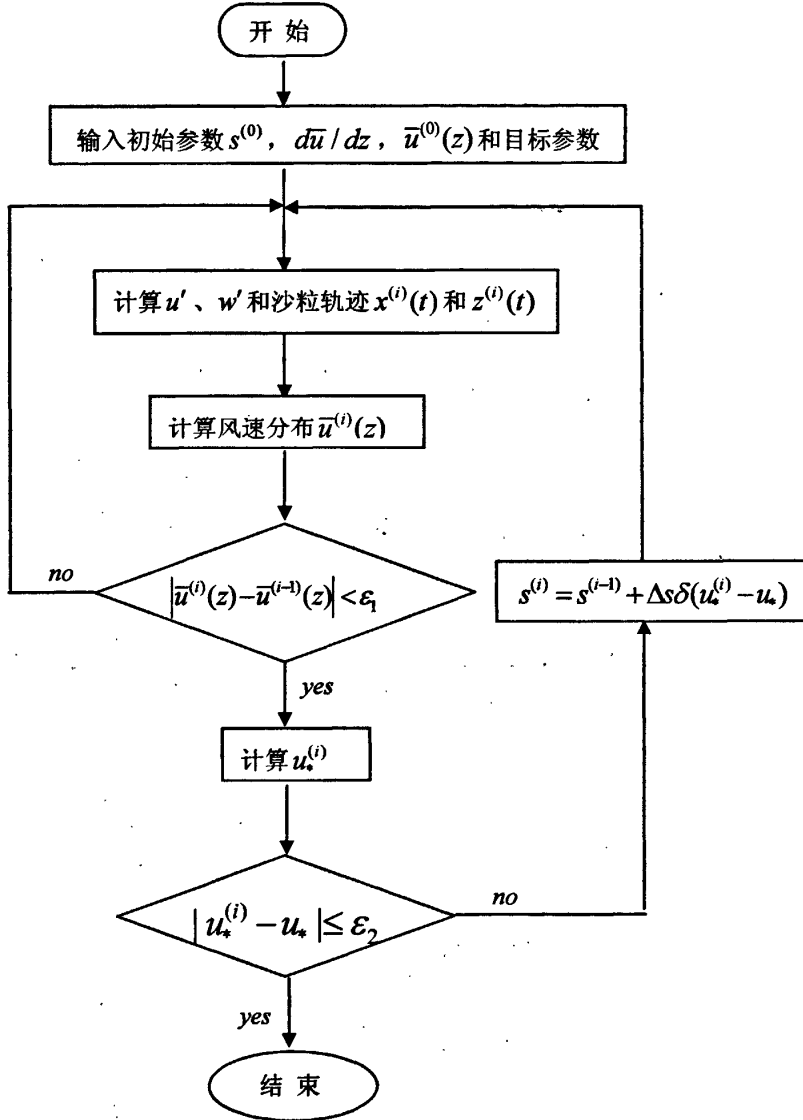


图 3.3.1 迭代格式示意图

### 3.4 计算程序的验证

为了保证本文给出的有关脉动风场计算的理论公式与计算程序的正确性, 我们将

对输沙量沿高度的分布进行模拟，并与实验结果进行比较。

从考虑风—沙耦合作用的沙粒跃移运动的理论模型出发，如果单位时间单位面积上的  $s$  颗沙粒是以同一速度起跳，则在由微元面积  $dx dy$  与高度  $dz = \dot{z} dt$  组成的体积  $\dot{z} dx dy dt$  内有

$$\bar{n} \dot{z} dx dy dt = s dx dy dt \quad (3-4-1)$$

其中  $\bar{n}$  为此时体积元内的沙粒浓度。考虑到在同一跃移层高度同时有向上和向下的运动沙粒，则沙粒浓度  $n$  为

$$n = \bar{n}_\uparrow + \bar{n}_\downarrow = s \left( \frac{1}{\dot{z}_\uparrow(v_0, z)} - \frac{1}{\dot{z}_\downarrow(v_0, z)} \right) \quad (3-4-2)$$

这里下标“ $\uparrow$ ”和“ $\downarrow$ ”分别表示沙粒处于向上和向下运动。而当  $s$  颗沙粒以所有可能的速度  $f(v_0)$  起跳时，沙粒输沙量  $Q(z)$  沿高度的分布分别表示为

$$Q(z) = \frac{1}{6} \pi \rho_g s D^3 \int f(v_0) \times \left[ \frac{\dot{x}_\uparrow(v_0, z)}{\dot{z}_\uparrow(v_0, z)} - \frac{\dot{x}_\downarrow(v_0, z)}{\dot{z}_\downarrow(v_0, z)} \right] dv_0 \quad (3-4-3)$$

则一旦选定沙粒的起跳速度分布  $f(v_0)$ ，则可由式 (3-4-3) 求出跃移层内不同高度处的输沙量

为了更清楚地说明问题，这里选取 Anderson and Haff<sup>[14]</sup>提到的沙粒起跳速度分布函数为代表，即 Gamma 分布，并假设沙粒几乎都是垂直从地面起跳跃入空中的，则沙粒起跳的垂直速度分布函数  $f(\dot{z}_0)$  为：

$$f(\dot{z}_0) = \frac{27}{2} \frac{1}{0.96u_*} \left( \frac{\dot{z}_0}{0.96u_*} \right)^3 \exp\left(-3 \frac{\dot{z}_0}{0.96u_*}\right) \quad (3-4-4)$$

现将输沙量的计算结果与 Zhou 等<sup>[43]</sup>在沙坡头野外风洞中测得的实验结果进行比较。由于实验中风速的大小是用风洞的轴线风速表示的，需将其转化为摩阻风速。轴线风速  $u_m$  与摩阻风速  $u_*$  的关系可表示为<sup>[44]</sup>：

$$u_* = (u_m - 4.32337) / 11.49557 \quad (3-4-5)$$

图 3.4.1 给出的是轴向风速分别为 10 m/s、12 m/s、14 m/s、16 m/s 时，考虑风场

脉动和不考虑风场脉动情况下, 0.228mm 粒径的沙粒的输沙量以及 Zhou 等<sup>[43]</sup>在沙坡头野外风洞中测得的实验结果。

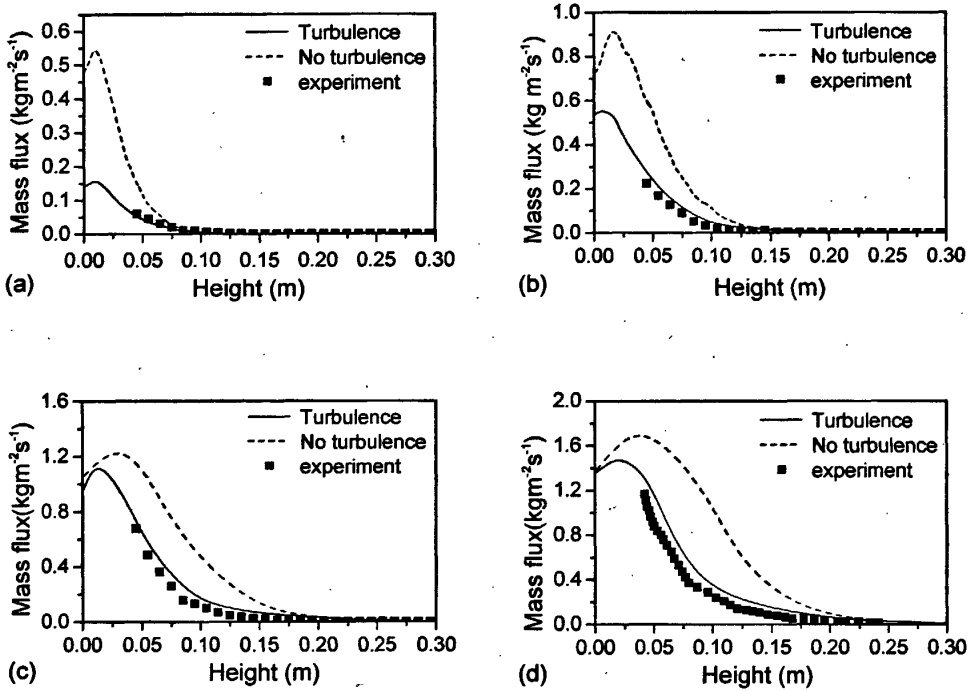


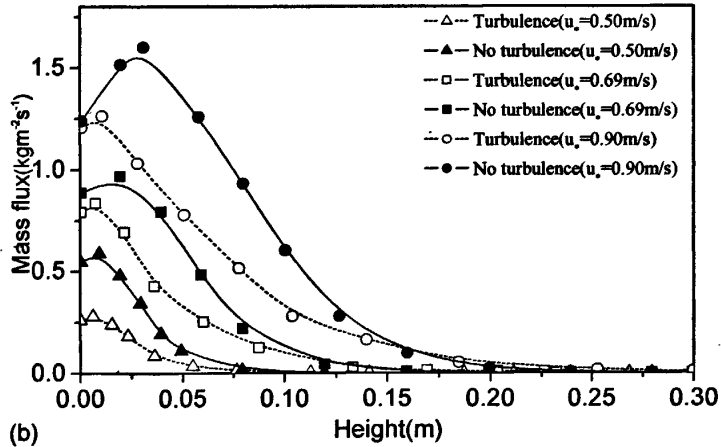
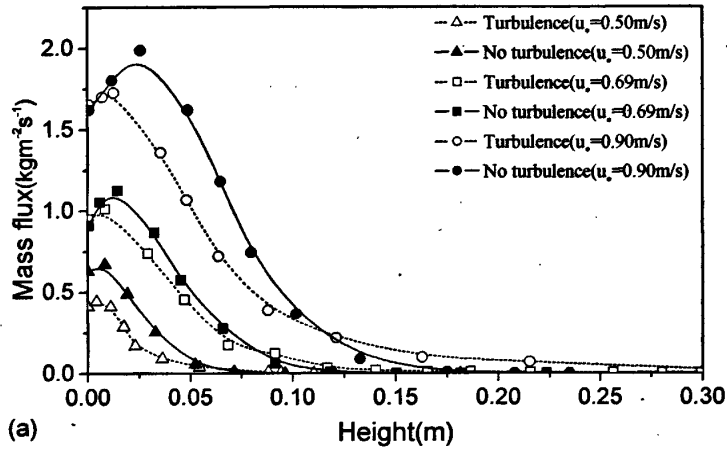
图 3.4.1  $D=0.228\text{mm}$  时考虑风场脉动和不考虑风场脉动时输沙量沿高度的分布以及与实验值的比较。其中, (a):  $u_{in}=10\text{m/s}$ , (b):  $u_{in}=12\text{m/s}$ , (c):  $u_{in}=14\text{m/s}$ , (d):  $u_{in}=16\text{m/s}$ 。

从图 3.4.1 中可以看出, 若不考虑风场脉动, 输沙量的理论计算结果与实验结果有较大的差别, 而考虑风场脉动情况下的输沙量理论计算结果与实验结果吻合较好。比如: 当轴线风速为 10 m/s 时, 在 4.5 cm 高度处, 不考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $0.1469\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , 考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $0.0519\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , 而实验测量结果相同为  $0.0595\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。当轴线风速为 12 m/s 时, 在 4.5cm 高度处, 不考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $0.5945\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , 考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $0.246\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , 而实验测量结果相同, 均为  $0.224\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。当轴线风速为 14 m/s 时, 在 4.5cm 高度处, 不考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $1.172\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , 考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $0.712\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , 而实验测量结果相同, 均为  $0.676\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。当轴线风速为 16 m/s 时, 在 4.5cm 高度处, 不考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $1.673\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , 考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $1.2702\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , 而实验测量结果

相同, 均为  $1.059\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。因此在计算输沙量时考虑风场的脉动是必要的, 而且本文的模型也是合理的。

### 3.5 脉动风场对输沙量的影响

为了进一步说明脉动风场对输沙量的影响, 图 3.5.1 给出了粒径分别为  $0.15\text{mm}$ 、 $0.2\text{mm}$ 、 $0.25\text{mm}$  时, 考虑风场脉动和不考虑风场脉动两种情况下, 摩阻风速分别为  $0.5\text{m/s}$ 、 $0.69\text{m/s}$ 、 $0.90\text{m/s}$  的输沙量沿高度的分布规律。



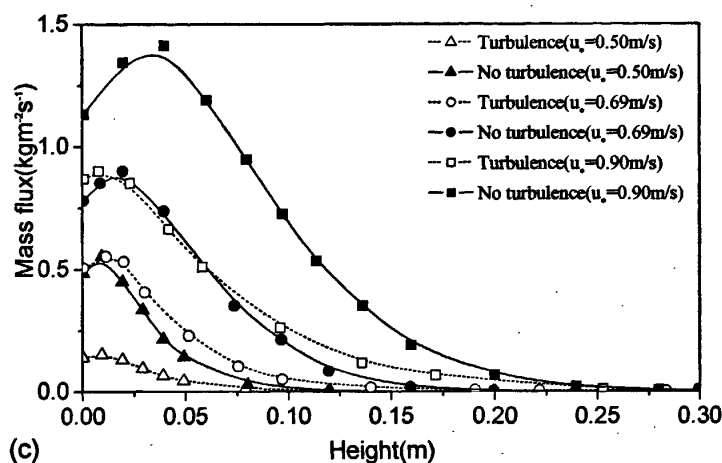


图 3.5.1 考虑风场脉动和不考虑风场脉动不同摩阻风速下输沙量沿高度的分布规律。

其中, (a):  $D=0.15\text{ mm}$ ; (b):  $D=0.20\text{ mm}$ ; (c):  $D=0.25\text{ mm}$

从图 3.5.1 可以看出:

1. 在脉动风场作用下, 风沙流结构仍保持有分层特征。输沙量沿高度的分布按其强度可分为三层: 在贴近地面附近, 输沙量沿高度的增大而线性增大的线性增加层; 随着高度的增加, 风沙流的输运能力达到极限值, 此时输沙量趋于饱和的饱和层; 当输沙量达到饱和后, 随着高度的增加, 输沙量按  $e$  的负指数衰减的单调下降层。

2. 在脉动风场作用下, 对于同一粒径的沙粒, 随着摩阻风速的增大, 同一高度的输沙量明显增大。比如当沙粒粒径为  $0.15\text{ mm}$ , 摩阻风速为  $0.50\text{ m/s}$ , 在距地表  $4\text{ cm}$  高度处, 输沙量为  $0.08227\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ; 摩阻风速为  $0.69\text{ m/s}$ , 在距地表  $4\text{ cm}$  高度处, 输沙量为  $0.5644\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ; 摩阻风速为  $0.90\text{ m/s}$ , 在距地表  $4\text{ cm}$  高度处, 输沙量为  $1.2455\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。

3. 对于同一粒径的沙粒, 考虑风场脉动时, 在地表附近, 输沙量明显小于不考虑风场脉动时同一高度的输沙量; 而随着摩阻风速的增大, 在某一高度以上, 输沙量大于不考虑脉动时的输沙量。而且沙粒粒径越小, 摩阻风速越大, 这一现象越明显。这一现象与考虑风场脉动时沙粒的运动轨迹所表现出的特征是一致的。

比如当沙粒粒径为  $0.15\text{ mm}$ , 摩阻风速为  $0.50\text{ m/s}$ , 在距地表  $4\text{ cm}$  高度处, 不考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $0.18176\text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , 考虑风场脉动时输沙量的计算结

果为  $0.08227 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ；摩阻风速为  $0.69 \text{ m/s}$ ，在距地表  $4 \text{ cm}$  高度处，不考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $0.6945 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $0.5644 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ；摩阻风速为  $0.90 \text{ m/s}$ ，在距地表  $4 \text{ cm}$  高度处，不考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $1.743 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ，考虑风场脉动时输沙量的计算结果为  $1.2455 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。表 3.5.1 给出了不同摩阻风速下在距地表  $4 \text{ cm}$  高度处，考虑风场脉动和不考虑风场脉动时的输沙量。

表 3.5.1 距地表  $4 \text{ cm}$  高度处，考虑风场脉动和不考虑风场脉动时的输沙量。

| 输沙量 \ 摩阻风速 | 0.50 m/s                                | 0.69 m/s                               | 0.90m/s                                |
|------------|-----------------------------------------|----------------------------------------|----------------------------------------|
| 考虑脉动       | $0.08227 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $0.5644 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $1.2455 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ |
| 不考虑脉动      | $0.18176 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $0.6945 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ | $1.743 \text{ kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$  |

当沙粒粒径为  $0.15 \text{ mm}$ ，摩阻风速为  $0.50 \text{ m/s}$ ，在距地表高度大于  $6.3 \text{ cm}$  时，考虑风场脉动时输沙量大于不考虑风场脉动时输沙量；沙粒粒径为  $0.15 \text{ mm}$ ，摩阻风速为  $0.69 \text{ m/s}$ ，在距地表高度大于  $8.2 \text{ cm}$  时，考虑风场脉动时输沙量大于不考虑风场脉动时输沙量；沙粒粒径为  $0.15 \text{ mm}$ ，摩阻风速为  $0.90 \text{ m/s}$ ，在距地表高度大于  $11.4 \text{ cm}$  时，考虑风场脉动时输沙量大于不考虑风场脉动时输沙量；沙粒粒径为  $0.20 \text{ mm}$ ，摩阻风速为  $0.90 \text{ m/s}$ ，在距地表高度大于  $16.4 \text{ cm}$  时，考虑风场脉动时输沙量大于不考虑风场脉动时输沙量；沙粒粒径为  $0.25 \text{ mm}$ ，摩阻风速为  $0.90 \text{ m/s}$ ，在距地表高度大于  $23 \text{ cm}$  时，考虑风场脉动时输沙量大于不考虑风场脉动时输沙量。

由上述数值模拟结果可以看出，脉动风场对跃移沙粒运动轨迹和输沙量都有显著的影响，且考虑脉动风场时的输沙量计算结果更接近实验值。因此，在对风沙运动的研究中考虑脉动风场作用是非常必要的。

### 3.6 本章小结

本章在较为全面地考虑跃移运动沙粒受力的基础上，通过对风场脉动条件下沙粒跃移轨迹和输沙量的数值模拟，得到以下结论：

1. 风场的脉动对沙粒的跃移运动轨迹和输沙量均有显著影响。
2. 沙粒的粒径越小，脉动风场对跃移轨迹的影响越大，且随着沙粒粒径的减小，

轨迹也有光滑的抛物线状变得不再光滑,而呈波动状,对一些小粒径的沙粒,甚至可以达到悬移。同时在同一情况下的沙粒跃移运动轨迹,包括其跳跃的高度和跨度都存在明显差异,跃移轨迹呈现多样性,即初始条件相同的沙粒也会因为风场的脉动而导致一系列不同的运动轨迹。

3. 不考虑风场脉动时,输沙量的理论计算结果与实验值相差较大,而考虑风场脉动时,输沙量的理论计算结果与实验值吻合较好。

4. 对于同一粒径的沙粒,随着摩阻风速的增大,同一高度的输沙量明显增大。

5. 考虑风场脉动时,输沙量沿高度的分布仍具有较明显的分层特征,这一特征与不考虑风场脉动时输沙量的分布特征一致。

6. 对于同一粒径的沙粒,考虑风场脉动时,在地表附近,输沙量明显小于不考虑风场脉动时同一高度的输沙量;而随着摩阻风速的增大,在某一高度以上,输沙量大于不考虑风场脉动时的输沙量。而且沙粒粒径越小,摩阻风速越大,这一现象越明显。这一现象与考虑风场脉动时沙粒的运动轨迹所表现出的特征是一致的。

## 第四章 结 论

本学位论文在已有的实验和理论工作成果的基础上,较为全面地分析了跃移运动沙粒的受力机制,通过描述风沙跃移运动的风沙电耦合的理论模型,将沙粒在跃移过程中所受到的各种作用力与沙粒自身重力进行了比较分析。在此基础上,通过在风沙耦合理论模型中引入描述风场水平脉动风速和垂向脉动风速的 Langevin 方程,对沙粒跃移运动轨迹和输沙量进行了数值模拟。现将主要研究结果总结如下:

1. 沙粒在跃移运动中各作用力所起的作用由大到小依次为阻力、重力、静电力、Magnus 力和 Saffman 力。阻力一般情况下大于重力,甚至高达重力的几倍;静电力约为重力的 20% 以上;Magnus 力大多数情况下约为重力的 10%~70%;Saffman 力一般仅在沙粒重力的 10% 以内。上述各作用力在沙粒跃移过程中是随着跃移高度的变化而不断变化的,其大小随着沙粒的跃移高度而呈现出一定的变化规律,并受到沙粒粒径、沙粒初始旋转角速度以及初始起跳速度的显著影响。

2. 风场的脉动对沙粒的跃移运动轨迹和输沙量均有显著影响。

(1) 沙粒的粒径越小,脉动风场对跃移轨迹的影响越大,且随着沙粒粒径的减小,轨迹也有光滑的抛物线状变得不再光滑,而呈波动状,对一些小粒径的沙粒,甚至可以达到悬移。同时在同一情况下的沙粒跃移运动轨迹,包括其跳跃的高度和跨度都存在明显差异,跃移轨迹呈现多样性,即初始条件相同的沙粒也会因为风场的脉动而导致一系列不同的运动轨迹。

(2) 不考虑风场脉动时,输沙量的理论计算结果与实验值相差很大,而考虑风场脉动时,输沙量的理论计算结果与实验值吻合较好。

(3) 考虑风场脉动时,风沙流结构仍具有较明显的分层特征,即输沙量沿高度的分布可分为三层:在贴近地面附近,输沙量随高度的增大而线性增大;随着高度的增大,风沙流的输运能力达到极限值,输沙量趋于稳定的饱和层;当输沙量达到饱和后,随着高度的增加,输沙量按  $e$  的负指数规律下降的单调下降层。这一特征与不考虑风场脉动时风沙流结构的特征一致。且对于同一粒径的沙粒,随着摩阻风速的增大,同一高度的输沙量明显增大

(4) 对于同一粒径的沙粒,考虑风场脉动时,在地表附近,输沙量明显小于不考

虑风场脉动时同一高度的输沙量；而随着摩阻风速的增大，在某一高度以上，输沙量大于不考虑脉动时的输沙量。而且沙粒粒径越小，摩阻风速越大，这一现象越明显。

## 参 考 文 献

- [1] Shao, Y. P. Physics and modeling of wind erosion. Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [2] 国家林业局. 中国荒漠化和沙化状况公告[N]. 中国绿色时报, 2005-06-15.
- [3] 郑晓静, 周又和. 风沙运动研究中的若干关键力学问题. 力学与实践, 2003, 25(2):1-6.
- [4] 吴正等, 风沙地貌与治沙工程学, 北京: 科学出版社, 2003.
- [5] Bagnold R A. The physics of blown sand and desert dune. Methuen. London, 1941.
- [6] 吴正, 凌裕泉. 风沙运动及防止风沙危害问题的初步研究. 治沙研究, 第7号, 北京: 科学出版社, 1965.
- [7] 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(3): 368-391.
- [8] Anderson R S, Haff P K. Wind modification and bed response during saltation of sand in air. Acta. Mech.(Supp.), 1991, 1: 21-25.
- [9] 杨保, 邹学勇. 气流中跃移颗粒的受力分析. 地理科学, 1999, 19: 475-478.
- [10] White, B.R. and Schulz, J.C. Magnus effect in saltation. J. Fluid Mech., 1977, 81: 497-512.
- [11] 刘贤万. 实验风沙物理与风沙工程学. 科学出版社, 北京, 1995.
- [12] Zou X. Y. et al. The distribution of velocity and energy of saltating sand grains in a wind tunnel. Geomorphology, 2001, 36, 155-165.
- [13] 黄宁, 郑晓静, 风沙跃移运动中的 Magnus 效应, 兰州大学学报, 2001, 37(3): 9-25.
- [14] Anderson R. S., and Hallet B., Sediment transport by wind: Toward a general model, Geol. Soc. Am. Bull., 1986, 97: 523-535.
- [15] 刘绍中, 杨绍华, 凌裕泉. 沙粒跃移模型及数值分析. 计算物理, 1985, 2: 443-453.
- [16] Zheng X. J., He L. H., Zhou Y. H. Theoretical model of the electric field produced by charged particles in windblown sand flux. J. Geophys. Res., 2004, 109, D15208, doi: 10. 1029 /2004 JD004863.
- [17] Zheng X. J., Huang N., Zhou Y. H.. Laboratory measurement of electrification of wind-blown sands and simulation of its effect on sand saltation movement. J. Geophys. Res., 2003, 108(D10): 4322.
- [18] Chepil W S. Dynamic of wind erosion III. The transport capacity of the wind, Soil Sci., 1945, 6: 397-411.
- [19] Zingg A W. Wind tunnel studies of the movement of sedimentary materials. In: Proceedings 5<sup>th</sup> Hydraulic Conference, Bull. 24, Univ. of Iowa city, 1953, 111-135.
- [20] McEwan I K, Willetts B B. Sand transport by wind: a review of the current conceptual model, In: The dynamics and environmental context of Aeolian sedimentary systems. Spec. Publ. Geol. Soc., 1993, 72: 7-16.
- [21] Anderson R S, Haff P K. Simulation of eolian saltation. Science, 1988, 241: 820-823.
- [22] Werner B T. A steady-state model of wind-blown sand transport. Journal of Geology, 1990, 1:

- 1-17.
- [23] Kawamura, R. Study on sand movement by wind. Report. Institute Sci. & Tech. Univ. Tokeyo, 1951, 5: 95-112.
- [24] 倪晋仁, 李振山. 挟沙气流中输沙量垂线分布的实验研究. 泥沙研究, 2002, 1: 30-35.
- [25] 尹永顺. 砾漠大风地区风沙流研究. 中国沙漠, 1989, 9: 27-36.
- [26] Zheng X. J., He L. H. and Wu J. J. Vertical profiles of mass flux for windblown sand movement at steady state. *Journal of Geophysical Research*, 2004.8, Vol. 109, B01106, doi:10.1029/2003JB002656: 1-10.
- [27] Greeley R, Leach R N, Williams S H, et al. Rate of wind abrasion on Mars. *J. Geophys. Res.*, 1982, 87(B12): 10009-10024.
- [28] Wilson, J. D. Trajectory models for heavy particles in atmospheric turbulence: Comparison with observations. *J. Appl. Meteorol.*, 2000, 39: 1894-1912.
- [29] Wilson, J. D., Sawford, B. L. Lagrangian stochastic models for trajectories in the turbulent atmosphere. *Bound.-Layer Meteor.*, 1996, 78:191-210.
- [30] Anderson R S. Eolian sediment transport as stochastic process: The effects of a fluctuating wind on particle trajectories. *Journal of Geology*, 1987, 95: 497-512.
- [31] Shao Y. P. A lagrangian stochastic model for nonpassive particle diffusion in turbulent flow. *Math. Comput. Modelling*, 1995, 21(9):31-37
- [32] Shao Y P. A similarity theory for saltation and application to aeolian mass flux. *Boundary-Layer Meteorology*, 2005, 115: 319-338.
- [33] 郑晓静, 王萍. 风沙流中沙粒随即运动的数值模拟研究. 中国沙漠, 2006, 26(2): 184-188.
- [34] 刑茂, 郭烈锦. 紊流风场中起跳沙粒的轨迹特征. 中国沙漠, 2003, 23(6): 628-631.
- [35] 何丽红. 风—沙—电的多场耦合效应及其对风沙跃移活动的影响. 兰州大学博士论文, 2004.
- [36] 任珊. 沙粒空中碰撞和野外脉动风速对风沙跃移运动的影响. 兰州大学硕士论文, 2007.
- [37] White F M. Viscous fluid flow. McGraw-Hill Book Company, New York, 1974.
- [38] Ungar J, and Haff P K. 1987. Steady state saltation in air. *Sedimentology*, 34: 289-299.
- [39] Zou X.Y. et al. Effects of the Magnus and Saffman forces on the saltation trajectories of sand grain. *Geomorphology*, 2007, 90:11-22.
- [40] Rubinow A, Keller J. The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid. *J. Fluid Mech.*, 1961, 11: 447-459.
- [41] Owen P R. Saltation of uniform grains in air. *J. Fluid Mech.*, 1964, 20: 225-242.
- [42] Schmidt D S, Schmidt R A, Dent J D. Electrostatic force on saltating sand. *J. Geophy. Res.*, 1998, 103: 8997-9001.
- [43] Zhou Y. H., Guo X., and Zheng X. J. Experimental measurement of wind-sand flux and sand transport for naturally mixed sands. *Physical Review*, 2002, E66, 021305.
- [44] 黄宁. 沙粒带电及风沙电场对风沙跃移运动影响的研究, 兰州大学博士学位论文, 2002.

## 致 谢

本论文是在我的导师武建军教授的悉心指导下完成的。导师正直而又谦逊的品格、渊博的学识、严谨的治学作风、对科学事业执着的探索和创新精神、忘我的工作热情以及勤奋的工作态度给我留下了深刻的印象，这都将成为我终生学习的榜样，并时时激励我在今后的工作学习中不断奋发进取。两年多来，武老师每一次悉心指导，都使我受益匪浅，并最终顺利完成论文。同时，还要特别感谢何丽红副教授在学习、生活诸方面对我的帮助和关心，在此向两位老师表示深深的感谢。

还要特别感谢周又和教授和郑晓静教授，正是在他们的领导下形成了具有浓厚学术氛围、锐意进取、团结协作、特别能吃苦的科研小组。在这三年的研究生生活中，我作为其中的一员学到的不仅是专业知识、科研能力，更重要的是一种对待科学、对待科研工作的精神和态度。

论文的研究工作得以顺利完成，要特别感谢风沙小组提供的实验数据，还要感谢502室和715室的师兄、师姐、师弟和师妹们，小组活跃的学术氛围、勤奋的工作态度、有益的学术交流，使我开阔了眼界，增长了见识，大大促进了自己的工作，使我度过了充实而愉快的研究生阶段。

感谢我的家人在经济、生活和精神上给予我的支持，正是他们不断的鼓励才使我走上了现在的道路，并顺利完成学业。并感谢每一位支持、鼓励和帮助过我的亲人、老师和朋友。

本硕士学位论文研究期间受到国家自然科学基金项目(10772075, 10772074)、国家自然科学基金重点项目(10532040)和教育部“新世纪优秀人才计划”项目(NCET-04-0979)资助，在此一并表示衷心的感谢！

闫光虎

2008年5月

## 研究成果

Wu Jianjun, Yan guanghu. Analysis of the Forces Acting on the Saltating Particles in the Coupled Wind-Sand-Electricity Fields, Sciece in China. (已修改, 2 次审核中).

闫光虎, 武建军. 脉动风场下风沙流结构的数值模拟, 中国科技论文在线.