

分仓颗粒布居分聚现象的通量模型^{*}

李寅闯¹⁾ 张兆部¹⁾²⁾ 涂洪恩¹⁾ 刘 锐¹⁾ 胡海云²⁾ 厚美瑛^{1)2)†}

1) 北京凝聚态物理国家实验室 中国科学院物理研究所, 北京 100190)

2) 北京理工大学理学院, 北京 100081)

(2008 年 12 月 19 日收到, 2009 年 1 月 5 日收到修改稿)

置于以窗口连接的分隔仓中振动驱动的颗粒气体会出现颗粒在两仓中布居分聚现象, 被形象地称为麦克斯韦妖现象. 通量模型的建立是理解麦克斯韦妖现象的关键问题. Eggers 以颗粒气体动力学为基础得出了简化的理论模型. 该模型可以很好地得到分仓中颗粒的布居分聚现象, 然而似乎无法用于预测两种颗粒在分仓体系中的布居振荡现象. 本文通过实验研究, 测量了颗粒气体的流通量曲线, 改进了 Eggers 模型. 改进的模型可以很好地得到两种颗粒在分仓体系中的布居振荡现象.

关键词: 颗粒气体, 耗散, 通量模型

PACC: 8270, 4610

1. 引 言

将一杯水置于火上, 水温会上升; 置于冰上, 水温下降, 此为平衡态体系的特性. 分子的热运动会使体系温度趋于环境温度, 分子在体系内均匀分布. 而颗粒体系由于自身的耗散性, 在不同的条件下表现出许多与平衡态体系不同的特性^[1-4]. 若是将一定数量的小球任意地放在以小孔相通的分隔容器中, 施加振动驱动, 小球会像气体分子一样活跃地无规则运动. 这种由宏观颗粒组成的气态运动体系, 由于颗粒间的非弹性碰撞, 每碰撞一次, 速度会变慢一些. 当振动强度足够大时, 颗粒系统获得的能量大于因碰撞而损失的能量, 颗粒会与分子气体相似, 容器两边的颗粒均匀分布. 当振动强度降低到一定值时, 颗粒从外部获得的能量与碰撞损失的能量相差不大时, 颗粒不那么活跃, 运动速度降低, 不再那么容易通过小孔. 因此颗粒数多的一边的颗粒较难跳过小孔, 会越聚越多; 另一边的颗粒则会越来越少, 耗散较少, 跳过小孔的几率越大, 最终达到了一边聚集了较多颗粒的“冷区”和另一边颗粒较少的“热区”的一种动态非对称平衡. 这样的非对称平衡形象地体现出了麦克斯韦妖现象. 麦克斯韦曾构想两个被一条

狭窄通道相连的充有各自处于热平衡气体的独立空间. 如果有一个妖精在狭道上充当看门人的角色, 它让快速的分子向一个方向通过, 让慢速分子向另一个方向通过. 经过一段时间后这两个空间就会产生温差. 如果这个妖精存在的话, 热力学第二定律就要改写, 这就是所谓的麦克斯韦妖悖论. 在颗粒体系中非弹性碰撞的能量耗散性很好地充当了这个“妖精”的角色. 当然热力学第二定律无须改写, 因为这样的颗粒体系是一种非平衡态开放体系.

颗粒气体的麦克斯韦妖现象最先由 Schlichting 和 Nordmeier^[5] 实验观察到. 实验装置如图 1 所示, 两个大小相同的分隔容器以一小窗口连接, 颗粒可以从一个仓穿过小窗口进入另一个仓. 容器的底面以正弦方式周期振动, 颗粒通过与底面发生碰撞获得动能. 他们观察到在驱动速度较大时, 颗粒均匀地分布于两仓之中, 而当驱动速度减小, 均匀分布的颗粒可能自发地聚集到任意一个仓中. Eggers^[6] 利用颗粒气体动力学建立了简化的通量模型, 成功地给出了现象的理论描述. 在这样的非平衡态体系中, 如果加入另一种颗粒, 由于碰撞动量守恒, 一种颗粒的存在可能加大另一种颗粒的运动速度, 而自身速度被抑制, 将出现有如“颗粒时钟”般的两种颗粒在两容器中周期地来回振荡现象^[7-11]. Eggers 的理论被成功

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10720101074, 10874209)和中国科学院知识创新工程重要方向(批准号: KKCX1-YW-03)资助的课题.

[†] E-mail: mayhou@aphy.iphy.ac.cn

地用来描述了两种颗粒体系的分聚现象,然而却未能给出布居的振荡现象^[12,13].本文报道了我们以实验测量得到的颗粒流量曲线改进了的 Eggers 模型.此改进模型可以很好地得到两种颗粒在分仓体系中的布居振荡现象.

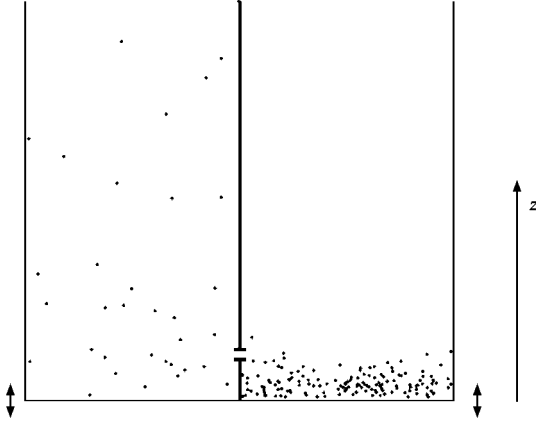


图1 颗粒气体的麦克斯韦妖实验示意图

2. Eggers 流量模型

分仓体系中颗粒的分聚现象实际上是两仓中的颗粒气体在开口处单位时间内通过颗粒数目的平衡,也就是所谓的两侧流通量相等.单仓中颗粒气体的流量可以认为是单位时间内颗粒与边壁一定区域上的碰撞次数.为了理解颗粒气体,将其类比于气体分子,考虑成有能量耗散的连续体,由此建立颗粒气体动力学方程组^[14].下面我们首先介绍振动驱动的颗粒气体体系的密度场和温度场描述,再推导出 Eggers 的单仓中流通量模型.

假设体系的颗粒气体压力场为各向同性,即压力张量 $P = pI$.忽略边壁摩擦时,由动量守恒可得

$$\partial_z p = -mgn. \quad (1)$$

n 为颗粒数密度, m 为颗粒质量, g 为重力加速度,重力场为 z 轴负向.也就是说体系中颗粒气体压力随高度减小而增大,与重力场下气体压力分布相似.稀疏态颗粒气体的物态方程为 $p = nk_B T$,其中 T 为颗粒气体温度.若假设该体系下温度场不随高度变化,并由容器内颗粒数目守恒得

$$n(z) = \frac{mgN}{k_B TS} e^{-\frac{mgz}{k_B T}}, \quad (2)$$

N 为容器中颗粒总数, S 为容器底面面积.

由于颗粒间碰撞存在能量耗散,为维持体系定

态,需要有持续的能量输入.该体系是通过底部振动输入能量,颗粒气体的速度分布在零阶近似时遵循高斯分布^[14],由此可以得到能量输入率为

$$Q_{in} = S n(0) \left(v_b k_B T + \sqrt{\frac{2}{\pi}} v_b^2 \sqrt{m k_B T} \right) \approx mgN v_b, \quad (3)$$

其中 v_b 为底部振动速度.模拟结果显示在颗粒气体较为稀疏,恢复系数较大时,颗粒热速度 $\sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ 要比驱动速度 v_b 大一个量级,故忽略(3)式中的后一项.同样地由颗粒气体速度的高斯分布律,所以可以得到单位体积上能量耗散率

$$q_{diss}(z) = 8\pi^{1/2} m r^2 (1 - e^2) n^2 \left(\frac{k_B T}{m} \right)^{3/2}, \quad (4)$$

r 为颗粒半径, e 为颗粒碰撞恢复系数.对整个体系积分可得总能量耗散率为

$$Q_{diss} = S \int_0^{+\infty} q_{diss}(z) dz = \frac{4\pi m g r^2 (1 - e^2) N^2}{S} \sqrt{\frac{k_B T}{m}}. \quad (5)$$

定态时,由能量守恒 $Q_{in} = Q_{diss}$ 可解出颗粒流场温度

$$\frac{k_B T}{m} = k \frac{v_b^2}{N^2}, \quad (6)$$

其中 $k = \frac{S^2}{16\pi r^2 (1 - e^2)}$.理论上当 $H \ll \frac{k_B T}{mg}$ 时,流场在开口处变化不大,可认为流通量在开口处为常数.单仓中在高 h 宽 W 长 H 矩形窗口处的流通量 F 为单位时间与该区域撞击的颗粒数目,假设此处垂直于窗口的方向为 x ,且速度 v_x 遵循方差为 $\frac{k_B T}{m}$ 的高斯分布,可得

$$F(N) = \frac{1}{2} WH \int_{-\infty}^{+\infty} n(h) |v_x| f(v_x) dv_x = \frac{WH}{\sqrt{2\pi}} n(h) \sqrt{\frac{k_B T}{m}} = \frac{WHg}{\sqrt{2\pi} k S} \frac{N^2}{v_b} \exp\left(-\frac{gh}{kv_b^2} N^2\right), \quad (7)$$

其中 $f(v_x)$ 为 v_x 的概率密度函数,式子前面乘以 $1/2$ 是为了排除远离窗口运动的那部分颗粒.以上的流量模型给出一单峰结构,如图2所示.

可以看出 Eggers 的流量模型与颗粒数有如下的关系:

$$F(N) \propto \frac{N^2}{v_b} \exp\left(-\frac{kgh}{v_b^2} N^2\right) \quad (8)$$

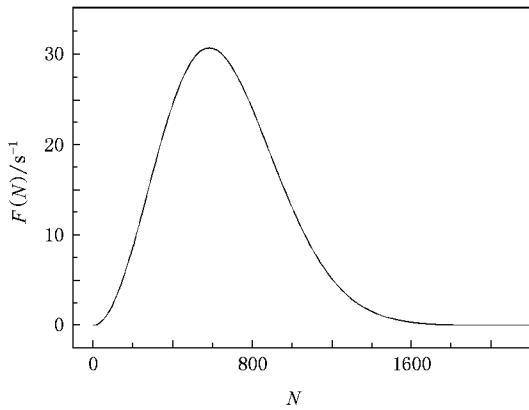


图2 由(7)式给出的流通量随容器中颗粒数目变化曲线

通量模型的单峰函数是出现非均匀解的前提,当初始颗粒数目足够多时就会出现稳定的非均匀解.而系统参数(如振动速度,开口高度)的改变会影响流通量曲线形状进而影响非均匀解的出现条件.当 v_b 减小, h 增大时,原有稳定的对称解就会变得不稳定,进而出现分聚现象,即麦克斯韦妖现象.

3. 实验装置及实验方法

为测量通量曲线,我们取麦克斯韦妖实验中的一个容器,将其放置在电磁激振的振台上,振台带动容器在垂直方向做往复运动,颗粒为直径 1 mm 的玻璃球,通过与底面的碰撞获得能量,实验装置如图 3 所示.容器的底面为边长 26 mm 的正方形,侧面高度为 129 mm.容器侧面上的矩形开口长为 60 mm,宽为 6 mm,其下端距底面高度为 9 mm, 15 mm 和 20 mm 三种情况.振台以正弦形式运动,实验固定频率 $f = 40$ Hz,而改变驱动加速度.

实验时,在容器里放入一定数目的颗粒,振动开

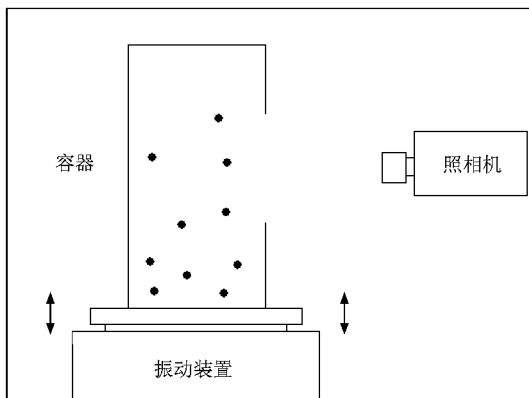


图3 实验装置示意图

始后利用每秒 25 帧的摄像机拍摄从开口处跳出容器的颗粒.通过辨识不同时刻开口处是否有颗粒跳出,我们可以得到跳出颗粒数目随时间的变化.重复实验取平均后,转化为流通量随容器中剩余颗粒数目的变化曲线.为观察不同实验参数下流通量曲线,我们改变驱动加速度为 2.4g, 2.8g, 3.2g, 其中 g 为重力加速度,即 $g = 9.8 \text{ m/s}^2$;开口高度为 9 mm, 15 mm 和 20 mm.每组实验重复 10 次取平均.实验结果见图 4 与图 5.

4. 实验结果及讨论

在两种实验条件下我们测量了流通量曲线:

(1)在固定开口高度 $h = 9 \text{ mm}$ 时,不同的驱动加速度下测得的流通量曲线,如图 4 所示.

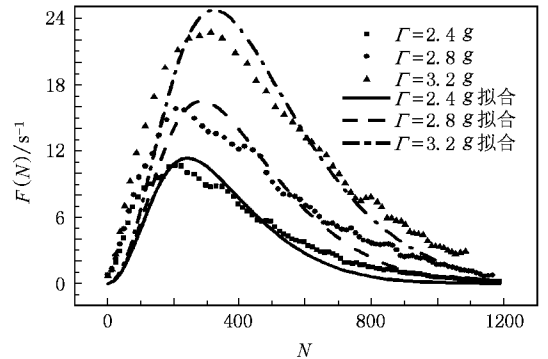


图4 开口高度 $h = 9 \text{ mm}$ 驱动加速度 $\Gamma = 2.4g, 2.8g, 3.2g$ 时流通量曲线随颗粒数目变化.点为实验测得结果,实线为 Eggers 模型拟合流通量曲线结果

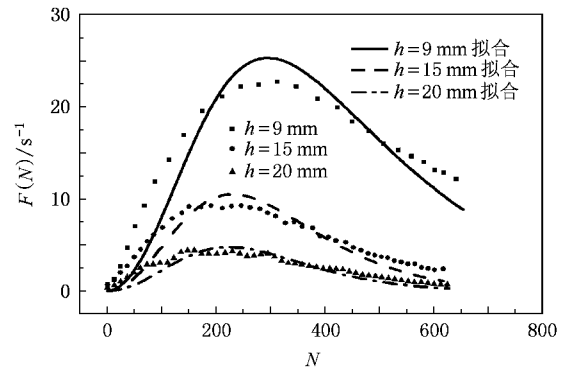


图5 固定驱动加速度 $\Gamma = 3.2g$ 开口高度 $h = 9, 15$ 和 30 mm 时流通量曲线随颗粒数目变化.点为实验测得结果,实线为 Eggers 模型拟合流通量曲线结果

将曲线中 $F(N)$ 值最大时的 N 定义为 N_m ,图中显示随着驱动加速度增加通量 $F(N)$ 增大,且 N_m

也随着驱动加速度的增大而增大,也就是说小驱动时的分聚现象会随着驱动加速度的增大而变得不稳定,最终可能变为均匀分布态。

(2)当固定驱动加速度 Γ 固定为 $3.2g$ 时,改变开口高度测得的流量曲线如图 5 所示。

由图可见在开口高度分别为 9、15 和 20 mm 时,随着开口高度的降低,流量整体增大,同时 N_m 逐渐增大,也就意味着出现非均匀分布所需要的初始颗粒数目随开口高度的降低而增大。

现在我们来分析得到出现麦克斯韦妖现象时流量函数应满足的条件。我们知道盒子中颗粒数目变化率为

$$\begin{aligned}\frac{\partial N_1}{\partial t} &= -F(N_1) + F(N_2), \\ \frac{\partial N_2}{\partial t} &= -F(N_2) + F(N_1),\end{aligned}\quad (9)$$

其中 N_1, N_2 分别为左右两个容器中颗粒数目。稳态时就要求左右两边流量相等 $F(N_1) = F(N_2)$, 加上颗粒数目守恒的限制 $N_1 + N_2 = N_{\text{tot}}$, 可知必然有一个均匀解 $F(N_{\text{tot}}/2) = F(N_{\text{tot}}/2)$, 若要出现分聚现象就需要有 $F(N_1) = F(N_2), N_1 \neq N_2$, 也就是要求流量曲线是非单调函数。因此若 $N_{\text{tot}}/2 < N_m$, 系统只存在一个均匀解; 而当 $N_{\text{tot}}/2 > N_m$ 时, 在 N_m 两侧存在一个非均匀解。

下面我们分析解的稳定性, 设有解 $N_1 = N_1^{(0)}, N_2 = N_2^{(0)}$ 使得

$$\left. \frac{\partial N_1}{\partial t} \right|_{N_1=N_1^{(0)}} = 0, \left. \frac{\partial N_2}{\partial t} \right|_{N_2=N_2^{(0)}} = 0. \quad (10)$$

在这个解上有微扰 $N_1 = N_1^{(0)} + \Delta N, N_2 = N_2^{(0)} - \Delta N$ 得

$$\begin{aligned}\frac{\alpha(\Delta N)}{\partial t} \Big|_{N_1=N_1^{(0)}} \\ = - \left(\left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N_1=N_1^{(0)}} + \left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N_2=N_2^{(0)}} \right) \Delta N.\end{aligned}\quad (11)$$

若此解稳定, 即 $\left. \frac{\alpha(\Delta N)}{\partial t} \right|_{N_1=N_1^{(0)}} < 0$, 也就是需要

$$\left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N_1=N_1^{(0)}} + \left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N_2=N_2^{(0)}} > 0.$$

由图 4, 图 5 可以看出, 在 $N_{\text{tot}}/2 < N_m$ 时, $\left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N_1=N_{\text{tot}}/2} = \left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N_2=N_{\text{tot}}/2} > 0$, 得

$$\left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N_1=N_{\text{tot}}/2} = \left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N_2=N_{\text{tot}}/2} < 0,$$

均匀解为非稳定解; 对于非均匀解 $F(N_1) = F(N_2), N_1 \neq N_2$, 假设 $N_1 <$

$N_m < N_2$, 由图 4, 图 5 的流量曲线可以看出在 $F(N_1) = F(N_2)$ 时, $\left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N_1} > \left. \frac{\partial F}{\partial N} \right|_{N_2}$, 也就是说

这样一个非对称的流量曲线能得出稳定的非均匀解。因此, 实验测得的流量曲线具有的非对称单峰特性导致了体系的稳定非均匀解的存在。

然而 Eggers 的流量形式(式(8))却无法很好拟合和图 4 和图 5 的实验结果。考虑到 Eggers 流量模型假设开口为一狭窄通道, 而我们实验测量时的流量必须考虑一定的开口宽度, 我们将流量对高度做积分, 得到总的流量由下式给出:

$$\begin{aligned}F(N) &= \frac{W}{\sqrt{2\pi S}} \int_h^{h+H} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} n(z) dz \\ &= \frac{W\sqrt{k}}{\sqrt{2\pi S}} v_b \exp\left(-\frac{gh}{kv_b^2} N^2\right) \\ &\quad \times \left[1 - \exp\left(-\frac{gh}{kv_b^2} N^2\right) \right].\end{aligned}\quad (12)$$

令 $P_1 = \frac{W\sqrt{k}}{\sqrt{2\pi S}} v_b, P_2 = \frac{gh}{kv_b^2}$, 可以简化为

$$\begin{aligned}F(N) &= P_1 \exp(-P_2 N^2) \\ &\quad \times \left[1 - \exp\left(-P_2 \frac{H}{h} N^2\right) \right].\end{aligned}\quad (13)$$

当高度固定不变, 驱动加速度 Γ 改变时, 用(13)式进行拟合, 拟合结果见图 4 实线部分。其中开口长度和开口高度比 $\frac{H}{h} = \frac{60}{9}$ 固定不变, 当驱动加速度 $\Gamma = 2.4g, 2.8g, 3.2g$ 时, 拟合参数 $P_1 = 17.76 \text{ s}^{-1}, 25.81 \text{ s}^{-1}$ 和 38.69 s^{-1} , 拟合参数 $P_2 = 5.22 \times 10^{-6}, 3.75 \times 10^{-6}$ 和 2.94×10^{-6} 。由于驱动是频率固定的正弦振动, 且 $\Gamma = a\omega^2 = v_b \omega$, 所以 $\Gamma \propto v_b$ 。由(13)式模型可知

$$P_1 \propto v_b,$$

$$P_2 \propto v_b^{-2},$$

与上述实验测得的 P_1 和 P_2 变化趋势相吻合。而驱动加速度固定为 $3.2g$ 拟合不同开口高度下的流量曲线, 结果见图 5 实线部分。当开口高度分别为 9 mm, 15 mm 和 20 mm 时, 拟合参数 P_2 分别为 $3.51 \times 10^{-6}, 7.58 \times 10^{-6}$ 和 9.21×10^{-6} , 如前所示 $P_2 \propto h$, 与实验拟合值的趋势亦能很好吻合。

如上所示, 此改进流量模型能较好地拟合实验测得的流量曲线, 符合不同实验条件下的变化规律, 证明了此一模型在一定程度上的正确性。但在图中模

型曲线与实验曲线仍然无法完全重合,这可能是源于流通量模型中一些简化的假设,例如颗粒温度不随高度变化,有研究表明颗粒温度不是简单地不随高度变化^[15],即使在较高的位置温度也不能简单地认为是一个常量,因此为更好地拟合实验所测得的流通量曲线我们可能需要更加精确的流通量模型.

5. 两种颗粒的振荡现象

对双仓体系中放入两种尺寸相同而质量不同的颗粒时出现的‘颗粒时钟’现象^[7-11]已被实验与模拟观察到,但用 Eggers 拓展的模型至今没有预测到.我们将以上改进的单种颗粒流通量模型拓展到两种颗粒的流通量模型,发现能很好地得到双仓中的颗粒振荡现象^[16].如(12)式所得,单种颗粒在开口宽为 W ,长为 H 时的流通量为

$$F(N) = \frac{W}{\sqrt{2\pi}} \frac{N}{S} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \exp\left(-\frac{mgh}{k_B T}\right) \times \left[1 - \exp\left(-\frac{mgH}{k_B T}\right)\right]. \quad (14)$$

根据 Mikkelsen 等人提出的模型^[12,13],采用如下几条假设:1. 单仓中两种颗粒遵循能均分定律,也就是说两种颗粒温度相同;2. 两种颗粒仅通过温度相互耦合,每种颗粒仍然遵循 $\partial_z p_i = -m_i g n_i$,下角标代表不同的颗粒种类;3. 每种颗粒速度分布律仍然遵循高斯分布.根据这三条假设,可得

$$n_i(z) = \frac{m_i g N_i}{k_B T_i S} \exp\left(-\frac{m_i g z}{k_B T_i}\right) \quad k_B T_i = \frac{v_b^2 \mu}{16\pi(1 - e^2)^2}, \quad (15)$$

其中

$$\mu(N_1, N_h) = \left[\frac{\mathcal{S}(m_1 N_1 + m_h N_h)}{\sqrt{m_1 N_1^2 r^2 + \sqrt{m_h N_h^2 r^2 + 2\sqrt{2m_{lh} N_1 N_h r^2}}} \right]^2, \quad m_{lh} = m_1 m_h (m_1 + m_h),$$

下角标 l, h 分别代表质量较小和较大的颗粒.将温度项代入(14)式,可得单仓中两种颗粒的流通量模型

$$F_i(N_l, N_h) = \frac{W}{\sqrt{2\pi}} \frac{N_i}{S} \sqrt{\frac{k_B T_i}{m_i}} \exp\left(-\frac{m_i g h}{k_B T_i}\right) \times \left(1 - \exp\left(-\frac{m_i g H}{k_B T_i}\right)\right) = C_1 \sqrt{\frac{\mu}{m_i}} N_i \exp\left(-C_2 \frac{m_i}{\mu}\right) \times \left(1 - \exp\left(-C_2 \frac{H m_i}{h \mu}\right)\right), \quad (16)$$

其中 $C_1 = \frac{W v_b}{4\sqrt{2\pi} \mathcal{S}(1 - e^2)}$, $C_2 = \frac{16\pi g h (1 - e^2)^2}{v_b^2}$.在双仓系统中,令 N_{lot}, N_{htot} 分别为两仓里质量较小和较大的颗粒总数,则其中一仓中某种颗粒数目变化率为

$$\frac{dN_i}{dt} = -F_i(N_1, N_h) + F_i(N_{lot} - N_1, N_{htot} - N_h), \quad (17)$$

当 $C_1 = 0.3646$, C_2 分别取 148, 144, 134 时,对应的两仓中颗粒数目随时间变化如图 6 所示.可见,当驱动速度 v_b 较小时,颗粒倾向于聚集在其中一个仓中,这与单种颗粒相似.而当 v_b 增大时,轻颗粒与重颗粒以固定的周期在两仓中来回振荡.当 v_b 继续增大,体系中两种颗粒都均匀地分布在两仓中.之前 Mikkelsen 等的模型仅能描述聚集现象和均匀分布现象,并不能解释振荡现象,而我们的模型很好地得到了两种颗粒双仓体系中的振荡现象.

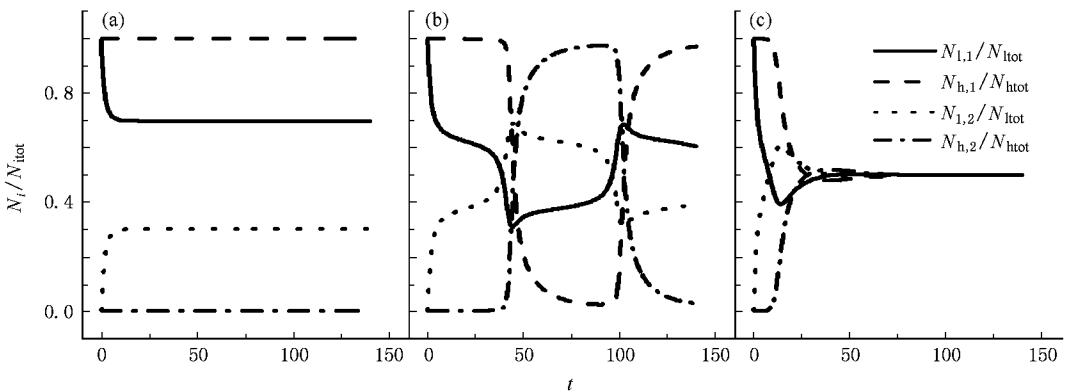


图 6 两仓中轻重颗粒分布随时间变化 (a) $C_2 = 148$ (b) $C_2 = 144$ (c) $C_2 = 134$ 其中 $N_{i,1}/N_{lot}, N_{i,2}/N_{htot}$ 分别表示 i 种颗粒在两仓中占该种颗粒总数的比率

6. 结 论

本文报道了我们的实验工作,测量了对于理解麦克斯韦妖现象至关重要的流量曲线,并分析了该曲线的非对称单峰形状是系统出现稳定非均匀解的必要条件.根据分析当 $N_{\text{tot}}/2 < N_m$ 系统只有一个对称的稳定解 $N_1 = N_2 = N_{\text{tot}}/2$,而 $N_{\text{tot}}/2 > N_m$ 时原有稳定对称解就会失稳而出现非对称解 $F(N_1) = F(N_2)$, $N_1 \neq N_2$.在不同的驱动加速度 Γ ,开口高度 h 下测得的流量曲线都能很好地解释不同参数下单种颗粒气体的分聚现象. N_m 随驱动加速度 Γ 减小和开口高度 h 增大而减小,也就是说一个原本稳定

的对称解会随驱动加速度 Γ 减小和开口高度 h 增大而变为稳定的非对称解,与对应的麦克斯韦妖现象相符.

更进一步地,我们改进了 Eggers 的流量模型,与实验测得的流量曲线对照,发现此流量模型在一定程度上与测得的流量曲线符合,能够很好反映不同参数下曲线变化规律.细节上两者的不吻合源于模型的简单化,更好地拟合实验曲线需要更精确的流量模型.在通过实验验证的单种颗粒流量模型的基础上,我们推广得到两种颗粒的流量模型.利用该流量模型成功解释了两种颗粒在分仓体系中的布居振荡现象.

-
- [1] Jaeger H M ,Nagel S R ,Behringer R P 1996 *Rev. Mod. Phys.* **68** 1259
- [2] Liu R ,Li Y C ,Hou M Y 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 4660 (in Chinese)[刘 锐、李寅阎、厚美瑛 2008 物理学报 **57** 4660]
- [3] Jiang Y M ,Zheng H P 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 7360 (in Chinese)[蒋亦民、郑鹤鹏 2008 物理学报 **57** 7360]
- [4] Peng Z ,Hou M Y ,Shi Q F ,Lu K Q 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 1195 (in Chinese)[彭 政、厚美瑛、史庆藩、陆坤权 2007 物理学报 **56** 1195]
- [5] Schlichting H J ,Nordmeier V 1996 *Math. Naturwiss. Unterr.* **49** 323 (in German)
- [6] Eggers J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 5322
- [7] Costantinia G ,Paolotti D ,Cattuto C ,Marconi U M B 2005 *Physica A* **347** 411
- [8] Lambiotte R ,Salazar J M ,Brenig L 2004 *Phys. Lett. A* **70** 061307
- [9] Miao T ,Liu Y ,Miao F ,Mu Q 2005 *Chin. Sci. Bull.* **50** 740
- [10] Hou M ,Tu H ,Liu R ,Li Y ,Lu K ,Lai P ,Chan C K 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 068001
- [11] Viridi S ,Schmick M ,Markus M 2006 *Phys. Rev. E* **74** 041301
- [12] Mikkelsen R ,Meer D van der ,Weele K van der ,Lohse D 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 214301
- [13] Mikkelsen R ,Meer D van der ,Weele K van der ,Lohse D 2004 *Phys. Rev. E* **70** 061307
- [14] Brey J J ,Dufty J W ,Kim C S 1998 *Phys. Rev. E* **58** 4638
- [15] Brey J J ,Ruiz-Montero M J ,Moreno F 2001 *Phys. Rev. E* **63** 061305
- [16] Liu R ,Li Y ,Hou M (submitted to PRE and accepted)

The flux profile of granular gas in compartmentalized system *

Li Yin-Chang¹⁾ Zhang Zhao-Bu^{1,2)} Tu Hon-Gen¹⁾ Liu Rui¹⁾ Hu Hai-Yun²⁾ Hou Mei-Ying^{1,2)†}

1) *Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*

2) *Department of Applied Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China*

(Received 19 December 2008 ; revised manuscript received 5 January 2009)

Abstract

Vibration driven compartmentalized granular gas is capable of clustering in one of the compartments, which is an effect called Maxwell Demon phenomenon. One of the keys for understanding the Maxwell Demon phenomenon is establishing a flux model. Based on granular hydrodynamics, Eggers deduced a simplified flux model which has been successfully used in describing the spontaneous symmetry breaking of granular gas in the compartmentalized system, but so far has not been able to predict the oscillation phenomenon of bidisperse granular gas. Experimentally studying the flux of mono-disperse granular gas in one compartment, we modify the flux model of Eggers to fit the experimental results. The modified flux model can be extended to the bidisperse granular case, and the oscillatory state can be well obtained by this modified flux model.

Keywords : granular gas , dissipation , flux model

PACC : 8270 , 4610

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10720101074 , 10874209) and Funds of the Chinese Academy of Sciences for Key Topics in Innovation Engineering (Grant No. KKCX1-YW-03).

† Corresponding Author. E-mail : yjlu@xmu.edu.cn