基于加速度波动特征的地外风化层粒径辨识方法

李晓彤[1]，孙 淼[2]，范锦彪[1]，张红艳[1]，张艳艳[1]，王雨润[1]

（1. 中北大学 极限环境光电动态测试技术与仪器全国重点实验室，太原 030051；2. 中国科学院 武汉岩土力学研究所，武汉 430071）

摘 要：针对深空探测地外风化层原位诊断的需求，量化了着陆、贯入与取样等星表低速冲击场景下信号中高频被动特征与颗粒粒径的关系，探索其在颗粒尺度辨识的可行性，球形冲击体内置加速度计，在地面开展不同粒径与相对密实度的干砂冲击试验，为辨识方法提供标定与验证依据。对加速度信号进行时频谱分析，利用刚体加速度信号$a_{\mathrm{rigid}}(t)$对原始加速度信号归一化，获得了无量纲波动信号$a_{\mathrm{fluc}}(t)$。根据波动信号$a_{\mathrm{fluc}}(t)$的功率谱密度得到波动能量指标E，并定义了波动能量系数χ，以量化加速度信号的波动程度。基于试验数据，建立球形冲击体直径D和平均粒径$\bar{d}$直径的比值与波动能量系数χ的经验公式，并开展补充验证试验。结果表明，颗粒粒径d_{g}是影响无量纲波动信号$a_{\mathrm{fluc}}(t)$的主导颗粒介质参数；相对密实度Dr主要影响刚体加速度$a_{\mathrm{rigid}}(t)$及其峰值，而对无量纲波动信号$a_{\mathrm{fluc}}(t)$影响较小；当冲击体与平均粒径的直径比≤30时，波动能量系数χ对平均粒径$\bar{d}$具有较好的辨识能力。上述结果表明，加速度信号的波动特征及其标定关系可作为地外风化层颗粒尺度辨识的辅助诊断指标，并对接触过程中的加速度数据进行解译。

关键词：地外风化层；颗粒粒径辨识；冲击加速度；加速度波动

中图分类号：V19；TH823　　**文献标识码**：A　　**文章编号**：2096-9287(2026)02-0184-11

DOI:10.3724/j.issn.2096-9287.2026.20250139

引用格式：李晓彤，孙淼，范锦彪，等. 基于加速度波动特征的地外风化层粒径辨识方法[J]. 深空探测学报（中英文），2026，13（2）：184-194.

Reference format: LI X T，SUN M，FAN J B，et al. A grain-size identification method based on impact acceleration signals[J]. Journal of Deep Space Exploration，2026，13（2）：184-194.

引 言

月球、火星及近地小行星等表面普遍覆盖了一层颗粒风化层。着陆器足垫[1-4]、星表探测飞行器[5]、取样装置[6-7]、跳跃/附着机器人[8-9]以及侵彻器[10-12]等在就位和工作过程中，与颗粒风化层发生接触、低速冲击乃至高速侵彻，其产生的动力学行为直接反映了风化层的力学特性。从风化层本身的物性看，体积密度、相对密实度以及颗粒尺度等典型宏细观参量[13]，对接触/冲击过程中的动量传递和能量耗散具有重要影响。如何在航天任务中，尽可能地充分利用这些动力学响应来反演或约束风化层的基础物理和力学参数，是一个具有现实工程需求和科学意义的问题。

在这些动力学响应中，加速度时程是重要且易于获取的观测量。一方面，加速度可通过小型传感器在毫秒量级获得，既可集成在着陆器足垫、贯入锤或专门投放的小球探针中，也可安装于跳跃/附着机器人与地面接触的执行机构，硬件实现相对简便；另一方面，加速度作为动力学响应的直接量，与贯入/撞击过程中颗粒介质对作用物体的阻力密切相关。Kömle等[14]利用快速贯入过程的加速度时程结合空腔扩张型阻力模型，对多孔靶材的有效滑动摩擦系数和体积压缩行为等参数进行标定和约束，分析了靶层强度与孔隙结构的关系。Katsuragi和Durian[15]、Murdoch等[16]及Omidvar等[17]通过测量贯入或侵彻过程中的位移、速度和加速度时程，将试验数据与Poncelet模型或空腔扩张型阻力模型相拟合，以标定惯性阻力和深度相关承载力等动力学参数。在此基础上，Omidvar等[18-20]进一步结合不同体积密度和相对密实度条件、静力剪切/贯入试验的结果，分析了体积密度、等效抗剪强度和承载力等宏观力学特性对快速贯入阻力及动力学响应的影响。Sun等[21]将小型加速度计以阵列的形式布设于颗粒靶中，量化了相对密实度、加速度场与侵彻阻力之间的关系，明确了相对密实度对宏观阻力的重要影响。以上工作验证了基于加速度信号反演风化层宏观力学参数的可行性，但重点多集中于加速度曲线的整体形态、峰值和平均水平，可近似视为信号的低频成

收稿日期：2025-12-01　修回日期：2026-03-13

基金项目：国家自然科学基金（52105549）

分，但在完整时间历程中所包含的中高频波动关注相对有限。

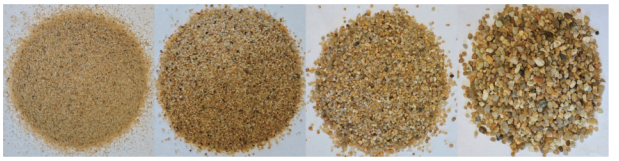
Goldman等[22]开展的球形冲击体（内置加速度计）跌落冲击颗粒靶试验，冲击过程中的加速度信号并非平滑单调的加速度曲线，而是普遍叠加了与颗粒粒径信息相关的大量快速波动和尖峰。Howell等[23-25]针对二维光弹颗粒体系的冲击试验及Bester等[26]开展的砂靶冲击试验表明，这些波动与局部颗粒–冲击体碰撞、颗粒间接触网络重构及力链的形成与破坏密切相关，反映了颗粒体系在细观尺度的非均匀性和瞬态力特征。Miyai等[27-28]和Sun等[28]分别开展了不同粒径尺寸下，贯入过程数值仿真和试验的研究。结果显示当贯入体直径与颗粒粒径之比减小时，阻力信号的波动会显著增强，其表明阻力的波动程度对颗粒尺度可能具有较高的敏感性。但这类中高频信号波动究竟主要包含哪些颗粒介质细观信息、对不同颗粒介质参数的相对敏感性如何，以及能否在统一的量化框架下加以表征，这些问题仍未得到系统的解答。

基于上述背景，本文聚焦3个相互关联的具体问题。其一，加速度信号的中高频波动在多大程度上能够区分不同的颗粒粒径；其二，能否构造一种无量纲波动特征量，将“波动强弱”等统计特征与无量纲尺寸比建立定量联系；其三，在哪个范围内，中高频波动才可具有稳定反映颗粒尺度的能力。笔者提出并验证一种基于加速度波动特征的粒径辨识方法，给出可用于地面标定与接触过程加速度数据解译的量化指标及其适用直径比条件。

1　颗粒靶冲击试验设计

1.1　颗粒介质与靶体制备

尽管地外天体风化层颗粒物与地球土壤在成因和物质组成存在明显的差异，但本质上都可归类为离散颗粒介质。作为一种典型的简单颗粒材料，干硅砂在动态作用[29]和静态加载[30]条件下的力学响应，与地外风化层颗粒物具有一定的共通规律。另一方面，硅砂成分单一、性质稳定，与风化层模拟物相比更易获取、成本更低，且物理性质更加均一，适合用于开展对比试验，可显著提高研究工作的可控性与效率。因此，本文选用干硅砂作为颗粒靶材，并通过筛分将其按粒径进行分级处理。试验选取4种粒径范围（0.2～0.5 mm、0.5～0.85 mm、0.85～2.0 mm、2.0～4.0 mm），覆盖从细砂至细砾石的典型尺度区间。各粒径干砂的实物样品如图1所示。所有干砂均经充分烘干，72 h吸潮含水率仅约为0.3 wt%。



（a）0.2~0.5 mm　（b）0.5~0.85 mm　（c）0.85~2.0 mm　（d）2.0~4.0 mm

图 1　干砂颗粒

Fig. 1　Dry sand particles

砂靶填充在由聚甲基丙烯酸甲酯（PMMA）制成的圆柱容器，容器内径D_c = 300 mm，高度h = 100 mm。Seguin等[31]研究指出，当颗粒装填满容器时，容器尺寸对冲击体在颗粒靶的冲击深度存在边界效应。当容器直径与冲击体直径之比≥5时，侧壁对试验结果的影响可忽略不计；而容器高度对试验结果的影响很小，仅在高度不足数个颗粒直径时才显著影响试验结果。本试验所用的球形冲击体直径35 mm，容器直径约为弹体直径的8.6倍，且砂靶高度远大于单颗粒尺度，因此侧壁与底部的边界效应均可忽略。砂靶的堆积紧密状态采用相对密实度Dr表征，其定义为

$$Dr = \frac{(\rho - \rho_{\min})}{(\rho_{\max} - \rho_{\min})} \frac{\rho_{\max}}{\rho} \times 100\% \tag{1}$$

其中：ρ为当前砂靶的体积密度，$\rho_{\min}$和$\rho_{\max}$分别为同一粒径砂靶在最疏松和最致密状态下的体积密度。$\rho_{\min}$和$\rho_{\max}$均依据国家标准GB/T 50123—2019[32]测定，测试结果见表1。在已知容器体积的条件下，控制填充砂颗粒的质量，通过调节体积密度ρ，从而获得目标相对密实度Dr。

表 1　不同颗粒范围对应的最大、最小体积密度

Table 1　Maximum and minimum bulk densities for each particle-size range

粒径范围 d_g/mm	平均粒径 $\bar{d}$/mm	最小体积密度 ρ_{min}/（g·cm^{-3}）	最大体积密度 ρ_{max}/（g·cm^{-3}）
0.2～0.5	0.350	1.46	1.65
0.5～0.85	0.675	1.50	1.64
0.85～2.0	1.425	1.50	1.67
2.0～4.0	3.000	1.46	1.63

设计Dr = 30%、50%、70%这3种相对密实度工况下的相关试验。制备砂靶时，测量容器质量及体积，并按目标相对密实度Dr计算对应的体积密度ρ所需砂粒总质量，在容器上端布置高50 mm的套筒，分3次装填。每装填一层后，仅轻敲对应填充高度的容器壁使砂靶沉降，3次装填后，在砂靶上表面放置圆盘配重块，并使用橡胶锤沿容器外壁均匀敲击以诱导颗粒重排，减小局部空隙并提高整体均匀性，直至配重块下表面与容器上端平齐。随后移除套管和配重，测量质

量以校核控制精度。

1.2 加速度计系统与试验设置

1.2.1 加速度计系统及球形冲击体

为获取冲击过程中的加速度响应，设计了加速度计系统并内置于球形冲击体中，加速度计系统的质量8.3 g，球形冲击体外壳质量66.3 g。冲击体外壳材料为奥氏体不锈钢（AISI 304），直径D = 35 mm。加速度计系统包括±200 g的MEMS加速度计、模拟信号调理电路、多路模拟开关、12位A/D转换器、铁电随机存储器（FRAM）、晶体振荡器、接口电路、内置集成电路的逻辑控制中心及独立电源模块组成，无外接导线。系统采样率与触发阈值均由逻辑控制中心内程序控制。为捕获冲击过程中的瞬态高频成分，加速度采样频率设为200 kHz（时间分辨率5 μs），记录时间330 ms，触发阈值约为10g（g为重力加速度）。为保证加速度时间历程的连续性与完整性，记录系统设置了预触发循环缓存机制（触发后记录160 ms，触发前记录170 ms），以确保试验全过程加速度信号的记录完整。

加速度计系统的原理框图如图2所示，传感器输出电信号通过多路模拟开关输入A/D转换器，随后逻辑控制中心发出控制信号将数据写入存储器，并将数据与设定好的触发阈值比较，一旦加速度超过阈值，立即产生触发信号，使加速度记录系统进入数据保留模式，最终通过数据传输接口传输到计算机。

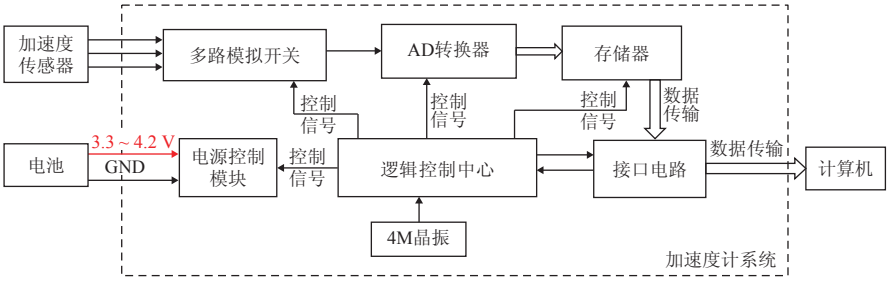
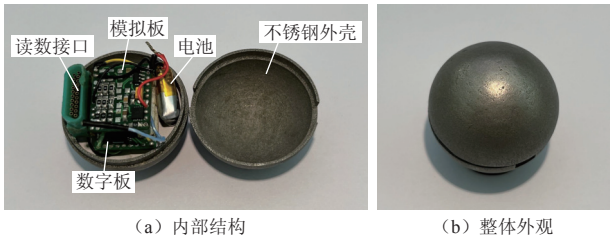


图 2 加速度记录系统原理框图

Fig. 2 Block diagram of the acceleration data recording system

球形冲击体的内部结构与组装外观展示如图3所示。其中加速度计与球形冲击体刚性连接，以保证记录信号真实反映砂靶对球体的冲击响应。球形冲击体内部采用“下部加重”的质量分布设计，有助于球体自由落体和冲击过程中的姿态自稳定，减小冲击时的斜偏角度。



（a）内部结构 （b）整体外观

图 3 球形冲击体外壳及加速度计系统

Fig. 3 Spherical impactor shell and accelerometer system

1.2.2 试验设置

采用自由跌落方式实现冲击体与砂靶的垂直撞击。试验装置由可调节高度的金属支架、电磁释放装置、球形冲击体与砂靶组成，如图4所示。试验前，通过电磁铁将球体固定在预定高度h处，断电后球体自由下落并垂直撞击砂靶表面。忽略空气阻力情况下撞击速度v可近似为

$$v = \sqrt{2gh} \tag{2}$$

其中：h为球体下端至砂靶表面的垂直距离，g = 9.8 m/s^{2}为重力加速度。通过调节高度h可实现不同的撞击速度工况。

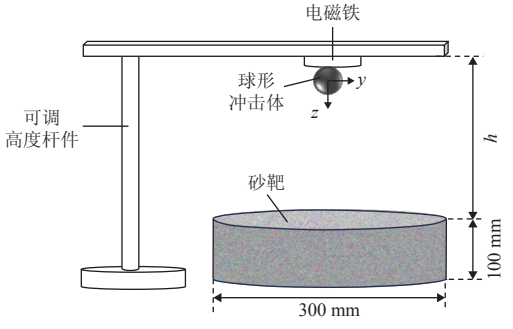


图 4 试验装置示意图

Fig. 4 Schematic diagram of the experimental setup

2 信号处理

2.1 刚体加速度提取与波动信号表征

加速度计系统记录了冲击全过程的加速度信号。从完整记录中截取的典型加速度片段如图5所示，用于展示冲击过程的主要动力学特征，分为自由落体、冲击作用与静止3个阶段。冲击阶段加速度时程快速上升达到峰值并迅速衰减，随后进入较低加速度的稳定区间直至趋近于0。其整体变化特征与Youplao[33]、

Omidvar[34]和Glößner[35]报道的颗粒介质冲击和侵彻规律一致，验证了测量系统对动态冲击的可靠捕获能力。

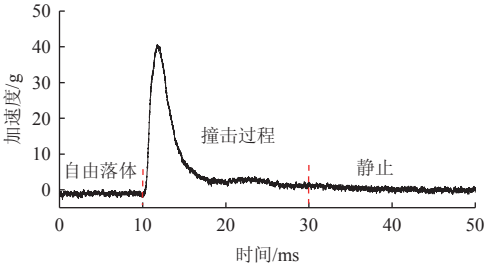


图 5　冲击过程加速度信号曲线

Fig. 5　Acceleration signal during the impact process

根据物理来源，球形冲击体对颗粒介质的冲击加速度信号可视为多类成分叠加，主要包括：①反映颗粒介质宏观阻力的低频刚体加速度响应（通常小于1 kHz）；②由颗粒局部碰撞、接触网络重构和力链簇演化引起、携带丰富颗粒尺度信息的中频加速度波动响应；③由传感器电子噪声、环境随机噪声和结构震荡等产生的高频加速度响应。为聚焦中频加速度与颗粒参数的关系，需首先提取刚体加速度分量并分离出加速度波动分量。

采用Butterworth低通滤波器提取刚体加速度分量。滤波器截止频率取1 kHz，使其覆盖绝大部分宏观减速过程的频率成分，并保持加速度滤波前后积分速度与位移不发生明显变化。滤波得到的刚体加速度响应信号记为$a_{\mathrm{rigid}}(t)$，之所以该信号较为平滑，是因为它表征的是弹体在宏观侵彻阻力作用下的整体减速主过程。随后，为突出中高频信号波动相对于刚体信号响应的偏离特征，参考Yan等[36]及McCoy等[37]的相对归一化法，得到以刚体加速度为参照的相对偏离量，定义无量纲波动信号$a_{\mathrm{fluc}}(t)$为

$$a_{\mathrm{fluc}}(t)=\frac{a(t)-a_{\mathrm{rigid}}(t)}{a_{\mathrm{rigid}}(t)} \tag{3}$$

其中：$a(t)$为原始加速度信号。原始加速度信号$a(t)$、刚体加速度信号$a_{\mathrm{rigid}}(t)$以及无量纲波动信号$a_{\mathrm{fluc}}(t)$的典型对比，如图6所示。

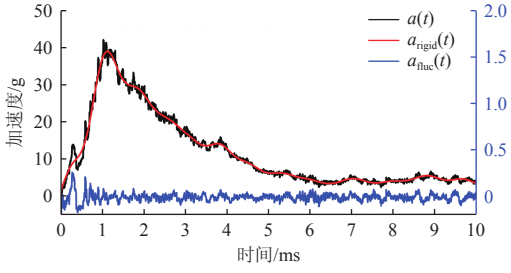


图 6　加速度原始信号、刚体信号与无量纲波动信号对比图

Fig. 6　Comparison of raw acceleration signal，rigid-body component，and dimensionless fluctuation signal

2.2　时–频分析与波动能量系数χ的定义

为研究冲击过程中加速度信号随时间的演化规律，进一步采用短时傅里叶变换（Short-Time Fourier Transform，STFT）对加速度信号进行时-频分析。通过在时间轴上滑动窗口并对局部信号进行傅里叶变换，可获得能量在不同时间–频率区域的分布。考虑到本试验的采样频率较高（200 kHz）且冲击过程持续时间较短，STFT参数设置为：Hamming窗函数、窗口长度1 024点、重叠率为95%、nfft = 4 096，以兼顾时间与频率分辨率。

虽然时–频谱可直观显示不同工况下的能量分布差异，但难以统一量化，因此有必要选取一个无量纲波动指标。中频区间是颗粒尺度信息最为集中的频段，且与低频刚体加速度及高频噪声具有区分作用。因此，本文在刚体和波动加速度信号分离后，对无量纲波动信号$a_{\mathrm{fluc}}(t)$在固定频段内的功率谱密度（Power Spectral Density，PSD）积分，得到波动能量指标E，即

$$E=\int_{f_1}^{f_2}\mathrm{PSD}(f)\,\mathrm{d}f \tag{4}$$

其中：f_1为低频刚体加速度的频率上限；f_2为高频噪声的频率下限。

为便于不同颗粒参数变量试验结果的对比，定义波动能量系数χ，表示目标工况的波动能量指标E相对于基准工况的放大倍数，其定义为

$$\chi=\frac{E_{\mathrm{target}}}{E_{\mathrm{ref}}} \tag{5}$$

其中：E_{target}为目标工况在[f_1，f_2]频带内的波动能量指标；E_{ref}为选定基准工况在同一频段内的波动能量指标。

本文选取d_{g} = 0.2～0.5 mm、Dr = 30%、v = 2.43 m/s工况（编号A-30-1）作为基准工况，该工况下砂靶接近松散自然堆积状态，且球形冲击体直径与颗粒粒径的直径比D/d_{g}最大。

由此，每个工况的加速度波动程度均可被唯一的波动能量系数χ量化表征。后文将系统分析波动能量系数χ随直径比D/d_{g}和相对密实度Dr的变化规律，探讨其在粒径辨识中的应用潜力。

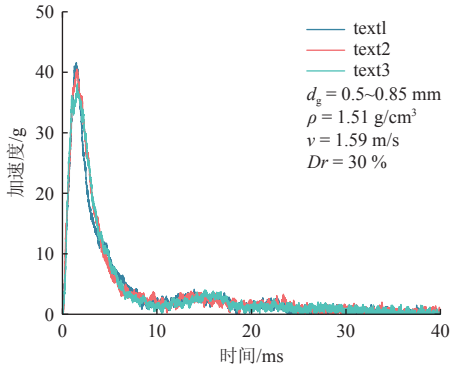
3　加速度波动特征及颗粒参数的影响

3.1　重复性试验

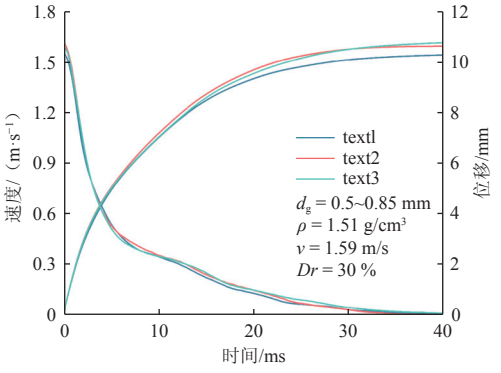
在开展波动特征分析之前，有必要确认加速度计系统与砂靶制备的可重复性，以确保后续量化结果的可靠性。本文所有试验工况均进行3次重复试验，以工况Dr = 30%、d_{g} = 0.5～0.85 mm、v = 1.59 m/s为例展示3次试验的重复性。

加速度时程曲线如图7（a）所示，3次试验在峰值

幅度、峰值时刻及整体加速度曲线均高度一致，仅在局部高频波动存在细微差异，该差异可归因于球形冲击体初始接触砂靶表面的微小差异。进一步对加速度信号进行一次积分和二次时间积分得到速度与位移历程（图7（b）），与试验后测得的实际冲击深度相比，误差均小于2%。表明采集系统具有良好的测量稳定性，砂靶制备稳定可重复，可为后续波动能量特征量提取提供可靠的数据基础。



（a）加速度时间历程曲线



（b）位移和速度曲线

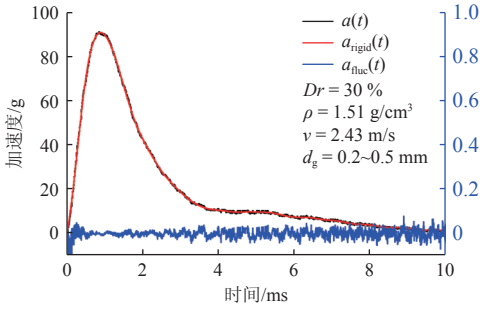
图 7 撞击0.5～0.85 mm颗粒的曲线对比

Fig. 7 Comparison of curves for impact on 0.5～0.85 mm particles

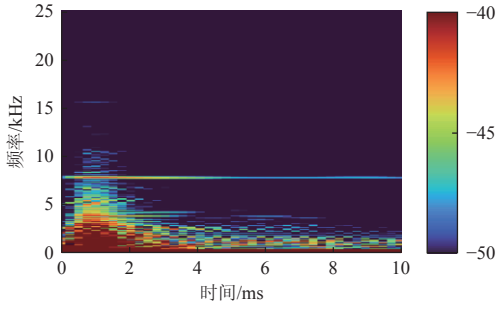
3.2 粒径d_g的影响

在Dr = 30%、v = 2.43 m/s条件下，4种粒径d_g砂靶的加速度时程曲线与时−频谱如图8所示。由加速度曲线图8（a）～（d）可知，尽管粒径d_g跨度较大且体积密度ρ存在差异，但4种粒径d_g工况下的刚体加速度信号在形态与幅值均高度一致，峰值幅值a_{max}均约为90g。表明在冲击过程中影响宏观阻力的重要颗粒介质参数是相对密实度Dr，而体积密度ρ和粒径d_g影响相对较弱，这与Sun等[21, 28]在更高速度下砂靶的侵彻试验结果一致。

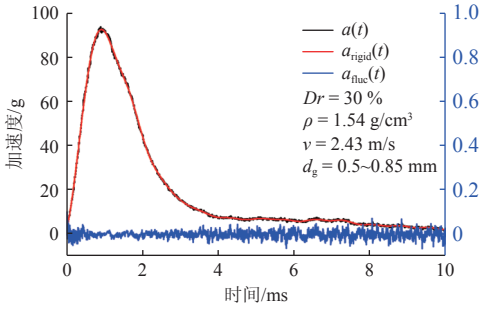
无量纲波动信号$a_{fluc}(t)$对粒径d_g变化表现出显著的差异。随着粒径d_g由细砂（d_g = 0.2～0.5 mm）增大至砾砂（d_g = 2.0～4.0 mm），无量纲波动信号$a_{fluc}(t)$中尖峰数量与幅值均明显增加，整体由相对平滑的波形逐渐转变为振幅更高、更不规则的振荡。该现象可归因于尺寸效应，当球形冲击体的直径D与颗粒粒径d_g之比D/d_g较大时，颗粒远小于球形冲击体，阻力表现为大量细颗粒共同作用下的平均阻力，局部碰撞被显著平滑；而当D/d_g减小时，球形冲击体与有限数量的颗粒发生强碰撞，尽管动量交换总量未发生明显变化，但单次碰撞作用更强且总碰撞次数降低，导致局部受力波动显著增强，无量纲波动信号$a_{fluc}(t)$表现为中高频振荡的增强。



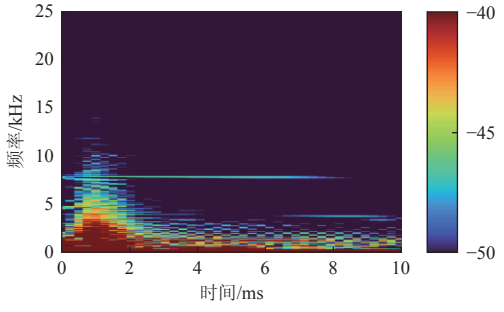
（a）d_g = 0.2~0.5 mm加速度信号



（b）d_g = 0.2~0.5 mm时频谱



（c）d_g = 0.5~0.85 mm加速度信号



（d）d_g = 0.5~0.85 mm时频谱

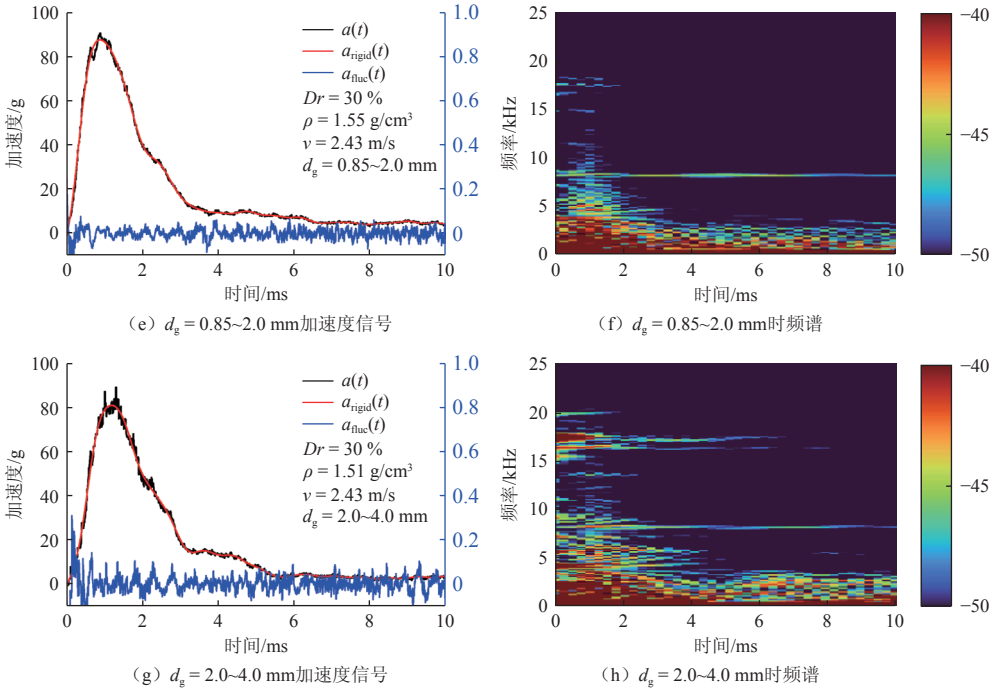


图 8　Dr = 30%，v=2.43 m/s条件下，不同d_g的加速度信号及其时频谱对比

Fig. 8　Acceleration signals and their time-frequency spectrum comparisons for different d_g values under conditions Dr = 30%，v=2.43 m/s

原始加速度信号的时–频谱分析进一步揭示了这一趋势。细砂和中砂条件下（d_g = 0.2～0.5 mm，0.5～0.85 mm），高能量区主要集中在3～4 kHz以下，且随时间迅速衰减，约4 ms后频谱逐渐转为低能背景；当粒径d_g增大至0.85～2.0 mm时，高能量区频率范围扩展至约5 kHz，并具有更长的持续时间；在砾砂条件下（d_g = 2.0～4.0 mm），高能量区频率上限可达约7.5 kHz，持续时间进一步增长。这表明高能量区的频率范围和持续时间随着粒径d_g增大而增加。

综上，在相同相对密实度Dr与初速度v条件下，刚体加速度信号受粒径d_g和体积密度ρ的影响较弱，而无量纲波动信号$a_{fluc}(t)$受粒径d_g的影响显著。这为利用加速度信号波动特征辨识颗粒尺度提供了可能。

3.3　相对密实度Dr的影响

为进一步验证相对密实度Dr对无量纲波动信号$a_{fluc}(t)$属于次级影响因素，开展了不同相对密实度Dr砂靶的冲击试验。在粒径d_g = 0.2～0.5 mm、初速度v= 2.43 m/s 条件下，不同相对密实度Dr砂靶的加速度时程曲线和时–频谱如图9所示。

由加速度时程曲线图9（a）～（c）可知，随着相对密实度Dr从30%增大到70%，刚体加速度信号的峰值a_{max}由约90.9 g增加至约109.0 g，但整体曲线形态保持一致。这反映出随着相对密实度Dr的增加，颗粒间接触更紧密，颗粒堆积结构强度增强，使得球形冲击体受到的阻力更大，从而提升刚体加速度峰值。无量纲波动信号$a_{fluc}(t)$并未随着相对密实度Dr的变化而表现出显著的差异。

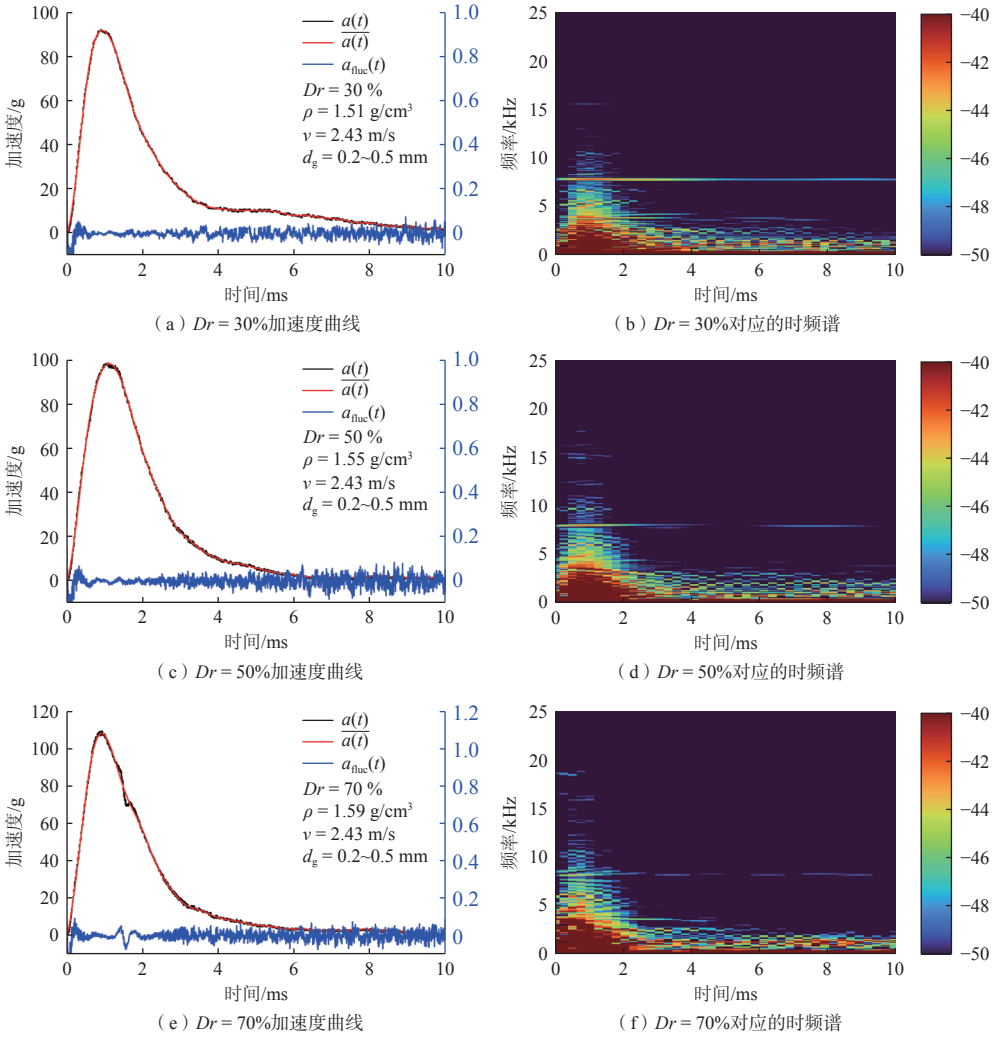
原始加速度信号的时–频谱如图9（d）～（f）所示。结果表明，在不同相对密实度Dr条件下的主能量区频率范围和持续时间基本趋势一致，大多集中于3～4 kHz以下频段、约4 ms 的持续时间。随着相对密实度Dr的增加，高能量区形成略早，表明在结构更紧密的颗粒介质中颗粒的力传递网络效率更高，使加速度响应中的高能量成分在短时间内累积略快。但需要注意的是，与粒径d_g改变所引起的中频带能量增强相比，靠单纯改变相对密实度Dr，引起的中频能量分布变化仍然较小。

为进一步量化相对密实度Dr对加速度波动特征的影响，对不同相对密实度Dr条件下的无量纲波动信号$a_{fluc}(t)$计算了标准差（SD）和峰度（K），统计计算结见表2。

$$SD = \sqrt{\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(a_i-\mu)^2} \tag{6}$$

$$K = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{a_i-\mu}{\sigma}\right)^4 - 3 \tag{7}$$

其中：SD为无量纲波动信号$a_{\mathrm{fluc}}(t)$的样本标准差；n为信号的采样点数；a_i为波动信号$a_{\mathrm{fluc}}(t)$的第i个加速度信号值；μ为波动信号$a_{\mathrm{fluc}}(t)$的平均值；σ为$a_{\mathrm{fluc}}(t)$的标准差。



（a）Dr = 30%加速度曲线　（b）Dr = 30%对应的时频谱

（c）Dr = 50%加速度曲线　（d）Dr = 50%对应的时频谱

（e）Dr = 70%加速度曲线　（f）Dr = 70%对应的时频谱

图 9　在d_g=0.2～0.5 mm、v=2.43 m/s条件下，不同Dr的加速度信号及其时频谱

Fig. 9　Comparison of acceleration signals and their time-frequency spectra at different Dr values under conditions d_g = 0.2～0.5 mm，v = 2.43 m/s

表 2　不同相对密实度Dr工况下的统计量计算结果

Table 2　Statistical calculation results under different Dr conditions

编号	粒径范围 d_g/mm	平均粒 $\bar{d}$/mm	相对密实度 Dr/%	标准差SD	峰度K
A-30-1	0.2～0.5	0.35	30	0.025 7	3.64
A-30-2	0.2～0.5	0.35	30	0.025 3	3.72
A-30-3	0.2～0.5	0.35	30	0.025 2	4.11
A-50-1	0.2～0.5	0.35	50	0.026 6	3.53
A-50-2	0.2～0.5	0.35	50	0.027 1	3.94
A-50-3	0.2～0.5	0.35	50	0.026 6	4.08
A-70-1	0.2～0.5	0.35	70	0.026 9	3.40
A-70-2	0.2～0.5	0.35	70	0.026 7	3.44
A-70-3	0.2～0.5	0.35	70	0.026 8	3.42

可以发现，随着相对密实度Dr从30%增大至70%，标准差SD由0.025 2变化至0.026 9，增幅小于8%；峰度K由3.40变化至4.11，变化幅度约21%。这表明在测试的相对密实度Dr范围内，无量纲波动信号$a_{\mathrm{fluc}}(t)$的整体波动强度和尖峰特征随Dr变化较有限。

以上结果表明，相对密实度Dr主要调节与刚体加速度相关的宏观阻力，对加速度波动特征的影响较为微弱。在相同粒径d_g下，相对密实度Dr对加速度波动特征的影响显著弱于粒径效应。

4　经验模型及其适用性分析

4.1　波动能量系数χ与直径比$D/\bar{d}$的关系

在前述分析的基础上，计算了由式（5）定义的波动能量系数χ。对各工况的频谱与PSD进行分析后发现，与粒径d_g变化最为敏感的无量纲波动信号

$a_{\mathrm{fluc}}(t)$频段主要集中在1.2～7.5 kHz，该频段对应的波动能量指标随粒径d_{g}呈现系统性的差异。基于此，本文选取1.2～7.5 kHz作为积分频段，计算波动能量系数χ，并尝试建立其与球形冲击体直径D和平均颗粒粒径$\bar{d}$之间的关系。

各工况及其重复试验的平均粒径$\bar{d}$、直径比$D/\bar{d}$、相对密实度Dr以及对应的χ值汇总结果如表3所示。工况编号采用“粒径范围–相对密实度–试验次数”的方式标识，A-30-1工况为全文的基准工况。

表 3　各工况的波动能量系数χ计算结果汇总

Table 3　Summary of calculated fluctuation energy coefficients χ for various operating conditions

编号	粒径范围 d_{g}/mm	平均粒径 $\bar{d}$/mm	直径比 $D/\bar{d}$	相对密实度Dr/%	波动能量系数χ
A-30-1	0.2～0.5	0.35	100	30	1
A-30-2	0.2～0.5	0.35	100	30	1.02
A-30-3	0.2～0.5	0.35	100	30	1.01
A-50-1	0.2～0.5	0.35	100	50	1.18
A-50-2	0.2～0.5	0.35	100	50	1.17
A-50-3	0.2～0.5	0.35	100	50	1.07
A-70-1	0.2～0.5	0.35	100	70	1.31
A-70-2	0.2～0.5	0.35	100	70	1.17
A-70-3	0.2～0.5	0.35	100	70	1.28
B-30-1	0.5～0.85	0.675	51.85	30	1.01
B-30-2	0.5～0.85	0.675	51.85	30	1.12
B-30-3	0.5～0.85	0.675	51.85	30	1.22
B-50-1	0.5～0.85	0.675	51.85	50	1.30
B-50-2	0.5～0.85	0.675	51.85	50	1.24
B-50-3	0.5～0.85	0.675	51.85	50	1.38
B-70-1	0.5～0.85	0.675	51.85	70	1.35
B-70-2	0.5～0.85	0.675	51.85	70	1.57
B-70-3	0.5～0.85	0.675	51.85	70	1.11
C-30-1	0.85～2.0	1.425	24.56	30	1.56
C-30-2	0.85～2.0	1.425	24.56	30	1.84
C-30-3	0.85～2.0	1.425	24.56	30	1.95
C-50-1	0.85～2.0	1.425	24.56	50	2.13
C-50-2	0.85～2.0	1.425	24.56	50	2.07
C-50-3	0.85～2.0	1.425	24.56	50	2.17
C-70-1	0.85～2.0	1.425	24.56	70	1.82
C-70-2	0.85～2.0	1.425	24.56	70	1.59
C-70-3	0.85～2.0	1.425	24.56	70	2.04
D-30-1	2.0～4.0	3.0	11.67	30	2.53
D-30-2	2.0～4.0	3.0	11.67	30	2.39
D-30-3	2.0～4.0	3.0	11.67	30	2.43
D-50-1	2.0～4.0	3.0	11.67	50	2.62
D-50-2	2.0～4.0	3.0	11.67	50	2.88
D-50-3	2.0～4.0	3.0	11.67	50	2.80
D-70-1	2.0～4.0	3.0	11.67	70	2.39
D-70-2	2.0～4.0	3.0	11.67	70	2.61
D-70-3	2.0～4.0	3.0	11.67	70	2.69

结果表明，波动能量系数在同一工况下具有较好的一致性，相对误差最小仅为0.99%，最大不超过18%；同一粒径d_{g}范围内（即$D/\bar{d}$固定）不同的相对密实度Dr条件下，波动能量系数χ仅呈现轻微变化，变化幅度通常不超过40%；随着平均粒径$\bar{d}$增大和直径比$D/\bar{d}$的降低，χ整体呈幂律升高趋势，当直径比$D/\bar{d}$由100（$\bar{d}\approx0.35$ mm）降低至11.7（$\bar{d}\approx3.0$ mm）时，波动能量系数χ提升约2.39～2.62倍。将所有工况的数据以直径比$D/\bar{d}$为自变量绘制χ–$D/\bar{d}$散点图，如图10所示。

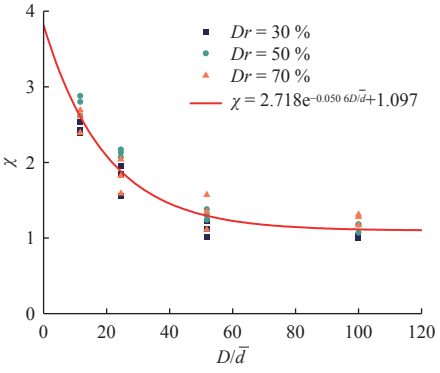


图 10　χ与$D/\bar{d}$的拟合曲线

Fig. 10　Fitting curve for χ versus $D/\bar{d}$

由图10可知，当直径比$D/\bar{d}$由100降至约50时，波动能量系数χ仅略有上升；当直径比$D/\bar{d}$进一步减小至约30及以下时，波动能量系数χ迅速增大，中频波动能量显著增强。不同相对密实度Dr工况下的波动能量系数χ值在同一直径比$D/\bar{d}$邻域内聚集良好。

基于最小二乘法对波动能量系数χ和直径比$D/\bar{d}$数据拟合二者的关系，得到拟合式（8）。试验数据与拟合曲线整体吻合良好，决定系数$R^2\approx0.92$，表明该经验公式能够较为准确地描述波动能量系数χ随直径比$D/\bar{d}$的变化规律。

$$\chi = 2.718\mathrm{e}^{-0.050\,6D/\bar{d}} + 1.097 \tag{8}$$

模型的适用性通过额外开展的不同相对密实度Dr以及不同撞击速度v的试验工况进行验证。16组工况的对比结果如表4所示，其中，χ_{meas}为试验测量值，χ_{pred}为模型预测值。在不同粒径范围、相对密实度以及速度条件下，χ_{meas}与χ_{pred}的相对误差约为0.76%～16.07%；位于冲击试验固有的散布范围内，预测精度可接受。

4.2　粒径辨识的适用条件与粒径可辨识区

虽然波动能量系数χ与直径比$D/\bar{d}$关系给出了利用

表 4 试验验证数据中χ的测量–预测值对比

Table 4 Measured vs. predicted χ values in experimental validation

粒径范围 d_g/mm	平均粒径 $\bar{d}$/mm	相对密实度Dr/%	撞击速度 v/（m·s^{-1}）	模型预测值χ_{pred}	实际值 χ_{meas}	相对误差/%
0.2～0.5	0.35	40	2.43	1.11	1.16	4.31
0.2～0.5	0.35	60	2.43	1.11	1.25	11.20
0.2～0.5	0.35	30	2.80	1.11	1.19	6.72
0.2～0.5	0.35	30	3.13	1.11	1.14	2.63
0.2～0.5	0.35	30	3.43	1.11	1.20	7.50
0.5～0.85	0.675	40	2.43	1.29	1.28	0.78
0.5～0.85	0.675	60	2.43	1.29	1.32	2.27
0.5～0.85	0.675	30	3.13	1.29	1.23	4.88
0.5～0.85	0.675	30	3.43	1.29	1.35	4.44
0.85～2.0	1.425	40	2.43	1.88	1.75	7.43
0.85～2.0	1.425	60	2.43	1.88	1.98	5.05
0.85～2.0	1.425	30	3.13	1.88	2.10	10.48
0.85～2.0	1.425	30	3.43	1.88	2.24	16.07
2.0～4.0	3.0	40	2.43	2.60	2.62	0.76
2.0～4.0	3.0	60	2.43	2.60	2.73	4.76
2.0～4.0	3.0	30	2.80	2.60	2.43	6.99

加速度信号波动辨识颗粒尺度的可能性，但其分辨能力仍受到直径比的约束。冲击体尺寸显著高于颗粒尺寸时，颗粒靶对冲击体而言更接近“连续介质”，颗粒局部碰撞的相对贡献被平均化，导致中频波动难以反映粒径间的差异，各工况的波动能量系数χ随直径比变化较为缓慢。相反，当直径比$D/\bar{d}$位于敏感区间时，不同粒径d_g对应的波动能量系数χ差异显著增大，从而表现出更高的粒径辨识敏感性。

据此，可将波动能量系数χ对于直径比$D/\bar{d}$敏感的区间理解为粒径可辨识区。以本试验的D = 35 mm球形冲击体为例，$D/\bar{d}$在≤30时，波动能量系数χ对平均粒径$\bar{d}$具有较好的辨识能力。因此，该直径比阈值可为深空探测过程中着陆、触探与取样机构接触部位的特征尺寸选取提供参考。

尽管本文在一定程度证明了可利用加速度信号的中频波动特征反演颗粒粒径d_g，但需要指出的是，粒径的可辨识直径比$D/\bar{d}$范围是基于D = 35 mm球形冲击体和窄级配干砂的试验结果得到的。而真实的风化层颗粒可能更接近良好级配且颗粒形状也更不规则。另外，与风化层作用的冲击体几何外形和撞击速度也可能与本文的试验存在显著差异。因此，经验模型的适用性尚需在更复杂的条件下进一步验证。未来可面向风化层模拟物扩展标定样本覆盖并逐步建立粒径辨识标定数据库，以支撑接触过程加速度数据的解译。

5 结 论

本文围绕如何充分利用航天任务的动力学响应来辨识或约束颗粒风化层的粒径范围这一问题，设计并搭建了内置加速度计系统的球形冲击体，对干砂靶开展了系统的冲击试验。通过改变颗粒粒径d_g和相对密实度Dr，对加速度信号进行刚体–波动成分分离及频域分析，提出了波动能量系数χ并建立其与直径比$D/\bar{d}$的定量关系。主要结论如下：

1）在本文试验参数范围内，颗粒粒径是影响无量纲波动信号的主导颗粒介质参数。随着粒径的增加，信号由平滑的波形逐渐转变为振幅更高、更不规则的振荡信号，其变化趋势显著强于相对密实度的影响。

2）原始加速度信号的时–频谱显示，高能量区的频率范围和持续时间均随颗粒粒径的增大而增加，表明较大的粒径会激发更宽频带且持续时间更长的中高频波动。

3）相对密实度主要影响刚体加速度及其峰值，而对无量纲波动信号以及时–频谱中高能量区的分布和持续时间表现出的影响相对较小。

4）在本试验条件下，当冲击体与平均粒径的直径比≤30时，波动能量系数对平均粒径具有较好的辨识能力。

参考文献

[1] PUCKER T. Numerical study on modeling the soil footpad interaction of lunar soft landers at touchdown[J/OL]. Computers and Geotechnics，2024，171：106341. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0266352X24002775.

[2] HUANG B，JIANG Z J，LIN P，et al. Research on impact process of lander footpad against simulant lunar soils[J]. Shock and Vibration. 2015，2015(1)：1-24.

[3] 林云成，李立犇，赵振家，等. 着陆器足垫冲击月壤动态行为离散元仿真分析[J]. 深空探测学报(中英文)，2020，7(2)：171-177.
LIN Y C，LI L B，ZHAO Z J，et al. Simulation analysis of dynamic behavior of lander footpad impact on lunar regolith[J]. Journal of Deep Space Exploration，2020，7(2)：171-177.

[4] 武士轻，王永滨，候绪研，等. 足垫垂直冲击月壤理论模型研究[J]. 载人航天，2020，26(2)：135-141.
WU S Q，WANG Y B，HOU X Y，et al. Research on theoretical model of vertical impact of foot pad on lunar soil[J]. Manned Spaceflight，2020，26(2)：135-141.

[5] BALARAM J，AUNG M M，GOLOMBEK P M，et al. The ingenuity helicopter on the perseverance rover[J]. Space Science Reviews，2021，217(4)：1-11.

[6] MOROTA，T，SUGITA，S，CHO Y，et al. Sample collection from asteroid(162173)Ryugu by Hayabusa2：implications for surface evolution.[J]. Science，2020，368(6491)：654-659.

[7] LAURETTA D S，ADAM C D，ALLEN A J，et al. Spacecraft sample collection and subsurface excavation of asteroid(101955)Bennu[J]. Science，2022，377(6603)：285-291.

[8] 严赫，朱星月，侯张俪，等. 小型月面跳跃机器人设计及运动建模[J].

上海交通大学学报，2025，59(8)：1169-1180.
YAN H，ZHU X Y，HOU Z L，et al. Design and kinematic modelling of a compact lunar hopping robot[J]. Journal of Shanghai Jiao Tong University，2025，59(8)：1169-1180.

[9] 李贺，王禹，杜小振，等. 一种可跳跃的月面移动机器人系统设计[J]. 深空探测学报(中英文)，2020，7(3)：304-310.
LI H，WANG Y，DU X Z，et al. Design of a jumping lunar surface mobility robot system[J]. Journal of Deep Space Exploration，2020，7(3)：304-310.

[10] 姜生元，张伟伟，杨宇彬，等. 动能侵彻式星壤物性原位触探技术研究进展[J]. 深空探测学报(中英文)，2022，9(2)：114-122.
JIANG S Y，ZHANG W W，YANG Y B，et al. Research progress on kinetic penetration-based in-situ probe technology for astronomical soil properties[J]. Journal of Deep Space Exploration，2022，9(2)：114-122.

[11] 孙淼，张鸿宇，迟润强，等. 侵彻式月壤探测地面模拟试验研究[J]. 深空探测学报(中英文)，2022，9(2)：141-149.
SUN M，ZHANG H Y，CHI R Q，et al. Ground simulation testing for penetrating lunar soil probes[J]. Journal of Deep Space Exploration，2022，9(2)：141-149.

[12] AHRENS C J，PAIGE D A，EUBANKS T M，et al. Small penetrator instrument concept for the advancement of lunar surface science[J]. The Planetary Science Journal，2021，2(1)：38.

[13] HEIKEN G H，VANIMAN D T，FRENCH B. Lunar sourcebook：a user's guide to the moon[M]. Cambridge，UK：Cambridge University Press，1991.

[14] KÖMLE N I，BALL A J，KARGL G et al. Impact penetrometry on a comet nucleus—interpretation of laboratory data using penetration models[J]. Planetary and Space Science，2001，49(6)：575-598.

[15] KATSURAGI H，DURIAN D J. Unified force law for granular impact cratering[J]. Nature Physics，2007，3(6)：420-423.

[16] MURDOCH N，AVILA MARTINEZ I，Sunday C，et al. An experimental study of low-velocity impacts into granular material in reduced gravity[J]. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society，2017，468(2)：1259-1272.

[17] OMIDVAR M，DINOTTE J，GIACOMO L，et al. Photon Doppler velocimetry for resolving vertical penetration into sand targets[J/OL]. International Journal of Impact Engineering，2024，185：104827. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X23003366.

[18] OMIDVAR M，DINOTTE J，GIACOMO L，et al. Dynamics of sand response to rapid penetration by rigid projectiles[J/OL]. Granular Matter，2024，26(3)：73. https://link.springer.com/article/10.1007/s10035-024-01440-4.

[19] OMIDVAR M，ISKANDER M，BLESS S. Response of granular media to rapid penetration[J]. International Journal of Impact Engineering，2014，66：60-82.

[20] DINOTTE J，OMIDVAR M，BLESS S，et al. CPT-informed model for rapid penetration into sand[J]. Canadian Geotechnical Journal，2025，62：1-14.

[21] SUN M，LI J C，ZHANG H Y，et al. Effect of relative density and grain size on the internal flow field during the ballistic penetration of sand[J/OL]. International Journal of Impact Engineering，2024，185：104859. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0734743X23003688.

[22] UMBANHOWAR P，GOLDMAN D I. Granular impact and the critical packing state[J]. Physical Review E—Statistical，Nonlinear，and Soft Matter Physics，2010，82(1)：010301.

[23] HOWELL D，BEHRINGER R P，VEJE C. Stress fluctuations in a 2D granular Couette experiment：A continuous transition[J/OL]. Physical Review Letters，1999，82(26)：5241. https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.82.010301.

[24] CLARK A H，KONDIC L，BEHRINGER R P. Particle scale dynamics in granular impact[J/OL]. Physical Review Letters，2012，109(23)：238302. https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.109.238302.

[25] CLARK A H，PETERSEN A J，KONDIC L，et al. Nonlinear force propagation during granular impact[J/OL]. Physical Review Letters，2015，114(14)：144502. https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.114.144502.

[26] BESTER C S，BEHRINGER R P. Collisional model of energy dissipation in three-dimensional granular impact[J/OL]. Physical Review E，2017，95(3)：032906. https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.95.032906.

[27] MIYAI S，KOBAYAKAWA M，TSUJI T，et al. Influence of particle size on vertical plate penetration into dense cohesionless granular materials(large-scale DEM simulation using real particle size)[J/OL]. Granular Matter，2019，21(4)：105. https://link.springer.com/article/10.1007/s10035-019-0961-z.

[28] SUN M，CHI R Q，ZHANG H Y，et al. Influence of granular medium parameters on Poncelet drag coefficient[J/OL]. International Journal of Applied Mechanics，2024，16(9)：2450104. https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2024IJAM...1650104S/abstract.

[29] SEGUIN A，BERTHO Y，GONDRET P. Influence of confinement on granular penetration by impact[J]. Physical Review E—Statistical，Nonlinear，and Soft Matter Physics，2008，78(1)：010301. https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.78.010301.

[30] DING L，ZHOU R，YUAN Y，et al. A 2-year locomotive exploration and scientific investigation of the lunar farside by the Yutu-2 rover[J/OL]. Science Robotics，2022，7(62)：eabj6660. https://www.science.org/doi/10.1126/scirobotics.abj6660.

[31] KING R H，VAN SUSANTE P，GEFREH M A. Analytical models and laboratory measurements of the soil–tool interaction force to push a narrow tool through JSC-1A lunar simulant and Ottawa sand at different cutting depths[J]. Journal of Terramechanics，2011，48(1)：85-95.

[32] GB/T 50123-2019，土工试验方法标准[S]. 北京：中国建筑工业出版社，2019.

[33] YOUPLAO P，TAKITA A，NASBEY H，et al. Dynamic response of sand particles impacted by a rigid spherical object[J]. Results in Physics，2018，9：246-251.

[34] MERCURIO S R，BLESS S，ADS A，et al. Rate dependence of penetration resistance in a cohesive soil[C]//Society for Experimental Mechanics Annual Conference and Exposition. Cham：Springer Nature Switzerland，2023：23-31.

[35] GLÖßNER C，MOSER S，KÜLLS R，et al. Instrumented projectile penetration testing of granular materials[J]. Experimental Mechanics，2017，57(2)：261-272.

[36] YAN Y，TANG H，HU K，et al. Deriving debris‐flow dynamics from real‐time impact‐force measurements[J/OL]. Journal of Geophysical Research：Earth Surface，2023，128(3)：e2022JF006715. https://agupubs.

onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2022JF006715.

[37] MCCOY S W，TUCKER G E，KEAN J W，et al. Field measurement of basal forces generated by erosive debris flows[J]. Journal of Geophysical Research：Earth Surface，2013，118(2)：589-602.

作者简介：

李晓彤(1999–)，女，硕士，主要研究方向：动态测试与智能控制。

通信地址：中北大学极限环境光电动态测试技术与仪器全国重点试验室(030051)

E-mail：15536982532@163.com

范锦彪(1974–)，男，教授，主要研究方向：动态测试理论、智能测控技术、冲击测试与校准技术。**本文通信作者**。

通信地址：中北大学极限环境光电动态测试技术与仪器全国重点试验室(030051)

E-mail：fjb@nuc.edu.cn

A Grain-Size Identification Method Based on Impact Acceleration Signals

LI Xiaotong[1]，SUN Miao[2]，FAN Jinbiao[1]，ZHANG Hongyan[1]，ZHANG Yanyan[1]，WANG Yurun[1]

（1. State Key Laboratory of Extreme Environment Optoelectronic Dynamic Measurement Technology and Instrument，North University of China，Taiyuan 030051，China；2. Institute of Rock and Soil Mechanics，Chinese Academy of Sciences，Wuhan 430071，China）

Abstract： To address the need for in-situ characterization of extraterrestrial regolith in deep space exploration，this study quantifies the correlation between high-frequency passive features in signals and particle size under low-velocity impact scenarios on planetary surfaces，such as landing，penetration，and sampling. The feasibility of utilizing these features for particle-scale identification is explored. A spherical impactor equipped with built-in accelerometers was designed，and impact experiments were conducted on Earth using dry sand with varying particle sizes and relative densities，providing calibration and validation data for the identification method. Time–frequency spectral analysis was performed on the acceleration signals. The rigid-body acceleration signal $a_{\mathrm{rigid}}(t)$ was used to normalize the original acceleration signal，yielding a dimensionless fluctuation signal $a_{\mathrm{fluc}}(t)$. Based on the power spectral density of $a_{\mathrm{fluc}}(t)$，a fluctuation energy metric E was obtained，and a fluctuation energy coefficient χ was defined to quantify the degree of acceleration signal fluctuation. Using the experimental data，an empirical relationship between the ratio of the spherical impactor diameter D to the mean particle diameter $\bar{d}$ and the fluctuation energy coefficient χ was established，and supplementary validation experiments were performed. The results show that the particle size d_{g} is the dominant granular medium parameter influencing the dimensionless fluctuation signal $a_{\mathrm{fluc}}(t)$；the relative density Dr mainly affects the rigid-body acceleration $a_{\mathrm{rigid}}(t)$ and its peak value，but has little influence on $a_{\mathrm{fluc}}(t)$；and when the diameter ratio between the impactor and the mean particle size is less than or equal to 30，the fluctuation energy coefficient χ exhibits good sensitivity for identifying the mean particle size $\bar{d}$. The above results indicate that the fluctuation characteristics in the acceleration signal and their calibration relationships can serve as auxiliary diagnostic indicators for identifying the particle scale of extraterrestrial regolith，supporting the interpretation of acceleration data obtained during contact processes.

Keywords： granular regolith；grain-size identification；impact acceleration；acceleration fluctuations

Highlights：

- A spherical impactor equipped with an embedded accelerometer system was developed，and impact tests were performed on dry sand with varied particle parameters.
- The grain size d_g was identified as the dominant granular parameter influencing the dimensionless fluctuation signal.
- The fluctuation energy coefficient χ was used to quantify the fluctuation intensity of the acceleration signal.
- An empirical relationship has been established between the fluctuation energy coefficient χ and the diameter ratio $D/\bar{d}$.

[责任编辑：杨晓燕，英文审校：宋利辉]