

颗粒离散元模拟中的阻尼系数标定*

钟文镇¹⁾ 何克晶^{2)†} 周照耀¹⁾ 夏 伟¹⁾ 李元元¹⁾

1) (华南理工大学机械与汽车工程学院, 广州 510641)

2) (华南理工大学计算机科学与工程学院, 广州 510641)

(2008 年 9 月 22 日收到, 2008 年 11 月 25 日收到修改稿)

离散元模型中所采用的阻尼系数是不确定的, 经常凭主观经验设定. 为了使得物理模型与现实中的颗粒动力学属性符合更好, 通过采用声频采样技术对物理模型中的阻尼系数进行标定, 得出与实验符合的阻尼系数应为 0.5 左右. 利用标定后的阻尼系数模拟了一元颗粒在圆柱形容器里的随机堆积过程, 得到最终的堆积密度为 0.625, 与经典的实验结果一致. 研究证明, 在得到模型阻尼系数的同时, 也确认了数值模型的正确性和用声频采样技术进行高精度碰撞时间检测的可行性.

关键词: 颗粒堆积, 阻尼系数标定, 声频采样, 离散元法

PACC: 0320, 4610

1. 引 言

颗粒物质普遍存在于自然界和工业生产和日常生活中, 对自然界和生活生产起着重要的影响. 大到自然界的雪崩、泥石流的发生和沙堆的迁移, 小到建筑工地上沙石的倾卸、粉末冶金中混合粉末的充模和农业中粮食的堆积等, 都是颗粒物质相互作用的表现形式. 颗粒物质因其独特的性质、科技上的重要性以及在多个潜在领域中的应用价值, 吸引了研究者们并对此进行了多年的深入研究.

颗粒物质与传统物质有着很大的不同. 与传统固体物质最大区别在于, 在外力作用下颗粒物质易于流动并且不能保持固定形状. 同时, 颗粒物质的流动属性也与流体有很大不同. 并且当颗粒物质流动或者被施加压力的时候, 颗粒物质的密度将发生变化. 颗粒物质的这些特殊属性需要我们使用新的模型和思想来研究它.

离散元法最早由 Cundall 提出, 用于解决岩体工程中的问题^[1], 其后得到了广泛的应用^[2-6]. 对于颗粒物质的研究, 离散元法与连续介质方法相比更接近实际现象本身, 比如可以考虑物体内部的摩擦力、物质能量变化、颗粒位置的变动、颗粒的团聚现象和

范德瓦耳斯力等, 这些都是连续介质方法无法实现的. 但是, 目前离散元法仍然是一种不够成熟的计算方法, 其力学模型简化不够明确, 致使一些物理参数的选取在形式上带有很多的任意性^[7]. 因此, 选取正确的模型参数对模拟结果的正确性具有重要的意义. 国内研究者对离散元参数选取问题进行了有益的探讨^[7], 但这方面的文章并不多. 国外的研究者对离散元模型参数的选取做了大量的工作^[1, 8-15]. 在离散元法的参数中, 阻尼系数在颗粒的碰撞过程中起到关键性的作用, 对系统的稳定起到决定性作用. 颗粒碰撞过程中阻尼系数的确定一直都是研究的热点和难点. 对模拟系统中采用的阻尼系数进行标定, 对于用模拟方法准确重现颗粒堆积过程具有重要意义.

Cundall 与 Strack^[1]提出的阻尼系数是关于质量和弹簧刚度的常数

$$\eta_n = 2\sqrt{mk_n},$$

$$\eta_s = 2\sqrt{mk_s}.$$

该阻尼系数是 Cundall 与 Strack 在研究岩体缓慢变形时引入的, 可能并不适用于快速流动的颗粒流^[15]. Tsuji 等^[11]认识到阻尼系数与恢复系数和位移的相关性, 他们建立的阻尼系数模型如下:

$$\eta_n = \alpha\sqrt{mk_n}\delta_{n,ij}^{1/4},$$

* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2007CB616905) 国家自然科学基金(批准号:10805019)和广东省自然科学基金(批准号:8451064101000083)资助的课题

† 通讯联系人, E-mail: kejinghe@ieec.org

其中 α 与恢复系数有关,凭经验得到. Tsuji 等^[11,12] 还利用振动原理提出另外一种阻尼系数的计算方法,

$$\eta = 2\gamma\sqrt{mk},$$

其中 γ 由恢复系数决定,参数的具体含义请参阅文献[12].

Cundall-Strack 阻尼系数是临界阻尼系数, Tsuji 等提出的阻尼系数是在 Cundall 和 Strack 的工作基础上发展而来,但仍然是接近临界阻尼系数的常数. 无论是 Cundall-Strack 阻尼系数,还是 Tsuji 等得到的阻尼系数都是关于接触的阻尼系数,将这类模型用于描述离散颗粒堆积动态过程中的能量耗散并不非常合适. 假定利用 Hertz 碰撞理论来确定参数不是必需的,直接通过两个颗粒的碰撞实验来确定参数对离散元模型反而更加精确^[15]. 更为普遍的方法是通过模拟实验的方法来标定阻尼系数^[10,16],即采用试错的方法遍历 0.1—0.9 的阻尼系数,通过模拟单个颗粒自由落下并和平面发生多次碰撞直到静止的整个过程得到恢复系数,若模拟的恢复系数和实际实验的恢复系数较为一致,则标定为此时的阻尼系数. 该标定方法更接近颗粒的实际碰撞过程,离散颗粒之间发生碰撞或是和墙壁发生碰撞时,局部区域在极短时间内发生变形与回复^[13],不适于用静态参数来确定阻尼系数,因为此时的阻尼系数和速度有关.

如何对颗粒的实际运动和碰撞过程进行跟踪,是试错法标定的一个核心环节. 高速成像的方法可以将颗粒的下落过程和碰撞过程拍摄下来,通过对拍摄照片的直观观察就可以得到所需参数^[6,15]. 利用加速度传感器同样可以捕捉颗粒和墙壁碰撞时横波的传递过程,从而得到相关的参数,用以确定恢复系数^[13].

虽然利用高速摄像头和加速度传感器都可以很好捕捉颗粒的运动过程,从而标定出阻尼系数,但是以上两种方法都需要专门的设备,而且数据处理过程也较为复杂. 本文将声频采样技术应用于阻尼系数的精确标定. 标定方法为通过对单个颗粒的自由下落及其碰撞过程进行声频采样,得到碰撞过程产生的声频信息. 通过分析声频信息,得出每两次碰撞之间的时间间隔,并根据时间间隔计算出颗粒碰撞前后的动能. 将碰撞前的动能减去碰撞后的动能再除以碰撞前的动能就可以得到动能的衰减系数,然后利用实验得出的动能衰减系数标定模型的阻尼系数. 最后,本文利用标定后的阻尼系数模拟单一粒径

的球形颗粒在圆柱形容器中的堆积过程.

2. 模型建立

离散元法是对颗粒随机堆积过程进行计算模拟的有效方法,并且得到了广泛应用^[5]. 在我们的模型中,考虑的作用力有法线方向上的接触力 $F_{cn,ij}$,法线方向上的阻尼力 $F_{dn,ij}$,切线方向上的接触力 $F_{cs,ij}$ 和万有引力. 由于 $F_{cs,ij}$ 是唯一不直接经过颗粒质心的力,因此,唯一能引起颗粒旋转的力是 $F_{cs,ij}$. 在每个模拟时间步 Δt 内,球形颗粒 i 的运动学方程为

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \sum_j (F_{cn,ij} + F_{dn,ij} + F_{cs,ij}) + m_i \mathbf{g}, \quad (1)$$

$$I_i \frac{d\boldsymbol{\omega}_i}{dt} = \sum_j (\mathbf{R}_i \times F_{cs,ij}), \quad (2)$$

其中 m_i , \mathbf{v}_i , I_i 和 $\boldsymbol{\omega}_i$ 分别是颗粒 i 的质量、速率、转动惯量和角速度. \mathbf{R}_i 是从颗粒的中心指向接触点的向量,它的模等于颗粒的半径.

本文采用简单的线弹性阻尼模型,法向接触力为

$$F_{cn,ij} = k_n \xi_n \hat{\mathbf{n}}_{ij}, \quad (3)$$

其中 ξ_n 是法线方向的位移, k_n 是法线方向的刚度系数. $\hat{\mathbf{n}}_{ij}$ 是由颗粒 j 的圆心指向颗粒 i 的圆心的单位矢量. 本系统采用 Walton 和 Braun 于 1986 年提出的法向阻尼模型^[17],法向阻尼力为

$$F_{dn,ij} = -\gamma_n |F_{cn,ij}| \operatorname{sgn}(\dot{\xi}_n), \quad (4)$$

其中 γ_n 是阻尼系数. 对于切向的弹性模型,我们采用 Cundall 和 Strack 提出的模型^[11],即假设当两个颗粒开始接触时,在接触点上有一个虚拟的弹簧,用弹簧力来代替复杂的接触力. 切向接触力定义如下:

$$F_{cs,ij} = -\min(|k_s \xi_s|, |\mu(F_{cn,ij} + F_{dn,ij})|) \times \operatorname{sgn}(\dot{\xi}_s), \quad (5)$$

其中 k_s 是切线方向的刚度系数, ξ_s 是切向虚拟弹簧的总的变形量, μ 是摩擦系数.

$$\xi_s = \int_{t_0}^t \mathbf{v}_s(t) dt, \quad (6)$$

其中 t_0 是初始接触的时刻, t 是当前时刻.

3. 标定方法与动能衰减系数

捕捉颗粒的下落和碰撞过程,一般可以采用三

种方法,一种是高速成像的方法^[6,45],另一种是利用加速度传感器进行采样^[13],再一种就是本文采用的声频采样的方法.高速成像方法最为常用,但是该方法比较复杂,对仪器设备的要求比较高,可是获得的精度并不高.加速度传感器采样法是一种间接的采样方法,采样精度依赖于传感器的选取,对设备也存在一定的要求.而声频采样技术操作简单,利用普通的声频采样设备(如麦克风)就可以进行实验.并且声频采样的频率是 48 kHz,这样就保证了采样的高精度,是每秒 1000 帧的高速成像所无法比拟的.所以,本文采用声频技术对颗粒的下落和碰撞过程进行分析.

本实验将一个直径为 1 cm 的钢球由 20 cm 高度自由落下,下落到一个铜制容器中.颗粒只与容器底部发生碰撞,利用声频设备记录下碰撞所产生的声频信息,并利用声频信号分析软件对声频数据进行分析,如图 1 所示.其中横坐标表示时间,纵坐标表示振幅.左边第一个脉冲表示在该处发生了第一次碰撞,从左向右依次对应于第二次碰撞时的脉冲,第三次碰撞时的脉冲,一直到最右边脉冲为零.

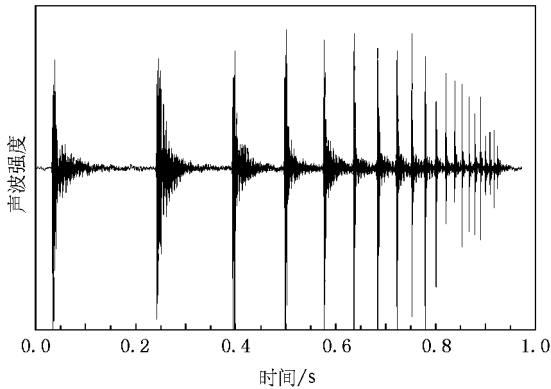


图 1 碰撞产生的声频波形图

图 1 左边第一个脉冲和第二个脉冲之间的时间间隔最大,说明颗粒在此两点之间的动能最大.第二个脉冲和第三个脉冲之间的时间间隔比第一个时间间隔要小,说明经历第二次碰撞后,颗粒的动能进一步减小.然后是第四个脉冲(第四次碰撞)时间间隔进一步变小,以后脉冲间的时间间隔越来越小,说明碰撞越来越密集.最后脉冲强度为零,说明颗粒的动能都在撞击中损耗了.

在实验过程中,颗粒先做自由落体运动,然后与铜制容器底部发生碰撞,弹起,运动到最高点后又做自由落体运动,这样不断地上升下落,直到动能为

零.在此过程中不考虑空气的影响,认为颗粒的上升过程和下落过程所用时间相同.设第 k 次碰撞的时刻为 t_k ,由牛顿定律和自由落体方程可知第 k 次碰撞前的动能为

$$E_{t,k-1} = \frac{1}{2} m \left(g \frac{t_k - t_{k-1}}{2} \right)^2, \quad (7)$$

第 k 次碰撞后的动能为

$$E_{t,k} = \frac{1}{2} m \left(g \frac{t_{k+1} - t_k}{2} \right)^2. \quad (8)$$

设第 k 次碰撞的动能衰减系数为 η_k ,则

$$\begin{aligned} \eta_k &= \frac{E_{t,k-1} - E_{t,k}}{E_{t,k-1}} \\ &= \frac{(t_k - t_{k-1})^2 - (t_{k+1} - t_k)^2}{(t_k - t_{k-1})^2}, \end{aligned} \quad (9)$$

又设 $\Delta t_k = t_{k+1} - t_k$ 为第 k 次碰撞与第 $k+1$ 次碰撞之间的时间间隔,故

$$\eta_k = \frac{\Delta t_{k-1}^2 - \Delta t_k^2}{\Delta t_{k-1}^2}. \quad (10)$$

在得到(10)式后,只要能测得每两次碰撞之间的时间间隔 Δt_k ,即可知每次碰撞的能量衰减系数.因为第 k 次碰撞的恢复系数 e_k 与动能的关系为

$$e_k = \sqrt{\frac{E_{t,k}}{E_{t,k-1}}}. \quad (11)$$

故由(9)和(11)式可知,动能衰减系数与恢复系数的关系为

$$\eta_k = 1 - e_k^2. \quad (12)$$

为了减少实验随机性的影响,共做了 5 组实验,采制了 5 组声频数据,最后求平均值.所得到的碰撞之间的时间间隔随碰撞次数的变化曲线如图 2 所示.

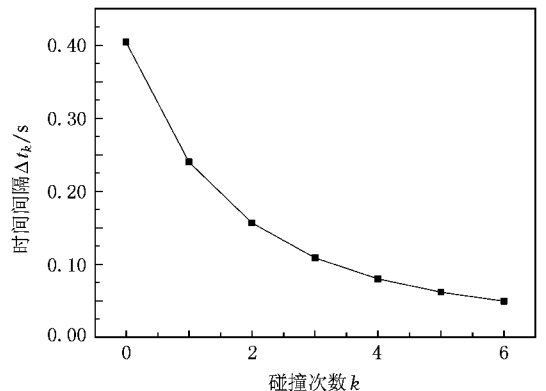


图 2 两次碰撞之间的时间间隔曲线

因为钢球从最高点下落时不会发出声音,只有

发生第一次碰撞时才会有声音发生,从最高点到第一次碰撞这个阶段的时间间隔无法通过声音采样来捕捉,所以图 2 中第一个点($k=0$)的值 0.4040 不是实验测得而是计算得到的.从第二个点($k=1$)到第七个点($k=6$)都是由实验得到的,是 5 组实验的平均值.从图 2 可以很直观地看到时间间隔随着碰撞次数的增加快速减小,直到趋近于零,这说明碰撞后的残余动能随着碰撞逐渐减小.

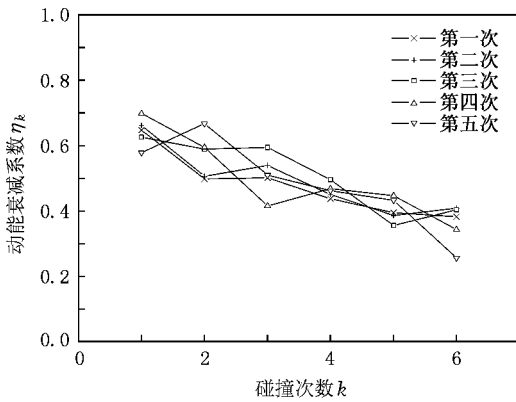


图 3 动能衰减系数随碰撞次数的变化关系

图 3 表示了 5 组实验中每次碰撞时动能的衰减率.从图中可以看出动能衰减率随着碰撞次数的增加而减小.这说明第一次碰撞最为剧烈,动能损失最大.随着碰撞次数的增加,碰撞越来越轻微,单次碰撞时动能损失越来越小.5 组实验的趋势一致,但是曲线也存在较大波动.为了减少随机性的影响我们对图 3 中的 5 条曲线求平均值,得到图 4.图 4 中的动能衰减系数曲线几乎呈一条直线,说明动能衰减系数随碰撞次数的增加近似呈线性减小.

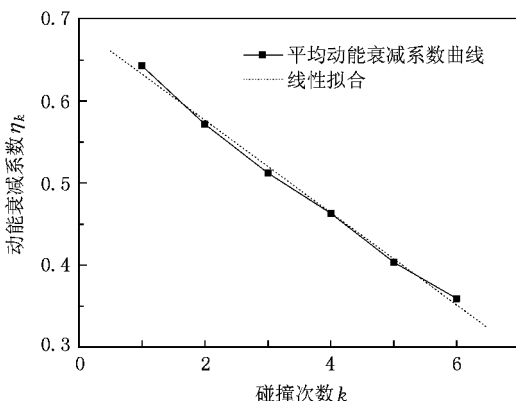


图 4 平均动能衰减系数随碰撞次数的变化关系

从实验结果可以看出,当碰撞三次后,动能衰减

了两个数量级,三次碰撞以后的动能损失相对于前面三次的动能损失几乎可以忽略不计.因此本文对前三次碰撞的动能衰减系数求平均,得到其平均值 $\bar{\eta}$ 为 0.58.

4. 阻尼系数的标定及其应用

通过实验得到的动能衰减及其系数是碰撞的结果,而引起能量衰减的原因是因为阻尼的存在.在不考虑摩擦的情况下,钢球的动能完全由阻尼碰撞消耗掉.为了标定阻尼系数需要建立其与动能衰减系数的关系,为此本文做如下推导.

当发生撞击的时候,重力 $m_i g$ 远小于 $F_{cn,ij}$,且因为碰撞的接触时间非常短,在碰撞过程中可以忽略重力的影响.此处仅考虑单个颗粒和容器底部的碰撞,省略下标,方程(1)变为

$$m \frac{dv}{dt} = F_{cn} + F_{dn} + F_{cs}. \quad (13)$$

由于实验中只有自由落体过程和碰撞过程,所以仅存在法线方向的碰撞力和阻尼力,切线方向的接触力 F_{cs} 为零,方程(13)变为

$$m \frac{dv}{dt} = F_{cn} + F_{dn}. \quad (14)$$

将方程(4)代入方程(14),可得

$$m dv = |F_{cn}| [1 - \gamma_n \text{sgr}(\dot{\xi}_n)] dt. \quad (15)$$

将方程两侧都乘以速度 v 可得

$$\begin{aligned} m v dv &= |F_{cn}| [1 - \gamma_n \text{sgr}(\dot{\xi}_n)] v dt, \\ &= |F_{cn}| [1 - \gamma_n \text{sgr}(\dot{\xi}_n)] d\xi_n. \end{aligned} \quad (16)$$

开始碰撞到碰撞变形最大时

$$\text{sgr}(\dot{\xi}_n) = -1. \quad (17)$$

从碰撞变形最大到变形结束

$$\text{sgr}(\dot{\xi}_n) = 1. \quad (18)$$

在从第 k 次碰撞开始到碰撞形变达最大 $\xi_{n,k}$ 的过程中,将(17)式代入(16)式并进行积分,可得

$$\int_{\xi_n=0}^{\xi_{n,k}} m v dv = \int_{\xi_n=0}^{\xi_{n,k}} (1 + \gamma_n) k_n \xi_n d\xi_n. \quad (19)$$

积分后可得

$$E_{t,k-1} = \frac{1}{2} m v_{k-1}^2 = \frac{1}{2} (1 + \gamma_n) k_n \xi_{n,k}^2. \quad (20)$$

同样,在形变最大到形变恢复为零的过程中,将(18)式代入(16)式进行积分,可得

$$\int_{\xi_n=\xi_{n,k}}^0 m v dv = \int_{\xi_n=\xi_{n,k}}^0 (1 - \gamma_n) k_n \xi_n d\xi_n. \quad (21)$$

积分后可得

$$E_{1,k} = \frac{1}{2}mv_k^2 = \frac{1}{2}(1 - \gamma_n)k_n \xi_{n,k}^2, \quad (22)$$

将(20)和(22)式代入(9)式,消去 $\frac{1}{2}k_n \xi_{n,k}^2$ 得

$$\eta_k = \frac{2\gamma_n}{1 + \gamma_n}. \quad (23)$$

这样我们就得到动能衰减系数 η 与法线方向的阻尼系数 γ_n 之间的关系.在此公式的指导下,我们用不同的阻尼系数值 $\gamma_n = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ 和 0.9 模拟了一个直径为 1 cm 的球形颗粒自 20 cm 高处自由下落,然后和容器底部发生碰撞,经过多次碰撞最终静止的动态过程.

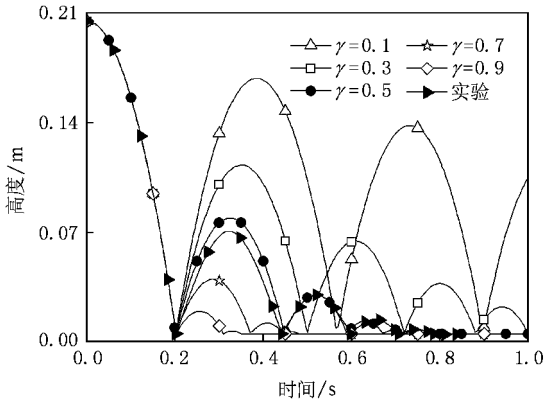


图5 实验和模拟的钢球运动轨迹对比

我们将钢球运动的实验结果和不同阻尼系数 $\gamma_n = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ 和 0.9 的模拟结果进行对比,对比情况见图5.图中曲线描述了钢球自 0.2 m 处自由落后,钢球高度随时间的变化情况.对比由实验得到的高度与时间的关系和由模拟得到的高度与时间的关系以及它们分别对应的 γ_n 可以看出,当模型中 γ_n 取 0.5 时与实验结果较为一致.

图6模拟了第一次碰撞发生时阻尼系数与动能衰减系数之间的关系和由物理模型推导出的阻尼系数与动能衰减系数之间的关系.从图6可以看出,模拟结果和物理模型的理论推导结果一致.

根据模拟结果,求出每个 γ_n 所对应的前三次碰撞的平均动能衰减系数 $\bar{\eta}$,并将该系数同实验所得的平均动能衰减系数 0.58 进行比较.最后我们得到当 γ_n 取 0.5 时,前三次的动能衰减系数为 0.598 ,该值和 0.58 十分接近,所以取系统的 γ_n 为 0.5 .

作为该标定参数的应用,我们模拟了 2000 颗直径为 1 cm 的球形颗粒从 20 cm 高处的漏斗中下落到

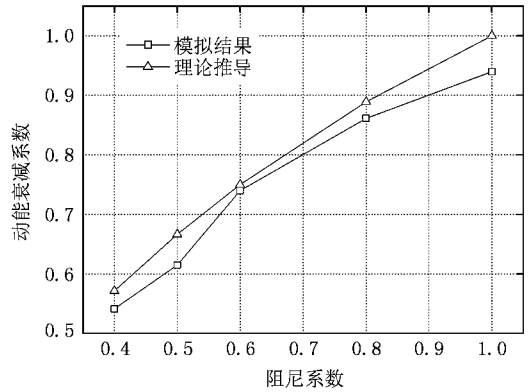


图6 阻尼系数-动能衰减系数曲线

圆柱形容器里的堆积过程.圆柱容器高为 20 cm ,半径为 10 cm .离散元模型中参数的获取是一个很困难的问题,至今没有成熟的有效方法,很多情况下都是通过试算的方法得到.对于线性弹簧阻尼模型,为了得到稳定的收敛结果,两颗粒的交叠量要控制在 $0.1\%—1\%$ 之间,这就要求弹簧刚度系数在 $10^6—10^7\text{ N/m}$,时间步在 $10^{-3}—10^{-6}\text{ s}$ ^[18].所以模拟中采用的时间步长 $\Delta t = 10\ \mu\text{s}$,总的模拟时长为 3 s ,其他相关参数见表1.其中摩擦系数的选择参照了带氧化膜的滑动摩擦的典型取值范围.

表1 随机堆积模拟中所使用的参数

参数	取值
$k_n/\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$	10^7
$k_s/\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$	10^7
μ	0.3
γ_n	0.5
$\rho/\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	7.8
$g/\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$	9.8

图7是堆积密度随高度变化的曲线.从图7可以看到,堆积密度的变化具有一定的周期性,而且变化趋势随着高度的增加逐渐变小.导致这一现象的原因是因为在容器边界处的颗粒沿边界较规则排布,而远离边界处颗粒的排布较随机.为减少边界的影响,在高度方向上截取 $0.005—0.045\text{ m}$ 之间的部分求取平均值,得到堆积密度为 0.625 .此结果和Scott等^[19]的经典实验结果 $0.63—0.64$ 比较接近.图7同时对比了在不同阻尼情况($\gamma_n = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ 和 0.9)下的堆积密度,5条曲线几乎重合在一起,说明阻尼系数主要影响的是堆积过程以及能量耗散过程,对最终的堆积密度影响很小.

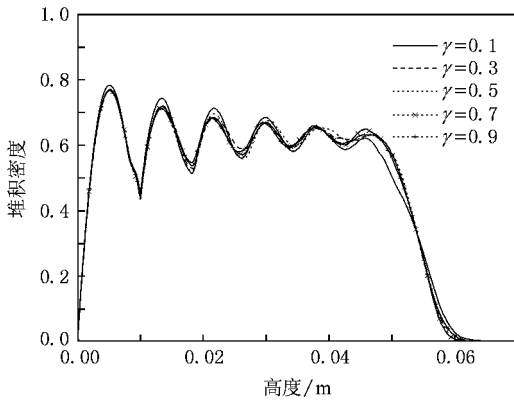


图7 不同阻尼系数下堆积密度随高度的变化

5. 结 论

声频采样的精度高,且操作简便.本文利用声频采样设备记录单个颗粒的碰撞过程,并利用声频数据对颗粒碰撞物理模型的阻尼系数进行标定.该标定方法通过分析声频信息,得出颗粒每两次碰撞之

间的时间间隔,运用牛顿力学求出颗粒的动能,再将碰撞前后的动能进行比较,从而得到碰撞过程中的动能损失,并根据实际的动能损失来标定阻尼系数 γ_n .通过多次实验发现,当阻尼系数 γ_n 取0.5时,模拟结果和实际结果较为符合.同时,本文还利用标定后的阻尼系数 γ_n 模拟了2000颗直径为1 cm的球形颗粒在圆柱形容器里的堆积过程,得到的堆积密度为0.625,与经典实验结果符合较好.

文中标定后的阻尼系数 γ_n 为与速度无关的常数,这与我们所采用的Walton-Braun法向阻尼模型有关.而在实际情况下以及其他的阻尼模型(如Brilliantov模型^[20])中,阻尼系数是随着速度变化的.但到底哪种阻尼模型更符合实际一直以来就是争论的焦点,多数研究者认为没有普遍适用的阻尼模型,而需要根据具体的应用场景选择.这也是在本研究中选择Walton-Braun法向阻尼模型的原因.总体而言,Walton-Braun法向阻尼模型与本实验符合较好.下一步工作将继续深入研究其他接触力模型(如Hertz模型)和阻尼模型中的参数标定.

- [1] Cundall P, Strack O 1979 *Geotechnique* **29** 47
- [2] Sun Q C, Wang G Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4667 (in Chinese) [孙其诚、王光谦 2008 物理学报 **57** 4667]
- [3] He K J, Dong S B, Zhou Z Y 2007 *Phys. Rev. E* **75** 036710
- [4] Zhong W Z, He K J, Zhou Z Y, Xia W, Li Y Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** S21 (in Chinese) [钟文镇、何克晶、周照耀、夏伟、李元元 2009 物理学报 **58** S21]
- [5] Xu Y, Sun Q C, Zhang L, Huang W B 2003 *Adv. Mech.* **33** 251 (in Chinese) [徐泳、孙其诚、张凌、黄文彬 2003 力学进展 **33** 251]
- [6] Zhang Q Y, Wu Y Y, Peng Z, Liu R, Lu K Q, Hou M Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6203 (in Chinese) [张权义、吴耀宇、彭政、刘锐、陆坤权、厚美瑛 2006 物理学报 **55** 6203]
- [7] Li S H, Wang Y N 2004 *Chin. J. Rock Mech. Eng.* **23** 3642 (in Chinese) [李世海、汪远年 2004 岩石力学与工程学报 **23** 3642]
- [8] Ng T T 2006 *J. Eng. Mech.* **132** 723
- [9] Fraige F Y, Langston P A 2004 *Adv. Powder Technol.* **15** 227
- [10] Lim E W C 2008 *Ind. Eng. Chem. Res.* **47** 481
- [11] Tsuji Y, Tanaka T, Ishida T 1992 *Powder Technol.* **71** 239
- [12] Tsuji Y, Kawaguchi T, Tanaka T 1993 *Powder Technol.* **77** 79
- [13] Imre B, Rábsamen S, Springman S M 2008 *Comput. Geosci.* **34** 339
- [14] Fang X, Tang J, Luo H 2007 *J. Sound Vib.* **308** 112
- [15] Chandramohan R, Powell M S 2005 *Miner. Eng.* **18** 1142
- [16] Lim E W C, Wang C H, Yu A B 2006 *J. Aiche* **52** 496
- [17] Walton O R, Braun R L 1986 *J. Rheol.* **30** 949
- [18] Paul W C 2000 *Powder Technol.* **109** 83
- [19] Scott G D, Kilgour D M 1969 *J. Phys. D* **2** 863
- [20] Brilliantov N V, Spahn F, Hertzsch J M, Pöschel T 1996 *Phys. Rev. E* **53** 5382

Calibration of damping coefficient in discrete element method simulation *

Zhong Wen-Zhen¹⁾ He Ke-Jing^{2)†} Zhou Zhao-Yao¹⁾ Xia Wei¹⁾ Li Yuan-Yuan¹⁾

1) *School of Mechanical and Automotive Engineering, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China*

2) *School of Computer Science and Engineering, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China*

(Received 22 September 2008 ; revised manuscript received 25 November 2008)

Abstract

In the discrete element method, the damping coefficient, which is a key parameter for rational simulation, is uncertain and often chosen based on researcher's experience. To make the physical model reflect the reality better, in this paper acoustic technology is used to calibrate the damping coefficient. Oscillogram of the acoustic wave generated by the collisions is analyzed and the calibrated damping coefficient is obtained to be 0.5. The calibrated parameters are used to simulate the random packing process of 2000 monosize spherical particles. The final packing density is 0.625, which is in accordance with the classic measurements quite well. Besides the obtained correct damping coefficient, in this paper both the usefulness of the physical model and the practicability of acoustic technology for detecting the collision time are also demonstrated precisely.

Keywords : random particle packing, calibration of damping coefficient, acoustic analysis, discrete element method

PACC : 0320, 4610

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2007CB616905), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10805019) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 8451064101000083).

† Corresponding author. E-mail : kejinghe@ieec.org