生物磁流体传热的耗散粒子动力学模拟

罗小平, 李天富, 易红亮*, 谈和平

哈尔滨工业大学能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001

* 联系人, E-mail: yihongliang@hit.edu.cn

2016-08-11 收稿, 2016-10-05 修回, 2016-10-16 接受, 2016-12-30 网络版发表

国家自然科学基金(51421063)资助

摘要 耗散粒子动力学(dissipative particle dynamics, DPD)是一种基于粒子的拉格朗日型介观方法, 对生物磁流体等复杂流体流动与传热问题具有较大优势. 如果考虑铁磁流体动力学(ferrohydrodynamic, FHD)效应和磁流体动力学(magnetohydrodynamic, MHD)效应, 生物磁流体的流动传热问题非常复杂, 因而引起了众多学者的关注. 本文提出了一种简单可行的方案建立了DPD流体介观参数与真实流体宏观输运系数之间的联系. 在此基础上, 采用DPD方法模拟了半环形区域内生物磁流体的流动与传热问题并且考虑了磁数和哈特曼数对区域内温度场和流场的影响. 结果表明, 随着磁数的增加, 热磁对流会产生3个热羽流和4个漩涡. 此外, 哈特曼数的增加会引起热源表面大部分区域的局部努塞尔数的显著下降.

关键词 耗散粒子动力学, 生物磁流体, 热磁对流, 自然对流

近年来, 随着新兴技术的兴起, 对流传热面临着极大难题: 尺度微小化、作用物理量场的复杂化和多样化以及运行环境的极端化等. 所有这些难题使得经典的对流和传热理论面临着较大挑战, 有待进一步深究和探索. 在复杂多物理场作用下, 流体流动存在多种驱动力及其非线性耦合作用, 流动问题呈现复杂性、多样性和非线性等特征, 需要对其微观结构和传输过程进行深入分析. 研究对象由简单流体逐渐转向复杂流体, 如电流变液、磁流变液、(胶体)铁磁流体、生物磁流体(biomagnetic fluid)等. 对生物磁流体的研究导致了一个新的领域——生物磁流体力学(biomagnetic fluid dynamics, BFD)的产生. 生物磁流体力学的概念最早是由Haik等人^[1]提出. 他们将生物磁流体视为等温、不导电的牛顿流体, 从这个意义上来说, 生物磁流体和普通的铁磁流体区别不大. 随后Tzirtzilakis^[2]拓展了生物磁流体的模型, 考虑生物磁流体的弱导电性能, 并且生物磁流体流动过程中

伴随着能量输运现象, 即生物磁流体不再视为等温、不导电流动. 人体的血液就是一种生物磁流体, 血液中的红细胞在外场作用下发生极化现象, 从而使血液能够响应外磁场并且表现出微弱的导电性能. 生物磁流体动力学与铁磁流体动力学(ferrohydrodynamics, FHD)、磁流体动力学(magnetohydrodynamic, MHD)有一些区别. 铁磁流体动力学通常将流体视为不导电, 流体的运动主要由铁磁流体的非均匀磁化产生的对流体的作用力即开尔文力(Kelvin force)引起; 磁流体动力学则将流体视为强导电, 通常忽略流体的非均匀极化, 流体受洛伦兹力(Lorentz force)驱动. 而生物磁流体动力学需要同时考虑流体的非均匀极化和导电性能, 不过其导电性能很弱; 相对于开尔文力, 洛伦兹力较弱, 但没有达到可以忽略的程度.

目前对生物磁流体输运现象的数值研究大多基于Tzirtzilakis^[2]提出的生物磁流体的宏观模型, 其中采用有限元方法研究外磁场作用下的管内强迫对

引用格式: 罗小平, 李天富, 易红亮, 等. 生物磁流体传热的耗散粒子动力学模拟. 科学通报, 2017, 62: 446–454

Luo X P, Li T F, Yi H L, et al. Dissipative particle dynamics simulation of biomagnetic fluid flow and heat transfer (in Chinese). Chin Sci Bull, 2017, 62: 446–454, doi: 10.1360/N972016-00040

流^[3-7]的工作较多. 而对受限空间内生物磁流体的流动与传热问题的研究鲜见报道. 2013年, Tzirtzilakis等人^[8]采用SIMPLE算法研究了封闭方腔内的顶盖驱动问题, 考虑了外磁场对方腔内生物流体的流动结构的影响, 发现非均匀磁化引起的开尔文力很重要, 能够影响流场中额外大旋涡的生成, 然而他们只考虑了等温情形. Sheikholeslami等人^[9]采用有限元法研究了纳米流体的对流现象, 同时考虑了流体的铁磁流体效应、磁流体效应以及黏性耗散效应, 因而这种纳米流体和生物磁流体很相似.

耗散粒子动力学是一种基于粒子的介观方法, 1992年由荷兰学者Hoogerbrugge等人^[10]在研究复杂流体的动力学行为时首先提出, 随后被广泛应用于聚合物、碳纳米管、DNA分子悬浮液等复杂流体的模拟. 由于早期的耗散粒子动力学方法不满足能量守恒, 因而其主要应用主要集中在物理化学领域, 都不涉及能量输运. 1997年, Espanol^[11]和Avalos等人^[12]分别独立地解决了原有的DPD模型能量不守恒的问题: 通过引入粒子内能以实现流体粒子间的热量传递, 从而建立起一种新的模型——eDPD模型. 从此DPD方法开始应用于传热问题的研究, 然而十多年来, 由于各种原因, DPD方法在这方面进展缓慢. 在导热方面, 1998年Ripoll等学者^[13]采用eDPD模型模拟了一维情况下导热问题, 得到的数值结果和理论解吻合良好, 正确反映了涨落现象的同时能够复现傅里叶导热定律; 2007年, Qiao等人^[14]采用eDPD方法建立界面热阻模型分析了纳米复合材料的导热性能; Abu-Nada^[15,16]则对具有不同边界包括含有内热源的二维导热问题进行了研究, 将DPD模拟的结果与有限差分法(FDM)模拟的结果进行了比较, 发现两者基本一致. 而在对流传热方面, Mackie等人^[17]首次将该方法用于模拟封闭方腔内的自然对流, 得到了低瑞利数下流动与传热特征, 但是并没有将模拟结果与N-S方程数值解进行比较; Abu-Nada也对二维封闭方腔内自然对流换热^[18-20]和混合对流^[21]进行了详细研究, 并将结果与有限体积法计算得到的结果进行了比较, 两者吻合很好; Cao等人^[22]采用eDPD方法研究了偏心圆环内自然对流和由于旋转引起的混合对流问题^[23]; 此外, Yamada等人^[24]则研究了二维方型通道内压力驱动的对流换热问题, 还模拟了纳米流体的导热率^[25].

从上述文献来看, 目前采用eDPD方法主要研究

简单的经典导热和对流问题, 在其他领域还处于探索阶段. 本文将eDPD方法应用于生物磁流体传热, 研究非均匀磁场下非等温生物磁流体的自然对流和热磁对流现象. 首先通过模拟泊肃叶流动和含内热源的一维平板导热问题得到DPD流体对应的宏观输运系数. 在此基础上, 分别研究非均匀磁场引起的开尔文力和洛伦兹力的强度对半环形区域内的生物磁流体流动和传热的影响.

1 问题描述

图1是所研究问题的物理模型示意图. 由内边界、外边界及下边界围成的封闭腔内充满生物磁流体, 内边界由方程

$$\begin{cases} x = 5A \cos \varphi + A \cos 4\varphi \cos \varphi, \\ y = 5A \sin \varphi + A \cos 4\varphi \sin \varphi, \end{cases}$$

控制, 其中A是一个常数, 确定模拟区域的大小, φ 是与x方向的夹角, 且 $\varphi \in [0, \pi]$ 内边界保持高温 T_h ; 外边界是一个半径 $r_{out}=10A$ 的半圆, 保持低温 T_c ; 下边界保持绝热. 所有边界都是电绝缘的. 根据文献[1,2], 在一定条件下, 生物磁流体可以当成牛顿流体. 将磁偶极子放在位置(a, b)处, 磁偶极子在平面上任意一点(x, y)处产生的磁场分布(H_x , H_y)为

$$H_x = \frac{\chi}{2\pi} \frac{y-b}{(x-a)^2 + (y-b)^2}, \quad H_y = -\frac{\chi}{2\pi} \frac{x-a}{(x-a)^2 + (y-b)^2}, \quad (1)$$

式中的 χ 为磁偶极矩的强度.

2 数值方法

本节主要介绍如何将eDPD方法用于生物磁流体的数值模拟, 首先介绍eDPD方法的演化方程. 和标准DPD方法相似, eDPD方法是一种能量守恒的介观

图1 (网络版彩色)物理模型示意图
Figure 1 (Color online) Geometry of the problem

数值方法. 一定质量的流体被看成单个的DPD粒子, 每个DPD粒子只与周围的距离其为 r_c 以内的DPD粒子发生相互作用, 在介观或者宏观尺度下, 并不需要考虑每个DPD粒子内部的微观粒子间的相互作用. 假设每个DPD粒子具有相同的质量和热容, 粒子 i 的微分控制方程为

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i, \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{f}_i = \sum_{j \neq i} (\mathbf{f}_{ij}^C + \mathbf{f}_{ij}^D + \mathbf{f}_{ij}^R) + \mathbf{f}_i^{\text{extern}}, \quad (3)$$

$$C_v \frac{dT_i}{dt} = q_i = \sum_{j \neq i} (q_{ij}^{\text{visc}} + q_{ij}^{\text{cond}} + q_{ij}^{\text{rand}}) + q_i^{\text{extern}}, \quad (4)$$

式中, $\mathbf{r}_i$, $\mathbf{v}_i$, C_v , T_i 分别为粒子 i 的位置矢量、速度矢量、热容和温度; $\mathbf{f}_{ij}^C$ 为保守力, $\mathbf{f}_{ij}^D$ 为耗散力, $\mathbf{f}_{ij}^R$ 为随机力, 皆沿粒子 i 和粒子 j 的连心线方向, 其具体表达式^[18,21,23]如下:

$$\mathbf{f}_{ij}^C = a_{ij} w(r_{ij}) \mathbf{e}_{ij}, \quad (5)$$

$$\mathbf{f}_{ij}^D = -\gamma_{ij} w^2(r_{ij}) (\mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_{ij}) \mathbf{e}_{ij}, \quad (6)$$

$$\mathbf{f}_{ij}^R = \sigma_{ij} w(r_{ij}) \zeta_{ij} \Delta t^{-1/2} \mathbf{e}_{ij}, \quad (7)$$

式中, $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$, $r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}|$, $\mathbf{v}_{ij} = \mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j$, $\mathbf{e}_{ij} = \mathbf{r}_{ij}/r_{ij}$. 粒子间的相互作用力满足牛顿第三定律, 即 $\mathbf{f}_{ij}^C = -\mathbf{f}_{ji}^C$, $\mathbf{f}_{ij}^D = -\mathbf{f}_{ji}^D$, $\mathbf{f}_{ij}^R = -\mathbf{f}_{ji}^R$, 更确切地说, 耗散力代表黏性力, 而随机力代表随机涨落力.

$$\mathbf{f}_i^{\text{extern}} = \mathbf{f}_i^{\text{buo}} + \mathbf{f}_i^{\text{kel}} + \mathbf{f}_i^{\text{lor}}$$

为DPD粒子所受到的外场作用力, 包括浮升力 $\mathbf{f}_i^{\text{buo}}$, 开尔文力 $\mathbf{f}_i^{\text{kel}}$ 和洛伦兹力 $\mathbf{f}_i^{\text{lor}}$, q_i^{extern} 是由外场引起的热流; q_{ij}^{visc} , q_{ij}^{cond} 和 q_{ij}^{rand} 分别为黏性热流、碰撞热流和随机热流, 具体数值由下列各式^[18,21,23,24]决定:

$$q_{ij}^{\text{visc}} = \frac{1}{2} w^2(r_{ij}) [(\mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_{ij})^2 - \sigma_{ij}^2] - \sigma_{ij} w(r_{ij}) (\mathbf{e}_{ij} \cdot \mathbf{v}_{ij}) \zeta_{ij} \Delta t^{-1/2}, \quad (8)$$

$$q_{ij}^{\text{cond}} = \kappa_{ij} w^2(r_{ij}) \left(\frac{1}{T_i} - \frac{1}{T_j} \right), \quad (9)$$

$$q_{ij}^{\text{rand}} = \alpha_{ij} w(r_{ij}) \zeta_{ij}^e \Delta t^{-1/2}. \quad (10)$$

权函数 $w(r_{ij})$ 是粒子间距离 r_{ij} 的函数, 随 r_{ij} 的增加而减少, 当粒子间距离 r_{ij} 大于截断距离 r_c 时, 其值为0; 考虑到计算效率, 权函数通常采用如下简单形式:

$$w(r_{ij}) = \begin{cases} \left(1 - \frac{r_{ij}}{r_c}\right)^2 & r_{ij} < r_c, \\ 0 & r_{ij} \geq r_c. \end{cases} \quad (11)$$

ζ_{ij} 和 ζ_{ij}^e 都是均值为0、方差为1的随机数, ζ_{ij} 具

有对称性 $\zeta_{ij} = \zeta_{ji}$, 而 ζ_{ij}^e 具有反对称性 $\zeta_{ij}^e = -\zeta_{ji}^e$. 公式(5)中 a_{ij} 为保守力系数, 其值为粒子 i 与粒子 j 间最大的排斥力. 公式(6)和(7)中的变量 γ_{ij} 和 σ_{ij} 分别为粒子间的耗散力系数和随机力系数. 公式(9)和(10)中变量 κ_{ij} 和 α_{ij} 分别决定粒子间导热热流和随机热流的强度. 在eDPD模型中, κ_{ij} 的大小取决于粒子温度, 其表达式为

$$\kappa_{ij} = \frac{C_v^2 \kappa_0 (T_i + T_j)^2}{4k_B}, \quad (12)$$

式中, k_B 为玻尔兹曼常数, κ_0 为介观导热系数. γ_{ij} 和 α_{ij} 的大小由耗散涨落定理计算, 即

$$\gamma_{ij} = \frac{\sigma_{ij}^2 (T_i + T_j)}{4k_B T_i T_j}, \quad (13)$$

$$\alpha_{ij} = \sqrt{2k_B \kappa_{ij}}. \quad (14)$$

与分子动力学模拟相似, eDPD方法也采用速度修正(Velocity-Verlet)算法进行迭代. 当系统达到平衡后, 采用统计方法获得流场和温度场等相关物理量特性.

采用DPD方法模拟自然对流时, 通常是对DPD粒子格外地施加一个与DPD粒子温度有关的力, 用来等效替代浮升力, 这个力的形式为

$$\mathbf{f}_i^{\text{buo}} = g\beta(T_i - T_r) \mathbf{e}_g, \quad (15)$$

其中 $\mathbf{e}_g$ 为重力加速度方向, T_r 为参考温度, 一般取冷壁面温度. 这里的 $g\beta$ 并不是重力加速度与流体热膨胀系数的乘积, 只是用来体现温度差异对DPD粒子受力的影响, 其具体数值可以通过无量纲数瑞利数 Ra 或者格拉晓夫数 Gr 计算得到, 即

$$g\beta = \frac{Ra v D_T}{\Delta T L^3},$$

式中 v 和 D_T 分别为DPD流体对应的运动黏度和热扩散系数, ΔT 为最大温差, L 为特征长度, 这些物理量都采用DPD单位制. 通过施加等效的浮升力来实现自然对流的模拟已经取得了很大的成功^[18~23].

采用宏观方法研究生物磁流体时, 单位体积生物磁流体受到的开尔文力和洛伦兹力分别为

$$\mathbf{f}^{\text{kel}} = \frac{\mu_0}{\rho} M \nabla H, \quad (16)$$

$$\mathbf{f}^{\text{lor}} = \frac{\sigma_e}{\rho} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (17)$$

这里的 μ_0 为真空中的磁导率, σ_e 和 ρ 分别为真实流体的电导率和密度, $\mathbf{v}$ 为流体的宏观速度, $\mathbf{H}$ 和 $\mathbf{B}$ 分别为

磁场强度和磁感应强度, $\mathbf{M}$ 为流体的磁化强度, $H=|\mathbf{H}|$, $M=|\mathbf{M}|$. 根据文献[2], $\mathbf{M}=K'(T_c-T)\mathbf{H}$, 由于外磁场比较强, 在计算洛伦兹力时, 忽略感应磁场, 即 $\mathbf{B}=\mu_0\mathbf{H}$. 由外磁场引起的热流为

$$q^m = -\frac{\mu_0}{\rho C_V} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial T} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{H} + \frac{\sigma_e}{\rho C_V} (\mathbf{v} \times \mathbf{B})^2, \quad (18)$$

采用DPD方法模拟热磁对流时, 假设DPD粒子在外磁场下的磁松弛时间远远小于其运动的特征时间, 也就说DPD粒子能够及时响应外磁场的变化, 并且假设磁化强度 $\mathbf{M}_i$ 与DPD粒子的温度 T_i 及所处位置的外磁场强度 $\mathbf{H}(r_i)$ 有关, 且满足关系 $\mathbf{M}_i=K'(T_c-T_i)\mathbf{H}_i$, K' 为常数, T_c 为居里温度. 和模拟自然对流类似, DPD粒子在外磁场下所受到的开尔文力和洛伦兹力用以下形式替代:

$$\mathbf{f}_i^{\text{kel}} = \frac{\mu_0}{\rho} \mathbf{M}_i \nabla H_i = \frac{\mu_0 K'}{\rho} (T_c - T_i) \mathbf{H}_i \nabla H_i, \quad (19)$$

$$\mathbf{f}_i^{\text{lor}} = \frac{\sigma_e}{\rho} (\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}_i) \times \mathbf{B}_i, \quad (20)$$

式中 $\mathbf{H}_i$ 和 $\mathbf{B}_i$ 分别为DPD粒子所处位置的磁场强度和磁感应强度, $H_i=|\mathbf{H}_i|$, $\mathbf{v}_i$ 为DPD粒子的速度. 用

$$q_i^{\text{extern}} = \mu_0 K' T_i \mathbf{H}_i (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{H}_i + \sigma_e (\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}_i)^2$$

替代外磁场引起的热流. 实际模拟时, 利用实际流体和DPD流体所对应的无量纲数相同就可以将DPD单位制下的物理量 $\mu_0 K' \chi^2 / 4\pi^2 \rho$ 和 $\sigma_e \mu_0^2 \chi^2 / 4\pi^2 \rho$ 的具体数值计算出来. 为描述区域内的传热特征, 定义无量纲数局部努塞尔数

$$Nu_{\text{local}} = \frac{L}{\Delta T} \frac{\partial T}{\partial n} \bigg|_{n=n_{\text{wall}}}, \quad (21)$$

式中 L 为特征长度, 在本文中, $L=r_{\text{in}}-r_{\text{out}}$.

3 边界处理

固液边界的处理参考文献[23,26], 其中DPD粒子和壁面粒子之间的保守力系数根据文献[27]按公式

$$a_e = \frac{0.1521(nk_B T + \alpha a n^2)^2}{a_w (0.0303n_w^2 + 0.5617n_w - 0.8536)^2}, \quad (22)$$

式中, n_w 为壁面粒子的分布密度, $k_B T$ 在耗散粒子动力学中的能量单位, 通常取 $k_B T=1$.

4 参数确定

DPD方法是一种介观方法, 其对应的宏观输运

系数至今不能依据精确的公式进行计算. Marsh, Backx和Ernst^[28]证明了在没有保守力且耗散力系数 γ 比较大的情况下, DPD系统所对应的宏观流体的运动黏度

$$\nu = \frac{dmk_B T}{2n\gamma \int w^D d\mathbf{R}} + \frac{\gamma n \int R^2 w^D d\mathbf{R}}{2d(d+2)},$$

式中, d 指的是空间的维度, m 是DPD粒子质量, n 是DPD系统的粒子数密度, w^D 为耗散力权函数. 根据该公式只能得到在耗散力系数比较大时的一些近似解, 实际DPD流体的黏度与据此公式计算得到的剪切黏度有偏差. 本文通过模拟泊肃叶流动来测得DPD流体黏度. 泊肃叶(Poiseuille)流动是在管槽内由外加压引起的流动, 图2为等温泊肃叶流动模型示意图. 流动稳定后速度分布呈抛物线状, 即

$$v_x = \frac{nf_p}{2\mu} y(D-y),$$

式中 μ 为流体的动力黏度, D 为管槽的几何尺寸, f_p 是施加的外力, 用来等效替代压力梯度, 选取不同的耗散力系数可以得到不同抛物线状的速度分布. 由速度分布可以得到速度的最大值 v_{max} , 利用公式 $\nu = f_p D^2 / (8v_{\text{max}})$ 就可以得到流体的运动黏度, 图3是通过模拟得到的流体运动黏度随耗散力系数的变化曲线.

从图3可以看出, 在耗散力系数较小时, 模拟得到的结果与Marsh等人得到的分析解差异较大, 随着耗散力系数增加, 差异逐渐缩小, 而后继续增大; 此外, 在耗散力系数较大时, 运动黏度随耗散力系数呈明显的线性关系.

对于DPD系统的热扩散系数, Ripoll^[8]利用动理论方法得到了一个计算流体热扩散系数的近似公式, 在无量纲热容比较大的时候即 $\tilde{C}_V \geq 100$, 热扩散率为

图2 泊肃叶流动示意图

Figure 2 The diagram of Poiseuille flow

图3 (网络版彩色)运动黏度 ν 随耗散力系数 γ 变化曲线

Figure 3 (Color online) Kinematic viscosity ν as a function of the friction coefficient γ in dimensionless units

$$D_T = \frac{n\tilde{C}_v\kappa_0}{2d} \int R^2 w^{\text{cond}} d\mathbf{R},$$

其中 w^{cond} 为导热热流的权函数. 为了得到DPD系统的热扩散系数, 本文提出通过模拟一维导热问题来计算热扩散系数. 图4是导热模型示意图, 无限长平板厚度为 δ , 两壁面维持均匀而恒定的温度 T_w , 单位体积热源为 $\dot{Q}$. 假设平板材质均匀, 导热系数为常数.

这个问题的分析解为 $T(x) = T_w + \dot{Q}x(\delta - x)/\lambda$, 最大温度 $T_{\max} = T_w + 0.25\dot{Q}\delta^2/\lambda$. 通过模拟得到最大温度之后, 就可以利用公式 $\lambda = 0.25\dot{Q}\delta^2/(T_{\max} - T_w)$ 得到导热系数. 采用耗散粒子动力学进行模拟时, 额

图4 含内热源的导热模型示意图

Figure 4 The physical model of a 2D heat conduction within internal heat generation

外地对每个DPD粒子人为地施加热流 q , 用来替代热源, 即 $\dot{Q} = nq$; 因 y 方向无限长, 故采用周期性边界条件. 通过选取不同的介观导热系数 κ_0 , 就能得到不同的温度分布. 在得到温度分布之后利用曲线拟合就能得到温度的最大值, 然后利用公式

$$D_T = \frac{q\delta^2}{4\tilde{C}_v(T_{\max} - T_w)},$$

就可以得到热扩散系数.

通过模拟得到不同介观导热系数所对应的宏观热扩散系数, 如图5所示, 其中参数 $k = \tilde{C}_v\kappa_0$, 实线是由Ripoll提出的公式计算得到的结果, 方形空心点是通过模拟得到的结果. 从图5可以看出, 宏观热扩散系数 D_T 与 k 值呈线性关系, 与Ripoll研究的结果相符; 本文模拟的结果和Ripoll得到的分析解数值上很接近, 尤其是在 k 值较小的时候, 随着 k 值的增大, 两者偏差增大.

5 数值验证

图6(a)和(b)给出了采用eDPD和FVM(有限体积法)模拟得到的自然对流的等温线图和流线图, $Ra = 10^4$, $Pr = 6.8$. 从图6可以看出, eDPD和FVM模拟的结果总体上吻合很好, 两者的最大误差不超过3%, 说明eDPD方法具有较高的计算精度.

6 结果与讨论

图7给出了不同磁数:

图5 (网络版彩色)热扩散系数 D_T 随 k 值的变化曲线

Figure 5 (Color online) Thermal diffusion coefficient D_T as a function of the parameter k in dimensionless units

图6 (网络版彩色)eDPD(实线)和FVM(点划线)模拟得到的自然对流的温度分布(a)和流场分布(b)($Ra=10^4$, $Pr=6.8$)

Figure 6 (Color online) Isotherm (a) and streamline (b) for natural convection with $Ra=10^4$ and $Pr=6.8$ (black solid line: eDPD, dash dot line: FVM)

图7 (网络版彩色)不同磁数 Mn 下热磁对流的温度场分布和流场分布($Ra=10^4$, $Pr=6.8$, $a=0$)

Figure 7 (Color online) Isotherms and streamlines of thermomagnetic convection for different magnetic number Mn with $Ra=10^4$, $Pr=6.8$ and $a=0$

$$Mn = \frac{\mu_0 K' \chi^2 \Delta T L^2}{4\pi^2 \rho b^2 \nu D_T}$$

下热磁对流的温度分布和流场分布, $Pr=6.8$, $Ra=10^4$, $a=0$.

从图7可以看出, 热磁对流呈现出与自然对流不同的现象. 随着外磁场的出现, 区域左右两侧由自然

对流形成的主涡流(primary vortex)分裂成两个较小的旋涡, 在热壁面附近出现三个热羽流(thermal plume): 区域上部中间位置一个, 两侧各一个.

随着磁数 Mn 的增加, 中间热羽流的形状发生变化, 影响的范围扩大, 而两侧的热羽流则分别向两侧移动. 从流线上来看, 磁数的增加使得中间两个较小的旋涡逐渐变大, 而两侧靠近下壁面的两个旋涡逐渐变小, 旋涡中心的位置逐渐向下移动. 图8给出了不同磁数 Mn 下热源表面局部努塞尔数的变化曲线. 从图8可以看出, 对于 $10^\circ \leq \varphi \leq 60^\circ$ 和 $120^\circ \leq \varphi \leq 170^\circ$, 局部努塞尔数 Nu_{local} 随着磁数 Mn 的增加而下降, 而对于中间角度 $70^\circ \leq \varphi \leq 110^\circ$, 局部努塞尔数 Nu_{local} 随着磁数 Mn 的增加而增加.

图9给出了不同哈特曼数

$$Ha = \frac{\mu_0 \chi L}{2\pi |b|} \sqrt{\frac{\sigma_e}{\nu \rho}}$$

对温度场和流场的影响, 计算参数为 $Pr=6.8$, $Ra=10^4$, $Mn=100$, $a=0$. 哈特曼数代表洛伦兹力与黏性力的相对大小. 从图9可以看出, 哈特曼数 Ha 对流场中旋涡的位置影响不太明显, 但对温度分布有影响, 主要影响热羽流以及半环形下部区域. 由于洛伦兹力相对于黏性力较小(哈特曼数 Ha 值较小), 哈特曼数的影响只是细微的, 但是在中间的热羽流变化比较明显.

图10给出了不同哈特曼数 Ha 下热源表面局部努塞尔数 Nu_{local} 的分布曲线. 从图10可以看出, 局部努

图8 (网络版彩色)不同磁数 Mn 下热源表面的局部努塞尔数变化曲线($Pr=6.8$, $Ra=10^4$, $a=0$)

Figure 8 (Color online) The local Nusselt number as a function of the angle parameter φ for different magnetic number Mn with $Ra=10^4$, $Pr=6.8$ and $a=0$

图9 (网络版彩色)不同 Ha 下热磁对流的温度分布和流场分布($Pr=6.8$, $Ra=10^4$, $Mn=100$, $a=0$)

Figure 9 (Color online) Isotherms and streamlines of thermomagnetic convection for different Hartmann number Ha with $Ra=10^4$, $Mn=100$, $Pr=6.8$ and $a=0$

塞尔数 Nu_{local} 在左右两侧靠近下壁面的位置及三个热羽流的位置附近变化明显,中间热羽流的变化最明显,该位置附近($70^\circ \leq \varphi \leq 110^\circ$)的局部努塞尔数随着哈特曼数的增加而减少。

7 结论

本文将耗散粒子动力学方法应用于生物磁流体的对流传热问题,模拟了半环形腔内的自然对流、热磁对流及两者混合对流。分析了磁数 Mn 和哈特曼数

图10 (网络版彩色)不同 Ha 下热源表面的局部努塞尔数变化曲线($Pr=6.8$, $Ra=10^4$, $Mn=100$, $a=0$)

Figure 10 (Color online) The local Nusselt number as a function of the angle parameter φ for different Hartmann number Ha with $Ra=10^4$, $Mn=100$, $Pr=6.8$ and $a=0$

Ha 对模拟区域内温度分布和流场分布的影响。结果表明,热磁对流不同于自然对流,会生成三个热羽流并且流场中存在四个旋涡。磁数 Mn 的增加会使上部区域的两个旋涡的影响范围扩大,而下部区域的两个旋涡则向下壁面移动。中间热羽流位置附近的局部努塞尔数随着磁数 Mn 的增加而增加,两侧热羽流位置附近的局部努塞尔数则随着磁数 Mn 的增加而减少。哈特曼数 Ha 对流场结构的影响不太明显,但会引起温度场的变化,三个热羽流附近的局部努塞尔数随着哈特曼数的增加而减少。本文的研究结果表明,eDPD方法能够求解复杂区域内的复杂流体的流动与传热问题,灵活性较强、精度较高,是一种前景广阔的数值模型。

参考文献

- Haik Y, Chen J C, Pai V M. Development of biomagnetic fluid dynamics. Inter Symp Trans Proper Thermal Fluids Eng, 1996, 25: 121–126
- Tzirtzilakis E E. A mathematical model for blood flow in magnetic field. Phys Fluids, 2005, 15: 077103
- Türka Ö, Bozkaya C, Tezer-Sezgin M. A FEM approach to biomagnetic fluid flow in multiple stenosed channels. Comput Fluids, 2014, 97: 40–51
- Türka Ö, Tezer-Sezgin M, Bozkaya C. Finite element study of biomagnetic fluid flow in a symmetrically stenosed channel. J Comput Appl Math, 2014, 259: 760–770
- Tzirakis K, Papaharilaou Y, Giordano D, et al. Numerical investigation of biomagnetic fluids in circular ducts. Int J Numer Method Biomed Eng, 2014, 30: 297–317
- Bhargavaa R, Bég O A, Sharmaa S, et al. Finite element study of nonlinear two-dimensional deoxygenated biomagnetic micropolar flow. Commun Nonlinear Sci Numer Simul, 2010, 15: 1210–1223
- Tzirtzilakis E E, Loukopoulos V C. Biofluid flow in a channel under the action of a uniform localized magnetic field. Comput Mech, 2005, 36: 360–374

- 8 Tzirtzilakis E E, Xenos M A. Biomagnetic fluid flow in a driven cavity. *Meccanica*, 2013, 48: 187–200
- 9 Sheikholeslami M, Ganji D D. Ferrohydrodynamic and magnetohydrodynamic effects on ferrofluid flow and convective heat transfer. *Energy*, 2014, 75: 400–410
- 10 Hoogerbrugge P, Koelman J. Simulating microscopic hydrodynamic phenomena with dissipative particle dynamics. *Europhys Lett*, 1992, 19:155–160
- 11 Español P. Dissipative particle dynamics with energy conservation. *Europhys Lett*, 1997, 40: 631–636
- 12 Avalos J B, Mackie A. Dissipative particle dynamics with energy conservation. *Europhys Lett*, 1997, 40: 141–146
- 13 Ripoll M, Español P, Ernst M H. Dissipative particle dynamics with energy conservation: Heat conduction. *Int J Mod Phys C*, 1998, 9: 1329–1338
- 14 Qiao R, He P. Simulation of heat conduction in nanocomposite using energy-conserving dissipative particle dynamics. *Mol Simul*, 2007, 33: 677–683
- 15 Abu-Nada E. Heat transfer simulation using energy conservative dissipative particle dynamics. *Mol Simul*, 2010, 36: 382–390
- 16 Abu-Nada E. Modeling of various heat transfer problems using dissipative particle dynamics. *Numer Heat Transfer Part A Appl*, 2010, 58: 660–679
- 17 Mackie A D, Avalos J B, Navas V. Dissipative particle dynamics with energy conservation: Modelling of heat flow. *Phys Chem Chem Phys*, 1999, 1: 2039–2049
- 18 Abu-Nada E. Natural convection heat transfer simulation using energy conservative dissipative particle dynamics. *Phys Rev E*, 2010, 81: 056704
- 19 Abu-Nada E. Energy conservative dissipative particle dynamics simulation of natural convection in liquids. *J Heat Transfer*, 2011, 133: 112502
- 20 Abu-Nada E. Application of dissipative particle dynamics to natural convection in differentially heated enclosures. *Mol Simul*, 2011, 37: 135–152
- 21 Abu-Nada E. Mixed convection simulation using dissipative particle dynamics. *Numer Heat Transfer Part A*, 2015, 67: 808–825
- 22 Cao Z H, Luo K, Yi H L, et al. Energy conservative dissipative particle dynamics simulation of natural convection in eccentric annulus. *Int J Heat Mass Transfer*, 2013, 65: 409–422
- 23 Cao Z H, Luo K, Yi H L, et al. Energy conservative dissipative particle dynamics simulation of mixed convection in eccentric annulus. *Int J Heat Mass Transfer*, 2014, 74: 60–76
- 24 Yamada T, Kumar A, Asako Y, et al. Forced convection heat transfer simulation using dissipative particle dynamics. *Numer Heat Transfer Part A Appl*, 2011, 60: 651–665
- 25 Yamada T, Asako Y, Gregory O J, et al. Simulation of thermal conductivity of nanofluids using dissipative particle dynamics. *Numer Heat Transfer Part A Appl*, 2012, 61: 323–337
- 26 Duong-Hong D, Phan-Thien N, Fan X. An implementation of no-slip boundary conditions in DPD. *Comput Mech*, 2004, 35: 24–29
- 27 Pivkin I V, Karniadakis G E. A new method to impose no-slip boundary conditions in dissipative particle dynamics. *J Comput Phys*, 2005, 207: 114–128
- 28 Marsh C A, Backx G, Ernst M H. Static and dynamic properties of dissipative particle dynamics. *Phys Rev E*, 1997, 56 : 1676–1691

Summary for “生物磁流体传热的耗散粒子动力学模拟”

Dissipative particle dynamics simulation of biomagnetic fluid flow and heat transfer

LUO XiaoPing, LI TianFu, YI HongLiang* & TAN HePing

School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China

* Corresponding author, E-mail: yihongliang@hit.edu.cn

Dissipative particle dynamics is a Lagrangian particle-based mesoscopic technique with higher computation efficiency than microscopic numerical methods, originally conceived as a hybrid of lattice gas automata (LGA), Brownian dynamics (BD) and molecular dynamics (MD). As an improved version of this method, the energy-conservative dissipative particle dynamics (eDPD or DPD+E) allows for temperature-variation in fluid system and has great potential to solve hydrodynamics problem involving heat transfer in complex fluids such as biomagnetic fluid, ferrofluid, electrorheological fluid and so on. Considering the both effects of ferrohydrodynamic and magnetohydrodynamic, the hydrodynamics behavior of biomagnetic fluid is rather complicated and has received considerable attention from various researchers. In this work, the fluid flow and heat transfer in a semi-annulus filled with biomagnetic fluid in presence of an external magnetic field is investigated systematically by the eDPD method for different conditions. The flow is steady, two-dimensional, laminar and incompressible. To begin with, a simple and practicable strategy is proposed to matchup the mesoscopic parameters in eDPD model with the transport coefficients of real fluid because the eDPD formulation has no direct relation to transport coefficients. In detail, the viscosity and thermal diffusivity for the eDPD fluid are calculated by numerically simulating the isothermal Poiseuille flow and two-dimensional heat conduct with uniform heat generation, respectively. To study the magnetostatic interactions regardless of the induced magnetic field, a model concerned with the magnetic field is introduced. The Kelvin force and Lorentz force on DPD particles are computed in the same way as the buoyance force; the heat source induced by the external magnetic is replaced by imposing an external heat flux on the DPD particles. Then the eDPD model is first validated against the finite volume method (FVM) results for the natural convection at a given Rayleigh number and Prandtl number to access the accuracy of the eDPD simulations and it is found that the eDPD model predict the temperature and flow fields throughout the convection domains properly. Finally the effects of Magnetic number and Hartmann number, which arise from ferrohydrodynamics and magnetohydrodynamics respectively, have been examined and presented via temperature isotherms and streamlines. The obtained results simply reveal that the thermomagnetic convection is very different from buoyance-driven natural convection. Three thermal plume and four vortexes appears over the hot wall and heat transfer drop a lot near the middle zone as Magnetic number increases. It can be also found that the local Nusselt number near the hot wall significantly decrease as Hartmann number increases.

dissipative particle dynamics, biomagnetic fluid, thermomagnetic convection, natural convection

doi: 10.1360/N972016-00040