

薄层剪切二元颗粒分离过程动力学特性分析

郑麟 莫松平 李玉秀 陈颖 徐进良

Analysis of dynamic characteristics of two-component granular mixture segregation in thin shear cell

Zheng Lin Mo Song-Ping Li Yu-Xiu Chen Ying Xu Jin-Liang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 164703 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190322

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190322>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纳米通道内气体剪切流动的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulations of surface effects on Couette gas flows in nanochannels

物理学报. 2018, 67(8): 084701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172706>

环状聚合物及其对应的线性链熔体在启动剪切场下流变特性的分子动力学模拟研究

Rheological properties of ring and linear polymers under start-up shear by molecular dynamics simulations

物理学报. 2019, 68(13): 138301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190403>

剪切振动下湿颗粒的力学谱

Wet granular matter mechanical spectroscopy under low-frequency shear

物理学报. 2018, 67(20): 206402 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180966>

类固态颗粒物质的剪切弹性行为测量

Measurement of shear elasticity of granular solid

物理学报. 2016, 65(12): 124501 <https://doi.org/10.7498/aps.65.124501>

流场环境下复杂囊泡的动力学行为

Dynamics of complex vesicles in shear flow

物理学报. 2015, 64(16): 168201 <https://doi.org/10.7498/aps.64.168201>

基于旋转场曲率的二维剪切梁单元建模

Analysis of planar shear deformable beam using rotation field curvature formulation

物理学报. 2017, 66(11): 114501 <https://doi.org/10.7498/aps.66.114501>

薄层剪切二元颗粒分离过程动力学特性分析*

郑麟¹⁾ 莫松平¹⁾ 李玉秀^{1)†} 陈颖¹⁾ 徐进良²⁾

1) (广东工业大学材料与能源学院, 广州 510006)

2) (华北电力大学能源动力与机械工程学院, 北京 102206)

(2019年3月7日收到; 2019年5月10日收到修改稿)

颗粒分离的物理机制目前没有统一解释. 本文采用三维离散元模型, 模拟了剪切槽内两种尺度的球形二元颗粒在高度方向上位置互相颠倒的现象. 关注大颗粒跃升过程中的运动学和动力学行为特征, 观测到大颗粒跃升过程分三个阶段: 弛豫阶段、起跳阶段和平衡阶段. 定量分析了摩擦系数对颗粒受力等具体影响. 结果显示弛豫时间随着摩擦系数的增大而减少, 颗粒最终的平衡高度随着摩擦系数的增大而增大. 定义了浮升因子, 发现浮升因子在大颗粒起跳点处陡降, 形成大颗粒跃升的“窗口时间”. 揭示大颗粒的起跳是受力脉动高频特性和浮升因子陡降两个因素共同作用的结果, 即颗粒的上升运动由受力和周围空间决定.

关键词: 离散元模拟, 剪切分离, 颗粒动力学, 摩擦系数

PACS: 47.57.Gc, 45.70.-n, 83.10.Pp, 83.10.Rs

DOI: 10.7498/aps.68.20190322

1 引言

颗粒是自然界常见的离散物质, 静止时呈现固体状态, 而整体运动时呈现类流体状态^[1]. 不同的颗粒在剪切或者振动等外力激励条件下, 会出现不同的移动分离和混合现象^[2](花瓣形, 圣诞树形, 指形, 三明治^[3]等). 颗粒的分离与混合广泛应用于制药、食品、化工和能源等领域^[4], 利用二元颗粒密度、尺寸、几何形貌以及其他性质的差异, 施加外部作用, 能够实现颗粒分离或混合^[5-7]. 除工业领域, 自然界的山体滑坡、泥石流、雪崩中亦有颗粒独特的分离运动, 如大石块聚集在顶部, 小石块沉降在底部的现象^[6]. 正因为颗粒运动的高应用价值和复杂性, 在过去的几十年中, 颗粒流一直是研究热点^[8].

针对剪切二元颗粒体系分离的现象已经开展了实验^[9-12]、数值模拟^[13]研究, 而对分离现象的理

论研究以三种典型机制为主导: “渗流”机制理论^[14]; “对流”机制^[15]; “凝聚”机制^[16]; 颗粒分离的新机制^[17-19], 对于不同的分离运动倾向于用多种机制竞争或主导机制解释. 随着新分离现象的发现不断提出不同机制, 因此目前依旧没有统一的颗粒运动的物理解释. 主要原因在于以往分析集中于对颗粒群使用经典流体理论类比分析, 颗粒系统作为软凝聚物质系统不能被其套用; 其次, 缺乏物理机制的揭示^[11,20], 包括 1) 缺乏底层颗粒在向上跃升过程中的运动学以及动力学行为特征分析, 2) 缺乏讨论底层颗粒向上起跳的控制条件, 3) 缺乏研究细观颗粒群的空间分布结构对颗粒分离过程的影响规律. 本文的重要工作就是探讨以上三点. 同时, 颗粒间的摩擦耗散作用是区别于其他物质状态的主要特征^[21], 摩擦力的变化导致颗粒系统的能量耗散变化, 甚至导致颗粒分离的变化发生逆转^[22], 因此研究摩擦系数对颗粒运动的变化具有重要意义.

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2017YFB0601803) 和国家自然科学基金 (批准号: 51776043) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuxiu.li@hotmail.com

本文采用三维离散元 (DEM) 方法, 模拟大小两种尺度球形颗粒初始时刻处于底层的大颗粒向顶层跃升的运动过程, 研究颗粒间的摩擦作用强弱对颗粒上升变化的影响, 获得摩擦力对颗粒跃升行为动力学的影响规律, 揭示大颗粒跃升的物理机制, 为后续人们理解颗粒分离运动理论提供参考依据.

2 模拟设置

2.1 物理模型

本文模拟的二元颗粒系统, 周侧固定的两个内外圆柱面和底部旋转的圆环形底盘构成, 7501 颗粒 (7500 颗直径为 0.002 m 和 1 颗直径为 0.003 m 的球形颗粒) 自由堆积在圆环槽型限域空间中, 如图 1 所示. 底面以一定的角速度旋转, 对槽内的颗粒群产生恒定剪切力. 圆环槽内径为 0.294 m, 外径为 0.317 m, 高度为颗粒群的堆积高度. 模拟系统置于重力环境, 以剪切盒的底部中心为坐标原点, 重力反方向为 z 轴正方向, 坐标轴设立满足右手系定则. 颗粒系统的填注方式如下: 首先将大颗粒置于剪切槽底层, 然后在容器上方随机生成小颗粒倾倒入槽, 释放完预设数目的小颗粒后再合上顶盘. 系统在重力条件下弛豫足够长时间以确保总动能稳定在较低的范围后旋转底盘, 旋转周期为 20 s. 观察大颗粒在小颗粒群中的运动特征.

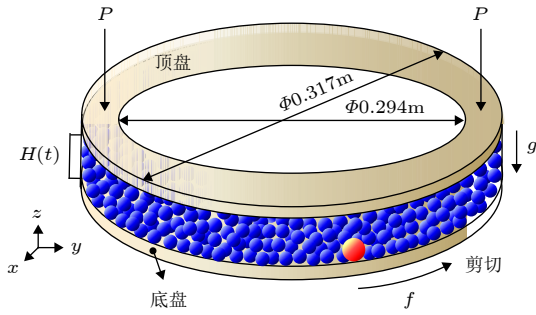


图 1 三维剪切颗粒体系示意图

Fig. 1. Schematic diagram of shear granular system.

2.2 数学模型

模拟中颗粒的运动包括平动和转动, 分别采用 (1) 式和 (2) 式进行描述

$$m\ddot{\mathbf{X}} = \mathbf{F}_n + \mathbf{F}_t + \mathbf{F}_b, \quad (1)$$

$$\mathbf{I} \frac{d\boldsymbol{\omega}}{dt} = \mathbf{r}_c \times \mathbf{F}_t, \quad (2)$$

其中 \mathbf{F}_n 是颗粒间碰撞的法向接触力, \mathbf{F}_t 是颗粒间碰撞的切向接触力, \mathbf{F}_b 是除碰撞力以外的力. 重力及颗粒间的法向和切向接触力使颗粒发生平动; 切向接触力产生力矩, 导致颗粒发生旋转.

颗粒间的相互碰撞采用弹簧阻尼软球模型描述. 弹簧模型考虑颗粒因弹性碰撞受到的作用力, 颗粒在法向和切向分别发生弹性形变, 弹性形变量与颗粒受到的弹性作用力成正比. 阻尼模型模拟颗粒因非弹性形变导致的机械能损失, 也可以分解为法向和切向分量. 因此, 当球 i, j 发生碰撞时, 球 i 受到的切向和法向作用力为

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \mathbf{F}_n + \mathbf{F}_t \\ &= \underbrace{(k_n \delta_{n_{ij}} - \gamma_n \nu_{n_{ij}})}_{\text{法向力}} + \underbrace{(k_t \delta_{t_{ij}} - \gamma_t \nu_{t_{ij}})}_{\text{切向力}}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 k_n 表示法向弹性碰撞系数, $\delta_{n_{ij}}$ 是两个颗粒之间的法向重叠距离; γ_n 是法向黏弹性阻尼系数, $\nu_{n_{ij}}$ 是法向相对速度; k_t 是切向弹性碰撞系数, $\delta_{t_{ij}}$ 是两个球状颗粒的切向相对位移向量; γ_t 是切向接触的黏弹性阻尼系数, $\nu_{t_{ij}}$ 是切向相对速度. 其中 $\delta_{t_{ij}}$ 必须满足摩擦屈服准则 $\mathbf{F}_t \leq X_\mu \mathbf{F}_n$, X_μ 是最大静摩擦系数. 以上参数的计算公式如下:

$$k_n = \frac{4}{3} Y^* \sqrt{R^* \delta_{n_{ij}}}, \gamma_n = -2 \sqrt{\frac{6}{5}} \beta \sqrt{S_n m^*} \geq 0,$$

$$k_t = 8G^* \sqrt{R^* \delta_{n_{ij}}}, \gamma_t = -2 \sqrt{\frac{6}{5}} \beta \sqrt{S_t m^*} \geq 0,$$

$$S_n = -2Y^* \sqrt{R^* \delta_{n_{ij}}}, S_t = 8G^* \sqrt{R^* \delta_{n_{ij}}},$$

$$\beta = \frac{\ln(e)}{\sqrt{\ln^2(e) + \pi^2}} \frac{1}{Y^*} = \frac{(1 - \nu_i^2)}{Y_i} + \frac{(1 - \nu_j^2)}{Y_j},$$

$$\frac{1}{G^*} = \frac{2(2 - \nu_i)(1 + \nu_i)}{Y_i} + \frac{2(2 - \nu_j)(1 + \nu_j)}{Y_j},$$

$$\frac{1}{R^*} = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_j} \frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_j}, \quad (4)$$

式中 R_i, R_j 为颗粒半径, m_i, m_j 是颗粒质量, Y_i, Y_j 是杨氏模量, ν_i, ν_j 是泊松系数, e 为恢复系数.

模拟采用美国圣地亚实验室开发的三维 DEM 程序 LIGGGHTS^[23]. 微分方程采用 verlet 积分算法. 模拟中力学参数和其他参数的设置详见表 1.

表 1 模拟参数
Table 1. Simulation parameters.

参量	数值
杨氏模量 Y/Pa	10^7
泊松系数 ν	0.25
恢复系数 e	0.5
摩擦系数 f	0.3, 0.35, 0.4, 0.45, 0.47, 0.49, 0.51, 0.55, 0.6
颗粒直径 R/m	0.002 (小颗粒), 0.003 (大颗粒)
颗粒密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	1000
时间步长 t/s	2×10^{-6}
模拟物理时间 t/s	80

本文的数值模型初始时刻大颗粒在下部, 小颗粒在上部, 经过中间的掺混过程, 最终达到位置颠倒的平衡状态, 与 May 等^[10] 的实验结果一致, 如图 2 所示. 验证了本文数值模型以及参数设置的可行性.

3 模拟结果与讨论

模拟结果显示, 对于所有的摩擦系数, 大颗粒向上跃升的过程都会经历三个阶段: 1) 弛豫阶段, 大颗粒随着剪切槽底面周向旋转, 但高度位置不变; 2) 起跳阶段, 大颗粒经历极短的时间跨度迅速到达颗粒群顶层; 3) 平衡阶段, 到达顶层的大颗粒在高度方向上下脉动, 但不会再回到底部, 完成颗粒空间位置的颠倒. 以下的结果与讨论, 按照跃升过程经历的三个阶段为顺序展开, 首先, 以摩擦系数为 0.3 为例, 介绍大颗粒运动的整体特征; 其次, 讨论摩擦系数对大颗粒运动的影响规律; 最后, 探讨颗粒起跳的物理机理.

3.1 大颗粒的整体运动特性

图 3(a) 为大颗粒三维空间位置随时间的演变

过程. 由图可见, 大颗粒做逆时针旋转上升运动, 三维轨迹可以分为三个阶段: 1) 定义 t 从 0—29.92 s 的时间跨度为起跳弛豫时间, 大颗粒在剪切槽底部做旋转运动, 在高度方向上变化很小, 间歇性地发生小幅度不规则跳动; 2) $t = 29.92$ s 开始起跳上升, 起跳的过程很短, 经历 3.88 s 后, $t = 33.8$ s 时刻跃升过程完成; 3) 大颗粒上升到顶部, 在顶部平衡位置附近上下脉动.

为了进一步探究颗粒轨迹特征, 将图 3(a) 所示的颗粒三维轨迹分解为水平方向的 x 和 y 位移曲线, 如图 3(b) 所示, 以及高度方向上的 z 位移曲线, 如图 3(c) 所示. 由图 3(b) 可见, 颗粒在水平方向的位移特征为类圆周运动, 周期为 43 s, 是剪切槽底面旋转周期的一半, 说明大颗粒的运动落后于剪切槽底面的旋转运动, 这是由颗粒与底面间的相对滑动引起的. 图 3(c) 所示的 z 方向位移时间序列清楚地描述了颗粒瞬间跃升的特征. 大颗粒在整个过程中的运动并非平稳直线运动, 而是伴随着回落的运动, 起跳上升运动前大颗粒在底部发生多次假“起跳”, 但均回到底部, 直到 $t = 29.92$ s 后不再落回, 而是逐渐上升到达顶部, 最后停留在顶部做小幅度脉动, 脉动幅度为 0.00135 m.

大颗粒起跳的临界条件与颗粒受力平衡以及邻域内小颗粒空间排布结构密切相关, 首先探查小颗粒空间密度分布对大颗粒起跳的影响规律. 选取三个关键时间点, 如图 3(c) 中 (1)、(2) 和 (3) 点所示, 对应于上升过程的“起跳”起始点, “跃升”中间点和“平衡”点, 考察这三个时刻大颗粒邻域空间内小颗粒的空间排列结构, 如图 3(c) 中插图所示. 发现在“起跳”起始点, 大颗粒上方的小颗粒排列密度较其他区域稀疏, 这样给大颗粒的“起跳”提供了上升空间; 在“跃升”中间点, 大颗粒底部小颗粒排列

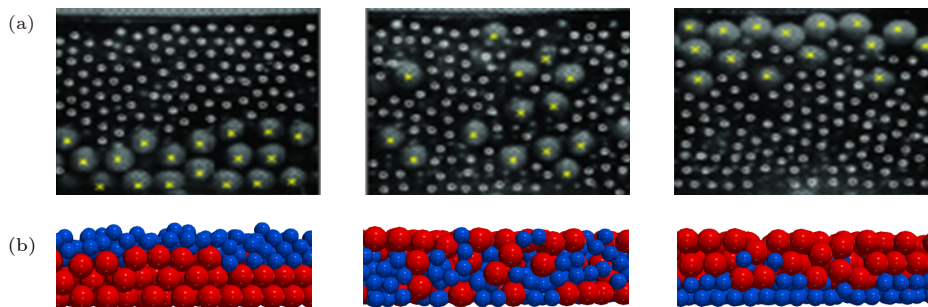


图 2 实验与模拟结果对比图 (a) May 等^[10] 实验获得大小颗粒位置互相颠倒的现象; (b) 本文的模拟结果

Fig. 2. Comparison between the present simulation and the previous experimental results: (a) The Brazil-nut effect phenomenon from May^[10]; (b) the present numerical simulation results.

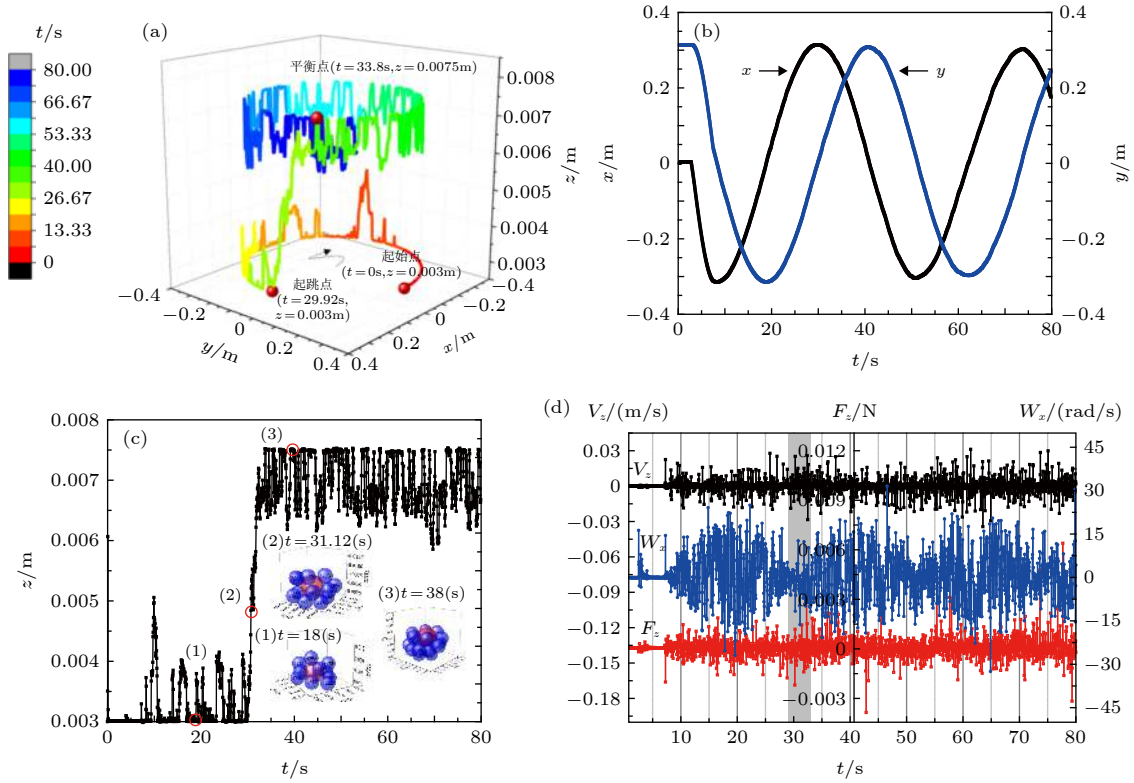


图 3 摩擦系数为 0.3 的大颗粒运动及力学特征图 (a) 大颗粒轨迹随时间演变图; (b) 大颗粒 x, y 方向位移随时间变化图; (c) 大颗粒 z 方向位移随时间演变图; (d) 大颗粒在 z 方向线速度、受力以及旋转角速度随时间变化规律, 灰色条带对应起跳过程
 Fig. 3. Characteristics of the large particle kinetics and kinematics with friction coefficient of 0.3: (a) Large particle trajectory evolution over time; (b) changes of large particle trajectory components in x and y directions with time; (c) changes of large particle trajectory components in z direction with time; (d) changes of translational velocity, force and rotational velocity with time.

较顶部紧密, 大颗粒似乎是被周围颗粒“挤压”上升的; 在“平衡”点, 大颗粒下部的小颗粒密集排列, 支撑大颗粒在剪切槽顶部达到动态平衡.

引起大颗粒起跳的另外一个可能因素是大颗粒在高度方向的受力特征, 特别需要关注大颗粒起跳前后在高度方向上的受力 F_z 是否具有明显的变化, 为此, 我们对大颗粒进行 z 方向的力学分析, 提取速度 V_z , 受力 F_z , 以及转动角速度 ω_z 的时间序列, 如图 3(d) 所示, 图中的灰色条带对应起跳过程. 从图中可以看出, 速度、受力和转动角速度在“起跳”时刻以及“跃升”过程中, 呈现均值为 0 的脉动分布状态, 没有呈现出直觉预期的上升力大于下沉力的规律. 因此, 在起跳前后, 颗粒在高度方向上的受力没有特殊性, 受力特征本身不是颗粒起跳的决定因素.

3.2 摩擦系数对颗粒群动量传输以及整体堆积密度的影响

本文模拟中, 颗粒群的堆积高度代表颗粒堆积

的松散程度, 通过大颗粒到达顶部后的平衡高度表征. 如图 4(a) 所示, 大颗粒的平衡高度随着摩擦系数的增大而增大, 这也意味着小颗粒群空间排列更为松散, 有利于大颗粒由下至上的跃升过程, 对应于大颗粒的起跳弛豫时间将会更短, 这一推论由图 4(b) 所示的大颗粒起跳弛豫时间随摩擦系数的变化规律.

验证表明, 总体上大颗粒的起跳弛豫时间随摩擦系数的增大而减小, 即随着摩擦系数的增大, 大颗粒能够更快地达到起跳临界点. 当摩擦系数为 0.47 时, 起跳时间点较为特殊, 这个特殊现象的原因会在后续研究中进一步分析.

在模拟过程中, 因小颗粒注入满剪切槽的随机性, 可能出现大颗粒被小颗粒击中弹起无法回落到底部而是其他小颗粒上方的情况, 这种情况下大颗粒的跃升不是本文探讨的内容. 本文模拟中摩擦系数为 0.45 和 0.6 两种情况下, 会出现以上情况, 因此, 在分析颗粒上升过程随摩擦系数的变化规律时, 将这几个数据点剔除.

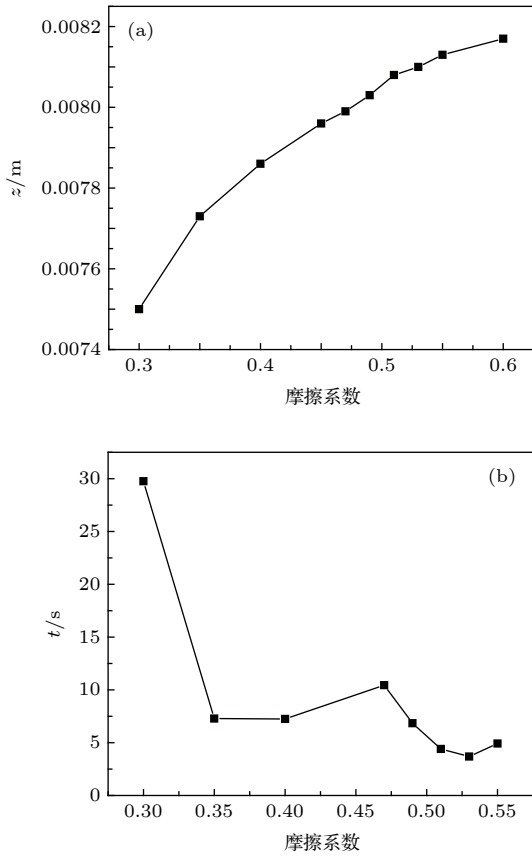


图 4 (a) 平衡高度随摩擦系数变化图; (b) 起跳弛豫时间随摩擦系数变化图

Fig. 4. (a) Equilibrium height versus friction coefficient; (b) relaxation time changes with friction.

3.3 摩擦系数对大颗粒动力学特征的影响规律

图 5(a) 为不同摩擦系数下 z 方向分力的全程变化曲线, 可以看出, 针对不同的摩擦系数, F_z 均随时间表现为 0 值附近上下脉动的特征, 且 F_z 在对应的起跳时间点附近无明显变化, 因此颗粒的突跳并非是受力的突然变化造成的. 对于不同的摩擦系数, 我们观察到, 随着摩擦系数的增加, F_z 上下脉动的幅值范围变大. 为了提取这种幅值变化特征, 采用如下方法: 首先针对整体脉动数据去掉时均值, 然后分别求出正负脉动波的均值, 最后对两均值绝对值求和即为脉动域宽值. 图 5(b) 所示即为 F_z 脉动波域宽随摩擦系数的变化曲线图, 由图可看出, 随着摩擦系数的增加, F_z 域宽呈现增大的趋势, 即每次脉动, 大颗粒获得了更大的弹跳的能力. 因此, 摩擦系数的增大, 有利于大颗粒在更短的时间内实现起跳.

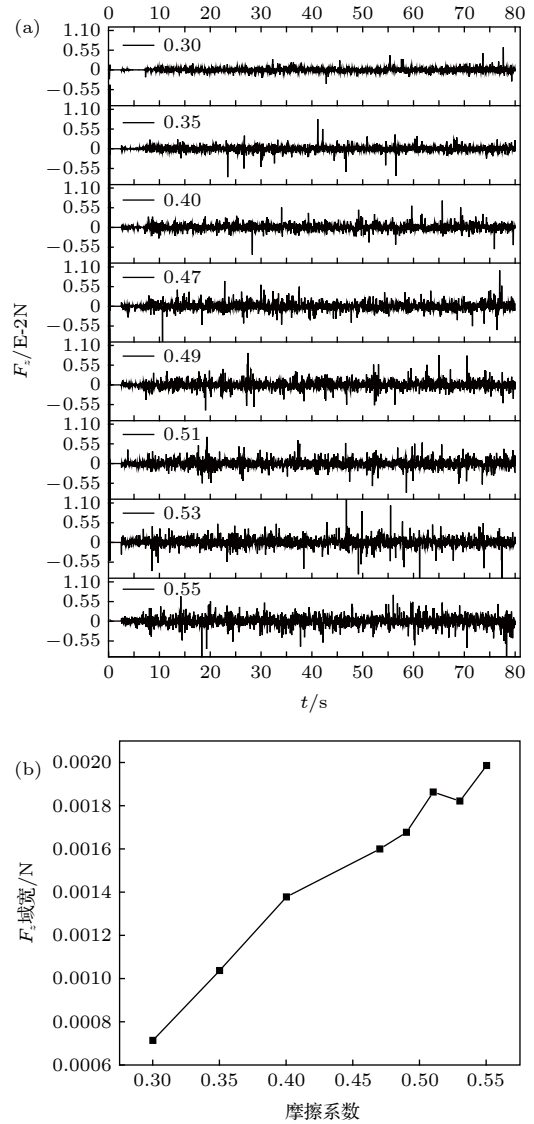


图 5 (a) 不同摩擦系数下 z 方向受力 F_z 时间变化序列; (b) F_z 脉动域宽随摩擦系数的变化规律

Fig. 5. (a) F_z changes with time for different friction coefficients; (b) F_z oscillation magnitude changes with friction coefficients.

3.4 大颗粒邻域空间内小颗粒群空间排列结构

小颗粒群在空间的排列状态对大颗粒的行为特征具有重要的影响, 甚至影响大颗粒的起跳过程. Zhang 和 Campbell^[24] 提出沿用至今的思路: 颗粒群体运动行为存在两种状态, 即类液态和类固态, 类固态行为下, 颗粒群整体呈现出固体特性, 颗粒的相对位置以及间距变化很小; 类液态行为下, 颗粒群呈现流体流动特征, 颗粒间相对位置呈现较大变化. 更为重要的是, 这两种状态能够同时存在于颗粒群体系中, 中间存在一个明显的界面划

分类液态和类固态区域. 联系本文的模拟结果, 提出以下假设理论: 大颗粒在跃升过程中, 处于大颗粒上部的小颗粒呈现类流体运动态, 小颗粒间的间距变化较大, 给大颗粒向上跃升提供了可能的空间; 另一方面, 处于大颗粒下部的小颗粒呈现类固体运动态, 小颗粒间的间距变化较小, 使得大颗粒能够获得底部的支撑作用, 不再回落到剪切槽的底部, 从而完成跃升过程, 在顶部达到动态平衡.

为了验证以上理论, 我们引入浮升因子的概念, 表征大颗粒周围球形邻域空间内, 上半部分和下半部分小颗粒个数的差异. 浮升因子计算方法示意图如图 6 所示, 考虑到本文模拟薄层颗粒体系, 我们以大颗粒球心为原点、 0.007 m (大颗粒半径与小颗粒直径之和) 为半径划定球形邻域. 设立上下区域分界面 AB, 分界面穿过大颗粒球心并且平行于 xy 平面, 分别统计分界面上下的小颗粒数目, 定义浮升因子为上区域颗粒数目与下区域颗粒数目的比值, 浮升因子越小, 说明下部颗粒比上部颗粒排列越密集, 越有利于大颗粒跃升.

针对低、中、高三种摩擦系数, 鉴别浮升因子

随时间的变化过程, 其中低摩擦系数为 0.35、中摩擦系数为 0.49、高摩擦系数为 0.55.

图 7(a)—图 7(c) 分别描述了三种摩擦系数下颗粒起跳轨迹与浮升因子随时间变化的对应关系: 起跳前, 浮升因子的数值大于 1, 大颗粒在底部; 起跳过程中, 浮升因子减小, 下部小颗粒的数目大于上部小颗粒的数目, 大颗粒获得了起跳必要的上升空间, 下部颗粒群提供了必要的底部支撑; 起跳结束, 浮升因子小于 1, 大颗粒到达顶部. 由图 7(a)—图 7(c) 可见, 大颗粒的起跳轨迹与浮升因子的突

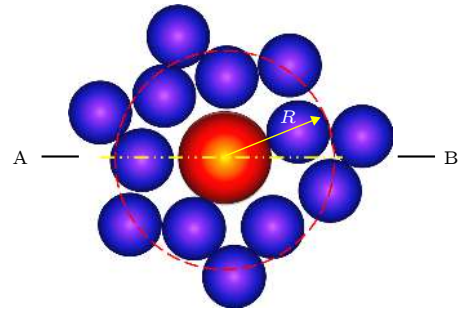


图 6 浮升因子计算模型

Fig. 6. Floating factor calculation model.

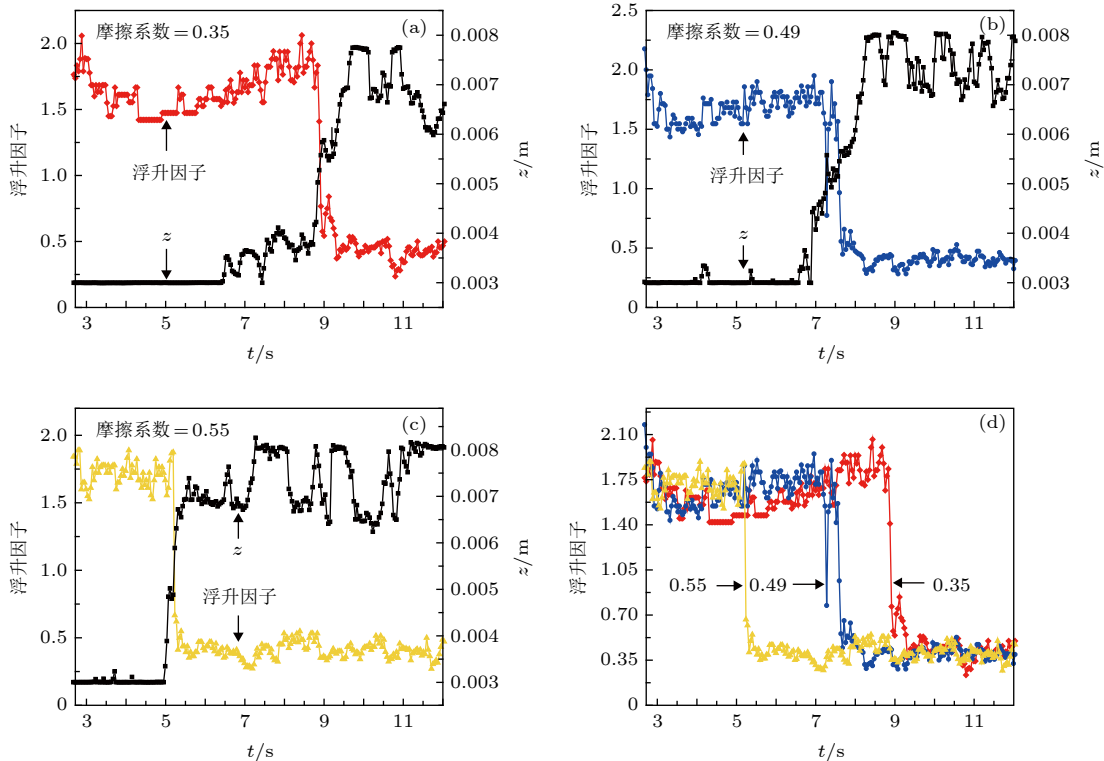


图 7 起跳过程中浮升因子随时间变化图 (a)—(c) 浮升因子在颗粒起跳过程中的变化规律, 摩擦系数分别为 0.35 (a) 0.49 (b) 0.55 (c) 图中彩色线表示浮升因子, 黑色实线表示对应时刻颗粒高度的变化过程; (d) 随摩擦系数增大浮升因子突降转变点提前
Fig. 7. The floating factor variation with time under the friction coefficients of 0.35 (a), 0.49 (b) and 0.55 (c). The color line indicates the floating factor, and the black line represents the z trajectory. (d) sharp decrease point of the floating factor occurs earlier with friction coefficient increment.

降转变点具有很好的对应关系, 在起跳时刻, 浮升因子的陡降, 大颗粒上层的小颗粒排列疏松, 为大颗粒的跃升提供至为关键的“窗口时间”. 图 7(d) 比较了浮升因子突降转变点随摩擦系数增大更快出现, 发现随摩擦系数的增大, 大颗粒起跳弛豫时间变短, 对应的浮升因子更快地下降到平衡状态.

大颗粒的平均起跳过程为 3 s 左右, 在这个时间跨度内颗粒受力脉动为 15—30 次, 即大颗粒受力的高速脉动特性为大颗粒提供多次跃升的力学可能性, 当且仅当大颗粒上部和下部的小颗粒数目比减小到临界值 (即顶部小颗粒逐渐稀疏, 为大颗粒上升提供可能空间, 底部小颗粒逐渐紧密, 为大颗粒上升提供底部支撑), 大颗粒才能够开始跃升.

综合来看, 大颗粒起跳的控制因素是高度方向受力的高频率脉动和起跳过程中浮升因子逐渐减小共同作用的结果. 摩擦系数的增加, 使颗粒群的运动加剧, 整体颗粒密度呈下降趋势, 即颗粒群高度上升, 由 0.0075 m 升至 0.00817 m, 因而大颗粒能够达到更高的平衡高度; 摩擦系数增大, 大颗粒受到颗粒群更大的碰撞力, 由原来的低摩擦系数 (0.3) 受力域宽 0.000714N 到高摩擦系数 (0.55) 受力域宽 0.00199N, 致使大颗粒能够更快上升; 同时, 浮升因子与大颗粒运动轨迹对应说明大颗粒周围空间排布对其运动具有重要作用.

4 结 论

本文针对薄层剪切槽中的二元颗粒分离过程开展了离散元数值模拟, 发现初始时刻位于剪切槽底层的大颗粒最终在剪切槽顶部脉动平衡. 通过对大颗粒的运动学、动力学分析, 获得了大颗粒的运动总体特征, 发现了大颗粒起跳的临界条件. 结论如下:

- 1) 大颗粒跃升过程分为三个典型的阶段: 起跳前的弛豫阶段, 快速的起跳阶段和动态平衡阶段;
- 2) 颗粒在平衡位置的高度随着摩擦系数的增

加而增大, 即颗粒群更为松散, 颗粒群的排布松散有利于颗粒的上升. 同时颗粒的受力幅度随着摩擦系数的增加而增大, 导致大颗粒的起跳弛豫时间随着摩擦系数的增大而减小;

3) 提出浮升因子概念, 为颗粒运动提出局域分析思想. 大颗粒的起跳控制因素是颗粒受力高频脉动和浮升因子逐渐减小综合作用的结果.

参考文献

- [1] Jaeger H M, Nagel S R, Behringer R P 1996 *Mod. Phys.* **68** 1259
- [2] Gray J M N T 2018 *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **50** 407
- [3] Lu K Q, Liu J X 2004 *Wuli* **33** 713 (in Chinese) [陆坤权, 刘寄星 2004 *物理* **33** 713]
- [4] Fullmer W D, Hreny C M 2017 *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **49** 485
- [5] Ottino J M, Khakhar D V 2000 *Annu. Rev. Fluid. Mech.* **32** 55
- [6] Kudrolli A 2004 *Rep. Prog. Phys.* **67** 209
- [7] Schröter M, Ulrich S, Kreft J, Swift J B, Swinney H L 2006 *Phys. Rev. E* **74** 011307
- [8] Liao C C 2016 *Powder Technol.* **288** 151
- [9] Golick L A, Daniels K E 2009 *Phys. Rev. E* **80** 042301
- [10] May L B H, Golick L A, Phillips K C, Shearer M, Daniels K E 2009 *Phys. Rev. E* **81** 05130
- [11] Fenistein D, Martin V H 2003 *Nature* **425** 256
- [12] van der Vaart K, Gajjar P, Epely-Chauvin G, Andreini N, Gray J M N T, Ancey C 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 238001
- [13] Guillard F, Forterre Y, Pouliquen O 2016 *J. Fluid Mech.* **807** R1
- [14] Yoon D K, Jenkins J T 2006 *Phys. Fluids* **17** 83301
- [15] Braun J 2001 *Phys. Rev. E* **64** 011307
- [16] Hong D C, Quinn P V, Luding S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 3423
- [17] Berzi D, Jenkins J T 2015 *Phys. Fluids* **27** 033303
- [18] Liao C C, Hunt M L, Hsiau S S, Lu S H 2014 *Phys. Fluids* **26** 073302
- [19] Gajjar P, Gray J M N T 2014 *J. Fluid Mech.* **757** 297
- [20] Chand R, Muniandy S V, Wong C S 2017 *Singh J. Particuology* **32** 89
- [21] Wen P P 2016 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Beijing Institute of Technology) (in Chinese) [文平平 2016 博士学位论文 (北京: 北京理工大学)]
- [22] Ulrich S, Schroter M, Swinney H L 2007 *Phys. Rev. E* **76** 042301
- [23] Kloss C, Goniva C, Hager A, Amberger S, Priller S 2012 *Comput. Fluid Dyn.* **12** 140
- [24] Zhang Y, Campbell C S 1992 *J. Fluid Mech.* **237** 541

Analysis of dynamic characteristics of two-component granular mixture segregation in thin shear cell*

Zheng Lin¹⁾ Mo Song-Ping¹⁾ Li Yu-Xiu^{1)†} Chen Ying¹⁾ Xu Jin-Liang²⁾

¹⁾ (School of Materials and Energy, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

²⁾ (The Beijing Key Laboratory of Multiphase Flow and Heat Transfer, North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

(Received 7 March 2019; revised manuscript received 10 May 2019)

Abstract

Particle separation is important in industrial production. The granular powder exhibits the property that is like both fluid property and solid property, which makes it difficult to establish a mathematical model to reveal the particle motion mechanism. The fluid property of the granular powder can be partly explained by the classical fluid theory, but the solid property cannot be covered. Theories combining the fluid and solid properties are also used to explain the particle separation phenomenon. However, they are not in consensus about the granular theory to explain the particle separation mechanism. Friction dissipation, which represents the particle pairwise damp interactions, greatly influences the particle separation process. In order to understand the particle separation mechanism and the effect of friction coefficient on the particle motion, a three-dimensional discrete element model is used to simulate the separation of three-dimensional spherical binary particles in a cylindrical groove (shear cell) in this paper. Initially, the large particle is placed at the bottom and the other small particles pile into the groove. The shear flow of the particles is established by rotating the bottom plate of the groove. The large particles gradually jump to the top of the groove under the shearing action. The effect of particle friction coefficient on the separation is studied. Focusing on the characteristics of kinematics and dynamics in the jumping process of large particle, the influence of the friction coefficient on the trajectory, velocity and acceleration of particle are quantitatively analyzed. The conclusions are obtained as follows. 1) The process of large particle jumping can be divided into three stages: relaxation stage (the large particle stays at the bottom of the groove), the take-off stage (the large particle rises up), and the equilibrium stage (the large particle moves to the top and stays there). 2) The relaxation time decreases with friction coefficient increasing. 3) The equilibrium height of particles increases with friction coefficient increasing. 4) The amplitude of the force pulsation of the large particle increases with friction coefficient increasing. For the behavior analysis of the ascending motion of the large particle, we propose a neighborhood analysis method and define a floating factor. The ratio of the number of small particles arranged in the upper to that in the lower adjacent space of the large particle is defined as the buoyancy factor. It is found that the buoyancy factor drops sharply at the jumping point of the large particle, forming the opportunity for the large particle jumping. It is revealed that the take-off of the large particle is the result of both the high-frequency characteristics of force fluctuation and the steep drop of buoyancy factor. The rising motion of the big particle is determined by the force and the surrounding space.

Keywords: DEM, shear segregation, particle dynamics, friction coefficient

PACS: 47.57.Gc, 45.70.-n, 83.10.Pp, 83.10.Rs

DOI: 10.7498/aps.68.20190322

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2017YFB0601803) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51776043).

† Corresponding author. E-mail: yuxiu.li@hotmail.com