

溶解椭圆颗粒沉降的介观尺度数值模拟

刘汉涛 江山 王艳华 王婵娟 李海桥

Mesoscale simulation of the sedimentation of melting elliptical particle

Liu Han-Tao Jian Shan Wang Yan-Hua Wang Chan-Juan Li Hai-Qiao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 114401 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.114401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.114401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I11>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

分数阶并联  $RL_\alpha C_\beta$  电路

Fractional-order multiple  $RL_\alpha C_\beta$  circuit

物理学报.2014, 63(3): 038401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.038401>

荷控忆阻器等效电路分析模型及其电路特性研究

Equivalent circuit analysis model of charge-controlled memristor and its circuit characteristics

物理学报.2013, 62(21): 218401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.218401>

恒定温度应力加速实验失效机理一致性快速判别方法

Rapid identification of the consistency of failure mechanism for constant temperature stress accelerated testing

物理学报.2013, 62(6): 068502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.068502>

SOI SONOS EEPROM 总剂量辐照阈值退化机理研究

Threshold voltage degradation mechanism of SOI SONOS EEPROM under total-dose irradiation

物理学报.2011, 60(9): 098502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.098502>

基于 SOI 技术的单层多晶 EEPROM 和 SONOS EEPROM 抗总剂量辐照特性研究

Total dose characteristics of single poly EEPROM and SONOS EEPROM on SOI

物理学报.2011, 60(2): 028502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.028502>

## 溶解椭圆颗粒沉降的介观尺度数值模拟\*

刘汉涛<sup>1)†</sup> 江山<sup>2)</sup> 王艳华<sup>1)</sup> 王婵娟<sup>1)</sup> 李海桥<sup>1)</sup>

1)(中北大学能源环境工程与计算流体力学实验室, 太原 030051)

2)(密苏里大学土木与环境工程系, 哥伦比亚 65211, 美国)

(2014年9月30日收到; 2014年12月15日收到修改稿)

在任意拉格朗日欧拉 (ALE) 算法模拟有热对流影响的颗粒两相流动的直接数值模拟基础上, 通过建立颗粒溶解速度和颗粒表面热流密度的关系, 对溶解的椭圆颗粒在垂直管道内牛顿流体中的沉降进行了直接数值模拟. 计算结果表明: 与等温惰性椭圆颗粒沉降相比, 流体的对流运动、颗粒质量以及形状的变化等因素使溶解的椭圆颗粒在不同初始角度沉降时, 颗粒沉降动态尾迹、颗粒受力、颗粒沉降速度等都发了较大变化.

关键词: 介观尺度, 溶解, 椭圆颗粒, 直接数值模拟

PACS: 44.25.+f, 47.11.-j

DOI: 10.7498/aps.64.114401

## 1 引言

介观尺度下固体颗粒运动与传热耦合在一起的两相流研究是生化工程和微纳米科技中强化传热、微流体器件开发、高分子及蛋白质悬浮传输分析以及药物运输等研究领域的一个重要环节<sup>[1,2]</sup>. 许多研究者采用数值方法从不同的角度对这一问题进行了深入研究<sup>[3,4]</sup>. 然而, 由于数学模型需考虑颗粒和流体运动、颗粒和瞬态流动结构间的耦合、流动和热质传递间的耦合、相变、化学反应、颗粒形状变化等复杂的过程, 给数值计算带来了很大难度. 另一方面, 模型化的数值方法, 如均相模型、漂移模型以及欧拉双流体模型等, 通过封闭方程实现相间的相互作用, 忽略了湍流耗散尺度上的流场细节, 很难深入研究复杂流场中的各种现象和相互作用机理.

近年来流行的无网格粒子方法在模拟介观尺度流动机理方面受到了广泛关注<sup>[5,6]</sup>. 其中比较典型的是耗散粒子动力学 (DPD) 方法. 在 DPD 系统中, 基本的单元是一些离散的被称作粒子的粗粒化动量载体, 每个粒子代表一个或多个分子. 与基于

连续介质理论的方法相比, DPD方法在一定程度上能捕捉到微观尺度上的信息, 而计算效率又远高于分子动力学 (MD) 方法. 因此被广泛应用到了复杂流体和复杂流动过程的模拟<sup>[7]</sup>. 但在涉及传热传质、化学反应和相变等问题的研究上才刚刚起步, 仍存在许多问题亟待解决<sup>[8,9]</sup>.

在计算中不引入数学模型直接数值模拟为介观尺度两相流动研究提供了一种方法. 不论是基于网格重构的任意拉格朗日-欧拉 (ALE) 算法, 基于固定网格的虚拟区域法 (DLM), 还是 Front-Tracking 法, 格子波尔茨曼法 (LBM) 等, 在研究介观尺度多相流动机理, 建立宏观尺度多相流模型等方面发挥了重要作用<sup>[10,11]</sup>. 特别是对单颗粒的沉降运动模式, 颗粒尾部涡的结构, 颗粒尾部羽流, 等温和热流体中双颗粒的拖曳, 亲和, 翻滚 (DKT) 现象, 液滴的合并和破碎, 材料的凝固和结晶, 二维和三维情况下颗粒群的沉积过程等问题和现象进行了深入研究和阐述. 在涉及到传热传质, 非圆形颗粒方面也进行了一定程度的研究. Gan 等<sup>[12]</sup> 采用有限元方法求解了 N-S 方程和能量方程, 颗粒运动通过任意拉格朗日-欧拉 (ALE) 算法追踪, 对不

\* 国家自然科学基金 (批准号: 51476150), 山西省国际科技合作项目 (批准号: 2014081028) 和山西省高等学校科技创新项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lht@muc.edu.cn

同格拉晓夫(Gr)下单颗粒和双颗粒沉降进行了研究,结果表明热对流从根本上改变了颗粒沉降轨迹和颗粒间的相互作用规律.毛等<sup>[13]</sup>采用LBM方法对类似现象进行了计算.Yu等<sup>[14]</sup>采用虚拟区域法研究了微纳米流体高效导热能力,认为流体的微热对流是主要原因,并对贝克莱数和雷诺数的影响进行了分析.Qi<sup>[15]</sup>用LBM方法对等温矩形颗粒沉降进行了研究,也发现了颗粒的DKT现象.Xia等<sup>[16]</sup>用LBM方法分析了椭圆颗粒密度,长短轴比,通道阻塞比对沉降模式的影响.然而直接模拟方法对复杂对流和分界面形状改变的研究仍很局限.即使对存在强烈热质交换和化学反应的流化床的多相流模拟中,研究者尽管通过数值方法的改进,不断提高计算效率,模拟了1000个以上颗粒群的沉降,但颗粒与流体大多为等温惰性情况,个别研究者讨论了热对流的影响<sup>[17]</sup>,而鲜有涉及有相变的情况.

本文通过建立颗粒溶解速度和颗粒表面热流密度的关系,热对流引起颗粒溶解,颗粒溶解潜热、溶解质量与分散相边界处的温度梯度之间建立方程模拟颗粒表面形状的变化,对溶解的椭圆颗粒在垂直管道内牛顿流体中的沉降进行数值模拟,并讨论不同初始倾角的溶解椭圆颗粒沉降的动力特性.

## 2 方程及数值方法

### 2.1 问题描述

在二维竖直通道(图1)内充满牛顿流体,通道宽 $8d$ ,长 $30d$ ,释放一个初速度为零的椭圆颗粒,颗粒短径为 $2d$ ,长径 $4d$ ,椭圆颗粒在重力作用下从通道中心线开始沉降.初始时刻椭圆颗粒中心距通道顶端和底端的距离各为 $15d$ .颗粒温度为 $T_s$ ,流体

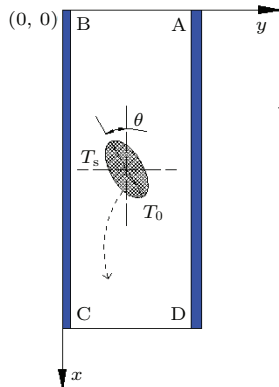


图1 计算区域示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the simulation domain.

温度 $T_0$ .为对比椭圆颗粒在溶解条件的沉降规律,本文模拟了两种情况下的沉降过程:颗粒和流体无温差的等温沉降 $T_s = T_0$ 以及颗粒低于流体温度 $T_s < T_0$ 情况下,颗粒边溶解边沉降过程.

### 2.2 控制方程及数值方法

牛顿流体的N-S控制方程,连续性方程,动量方程以及能量方程为

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

$$\rho_f \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho_f \mathbf{g}, \quad (2)$$

$$\rho_f c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = k \nabla^2 T. \quad (3)$$

方程(2),(3)中流体密度的变化通过Boussinesq假设进行了考虑,按照文献[18]关于Boussinesq假设的内容对密度仅考虑动量方程中与体积力有关的项,其余各项中的密度亦作为常数,流体密度与温度的关系为

$$\rho_f = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)], \quad (4)$$

式中, $T_0$ 温度时的流体密度为 $\rho_0$ ,流体的热膨胀系数为 $\beta$ .

椭圆颗粒运动的控制方程

$$\mathbf{M} \frac{d\mathbf{U}}{dt} = \mathbf{G} + \mathbf{F}, \quad (5)$$

$$\frac{d(\mathbf{I}\boldsymbol{\Omega})}{dt} = \mathbf{T}. \quad (6)$$

(5)和(6)式中,

$$\frac{d\mathbf{X}}{dt} = \mathbf{U}, \quad (7)$$

$$\frac{d\boldsymbol{\theta}}{dt} = \boldsymbol{\Omega}. \quad (8)$$

(5)式为颗粒平移方程,式中, $\mathbf{M}$ 是颗粒的质量,为 $\pi\rho_s d^2/4$ , $\mathbf{U}$ , $\mathbf{G}$ , $\mathbf{F}$ 分别为颗粒线速度,颗粒体积力以及流体作用在颗粒上的力.

(6)式为椭圆颗粒旋转方程,式中, $\mathbf{I}$ 是转动惯量,为 $\pi\rho_s d^4/4$ , $\boldsymbol{\Omega}$ , $\mathbf{T}$ 分别角速度和力矩.

$\mathbf{X}$ 和 $\boldsymbol{\theta}$ 分别为颗粒位置和角度.

对于牛顿流体,作用在颗粒上的力通过积分颗粒表面受力得到

$$\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = -pn + 2\eta \mathbf{D} \cdot \mathbf{n}, \quad (9)$$

式中, $\boldsymbol{\sigma}$ 为应力张量, $\mathbf{n}$ 为颗粒表面外向法线单位向量, $\mathbf{D}$ 为流体应变率,表达式为

$$\mathbf{D}[\mathbf{u}] = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T). \quad (10)$$

椭圆颗粒溶解时, 溶解速度和颗粒表面热流密度关系为 [19]

$$\rho_s h_f \frac{dr_n}{dt} = -k \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (11)$$

其中,  $\rho_s$ ,  $h_f$  和  $r_n$  分别为颗粒密度, 溶解潜热以及沿颗粒当地法线方向  $\mathbf{n}$  的颗粒表面坐标. 上式表明, 颗粒溶解速度由颗粒表面热流密度决定, 颗粒直径变化与温度梯度方向相反.

图 1 所示计算区域四周的边界条件设置如下:

在 BC, CD, DA 边上:  $\mathbf{v} = 0, T = T_0$ ;

在 AB 边上:  $\tau_{xy} = \tau_{yy} = 0, \partial T / \partial x = 0$ .

其中,  $\tau$  表示切应力. 以上边界的设置可以模拟无限长微通道边界条件, 消除边界条件对颗粒运动的影响 [20].

移动边界通过 A L E (Arbitrary Lagrangian-Eulerian) 算法追踪, 颗粒表面由于溶解或凝固产生的形状改变通过在每一时间步长网格点随着相间分界面的变化而逐步收缩或外移实现. 采用有限元方法离散 N-S 方程. 计算区域的非结构化三角形单元网格由 Delaunay-Voronoi 法生成. 通过求解 Laplace 方程得到颗粒移动时的网格移动速度. 通过颗粒的速度和加速度自动调整时间步长. 牛顿迭代求解方程的非线性部分, GMRES 算法求解线性部分.

### 3 测试算例

本文所采用的方法在处理自然对流、强制对流的准确性和有效性已在文献 [21] 中通过通道内绕圆柱的强制对流和同心圆环间的自然对流进行了验证. 分别得到的圆柱表面努塞尔数分布和圆柱表面的压力系数以及无量纲的温度分布, 这些结果都与经典算例的结果非常符合. 对于颗粒溶解问题, 不论是实验结果还是数值结论都很有有限, 本文首先对固定颗粒的溶解进行数值计算, 通过数值结果分析颗粒溶解的规律并为后续椭圆颗粒沉降作准备.

在此算例中, 直径为  $2d$  的圆形颗粒放入宽  $8d$ , 长  $10d$  的通道内, 通道侧面及底部边界为固壁边界, 边界上流体速度为零. 壁面温度和流体温度为  $T_0$ , 颗粒温度  $T_m$ , 计算中温度通过  $(T - T_m) / (T_0 - T_m)$  进行无量纲化, 初始壁面温度和流体温度都为  $\theta_0 = 1$ , 颗粒温度  $\theta_m = 0$ . 通道顶部为开口边界. 流体与颗粒为同种物质, 流体温度高于颗粒的溶

解温度, 计算中采用瑞利数,  $Ra = 800$ , 普朗特数,  $Pr = 0.7$ .

从图 2 可以看出, 经过一段时间的溶解, 颗粒呈现上部扁下部尖的形状并左右对称. 表明圆形颗粒表面不同位置由于不同的温度梯度和流场造成了颗粒表面溶解速度的差异. 颗粒顶部溶解速度最快, 底部最小 (图 3). 也表明, 颗粒顶部 ( $\theta = 0^\circ$ ) 对流换热系数最大, 中部 ( $\theta = 90^\circ$ ) 对流换热系数稍小, 而底部 ( $\theta = 180^\circ$ ) 最小. 在  $\theta = 0^\circ$  和  $\theta = 90^\circ$  的位置, 颗粒半径随时间增加递减速度有增大的趋势, 颗粒底部溶解速度虽然较慢, 但递减速度明显有增加的趋势. 表明随着颗粒直径的减小, 颗粒表面温度梯度不断增大, 这一现象在很多实验中被观察到. 此外溶解形成的上扁下尖的形状也与 Mcleod 等 [22] 的实验结果相同. 图 4 为颗粒周围速度矢量图, 可以看出, 冷的颗粒引起了向下的对流, 在颗粒下部形成了两个对称的涡, 对流换热又加快了颗粒溶解速度.

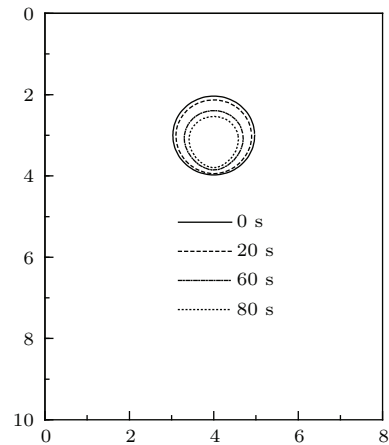


图 2 颗粒在不同时间的表面形态

Fig. 2. The shape of the particle at different times.

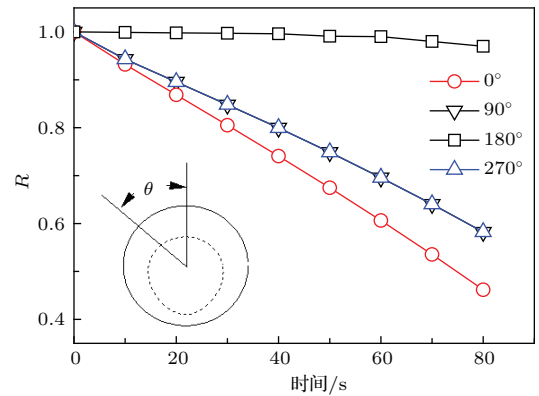


图 3 4 个典型位置上颗粒半径变化

Fig. 3. The change of the radius at 4 positions.

### 4 溶解条件下颗粒沉降

对2.1节所描述的椭圆颗粒沉降问题, 模拟等温惰性椭圆颗粒沉降和有温差条件下的溶解椭圆颗粒沉降两种情况, 对流换热考虑自然对流和强制对流. 颗粒与流体材质相同, 颗粒密度稍大于流体密度, 两者的密度比  $\rho_s/\rho_0 = 1.00232$ . 因此颗粒由静止状态释放后, 在重力作用下沉降. 为研究椭圆颗粒在不同初始状态释放时颗粒沉降的差异, 本文分别计算了初始状态时  $\theta$  (如图1) 为  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  和  $90^\circ$  下的颗粒沉降. 计算中采用的  $Ra = 800$ ,  $Pr = 0.7$ . 根据网格无关解的测试, 最终颗粒表面划分60个节点, 总共4088个节点. 时间步长为0.01 s.

无论是惰性颗粒还是溶解颗粒, 由通道中心释放后, 椭圆颗粒长轴最终都以垂直于  $x$  轴为平衡位置做周期性摆动. 因此当  $\theta \neq 90^\circ$  时, 颗粒释放后便边沉降边向长轴垂直于  $x$  轴的方向转动. 因些颗粒刚释放时, 颗粒初始  $\theta$  角越小, 在垂直于流动方向上椭圆颗粒的截面面积也越小, 椭圆颗粒沉降速度越大 (如图5所示). 对惰性椭圆颗粒, 在80 s后, 不同初始  $\theta$  角的颗粒基本达到了相同的沉降速度. 但沉降速度并不是一个恒定值, 而是在平均值附近, 以一定幅值进行周期性变化. 对于溶解的椭圆颗粒, 开始时速度也是周期性变化, 但幅值不断变小, 最终不同  $\theta$  角的4种颗粒速度都趋于一个恒定速度值隐定沉降.

从图5可以看出, 惰性和溶解颗粒在沉降速度上的另外一个明显差别是溶解颗粒的最终沉降速度远高于惰性颗粒平均沉降速度, 甚至高于惰性颗粒周期性沉降速度的最大值. 引起这一现象的原因

是溶解颗粒周围冷流体的向下对流运动产生了与颗粒沉降方向相同的作用力, 从而加速了溶解颗粒的沉降速度. 这一现象也存在圆形冷颗粒的沉降过程中 [17].

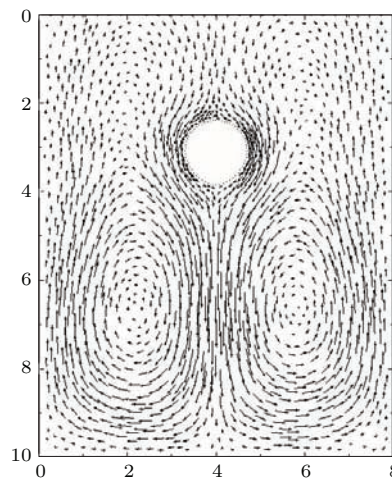


图4 溶解颗粒周围的速度矢量

Fig. 4. A snapshot of velocity vector around the melting particle.

从颗粒沉降轨迹 (图6(a), (b)) 可以看出, 椭圆颗粒释放后初始  $\theta$  角小的颗粒总在  $\theta$  角大的颗粒前面, 这一现象在溶解的椭圆颗粒沉降中表现的尤为明显. 从颗粒沉降速度可以看出这一差异产生的原因. 在水平方向上 (图6(c), (d)), 惰性颗粒释放后以通道中心线为平衡位置摆动, 刚开始释放时初始  $\theta$  角越小摆动越大, 摆动幅度逐渐增大并趋于一定值.  $\theta = 90^\circ$  的椭圆颗粒开始时沿通道中心线稳定沉降, 60 s之后才开始沿中心线摆动, 摆幅逐渐增大. 溶解颗粒刚开始释放时规律与惰性颗粒相近, 只是摆幅不是增大, 而是越来越小, 最终只在通道中心线附近做微小摆动.

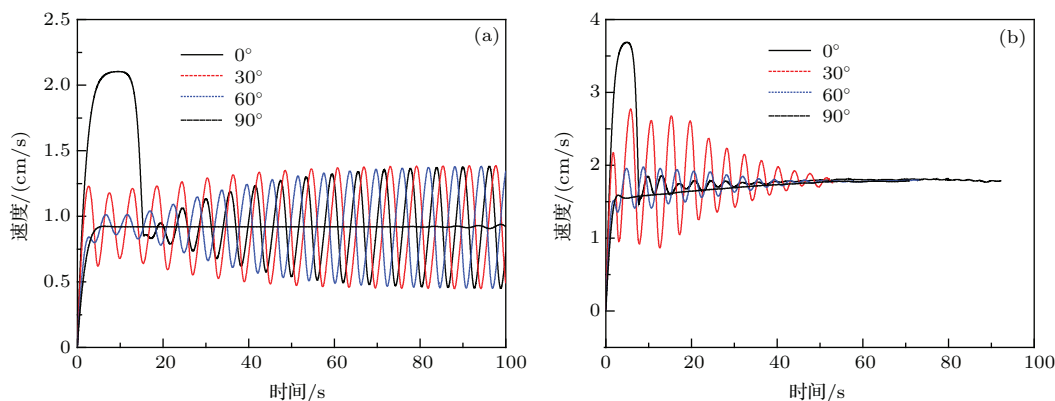


图5 (网刊彩色) 椭圆颗粒随时间变化的沉降速度 (a) 惰性椭圆颗粒沉降速度; (b) 溶解椭圆颗粒沉降速度

Fig. 5. (color online) The settle velocities at different times: (a) the inertia particle velocities; (b) the melting particle velocities.

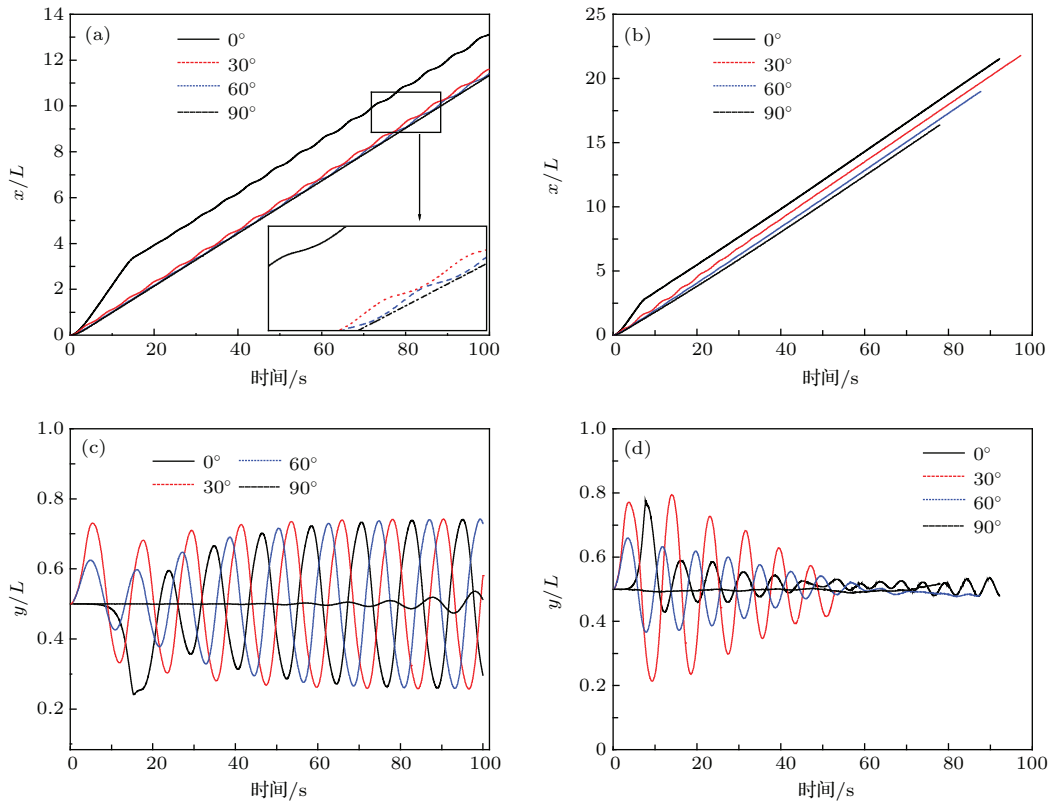


图6 (网刊彩色) 椭圆颗粒随时间变化的沉降轨迹 (a) 惰性椭圆颗粒垂直方向的沉降轨迹; (b) 溶解椭圆颗粒垂直方向的沉降轨迹; (c) 惰性椭圆颗粒水平方向的沉降轨迹; (d) 溶解椭圆颗粒水平方向的沉降轨迹

Fig. 6. (color online) The trajectories of elliptical particles at different times: (a) the vertical trajectories of inertia particles; (b) the vertical trajectories of melting particles; (c) the horizontal trajectories of inertia particles; (d) the horizontal trajectories of melting particles.

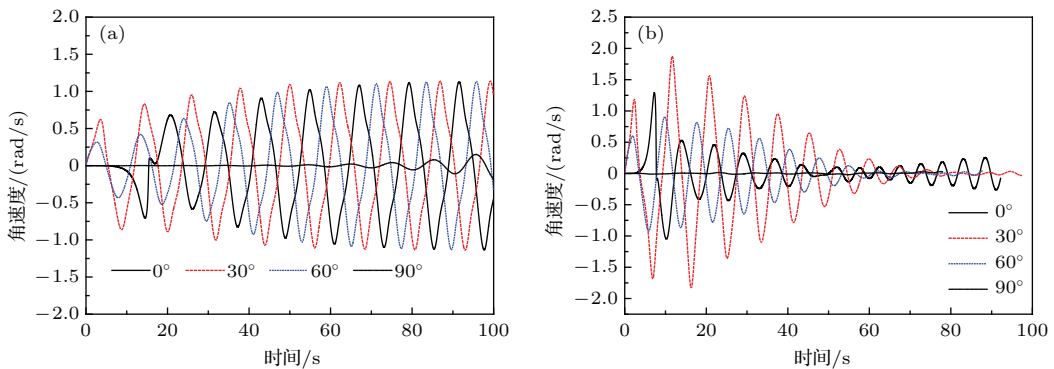


图7 (网刊彩色) 椭圆颗粒随时间变化的角速度 (a) 惰性椭圆颗粒沉降角速度; (b) 溶解椭圆颗粒沉降角速度  
Fig. 7. (color online) The angular velocities of elliptical particles at different times: (a) the angular velocities of inertia particles; (b) the angular velocities of melting particles.

不同初始 $\theta$ 角的椭圆颗粒沉降行为的变化和摆动,在很大程度上是由于椭圆颗粒长轴方向不断改变,颗粒尾涡结构不断变化所致.对比颗粒沉降轨迹图6与颗粒角速度图7可以看出,颗粒在通道中心线位置角速度达到最大值,越靠近通道壁角速度越小,如此周期性变化.不论初始 $\theta$ 角大小,溶解椭圆颗粒的角速度随时间都在逐渐变小,而惰性颗

粒角速度逐渐增大到一个较恒定的值.同样由于热对流的作用,开始时溶解颗粒的角速度较惰性颗粒大.之后由于颗粒溶解,质量不断变小,角速度变小.

颗粒沉降速度和沉降轨迹的变化规律可以从颗粒受力(图8)看出,对惰性颗粒,颗粒受力呈周期性摆动,导致颗粒垂直方向速度和水平方向轨

迹呈周期性变化. 对溶解颗粒, 由于颗粒溶解, 颗粒受力很快达到平衡, 颗粒水平运动和转动幅度逐渐变小, 最后颗粒以一个恒定的速度沿通道中心线稳定沉降. 图 9 展示了溶解颗粒沉降时周围流场矢量及颗粒形状的变化, 其溶解质量随时间变化如图 10 所示. 可以看出初始  $\theta$  角小的颗粒溶解速度

稍快, 这主要与颗粒沉降运动相关,  $\theta$  越小, 颗粒沉降速度越高, 因此强制对流换热增强. 计算结束后, 有的颗粒质量溶解到只有初始质量的 30%, 由于颗粒运动和溶解的耦合, 颗粒质量小到一定程度后求解变的不太准确, 因此迭代计算的最终时间并不完全相同.

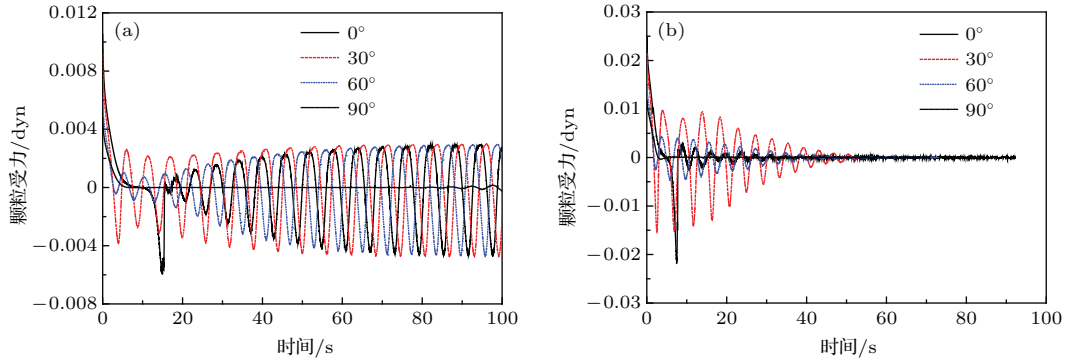


图 8 (网刊彩色) 椭圆颗粒  $x$  方向受力随时间变化关系 (a) 惰性椭圆颗粒  $x$  方向受力; (b) 溶解椭圆颗粒  $x$  方向受力  
Fig. 8. (color online) The forces on the elliptical particles at  $x$  direction at different times: (a) the forces on the inertia particles; (b) the forces on the melting particles.

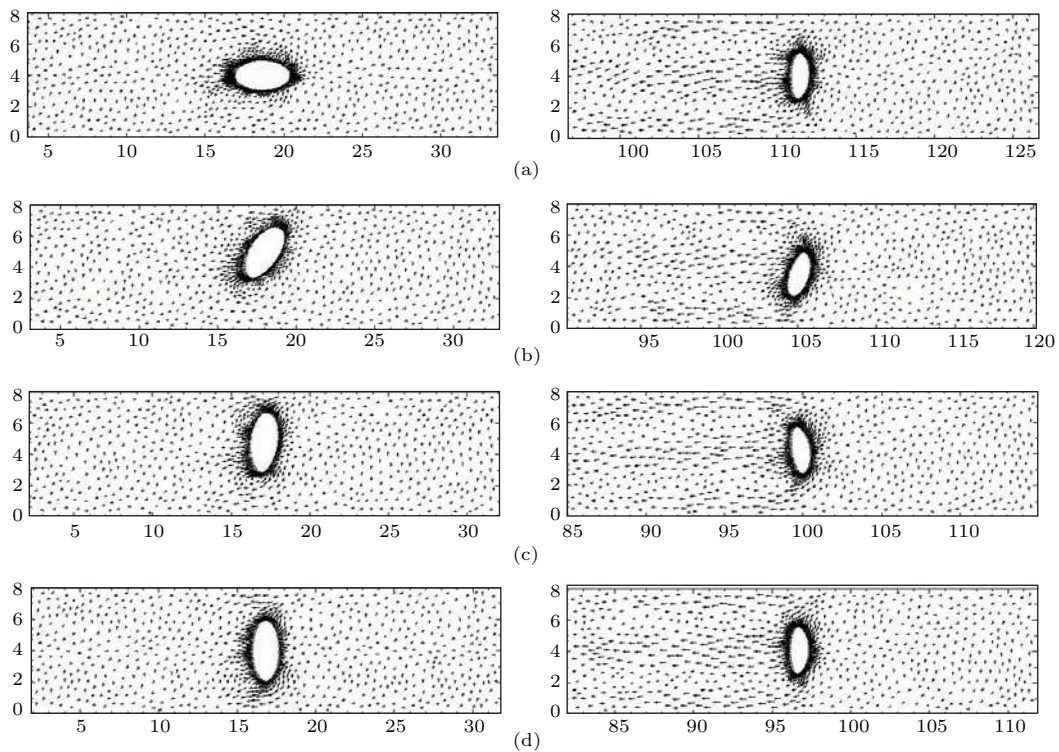


图 9 4 种初始角度的椭圆颗粒在不同时刻的速度矢量 (图中, 水平向右为  $x$  轴正向, 竖直向上为  $y$  轴正向) (a) 初始角度为  $0^\circ$  的椭圆颗粒 2 s(左) 及 50 s(右) 时刻周围速度矢量; (b) 初始角度为  $30^\circ$  的椭圆颗粒 2 s(左) 及 50 s(右) 时刻周围速度矢量; (c) 初始角度为  $60^\circ$  的椭圆颗粒 2 s(左) 及 50 s(右) 时刻周围速度矢量; (d) 初始角度为  $90^\circ$  的椭圆颗粒 2 s(左) 及 50 s(右) 时刻周围速度矢量

Fig. 9. Snapshots of velocity vector at 2 s(left) and 50 s(right) (The  $x$ -direction points to the right and the  $y$ -direction points the the upside): (a) snapshots of velocity vector at 2 s(left) and 50 s(right) (initial angle =  $0^\circ$ ); (b) snapshots of velocity vector at 2 s(left) and 50 s(right) (initial angle =  $30^\circ$ ); (c) snapshots of velocity vector at 2 s(left) and 50 s(right) (initial angle =  $60^\circ$ ); (d) snapshots of velocity vector at 2 s(left) and 50 s(right) (initial angle =  $90^\circ$ ).

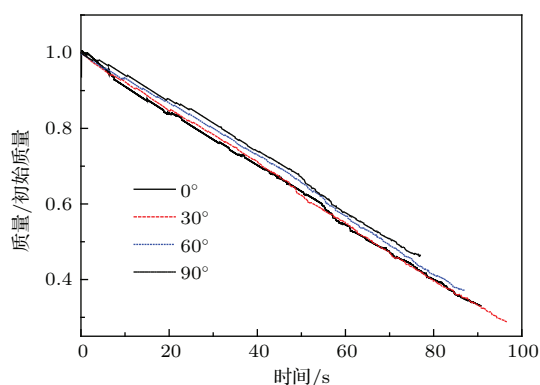


图10 (网刊彩色) 颗粒质量随时间变化的关系

Fig. 10. (color online) The mass losing along the time.

## 5 结 论

本文采用直接数值模拟方法, 首先对溶解条件下的固定颗粒溶解进行了计算, 验证方法处理溶解问题的准确性. 然后对不同初始 $\theta$ 角的溶解椭圆颗粒由静止开始释放后的沉降进行了直接模拟, 并与相同条件下的惰性椭圆颗粒沉降规律进行了对比, 模拟结果表明:

1) 惰性椭圆颗粒在沉降过程中, 沉降速度, 水平轨迹以及受力随时间呈周期性变化, 而溶解的椭圆颗粒, 由于颗粒质量及外形变化, 周期性变化的幅度随时间不断变小, 一定时间后振幅接近零.

2) 不论是惰性颗粒还是溶解颗粒, 最终椭圆颗粒长轴都以垂直沉降方向为平衡位置摆动. 因此, 初始 $\theta$ 角对刚释放后的沉降规律有一定影响, 之后初始角度的影响逐渐消失.

3) 溶解颗粒由于颗粒周围冷流体的向下对流运动产生了与颗粒沉降方向相同的作用力, 加速了溶解椭圆颗粒的沉降速度. 而溶解颗粒的角速度, 受力以及水平方向的摆幅等随着时间的增大逐渐小于惰性颗粒并趋于零.

与以往研究颗粒沉降相比, 本文在介观尺度上阐明了该复杂两相流动中传热和流固相互作用对溶解椭圆颗粒沉降的作用机理, 得到了椭圆颗粒运动规律的一些新特征.

## 参考文献

- [1] Kong G, Braun R D, Dewhirst M W 2000 *Cancer Res.* **60** 4440
- [2] Taylor R A, Otanicar T, Rosengarten G 2012 *LSA* **11**
- [3] Choi S U S 1995 *ASME FED* **231** 99
- [4] Keblinski P, Eastman J A, Cahill D G 2005 *Mater. Today* **8** 36
- [5] Liu H T, Liu M B, Chang J Z, Su T X 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 064705 (in Chinese) [刘汉涛, 刘谋斌, 常建忠, 苏铁熊 2013 物理学报 **62** 064705]
- [6] Liu M, Meakin P, Huang H 2006 *Phys. Fluids* **18** 017101
- [7] Liu M B, Chang J Z, Liu H T, Su T X 2011 *Int. J. Comp. Meth.* **8** 637
- [8] Mackie A D, Bonet D, Avalos J B, Navas V 1999 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **1** 2039
- [9] Liu M B, Chang J Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7556 (in Chinese) [刘谋斌, 常建忠 2010 物理学报 **59** 7556]
- [10] Chang J Z, Liu H T, Su T X, Liu M B 2011 *Int. J. Comp. Meth.* **8** 851
- [11] Qiu Y, You C F, Qi H Y, Xu X C 2003 *Advances in mechanics* **33** 507 (in Chinese) [仇轶, 由长福, 祁海鹰, 徐旭常 2003 力学进展 **33** 507]
- [12] Gan H, Chang J Z, James J. Feng, Howard H. Hu 2003 *J. Fluid Mech.* **481** 385
- [13] Mao W, Guo Z L, Wang L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084703 (in Chinese) [毛威, 郭照立, 王亮 2013 物理学报 **62** 084703]
- [14] Yu Z S, Shao X M, Wachs A 2006 *J. Comp. Phys.* **217** 424
- [15] Qi D W 2000 *Int. J. Multiphase Flow* **26** 421
- [16] Xia Z H, connington K W, Rapaka S, Yue P T, Feng J J, Chen S Y 2009 *J. Fluid Mech.* **625** 249
- [17] Liu H T, Tong Z H, An K, Ma L Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6369 (in Chinese) [刘汉涛, 全志辉, 安康, 马理强 2009 物理学报 **58** 6369]
- [18] Gray D D, Giorgin A 1976 *Int. J. Heat Mass Transfer* **19** 545
- [19] Gan H, Feng J J, Hu H H 2003 *Int. J. Multiphase flow* **29** 751
- [20] Liu H T, Chang J Z 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084401 (in Chinese) [刘汉涛, 常建忠 2013 物理学报 **62** 084401]
- [21] Tong Z H, Liu H T, Chang J Z, An Kang 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 024401 (in Chinese) [全志辉, 刘汉涛, 常建忠, 安康 2012 物理学报 **61** 024401]
- [22] McLeod P, Riley D S, Sparks R S J. 1996 *J. Fluid Mech.* **327** 393



# Mesoscale simulation of the sedimentation of melting elliptical particle\*

Liu Han-Tao<sup>1)†</sup> Jian Shan<sup>2)</sup> Wang Yan-Hua<sup>1)</sup> Wang Chan-Juan<sup>1)</sup> Li Hai-Qiao<sup>1)</sup>

1) (*The Lab. of Energy & Environment Engineering and Computational Fluid Dynamics, North University of China, Taiyuan 030051, China*)

2) (*Department of Civil & Environmental Engineering, University of Missouri, Columbia 65211, USA*)

( Received 30 September 2014; revised manuscript received 15 December 2014 )

## Abstract

In this paper, a mathematical relationship between particle melting rate and its surface heat flux is established to solve the problem of melting of elliptical particle sedimentation based on the direct numerical simulations of particle sedimentation when taking account of thermal convection within the framework of the arbitrary Lagrangian-Eulerian technique. The elliptical particle with different initial angles is released in a mesoscale channel under gravity. Compared with the isothermal elliptical particle sedimentation, the melting elliptical particle shows large differences in moving trajectories, the forces exerting on the particle and velocities, which come from the consideration of fluid convection, mass loss, and shape change. More specifically, 1) in the case of isothermal elliptical particle sedimentation, the velocity, the horizontal trajectory, and the force vary periodically. However, the amplitude recedes gradually, and finally becomes zero in the case of the melting elliptical particle, which is caused by the mass lost and shape change. 2) The equilibrium position of the major axis will finally be perpendicular to the direction of sedimentation. So, the initial angle of slope ( $\theta$ ) usually affects the sedimentation in the beginning, and vanishes after a period of time. 3) The downward convection induced by the cold fluid accelerates the velocity of the melting particle. The angular velocity, force and horizontal amplitude of the melting particle become smaller than those of the isothermal particle, and finally recedes to zero. In our study, the investigation of coupled heat transfer, fluid-solid system and shape change is carried out, and some new features are found out.

**Keywords:** mesoscale, melting, elliptical particle, direct numerical simulation

**PACS:** 44.25.+f, 47.11.-j

**DOI:** 10.7498/aps.64.114401

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51476150), the Fund for International Joint Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 2014081028), and the Scientific and Technological Innovation Programs of Higher Education Institutions in Shanxi Province, china.

† Corresponding author. E-mail: [lht@nuc.edu.cn](mailto:lht@nuc.edu.cn)