

文章编号: 1000-582X(2012)10-144-08

多孔介质方腔内空气热磁对流的数值模拟

姜昌伟¹, 李贺松², 陈冬林¹, 石尔¹, 朱先锋¹, 李茂²

(1. 长沙理工大学 能源与动力工程学院, 湖南 长沙 410004;

2. 中南大学 能源科学与工程学院, 湖南 长沙 410083)

摘 要: 数值分析了微重力环境下圆形载流线圈绕 X 轴倾斜时多孔介质方腔内空气热磁对流。方腔左侧垂直壁面等温加热、右侧垂直壁面等温冷却, 其它壁面绝热。控制方程基本变量采用控制容积法离散, 求解采用 SIMPLE 算法。计算过程中 Ra 数变化范围为 $10^4 \sim 10^5$, 线圈倾斜角 x_{euler} 的变化范围为 $0^\circ \sim 90^\circ$, 磁场力数 γ 变化范围为 $0 \sim 200$, Da 数变化范围为 $5 \times 10^{-4} \sim 5 \times 10^{-3}$ 。计算结果表明随着 γ 数、 Ra 数和 Da 数的增加, 多孔介质方腔内对流变得越来越强。线圈倾斜角 x_{euler} 从 0° 到 90° 变化时, 对流结果关于 $x_{\text{euler}} = 45^\circ$ 呈现对称关系。

关键词: 热磁对流; 数值模拟; 微重力; 倾斜载流线圈; 多孔介质

中图分类号: TK124

文献标志码: A

Numerical Simulation of Thermomagnetic Convection of Air in a Porous Cubic Enclosure

JIANG Changwei¹, LI Hesong², CHEN Donglin¹, SHI Er¹, ZHU Xianfeng¹, LI Mao²

(1. School of Energy and Power Engineering, Changsha University of Science and Technology, Changsha 410004, Hunan, China;

2. School of Energy Science and Engineering, Central South University, Changsha 410083, Hunan, China)

Abstract: This paper numerically investigates thermomagnetic convection of air in a porous cubic enclosure with a electric coil inclined around the X axis under microgravity environment. The porous cubic enclosure is heated isothermally from left-hand side vertical wall and cooled isothermally from opposing wall while the other four walls are thermally insulated. The governing equations in primitive variables are discretized by the finite-volume method and solved by the SIMPLE algorithm. Computations were performed for a range of the Rayleigh number from 10^4 to 10^5 , the inclination angle of coil x_{euler} from 0° to 90° , magnetic force parameter γ from 0 to 200 and Danumber from 5×10^{-4} to 5×10^{-3} . The results show that the overall heat transfer is enhanced gradually with the increase of γ number, Ra number and Da number. The resulted convection is symmetrical in terms of the angle at $x_{\text{euler}} = 45^\circ$ when the range of inclination angle is from 0° to 90° .

Key words: thermomagnetic convection, numerical simulation, microgravity, inclined electric coil, porous media

收稿日期: 2012-04-15

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(51004115); 能源高效清洁利用湖南省高校重点实验室开放基金资助项目(2011NGQ007)

作者简介: 姜昌伟(1973-), 男, 长沙理工大学副教授, 博士, 主要从事传热传质理论及工程应用研究, (E-mail)cw.jiang@163.com。

强化或削弱腔体内自然对流改善热质传递性能在工程中有着广泛的应用,如航空航天设备的冷却、太阳能接收、电子元器件的冷却等。强化或削弱对流有多种方法,如扩散表面、施加电场和磁场等^[1-3]。然而在空间微重力环境条件下,重力引起的自然对流十分微弱,因此通过传统的自然对流来强化航空航天设备和器件的散热,不能取得预期的效果。近年来,随着能产生高达 10 T 的磁感应强度的超导磁体快速发展,这使微重力环境下封闭腔体内以空气为代表的顺磁性流体自然对流传热的强化与削弱成为了可能^[4-6]。

首先报道磁浮升力对顺磁性流体对流影响的是 Braithwaite 等^[7],他们应用磁场强化或弱化底部加热顶部冷却浅层硝酸钷溶液内的 Rayleigh-benard 对流,指出磁浮升力对顺磁性流体对流的影响取决于磁场力与温度梯度的相对方向。Wakayama 等对各种有趣的磁力现象进行了卓有成效的研究,如磁场对热磁对流的影响等^[8]。Kakarantzas 和 Pirmohammadi^[9-10]研究了均匀磁场作用下不同热边界条件的热磁对流过程。Tagawa 等^[11]应用 Boussinesq 近似的类似方法推导出热磁对流的模型方程,并对磁场作用下腔内顺磁性、逆磁性及导电流体在不同热边界条件下的传热现象进行了数值模拟和实验研究。Ozoe 等^[12]对垂直梯度磁场作用下圆柱体内顺磁性和逆磁性流体在不同热边界条件下的传热现象进行了数值模拟和实验研究,发现由梯度磁场产生的磁场力可用来控制顺磁性和逆磁性流体的传热速率。杨立军等利用钕-铁-硼永磁体构建了梯度磁场,对梯度磁场作用下的二维封闭腔体内空气或氧气热磁对流进行了数值模拟和实验研究^[13-16],指出通过梯度磁场的作用,可以实现空气或氧气自然对流的强化与控制。任建勋等以实验与数值模拟 2 种手段研究了磁场作用下水平通道内的热磁对流过程^[17-19],获得了通道内不同温度场、磁场以及不同相对位置下的通道空气流量,并讨论了磁极形状对空气流量及其变化的影响。Tomasz 等^[20-21]对由圆形载流线圈产生的磁场作用下腔内顺磁性流体的自然对流进行了数值模拟和实验研究,并分析了载流线圈的倾斜角、载流线圈的位置、 Ra 数、载流大小对顺磁性流体传热性能的影响。此外,陈朝波等^[22-24]采用数值模拟方法研究了微重力下磁场对腔体内自然对流与 Marangoni 对流的影响。

上述研究都是关于磁场力对自然对流的影响,

而目前对磁场力作用下多孔介质自然对流的研究很少。王秋旺等^[25-27]数值模拟了强磁场作用下充满顺磁性或逆性流体的多孔介质方腔内自然对流,研究了达西数 Da 数、 Ra 数和磁场力数 γ 数对多孔介质方腔内自然对流换热的影响,数值研究结果表明磁场力对充满顺磁性或逆性流体的多孔介质方腔内流场和传热有重要影响。强磁场对多孔介质对流换热的影响可应用于强化传热,并且在工程领域将得到更为广泛的应用,因此研究强磁场对多孔介质自然对流的影响具有重要的工程应用价值。

文中对微重力环境下圆形载流线圈绕 X 轴倾斜时一个侧面加热,另一个侧面冷却、其它壁面绝热的多孔介质方腔内空气热磁对流进行了数值模拟,探讨了圆形载流线圈绕 X 轴的倾角 x_{euler} 、 Ra 数、 γ 数、 Da 数对多孔介质方腔内空气热磁对流换热性能的影响。

1 物理模型

物理模型和坐标系如图 1 所示,物理模型包括水平放置的多孔介质方腔和 1 个产生磁场的圆形载流线圈。充满空气的多孔介质方腔左侧垂直壁面等温加热右侧垂直壁面等温冷却,其它壁面绝热。载流线圈绕多孔介质方腔放置,其圆心与多孔介质方腔中心位于同一位置且可绕 X 轴倾斜。研究中,方腔边长 L 为 0.030 m,线圈半径 r 为 0.05 m。

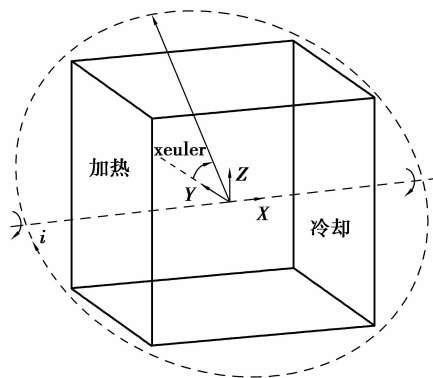


图 1 物理模型与坐标系

2 数学模型

2.1 控制方程

模型作如下假设:流体为不可压缩牛顿流体,稳态且无相变,忽略焦耳热、磁场诱导热及热耗散。根据文献^[7],磁场力可描述为如下形式:

$$\mathbf{f}_m = \frac{\chi_m}{2\mu_m} \nabla \mathbf{b}^2 = \frac{\rho\chi}{2\mu_m} \nabla \mathbf{b}^2, \quad (1)$$

其中, \mathbf{f}_m 为磁场力; χ_m 为体积磁化率; μ_m 为磁导率, H/m; \mathbf{b} 为磁感应强度, T; ρ 为空气密度, kg/m³; χ 为质量磁化率, m³/kg。

因此包含磁场力的矢量形式动量方程可表示为^[5]

$$\rho \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{U} - \frac{\mu}{\kappa} \mathbf{U} + \frac{\rho\chi}{2\mu_m} \nabla \mathbf{b}^2 + \rho \mathbf{g}, \quad (2)$$

其中: \mathbf{U} 为矢量速度; p 为压力, Pa; μ 为空气运动粘度, kg/(m · s); \mathbf{g} 为重力加速度, m/s²; κ 为渗透率, m²。

由于在等温参考温度状态下没有对流发生, 因此式(2)可以写成如下形式:

$$0 = -\nabla p_0 + \frac{\rho_0 \chi_0}{2\mu_m} \nabla \mathbf{b}^2 + \rho_0 \mathbf{g}, \quad (3)$$

式中: p_0 为参考温度下压力, Pa; ρ_0 为参考温度下的空气密度, kg/m³; χ_0 为参考温度下的质量磁化率, m³/kg; 把式(3)减去式(2), 可得:

$$\rho \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} = -\nabla p' + \mu \nabla^2 \mathbf{U} - \frac{\mu}{\kappa} \mathbf{U} + \frac{(\rho\chi - \rho_0 \chi_0)}{2\mu_m} \nabla \mathbf{b}^2 + (\rho - \rho_0) \mathbf{g}, \quad (4)$$

其中: $p = p_0 + p'$, p' 为名义压力, Pa。由于 ρ 与 χ 为温度的函数, 因此根据泰勒级数展开法, $\rho\chi$ 和 ρ 可分别表示为

$$\rho\chi = (\rho\chi)_0 + \left(\frac{\partial(\rho\chi)}{\partial T} \right)_0 (T - T_0) + \dots, \quad (5)$$

$$\rho = \rho_0 + \left(\frac{\partial\rho}{\partial T} \right)_0 (T - T_0) + \dots. \quad (6)$$

对于顺磁性流体空气, 质量磁化率与绝对温度成反比, 根据居里定律:

$$\chi = \frac{m}{T}, \quad (7)$$

其中: m 为常数; T 为温度, K; $T_0 = \frac{T_h + T_c}{2}$, K; 下标 0、h、c 分别为参考值、高温与低温。因此, 式(5)可表示为下列形式:

$$\begin{aligned} \rho\chi - (\rho\chi)_0 &= \left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\chi - \rho \frac{\chi}{T} \right)_0 (T - T_0) + \dots = \\ & \left(-\rho\beta\chi - \rho \frac{\chi}{T} \right)_0 (T - T_0) + \dots = \\ & -\rho_0 \chi_0 \beta \left(1 + \frac{1}{T_0 \beta} \right) (T - T_0) + \dots, \end{aligned} \quad (8)$$

略去式(8)的高阶小量代入式(4), 得到式(9)

$$\mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} = -\frac{\nabla p'}{\rho_0} + \frac{\mu}{\rho_0} \nabla^2 \mathbf{U} - \frac{\mu}{\kappa} \mathbf{U} -$$

$$\frac{\chi_0 \beta}{2\mu_m} \left(1 + \frac{1}{T_0 \beta} \right) (T - T_0) \nabla \mathbf{b}^2 - \beta (T - T_0) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -g \end{pmatrix}, \quad (9)$$

其中, β 为空气体积膨胀系数, K⁻¹。

为描述方便, 各物性参量下标和压力上标均省略不写, 因此可以写出连续性方程、动量方程与能量方程:

连续性方程:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (10)$$

动量方程:

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \\ & \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - \frac{\nu}{\kappa} u \\ & - \left(1 + \frac{1}{T_0 \beta} \right) \frac{\chi_0 \beta (T - T_0)}{2\mu_m} \frac{\partial \mathbf{b}^2}{\partial x}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \\ & - \frac{\nu}{\kappa} v - \left(1 + \frac{1}{T_0 \beta} \right) \frac{\chi_0 \beta (T - T_0)}{2\mu_m} \frac{\partial \mathbf{b}^2}{\partial y}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} +$$

$$\begin{aligned} & \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) - \frac{\nu}{\kappa} w \\ & - \left(1 + \frac{1}{T_0 \beta} \right) \frac{\chi_0 \beta (T - T_0)}{2\mu_m} \frac{\partial (\mathbf{b}^2)}{\partial z} + g\beta (T - T_0), \end{aligned} \quad (13)$$

能量方程:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (14)$$

其中: x, y, z 为 Cartesian 坐标系; u, v, w 为 x, y, z 方向速度分量, m/s; α 为空气热扩散率, m/s; ν 为空气动力粘度, m²/s。

把控制方程(10)~(14)无量纲化, 得到无因次形式控制方程如下:

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0, \quad (15)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial X} +$$

$$\begin{aligned} Pr \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) - \frac{Pr}{Da} U - \gamma Ra Pr \theta \frac{C}{2} \frac{\partial \mathbf{B}^2}{\partial X}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + Pr \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) - \frac{Pr}{Da} V - \gamma Ra Pr \theta \frac{C}{2} \frac{\partial \mathbf{B}^2}{\partial Y}, \quad (17)$$

$$U \frac{\partial W}{\partial X} + V \frac{\partial W}{\partial Y} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\partial P}{\partial Z} + Pr \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) - \frac{Pr}{Da} W - \gamma Ra Pr \theta \frac{C}{2} \frac{\partial \mathbf{B}^2}{\partial Z} + Ra Pr \theta, \quad (18)$$

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2}. \quad (19)$$

上述无因次方程中的无因次变量及其参考值定义如下:

$$X = \frac{x}{L}, Y = \frac{y}{L}, Z = \frac{z}{L}, U = \frac{uL}{\alpha},$$

$$V = \frac{vL}{\alpha}, W = \frac{wL}{\alpha}, \theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c},$$

$$P = \frac{\rho L^2}{\alpha^2}, Pr = \frac{\nu}{\alpha},$$

$$Ra = \frac{g\beta(T_h - T_c)L^3}{\alpha\nu}, \mathbf{B} = \frac{\mathbf{b}}{b_0}, b_0 = \frac{\mu_m i}{L},$$

$$C = 1 + \frac{1}{T_0\beta}, \gamma = \frac{\chi_0 b_0^2}{\mu_m \rho g L}, Da = \frac{\kappa}{L^2}.$$

其中: X, Y, Z 为无因次坐标系; U, V, W 为 X, Y, Z 方向无因次速度分量; P 为无因次压力; θ 为无因次温度; T_h 为高温壁面温度, K; T_c 为低温壁面温度, K; Pr 为 Prandtl 数; b_0 为参考磁感应强度, T; i 为线圈电流, A; L 为方腔边长, m; Ra 为 Rayleigh 数; γ 为磁场力数; \mathbf{B} 为无量纲磁感应强度; Da 为 Darcy 数。

磁感应强度由毕欧-萨伐定律求解:

$$\mathbf{B} = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\mathbf{R} \times d\mathbf{s}}{R^3}, \quad (20)$$

其中: \mathbf{R} 为无因次位置矢量; $d\mathbf{s}$ 为无因次线圈切向矢量。

2.2 边界条件

该数学模型的边界条件如下:

方腔壁面 $U=V=W=0$

左侧垂直壁面 ($X=-0.5$), $\theta=0.5$

右侧垂直壁面 ($X=0.5$), $\theta=-0.5$

顶部和底部壁面 ($Z=-0.5, 0.5$), $\partial\theta/\partial Z=0$

侧部垂直壁面 ($Y=-0.5, 0.5$), $\partial\theta/\partial Y=0$

2.3 结果描述

总传热性能采用高温壁面平均 Nusselt 数进行描述:

$$Nu_m = -\int_{-0.5}^{0.5} \int_{-0.5}^{0.5} \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{X=-0.5} dY dZ. \quad (21)$$

2.4 数值求解

上述控制方程与对流传输方程的求解首先采用基于交错网格系统的控制容积法 (finite volume method, FVM) 进行离散, 离散过程中对流项与扩散项分别采用延迟修正的 3 阶 QUICK 差分格式与 2 阶中心差分格式。每个离散方程都应用逐线迭代的方式求解, 在每条迭代线上应用三对角矩阵算法 (TDMA) 与逐次松弛迭代 (SOR) 结合的方法进行计算。耦合控制方程的离散方程组采用 SIMPLE 算法求解。迭代计算收敛准则是对于所求的速度和温度变量, 要求前后两步迭代计算结果之差小于 5×10^{-5} 数量级。

在计算之前必须进行数学模型和代码的可靠性及准确性的考核。在 $Ra=10^4$ 时, 考核了 3 种网格形式, 即 $30 \times 30 \times 30, 40 \times 40 \times 40, 50 \times 50 \times 50$, 后 3 种网格计算所得的 Nu_m 数相对偏差小于 3%, 因此, 综合考虑计算精度和收敛速度, 采用 $40 \times 40 \times 40$ 网格。

为了验证数学模型的可靠性和数值模拟结果的准确性, 文中按照文献[14]中的物理模型并应用文中数学模型 (Da 取 10^7) 进行数值模拟, 对比结果如表 1 和图 2 所示, 可以看出文中数值模拟结果与文献的结果吻合良好, 验证了数值模拟结果的可靠性与准确性。

表 1 文中计算结果与文献[14]结果比较

ΔT	Nu_m		
	文献[14]结果	文中计算结果	相对误差/%
1	1.003	1.003	0
10	1.214	1.244	2.47
50	2.120	2.166	2.17

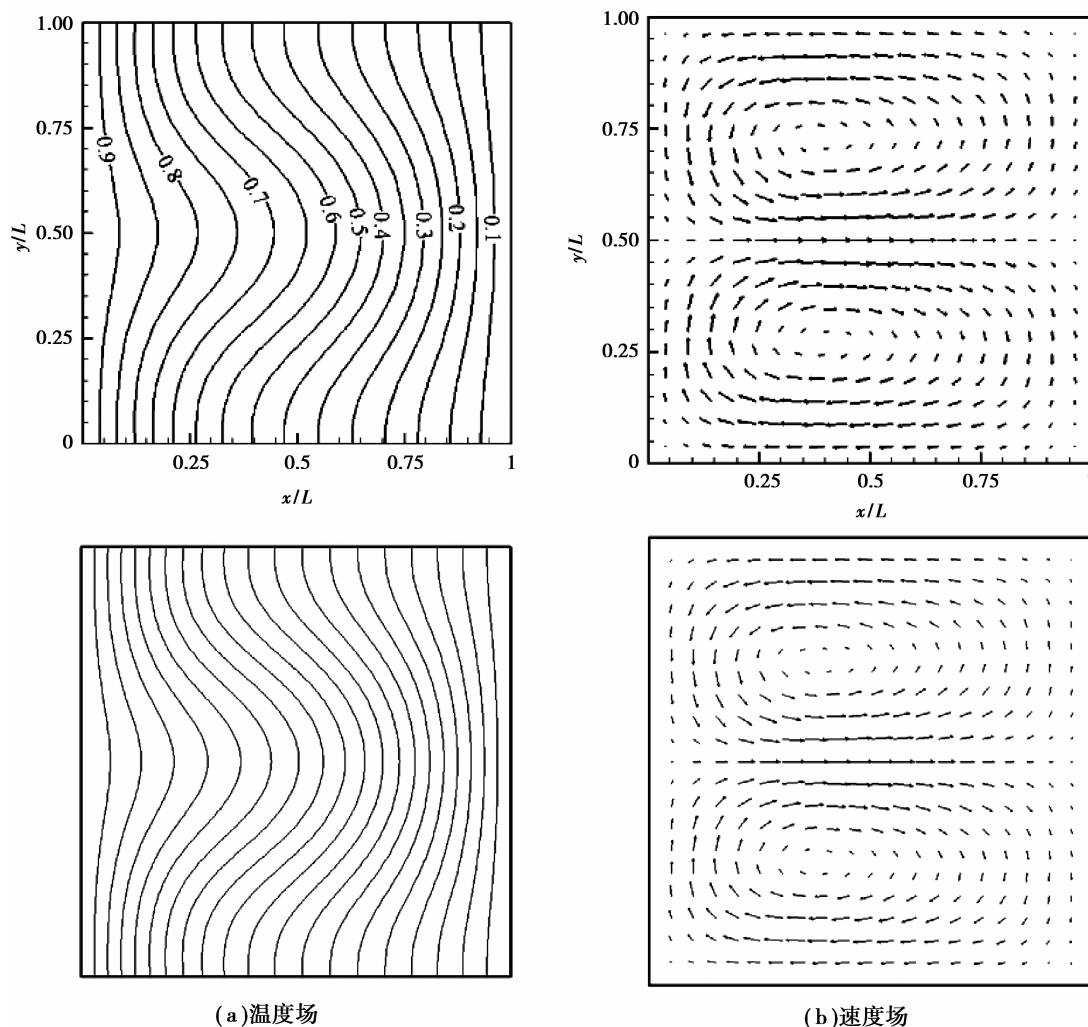


图 2 文中计算结果与文献[14]结果比较(上部:文献[14]结果;下部:文中结果)

3 结果分析与讨论

3.1 线圈倾斜角 x_{eluer} 的影响

图 3 给出了 $Ra=10^5$ 、 $\gamma=25$ 、 $Da=10^{-3}$, 倾斜角 x_{eluer} 分别为 0° 、 30° 、 45° 、 90° 时的计算结果。图中从左侧到右侧分别为磁力矢量、温度等温面和速度流线。每个图中,多孔介质方腔左侧壁面等温加热右侧壁面等温冷却,其它壁面绝热。

当 $x_{\text{eluer}}=0^\circ$ 时,靠近多孔介质腔体左侧高温壁面上部的磁浮升力方向向上而靠近高温壁面下部的磁浮升力方向向下,靠近右侧低温壁面上部的磁浮升力方向向下而靠近右侧低温壁面下部的磁浮升力方向向上,并且磁浮力与腔体水平中间平面呈现对称分布。热空气在靠近左侧高温壁面的磁浮升力驱动下沿着高温壁面从方腔水平中间平面分别向顶部和底部绝热壁面流动,然后流向右侧冷壁。当空气靠近右侧冷壁后,由于磁力强吸引力的作用,冷空气分别向下和向上流动到中间线圈平面,然后沿着

$Y=-0.5$ 和 $Y=0.5$ 处的绝热侧壁形成了强烈的回流,最后形成相互对称的 4 个向前后绝热壁面倾斜的旋涡。

当 $x_{\text{eluer}}=30^\circ$ 时,多孔介质方腔内空气对流特征非常类似 45° ,都是在多孔介质腔体 4 个绝热壁面形成了 4 个分离的旋涡。当倾斜线圈位于靠近腔体前绝热壁面的下部时,受磁浮升力驱动的空气沿顶部天花板和底部地板形成水平旋涡。与 $x_{\text{eluer}}=45^\circ$ 比较,靠近前绝热壁面的垂直旋涡比较小。靠近左侧高温壁面,磁场抑制靠近 $Y=-0.5$ 的热空气向上流动,流体到达角部,然后沿着边部流向冷壁。靠近右侧低温壁面,磁场吸引冷空气沿着水平边线流向线圈,最后在前绝热壁面与线圈平面高度一致的位置,即在前绝热壁面下部大约位置 $Z=-0.3$ 处出现强烈的回流。比较线圈倾角为 $x_{\text{eluer}}=30^\circ$ 和 $x_{\text{eluer}}=60^\circ$ 的磁力矢量、等温面和流线可以发现,两者呈现镜像或对称关系,因此线圈倾斜角 $x_{\text{eluer}}=30^\circ$ 与 $x_{\text{eluer}}=60^\circ$ 具有相同的换热速率。

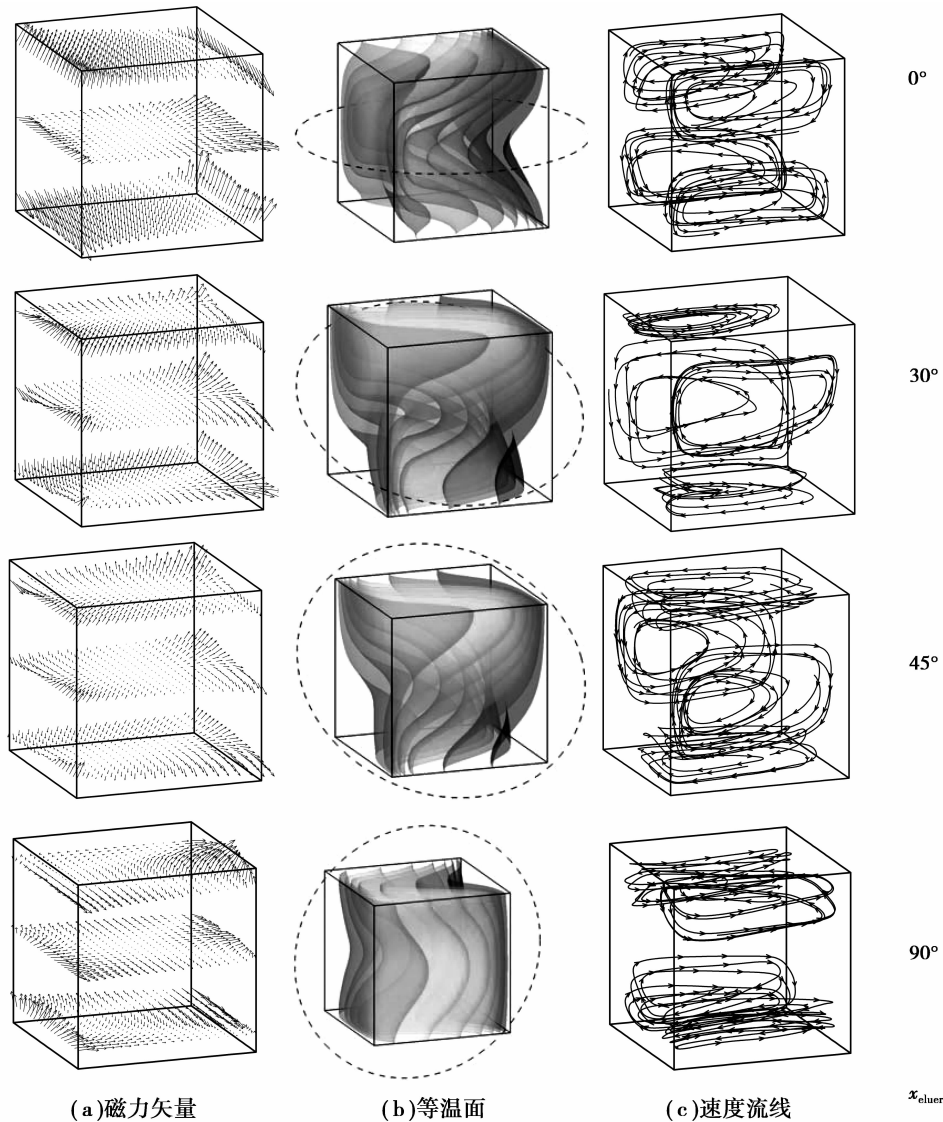


图 3 线圈绕 X 轴倾斜时的计算结果 ($Ra=10^5$ 、 $\gamma=25$ 、 $Da=10^{-3}$)

当 $x_{\text{euler}}=45^\circ$ 时,磁浮升力分布沿冷热壁面发生扭曲,此时呈现反对称关系。在多孔介质方腔上半区域 ($Z=0.35$),靠近左侧高温壁面,线圈产生的磁浮升力大部分水平的指向 Y 轴负方向,因此驱动空气水平流动。靠近热壁接近前绝热壁面处的磁力作用于 Z 轴正方向而靠近冷壁接近前绝热壁面处的磁力作用于 Z 轴负方向,所以靠近前绝热壁面的左侧壁面处的热空气向上流动,驱动热空气沿着顶部水平边 ($Z=0.5, Y=-0.5$) 流向右侧冷壁,然后沿着冷壁向下,形成强烈的流动。由于强磁场力的吸引特性,靠近冷壁的回流沿顶部天花板方向是水平的而沿前侧绝热壁面是垂直的,所以生成了水平和垂直旋涡。由于磁力关于线圈平面对称分布,因此在背部侧面和底部绝热壁面处可以观察到相同的流动特征。这样,在 4 个绝热壁面形成了 4 个分离的旋涡,其中顶部和底部绝热壁面处形成 2 个水平的旋涡而前后绝热侧壁处形成 2 个垂直的旋涡。从等温

面分布可以看出,腔体内温度分布也呈现对称扭曲。根据居里定律,冷空气具有较大的磁化率,靠近低温壁面的流体流向与线圈接近的两边 ($Y=Z=0.5, Y=Z=-0.5$),这儿磁场比较强。另一方面,热空气具有较小的磁化率,它受线圈产生磁力的抑制流向相反的两边 ($Z=0.5, Y=-0.5$ 和 $Z=-0.5, Y=0.5$),这儿磁场相对较弱。在此工况下 Nu_m 数达到最大值。

当 $x_{\text{euler}}=90^\circ$ 时,腔体内磁力矢量分布、流场结构和等温面分布看起来与 $x_{\text{euler}}=0^\circ$ 明显不同,但由于多孔介质腔体处于无重力场状态,此时磁力矢量分布、流场结构和等温面分布与 $x_{\text{euler}}=0^\circ$ 时多孔介质腔体倾斜 90° 一样。上述研究结果表明线圈绕 X 轴倾斜时磁力对多孔介质方腔流场结构和传热性能有重要影响。

3.2 γ 数的影响

图 4 给出了 $Ra=10^5$ 、 $Da=10^{-3}$ 、倾斜角 x_{euler} 从

0°到 90°变化时,计算所得的 Nu_m 数与 γ 数的关系。从图中可以看出,线圈倾斜角 x_{euler} 与 γ 数对多孔介质方腔内空气热磁对流的传热性能有很大影响。每个倾斜角下 Nu_m 数均随 γ 数的增加而增加,当 γ 数较小,此时方腔内热传导占主导地位,线圈倾斜角 x_{euler} 对多孔介质方腔内空气热磁对流传热性能影响较小;随着 γ 数增大,多孔介质方腔内空气对流换热占主导地位,多孔介质方腔内空气热磁对流受线圈倾斜角 x_{euler} 影响较大。线圈倾斜角 x_{euler} 从 0°到 90°变化时,多孔介质方腔内热磁对流传热性能关于线圈倾斜角 $x_{euler} = 45^\circ$ 呈现对称。从图中也可以看出, Nu_m 数随线圈倾斜角的改变而变化且每个工况下局部最大 Nu_m 数出现在 $x_{euler} = 45^\circ$,局部最小 Nu_m 数出现在 $x_{euler} = 0^\circ, 90^\circ$ 。 Nu_m 数呈现周期为 90°的周期性变化。 Nu_m 数关于 $x_{euler} = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 等呈现对称关系。研究中还发现, Ra 数与 Da 数对多孔介质方腔内空气热磁对流传热性能的影响规律与图 3 相同,这表明 Ra 数与 Da 数变化不会改变多孔介质方腔内空气传热性能规律而只改变其传热性能大小。

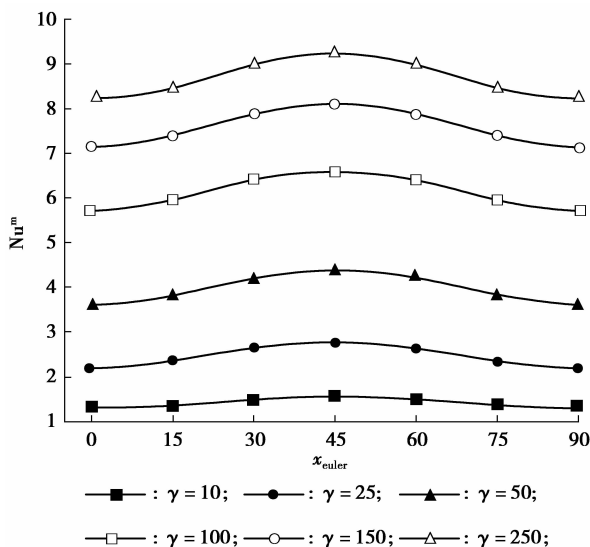


图 4 Nu_m 数随 x_{euler} 与 γ 数的变化关系 ($Ra = 10^5, Da = 10^{-3}$)

4 结 论

文中对微重力环境下圆形载流线圈绕 X 轴倾斜时一个侧面加热另一个侧面冷却、其它壁面绝热的多孔介质方腔内空气热磁对流进行了数值模拟,探讨了圆形载流线圈绕 X 轴的倾斜角 x_{euler} 、 γ 数、 Ra 数、 Da 数对多孔介质方腔内空气热磁对流换热性能的影响。得到如下结论。

1) 随着磁场力数 γ 数、 Ra 数和 Da 数的增加,多孔介质方腔内对流变得越来越强,表明施加磁场

后强化了多孔介质方腔内对流换热。

2) 截流线圈绕 X 轴倾斜对多孔介质方腔内空气热磁对流的流场结构和传热性能有重要影响。当线圈倾斜角从 0°到 90°变化时,对流结果关于 $x_{euler} = 45^\circ$ 呈现对称。 Nu_m 数随线圈倾斜角的改变而变化且每个工况下局部最大 Nu_m 数出现在 $x_{euler} = 45^\circ$,局部最小 Nu_m 数出现在 $x_{euler} = 0^\circ, 90^\circ$, Nu_m 数呈现周期为 90°的周期性变化。 Ra 数和 Da 数变化不会改变多孔介质方腔内传热性能规律而只能改变传热性能大小。

3) 当 $x_{euler} = 0^\circ$ 时,多孔介质方腔内形成相互对称的 4 个向前后绝热壁面倾斜的旋涡;当 $x_{euler} = 30^\circ$ 时,多孔介质方腔内在 4 个绝热壁面形成了 4 个分离的旋涡;当 $x_{euler} = 45^\circ$ 时,多孔介质方腔内流场结构与 $x_{euler} = 30^\circ$ 类似,都是在 4 个绝热壁面形成了 4 个分离的旋涡,其中顶部和底部绝热壁面处形成 2 个水平的旋涡而前后绝热侧壁处形成 2 个垂直的旋涡;当线圈倾斜角 $x_{euler} = 90^\circ$ 时,此时磁力矢量分布、流场结构和等温面分布与 $x_{euler} = 0^\circ$ 时腔体倾斜 90°一样。

参考文献:

- [1] Kasayapanand N, Kiatsiroat T. Enhanced heat transfer in partially open square cavities with thin fin by using electric field [J]. Energy Conversion and Management, 2009, 50(2): 287-296.
- [2] Nield D A, Bejan A. Convection in Porous Media [M]. 3rd ed. Germany: Springer Press, 2006.
- [3] Bednarz T P, Lei C W, Patterson J C, et al. Effects of a transverse, horizontal magnetic field on natural convection of a paramagnetic fluid in a cube [J]. International Journal of Thermal Sciences, 2009, 48(1): 26-33.
- [4] Filar P, Fornalik E, Tagawa T, et al. Numerical and experimental analyses of magnetic convection of paramagnetic fluid in a cylinder [J]. Journal of Heat Transfer, 2006, 128(2): 183-191.
- [5] Fornalik E, Filar P, Tagawa T, et al. Effect of a magnetic field on the convection of paramagnetic fluid in unstable and stable thermosyphon-like configurations [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2006, 49(15/16): 2642-2651.
- [6] Tagawa T, Ozoe H, Sassa K, et al. Convective and diffusive phenomena of air in a vertical cylinder under a strong magnetic field [J]. Numerical Heat Transfer Part B: Fundamentals, 2002, 41(3/4): 383-395.
- [7] Braithwaite D, Beaunon E, Tournier R. Magnetically controlled convection in a paramagnetic fluid [J]. Nature, 1991, 354: 134-136.
- [8] Wang L B, Wakayama N I. Control of natural

- convection in non- and low-conducting diamagnetic fluids in a cubical enclosure using inhomogeneous magnetic fields with different directions[J]. *Chemical Engineering Science*, 2002, 57(11):1867-1876.
- [9] Kakarantzas S C, Sarris I E, Greco A P, et al. Magneto-hydrodynamic natural convection in a vertical cylindrical cavity with sinusoidal upper wall temperature[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, 52(1/2):250-259.
- [10] Pirmohammadi M, Ghassemi M, Sheikhzadeh G A. The effect of a magnetic field on buoyancy-driven convection in differentially heated square cavity[C]// *Proceedings of the 2008 14th Symposium on Electromagnetic Launch Technology*, June 10-13, 2008, Victoria, BC, Piscataway: IEEE Press, 2009:1-6.
- [11] Shigemitsu R, Tagawa T, Ozoe H. Numerical computation for natural convection of air in a cubic enclosure under combination of magnetizing and gravitational forces[J]. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 2003, 43(5):449-463.
- [12] Tagawa T, Ujihara A, Ozoe H. Numerical computation for rayleigh-benard convection of water in a magnetic field[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, 46(21):4097-4104.
- [13] 杨立军, 杨昆仑, 任建勋, 等. 梯度磁场作用下自然对流换热强化[J]. *化工学报*, 2005, 56(7):1181-1186.
YANG Lijun, YANG Kunlun, REN Jianxun, et al. Natural convection heat transfer enhancement by gradient magnetic field [J]. *Journal of Chemical Industry and Engineering (China)*, 2005, 56(7):1181-1186.
- [14] Yang L J, Ren J X, Song Y Z, et al. Free convection of a gas induced by a magnetic quadrupole field[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2003, 261(3):377-384.
- [15] 杨立军, 杜小泽, 杨勇平. 永磁梯度磁场布置方式对空气自然对流换热的影响[J]. *化工学报*, 2007, 58(12):2980-2985.
YANG Lijun, DU Xiaoze, YANG Yongping. Influences of permanent gradient magnetic field configurations on air natural convection heat transfer [J]. *Journal of Chemical Industry and Engineering (China)*, 2007, 58(12):2980-2985.
- [16] 杨立军, 杜小泽, 刘登瀛, 等. 超导磁体系统产生的磁场作用下的微重力环境[J]. *中国电机工程学报*, 2006, 26(22):157-161.
YANG Lijun, DU Xiaoze, LIU Dengying, et al. Micro-gravity Environment generated by superconducting magnet system[J]. *Proceedings of the CSEE*, 2006, 26(22):157-161.
- [17] 杨立军, 任建勋, 杜小泽, 等. 不同磁致纵向涡形式对空气对流换热的影响[J]. *工程热物理学报*, 2006, 27(2):283-285.
YANG Lijun, REN Jianxun, DU Xiaoze, et al. Influence of different magnetically induced longitudinal vortices on air convection heat transfer[J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2006, 27(2):283-285.
- [18] 杨昆仑, 任建勋, 宋耀祖. 水平圆管通道内热磁对流的实验研究[J]. *工程热物理学报*, 2005, 26(2):295-297.
YANG Kunlun, REN Jianxun, SONG Yaozu. Experimental study of magnetothermal convection in a horizontal tube [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2005, 26(2):295-297.
- [19] 杨帆, 任建勋, 杨昆仑. 通道内空气热磁对流的协同分析[J]. *工程热物理学报*, 2006, 27(2):89-92.
YANG Fan, REN Jianxun, YANG Kunlun. Coordination analysis of magnetothermal convection in horizontal tube [J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2006, 27(2):89-92.
- [20] Bednarz T T, Tagawa M, Kaneda H, et al. Numerical study of joint magnetisation and gravitational convection of air in a cubic enclosure with an inclined electric coil [J]. *Progress in Computational Fluid Dynamics*, 2005, 5(3/4/5):261-270.
- [21] Bednarz T P, Lin W X, Patterson J C, et al. Scaling for unsteady thermo-magnetic convection boundary layer of paramagnetic fluids of $Pr > 1$ in micro-gravity conditions[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2009, 30(6):1157-1170.
- [22] 陈朝波. 微重力环境下液桥对流及其磁场控制的数值模拟研究[D]. 重庆:重庆大学硕士学位论文, 2008.
- [23] Bozhko A, Putin G. Thermomagnetic convection as a tool for heat and mass transfer control in nanosize materials under microgravity conditions [J]. *Microgravity Science and Technology*, 2009, 21(1/2):89-93.
- [24] Burgess N, Premnath K. Interaction of Kelvin force and transport across a melting substrate in a microgravity environment [J]. *Physical Review. E, Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 2010, 82(4):1-13.
- [25] Wang Q W, Zeng M, Huang Z P, et al. Numerical investigation of natural convection in an inclined enclosure filled with porous medium under magnetic field [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2007, 50(17/18):3684-3689.
- [26] Zeng M, Wang Q W, Ozoe H, et al. Natural convection of diamagnetic fluid in an enclosure filled with porous medium under magnetic field[J]. *Progress in Computational Fluid Dynamics*, 2009, 9(2):77-85.
- [27] Zeng M, Wang Q W, Huang Z P, et al. Numerical investigation of natural convection in an enclosure filled with porous medium under magnetic field [J]. *Numerical Heat Transfer, Part A*, 2007, 52(10):959-971.