

风沙运动的研究进展和发展趋势*

董 飞 刘大有

中国科学院力学研究所, 北京 100080

贺大良

中国科学院兰州沙漠研究所, 兰州 730000

提要 对风沙运动的研究给出较为全面、系统的总结和介绍, 对现有的各种理论模型进行对比和评介, 并提出了自己的观点。最后, 对风沙运动研究的发展趋势作了展望和预测。

关键词 风沙运动; 宏观研究; 微观研究; 统计分析

1 引言

据联合国环境规划署的报告, 沙漠面积已占地球陆地面积的20%。与此同时, 土地沙漠化的发展也非常迅速: 到1991年, 共有大约36亿公顷的面积正处于土地沙漠化的景况中。流沙的蔓延, 沙漠的不断扩展, 已造成了对人类的严重威胁。

在我国, 沙漠及沙漠化土地的面积高达149万平方公里, 约占全国土地总面积的15.5%。为了防止沙漠进一步扩大而侵吞道路农田, 国家每年要付出大量的人力物力与沙漠斗争。另一方面, 随着我国沙漠地区工农业建设的不断开展, 防止土地和草原的沙漠化, 保护工程建筑物不受沙漠侵袭的问题也变得日益重要。特别是近年来在我国西部沙漠地区又发现了大片油田, 为进行沙漠石油开发, 国家将投资在沙漠地区进行大规模工程建设, 因而研究风沙运动的规律, 以便更有效地防止沙漠中的道路受阻, 以及预测风沙流对工程建筑物的侵蚀危害等就变得十分迫切。

但是, 风沙物理学目前的水平还远远不能适应工程实践的各种需要。长期以来, 关于风沙运动的理论基本上是半经验性质的, 使用时还有很大的局限性。而且目前关于沙丘的形成、发展和运动规律等方面的研究更是主要停留在一些现象的描述上, 连定性解释也不多, 因而不能对工程实践提供切实可靠的理论指导。目前在工程中采用的防沙措施, 主要是依靠经验。虽然有时也用风沙风洞进行模拟, 但是由于(像各种二相流一样)风沙运动在缩小的实验室模型中一般很难同时满足几何相似和动力学相似, 所以实验结果一般不能直接用于指导实践, 但目前工程上采用时往往未加修正。综上所述, 关于风沙运动的理论和实验技术都亟待提高以适应工程需要。

* 本课题得到国家自然科学基金资助。

风沙运动是沙漠地貌学研究的一部分,也是流体力学中多相流研究的一个重要内容,因此在国内外曾引起了不同学科众多学者的重视,他们在理论探讨和室内外实验研究方面都做了大量的工作。本文旨在对这些工作进行系统的总结,并在分析比较的基础上给出相应的讨论和评述。

2 风沙运动研究简况

2.1 风沙流研究的内容及方法

风沙流是含有颗粒的运动气流。从流体力学角度来看,风沙流是气流及其挟带的固体颗粒的混合流,它的形成依赖于空气与沙这两种不同密度的物理介质之间的相互作用。当吹过疏松的沙质地表的风增强到一定程度时,沙粒会因风力作用脱离地表进入气流中而被挟带,并导致沙地风蚀的发展,从而形成风沙流。

风沙物理学的研究可分为宏观研究和细观研究两个方面。宏观方面着眼于风沙流的整体结构,研究内容包括风沙层内气流速度、颗粒平均速度、颗粒浓度、输沙通量等物理量的分布以及单宽输沙率的大小等。目前的研究手段有2种,1是实验观测,包括风洞实验和野外观测,这是风沙物理学传统的研究方法;2是数值模拟,即通过建立风沙运动的数学模型对风沙流进行求解,这类工作近10年来发展很快。细观方面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。目前的研究手段包括高速摄影实验和数值模拟:其中高速摄影实验是通过判读所拍摄的颗粒运动轨迹照片来分析颗粒受力情况;数值模拟工作则是建立颗粒运动方程并予以数值求解,并将计算结果与高速摄影实验照片进行对比以增进人们对颗粒受力情况的认识。

不难看出,宏观研究的结果更切近于工程实践的要求,而细观研究则侧重于对风沙运动机理的研究。应该说,宏观研究与细观研究相结合是研究风沙物理学的一条合理的路线,这种结合不仅是要利用细观研究的成果去解释已观察到的宏观现象、而且要利用这些成果去寻求风沙运动更确切的新规律进而指导工程实践。

2.2 风沙运动的研究历史

早在上世纪末和本世纪初,Udden、Gilbert和Keyes等人在风成地貌学的研究中就已经从风搬运细粒物质的能力、挟沙风的磨蚀能力等方面来认识风蚀问题了,而King和Cornish等人则试图从沙粒移动的角度来说明荒漠和沙滩、沙丘地的成因和性状。本世纪30年代在美国大平原和加拿大西部大草原所发生的沙尘暴,更引起了全世界对风蚀危害的关注^[1]。

1941年,Bagnold^[2]发表了关于风沙物理学的著名论著《The Physics of Blown Sand and Desert Dunes》,把风沙运动作为一个空气动力学问题加以研究。他通过实验室中的风洞实验和利比亚沙漠中的野外观测来确定沙粒运动的力学机制,并指出沙粒运动主要发生在离地表不到1米的高度范围内,平均高度约为10—20cm,而且大气湍流在维持沙粒向上运动中只起着较小的作用。在这一著作中,他对未起沙地表和起沙地表上方的风速剖面、沙粒运动的临界风力、沙粒跃移运动特性轨迹、风力输沙的单宽输沙率等风沙物理学的基本问题进行了较为广泛的研究,得到了一系列非常有意义的结果。尽管这以后的众多研究表明这些结果大都还需要进一步改进,但Bagnold的奠基性工作无疑对后人产生了极其深

远的影响。事实上, 这些工作至今仍在风沙物理学的研究中占有极其重要的地位。

遵循着与 Bagnold 类似的理论体系, Chepil^[3-6]、Zingg^[7,8] 等学者在本世纪 40 年代到 60 年代进行了大量的野外观测和风洞实验, 对风沙运动的性状进行了多方面的描述, 并利用实验数据对风沙运动、输运和沉积的机理以及风蚀率的影响因素等诸多问题进行了初步的研究。这一时期内, 由于人们对风沙运动的认识还处在一个较低的水平, 所以有关的工作多是实验研究, 目的是从中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。

随着人们对风沙运动认识水平的提高, 国内外学者^[9,15,16] 从 60 年代后期开始致力于建立风沙流中颗粒运动的数学模型, 这其中以 Owen^[9] 的工作最为著名。需要特别说明的是, 60 年代航天技术的进步促进了行星探测事业的发展, 国外一大批宇航工程师和地质工作者在试图解释地球、火星、金星和土卫六表面地貌的过程中, 发展了源于 Owen 的单颗粒运动模型, 并且很大程度地提高了利用风洞模拟复杂环境中风沙运动的能力^[10]。从文献资料的数量上看, 这一时期是风沙研究蓬勃发展的时期, 由解释行星地貌形成过程带动的风沙运动研究热潮一直持续到本世纪 80 年代初。

1985 年, 在丹麦 Aarhus 大学举行了风沙物理学的研讨会^[11], 对自 Bagnold 以来的风沙物理学研究进行了全面而系统的总结。在此之前, 理论研究主要是针对单个颗粒运动进行的, 即属于细观研究的范畴。Aarhus 会议之后, 更多的注意力转向如何利用单个颗粒的运动特征去解释风沙流的整体特性, 即开始用细观研究得到的规律去解释宏观现象。从这个意义上说, Aarhus 会议是风沙物理学研究中一个重要的里程碑。

综上所述, 自本世纪 40 年代 Bagnold 的开创性工作以来, 在这半个多世纪中, 国内外诸多学者在风沙物理学的理论和实验两方面进行了长期的研究, 对 Bagnold 的理论不断加以发展和改进。下面我们从宏观研究和细观研究两个方面回顾一下这个时期风沙物理学的进展情况。

3 风沙运动的宏观研究

在这一方面主要进行了起沙前后风速剖面、风沙流中颗粒浓度剖面和单宽输沙率 3 个项目的研究, 分述如下。

3.1 起沙前后风速剖面

风是沙子发生运动的动力, 而且风沙运动是一种贴近地表面的气流对沙子的输运过程, 因此, 要研究风沙运动, 必须首先了解近地层风的特性。

野外观测及风洞实验的资料表明, 在没有发生风沙运动时 (即定床情况), 地面附近的风速分布基本上遵循对数律, 即

$$\frac{u(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1)$$

其中 $u(z)$ 是 z 高度上的风速, u_* 是摩阻速度, κ 是卡门常数, z_0 是床面粗糙度, 它与床面沙粒粒径 D 之间有如下关系^[2]:

$$z_0 = \frac{D}{30} \quad (2)$$

当地面附近有沙粒运动时其风速分布和定床情况下的有显著不同。Bagnold 认为这时风

速分布仍然遵循对数律, 只是由于随着风力的增加跃移阻力相应增大, 使得靠近地面的风速并不因风力的增加而增加。表现在半对数纸上, 风速沿高程分布是一系列通过定点 $A(u_t, z_t)$ 的直线 (如图 1 所示), 即

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_t}\right) + u_t \quad (3)$$

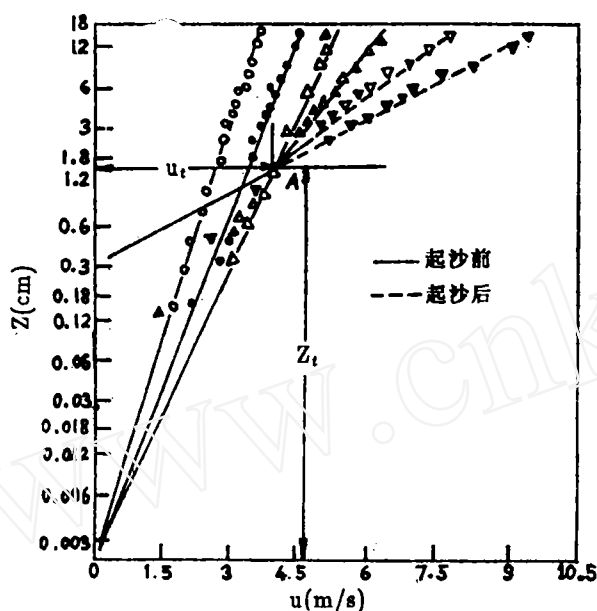


图 1 起沙前后的风速分布 (据堀川和沈学汶^[14])

Bagnold 根据自己的实验结果认为卡门常数 $\kappa = 0.4$, 高度 z_t 与沙粒级配 (风沙物理学中把风沙流中沙粒粒径的分布情况称为沙粒级配) 有关, u_t 则等于床面颗粒的冲击起动风速 (关于这个量的定义参见本文 4.2 节对沙粒起动问题的讨论)。

对于起沙后的风速分布, Zingg^[8] 和 Owen^[9] 都有着与 Bagnold 不同的认识。Zingg 根据他自己的风洞实验结果建议式 (3) 中 κ 、 z_t 和 u_t 采用

$$\kappa = 0.375, z_t = 10D, u_t = 8.49D \quad (4)$$

其中 z_t 及 D 均以 mm 计, u_t 以 m/s 计。Owen 则认为跃移阻力的作用使得表征床面粗糙度的特征长度 z_0 只取决于沙粒跃移高度 h , 由此得到起沙后风速剖面为

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{2gz}{u_*^2}\right) + C \quad (5)$$

其中

$$\kappa = 0.4, C = 9.7 \quad (6)$$

将 Bagnold 公式、Zingg 公式和 Owen 公式作一比较可以看出, 三位学者均认为起沙后风速剖面呈对数分布, 只是各公式给出的起沙后地面等效粗糙度 z_0^* 的表达式有较大的差异,

Bagnold 公式 $z_0^* = z_t \exp\left(-\frac{\kappa u_t}{u_*}\right)$, 其中 $z_t = \text{const.}$, $u_t \propto \sqrt{D}$, $\kappa = 0.4$

Zingg 公式 $z_0^* = z_t \exp\left(-\frac{\kappa u_t}{u_*}\right)$, 其中 $z_t \propto D$, $u_t \propto D$, $\kappa = 0.375$

Owen 公式 $z_0^* = 0.021 \frac{u_*^2}{2g}$

$\left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \quad (7)$

有一点需要说明的是，以上公式都是根据风沙层外的风速测量结果拟合的经验公式，因而原则上只能适用于风沙层以外的高度。我们认为，颗粒运动对风场存在较强的阻滞作用，而且这种阻滞作用越靠近床面越强烈，所以从风沙层外缘到床面风速梯度应单调递减，即在半对数纸上，风沙层内风速分布应当呈现为连续下凹的曲线。这一结论与前人的测量结果非常符合（参见图 2 所示的河村龙马^[13]的实验结果）。由于跃移区跨度不大（一般只有几厘米到十几厘米量级），其中沙粒浓度又较高，使得测量其中气流速度分布非常困难，所以尽管许多学者如河村等早已认识到跃移区内风速分布与对数律有较大偏差，但迄今仍未见到对跃移区内风速分布提出适当的描述公式，现阶段对起沙后风速的测量工作仍局限于测量无沙区或少沙区的风速分布，而且由于实验条件很难保证一致等原因，各家学者的同类工作尚无统一结论。

3.2 风沙流结构的研究

气流所挟带的沙子在风沙层内随高度的分布，称为风沙流的结构。地学工作者习惯于将风沙流结构这一概念与风沙层内沙子浓度分布等价起来，我们认为这样的理解过于狭隘。事实上，所有反映风沙层中风、沙运动特性的物理量，包括风沙层中气流速度、沙子速度、沙子浓度以及输沙通量等沿高度的分布等，都应归于风沙流结构的范畴。

许多学者在实验室或野外进行过风沙流结构的研究，他们的工作主要是对非均匀沙的输沙通量进行实验测量。Chepil 发现土壤表面被风吹走的沙子中 90% 是在 0—31cm 高度范围内输运的，而 0—5cm 高度内输运的沙子占总输沙量的 60—80%；吴正等^[15]的野外观测（参见表 1）也表明，气流挟带沙量的绝大部分（90% 以上）是在离沙质地表不到 30cm 的高度内通过的，其中又特别集中在 0—10cm 的气流层内（约占 80%）。由此可见，风沙运动是一种贴近地面的沙子输运现象。

表 1 在 2m 高处风速为 8.7 m/s 时不同高度气流层中输运的沙量
（根据齐之尧在内蒙古乌兰布和沙漠的观测资料，引自吴正^[14]）

高 度 (cm)	0—10	10—20	20—30	30—40	40—50	50—60	60—70
沙 量 (%)	76.7	8.1	4.9	3.5	2.7	2.3	1.8

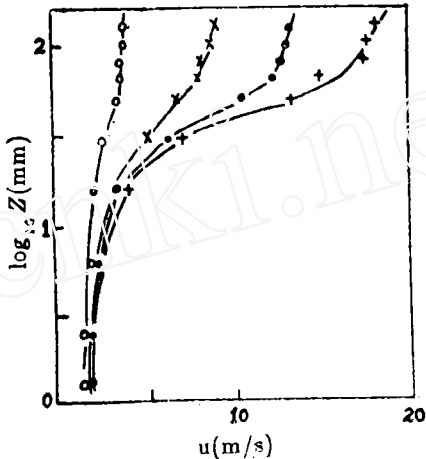


图 2 有风沙运动时沙面附近的风速分布
（据河村龙马，1951，引自吴正^[14]）

Exner (转引自文献 [13]) 根据扩散理论求得了输沙量沿高度的分布。河村龙马^[15]也曾从理论上探讨过这一问题,他把风沙运动看作沙粒的集团运动,通过统计处理得到了跃移沙层内沙粒密度和输沙通量沿高度的分布

$$\sigma(z) = \frac{2m_0}{\sqrt{gh}} K_0\left(\sqrt{\frac{2z}{h}}\right) \quad (8)$$

$$q(z) = m_0 \left\{ 2\sqrt{2}\eta \left[K_0(\xi) - \beta \sqrt{\frac{h}{g}} K_1(\xi) \right] + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\alpha\beta\sqrt{0.75h}}{g} \cdot \xi^2 [K_0(\xi) + K_2(\xi)] \right\} \quad (9)$$

其中 $\sigma(z)$ 是高程 z 处单位体积含沙量,以 g/cm^3 计; m_0 是单位时间内落到单位面积床面上的沙量,以 $\text{g}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ 计; h 是沙粒跃移高度的平均值,以 cm 计; K_0 为零阶 Bessel 函数。各参数定义为

$$\xi = \sqrt{\frac{2z}{h}}, \quad \eta = \frac{\bar{u}_1}{\sqrt{2gh}}, \quad \beta = \frac{2\pi\mu D}{m}$$

\bar{u}_1 为沙粒自床面起跳时的平均水平速度, m 为沙粒的质量, K_1 和 K_2 分别是一阶及二阶 Bessel 函数。

我国的刘振兴^[16]也曾根据湍流扩散理论研究过稳定度不同的大气中悬移颗粒浓度随高度的分布,并得到悬移颗粒浓度随高度的分布与平均风速的关系

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \exp\left(-\omega \frac{Ku}{u_*}\right) \quad (10)$$

其中 σ 是任一高度上的悬沙浓度, u 是该高度上气流的速度, σ_0 是参考高度 z_0 上的悬沙浓度。需要说明的是,他只讨论了作悬移运动的沙子的浓度分布,而没有涉及到风沙运动中占主要部分的跃移颗粒的浓度分布,因此式 (10) 只能用于跃移区以外的各高程。

吴正、凌裕泉^[15]曾根据对野外沙质地表上风沙运动的观测资料,总结出离地面 10cm 以内的风沙流结构基本特征如下:

(1) 在各种风速和沙量的条件下,在一定高度以上,高程与含沙量对数之间存在良好的线性关系 (参见图 3),表明含沙量随高度增加按指数规律衰减*。

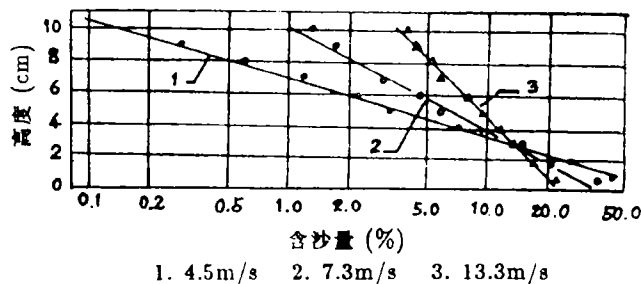


图3 不同风速条件下气流中含沙量随高度的分布
(根据新疆莎车布古里沙漠观测资料;引自吴正^[14])

* 事实上,这一结论并无理论基础。我们曾对均匀沙情况下风沙层中沙子浓度分布作过数值计算^[17],其结果与指数律有很大的不同。据估计,沙子粒径均匀与否是造成这种差异的主要原因之一,有关分析参见文献[17]。

(2) 随着风速的增加, 下层气流中沙量的百分比相对减少, 相应地增加了上层气流输沙所占的百分比。这一点在图 3 中反映为直线的倾斜度随风速增大而变陡。

(3) 在同一风速下, 对不同的地表, 总输沙率不同。随着输沙率的增大, 下层气流中输送的沙量增加, 上层沙量相应减少 (参见表 2)。

表 2 相同条件下总输沙量对不同高度气流层内输运沙量的影响
(根据新疆民丰雅通古斯的观测资料, 引自吴正^[14])

1.5m处风速 (m/s)	沙 量 (g/min)	不同高度 (cm) 气流层内输运的沙量 (%)									
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
8.2	2.8	33.2	22.9	10.6	9.6	7.1	5.7	4.2	3.2	2.1	1.4
8.1	3.5	40.0	23.2	13.4	8.0	5.7	2.9	2.0	2.0	1.4	1.4

风沙流的结构决定着沙地吹蚀和堆积过程的发展。兹纳门斯基^[18]曾对风沙流结构特征与沙子吹蚀 / 堆积的关系进行了比较系统的风洞实验研究和野外观测, 提出可以采用如下的风沙流结构指标 S 来判断风蚀过程的方向性。

$$S = \frac{q_{0-1}}{\bar{q}}$$

其中 q_{0-1} 是 0—1 cm 气流层中的输沙通量, \bar{q} 是每厘米气流层中平均的输沙通量。他发现, 在无堆积输沙情况下 S 值平均为 2.6, 当部分沙粒从风沙流中跌落堆积时平均 S 值增至 3.8。吴正等^[16]则采用

$$\lambda = \frac{q_{2-10}}{q_{0-1}}$$

作为风沙流结构指标。他们得到的 λ 值与沙地吹蚀、堆积和沙子输运的关系为:

- (1) λ 接近于 1 时, 沙子输运处于平衡状态, 无吹蚀亦无堆积。
- (2) $\lambda < 1$ 时, 沙子在输运过程中向近地层贴紧, 从而造成沙粒跌落堆积。
- (3) $\lambda > 1$ 时, 气流尚有较大的输沙潜力, 在沙源充分时会造成沙地的进一步吹蚀。

以上对沙地吹蚀方向性的研究工作都是通过分析测得的风沙层中输沙通量剖面的特征来建立风沙流结构指标。这种量化工作的难点在于对风沙层中输沙通量分布的测量。在风洞中进行实验时, 风场条件可以人为控制, 干扰因素可以减到最小, 但往往不能满足所有的相似条件而无法模拟实际情况, 而在野外观测时, 由于风力输沙过程受多种因素的影响, 风沙层中输沙通量剖面往往是瞬变的, 很难测量, 更遑论考察风沙流结构指标了。从文献上看, 尽管国内许多学者曾研究过这一问题 (洪占三(1976); 吴正、彭世古等(1981); 吴正、丛自立等(1982); 马世威(1988)), 但至今仍未找到公认合适的风沙流结构指标。

3.3 单宽输沙率的研究

气流在单位时间内通过单位宽度所输运的沙量, 称为单宽输沙率。计算这一参数不仅具有理论意义, 而且是制定建筑物防沙措施时的主要依据, 因而也具有相当重要的实践意义。正因为如此, 单宽输沙率成为风沙物理学中研究最多的一个项目, 长期以来国内外众多学者提供了相当多的经验和半经验公式。

早在 30 年代, O'Brien & Rindlaub^[18] 就曾根据美国哥伦比亚河口的实测资料得到了风速与天然沙(平均粒径近于 0.2mm)输沙率之间的关系式为

$$q_s = 9.96 \times 10^{-5} (u_* + 10.5)^3 \quad (11)$$

其中 q_s 以 $g/(cm \cdot s)$ 计, 摩阻速度 u_* 以 cm/s 计。式(11)虽然只是一个经验公式, 但就输沙率近似与摩阻速度的 3 次方成比例这一点来看, 它和有一定理论基础的 Bagnold 公式和河村公式还是比较接近的。

最早从理论上探讨风力输沙的学者是 Bagnold 和河村龙马。Bagnold^[21] 从分析运动沙粒的动量变化入手, 根据沙粒跃移运动的平均轨迹作近似分析, 再配合风洞实验, 得到

$$q_s = C \sqrt{\frac{D}{D_0}} \frac{\rho_g}{g} u_*^3 \quad (12)$$

其中 $D_0 = 0.25mm$, D 是所研究的沙粒粒径; ρ_g 是气相密度; C 是经验常数, 它随着沙粒级配的不同而不同, 数值为

几乎均匀的沙	$C = 1.5$
天然混合沙	$C = 1.8$
粒径分布很广的沙	$C = 2.8$

河村龙马^[13]作了与 Bagnold 相似的假定, 并进一步考虑到沙粒起动摩阻速度对输沙率的影响, 最终得到

$$q_s = K \frac{\rho_g}{g} (u_* - u_{*t})(u_* + u_{*t})^2 \quad (13)$$

其中 u_{*t} 是沙粒的起动摩阻速度; K 是经验常数, 对于 0.25mm 的沙, 当上式中各量均取厘米·克·秒制单位时 K 值为 2.78, 由河村公式(13)可得, 当 $u_* = u_{*t}$ 时, 输沙率为零, 这一结果与观测资料是相符的, 这也正是河村公式较 Bagnold 公式更为合理的地方。

Zingg^[8]通过考虑跃移沙粒的浓度分布来研究输沙率, 他将跃移沙粒浓度的垂向分布外推到床面后进行积分, 再配合天然沙的风洞实验, 得到的结果为

$$q_s = C \left(\frac{D}{D_0} \right)^{3/4} \frac{\rho_g}{g} u_*^3 \quad (14)$$

其中 $C \approx 0.73$ 。由于 Zingg 确定输沙率时没有考虑床面蠕移沙粒的贡献, 所以由式(14)给出的输沙率偏小。据 Bagnold 风洞实验和野外观测的结果, 地表蠕移量约占全部输沙量的 1/4 左右, 亦即 Zingg 公式的结果约偏小 25%。

刘振兴^[16]根据贴近沙面层的颗粒跃移和冲击作用推导了跃移沙粒对输沙率的贡献, 并通过假设“跃移输沙占总输沙率的 75%”得到总的输沙率为

$$q_s = 2.13 \sqrt{\frac{2}{3C_D}} \frac{\rho_g}{g} u_*^3 \quad (15)$$

其中 C_D 是单个颗粒的阻力系数。式(15)与 Bagnold 公式比较接近, 只是输沙率随沙粒粒径的变化关系没有明确地表达出来。

1960 年堀川和沈学汶用中值粒径为 0.2mm 的沙进行了测定输沙率的实验^[12], 用以对各家公式作出评估, 图 4 是他们的实验结果与几家公式的对比图。从图上可以看出, 在 $u_* < 40cm/s$ 时河村公式比较可靠, 而在 $u_* = 40-70cm/s$ 时则以 Bagnold 公式更为可靠。

堀川和沈学汶更进一步指出, 如果河村公式中常数 K 取为 1.0, 则该公式就与实验结果更为符合。

堀川和沈学汶的实验结果得到了国内外学者的广泛认同, 从而为选择合适的单宽输沙率估算公式提供了依据。这一实验的结果说明, 长期以来以 Bagnold 公式或河村公式作为单宽输沙率研究工作的比较基准是可靠的。

从图 4 中还可以看出, 在风速较大 ($u_* > 40$ cm/s) 时, 各家公式计算结果差异不大, 但所得的输沙率与实验结果都还有不小的偏差。应当看到, 影响输沙率的因素是很复杂的, 除了风力大小以外, 还包括沙子粒径、形状、级配、密度、湿润程度、地表状况以及大气稳定度等诸多因素, 所以要精确地表示风速与输沙率的关系是相当困难的。表 3 给出了自 Bagnold 以来国内外不同研究者根据各自的实验得到的输沙率计算公式*, 从中可以看出, 由于各家实验在实验材料、实验条件等诸多方面存在差别, 导致他们的结果相差较大。到目前为止, 关于输沙率还没有统一的理论, Bagnold 公式和河村公式据信在计算平坦地面、均匀干沙情况下的单宽输沙率时效果较好; 在其他情况下, 输沙率的确定仍多采用直接观测, 然后利用相关分析的方法求出特定条件下输沙率与风速之间的半经验关系式。

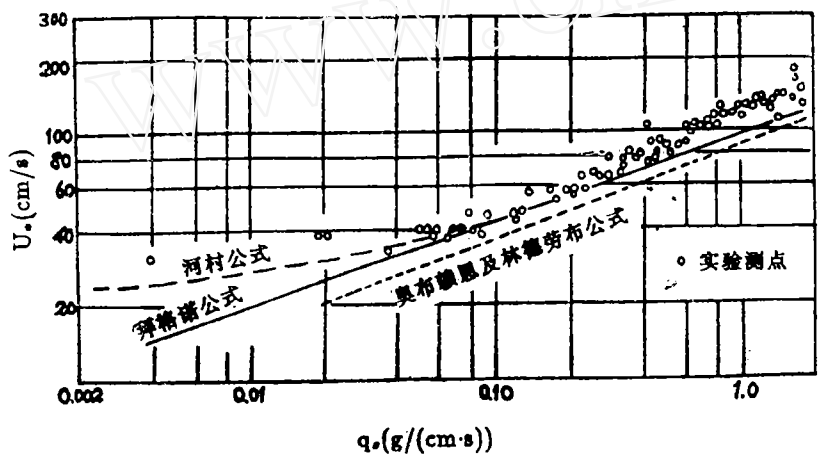


图 4 输沙率公式与实测结果的比较 (据堀川和沈学汶^[12])

综上所述, 在过去的半个多世纪里, 国内外学者在风沙流宏观研究领域进行了多方面的工作, 对风沙现象的认识和在定性描述上都取得了很大进展。但是由于风沙运动固有的复杂性, 时至今日, 在这一领域中理论进展仍不大。在上面列举的 3 个方面中, 只有 Bagnold 和河村关于单宽输沙率的理论探讨得到了公认, 其他方面的理论研究成效甚微, 各家学者众说纷纭。

* 表中有关记号说明如下:
 u_F 为粒子沉降末速, u_r 为参考速度, 二者的单位均是 cm/s
 $V_{2.0}$ 是野外 2m 高处的风速, 单位是 cm/s
 V_{in} 是风洞入口截面平均速度, 单位是 cm/s

表 3 有关单宽输沙率的各种经验、半经验公式

其中 $q_s^* = \frac{q_s g}{\rho_s u_*^3}$, $r_t = \frac{u_{*t}}{u_*}$, $p_t = \frac{u_F}{u_{*t}}$, $r_u = \frac{u_{*t}}{u_*}$

(此表部分来自文献[42])

作 者	实验材料	单宽输沙率公式
Bagnold(1941) [21]	石英沙 (比重2.6)	$q_s^* = C \left(\frac{D}{D_0} \right)^{0.5}$
Kawamura(1951) [13]	石英沙	$q_s^* = C(1+r_t)^2(1-r_t)$
Zingg(1953) [8]	石英沙	$q_s^* = C \left(\frac{D}{D_0} \right)^{0.75}$
Dyunin(1954) [20]	聚苯乙烯球 (比重1.6)	$q_s^* = C(1-r_u)$
Dyunin(1959) [21]	聚苯乙烯球	$q_s^* = C(1-r_u^3)$
刘振兴(1960) [16]		$q_s^* = C \cdot C_D^{-0.5}$
Owen(1964) [9]		$q_s^* = (0.25 + 0.33r_t p_t)(1-r_u^2)$
Kind(1976) [22]	聚苯乙烯球	$q_s^* = C(1-r_t^2)$
Iversen, et al(1976) [23]		$q_s^* = C p_t(1-r_t)$
Maegley(1976) [24]		$q_s^* = C \left(\frac{D}{D_0} \right)^{0.8} (1-r_t^2)$
Lettau, et al(1978) [25]	石英沙	$q_s^* = C \left(\frac{D}{D_0} \right)^n (1-r_t)$ ($n = 0.5-0.75$)
Schmidt(1982) [26]		$q_s^* = C p_t(1-r_t)$
赵性存等(1982) [27]	大气沙尘 (粒径 $\geq 0.25\text{mm}$)	$q_s = 5.1 \times 10^{-3} V_{2.0}^{4.381}$
马世威(1988) [28]	天然沙	野外观测 $q_s = 1.841 \times 10^{-6} V_{2.0}^{6.756}$
申建友等(1988) [29]	龙羊峡沙 (中值粒径 $\approx 0.234\text{mm}$)	野外观测 $q_s = 1.0194 \times 10^{-4} V_{2.0}^{4.4918}$
		风洞实验 $q_s = 5.341 \times 10^{-3} V_{ia}^{3.6513}$
	沙坡头沙 (中值粒径 $\approx 0.184\text{mm}$)	野外观测 $q_s = 4.0415 \times 10^{-4} V_{2.0}^{4.0018}$
		风洞实验 $q_s = 3.257 \times 10^{-3} V_{ia}^{3.7715}$
贺大良(1993) [30]	龙羊峡沙	风洞实验 $q_s = 1.72 \times 10^{-3} V_{ia}^{2.096}$
	沙坡头沙	风洞实验 $q_s = 4.13 \times 10^{-3} V_{ia}^{2.62}$
	樊山磷铁矿尾矿	风洞实验 $q_s = 0.0074 V_{ia}^{3.9716}$

4 风沙运动的细观研究

在这一方面,主要进行了沙粒起跳机制、起动风速和沙粒运动轨迹三个项目的研究工作,分述如下。

4.1 沙粒起跳机制的研究

这几十年来,有关沙粒起跳机制的学说大致有两大类共8种学说^[31;32],即以接触力为主的起跳学说(包括斜面飞升说^[3;33]、冲击起动说^[2;35;36]和振动起动说^[37-39])和以非接触力为主的起跳学说(包括Magnus力起动说^[4]、压差起动说^[3;18;34]、湍流起动说^[18]、负压起动说*和涡旋起动说^[41])。贺大良等^[32]曾对这8种学说进行了评价。他们通过估算1颗沙粒受到的重力、Magnus力、Saffman力、压差力等各力的大小,发现后3种力一般都比重力小至少1个量级,因此不可能是造成沙粒起跳的主要原因。此外,从高速摄影实验中贺大良等^[36]发现,沙粒起跳后的垂向加速度总是负值,说明沙粒受到的所有非接触力的垂向分量之和不足以克服重力使沙粒起跳,由此断定沙粒起跳的主要原因只能是接触力的作用。在3种接触力学说中,他们认为振动起动说可信度不高,因为它所描绘的沙粒起跳过程图景——2颗沙粒并排靠在一起,几经振动后其中1颗突然跃起——与野外观测和风洞实验中看到的沙粒在沙面上滚动一段距离后再突然上升的现象不符,从而确定沙粒起跳主要是斜面飞升和碰撞冲击的结果,而Magnus力等升力作用都只是辅助性因素。

4.2 沙粒起动风速的研究

由于沙粒运动是从气流中获得水平动量的结果,因此沙粒必须在一定的风力条件下才能开始运动。当风力逐渐增大到某一临界值以后,地表沙粒将脱离静止状态而开始运动,这个使沙粒开始运动的临界风速称为起动风速。

关于沙粒的起动风速,Bagnold^[2]曾提出了流体起动值和冲击起动值的概念。所谓流体起动值,是指来流中完全无沙,床面沙粒的起动完全出于风对沙粒的直接作用这一情形下的临界风速;若来流中含有部分沙粒,则这些沙粒打到床面后将引起部分床面沙粒的蠕动和跳跃。这种情况下,床面沙粒的运动将主要是由于风中原有的跃移颗粒的冲击作用所致,这时的临界风速称为冲击起动值。

关于这两个起动风速的物理意义可以这样理解,即当我们在风洞中进行沙粒起动实验时,我们总是先用基本上不含沙的气流吹过沙面,当气流速度逐渐增大到某个值时,床面上的沙粒开始运动而产生风沙流,这一风速就是沙粒的流体起动风速。风沙流一经形成,当我们逐渐降低风速到流体起动风速时,风沙流并不中止,直到风速降低到低于流体起动风速的某个值时,风沙流才完全中止。这一风速就是沙粒的冲击起动风速**。

为了求得流体起动风速,人们展开了各种风洞实验,Bagnold首先导出了如下的经验表达式:

* 颗粒在具有速度梯度的风场中运动时,若与风存在相对运动,就会受到一个横向作用力——Saffman力^[40],它的大小正比于风场速度梯度的平方根。由于地面附近风速梯度较大,而且风速梯度随风力增强而增大,Saffman力对颗粒起跳会有一定贡献。从这一点考虑,我们认为一些学者所说的负压作用很可能就是Saffman力。

** 从某种意义上说,这两个起动风速和流体力学中Reynolds转捩实验的上、下临界雷诺数颇为相似。

$$u_{*t} = A \sqrt{\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f} g D} \quad (16)$$

其中 u_{*t} 是临界摩阻速度, ρ_p 和 ρ_f 分别是沙粒和流体的密度, D 为沙粒粒径, A 为经验常数。

一般说来, A 是颗粒临界摩阻雷诺数

$$Re_t^* = \frac{\rho_f u_{*t} D}{\mu} \quad (17)$$

的函数。当 $Re_t^* > 3.5$ 时, A 接近于一个常数。Bagnold 根据均匀沙的实验结果取 $A = 0.1$, Chepil^[3] 则认为 A 值介于 0.09—0.11 之间, Zingg^[8] 得到的 A 值为 0.12, Lyles & Woodruff (1972) 的实验结果表明 A 值变动于 0.17 与 0.20 之间。图 5 给出了 70 年代中期在美国 Iowa 州立大学的边界层风洞中进行实验测得的 A 值与 Re_t^* 的关系曲线 (转引自文献 [42]), 并与 Bagnold、Chepil 和 Zingg 等人的数据进行了比较。从图中可以看出, 当 $Re_t^* \geq 3$ 时不同研究者给出的结果是比较一致的。各家学者的结果间存在差异的可能原因有 3 个, ① 判别沙粒起动的标准不同; ② 根据风洞实验段入口截面平均风速确定摩阻速度的方法有差异; ③ 实验条件不尽相同。

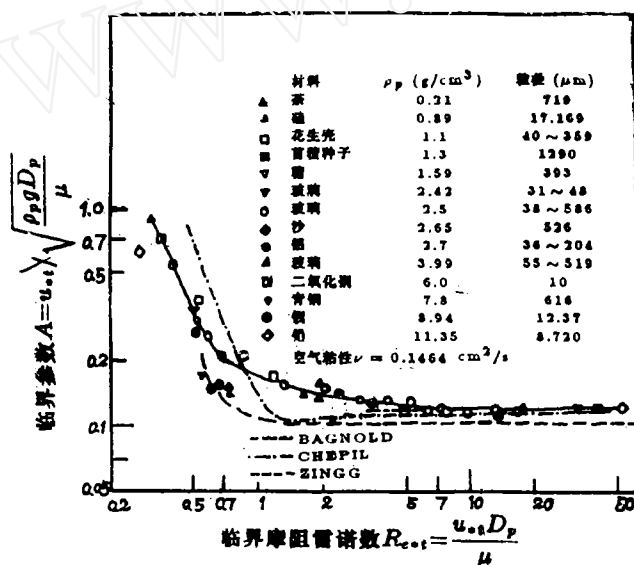


图 5 无量纲临界摩阻速度的实验结果 (据 Iversen, et al (1976); 引自戚隆溪等^[42])

式 (16) 表明, 若 A 为常数, 则流体起动风速与沙粒粒径的平方根成正比。起动风速与沙粒粒径之间的这种关系已得到反复的证实。不过, 这种平方根定律关系只在一定粒径范围内成立。据 Bagnold 的实验研究 (如图 6 所示), 起动风速最小的石英沙粒径约为 0.08 mm 左右, 沙粒再小起动风速反而增大*。图 7 是 Iowa 大学风洞实验的有关结果, 它表明, 不同

* 据分析, 造成这一现象的原因是, 粒子越小, 粒子间的内聚力作用相对于周围流体的粘性阻力来说就越重要^[24]。一般来说, 在泥沙起动问题中颗粒间的内聚力作用比较重要, 对于风沙的起动问题而言, 在人们感兴趣的颗粒粒径范围内, 颗粒间的内聚力作用一般可以忽略不计。

密度的各种材料都存在一个起动最佳的颗粒粒径，在此粒径下临界风速最小，这与 Bagnold 的研究结论是一致的。

至于冲击起动值，从图 6 中可以看到，对于粒径大于 0.15mm 的沙来说，该值也遵循平方根定律，不过比例系数不是 0.1 而是 0.08^[2]。从图中还可以看出，随着沙粒粒径的减小，沙粒的冲击起动值逐渐接近流体起动值。到了临界粒径，流体起动风速达到最小值，这时冲击起动值也许就不单独存在了^[14]。

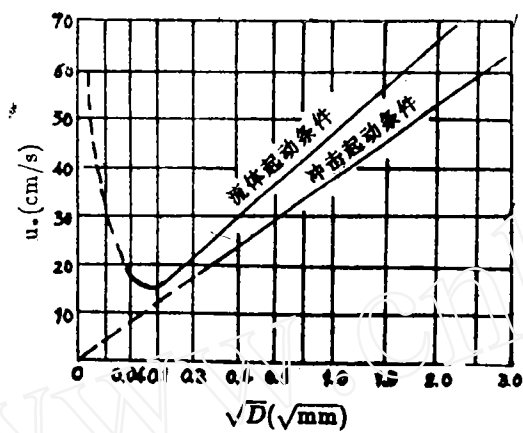


图 6 地表石英颗粒起动风速与粒径的关系（引自 Bagnold^[11]）

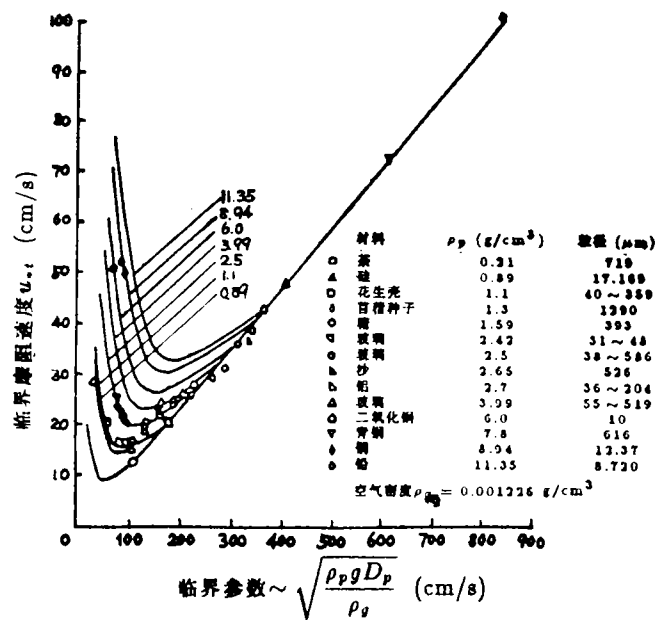


图 7 1 大气压条件下各种颗粒临界摩擦速度的实验结果
(据 Iversen, et al (1976); 引自戚隆溪等^[42])

最后需要说明的是，起动风速除了与沙子粒径有关外，还受到地表性质和沙子含水率等多种因素的影响，具体表现为，①粗糙地表由于摩擦阻力大而必然导致起动风速大；②沙子在湿润情况下能较大幅度地增强沙子间的团聚作用，从而较大幅度地提高起动风速（参见

表 4 和文献 [43])。鉴于起动风速受众多因素的影响, 实际工作中大多还是利用风速仪进行野外实地测量来确定一个地区沙子的起动风速, 而上面所述的平方根定律只能给出一个估计值。

表 4 沙子含水率对起动风速的影响 (引自吴正 [14])

沙 粒 粒 径 (mm)	不同含水率 (%) 下的起动风速 (m/s)				
	干燥状态	1	2	3	4
0.175—0.25	3.8	4.6	6.0	10.5	12.0
0.25—0.5	4.8	5.8	7.5	12.0	—
0.5—1.0	6.0	7.0	9.5	12.0	—
1.0—2.0	9.0	10.8	12.0	—	—

4.3 沙粒运动轨迹的研究

众所周知, 风沙流中沙粒的运动有悬移、跃移和蠕移 3 种基本形式 (参见图 8)。

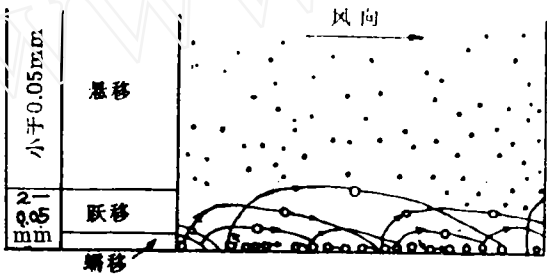


图 8 风沙运动的 3 种基本形式 (引自吴正 [14]; 图中数字是颗粒粒径)

所谓悬移, 是指沙土颗粒悬浮于空气中保持一定时间而不与地面接触的运动形式。呈悬移状态的颗粒极限沉降速度接近于气流的垂向脉动速度, 因而其粒径不能太大, 一般只有粒径小于 0.05mm 的粒子才能处于悬移状态。根据 Bagnold 的研究, 呈悬浮状态运输的沙量, 尚不足总输沙量的 5%。

对于作跃移运动的沙粒, 它受风力上扬而脱离地表以后, 将不断从气流中取得水平动量而加速前进, 并在重力作用下以一个相对于水平方向很小的锐角落回地面。沙粒落回地面时具有相当大的动能, 因而不但下落粒子本身有可能反弹起来继续跳跃前进, 而且它的冲击作用还可能使下落点周围的一部分沙粒飞溅起来进入跳跃状态, 从而引起一个连锁反应。这种连续的跳跃是跃移运动的主要特点。观测表明, 粒径为 0.1—0.15mm 的沙粒最容易以跃移形式运动。吴正、凌裕泉 [16] 的野外观测表明, 随着风速的增大, 气力输沙中跃移的比例虽略有增加, 但变化不大, 平均约占 3/4 左右 (见表 5), 这一结果与 Bagnold 的研究一致。

沙粒沿地表的滚动或滑动称为表层蠕移运动。一般来说, 粒径在 0.5—2.0mm 的沙粒都属于表层蠕移沙的范畴。Bagnold 在风洞中研究发现, 蠕移的沙量通常约占总沙量的 1/4。

堀川和沈学汶根据各家实验数据列出了关于蠕移沙量占总沙量比例的一系列结果如下：Chepil发现 0.15—0.25mm 的沙子蠕移量占总沙量的0.157,而对 0.25—0.87mm 的粒子则为 0.249；筱原和岩垣在野外发现上述比例为 0.065—0.116；堀川和沈学汶自己发现此值约为0.20，且不受风速影响。

综上所述，风沙运动是以颗粒跃移运动为主要形式。

表 5 不同风速下气流中的跃移沙量和蠕移沙量
(根据新疆莎车的观测资料，引自吴正^[14])

2 m高处风速 (m/s)	总 输 沙 量 (g/min)	蠕 移		跃 移	
		沙量 (g/min)	%	沙量 (g/min)	%
5.0	0.78	0.24	31	0.54	69
6.0	1.39	0.31	22	1.08	78
7.0	2.53	0.59	23	1.94	77
8.0	4.05	0.82	20	3.23	80
9.0	6.19	1.15	19	5.04	81
10.0	9.42	1.86	19	7.56	81

风沙运动以跃移形式最为重要，不仅表现在跃移输沙通常占风沙的主体，而且还表现在悬移运动和表层蠕移运动都与跃移运动有关，尤其是表层蠕移沙粒的动量主要来自跃移沙粒的冲击。此外，正如 Bagnold、Chepil、兹纳门斯基等所指出的那样，跃移沙粒的冲击是破坏沙地表面并造成风蚀的主要原因。因此，防止沙质地表风蚀和风沙危害的主要着眼点应放在防止沙粒的跃移运动上。鉴于此，深入认识沙粒跃移运动的特性就十分重要。

图 9 示出颗粒跃移运动的典型轨迹，其主要几何参数包括粒子起跳角 α_1 、起跳速度 V_1 、下落角 α_2 、下落速度 V_2 、跃移高度 h 和跃移距离 L 等。Bagnold^[12] 在推导输沙率公式时曾假设粒子起跳时的垂向速度具有摩阻速度 u_* 的量级，这一假设为后来的一些实验结果所证实^[44-46]。Owen^[9] 通过分析跃移区外气流速度的测量结果和风沙流自平衡机制，提出了跃移区外气流速度分布和气流在沙面上的剪切力的关系式，并在此基础上研究了均匀粒子在气流中的跃移运动，在忽略气流阻力的情况下得到粒子跃移的最大高度约为 $\frac{u_*^2}{2g}$ 量级。对

于实际的跃移粒子，由于存在空气阻力，跃移高度似乎应低于此值，但实验观测结果恰好相反。White & Schulz^[44] 分析了这一现象后指出，没有考虑粒子的旋转运动以及粒子由此受到的 Magnus 力是造成这一差异的主要原因。在此分析的基础上，他们对于一个特定工况 ($u_* = 39.6\text{cm/s}$) 进行了颗粒轨迹计算，并根据该工况下的高速摄影实验结果拟合了粒子从沙面上起跳时速度 V_1 、起跳角 α_1 和旋转角速度 ω_1 的经验关系式。虽然这些关系式经验性成分很重，也没有经过其它工况实验结果的检验，但这一工作仍然因为以下两点而具有重要意义：①它首次在较全面地考虑运动粒子受力的基础上研究粒子的跃移运动，此前的同类工作不仅没有考虑粒子的旋转及与之对应的 Magnus 力，对粒子所受的空气阻力也往往采用 Stokes 阻力这一简单的模型，有的学者甚至干脆忽略阻力作用；②它提出了一个由粒子下落

堀川和沈学汶根据各家实验数据列出了关于蠕移沙量占总沙量比例的一系列结果如下：Chepil发现 0.15—0.25mm 的沙子蠕移量占总沙量的0.157,而对 0.25—0.87mm 的粒子则为 0.249；筱原和岩垣在野外发现上述比例为 0.065—0.116；堀川和沈学汶自己发现此值约为0.20，且不受风速影响。

综上所述，风沙运动是以颗粒跃移运动为主要形式。

表 5 不同风速下气流中的跃移沙量和蠕移沙量
(根据新疆莎车的观测资料，引自吴正^[14])

2 m高处风速 (m/s)	总 输 沙 量 (g/min)	蠕 移		跃 移	
		沙量 (g/min)	%	沙量 (g/min)	%
5.0	0.78	0.24	31	0.54	69
6.0	1.39	0.31	22	1.08	78
7.0	2.53	0.59	23	1.94	77
8.0	4.05	0.82	20	3.23	80
9.0	6.19	1.15	19	5.04	81
10.0	9.42	1.35	19	7.56	81

风沙运动以跃移形式最为重要，不仅表现在跃移输沙通常占风沙的主体，而且还表现在悬移运动和表层蠕移运动都与跃移运动有关，尤其是表层蠕移沙粒的动量主要来自跃移沙粒的冲击。此外，正如 Bagnold、Chepil、兹纳门斯基等所指出的那样，跃移沙粒的冲击是破坏沙地表面并造成风蚀的主要原因。因此，防止沙质地表风蚀和风沙危害的主要着眼点应放在防止沙粒的跃移运动上。鉴于此，深入认识沙粒跃移运动的特性就十分重要。

图 9 示出颗粒跃移运动的典型轨迹，其主要几何参数包括粒子起跳角 α_1 、起跳速度 V_1 、下落角 α_2 、下落速度 V_2 、跃移高度 h 和跃移距离 L 等。Bagnold^[12] 在推导输沙率公式时曾假设粒子起跳时的垂向速度具有摩阻速度 u_* 的量级，这一假设为后来的一些实验结果所证实^[44-46]。Owen^[9] 通过分析跃移区外气流速度的测量结果和风沙流自平衡机制，提出了跃移区外气流速度分布和气流在沙面上的剪切力的关系式，并在此基础上研究了均匀粒子在气流中的跃移运动，在忽略气流阻力的情况下得到粒子跃移的最大高度约为 $\frac{u_*^2}{2g}$ 量级。对

于实际的跃移粒子，由于存在空气阻力，跃移高度似乎应低于此值，但实验观测结果恰好相反。White & Schulz^[44] 分析了这一现象后指出，没有考虑粒子的旋转运动以及粒子由此受到的 Magnus 力是造成这一差异的主要原因。在此分析的基础上，他们对于一个特定工况 ($u_* = 39.6\text{cm/s}$) 进行了颗粒轨迹计算，并根据该工况下的高速摄影实验结果拟合了粒子从沙面上起跳时速度 V_1 、起跳角 α_1 和旋转角速度 ω_1 的经验关系式。虽然这些关系式经验性成分很重，也没有经过其它工况实验结果的检验，但这一工作仍然因为以下两点而具有重要意义：①它首次在较全面地考虑运动粒子受力的基础上研究粒子的跃移运动，此前的同类工作不仅没有考虑粒子的旋转及与之对应的 Magnus 力，对粒子所受的空气阻力也往往采用 Stokes 阻力这一简单的模型，有的学者甚至干脆忽略阻力作用；②它提出了一个由粒子下落