

材料研究

方腔内 $\text{Al}_2\text{O}_3-\text{H}_2\text{O}$ 纳米流体热毛细对流的格子 Boltzmann 模拟

卢巧颖

(南京理工大学 能源与动力工程学院, 江苏 南京 210094)

摘要:采用格子 Boltzmann 方法研究纳米颗粒形状影响下方腔内纳米流体热毛细对流的强化传热效果, 主要分析了纳米粒子体积分数、颗粒形状以及 Marangoni 数 Ma 等相关参数对于纳米流体热毛细对流换热过程的影响。结果表明: 长径比(长/半径)对纳米流体换热效果有影响, 形状因子越大, 平均 Nu 数 Nu_{ave} 越大。随着体积分数的增加, 棒状、盘状和正方体状纳米颗粒均使热毛细对流的 Nu_{ave} 数减少, 球状纳米颗粒条件下热毛细对流的 Nu_{ave} 数增加。 Ma 数越大, 纳米流体热毛细对流的自由表面速度越大, 对流换热效果也随之增强。

关键词: 纳米流体; 热毛细对流; 格子 Boltzmann 方法; 颗粒形状

中图分类号:TK124 文献标识码:A

Lattice Boltzmann Simulation of Thermal Marangoni Convection of $\text{Al}_2\text{O}_3-\text{H}_2\text{O}$ Nanofluids in Square Cavity

LU Qiaoying

(School of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: The heat transfer effect of nanofluid in thermal marangoni convection was studied by using lattice Boltzmann method. The effects of nanoparticle volume fraction, particle shape and marangoni number (Ma) were analyzed. As a result, the heat transfer effect of nanofluids was affected by the ratio of length to radius. The larger the shape factor, the larger the average Nu number. As the volume fraction increased, cylinder, platelet, and brick nanoparticles all could reduce the average Nu number of thermal marangoni convection and spherical nanoparticles could increase the average Nu number. Besides, the larger Ma was, the larger the free surface velocity of the thermal marangoni convection of nanofluids was, and the convection heat transfer effect could also be enhanced.

Keywords: nanofluid; thermal marangoni convection; lattice Boltzmann method; particle shape

随着科技的发展和节能减排可持续发展理念的推广, 核工程、航空航天、微电子、车辆工程和太阳能集热器等领域在热管理方面面临着更高的热生成和可用散热面积有限两方面的挑战, 对传热工质的换热能力提出了更高的要求。传统换热工质如水等受限于其导热系数, 换热强度难以得到提高, 纳米流体作为具有更高导热系数

的新型工质备受期待。在对流形式方面, 当流域中同时存在温度梯度和自由表面时, 会出现热毛细对流, 特别是在微重力及小尺寸条件下, 由于重力作用近似可以忽略, 热毛细对流将是主要的自然对流形式。研究热毛细对流条件下纳米流体的换热效果, 对扩展纳米流体的应用范围具有重要意义。

收稿日期:2020-07-13

作者简介:卢巧颖,女,1994年生,硕士研究生,研究方向为强化传热。E-mail:tarial@163.com

纳米流体于 1995 年由 Choi 等提出, 是一种由纳米颗粒和基液混合而成的相对稳定的悬浮液。纳米颗粒的加入使悬浮液的导热系数得到了提高, 因而纳米流体因其具有良好的传热性能而作为新型换热工质被各领域的研究者广泛关注。纳米流体的导热系数受体积分数、颗粒形状等多种因素影响, 国内外众多研究者对此进行了研究。Hwang 等^[1]研究了 $\text{Al}_2\text{O}_3-\text{H}_2\text{O}$ 纳米流体在完全发展的层流状态和恒定热流条件下的圆管流动。实验结果表明, 纳米流体导热系数及对流换热系数的增加与纳米粒子形状的变化有关。Jeong 等^[2]对不同体积分数下添加纳米粒子的纳米流体的粘度和热导率进行了实验测量, 实验结果表明, 随着体积浓度的增加, 颗粒的形状对粘度和热导率的增强有显著的影响。此外, 近矩形纳米粒子的粘度提高幅度高于球形纳米粒子的。与纯水相比, 球形和近矩形纳米粒子的热导率分别在颗粒体积分数为 5% 时提高了 12% 和 18%。Timofeeva 等^[3]研究了纳米颗粒形状对纳米流体物理性质的影响, 发现不同颗粒形状对纳米流体粘度和导热系数有明显影响。蔡洋等^[4-5]对螺旋管和方形弯管内纳米流体层流过程中的传热性能进行了数值模拟, 结果表明, 纳米颗粒形状对纳米流体的传热性能有重要影响, 非球形纳米颗粒影响下的纳米流体传热强度大于球形颗粒影响下的纳米流体传热强度, 且压降大于球形颗粒的压降。以上研究者的结果表明, 纳米颗粒形状对纳米流体粘度和导热系数的影响不可忽视, 粘度的增加会损害纳米流体的传热增强效果。

由表面张力梯度驱动的毛细对流广泛存在于工业生产和自然环境中, 由温差导致表面张力梯度产生变化而形成的热毛细对流是常见的毛细对流种类之一。Aminfar 等^[6]采用两相混合模型和有限体积法模拟了浮区中的 Al_2O_3 -硅油纳米流体的热毛细对流。研究结果表明, 在没有重力的情况下纳米粒子体积分数的增加会导致硅油基纳米流体 Ma 数、传热系数和 Nu 数的降低。Lin 等^[7]对指数温度与辐射效应驱动的 $\text{Cu}-\text{H}_2\text{O}$ 纳米流体的 Marangoni 边界层流动和传热进行了研究, 固体体积分数和纳米粒子形状对热导率有显著影响, 在所研究的 5 种形状 Cu 纳米颗粒中, 球形 Cu 纳米粒子比其他形状纳米粒子对传热有

更好的增强作用。Hayat 等^[8]讨论了碳纳米管在粘性流体 Marangoni 对流边界层流动中的影响。结果表明, 碳纳米管体积分数增加, Nu 数随之增加。Mahanthesh 等^[9-10]研究了在太阳辐射存在下, 平坦表面上尘埃纳米流体的 Marangoni 热对流边界层流动。结果表明, 尘埃纳米流体在 Marangoni 热对流边界层流动中对传热有增强作用。此外, 还研究了 $\text{Cu}-\text{H}_2\text{O}$ 纳米流体在无限圆盘 Marangoni 对流中的热输运特性, 发现对于较强的 Marangoni 对流和纳米粒子体积分数, 传热速率增强; 纳米粒子的形状对流场有显著的影响。Kolsi 等^[11]对 $\text{Al}_2\text{O}_3-\text{H}_2\text{O}$ 纳米流体的浮力-热毛细对流进行了研究, 模拟的 Ma 数范围为 $10^{-3} \sim 10^3$, 纳米颗粒体积分数为 0% ~ 2%, 瑞利数固定为 10^5 。研究发现, 当 $Ma > 0$ 时, 浮力对流叠加加热毛细对流会导致流动加剧; 当 $Ma < 0$ 时, 浮力对流与热毛细对流相互抑制。对于研究范围内的所有 Ma 数, Ma 数的增加还会导致 Nu 数增加。

综上所述, 纳米流体比基液具有更好的导热性能, 同时纳米流体的物理性质对热毛细对流的换热效果产生影响。在数值方法上, 格子 Boltzmann 方法具有演化过程清晰、实现程序简单和并行性好等优点, 在微尺度传热、自然对流、多孔介质、多相流等领域得到了成功的应用^[12-16]。此外, Al_2O_3 纳米颗粒因制备成本低廉、化学性质稳定而在涉及强化传热的工业生产和学术研究中被大量应用。因此, 此次实验采用格子 Boltzmann 方法模拟方腔内纳米流体的热毛细对流, 考虑不同形状纳米颗粒的长径比和体积分数等因素, 分析添加 Al_2O_3 纳米颗粒对纳米流体热毛细对流中换热效果的影响, 为纳米流体应用于热毛细对流工况提供理论支持。

1 纳米流体热毛细对流的物理及数学模型

1.1 物理模型

方腔内纳米流体热毛细对流的物理模型如图 1 所示。方腔长度高度均为 L , 左壁面为高温壁面, 壁面温度为 T_h ; 右壁面为低温壁面, 壁面温度为 T_c 。方腔内部充满了 $\text{Al}_2\text{O}_3-\text{H}_2\text{O}$ 纳米流

体。假设自由表面不发生形变,方腔底部为绝热壁面所涉及的物理参数如表所示。

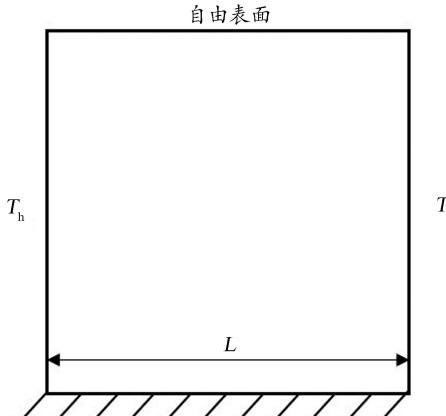


图1 方腔内纳米流体热毛细对流的物理模型

Fig. 1 Physical model of thermal marangoni convection of nanofluid in square cavity

为简化方腔中的流动及换热行为做出如下假设:

- (1) 纳米流体为层流流动的不可压缩牛顿流体。
- (2) 纳米流体的热物理性质除密度外均为常数,密度变化遵循 Boussinesq 假设。
- (3) 纳米颗粒形状和尺寸均匀,与基液具有相同的流动速度,不考虑纳米颗粒的沉积和团聚现象,基液与颗粒均处于热平衡状态。
- (4) 粘性耗散足够小,可以忽略不计。
- (5) 自由表面张力 $\sigma = \sigma_0 [1 - \gamma(\theta - \theta_0)]$, 表面张力温度系数 $\gamma = -\left.\frac{\partial \theta}{\partial x}\right|_{\theta_0}$, θ 为有量纲时的温度。

根据以上假设,设系统的特征长度为 L , 特征速度为 v_{nf}/L , 特征温度为 $T_h - T_c$, 特征压力为

$$\rho_{nf} v_{nf}^2 / L^2, \text{ 有 } X = \frac{x}{L}, Y = \frac{y}{L}, U = \frac{u}{\mu_{nf}} \frac{\rho_{nf}}{\rho_{nf} L}, V = \frac{v}{\mu_{nf} L}$$

$$\frac{p}{\mu_{nf}^2} \frac{\rho_{nf}}{\rho_{nf} L^2}, T = \frac{\theta - \theta_c}{\theta_h - \theta_c}, \text{ 将控制方程组无量纲化。} x \text{ 和 } y$$

分别为 x 方向和 y 方向的有量纲长度, u 和 v 分别为 x 方向和 y 方向的有量纲速度, p 为有量纲压力。

连续性方程:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (1)$$

动量方程:

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \quad (2)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \quad (3)$$

能量方程:

$$U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{1}{Pr_{nf}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} \right) \quad (4)$$

边界条件可表示为:

(1) $X=0, 0 \leq Y \leq 1$ 时, 有 $T=1, U=V=0$;

(2) $X=1, 0 \leq Y \leq 1$ 时, 有 $T=0, U=V=0$;

(3) 自由表面处:

$$\frac{\partial U}{\partial Y} = -\frac{Ma_{nf}}{Pr_{nf}} \frac{\partial T}{\partial X}, V=0 \quad (5)$$

下标 f 表示基液, 下标 s 表示纳米颗粒, 下标 nf 表示纳米流体。 ϕ 为纳米流体中纳米颗粒的体积分数, 纳米流体的有效密度 ρ_{nf} 的计算公式为^[17]:

$$\rho_{nf} = (1-\phi)\rho_f + \phi\rho_s \quad (6)$$

α_{nf} 为纳米流体热扩散系数, 计算公式为^[17]:

$$\alpha_{nf} = \frac{k_{nf}}{(\rho C_p)_{nf}} \quad (7)$$

纳米流体的比热容 C_{pnf} 通过式(8)计算^[17]:

$$(\rho C_p)_{nf} = (1-\phi)(\rho C_p)_f + \phi(\rho C_p)_s \quad (8)$$

Hamilton 等^[18]基于 Maxwell 固液导热系数模型提出了考虑纳米颗粒球形度影响的纳米流体导热系数计算式:

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + (n-1)k_f - (n-1)(k_f - k_s)\phi}{k_s + (n-1)k_f + (k_f - k_s)\phi} \quad (9)$$

式中, n 为颗粒形状因子, $n = 3/\psi$, ψ 表示球形度, 是与颗粒相同体积的球体的表面积和颗粒的表面积之比。

添加球形纳米颗粒时, 纳米流体的粘度可以表达为^[18]:

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\phi)^{2.5}} \quad (10)$$

在低浓度下, 添加了非球形纳米颗粒的纳米流体的黏度可以表达为^[3]:

$$\mu_{nf} = \mu_f (1 + A_1 \phi + A_2 \phi^2) \quad (11)$$

其中, A_1 和 A_2 的取值如表 1 所示:

表 1 不同颗粒形状下 A_1 和 A_2 的取值^[3,19]Table 1 A_1 and A_2 in different shapes

参数	棒状颗粒	盘状颗粒	正方体 状颗粒
A_1	13.5	14.6	1.9
A_2	904.4	123.3	471.4

水和 Al_2O_3 纳米颗粒的物性参数如表 2 所示:

表 2 水和 Al_2O_3 的物理性质^[20]Table 2 Physical properties of water and Al_2O_3

物质	$\rho / (\text{kg}/\text{m}^3)$	$C_p / (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$k / (\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$\mu / \times 10^{-4}$	$\alpha / \times 10^7$
水	997.1	4 179	0.613	8.95	1.47
Al_2O_3	3 970.0	765	40.000	—	—

纳米流体普朗特数 Pr_{nf} 可以表示为:

$$Pr_{\text{nf}} = \frac{\mu_{\text{nf}} C_{\text{p},\text{nf}} k_f}{\mu_f C_{\text{p},f} k_{\text{nf}}} Pr_f \quad (12)$$

Marangoni 数定义为:

$$Ma = \gamma \frac{\Delta TL}{\mu \alpha} \quad (13)$$

由实验数据^[21]可以得出,添加 Al_2O_3 纳米颗粒后,表面张力随温度的变化率与纯水基本一致,纳米流体 Ma_{nf} 可表示为:

离散速度为:

$$c_i = ce_i = \begin{cases} (0,0) & (i=0) \\ \left(\cos\left[\frac{(i-1)\pi}{2}\right], \sin\left[\frac{(i-1)\pi}{2}\right] \right) c & (i=1,2,3,4) \\ \sqrt{2} \left(\cos\left[\frac{(i-5)\pi}{2} + \frac{\pi}{4}\right], \sin\left[\frac{(i-5)\pi}{2} + \frac{\pi}{4}\right] \right) c & (i=5,6,7,8) \end{cases} \quad (20)$$

式中, $c = \Delta x / \Delta t$ 为格子速度, Δx 和 Δt 分别是格子间距和时间步长, 无量纲的松弛时间为 $v = c_s^2 (2\tau - 1) \Delta t$ 计算得出, v 为运动粘度; 权系数分别为 $w_0 = 4/9$, $w_{1,3,5,7} = 1/9$, $w_{2,4,6,8} = 1/36$, $c_s = c/\sqrt{3}$ 。

LBGK 模型的演化过程数值上可分为两个过程:

(1) 碰撞过程

$$f'_i(x, t) = f_i(x, t) - \frac{1}{\tau} (f_i - f_i^{\text{eq}}) \quad (21)$$

$$Ma_{\text{nf}} = \frac{\mu_f \alpha_f}{\mu_{\text{nf}} \alpha_{\text{nf}}} Ma_f \quad (14)$$

为了比较流体的流动换热特性, 定义平均 Nu 数 Nu_{ave} 如下:

$$Nu_{\bar{L}} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{k_{\text{nf}} \partial T}{k_f \partial X} \Big|_{X=0} dY \quad (15)$$

$$Nu_{\bar{R}} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{k_{\text{nf}} \partial T}{k_f \partial X} \Big|_{X=1} dY \quad (16)$$

系统平均 Nu 数为:

$$Nu_{\text{ave}} = \frac{1}{2} (Nu_{\bar{L}} + Nu_{\bar{R}}) \quad (17)$$

1.2 格子 Boltzmann 模型

格子 Boltzmann 方程模型描述的是具有离散速度的流体粒子分布函数在固定格子上的碰撞与流动两种运动过程。采用 D2Q9 模型来计算速度场和温度场^[22-24], 边界点计算采用非平衡态外推格式^[25-26]。演化方程为:

$$f_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(x, t) + \frac{1}{\tau} [f_i^{\text{eq}} - f_i] \quad (18)$$

其中 $f_i = f(x, c_i, t)$ 是在位置 x 处和时刻 t 时以离散速度 c_i 运动的粒子的密度分布函数, 其对应的离散平衡态为

$$f_i^{\text{eq}} = w_i \rho \left[1 + \frac{c_i \cdot u}{c_s^2} + \frac{(c_i \cdot u)^2}{2c_s^4} - \frac{u \cdot u}{2c_s^2} \right] \quad (19)$$

($i=0$)

($i=1,2,3,4$)

(20)

(2) 流动过程

$$f_i(x + c_i \delta_t, t + \delta_t) = f'_i(x, t) \quad (22)$$

在得到粒子分布函数后, 流体的密度和速度计算公式为:

$$\rho = \sum_{i=0}^8 f_i \quad (23)$$

$$\rho u = \sum_{i=0}^8 c_i f_i \quad (24)$$

温度的演化方程为:

$$T_i(x + c_i \Delta t, t + \Delta t) = T_i(x, t) [1 - \zeta_T] + \zeta_T T_i^{eq}(x, t) \quad (25)$$

ζ_T 是与热扩散系数有关的松弛频率, 温度的平衡分布函数均忽略离散速度高次项的影响。

$$\alpha = \Delta x^2 \frac{\left(\frac{1}{\zeta_T} - 0.5\right)}{3\Delta t} \quad (26)$$

温度通过式(27)计算:

$$T = \sum_{i=0}^{i=8} T_i \quad (27)$$

2 结果与讨论

2.1 网格无关性验证

采用文献[27]中的数值模拟结果对程序进行验证。 $Pr = 3$ 、 $Ma = 3000$ 时, 平均 Nu 数为2.79; $Pr = 3$ 、 $Ma = 16500$ 时, 平均 Nu 数为5.08。考虑 150×150 、 200×200 、 250×250 和 300×300 共4种数量的网格在 $Pr = 3$ 、 $Ma = 3000$ 和 $Pr = 3$ 、 $Ma = 16500$ 这2种情况下, 对微重力条件下的方腔内热毛细对流进行计算, 其中左壁为高温壁面, 右壁为低温壁面, 上表面为自由表面, 下壁面为绝热表面, 自由表面不考虑对外换热。验证算例的 Nu_{ave} 数计算结果及与文献结果的相对误差如表3所示。网格数为 200×200 时, Nu_{ave} 数与文献的相对误差较小且所需计算时间与资源较为合适, 满足计算所需精度, 故确定采用 200×200 的网格进行后续计算。

2.2 纳米颗粒形状对方腔内热毛细对流的影响

2.2.1 长径比的影响

棒状颗粒和盘状颗粒由于形状本身的特征, 在与球状颗粒体积相同的情况下, 不同长径比的颗粒具有不同的球形度, 对纳米流体导热系数产生影响。图2和图3分别是体积分数为4%、基液 Ma 数为10 000时, 不同长径比的棒状和盘状纳米颗粒影响下的方腔内纳米流体热毛细对流的温度场。由图2和图3可以看出, 在这一体积分数下, 棒状纳米颗粒和盘状纳米颗粒长径比对方腔内流体温度分布影响均较小。原因在于纳米颗粒体积分数为4%时, 纳米颗粒长径比增加带来的导热系数增加幅度有限, 而纳米流体粘度增加幅度远大于导热系数增加的幅度, 方腔内的流动变缓, 所以流域内温度分布结构只发生微小改变。

表3 验证算例的系统 Nu_{ave} 数与文献结果^[27]对比

Table 3 Comparison of Nu_{ave} of present study and reference^[27]

Ma 数	网格数	Nu_{ave} 计算结果	相对误差/%
3 000	150×150	2.71	2.77
	200×200	2.73	2.20
	250×250	2.74	1.77
	300×300	2.75	1.45
16 500	150×150	4.80	5.56
	200×200	4.84	4.62
	250×250	4.85	4.50
	300×300	4.86	4.25

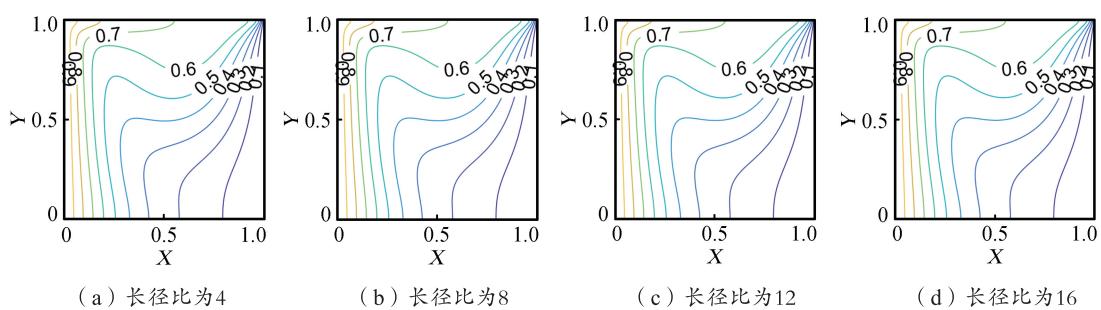


图2 不同长径比下, 添加了棒状纳米颗粒的热毛细对流的温度场

Fig. 2 Isotherm of nanofluid marangoni convection with cylinder particles with different ratios of length to radius

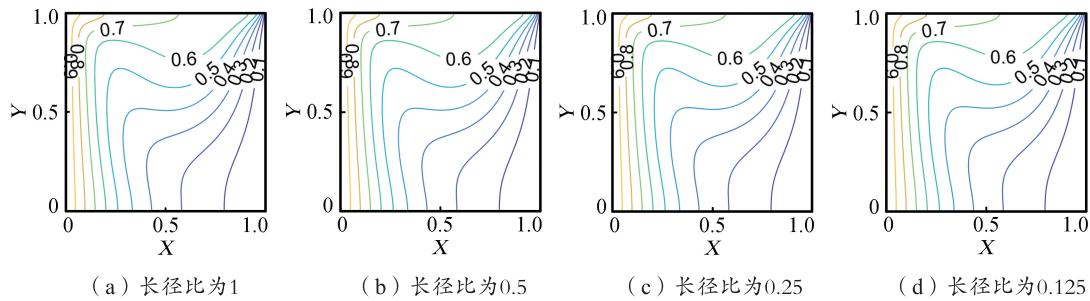


图 3 不同长径比下,添加了盘状纳米颗粒的热毛细对流的温度场

Fig. 3 Isotherm of nanofluid marangoni convection with platelet particles with different ratios of length to radius

基液 Ma_f 数为 10 000 时,不同长径比下,棒状和盘状纳米颗粒影响的纳米流体热毛细对流的系统 Nu_{ave} 数如表 4 所示。从表 4 中可以看出,对于棒状颗粒,长径比越大,系统的 Nu_{ave} 数越大,原因在于长径比的增加导致了颗粒表面积增加,球形度减小,从而使纳米流体导热系数的增加;对于盘状颗粒,长径比越小,系统的 Nu_{ave} 数

越大,原因在于长径比减小,颗粒的表面积增加,球形度减小,从而使纳米流体的导热系数变大。在不同体积分数下,棒状颗粒长径比增加与盘状颗粒长径比减小均使系统 Nu_{ave} 数增加。对于棒状和盘状纳米颗粒,颗粒形状越偏离球状,球形度越小,对纳米流体的导热系数增加幅度越大。

表 4 不同长径比下,棒状和盘状纳米颗粒影响的纳米流体热毛细对流的系统 Nu_{ave} 数Table 4 Nu_{ave} of nanofluid Marangoni convection with different ratios of length to radius

体积 分数	棒状				盘状			
	长径比 4	长径比 8	长径比 12	长径比 16	长径比 1	长径比 0.5	长径比 0.25	长径比 0.125
0.01	3.46	3.47	3.48	3.49	3.28	3.30	3.33	3.38
0.02	3.25	3.27	3.29	3.31	3.10	3.13	3.18	3.26
0.03	3.10	3.13	3.15	3.17	2.97	3.01	3.08	3.21
0.04	2.96	3.00	3.03	3.05	2.86	2.91	3.00	3.15

2.2.2 体积分数的影响

考虑 $Ma_f=10 000$ 时,不同体积分数对纳米流体热毛细对流温度场与传热效果的影响。图 4 为不同体积分数的长径比为 16 的棒状纳米颗粒影响下的纳米流体热毛细对流的温度场。图 5 为不同体积分数的长径比为 0.125 的盘状纳米颗粒影响下的纳米流体热毛细对流的温度场。图 6 和图 7 分别为不同体积分数下正方体状纳米颗粒和球状纳米颗粒影响的纳米流体热毛细对流的温度场。图 8 为根据式(9)、式(10)和式(11)得出的不同体积分数与形状对纳米流体导

热系数和粘度的影响曲线。结合图 4、图 5、图 6 和图 7 可以看出,对于棒状、盘状和正方体纳米颗粒条件下的热毛细对流,体积分数减小均使流域内的等温线逐渐向方腔中心凸出,而球状颗粒条件下,等温线随着体积分数变化而变化的幅度较小。这是由于添加棒状、盘状和正方体状颗粒对纳米流体的粘度影响较大,粘度增加对流体流动产生阻碍。体积分数越大,纳米流体粘度越大,其中棒状颗粒和盘状颗粒对流体粘度影响较为明显。

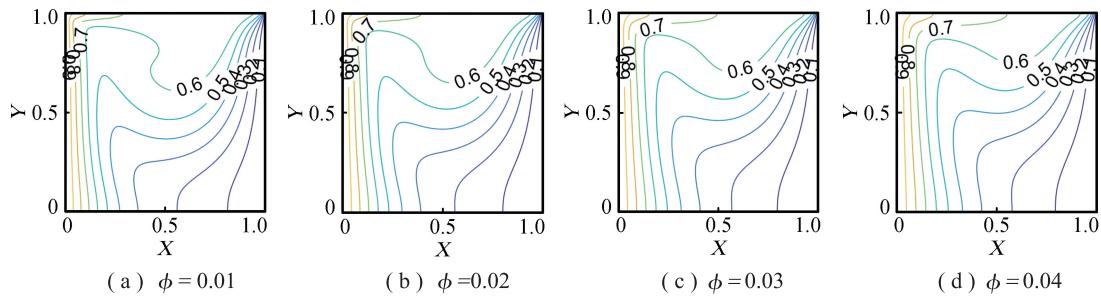


图4 不同体积分数下添加了棒状纳米颗粒的热毛细对流的温度场

Fig. 4 Isotherm of nanofluid with cylinders particle indifferent volume fraction

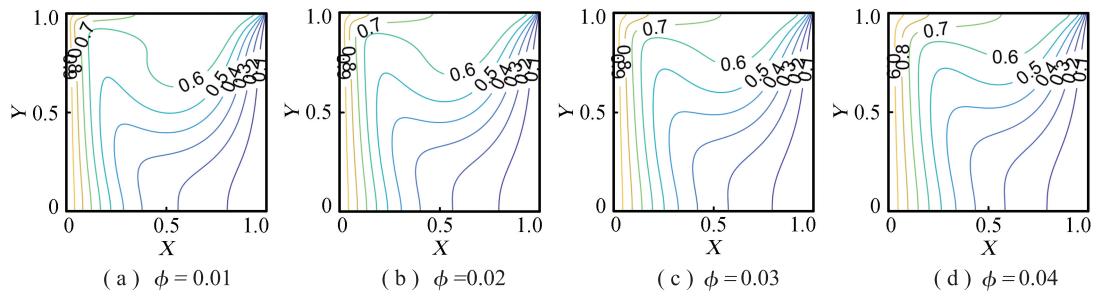


图5 不同体积分数下添加了盘状纳米颗粒的热毛细对流的温度场

Fig. 5 Isotherm of nanofluid with platelet particles with different volume fractions

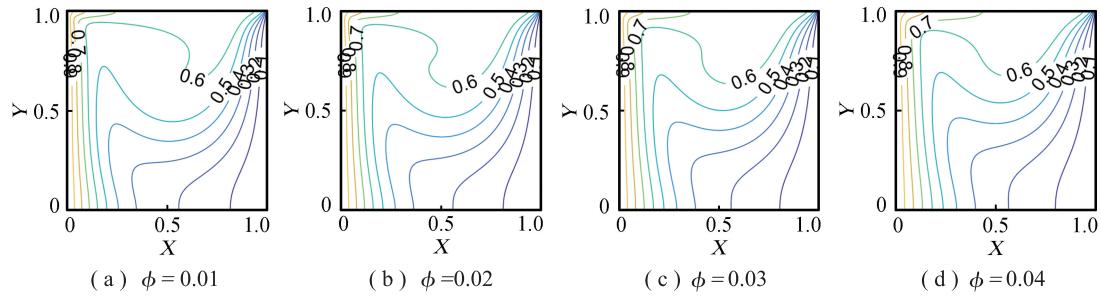


图6 不同体积分数下添加了正方体状纳米颗粒的热毛细对流的温度场

Fig. 6 Isotherm of nanofluid with brick particles with different volume fractions

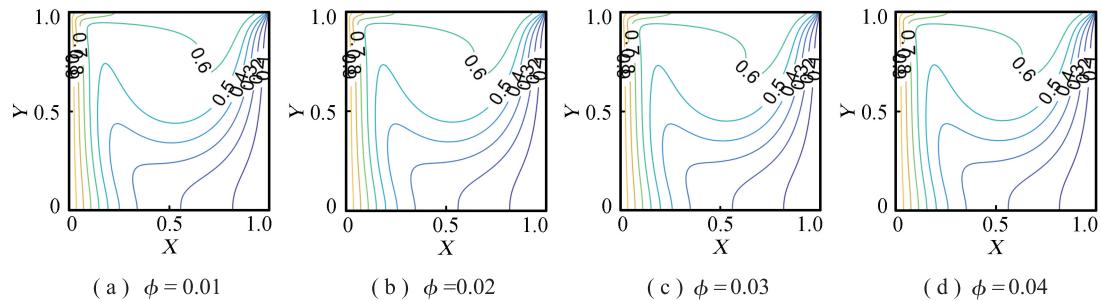


图7 不同体积分数下添加了球状纳米颗粒的热毛细对流的温度场

Fig. 7 Isotherm of nanofluid with sphere particles with different volume fractions

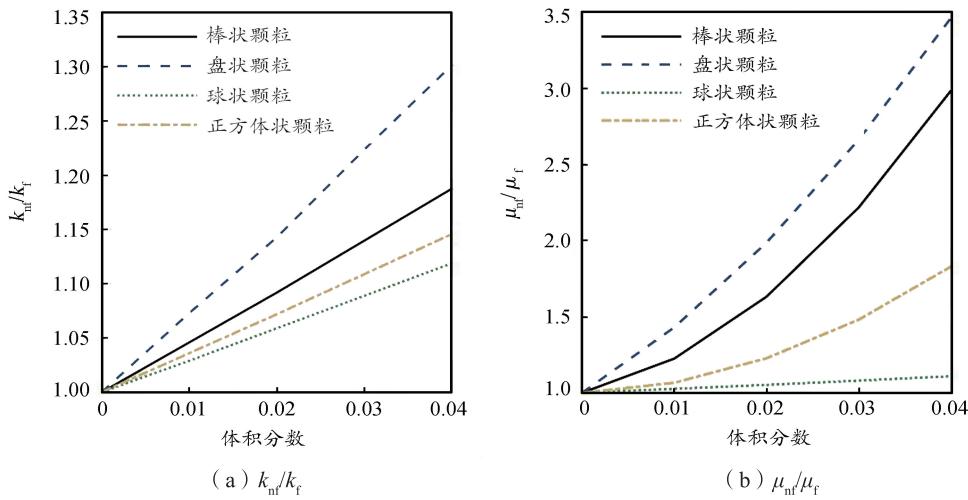


图 8 体积分数与形状对纳米流体导热系数和粘度的影响曲线

Fig. 8 Varieties of thermal conductivity and viscosity under different volume fraction and shapes

表 5 展示了 $Ma_f = 10000$ 时, 不同形状纳米颗粒在不同体积分数下对纳米流体热毛细对流系统 Nu_{ave} 数的影响。由表中可知, 棒状、盘状和正方体状纳米颗粒影响下的热毛细对流系统 Nu_{ave} 数分别随着体积分数的增加而减小, 球状颗粒条件下则为系统 Nu_{ave} 数随着体积分数的增加而增大。由导热系数和粘度随体积分数变化曲线可以看出, 在相同的体积分数下, 棒状、盘状和正方体状纳米颗粒对流体粘度的增加百分比都大于对流体导热系数的增加百分比, 这意味着颗粒体积分数的增加对热毛细对流流动的阻碍作用削弱了添加纳米颗粒导致的换热增强效果。球状颗粒条件下, 相同体积分数时, 流体导热系数的增加百分比都大于流体粘度的增加百分比, 所以增加球状颗粒的体积分数将有利于增强纳米流体热毛细对流的换热效果, 且球状纳米颗粒在体积分数为 0.01~0.04 范围内, 相同体积分数下系统 Nu_{ave} 数均大于另外 3 种颗粒的。

表 5 $Ma_f = 10000$ 时, 不同纳米颗粒体积分数影响下的系统 Nu_{ave} 数Table 5 $Ma_f = 10000, Nu_{ave}$ under the influence of volume fraction

体积分数	棒状	盘状	球状	正方体状
0.01	3.49	3.38	3.70	3.66
0.02	3.31	3.26	3.76	3.56
0.03	3.17	3.21	3.81	3.44
0.04	3.05	3.15	3.87	3.34

2.2.3 Ma_f 数的影响

不同 Ma_f 数下, 体积分数为 0.02 时添加球状颗粒的纳米流体热毛细对流的温度场如图 9 所示。由图 9(a) 中可以看出, 随着 Ma_f 数的增加, 自由表面从左至右的温度分布由 $Ma_f = 100$ 时的平稳下降逐渐变为在壁面附近快速变化而方腔中部温度较为一致的状态; 图 9(b) 中, 纳米流体热毛细对流自由表面的速度随 Ma_f 数增加而增加。 $Ma_f = 100$ 时, 方腔内流动缓慢, 流域中的换热过程由导热主导, 所以自由表面温度变化速度较小。随着 Ma_f 数增加, 自由表面受到的扰动增大, 自由表面流体速度随之增大, 流体从热壁面沿自由表面快速向冷壁面移动, 在冷壁面处发生碰撞并沿冷壁面向下流动, 使得流体速度出现快速升高和下降, 流体温度也随之在冷壁面附近出现快速下降。 Ma_f 数越大, 壁面附近自由表面温度和速度变化越剧烈。

表 6 为不同 Ma_f 数下, 不同颗粒形状影响下的系统 Nu_{ave} 数。在 $Ma_f = 100$ 时, 方腔内热毛细对流流动较为缓慢, 换热过程由导热过程主导, 相同体积分数下添加盘状纳米颗粒的纳米流体其导热系数增加幅度最大, 因而 Nu_{ave} 数最大。在 $Ma_f = 100 \sim 10000$ 范围内, 所有形状纳米颗粒影响下的系统 Nu_{ave} 数都随着 Ma_f 数增大而增加。相同体积分数下, 球状纳米颗粒的系统 Nu_{ave} 数最大, 对流换热效果最好。棒状颗粒和盘状颗粒对纳米流体导热系数的增加幅度大于球状和正方体颗粒, 于此同时, 对流体粘度的增加幅度远

大于球状及正方体状颗粒,极大影响了热毛细对流的流动强度,因此对流换热表现不及球状与正

方体状颗粒的。

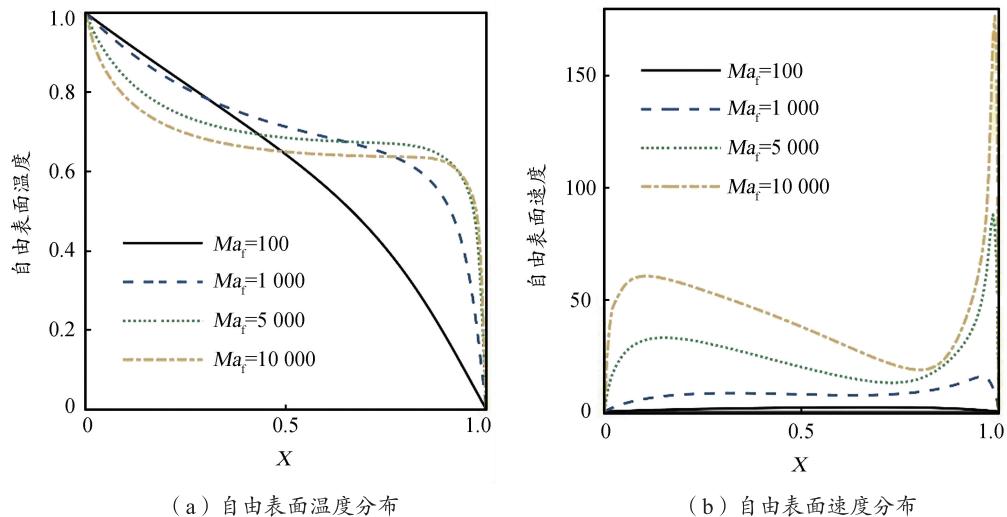


图9 不同 Ma_f 数下,体积分数为0.02时添加球状颗粒的纳米流体热毛细对流的自由表面温度分布与自由表面速度分布

Fig. 9 Free surface temperature distribution and velocity distribution of nanofluid with sphere particle ($\phi=0.02$) under different Ma_f

表6 不同 Ma_f 数下,不同颗粒形状影响下的系统 Nu_{ave} 数

Table 6 Nu_{ave} under influence of particles of different shapes and Ma_f

Ma_f 数	棒状	盘状	球状	正方体状
100	1.14	1.18	1.15	1.15
1 000	1.79	1.74	1.99	1.92
5 000	2.81	2.77	3.09	2.98
10 000	3.31	3.26	3.74	3.56

3 结论

(1) 棒状纳米颗粒和盘状纳米颗粒的长径比对纳米流体热毛细对流的换热效果产生影响,长径比变化使得颗粒的形状偏离球形越多,纳米流体导热系数增加越大,同一体积分数下纳米流体热毛细对流的 Nu_{ave} 数越大。

(2) 不同形状的纳米颗粒,其 Nu_{ave} 数随体积分数的变化规律有所不同,分别添加了棒状、盘状和正方体状纳米颗粒的纳米流体热毛细对流的 Nu_{ave} 数随体积分数的增加而减小,添加球状颗粒的纳米流体热毛细对流的 Nu_{ave} 数随体积分

数的增加而增大。

(3) Ma_f 数是影响纳米流体热毛细对流换热效果的关键参数, Ma_f 数越大,纳米流体热毛细对流的 Nu_{ave} 数越大。

参考文献:

- [1] HWANG K S, HA H J, LEE S H, et al. Flow and convective heat transfer characteristics of nanofluids with various shapes of alumina nanoparticles [C]. Florida: The Asme Second International Conference on Micro/nanoscale Heat & Mass Transfer, 2009.
- [2] JEONG J, LI C, KWON Y, et al. Particle shape effect on the viscosity and thermal conductivity of ZnO nanofluids [J]. International Journal of Refrigeration, 2013, 36(8): 2233–2241.
- [3] TIMOFEEVA E V, ROUTBORT J L, SINGH D. Particle shape effects on thermophysical properties of alumina nanofluids [J]. Journal of Applied Physics, 2009, 106(1): 14304.
- [4] 蔡洋, 刘方, 朱威全. 纳米颗粒形状对螺旋管强化传热的影响 [J]. 上海电力学院学报, 2018, 34(2): 127–134, 140.
- [5] 田海栋, 刘方, 张冬翔, 等. 弯管内纳米流体非线性特性模拟与分析 [J]. 上海电力学院学报, 2018, 34(2): 135–140.
- [6] AMINFAR H, MOHAMMADPOURFARD M, MOHS-ENI F. Numerical investigation of thermocapillary and

- buoyancy driven convection of nanofluids in a floating zone [J]. International Journal of Mechanical Sciences, 2012, 65(1): 147–156.
- [7] LIN Y, LI B, ZHENG L, et al. Particle shape and radiation effects on Marangoni boundary layer flow and heat transfer of copper–water nanofluid driven by an exponential temperature [J]. Powder Technology, 2016, 30(1): 379–386.
- [8] HAYAT T, KHAN M I, FAROOQ M, et al. Impact of Marangoni convection in the flow of carbon – water nanofluid with thermal radiation [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 10(6): 810–815.
- [9] MAHANTHESH B, GIREESHA B J, PRASANNAKUMARA B C, et al. Marangoni convection radiative flow of dusty nanoliquid with exponential space dependent heat source [J]. Nuclear Engineering and Technology, 2017, 49(8): 1660–1668.
- [10] MAHANTHESH B, GIREESHA B, PRASANNAKUMARA B, et al. Magneto–Thermo–Marangoni convective flow of Cu–H₂O nanoliquid past an infinite disk with particle shape and exponential space based heat source effects [J]. Results in physics, 2017, 7(2): 990–996.
- [11] KOLSI L, LAJNEF E, AICH W, et al. Numerical investigation of combined buoyancy – thermocapillary convection and entropy generation in 3D cavity filled with Al₂O₃ nanofluid [J]. Alexandria Engineering Journal, 2017, 56(1): 71–79.
- [12] GUO Z, ZHAO T. Lattice Boltzmann model for incompressible flows through porous media [J]. Physical Review E, 2002, 66(3): 36304.
- [13] SRINIVASAN S, MILLER R, MAROTTA E. Parallel computation of the Boltzmann transport equation for microscale heat transfer in multilayered thin films [J]. Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, 2004, 46(1): 31–58.
- [14] DIXIT H, BABU V. Simulation of high Rayleigh number natural convection in a square cavity using the lattice Boltzmann method [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2006, 49(3–4): 727–739.
- [15] 谢驰宇, 张建影, 王沫然. 多相非牛顿流体驱替过程的格子 Boltzmann 模拟 [J]. 计算物理, 2016, 33(2): 147–155.
- [16] 王婷婷, 高强, 陈建, 等. 多孔介质方腔内混合对流格子 Boltzmann 模拟 [J]. 计算物理, 2017, 34(1): 39–46.
- [17] KHANAFER K, VAFAI K, LIGHTSTONE M. Buoyancy–driven heat transfer enhancement in a two-dimensional enclosure utilizing nanofluids [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003, 46(19): 3639–3653.
- [18] HAMILTON R L, CROSSER O K. Thermal conductivity of heterogeneous two–component systems [J]. Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals, 1962, 1(3): 187–191.
- [19] ELLAHI R, ZEESHAN A, HASSAN M. Particle shape effects on Marangoni convection boundary layer flow of a nanofluid [J]. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 2016, 26(7): 2160–2174.
- [20] 刘光启, 马连湘, 刘杰. 化学化工物性数据手册 [M]. 北京: 化学工业出版社, 2002.
- [21] ZHU D S, WU S Y, WANG N. Surface tension and viscosity of aluminum oxide nanofluids [J]. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 2010.
- [22] CHEN S, DOOLEN G D. Lattice boltzmann method for fluid flows [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1998, 30(1): 329–364.
- [23] QIAN Y H, D'HUMIEURES D, LALLEMAND P. Lattice BGK models for navier–stokes equation [J]. Europhysics Letters, 1992, 17(6): 479.
- [24] SHI B, GUO Z. Thermal lattice BGK simulation of turbulent natural convection due to internal heat generation [J]. International Journal of Modern Physics B, 2003, 17(1–2): 173–177.
- [25] GUO Z, ZHENG C, SHI B. An extrapolation method for boundary conditions in lattice boltzmann method [J]. Physics of Fluids, 2002, 14(6): 2007–2010.
- [26] GAO Z L, ZHAO C G, SUN B C. Non-equilibrium extrapolation method for velocity and pressure boundary conditions in the lattice Boltzmann method [J]. Chinese Physics, 2002, 11(4): 366.
- [27] CARPENTER B M, HOMSY G M. High Marangoni number convection in a square cavity: Part II [J]. Physics of Fluids, 1998, 2(12): 3467–3476.