

气粒两相流传热问题的光滑离散颗粒流体动力学方法数值模拟

陈福振 强洪夫 高巍然

Numerical simulation of heat transfer in gas-particle two-phase flow with smoothed discrete particle hydrodynamics

Chen Fu-Zhen Qiang Hong-Fu Gao Wei-Ran

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica 63, 230206 (2014) **DOI:** 10.7498/aps.63.230206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.230206>

当期内容 View Table of Contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/volumn/home.shtml>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[亚表面异质缺陷对功能梯度材料表面温度场的影响](#)

马晓波, 王飞, 陈德珍

2014, 63(19): 194401. 全文: [PDF](#) (2879KB)

[基于多物理场的TFC磁头热传导机理及其影响因素仿真研究](#)

敖宏瑞, 陈漪, 董明, 姜洪源

2014, 63(3): 034401. 全文: [PDF](#) (3349KB)

[平板在任意周期表面热扰动作用下的非Fourier热传导的求解与分析](#)

赵伟涛, 吴九汇

2013, 62(18): 184401. 全文: [PDF](#) (498KB)

[直流法测试薄膜热导的数值模拟研究](#)

黎威志, 王军

2012, 61(11): 114401. 全文: [PDF](#) (1180KB)

[瞬态热传导问题的一阶对称SPH方法模拟](#)

蒋涛, 欧阳洁, 栗雪娟, 张林, 任金莲

2011, 60(9): 090206. 全文: [PDF](#) (2414KB)

气粒两相流传热问题的光滑离散颗粒流体动力学方法数值模拟*

陈福振[†] 强洪夫 高巍然

(第二炮兵工程大学 601 室, 西安 710025)

(2014 年 5 月 14 日收到; 2014 年 6 月 9 日收到修改稿)

在气粒两相流动问题中, 颗粒间以及气体与颗粒间的传热问题不可忽略. 光滑离散颗粒流体动力学 (SDPH) 模型作为一种新的求解气粒两相流动问题的方法, 已经成功应用于模拟风沙运动等问题. 在此基础上, 提出了 SDPH 方法的热传导模型, 模拟了气粒两相流动问题中的热传导过程以及颗粒蒸发过程. 首先引入各相的能量方程, 利用有限差分与光滑粒子流体动力学一阶导数相结合的方法, 处理各相内部热传导项中的二阶导数问题, 基于气粒两相间温度差及对流换热系数计算颗粒与气体间的热传导量, 推导得到了含热传导模型的气粒两相流 SDPH 计算方程组, 模拟计算了圆盘形颗粒团算例及鼓泡流化床内部热传导算例, 并与双流体模型计算结果进行对比, 结果基本符合; 其次利用离散液滴模型中的颗粒蒸发传质传热定律计算颗粒的蒸发过程, 数值模拟了颗粒射流蒸发过程, 并与离散颗粒模型结果进行对比, 两者符合得较好, 验证了该方法的准确性及实用性.

关键词: 光滑离散颗粒流体动力学, 气粒两相流, 热传导, 蒸发

PACS: 02.70.-c, 44.35.+c, 47.11.-j, 47.61.Jd

DOI: 10.7498/aps.63.230206

1 引言

气粒两相流系统是自然界和工业工程中最普遍的一种现象, 密切影响着人类的生产生活环境, 典型的如航空航天领域中发动机内部颗粒的流动燃烧, 化工领域中各种流态化现象, 能源领域中煤、石油、天然气的提炼与加工以及纳米材料的制备加工等问题^[1-6]. 而对气粒两相流中传热规律的研究对于掌握热传导规律, 设计各类反应器, 提高能量转化效率具有非常重要的意义.

气粒两相流动过程的传热特性很大程度上取决于其中的流体动力学特性, 虽然对气粒两相流传热过程已进行了多年的研究, 但由于其流体动力学特性的复杂, 迄今为止人们对传热过程的认识还非常不够. 目前, 对于气粒两相流内的传热过程研究主要有两大类方法: 一类为基于实验观察和

实验数据得出的机理性模型, 有双模理论^[7]、表面更新理论^[8]以及薄膜-乳化相理论^[9]等, 由于这些机理中包含了许多主观性的假设, 依据这些理论计算得到的数据只能部分符合实验数据, 无法用这些理论来指导工业设计^[7-10]; 另一类为基于计算流体力学的数值计算模型, 主要有欧拉-欧拉双流体模型 (TFM) 及离散颗粒模型 (DPM) 或离散单元模型 (DEM). Syamlal 和 Gidaspow^[11] 首先采用 TFM 对流化床内床层与传热表面间的传热过程进行了模拟, 其中气相导热系数采用气体的实际导热系数, 颗粒拟流体的导热系数则根据固定床层的有效导热系数来计算. 在此基础上, Kuipers 等^[12]也做了类似的研究, 在他们的模型中, 气相导热系数不再是气体的实际导热系数, 而需根据固定床层有效导热系数来计算. Schmidt 和 Renz^[13]利用 TFM 对流化床层与床内埋管表面之间的传热过程进行

* 国家自然科学基金 (批准号: 51276192) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: chen_fu_zhen@163.com

了数值研究. Chang 等^[14]将不同颗粒间的碰撞传热模型加入欧拉 TFM 中, 模拟了稠密气固两相流中的热传导过程. 另外, 文献^[15, 16]采用颗粒动力学理论, 忽略颗粒碰撞的影响, 论证了颗粒相有效导热系数与颗粒拟温度的关系. 由于将实际离散的颗粒处理为连续介质, TFM 无法给出颗粒水平上传热与运动的细节, 同时在计算蒸发燃烧过程中, 颗粒的粒径保持不变, 无法与实际滴径变化保持一致, 造成较大的误差^[17]. DPM 或 DEM 作为一种拉格朗日方法, 通过建立单个颗粒的运动方程, 追踪它在流场中的运动轨迹及颗粒参数沿轨道的变化过程. Sun 和 Chen^[18]最早对两个固体颗粒间的碰撞传热进行了理论研究. Zhou 等^[19]基于 Sun 和 Chen 的碰撞传热模型, 采用 DEM-LES 法研究了鼓泡中煤颗粒的燃烧过程. Mansoori 等^[20]采用 Sun 和 Chen 的碰撞传热机理及硬球模型, 模拟研究了颗粒充分发展的气固管流内的碰撞传热过程. Li 和 Mason^[21]将 Sun 和 Chen 的碰撞传热模型拓展应用于颗粒与壁面的碰撞传热, 采用 DEM 模拟了气力输运过程中颗粒与壁面的传热过程. 刘安源^[10]将 DEM 与颗粒碰撞传热模型结合, 在颗粒层次上对密相流化床内的传热过程进行了较为系统的数值研究. 常剑等^[22]对颗粒间碰撞传热机理及研究进展进行了概述. 虽然 DEM 可以追踪单颗粒运动和传热, 但由于其在计算颗粒间碰撞问题时采用软球模型描述, 需引入弹簧、滑动器及缓冲器等概念描述颗粒碰撞的形变, 时间步长小, 计算耗时大, 同时颗粒的计算依赖于气体相网格的大小, 计算效率较低, 也无法预测颗粒的宏观特征量.

为了克服以上模型的不足, 前期我们提出了一种求解气粒两相流动问题的新的数值方法——光滑粒子流体动力学 (SPH) 与有限体积法 (FVM) 耦合方法, 称为光滑离散颗粒流体动力学 (SDPH) 方法^[23], 并成功应用于风沙运动过程的数值模拟. 在此基础上, 本文引入热传导模型, 考虑颗粒间及两相间传热过程, 对气粒两相流传热问题进行了深入研究, 并进行了算例验证. 同时考虑两相间的传质过程, 引入颗粒的蒸发定律, 对颗粒团的射流蒸发过程进行了模拟研究.

2 数学模型

本文所提出的热传导模型基于 SDPH 方法^[23], 即从连接微观分子动力学与宏观流体动力学之间

的颗粒动理学 (kinetic theory of granular flow)^[24]角度出发, 将颗粒相视为拟流体, 拟流体区域采用 SPH 方法离散求解, 同时将传统 SPH 方法改造成适用于离散颗粒相求解的 SDPH, SPH 粒子不仅承载颗粒相的质量、速度、位置、压力等传统参量, 而且承载颗粒的粒径分布形态、体积分数以及由颗粒动理学引入的拟温度等颗粒属性. 同时对于连续相使用传统有限体积网格法进行计算, 保持有限体积法在求解流体流动和数值传热计算领域存在的优势.

2.1 SDPH 模型方程

下面具体给出了 SDPH 方法中颗粒相及连续相的质量、动量、拟温度守恒方程以及颗粒相的 SPH 离散方程, 具体方法详见参考文献^[23]. 本文重点阐述颗粒相和气体相能量方程、对流换热模型以及蒸发传质模型.

连续性方程

气体相

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \mathbf{v}_g) = 0,$$

颗粒相

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_p \rho_p) + \nabla \cdot (\varepsilon_p \rho_p \mathbf{v}_p) = 0.$$

动量方程

气体相

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g \mathbf{v}_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g) \\ &= -\alpha_g \nabla P + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}}_g + \mathbf{R}_{gp} + \alpha_g \rho_g \mathbf{g}, \end{aligned}$$

颗粒相

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_p \rho_p \mathbf{v}_p) + \nabla \cdot (\alpha_p \rho_p \mathbf{v}_p \mathbf{v}_p) \\ &= -\alpha_p \nabla P - \nabla P_p + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}}_p + \varepsilon_p \rho_p \mathbf{g} + \mathbf{R}_{pg}, \end{aligned}$$

其中,

$$\begin{aligned} \bar{\bar{\tau}}_g &= -\frac{2}{3}(\rho_g \alpha_g k_g + \rho_g \alpha_g \mu_{t,g} \nabla \cdot \mathbf{v}_g) \bar{\bar{I}} \\ &+ \rho_g \alpha_g \mu_{t,g} (\nabla \mathbf{v}_g + \nabla \mathbf{v}_g^T), \\ \bar{\bar{\tau}}_p &= \alpha_p \mu_p (\nabla \mathbf{v}_p + \nabla \mathbf{v}_p^T) \\ &+ \alpha_p (\lambda_p - \frac{2}{3} \mu_p) \nabla \cdot \mathbf{v}_p \bar{\bar{I}}, \end{aligned}$$

曳力

$$\mathbf{R}_{gp} = -\mathbf{R}_{pg} = \beta_{gp} (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p),$$

$$\beta = \begin{cases} \beta_{\text{Ergun}} = 150 \frac{\alpha_p^2 \mu_g}{\alpha_g d_p^2} + 1.75 \frac{\alpha_p \rho_g}{d_p} |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p| \\ (\alpha_g < 0.8), \\ \beta_{\text{Wen-Yu}} = \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_p \alpha_g \rho_g}{d_p} |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p| \alpha_g^{-2.65} \\ (\alpha_g \geq 0.8), \end{cases}$$

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{\alpha_g Re_p} [1 + 0.15(\alpha_g Re_p)^{0.687}] \\ (Re_p < 1000), \\ 0.44 \\ (Re_p \geq 1000), \end{cases}$$

$$Re_p = \frac{\rho_g d_p |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_p|}{\mu_g},$$

动量交换系数光滑使用的松弛因子

$$\varphi_{gp} = \frac{\arctan[150 \times 1.75(0.2 - \alpha_s)]}{\pi} + 0.5,$$

$$\beta = (1 - \varphi_{gp})\beta_{\text{Ergun}} + \varphi_{gp}\beta_{\text{Wen-Yu}}.$$

拟温度方程

$$\frac{3}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_p a_p \theta_p) + \nabla \cdot (\rho_p a_p \mathbf{v}_p \theta_p) \right]$$

$$= (-p_p \bar{I} + \bar{\tau}_p) : \nabla \mathbf{v}_p + \nabla \cdot (k_{\theta_p} \nabla \theta_p)$$

$$- \gamma \theta_p + \phi_{gp},$$

能量耗散系数

$$k_{\theta_p} = \frac{25 \rho_p d_p \sqrt{(\theta_p \pi)}}{64(1 + e_{pp})g_0} \left[1 + \frac{6}{5} a_p g_0 (1 + e_{pp}) \right]^2$$

$$+ 2 \rho_p \alpha_p^2 d_p (1 + e_{pp}) g_0 \sqrt{\left(\frac{\theta_p}{\pi} \right)},$$

碰撞能量耗散项

$$\gamma_{\theta_p} = \frac{12(1 - e_{pp}^2)g_0}{d_p \sqrt{\pi}} \rho_p a_p \theta_p^{3/2},$$

相间能量交换

$$\phi_{gp} = -3\beta_{gp}\theta_p.$$

状态方程

$$p_p = a_p \rho_p \theta_p + 2 \rho_p (1 + e_{pp}) a_p^2 g_0 \theta_p,$$

$$g_0 = \frac{s + d_p}{s}.$$

颗粒相 SPH 离散方程

$$\mu_p = \mu_{p,\text{col}} + \mu_{p,\text{kin}} + \mu_{p,\text{fr}},$$

碰撞黏度

$$\mu_{p,\text{col}} = \frac{4}{5} a_p \rho_p d_p g_0 (1 + e_{pp}) \left(\frac{\theta_p}{\pi} \right)^{1/2},$$

动力黏度

$$\mu_{p,\text{kin}} = \frac{10 \rho_p d_p \sqrt{\theta_p \pi}}{96 a_p (1 + e_{pp}) g_0} \times \left[1 + \frac{4}{5} g_0 a_p (1 + e_{pp}) \right]^2,$$

摩擦黏度

$$\mu_{p,\text{fr}} = \frac{p_p \sin \phi}{2 \sqrt{I_{2D}}},$$

体积黏度

$$\lambda_p = \frac{4}{3} a_p \rho_p d_p g_0 (1 + e_{pp}) \left(\frac{\theta_p}{\pi} \right)^{1/2}.$$

颗粒相 SPH 离散方程

连续性方程

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j \mathbf{v}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}.$$

动量方程

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\sigma_i}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \nabla_i W_{ij}$$

$$- \frac{\nabla P}{\rho_p} + \mathbf{g} + \mathbf{R}_{gp}^{\text{SPH}} + \frac{\mathbf{f}_i^{\text{bp}}}{\rho_i}.$$

拟温度守恒方程

$$\frac{d\theta_{pi}}{dt} = \frac{2}{3} \left(\frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \mathbf{v}_{ji} \left(\frac{\sigma_i}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j}{\rho_j^2} - \Pi_{ij} \right) \nabla_i W_{ij} \right.$$

$$+ \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{k_{\theta_p} (\nabla \theta_p)_i}{\rho_i^2} + \frac{k_{\theta_p} (\nabla \theta_p)_j}{\rho_j^2} \right) \nabla_i W_{ij}$$

$$\left. - \gamma \theta_{pi} - \phi_{gp} \right),$$

其中,

$$(\nabla \theta_p)_i = m_i \sum_{j=1}^N \frac{\theta_{pj} - \theta_{pi}}{\rho_{ij}} \nabla_i W_{ij}.$$

颗粒相有效密度与 SPH 密度关系式

$$\hat{\rho}_p = \alpha_p \rho_p = m_p \sum W = \rho^{\text{SPH}},$$

$$\sum W = \frac{n}{V_0} = \frac{1}{V_{\text{eff}}}.$$

SPH 核函数插值公式

$$f(\mathbf{r}_p) = \frac{\sum_g \frac{m_g}{\rho_g} f(\mathbf{r}_g) W_{pg}(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_g, h)}{\sum_g \frac{m_g}{\rho_g} W_{pg}(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_g, h)},$$

体积分数

$$\alpha_{pi'} = \frac{\rho^{\text{SPH}}}{\rho_p}, \alpha_{gi'} = 1 - \frac{\rho^{\text{SPH}}}{\rho_p}.$$

SPH 单位质量曳力

$$\mathbf{R}_{\text{gp}}^{\text{SPH}} = \frac{F_{\text{SPH}}}{m_{\text{SPH}}} = \frac{\sum_k^N \mathbf{R}_{\text{gp}}^k m_k}{\sum_k^N m_k},$$

其中,

$$m_k = \rho_p \left(\frac{\pi d_p^2}{4} \right) \quad (\text{二维}).$$

SPH 粒子边界力

$$\mathbf{f}_i^{\text{bp}} = \begin{cases} -\varepsilon 2h_i \sum_{j \in B} \left(\frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j^B) \cdot \mathbf{n}_j W_{ij} A_j \mathbf{n}_j \right) & (\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{n}_j < 0), \\ 0 & (\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{n}_j \geq 0). \end{cases}$$

2.2 能量方程

能量方程主要考虑相内部热传导, 气体相和颗粒相间热交换, 黏性耗散以及空隙率对能量的影响四个部分.

气体相 g 的能量方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_g \rho_g h_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g h_g \mathbf{v}_g) \\ &= -\nabla \cdot \alpha_g \cdot \mathbf{q}_g + \varepsilon (T_s - T_g) + \tau_g \cdot \nabla \cdot \mathbf{v}_g \\ & \quad + \alpha_g \left[\frac{\partial}{\partial t} p + \mathbf{v}_g \cdot \nabla p \right]; \end{aligned} \quad (1)$$

颗粒相 p 的能量方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_p \rho_p h_p) + \nabla \cdot (\alpha_p \rho_p h_p \mathbf{v}_p) \\ &= -\nabla \cdot \alpha_p \cdot \mathbf{q}_p + \varepsilon (T_g - T_p) + \tau_p \cdot \nabla \cdot \mathbf{v}_p \\ & \quad + \alpha_p \left[\frac{\partial}{\partial t} p + \mathbf{v}_p \cdot \nabla p \right], \end{aligned} \quad (2)$$

其中

$$h_i = \int_{T_{\text{ref}}}^T c_{p,i} dT_i, \quad \mathbf{q} = -\kappa_i \nabla T_i. \quad (3)$$

气相和颗粒相能量平衡主要基于两相间的对流热交换. 能量方程内 ε 表征单位体积热交换系数, 为特定界面热交换面的面积与气粒热交换系数 ε_{gp} 的乘积. 基于几何学理论, 可得到以下关系式:

$$\varepsilon = \frac{6(1 - \alpha_g) \alpha_g}{d_p} \varepsilon_{\text{gp}}. \quad (4)$$

文献中有很多由单球体和其周围流体的热交换模型改进的求解相间对流热交换方法. 总体来说, 有两种求解相间对流热交换的方法. 第一种假定努塞

尔数 Nu 随着雷诺数的变化接近一个有限的数值, 另一种则假定该值接近于零. 本文采用基于第一种假设的 Gunn^[25] 表达形式, 该关联式对于较大范围颗粒体积分数都是合理的, 因此将其应用于本文鼓泡流化床及射流蒸发问题是合理的, 具体公式为

$$\begin{aligned} Nu &= \frac{\varepsilon_{\text{gp}} d_p}{k_g} = (7 - 10\alpha_g + 5\alpha_g^2) \\ & \quad \times \left[1 + 0.7(\alpha_g Re_p)^{0.2} (Pr)^{1/3} \right] \\ & \quad + (1.33 - 2.40\alpha_g + 1.20\alpha_g^2) \\ & \quad \times (\alpha_g Re_p)^{0.7} (Pr)^{1/3}, \end{aligned} \quad (5)$$

普朗数

$$Pr = \frac{c_{p,g} \mu_g}{k_g}. \quad (6)$$

2.3 颗粒的蒸发模型

本文采用液滴蒸发传质定律计算颗粒蒸发过程, 即当颗粒温度达到其蒸发温度 T_{vap} 时, 蒸发过程开始, 并一直保持到颗粒温度达到其沸腾温度 T_{bp} 或者到颗粒的可蒸发部分完全析出才停止, 即

$$\begin{aligned} & T_{\text{vap}} \leq T_p \leq T_{\text{bp}} \\ & \text{且 } m_p > (1 - f_{v,0}) m_{p,0}. \end{aligned} \quad (7)$$

本文中假设颗粒可完全蒸发, 即 $f_{v,0} = 1.0$, 其沸腾温度相对较高, 颗粒温度无法达到该温度值. 颗粒的蒸发量由梯度扩散值确定, 即由液滴向气相中的扩散率与颗粒和气流主流之间的蒸汽浓度梯度相关联,

$$N_i = k_i (C_{i,p} - C_{i,g}), \quad (8)$$

其中, N_i ($\text{kmol}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) 为蒸汽的摩尔流率, k_i ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) 为传质系数, $C_{i,p}$ ($\text{kmol} \cdot \text{m}^{-3}$) 为颗粒表面的蒸汽浓度, $C_{i,g}$ ($\text{kmol} \cdot \text{m}^{-3}$) 为气相主流的蒸汽浓度. 如果 N_i 为正值, 表征颗粒处于蒸发状态, 如果 N_i 为负值, 则表征颗粒处于凝结状态, 此时, 将该颗粒视为惯性颗粒, 将 N_i 调整为 0, 颗粒表面的蒸汽分压假定为颗粒温度 T_p 所对应的饱和压力 p_{sat} , 而此时的蒸汽浓度为对应此分压的浓度:

$$C_{i,p} = \frac{p_{\text{sat}}(T_p)}{RT_p}, \quad (9)$$

其中 R 为普适气体常数. 对于第 i 个组分, 主流蒸汽浓度由组分输运方程求解得到, 对于非预混燃烧

以及部分预混燃烧, 蒸汽浓度通过查找概率密度函数表格得到

$$C_{i,g} = X_i \frac{p_{op}}{RT_g}, \quad (10)$$

其中, X_i 为 i 组分的当地体积摩尔分数, p_{op} 为工作压力, T_g 为当地气相体积平均温度.

(8) 式中的传质系数由努塞尔关联式得到

$$N\mu_{AB} = \frac{k_c d_p}{D_{i,m}} = 2.0 + 0.6 Re_d^{1/2} Sc^{1/3}, \quad (11)$$

其中, $D_{i,m}$ ($m^2 \cdot s^{-1}$) 为蒸汽扩散系数; Sc 为施密特数, $Sc = \mu/\rho D_{i,m}$; d_p 为颗粒直径. 由此得颗粒的质量消耗为

$$\frac{dm_p}{dt} = -N_i A_p M_{w,i}, \quad (12)$$

其中, $M_{w,i}$ ($kg \cdot kmol^{-1}$) 为 i 组分的摩尔质量, m_p (kg) 为颗粒质量, A_p (m^2) 为颗粒的表面积.

由于颗粒蒸发会造成相应的动量和能量的变化, 由此得到的变化值作为源项加到相应的动量方程和能量方程中, 动量的变化量为

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \frac{dm_{p,i}}{dt} \mathbf{v}_i; \quad (13)$$

能量的变化量为

$$\frac{dh_i}{dt} = \frac{dm_{p,i}}{dt} h_{fg}, \quad (14)$$

其中 h_{fg} ($J \cdot kg^{-1}$) 为颗粒汽化潜热.

2.4 物质组分输运方程

物质的组分输运方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} Y_i) = -\nabla \cdot \mathbf{J}_i + R_i + S_i. \quad (15)$$

通过第 i 种物质的对流扩散方程可预估每种物质的质量分数 Y_i . R_i 为化学反应的净生成速率, 本文中暂不考虑组分的化学反应, 仅考虑蒸发传质过程, 即 R_i 为零. S_i 为离散相及用户定义的源项导致的额外产生速率, 这里

$$S_i = -\frac{dm_p}{dt}. \quad (16)$$

J_i 为物质 i 的扩散通量, 由浓度梯度产生. 此处考虑湍流的质量扩散,

$$\mathbf{J}_i = -\left(\rho D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t}\right) \nabla Y_i, \quad (17)$$

其中, Sc_t 是湍流施密特数, $Sc_t = \mu_t/\rho D_t$. 同时物质输送造成能量的传递, 在能量方程中加入源项

$$\nabla \cdot \left[\sum_{i=1}^n h_i \mathbf{J}_i \right]. \quad (18)$$

本文中对于气体混合物进行组分输运方程的计算, 因此该部分由有限体积方法完成.

3 含传质传热模型的SDPH方法

在文献[23]SDPH方法的基础上, 引入能量方程、传质方程以及组分输运方程对气粒两相流动问题中的热传导和蒸发过程进行描述. 用SPH方法对颗粒相进行计算, 不仅可以得到单颗粒的运动轨迹, 还可以追踪单颗粒的温升过程, 精确捕捉颗粒的热传导量, 同时根据蒸发量的多少更新颗粒的粒径, 较方便地计算颗粒的蒸发燃烧过程. 同时对于连续相使用有限体积方法进行计算, 保持了有限体积法在求解流体流动、数值传热以及气体组分输运等计算领域存在的优势.

3.1 颗粒相能量方程的SPH离散式

对于颗粒相可近似看成不可压缩拟流体, 能量方程可简化为相间热传导项及相内颗粒碰撞传热项. 在计算颗粒相内部热传导时, 由于计算时二阶导数精度不高, 并且造成粒子秩序较差, 因此, 我们采用Cleary和Monaghan[26]在模拟该问题时使用的方法, Morris等[27]也应用此方法来近似黏性项, 模拟低雷诺数不可压缩流动问题, 并将该方法表述为有限差分法与SPH一阶导数相结合的方法. 由此可得颗粒相能量方程的SPH离散式为

$$\begin{aligned} \frac{dh_{p,i}}{dt} = & - \sum_b \frac{4m_j}{\rho_i \rho_j} \frac{\alpha_{p,i} k_i \alpha_{p,j} k_j}{\alpha_{p,i} k_i + \alpha_{p,j} k_j} \\ & \cdot (T_i - T_j) \frac{\mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}}{(\mathbf{r}_{ij}^2 + \eta^2)} \\ & + \frac{\varepsilon(T_g - T_p)}{\alpha_p \rho_p}. \end{aligned} \quad (19)$$

(19) 式右端第二项为作用于单位质量颗粒上的对流换热量, 由于SPH粒子表征一系列具有一定粒径分布的颗粒, 因此作用于SPH粒子上单位质量对流换热量为

$$\varepsilon_{gp}^{SPH} = \frac{\phi_{SPH}}{m_{SPH}} = \left[\sum_k^N \varepsilon_{gp}^k m_k \right] \left[\sum_k^N m_k \right]^{-1}$$

其中,

$$m_k = \rho_p \left(\frac{\pi d_p^2}{4} \right) \quad (\text{二维}), \quad (20)$$

$\varepsilon_{\text{gp}}^k$ 为作用于颗粒 k 上的对流换热热量, N 为 SPH 粒子所表征的颗粒的数量.

3.2 含传质传热模型的SDPH算法流程

气相场中的颗粒除受到气体的曳力、压力作用外, 同时由于两相间存在温度差, 相间发生着对流换热作用, 使得颗粒加热或者冷却, 同时颗粒吸热或放热量反作用到气体相中, 影响着气体相的能量变化. 当颗粒为含挥发分的物质时, 达到其蒸发温度后, 挥发分析出, 颗粒的质量减少, 粒径发生改变, 颗粒相体积分数发生变化, 挥发出来的物质增加到周围气体相中, 随着气流场的变化, 进行输运扩散. 同时在传质的过程中, 伴随着相间动量、能量

的相互交换.

对于含传质传热模型的SDPH方法, 气体相除曳力和压力作用到颗粒相之外, 还包含热传导量. 本文将网格上的气体温度值插值到SPH粒子所在空间位置处, 得到SPH粒子处的气相虚拟温度值, 进而利用该温度值计算得到SPH粒子所受到的气相对流换热热量, 作为源项值施加于SPH能量方程, 计算更新SPH粒子的温度. 随后将SPH粒子更新后的温度值采用同样的核函数插值的方式插值到各网格节点上, FVM程序利用该温度值计算出网格节点所得到的颗粒相对流换热热量, 进而迭代求解流场的温度值. 在迭代的过程中气体流场的温度值不断更新, 而SPH粒子插值到网格节点的虚拟温度值保持不变, 直至收敛. 当颗粒的温度 $T_p > T_{p,\text{sat}}$ 时, 颗粒开始挥发, SPH程序计算单颗粒的挥发量, 更新SPH质量、动量以及能量方程, 同时更新SPH粒子所表征的颗粒的粒径分布, 更新颗粒相以及气

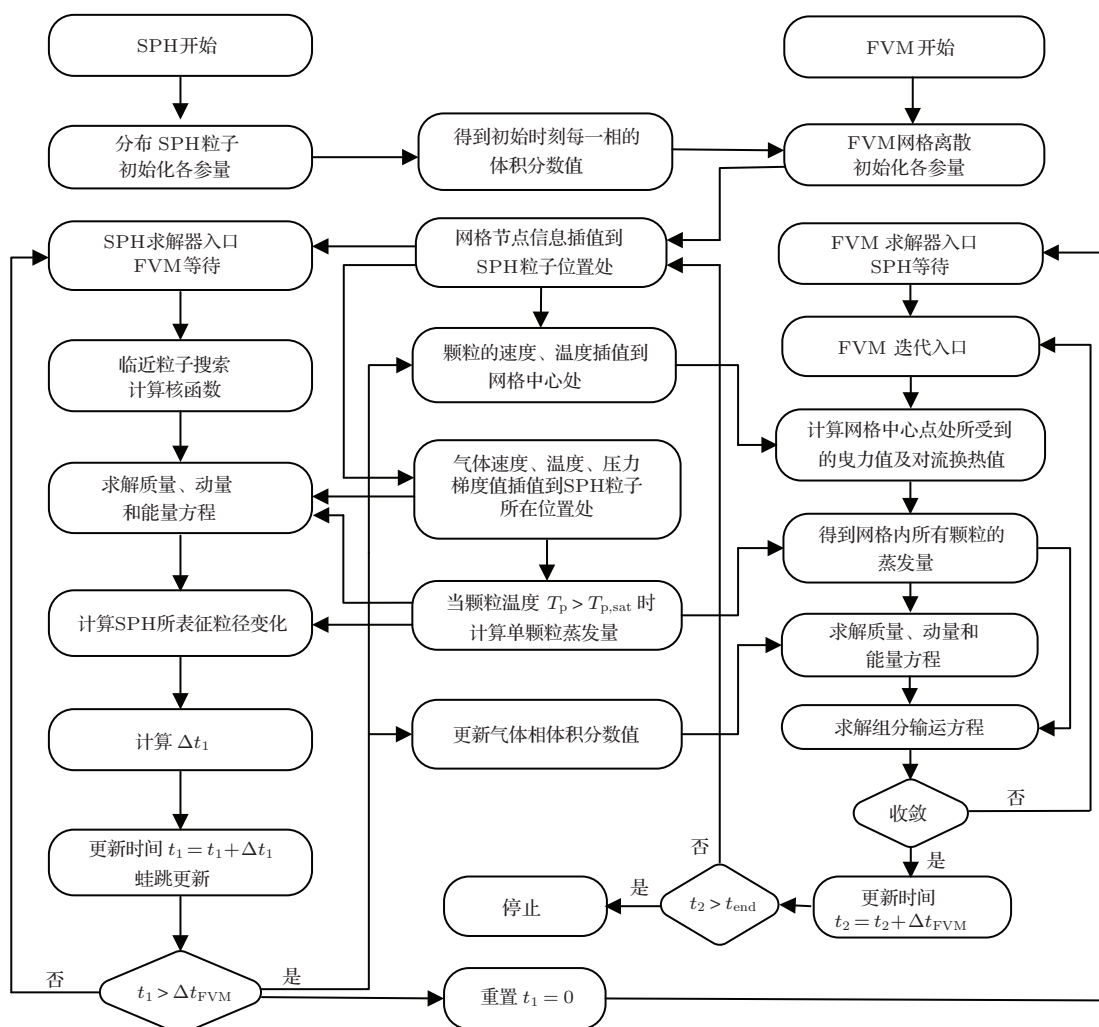


图1 含传质传热模型的SDPH方法流程图 (t_1 为SPH方法当前计算时间, t_2 为FVM方法当前计算时间, Δt_1 为SPH方法计算时间步长, Δt_{FVM} 为FVM方法计算时间步长)

体相的体积分数值. 根据单颗粒的蒸发量, 以及 FVM 网格中所包含的颗粒计算出每个网格所获取的颗粒蒸发物质含量, 进而更新计算气体相物质组分输运方程, 得到各物质的空间分布. 由此, 含传热模型的 SDPH 方法流程如图 1 所示.

4 算 例

本文中 SPH 计算选用三次样条核函数, 链表搜索方法, 人工黏性参数 $\alpha = 0.1$, $\beta = 0.2$, 光滑长度取粒子直径的 1.5 倍. 本文中所对比的 TFM 及 DPM 结果为采用商业软件 Fluent6.3.2 计算得到的结果.

4.1 圆盘形颗粒团测试算例

为了验证本文算法的准确性, 计算了一个圆盘形颗粒团受到气体温度场的作用, 逐渐加热升温的过程. 分别计算了单向和双向耦合作用下颗粒相以及气体相的温度变化, 并与传统欧拉 TFM 计算结果进行对比验证. 模型结构和初始粒子-网格分布情况如图 2 所示. 颗粒团位于 500 mm $\times$ 500 mm 区域的中心部位, 颗粒相体积分数为 0.6, 假定颗粒直径均相同, 计算可得每个 SPH 粒子表征 46.168 个统计颗粒, 有效减少了实际颗粒的计算量. 计算中, 颗粒在周围高温气体的加热作用下逐渐升温, 气体相及颗粒相参数设置如表 1 所示. 气相场四边均为固壁边界, 气相场初始温度为 350 K, 颗粒初始温度为 288 K. 图 3 为在气相场的单向作用下颗粒相的温度分布情况, 外部气体温度始终保持恒定值,

对颗粒进行对流换热作用. 图 3(a) 为沿圆盘径向方向颗粒的温度分布, 可以看出 0.1 s 时刻圆盘内部颗粒温度均升至 290.2 K, 与 TFM 方法计算结果基本相符, SDPH 方法得到的温度值在圆盘边界附近分布较为光滑, 这与 SPH 作为一种核函数插值方法有关. 图 3(b) 为圆盘中心位置处颗粒的温度随时间的变化, 由于气体及颗粒团速度均为零, 颗粒相体积分数保持不变, 颗粒温度升高速率保持恒定值, SDPH 计算结果与 TFM 结果基本相符.

表 1 对于圆盘形颗粒团, 颗粒相与气体相参数列表

参数	描述	值
$\rho_g/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	气体密度	1.225
$\mu_g/10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$	气体黏性	1.7895
$k_g/\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	气体相热传导系数	0.0242
$Cp_g/\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	气体相比热容	1006.43
$\rho_s/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	颗粒密度	3060
d_p/mm	颗粒直径	0.285
$Cp_p/\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	颗粒相比热容	2470
$k_p/\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	颗粒相热传导系数	500.0
α_{so}	初始颗粒相体积分数	0.6
L/mm	模型长度	500
H/mm	模型高度	500
N	SPH 粒子数量	5024
n	SPH 表征的颗粒数量	46.168
d_{av}/mm	SPH 表征的颗粒粒径均值	0.285
σ	SPH 表征的颗粒粒径方差	0
$\Delta x/\text{mm}$	SPH 粒子间距	2.5
h/mm	SPH 光滑长度	3.75
$\rho_{SPH}/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	SPH 粒子密度	1836
$\Delta x \text{ mm} \times \Delta y \text{ mm}$	FVM 网格间距	5×5
$\Delta t_{FVM}/\mu\text{s}$	FVM 时间步长	5

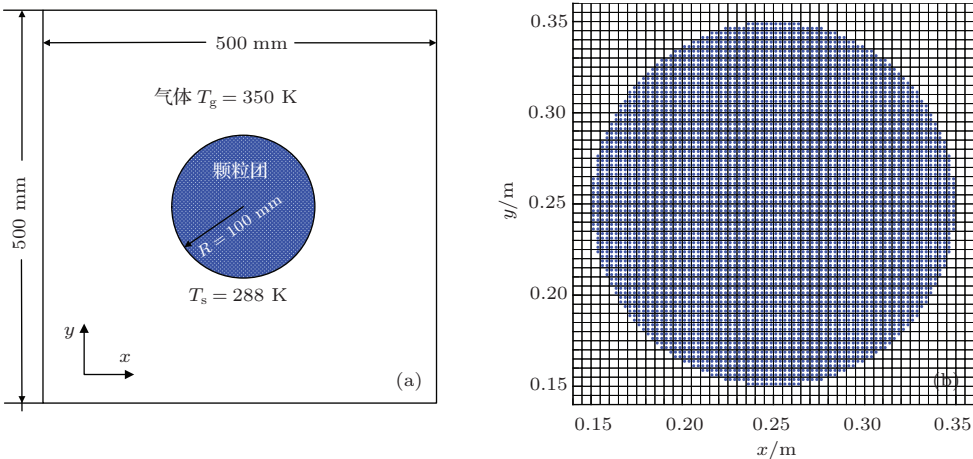


图 2 圆盘形颗粒团初始时刻模型示意图 (a) 模型结构; (b) 粒子-网格分布

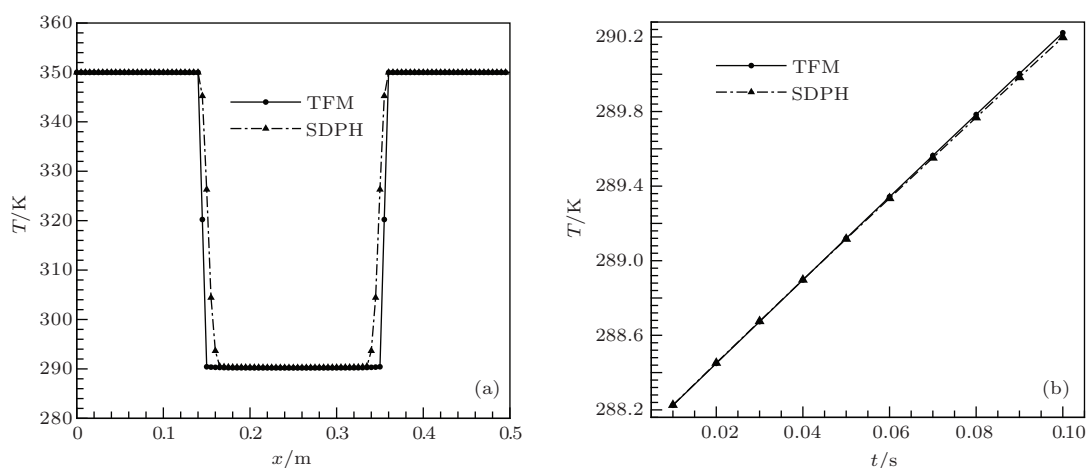


图3 单向作用下颗粒相温度特性 (a) 0.1 s 时刻沿径向方向颗粒温度分布; (b) 中心位置处颗粒温度随时间变化

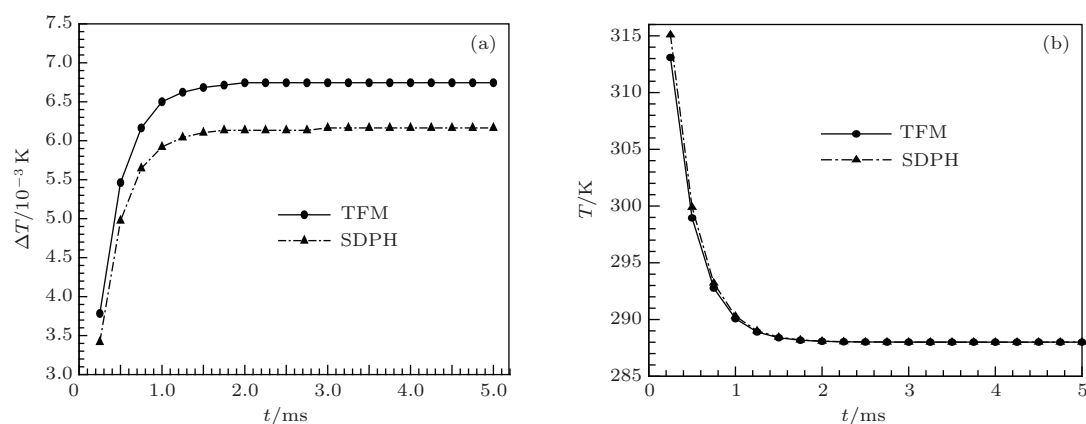


图4 双向耦合作用下中心位置处颗粒相及气相温度随时间的变化 (a) 颗粒温度变化; (b) 气相温度变化

图4为气相与颗粒相双向耦合作用下, 颗粒和气体的温度随时间的变化. 由于在双向耦合作用下, 颗粒在吸收热量温度升高的同时, 气体相放出热量温度在迅速下降, 进而导致气体与颗粒间的温度差迅速减小, 颗粒的温度升高幅度随之减小. 为更清晰地显示出颗粒的温度变化过程, 图4(a)中纵轴数值设为颗粒温度值与初始值之差, 通过与TFM结果对比可以得出, SDPH计算得到的温度值偏小, 但是相对误差仅为 2×10^{-6} . 从图4(b)所示的气体相温度随时间的变化对比结果同样可以得出, SDPH计算得到的结果与TFM计算结果基本相符, 表明SDPH方法计算的精度较高, 可靠性较好.

4.2 鼓泡流化床内热传导算例

在鼓泡流化床中, 单孔充气形成鼓泡的过程作为一种典型的气粒两相流动问题, 在质量和能量交

换方面具有很多独特的性质. 因此准确预测鼓泡的特性对于深入理解流化床工作原理并进行设计具有重要的意义. 很多学者对于单孔形成鼓泡的过程进行了实验和理论分析^[28]. 为了验证本文新方法在流化床领域中应用的可行性, 同时进一步检验本文热传导模型的准确性, 我们采用单孔鼓泡算例进行分析验证. 图5为含单个喷气孔的流化床初始模型及粒子-网格分布图, 颗粒相及气体相在边界上均施加无滑移固壁边界条件, 并且为绝热壁面. 在床体的中心, 气体通过气孔吹入床体内部, 喷入气体的温度为350 K. 在床体的顶端, 对于颗粒相和气体相, 均假定自由出口边界条件, 在床体的上部为与床体等高的自由床体, 用于流化床内颗粒的膨胀, 床体内颗粒相和气体相初始温度均为288 K. SPH粒子布置在下部床体部位, 四边形的FVM网格分布占满整个床体, 如图5(b)所示. 数值模拟中所用参数如表2所列.

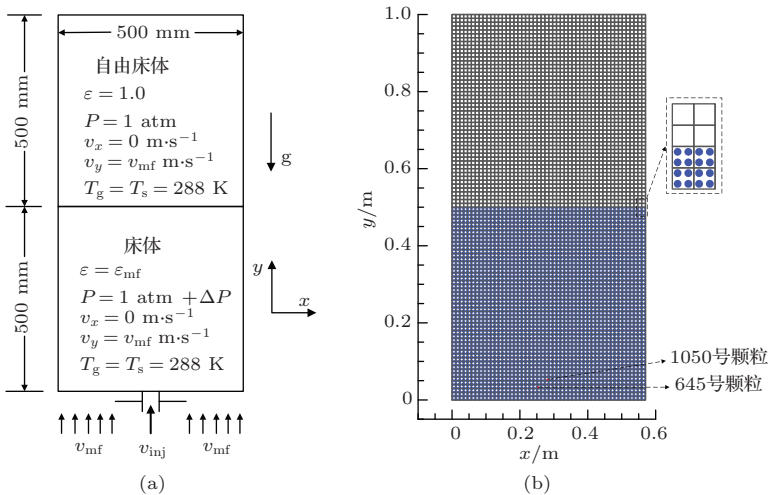


图5 含单个喷气孔的流化床初始模型结构示意图 (1 atm = 1.01325 × 10⁵ Pa)
(a) 模型结构; (b) 初始粒子-网格排布

表2 对于含单个喷气孔的流化床, 颗粒相与气体相参数列表

参数	描述	值
$\rho_g/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	气体密度	1.225
$\mu_g/10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$	气体黏性	1.7895
$k_g/\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	气体相热传导系数	0.0242
$Cp_g/\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	气体相比热容	1006.43
$\rho_s/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	颗粒密度	3060
d_p/mm	颗粒直径	0.285
$Cp_p/\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	颗粒相比热容	2470
$k_p/\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	颗粒相热传导系数	500.0
α_{so}	初始颗粒相体积分数	0.6
$v_{inj}/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	喷口气体速度	10.0
$v_{mf}/\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	最小流化速度	0.08
N	SPH 粒子数量	10000
n	SPH 表征的颗粒数量	184.67
d_{av}/mm	SPH 表征的颗粒粒径均值	0.285
σ	SPH 表征的颗粒粒径方差	0
$\Delta x/\text{mm}$	SPH 粒子间距	5.0
h/mm	SPH 光滑长度	7.5
$\rho_{SPH}/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	SPH 粒子密度	1836
$\Delta x \text{ mm} \times \Delta y \text{ mm}$	FVM 网格间距	10 × 10
$\Delta t_{FVM}/\mu\text{s}$	FVM 时间步长	5

图6为采用本文方法和TFM计算得到的鼓泡形态对比图. 从图6可以看出, 随着时间的发展, 气

泡从喷气孔附近逐渐生成, 在0.2 s时刻, 气泡达到它的最大尺寸, 而后逐渐从床体底部脱离, 在大约0.24 s时刻, 气泡尾迹逐渐形成. 从图6还可以看出, 气泡在形态上与TFM计算得到的结果以及文献[28]结果符合得较好. 图7和图8为鼓泡过程中不同时刻气体相以及颗粒相的温度分布对比. 可以看出, 在中心高温气体鼓泡的过程中, 不仅床体内部气体相的温度逐渐升高, 在中心区域最高可达345 K, 而且气体相与颗粒相发生着对流换热作用, 颗粒吸收热量后温度同样上升明显. 由于颗粒相不仅受相间传热量的影响, 而且同样在其内部颗粒与颗粒之间发生着碰撞传热作用, 因此在颗粒相气泡区域的外缘也存在着一个升温区域. 从SDPH与TFM结果对比来看, 两种方法的结果基本一致. SDPH方法结果中颗粒相与气体相的温度分布基本一致, 而TFM结果中, 颗粒相与气体相的温度分布却存在着一定差别. 分析其原因为: 在SDPH方法中, 每一时间步内, FVM得到的能量传递源项中, SPH所表征的颗粒的温度值作为恒定值参与计算, 迭代更新FVM网格温度值; 而TFM中每一迭代步内颗粒相与气体相的温度值均进行着迭代更新, 从能量守恒角度分析, TFM方法两相间能量传递保持着严格的守恒性, 而目前SDPH方法相间能量传递存在一些偏差. 因此我们下一步将对SPH与FVM耦合的路径进一步完善, 保证各量的守恒.

为了分析鼓泡流化床中单颗粒的性质, 追踪特定颗粒在床体内的运动、变形以及传热等细节, 同时体现本文方法的优势所在, 我们选定了床体内不

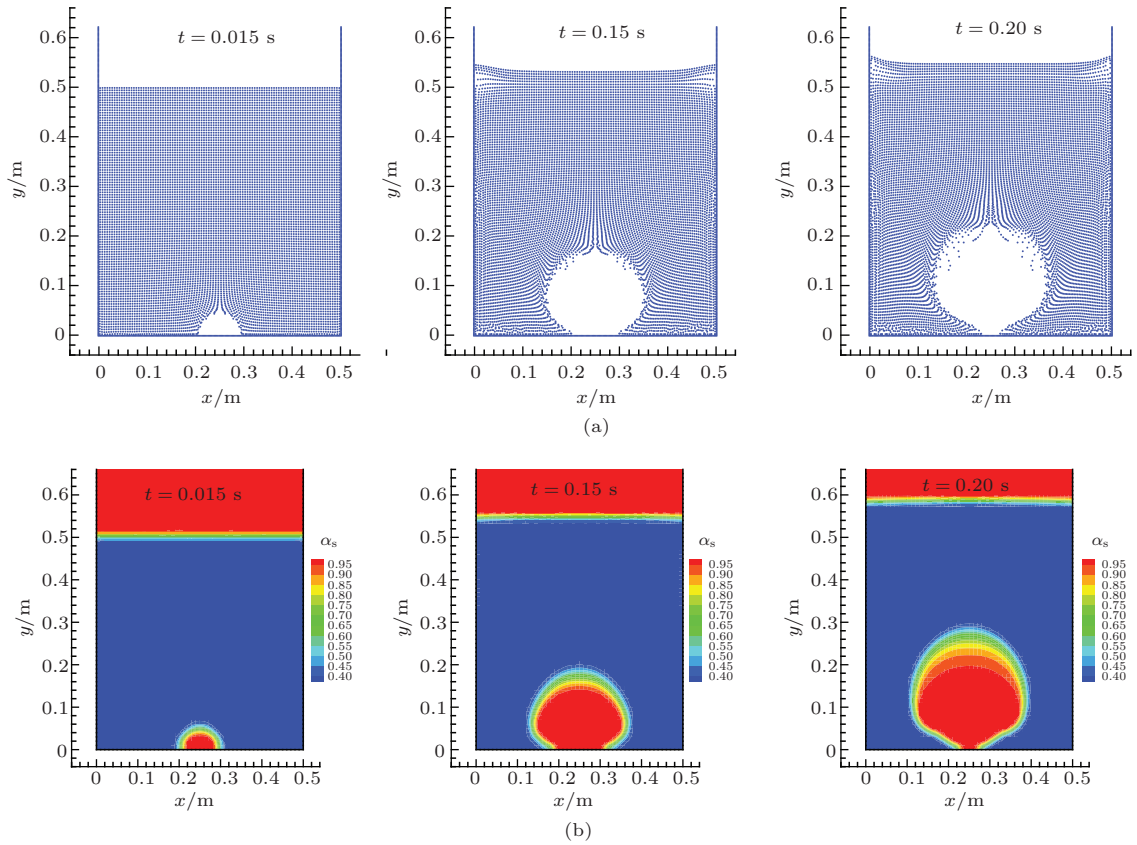


图6 (网刊彩色) 鼓泡过程中不同时刻气泡形态对比 (α_s 为当前时刻颗粒相的体积分数) (a) SDPH 计算结果; (b) TFM 计算结果

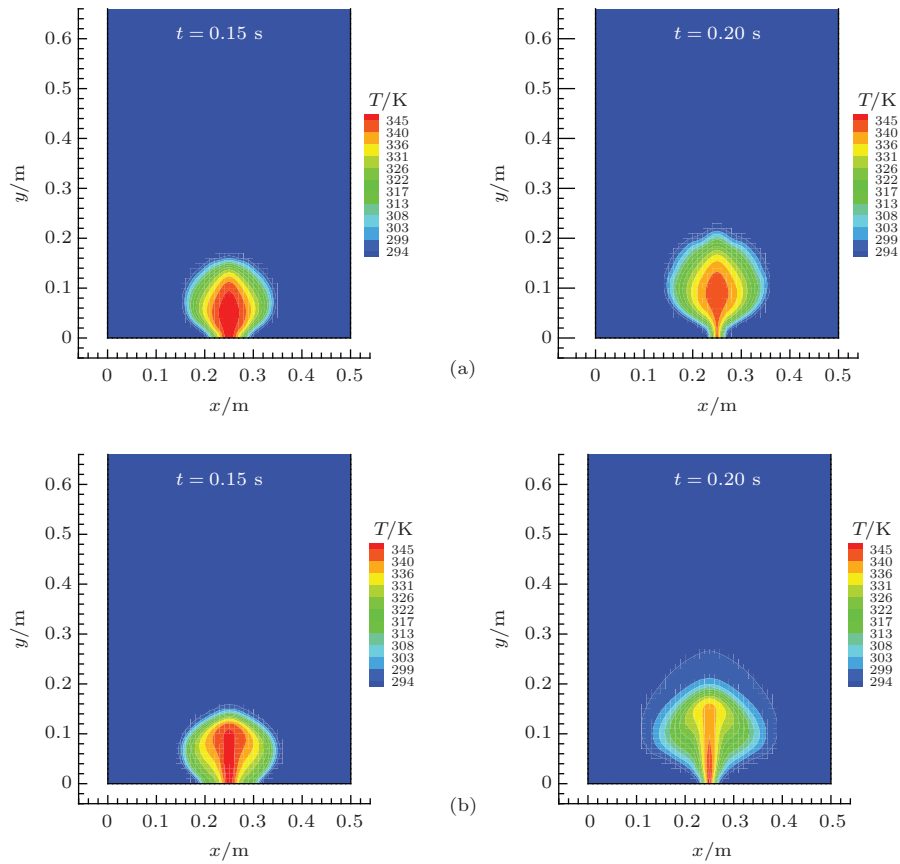


图7 (网刊彩色) 鼓泡过程中不同时刻气体温度对比 (a) SDPH 计算结果; (b) TFM 计算结果

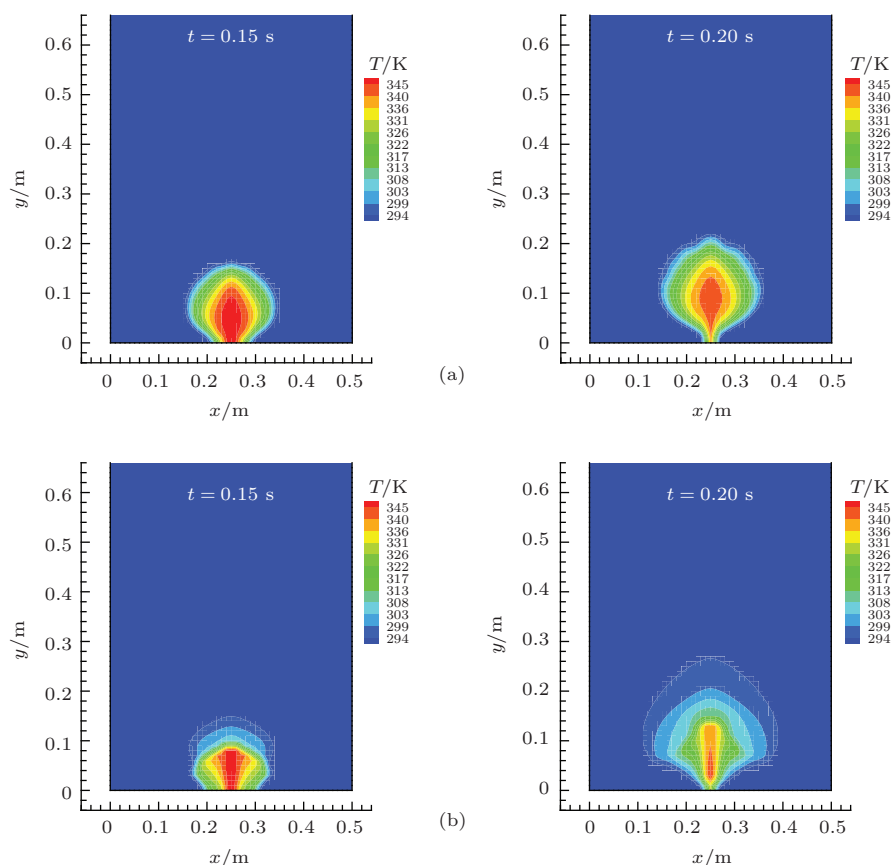


图8 (网刊彩色) 鼓泡过程中不同时刻颗粒相温度对比 (a) SDPH 计算结果; (b) TFM 计算结果

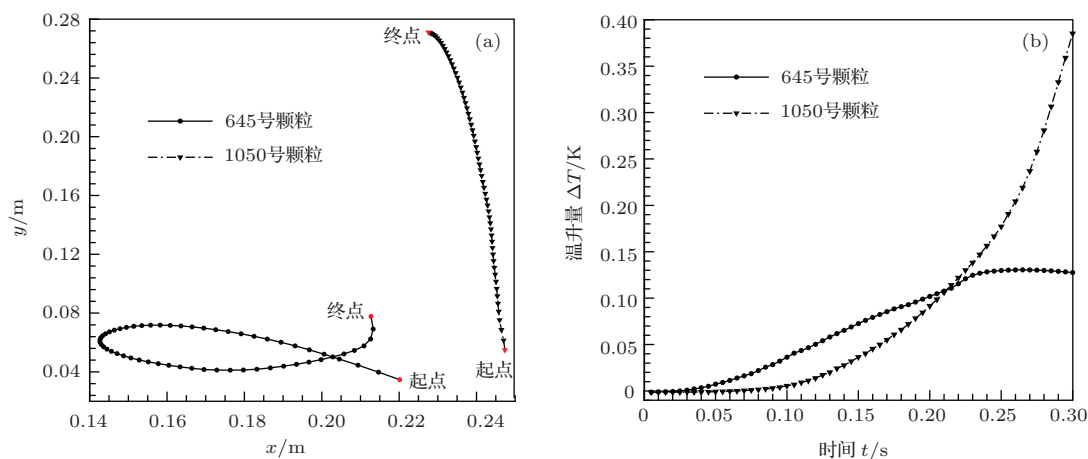


图9 鼓泡过程中645号颗粒与1050号颗粒的运动轨迹和温升曲线 (a) 颗粒的运动轨迹; (b) 颗粒的温升曲线

同位置的两个颗粒进行追踪分析, 分别为位于气泡上部的1050号粒子和位于气泡左方位的645号粒子, 如图5(b)所示. 颗粒的轨迹如图9(a)所示, 位于气泡两侧的颗粒随着气泡的增大, 逐渐远离中心向两侧运动, 到达气泡横向顶端之后, 开始反向运动, 回到接近初始位置后, 继续随气泡脱离床底部向上运动, 形成扁圆形轨迹. 而位于气泡上端的颗

粒随着气泡的增长, 一直保持向上运动的趋势直到气泡的破裂. 图9(b)为颗粒在高温气体的作用下, 温度随时间变化的过程. 由于颗粒在床体内部除了吸收外部气体的对流换热量之外, 还和周围颗粒不断地发生着碰撞传热过程, 图10给出了两个特定颗粒在气泡的形成过程中所受到的相间对流换热量及颗粒间碰撞能量的变化. 综合分析可以看出,

位于气泡两侧的颗粒在气泡逐渐增大的过程中, 受到气体的加热作用温度逐渐升高, 相间对流换热量及与其他颗粒的碰撞能量逐渐增加, 在 0.2 s 气泡脱离床底层之后, 气泡内部的气体基本处于封闭的状态, 颗粒与气泡内气体温度逐渐达到一个平衡状态, 从而颗粒的温度值保持不变, 相间对流换热量逐渐趋于零, 而此时颗粒随气泡的变形运动逐渐运动到床层颗粒相的内部, 与其他颗粒的碰撞次数增

加, 其将自身吸收到的能量通过碰撞的方式传递给其他更多的颗粒. 同样, 位于气泡顶端的颗粒由于不断受到气孔充入气体的加热作用, 温度不断上升, 随着气泡的运动, 在 0.2 s 气泡脱离床底层之后, 颗粒开始向气泡内部运动, 造成其与其他颗粒的接触作用减小, 而与气体场作用迅速加强, 因此其所受到的相间对流换热量不断增加, 而与其他颗粒碰撞能量逐渐减小为零.

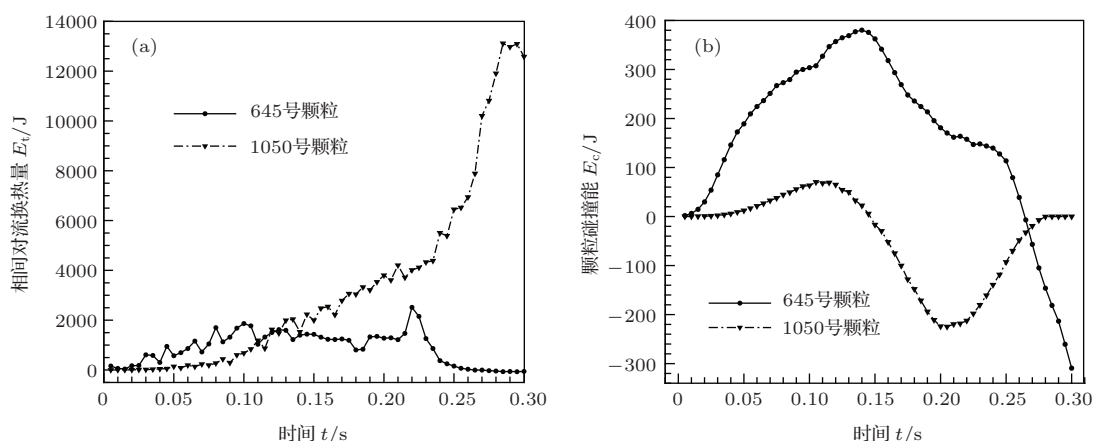


图 10 鼓泡过程中 645 号颗粒与 1050 号颗粒对流换热量和颗粒碰撞能量曲线 (a) 颗粒的对流换热量曲线; (b) 颗粒的碰撞能量曲线

4.3 射流颗粒蒸发过程数值模拟

颗粒(液滴或固体颗粒)的蒸发作为内燃机、火箭发动机、工业窑炉等设备内的一个典型过程, 决定着最终颗粒的燃烧效率. 由于传统欧拉-欧拉 TFM 在求解颗粒的蒸发燃烧过程中假定颗粒的直径保持不变, 无法加入颗粒的粒径变化模型, 造成与实际结果偏差较大. 本文对离散相所采用的 SPH 方法属于拉格朗日粒子方法, 可以较容易地处理该问题. 为进一步研究颗粒的燃烧过程, 验证本文方法在颗粒燃烧领域中的适用性, 我们采用了单股颗粒射流蒸发算例进行数值模拟, 同时, 将计算得到的结果与传统 DPM 计算得到的结果进行精确的对比, 验证本文方法的准确性. 计算所采用模型如图 11 所示, 计算区域为 $6.0 \text{ m} \times 4.0 \text{ m}$ 长方形区域, 初始区域中为纯气体, 温度为 350 K, 射流颗粒以 $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 速度进入气体场中, 温度为 294 K. 由于在外界气体的加热作用下, 颗粒温度逐渐升高, 达到其蒸发温度(蒸发温度设为 294.3 K)后, 挥发分开始析出, 并随着气相的运动而在流场中进行扩散. 假定初始射流颗粒粒径相同, 忽略颗粒间的聚合, 颗粒的破碎过程. 射流颗粒的体积分数为 0.6,

颗粒物质组成及挥发出的化学成分假定分子式均为 AB, 初始流场中其含量为 0, 其他气相组分为 O_2 含量为 30%, N_2 含量为 70%, 计算中气体相及颗粒相参数设置如表 3 所列.

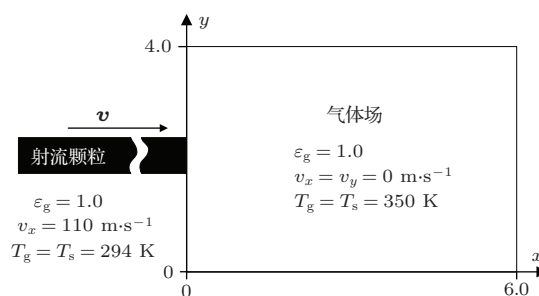


图 11 单股颗粒射流蒸发模型示意图

图 12 为 0.1 和 0.2 s 时刻计算得到的颗粒相温度分布, 图 13 为相应时刻的气体相温度分布. 从图 12 和图 13 可以看出, 在外部气体的对流换热作用下, 射流头部的颗粒由于与流场接触面积最大, 接触时间最长, 同时颗粒相体积分数较小, 其温度升高明显, 相应气体相存在一较宽尺寸的过渡区域. 沿射流逆向, 随着颗粒相体积分数的逐渐增加, 升高相同的温度值需吸收更多的能量, 因此在相同

的外界温度下, 颗粒温度逐渐降低, 气体释放能量, 同样温度较低. 由于计算中考虑了重力的作用, 射流颗粒逐渐向下方偏移. 上述计算结果与DPM结果对比可以看出, 两者符合得很好, 表明本文所采用热传导模型准确可靠.

图 14 为 0.1 和 0.2 s 时刻气体相速度场对比, 图 15 为 0.1, 0.15 和 0.2 s 时刻气体相中颗粒挥发组分含量对比. 从图 14 和图 15 可以看出, 在 0.1 s 射流头部颗粒温度逐渐升高至颗粒的蒸发温度, 挥发分逐渐析出, 位于射流头部位置的组分含量最高, 逐渐向外围扩散. 随着射流的进行, 颗粒的挥发量逐渐增加, 颗粒挥发后直径逐渐减小, 颗粒的体积分数逐渐减小, 颗粒的升温则逐渐加快, 进一步促进了颗粒的蒸发. 由于颗粒在运动的过程中, 对气相产生曳力及压力的反作用, 气体速度场在射流的上下两侧形成气流漩涡, 造成两侧气体的反向运动, 因此造成了挥发分析出后, 沿着射流的相反方向运动, 使得挥发分在气相中形成中间凹陷现象, SDPH 计算结果与 DPM 结果一致. 为更精确对比两方法得到的挥发分组分含量, 图 16 给出了 0.15 s 时刻挥发分组分含量等值线对比图, 可以清晰地看出两者结果不仅在组分分布形态上非常

符合, 在具体含量值上同样非常一致, 进而验证了本文方法在传质传热模型计算上的准确性, 为下一步开展实际工程应用打下了基础.

表 3 对于单股颗粒射流蒸发, 颗粒相与气体相参数列表

参数	描述	值
$\rho_g/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	气体密度	1.225
$\mu_g/10^{-5}\text{ Pa}\cdot\text{s}$	气体黏性	1.7895
$k_g/\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	气体相热传导系数	0.0242
$C_{pg}/\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	气体相比热容	1006.43
$\rho_s/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	颗粒密度	700
d_p/mm	颗粒直径	3.0
$C_{ps}/\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	颗粒相比热容	2470
$k_p/\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	颗粒相热传导系数	500.0
p_{sat}/Pa	颗粒相饱和蒸汽压	1329
$D_{i,m}/10^{-6}\text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	蒸汽扩散系数	3.79
$h_{fg}/\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$	颗粒汽化潜热量	277000
α_{so}	初始颗粒相体积分数	0.6
N	SPH 粒子数量	1700
n	SPH 表征的颗粒数量	41.7
d_{av}/mm	SPH 表征的颗粒粒径均值	3.0
σ	SPH 表征的颗粒粒径方差	0
$\Delta x/\text{mm}$	SPH 粒子间距	25
h/mm	SPH 光滑长度	37.5
$\rho_{\text{SPH}}/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	SPH 粒子密度	420.0
$\Delta x\text{ mm}\times\Delta y\text{ mm}$	FVM 网格间距	50×50
$\Delta t_{\text{FVM}}/10^{-5}\text{ s}$	FVM 时间步长	5

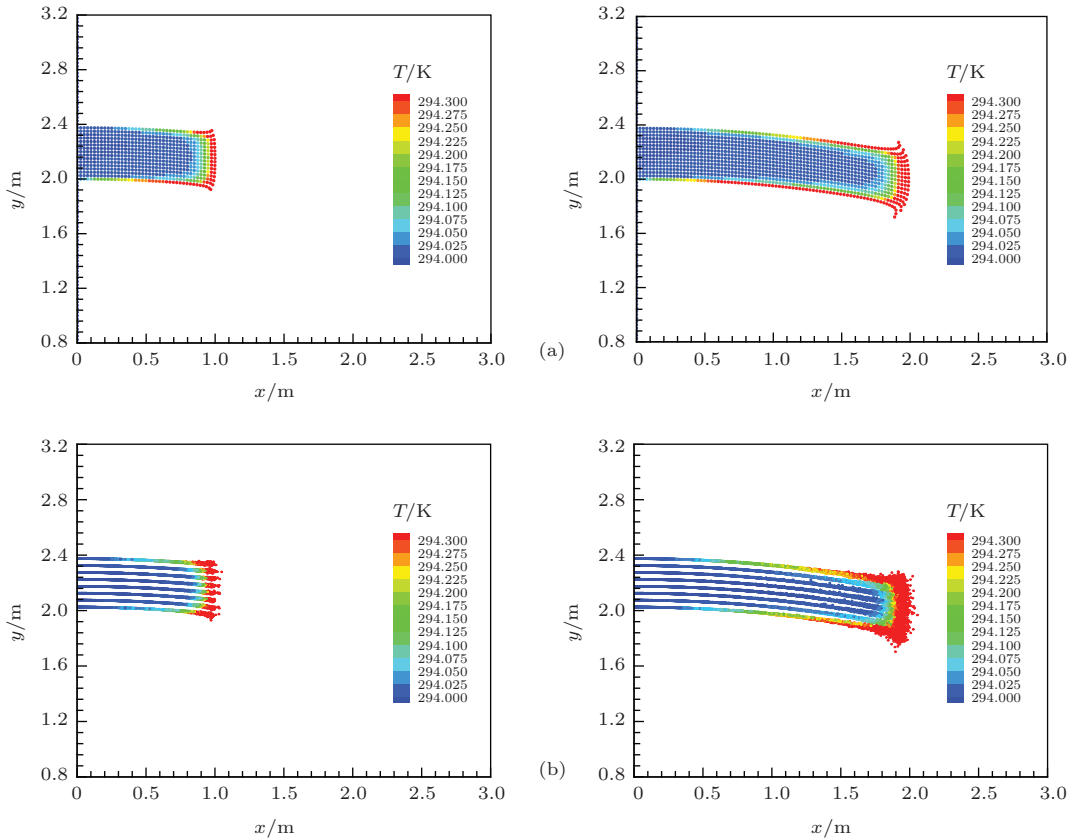


图 12 (网刊彩色) 单股颗粒射流蒸发过程中颗粒相温度场对比 (a) SDPH 计算结果; (b) DPM 计算结果

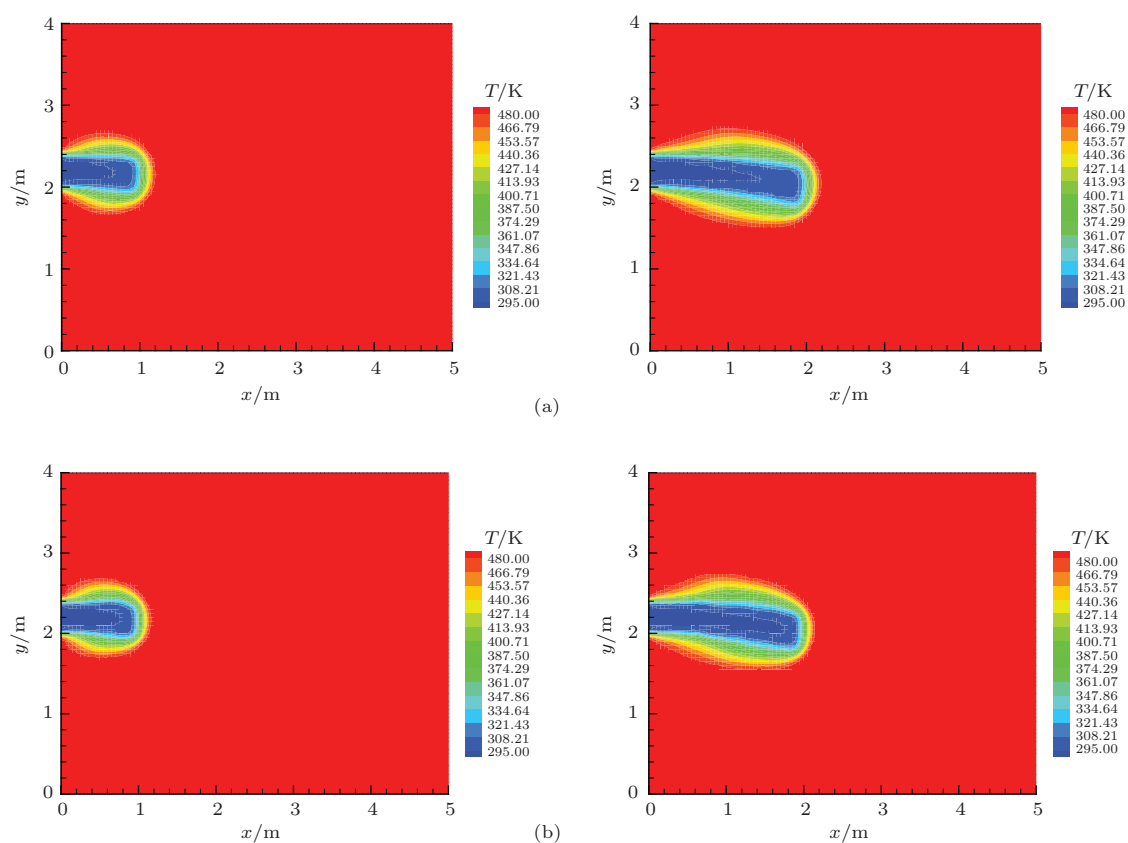


图 13 (网刊彩色) 单股颗粒射流蒸发过程中气体相温度场对比 (a) SDPH 计算结果; (b) DPM 计算结果

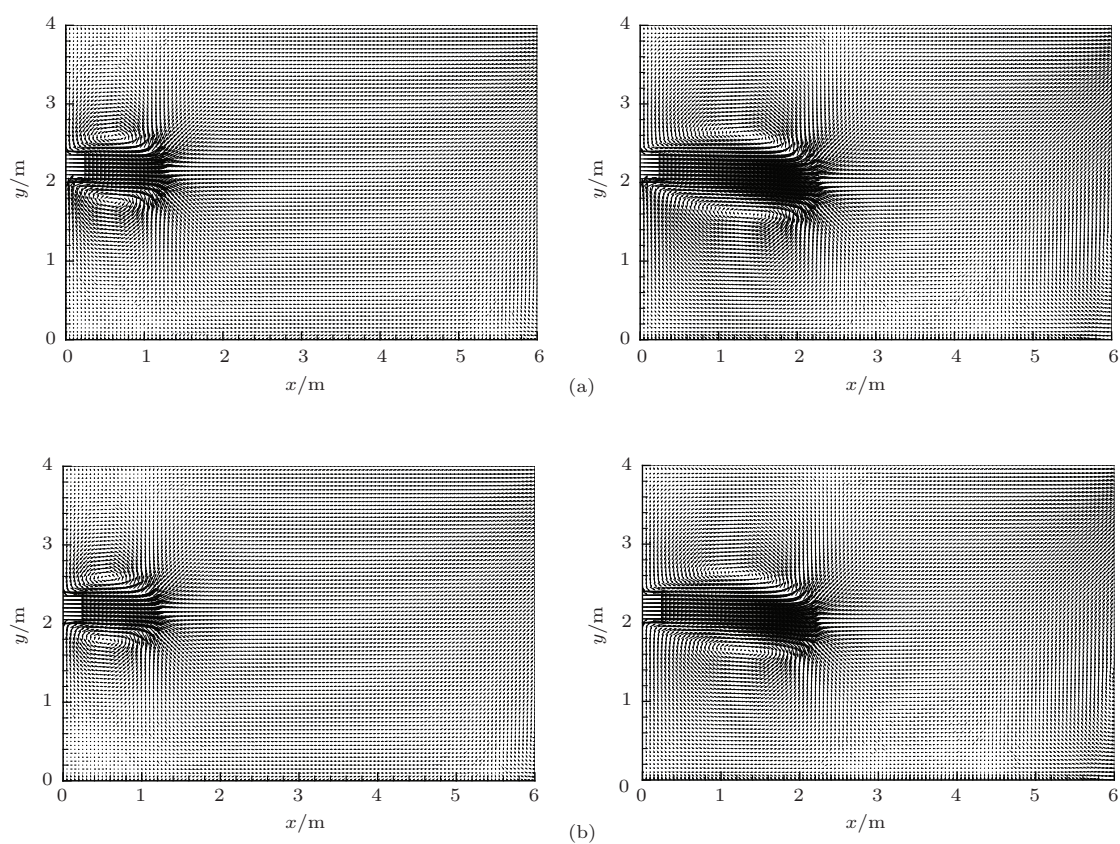


图 14 单股颗粒射流蒸发过程中气体相速度场对比 (a) SDPH 计算结果; (b) DPM 计算结果

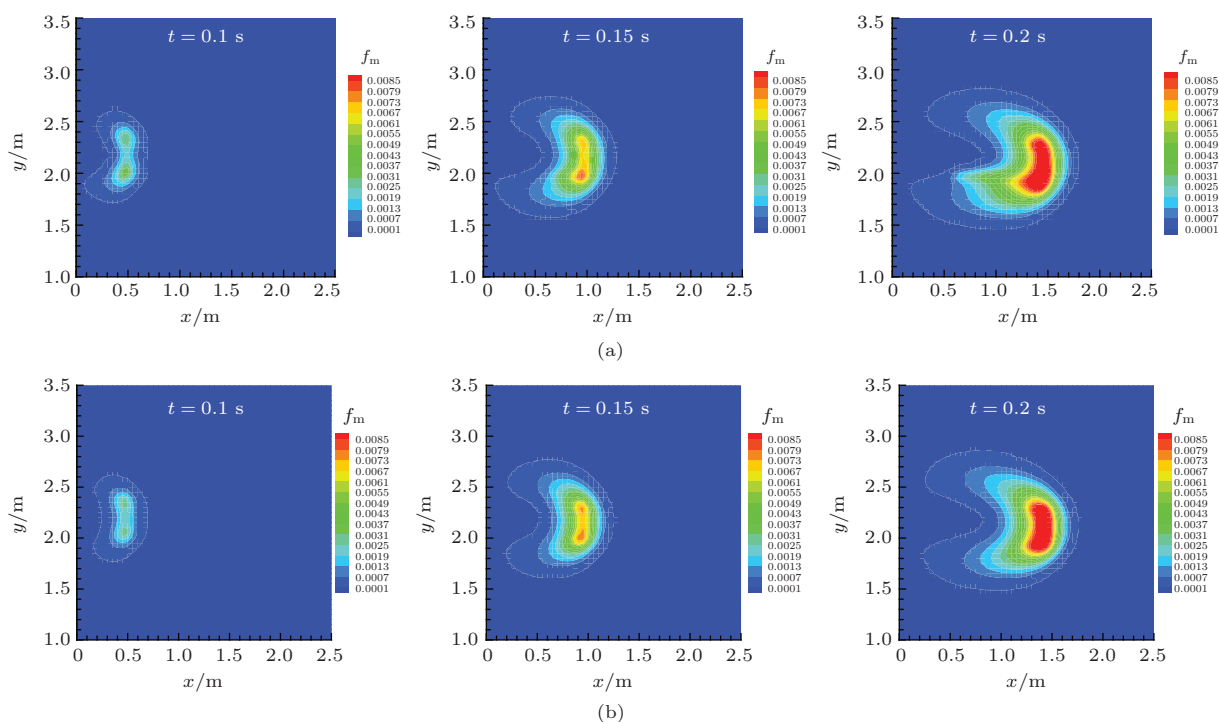


图15 (网刊彩色) 气体场中挥发分的组分含量对比 (a) SDPH 计算结果; (b) DPM 计算结果

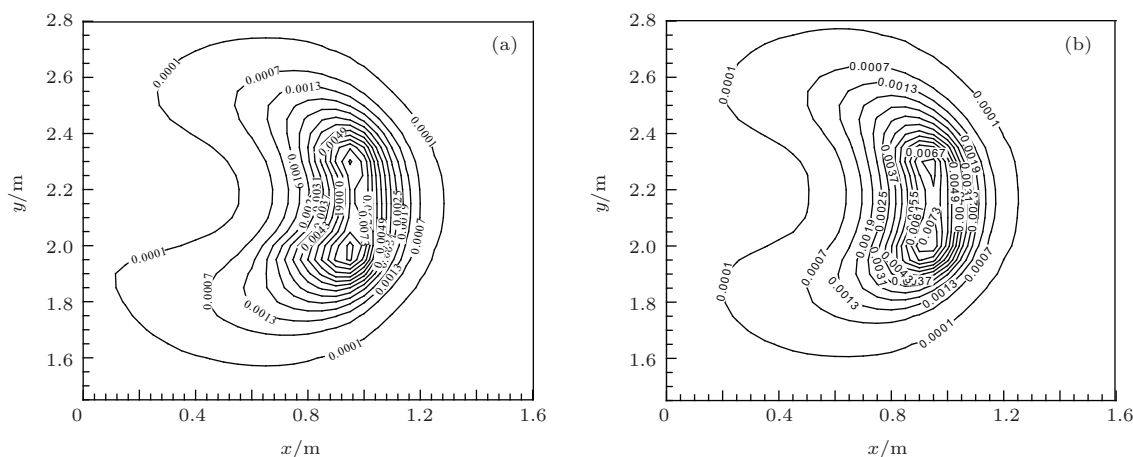


图16 0.15 s时刻挥发分组分含量等值线对比 (a) SDPH 计算结果; (b) DPM 计算结果

5 结 论

本文在传统SDPH方法的基础上,引入热传导模型及蒸发传质模型,提出了考虑气粒两相传质传热问题的SDPH方法,并进行了算例验证.结果表明:

1) 采用有限差分与SPH一阶导数相结合的方法处理各相内部热传导问题,可以有效避免拉伸不稳定现象,基于相间温度差及对流换热系数计算颗粒与气体间的热传导量,可以准确模拟气粒两相流

中的传热问题,采用圆盘形颗粒团算例进行了模拟验证,与欧拉TFM计算结果进行对比,两者符合得较好,表明所采用传热模型准确有效;

2) 数值模拟了工业流化床领域中的鼓泡流化床问题,与传统数值方法的结果进行对比验证,结果一致.同时还对单颗粒在床体内的运动轨迹,温升过程以及颗粒所吸收的相间对流换热热量,颗粒间碰撞换热热量等进行了追踪,表明该方法不仅可以得到颗粒相的宏观属性参量,而且其在追踪单颗粒属性方面具有明显优势;

3) 传统欧拉-欧拉 TFM 在求解含颗粒蒸发燃烧过程的问题时, 假定颗粒直径保持不变, 所得结果与实际偏差较大, 本文在求解颗粒相的拉格朗日粒子法 (SPH) 的基础上引入蒸发传质模型, 对射流蒸发过程进行了数值模拟, 通过与 DPM 结果进行对比, 验证了模型的准确性, 并为下一步开展工程应用打下了基础.

总之, 本文提出的含传质传热模型的 SDPH 方法较传统 TFM 及 DPM 更为有效, 它为研究气粒两相流问题提供了一种新的数值方法.

参考文献

- [1] Zhang W B, Liao G L, Yu T X, Ji A L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 196102 (in Chinese) [张文斌, 廖光龙, 于同旭, 纪爱玲 2013 物理学报 **62** 196102]
- [2] Zhou J, Cai L, Zhou F Q 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1535
- [3] Gao Z K, Jin N D 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5249
- [4] Xie H Q, Zeng Z, Zhang L Q, Liang G Y, Hiroshi M, Yoshiyuki K 2012 *Chin. Phys. B* **21** 124703
- [5] Wu B Z, Xu Y S, Liu Y, Huang G X 2005 *Chin. Phys.* **14** 2046
- [6] Wang Y M, Lin J Z, Chen Z L 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 14702
- [7] Dow W M, Jakob M 1951 *Chem. Eng. Prog.* **47** 637
- [8] Mickley H S, Fairbanks C A 1955 *AIChE J.* **1** 374
- [9] Li H S 1992 *Ph. D. Dissertation* (Wuhan: Huazhong University of Science and Technology) (in Chinese) [李宏顺 1992 博士学位论文 (武汉: 华中理工大学)]
- [10] Liu A Y 2002 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Graduate University of Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [刘安源 2002 博士学位论文 (北京: 中国科学院研究生院)]
- [11] Syamlal M, Gidaspow D 1985 *AIChE J.* **31** 127
- [12] Kuipers J A M, Prins W, van Swaaij W P M 1992 *AIChE J.* **38** 1079
- [13] Schmidt A, Renz U 1999 *Chem. Eng. Sci.* **54** 5515
- [14] Chang J, Wang G, Gao J, Zhang K, Chen H, Yang Y 2012 *Powder Technol.* **217** 50
- [15] Hunt M L 1997 *Int. J. Heat Mass Tran.* **40** 3059
- [16] Hsiau S S, Hunt M L 1993 *J. Fluid Mech.* **251** 299
- [17] Ravi I S, Anders B, Mikko H 2013 *Appl. Therm. Eng.* **52** 585
- [18] Sun J, Chen M M 1988 *Int. J. Heat Mass Tran.* **31** 969
- [19] Zhou H S Flamant G, Gauthier D 2004 *Chem. Eng. Sci.* **59** 4205
- [20] Monssri Z, Saffar-Avval M, Basirat-Tabrizi H, Ahmadi G, Lain S 2002 *Int. J. Heat Fluid Fl.* **23** 792
- [21] Li J, Mason D J 2000 *Powder Technol.* **112** 273
- [22] Chang J, Gao J S, Xu C M 2007 *Comput. Appl. Chem.* **24** 425 (in Chinese) [常剑, 高金森, 徐春明 2007 计算机与应用化学 **24** 425]
- [23] Chen F Z, Qiang H F, Gao W R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 130202 (in Chinese) [陈福振, 强洪夫, 高巍然 2014 物理学报 **63** 130202]
- [24] Lun C K K, Savage S B, Jeffrey D J 1984 *J. Fluid Mech.* **140** 223
- [25] Gunn D J 1978 *Int. J. Heat Mass Trans.* **21** 467
- [26] Cleary P W, Monaghan J J 1999 *J. Comput. Phys.* **148** 227
- [27] Morris J P, Fox P J, Zhu Y 1997 *J. Comput. Phys.* **136** 214
- [28] Nieuwland J J, Veenendaal M L, Kuipers J A M, Van-swaaij W P M 1996 *Chem. Eng. Sci.* **51** 4087

Numerical simulation of heat transfer in gas-particle two-phase flow with smoothed discrete particle hydrodynamics*

Chen Fu-Zhen[†] Qiang Hong-Fu Gao Wei-Ran

(Faculty 601, Second Artillery Engineering University, Xi'an 710025, China)

(Received 14 May 2014; revised manuscript received 9 June 2014)

Abstract

Heat transfer between particles and that between gas phase and particle phase in gas-particle two-phase flow cannot be ignored. Smoothed discrete particle hydrodynamics, as a new method for solving the gas-particle two-phase flow, has been used in simulating the aerolian sand transport successfully. Based on the smoothed discrete particle hydrodynamics method, a heat conduction model is presented in this paper and is used to simulate the heat transfer processes and the particle evaporation in gas-particle two-phase flow. Firstly, the equations to be solved are presented in which the energy equations are introduced for each phase and the second derivative item in conduction is treated by combining a standard smoothed particle hydrodynamics first derivative with a finite difference approximation of a first derivative. The heat conduction between particle and gas is computed from temperature difference and heat transfer coefficient. The disc-type particle cluster problem and bubble fluidized bed are simulated and the results are in close agreement with the two fluid model simulation results. The vaporization law for discrete phase droplet is used to deal with the particle evaporation and then a jet evaporation is simulated. Numerical results all show a good agreement with the discrete particle model results. It is indicated that the new method is of good accuracy and practical applicability.

Keywords: smoothed discrete particle hydrodynamics, gas-particle two-phase flow, heat transfer, evaporation

PACS: 02.70.-c, 44.35.+c, 47.11.-j, 47.61.Jd

DOI: 10.7498/aps.63.230206

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51276192).

[†] Corresponding author. E-mail: chen_fu_zhen@163.com