

# 横向磁场对绝缘/导电圆管中磁气体动力学 流动和传热特性的影响\*

赵其进 毛保全<sup>†</sup> 白向华 杨雨迎 陈春林

(陆军装甲兵学院兵器与控制系, 北京 100072)

(2022年1月9日收到; 2022年5月5日收到修改稿)

磁场对圆管内磁气体动力学流动和传热特性的调控作用在诸多领域具有重要的应用价值, 但目前尚缺乏相关的基础性研究. 本文考虑圆管壁面的导电性以及入口处湍流不充分发展的影响, 构建了圆管内磁气体动力学流在横向磁场作用下的物理模型和数学模型, 基于计算流体力学理论完成了数值求解, 得到了哈特曼数  $Ha$  及壁面电导率比  $C$  等因素对圆管内流动和传热特性的影响规律, 进而通过分析感应电流、电磁力和焦耳热的空间分布, 阐明了磁场对流动和传热特性的调控机理. 研究表明, 横向磁场作用下圆管内的湍流流动呈现各向异性分布, Hartmann 边界层附近的湍流动能明显低于 Roberts 边界层附近, 且流速和湍流动能的各向异性随  $Ha$  的增加及流动的延伸越来越显著; 绝缘管道内, Hartmann 边界层附近的速度梯度增大, 但具有大  $C$  值的导电圆管内, Roberts 边界层内的速度梯度反而大于 Hartmann 边界层附近; 横向磁场对圆管内的传热具有抑制作用, 对于不同的  $C$  值, 平均努塞尔数都随  $Ha$  的增加呈现先减小后增大的趋势, 即传热抑制存在“饱和效应”; 圆管内流动特性的转变源于磁场与流体耦合作用下电磁力的变化, 而传热特性的转变源于磁场对湍流的抑制以及焦耳热效应的耦合作用.

**关键词:** 磁气体动力学流, 横向磁场, 壁面电导率, 流动和传热特性

**PACS:** 47.65.-d, 47.27.te, 47.27.nf, 44.15.+a

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220051

## 1 引言

磁场能够与导电流体发生作用形成磁流体动力学效应, 在流体中产生电磁力和焦耳热, 进而改变流体的流动和传热特性. 磁气体动力学流属于一种特殊的导电流体, 其一般由高温气体热电离产生, 特别地, 当在高温气体中添加电离电位较低的碱金属“种子”后, 燃气的电离度和电导率将提高几个数量级, 从而能够显著强化磁场的控制效果<sup>[1]</sup>. 这使得高温管道内磁气体动力学流动和传热特性的调控在航空发动机推力矢量控制<sup>[2]</sup>、发动机尾喷管热防护<sup>[3]</sup>、磁流体发电通道热能调控<sup>[4]</sup>等领域具有广阔的应用前景. 此外, 由于发射药燃烧生成的

火药燃气同样具有一定的导电性, 使得该技术在火炮、机枪等身管武器推力控制<sup>[5]</sup>以及身管壁面抗烧蚀<sup>[6]</sup>等军事领域具有潜在的应用价值.

目前, 虽然磁场调控等离子体/磁流体技术在航空航天领域中的磁流体加速<sup>[7]</sup>、磁流体发电<sup>[4]</sup>、磁流体流动控制<sup>[8]</sup>、磁控热防护<sup>[9]</sup>中得到了广泛应用, 但上述应用场景大多只关注了磁场对流动特性或电能提取效率等指标的影响, 且涉及传热控制的磁控热防护技术一般为飞行器外表面绕流而非管道内流动. 因此, 就当前研究而言, 尚缺乏磁场对管道内 (特别是导电管道内) 磁气体动力学流动和传热特性影响的基础性研究. 值得关注的是, 磁场调控下管内液态磁流体流动和传热控制问题是当前的研究热点, 在核聚变反应堆液态金属毯的传热控

\* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 52006241) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [mbq123321@126.com](mailto:mbq123321@126.com)

制<sup>[10]</sup>、连续铸造中液态金属的流动控制<sup>[11]</sup>、微机电系统冷却控制<sup>[12]</sup>以及磁靶向药物输送等<sup>[13]</sup>等领域取得了广泛应用,可为管内磁气体动力学流动和传热的控制问题研究提供借鉴。

在管内流动控制方面,与流动方向垂直的横向磁场对流动速度及速度的脉动具有阻滞作用,使得管内核心流动区域的流速降低并使速度的抛物线形分布变得更加平坦<sup>[14]</sup>。特别是对于高雷诺数条件下的湍流流动,雷诺应力随磁感应强度的增加而减小,磁场对湍流的抑制效果比低雷诺数下更加显著<sup>[15]</sup>。Zikanov等<sup>[16]</sup>采用直接数值模拟方法,研究了横向磁场作用下液态金属在绝缘管道内的湍流流动,发现随着磁感应强度的增加,湍流衰减并逐渐层流化。Chatterjee和Gupta<sup>[17]</sup>研究了方形绝缘管道内柱形障碍物周围液态金属的热-磁对流输运,发现随着横向磁场磁感应强度的增加,湍流逐渐向层流转捩。重力驱动下竖直绝缘圆管中液态金属湍流流动的数值模拟结果同样表明,横向磁场可以有效抑制管内的湍流<sup>[18]</sup>。此外,Chaudhary等<sup>[19]</sup>研究表明,横向磁场对湍流的抑制作用表现为各向异性,Hartmann边界层(与磁场方向垂直的边界层)内湍流受到的抑制作用比Roberts边界层(与磁场方向平行的边界层)内更强。但与绝缘管道内速度分布不同的是,经典Hunt流动表明,横向磁场使得矩形导电管内Roberts边界层附近出现高速射流区,且射流速度随哈特曼数的增加而增大<sup>[20]</sup>。Tao和Ni等<sup>[21]</sup>计算了具有绝缘Roberts壁和导电Hartmann壁的复合矩形管道中磁流体流动的解析解,结果表明,非对称壁面条件对流速分布产生明显影响,导电壁面附近会形成较强的非对称射流,从而引发流动的不稳定性。Zhang等<sup>[22]</sup>基于电磁测速技术开展了横向磁场作用下液态金属在导电圆管中的流动特性实验,发现磁场同样能够抑制湍流速度的波动,且Roberts边界层附近未发现矩形导电管道中的高速射流现象。

在磁场改变管道中导电流体流动特性的同时,传热特性同样发生变化。Artemov等<sup>[23]</sup>评估了不同亚网格尺度应力模型在方管中熔盐导电流体数值模拟中的应用,探讨了横向磁场对流体与壁面间对流换热强度的影响,结果表明,在特定的 $Ha$ 下,圆管壁面处的努赛尔数降低了60%以上。Singh和Gohil<sup>[24]</sup>等数值模拟了磁场影响下磁流体湍流在方管内的自然对流换热特性,结果表明,横向磁场对传热的抑制作用比与流向磁场更为明显。Yarahmadi

等<sup>[25]</sup>研究表明,在相同的磁感应强度下,雷诺数越低,横向磁场对传热的抑制作用越强。与上述研究结果不同的是,Sha等<sup>[26]</sup>研究表明,一定强度的横向磁场能够强化管道中磁性纳米流体的对流换热,这与Abadeh等<sup>[27]</sup>和Shahsavari等<sup>[28]</sup>的实验结果保持了一致性。此外,Afrand等<sup>[29]</sup>数值研究了FMWNT/水纳米流体在微通道中的强迫对流换热,结果表明,横向磁场越强,热边界层越薄,由此导致磁流体具有更高的对流换热强度。进一步地,Khosravi和Malekan<sup>[30,31]</sup>基于计算流体力学理论和智能算法对横向恒定磁场和横向交变磁场作用下的 $Fe_3O_4$ /水磁流体的对流换热系数进行了预测,结果同样表明,磁场能够强化磁流体与管壁间的对流换热,且传热强化作用随磁感应强度的增加而增大。需要指出的是,上述研究都未考虑管壁导电性对管道内对流换热的影响。

由上述研究现状可知,研究人员普遍认为,横向磁场能够抑制管道中磁流体的湍流,但针对磁流体与壁面间传热特性的研究结果尚存在明显的差异,对传热调控机理的认识也未能达成一致。虽然液态磁流体的相关研究方法和结论可为磁气体动力学流提供参考,但磁场作用下管道内的磁气体动力学流动和传热的调控机制与液态磁流体存在明显的差异。首先,由于二者的热力学参数不同,导致磁气体动力学流中的焦耳热效应不能被忽略,而这在液态磁流体中通常不予考虑<sup>[32]</sup>;其次,目前对于管内磁流体传热的研究一般为恒定壁温或恒定热流密度边界条件,而磁气体动力学流在管内的传热问题一般为流体向管壁的强制对流换热,属于Robin边界条件。

鉴于高温气体在管道中的流动和传热调控具有重要的应用前景,本文以圆管内的磁气体动力学流为研究对象,考虑圆管壁面的导电性和流体入口区域湍流不充分发展等因素,采用数值模拟方法研究横向磁场对绝缘/导电圆管中磁气体动力学流的调控机理,并分析磁感应强度和壁面电导率对流动和传热特性的影响规律,从而为圆管内导电气体的流动控制及热能调控等相关应用领域提供研究借鉴。

## 2 问题描述

### 2.1 物理模型

由于本研究的主要目的为探索横向磁场对圆管内磁气体动力学流的调控机理和影响规律,因此

对模型及参数设置进行合理的简化, 做出如下基本假设: 1) 磁气体动力学流满足局部热力学平衡态和连续介质假设, 粒子间的微观碰撞效应可以忽略, 因此可以采用磁流体动力学理论进行求解 (热电离型导电气体一般都满足该假设<sup>[33]</sup>); 2) 圆管内流体的电导率为恒定值, 不随流动状态的变化而改变; 3) 除电导率外, 流体的其他物性参数及输运参数的与空气一致, 即本研究不考虑气体电离对粘性系数、热导率等参数的影响; 4) 圆管外壁面与外部空气的自然对流换热系数恒定; 5) 管内流体的流速低, 可依据气体动力学理论将其视为不可压缩流体进行数值求解, 即由于圆管内压强变化引起的气体密度的变化可以忽略<sup>[34]</sup>.

在此基础上, 构建物理模型如图 1 所示. 图 1 中, 三维直角坐标系的坐标原点位于圆管入口截面的圆心处, 圆管的直径  $d_0 = 2r_0$  为 30 mm, 长度  $L_0$  为 400 mm, 管壁厚度  $L_w$  为 1 mm. 入口处磁气体动力学流的温度  $T_0$  为 500 K, 速度  $u_0$  为  $20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . 管内流体与圆管内壁面间进行强制对流换热, 换热系数为  $h$ , 同时圆管外壁面与外部空气进行自然对流换热, 换热系数  $h_e$  为  $20 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ . 管壁初始温度为 300 K, 与外部空气温度  $T_\infty$  一致, 管壁热导率  $\lambda_w$  为  $200 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ . 沿圆管  $y$  方向施加横向磁场, 磁感应强度幅值为  $B_0$ . 圆管内磁气体动力学流的电导率  $\sigma_g$  为  $1000 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ . 为研究圆管壁面电导率对流动和传热特性的影响, 考虑管壁绝缘和导电两种情况, 壁面电导率  $\sigma_w$  分别设置为  $0, 1\times 10^2 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}, 1\times 10^4 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}, 1\times 10^6 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$  和  $1\times 10^8 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$ , 对应的壁面电导率比  $C$  分别为 0, 0.0067, 0.667, 66.67 以及 6667, 其中,  $C = \sigma_w L_w / \sigma_g r_0$ .

考虑磁气体动力学流的热力学参数随温度的

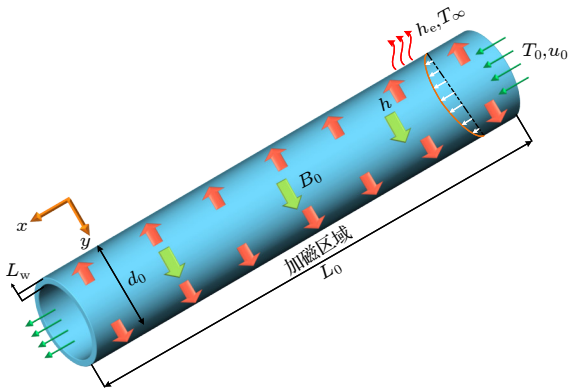


图 1 物理模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of physical model.

变化, 采用经验公式进行参数计算. 密度  $\rho$  的计算公式为

$$\rho = \frac{101325}{287.069T}, \quad (1)$$

式中,  $T$  为温度. 定压比热  $C_p$  根据美国商务部国家标准与技术研究所提供的热力学参数数据库查询并采用最小二乘法拟合得到, 计算表达式为

$$C_p = 4.04438 \times 10^{-10} T^4 - 1.49758 \times 10^{-6} T^3 + 0.001934077 T^2 - 0.8141577 T + 1113.69, \quad (2)$$

粘性系数  $\mu$  的表达式为<sup>[35]</sup>

$$\mu = 18.27 \left( \frac{T}{297.15} \right)^{1.5} \frac{411.15}{T + 120} \times 10^{-6}, \quad (3)$$

导热系数  $\lambda$  的表达式为<sup>[36]</sup>

$$\lambda = (C_1 T^{-1} + C_2 T^{-2/3} + C_3 T^{-1/3} + C_4 + C_5 T^{1/3} + C_6 T^{2/3} + C_7 T + C_8 T^{4/3} + C_9 T^{5/3}) A, \quad (4)$$

$C_1$ — $C_9$  以及  $A$  为常量, 可通过查询文献<sup>[36]</sup>获取.

## 2.2 数学模型

通过计算圆管内磁气体动力学流的磁雷诺数,  $R_\sigma = \mu_0 d_0 \sigma_g u_0 \ll 1$  (其中  $\mu_0$  为磁导率), 可以看出, 流动满足低磁雷诺数条件, 意味着感应磁场可以忽略, 外加磁场基本不受流场的干扰, 而感应电流可以通过电势 Poisson 方程进行求解. 基于此, 将电磁力和焦耳热分别加入动量方程和能量方程中, 构建非定常不可压缩磁-流-力-热耦合无量纲控制方程为

$$\nabla^* \cdot \mathbf{u}^* = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}^*}{\partial t^*} + (\mathbf{u}^* \cdot \nabla^*) \mathbf{u}^* = -\frac{1}{\rho^*} \nabla^* p^* + \frac{\mu^*}{\rho^* Re} \nabla^{*2} \mathbf{u}^* + \frac{1}{\rho^*} N \mathbf{J}^* \times \mathbf{B}^*, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t^*} + (\mathbf{u}^* \cdot \nabla^*) \Theta = \frac{\lambda^*}{\rho^* C_p^* Pe} \nabla^{*2} \Theta + \frac{1}{\rho^* C_p^*} E_c \frac{Ha^2}{Re} \mathbf{J}^{*2}, \quad (7)$$

(5) 式—(7) 式中,  $\mathbf{u}^* = \mathbf{u}/u_0$  为无量纲速度;  $t^* = tu_0/d_0$  为无量纲时间;  $\rho^* = \rho/\rho_0$  为无量纲密度;  $p^* = p/(\rho_0 u_0^2)$  为无量纲压力;  $\mu^* = \mu/\mu_0$  为无量纲粘性系数;  $\mathbf{J}^* = \mathbf{J}/(\sigma_g B_0 u_0)$  为无量纲电流矢量;  $\mathbf{B}^* = \mathbf{B}/B_0$  为无量纲磁感应强度矢量;  $\Theta = (T - T_\infty)/(T_0 - T_\infty)$  为无量纲温度;  $\lambda^* = \lambda/\lambda_0$  为无量纲导热系数;  $C_p^* = C_p/C_{p0}$  为无量纲比热;  $\mathbf{J}^* = \mathbf{J}/(\sigma_g B_0 \mu_0)$

为无量纲电流幅值; 无量纲参数  $Re$ ,  $N$ ,  $Ha$ ,  $Pe$  和  $E_c$  分别代表雷诺数、斯图尔特数、哈特曼数、佩克莱数以及埃克特数, 它们的计算公式分别为

$$Re = \rho_0 u_0 d_0 / \mu_0, \quad (8)$$

$$N = \frac{B_0^2 d_0 \sigma_g}{\rho_0 \mu_0}, \quad (9)$$

$$Ha = B_0 d_0 \left( \frac{\sigma_g}{\rho_0 \nu_0} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

$$Pe = \rho_0 C_{p,0} u_0 d_0 / \lambda_0, \quad (11)$$

$$E_c = \frac{u_0^2}{C_{p,0} \Delta T}. \quad (12)$$

(5) 式—(12) 式中, 下标为“0”的物理量代表磁气体动力学流的热力学参数在圆管入口处的初值.

为了实现控制方程 (5) 式—(7) 式中流场和电磁场的耦合求解, 补充电磁学方程. 其中, 电荷守恒定律为

$$\nabla^* \cdot \mathbf{J}^* = 0, \quad (13)$$

欧姆定律为

$$\mathbf{J}^* = -\nabla^* \phi^* + \mathbf{u}^* \times \mathbf{B}^*, \quad (14)$$

电势 Poisson 方程为

$$\nabla^{*2} \phi^* = \nabla^* \cdot (\mathbf{u}^* \times \mathbf{B}^*), \quad (15)$$

式中,  $\phi^* = \phi / (B_0 u_0 d_0)$  为无量纲电势. 此外, 通过 (8) 式计算可知圆管入口处的雷诺数约为 40000, 为典型的湍流流动. 由于仅依靠 (5) 式—(7) 式所示的磁流体动力学基本方程组无法计算由湍流脉动引起的动量和能量输运, 因此需要补充能够求解湍流脉动值附加项的湍流方程. 考虑到本研究需准确求解壁面处的流动和传热参数, 采用 SST  $k-\omega$  模型对湍流参数进行求解. SST  $k-\omega$  模型在近壁面采用  $k-\omega$  模型, 而在远场使用  $k-\varepsilon$  模型, 其相比于  $k-\varepsilon$  模型可以弥补近壁区求解出现失真的问题, 因此能够更好的刻画壁面附近的流动和传热. 考虑磁气体动力学湍流的各向异性, 将常规的 SST  $k-\omega$  模型进行修正, 修正后的湍流控制方程可以表示为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_j)}{\partial x_j} \\ &= \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_1 \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ & \quad - \frac{2\alpha_m k}{\rho(\sigma_g B_0^2)}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega u_j)}{\partial x_j} \\ &= \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_2 \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ & \quad + 2(1 - F_1) \rho \sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} - \frac{2\alpha_m \omega}{\rho(\sigma_g B_0^2)}. \end{aligned} \quad (17)$$

(16) 式和 (17) 式中,  $x_j$  为笛卡尔坐标系下的坐标;  $u_i$  和  $u_j$  分别为笛卡尔坐标系下的速度分量;  $k$  为湍流动能, 其在数值上等于速度脉动方差与流体质量乘积的二分之一, 是衡量湍流强度的重要参数;  $\omega$  为湍流动能比耗散率, 其代表湍流动能耗散率与湍流动能的比值, 用于衡量单位质量流体在单位时间内由于机械能转化为热能而损耗的湍流动能;  $\tau_{ij}$  为湍流应力;  $\sigma_k$  和  $\sigma_\omega$  分别为湍流动能输运和比耗散率输运的普朗特数;  $\mu_t$  为湍流动力粘度;  $\nu_t$  为比湍流运动粘度;  $\alpha_m$  为磁场作用下的各向异性参数;  $\gamma$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  为湍流模型中的相关系数;  $F_1$  为湍流模型中的混合函数. 关于修正型 SST  $k-\omega$  湍流模型中上述参数的设置在文献 [37] 和 [38] 中已有详细介绍, 本文不再展开阐述.

### 3 数值求解算法及验证

#### 3.1 求解算法及边界条件

在有限体积法的理论框架下开展数值模拟, 控制 (5) 式—(7) 式及 (13) 式—(17) 式中扩散项的离散采用中心差分格式; 对流项在内部网格节点采用三阶 QUICK 格式, 并对靠近壁面处的节点采用一阶迎风格式进行处理; 采用二阶全隐式离散格式离散时间项; 采用 PISO 压力修正算法处理压力-速度耦合项, 由于 PISO 算法在每个时间步内都有子迭代过程, 因此可以保证每个时间步的速度满足动量守恒; 此外, 电势泊松方程同样采用三阶 QUICK 格式; 最后, 采用高斯-塞德尔逐点迭代法求解离散后的控制方程组.

结合图 1 所示的物理模型, 磁气体动力学流在圆管中流动和传热的无量纲边界条件设置如下:

入口处的速度和热边界条件为

$$u^* = 1, v^* = 0, w^* = 0, \Theta = 1, \quad (18)$$

出口处的速度和热边界条件为

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} = 0, \frac{\partial v^*}{\partial x^*} = 0, \frac{\partial w^*}{\partial x^*} = 0, \frac{\partial \Theta}{\partial x^*} = 0, \quad (19)$$

圆管壁面处的速度和磁场边界条件为

$$u^* = 0, v^* = 0, w^* = 0, \frac{\partial B^*}{\partial r^*} = 0. \quad (20)$$

对于绝缘管道而言, 壁面处的电势梯度为 0, 因此电势边界条件可以表示为

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial r^*} = 0, \quad (21)$$

对于导电管道而言, 由于管壁相比于圆管直径较薄, 因此可以采用薄壁近似<sup>[39]</sup>, 即电流沿壁面切向放电. 此时, 圆管外壁面的电势边界条件与 (21) 式一致, 而内壁面的电势边界条件可以表示为

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial r^*} = \nabla_{\Gamma} \cdot (C \nabla_{\Gamma} \phi^*), \quad (22)$$

由于圆管壁面处的热边界条件为 Robin 条件, 当流动与传热基本稳定后, 流体与圆管内壁面间以及圆管外壁面与外部空气间实现传热量的平衡, 此时壁面处的无量纲热边界条件可表示为

$$-\lambda^* \lambda_0 \frac{\partial \Theta}{\partial r^*} = h(\Theta_b - \Theta_{wi}) = h_c \Theta_{wo}. \quad (23)$$

(18) 式—(23) 式中,  $x^*$  为  $x$  方向的无量纲坐标;  $u^*$ ,  $v^*$  和  $w^*$  分别为  $x$ ,  $y$  和  $z$  方向上的速度无量纲分量;  $r^*$  为沿径向的无量纲坐标;  $\Gamma$  表示与圆管壁面相切的方向分量;  $\Theta_{wi}$  为圆管内壁面某位置处温度的无量纲值;  $\Theta_{wo}$  为圆管外壁面某位置处温度的无量纲值;  $\Theta_b$  为圆管截面上流体平均温度的无量纲值.

### 3.2 对流换热强度的参数表征

用努塞尔数表征磁气体动力学流与圆管壁面间的对流换热强度, 当流动基本达到稳定后, 壁面某位置处的局部瞬时努塞尔数可表示为

$$Nu_l(x, \theta, t) = \frac{q_w d_0}{\lambda(T_b - T_{wi})} = \frac{1}{(\Theta_w - \Theta_b)} \left. \frac{\partial \Theta}{\partial r^*} \right|_{\text{wall}}, \quad (24)$$

式中,  $q_w$  为圆管内壁面某位置处的热流密度;  $T_b$  为圆管沿  $x$  轴截面上流体的平均温度,  $T_b$  的计算表达式为

$$T_b(x, t) = \frac{\int_0^{d_0/2} \int_0^{2\pi} u(r, \theta) T(r, \theta) dr d\theta}{\int_0^{d_0/2} \int_0^{2\pi} u(r, \theta) dr d\theta}, \quad (25)$$

式中,  $\theta$  为圆管沿角向的坐标.

将局部瞬时努塞尔数  $Nu_l(x, \theta, t)$  求取时间平均得到某位置处的时均努塞尔数  $\overline{Nu}_l$ . 而后对  $\overline{Nu}_l$

在整体圆管壁上求取积分平均, 可以得到壁上平均努塞尔数为

$$\overline{Nu} = \frac{1}{2\pi L_0} \int_0^{L_0} \int_0^{2\pi} \overline{Nu}_l dx d\theta. \quad (26)$$

### 3.3 算例验证

采用三个算例对本研究所采用数值模拟算法的有效性进行验证. 首先, 对比分析 Takeuchi 等<sup>[40]</sup>关于横向磁场对亚克力圆管内 KOH 水溶液湍流流动影响的实验结果, 验证本文算法在绝缘管内低  $Ha$  条件下的有效性. 图 2 分别为  $Ha$  为 0, 10 和 20 时, 圆管  $yz$  截面上沿  $z = 0$  方向 (与磁场平行的径向方向) 的流速分布对比. 由图可知, 数值模拟结果与实验结果保持了较好的一致性.

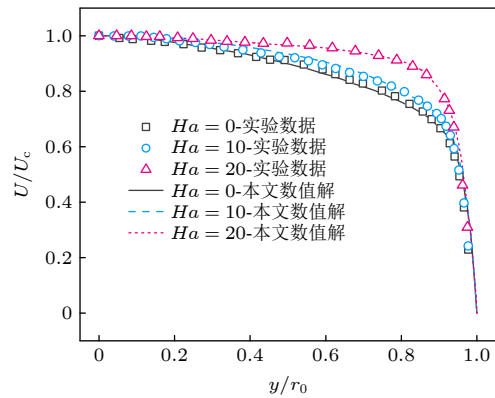


图 2 不同  $Ha$  下圆管  $yz$  截面上沿  $z = 0$  方向的流速数值解与文献 [40] 中实验数据的对比

Fig. 2. Comparison between the numerical solution of flow velocities along  $z = 0$  direction on the  $yz$  cross-section of the circular tube under different  $Ha$  and the experimental results in reference [40].

而后, 采用 Zhang 等<sup>[22]</sup>关于 304 不锈钢圆管内液态金属磁流体湍流流动特性实验算例, 对比验证在本文算法在导电圆管内高  $Ha$  条件下的有效性. 图 3 为  $Re = 21375$ ,  $Ha = 320$ ,  $C=0.0457$  时, 圆管  $yz$  截面上沿  $z = 0$  方向的流速分布对比. 可以看出, 数值模拟结果与实验结果在核心流区域吻合度较高, 边界层处速度出现一定误差与壁面处的接触电阻以及实验中所采用电磁测速仪的测量误差有关. 总的来说, 该算例验证了算法能够有效求解导电圆管内的湍流流动问题.

最后, 采用文献 [41] 中所提出的管内对流换热 Gnielinski 经验公式, 对比验证本文算法在求解圆管内高温气体与壁面间对流传热问题中的有效

性. 当空气入口温度为 500 K 时, 不同  $Re$  下壁面处沿  $x$  轴方向的努塞尔数对比如图 4 所示. 可以看出, 数值模拟结果与 Gnielinski 经验公式计算得到的结果保持了较好的一致性, 特别是随着流动向出口处沿伸, 二者之间的误差越来越小. 上述三个算例验证了本文所算法能够有效求解圆管内磁气体动力学流动和传热特性.

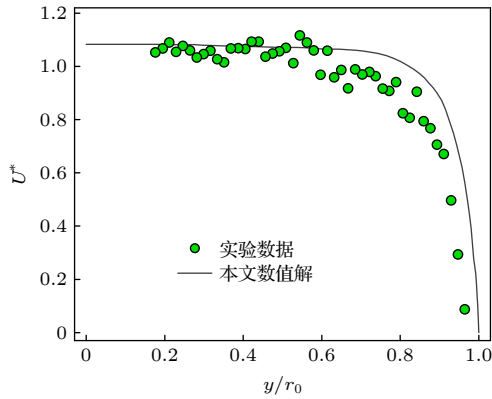


图 3  $Re = 21375, Ha = 320, C = 0.0457$  时, 圆管  $yz$  截面上沿  $z = 0$  方向的流速数值解与文献 [22] 中实验数据的对比  
Fig. 3. Comparison between the numerical solution of flow velocities along  $z = 0$  direction on the  $yz$  cross-section of the circular tube and the experimental results in Ref. [22] under the condition of  $Re = 21375, Ha = 320, C = 0.0457$ .

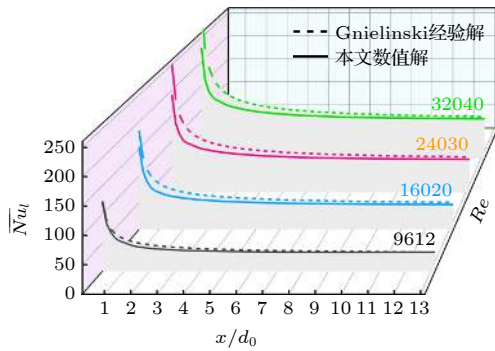


图 4 不同  $Re$  下圆管壁面处沿流动方向的努塞尔数数值解与 Gnielinski 经验解的对比  
Fig. 4. Comparison between the numerical solution of Nusselt number along the flow direction at the wall of the circular tube under different  $Re$  and the Gnielinski empirical solution.

### 3.4 网格无关性检验

针对圆管结构, 采用结构化网格并对壁面附近的网格进行加密处理. 依据计算流体力学理论, 当采用 SST  $k-\omega$  湍流模型时, 需满足贴壁处流体第一层网格的  $y^+$  值为 1 左右, 其中,  $y^+ = \Delta y \sqrt{\rho \tau_w / \mu}$ ,  $\Delta y$  为壁面处第一层网格的高度,  $\tau_w$  为壁面切应力.

为满足该条件, 首先通过理论分析确定  $\Delta y$  的初值, 并根据该初值开展数值模拟得到壁面处的  $y^+$  实际值, 而后根据实际  $y^+$  值对  $\Delta y$  进行校正, 最终得到壁面处流体区域第一层网格厚度  $\Delta y$  为 0.03 mm. 在此基础上, 通过调整网格过渡梯度, 完成 6 种不同尺寸的网格划分, 并对  $Ha = 148, C = 66.67$  时圆管内的流动和传热特性开展数值模拟. 不同网格尺寸下 (M1 – M6) 圆管壁面处的平均努塞尔数  $\overline{Nu}$  计算结果及误差如表 1 所示.

表 1 不同网格尺寸设置及与之对应的努塞尔数计算结果和误差  
Table 1. Different mesh size settings and the corresponding Nusselt number calculation results and errors.

网格编号	网格单元总数	壁面平均努塞尔数 $\overline{Nu}$	努塞尔数误差 $\varepsilon_{\overline{Nu}} =  1 - \overline{Nu}(M_i) / \overline{Nu}(M_6) $
M1	1021557	45.4185	4.65%
M2	1740325	46.3474	2.70%
M3	2883249	46.7952	1.76%
M4	4202281	47.4477	0.39%
M5	5613165	47.5001	0.28%
M6	7484076	47.6335	—

由表 1 可知, 在网格数量相对较少, 即网格编号为  $M_1 - M_3$  时, 不同网格尺寸对计算结果有较明显的影响; 随着网格数量的进一步增加, 数值模拟结果趋于一致,  $M_4$  与  $M_6$  网格计算结果的误差仅为 0.39% 左右. 因此, 综合考虑计算精度和时间成本, 本研究采用  $M_4$  作为最终网格.

## 4 结果及讨论

基于上述模型及数值求解算法, 分别开展不同磁感应强度以及不同壁面电导率条件下的数值模拟, 探索不同  $Ha$  以及壁面电导率比  $C$  等因素对圆管内磁气体动力学流动和传热特性的影响.

### 4.1 磁场对流动特性的影响

图 5 为不同  $Ha$  及不同  $C$  下圆管  $x = 200$  mm 截面上的速度幅值分布云图. 由图 5 可知, 横向磁场作用下圆管截面上的速度分布呈现各向异性, 且随着  $Ha$  的增加, 速度的各向异性分布越来越明显; 当  $C = 0$ , 即管壁绝缘时, Hartmann 边界层附近的速度梯度随  $Ha$  的增加而增大,  $z = 0$  沿线的速度分布变得平坦; 随着  $C$  的增加, 速度各向异性分

布的方向发生变化, 例如当  $C = 6667$  时, Roberts 边界层附近的速度梯度已经大于 Hartmann 边界层附近的值. 此外,  $C = 6667$  时, 核心流处出现速度较高的对称分布区域, 且随着  $Ha$  的增加, 该区域的位置逐渐向壁面方向移动. 不同  $C$  下导致的上述各向异性速度分布源于壁面电导率的变化所引起的圆管截面上的感应电流和电磁力的差异化分布, 相关的调控机理在 4.3 节中进行阐述.

图 6 为圆管  $x = 200$  mm 和  $x = 300$  mm 截面上  $y = 0$  沿线和  $z = 0$  沿线上的无量纲速度分布曲线. 由图可知, 在横向磁场的作用下, 圆管内核心流动区域的速度被抑制; 对于  $C = 0$  的绝缘管道而言, 随着  $Ha$  的增加, Roberts 边界层处的速度梯度逐渐减小, 边界层变厚, Hartmann 边界层处的速度梯度呈现增加趋势; 但对于导电圆管而言, Roberts 和 Hartmann 边界层处的速度梯度都随  $Ha$  的增加而增大. 对比图 6(a) 和 (c) 以及图 6(b) 和 (d) 可知, 当  $C = 0$  时, 随着流动由入口向出口方向延伸, 速度的各向异性分布越来越明显, 这源于流动发展过程中横向磁场作用效果的累积; 此外,

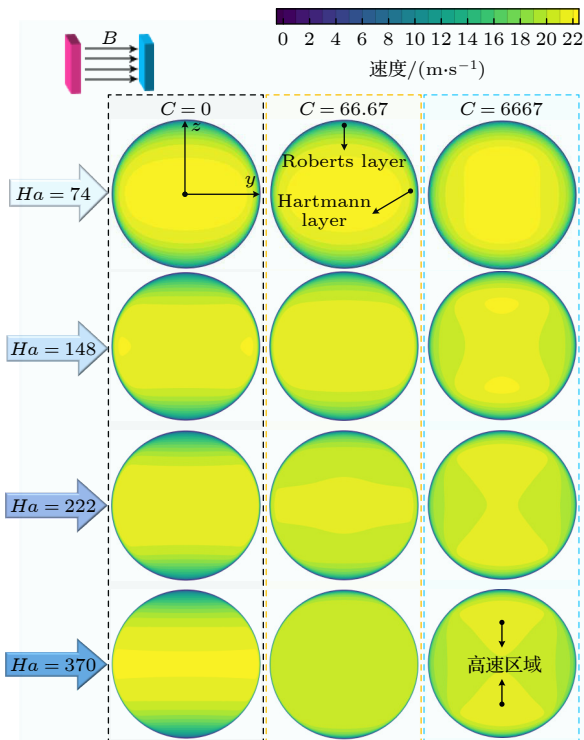


图 5 不同  $Ha$  及不同  $C$  条件下圆管  $x = 200$  mm 截面上的速度幅值分布云图

Fig. 5. The contours of velocity amplitude distribution of the  $x = 200$  mm cross-section of the circular tube under the conditions of different  $Ha$  and different  $C$ .

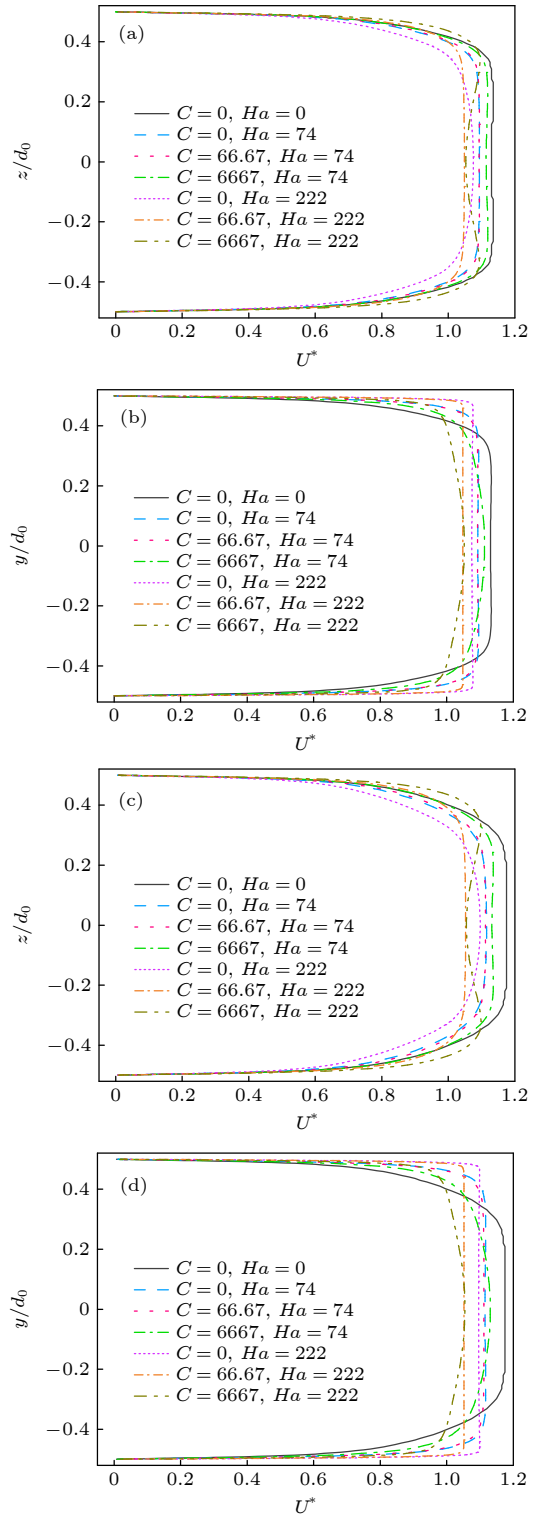


图 6 圆管  $x = 200$  mm 和  $x = 300$  mm 截面上  $y = 0$  沿线和  $z = 0$  沿线的无量纲速度分布曲线: (a)  $x = 200$  mm 截面,  $y = 0$ ; (b)  $x = 200$  mm 截面,  $z = 0$ ; (c)  $x = 300$  mm 截面,  $y = 0$ ; (d)  $x = 300$  mm 截面,  $z = 0$

Fig. 6. The profiles of the dimensionless velocity distribution on the  $x = 200$  mm and  $x = 300$  mm cross-sections of the circular tube: (a)  $x = 200$  mm cross-section,  $y = 0$ ; (b)  $x = 200$  mm cross-section,  $z = 0$ ; (c)  $x = 300$  mm cross-section,  $y = 0$ ; (d)  $x = 300$  mm cross-section,  $z = 0$ .

在  $C = 0$  和  $C = 66.7$  条件下, 截面上流速的分布基本一致, 说明当壁面导电性较小时, 壁面电导率对磁场的调控效果影响不明显; 随着  $C$  和  $Ha$  的增加,  $y = 0$  沿线的速度分布呈现“M”形, 如图 6(a) 和 (c) 所示, 但“M”形速度分布的峰值并不大, 未出现如文献 [20] 中矩形管道中 Roberts 边界层附近的高速射流现象. 上述发现可为调节圆管内磁气体体动力学的流动状态提供参考.

图 7 为不同  $Ha$  及不同  $C$  下圆管  $x = 200$  mm 截面上的湍流动能分布云图. 由图 7 可以看出, 不同  $C$  下, 圆管截面上的湍流动能同样呈现各向异性分布, Roberts 边界层附近的湍流动能明显大于 Hartmann 边界层附近的值, 这是由于电磁力对 Hartmann 边界层附近速度和速度脉动的抑制作用更强; 当  $Ha$  较小时 ( $Ha < 148$ ), 壁面导电性对湍流动能的影响不明显, 但当  $Ha$  超过一定范围时 ( $Ha > 222$ ), 导电壁面条件下 Roberts 边界层附近的湍流动能比绝缘壁面条件下更低, 且 Roberts 边界层附近的湍流动能随  $C$  的增加呈现先减小后增大的趋势. 实际上, 管道中对流换热的

强度与流体的湍流参数密切相关, 一般意义上而言, 湍流强度越大, 对流换热越强. 因此, 横向磁场对圆管内湍流的调控作用将影响磁气体体动力学与管壁间的对流换热, 传热特性的变化将在 4.2 节中进行分析.

图 8 为圆管  $x = 200$  mm 和  $x = 300$  mm 截面上  $y = 0$  沿线和  $z = 0$  沿线上湍流动能分布曲线. 由图可知, 不施加磁场时, 各向同性的湍流动能分布在壁面附近较大, 核心流动区域较小; 在横向磁场的作用下, 核心流动区域的湍流动能变化不明显, Roberts 边界层附近的湍流动能出现一定强度的降低, 但降低的幅度不大 (如图 8(a) 和 (c) 所示), 而 Hartmann 边界层附近的湍流动能显著降低 (如图 8(b) 和 (d) 所示); 由图 8(b) 中的数据分析可知,  $x = 200$  mm 截面上, 当  $C$  为 0 和 6667 条件下, 不施加磁场时 Hartmann 边界层处的湍流动能峰值为  $3.3634 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ , 当  $Ha$  为 74 时, 对应的湍流动能峰值为 1.7224 和 2.0517, 降低幅度分别为 48.79% 和 39.00%, 而当  $Ha$  为 222 时, 边界层附近的湍流几乎被完全抑制, 湍流动能的波峰消失. 此外, 较低的  $C$  值下, 磁场对湍流动能的抑制效果与绝缘壁面相比区别不明显, 当  $C$  值较大时 ( $C = 6667$ ), 边界层处的湍流动能开始出现回升.

#### 4.2 磁场对传热特性的影响

图 9 为不同  $Ha$  及不同  $C$  下圆管  $x = 300$  mm 截面上的温度分布云图. 可以发现, 当管壁绝缘时, 圆管截面上温度分布的各向异性随  $Ha$  的增加越来越明显, Roberts 边界层附近壁面处的温度高于 Hartmann 边界层处的壁面温度, 这主要源于上述横向磁场对湍流的各向异性调控作用; 值得注意的是, 在相同的  $Ha$  下, 随着  $C$  的增加, 温度的各向异性分布特性逐渐被削弱, 且核心流动区域的温度逐渐升高, 至  $C = 6667$ ,  $Ha = 370$  时, 核心流处出现大范围的高温区域, 该现象源于圆管中的电流产生的焦耳热效应. 因此, 大  $C$  值、高  $Ha$  数条件下, 大量焦耳热的累积导致圆管内温度出现升高的现象, 将对传热抑制的效果造成负面影响.

为对比分析与磁场垂直壁面处和与磁场平行壁面处的对流换热特性, 绘制  $C$  分别为 0 和 6667 时, 不同  $Ha$  下圆管  $y = 0, z = r_0$  壁面和  $z = 0, y = r_0$  壁面处沿  $x$  方向的局部努塞尔数  $\overline{Nu}$  曲线, 如图 10 所示. 由图 10(a) 可知, 绝缘壁面条件下,

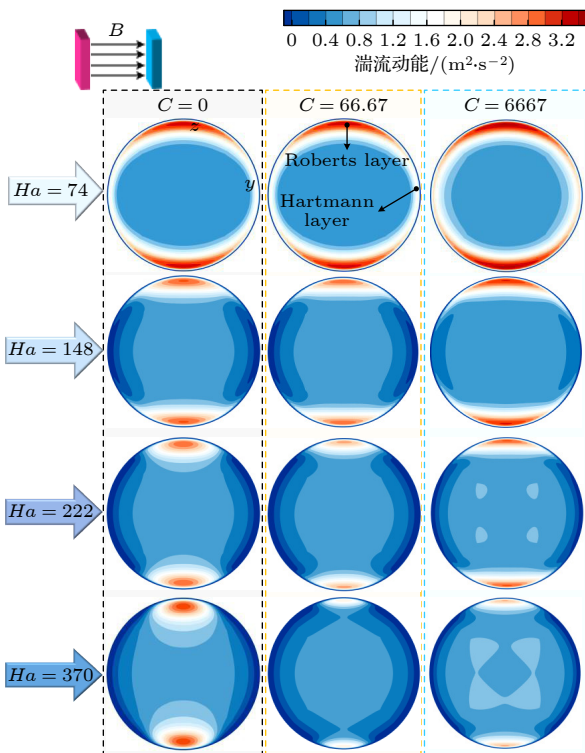


图 7 不同  $Ha$  及不同  $C$  条件下圆管  $x = 200$  mm 截面上的湍流动能分布云图

Fig. 7. The contours of turbulent kinetic energy distribution of the  $x = 200$  mm cross-section of the circular tube under the conditions of different  $Ha$  and different  $C$ .

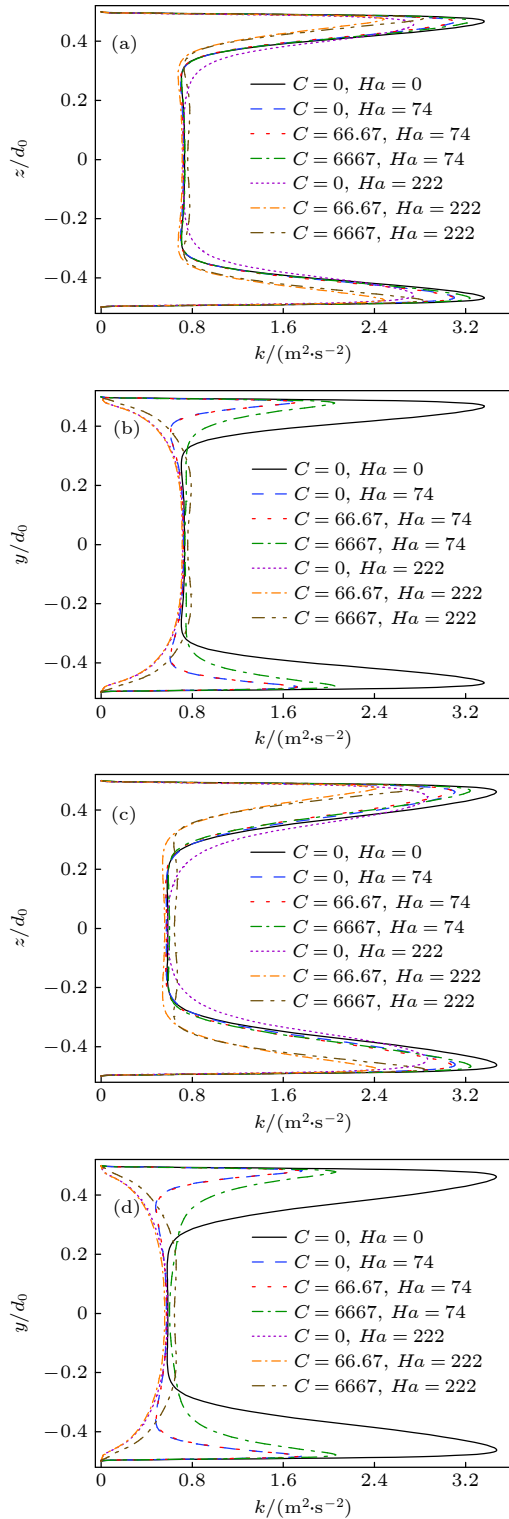


图 8 圆管  $x = 200$  mm 和  $x = 300$  mm 截面上  $y = 0$  沿线和  $z = 0$  沿线上的湍流动能分布曲线: (a)  $x = 200$  mm 截面,  $y = 0$ ; (b)  $x = 200$  mm 截面,  $z = 0$ ; (c)  $x = 300$  mm 截面,  $y = 0$ ; (d)  $x = 300$  mm 截面,  $z = 0$

Fig. 8. The profiles of the turbulent kinetic energy distribution on the  $x = 200$  mm and  $x = 300$  mm cross-sections of the circular tube: (a)  $x = 200$  mm cross-section,  $y = 0$ ; (b)  $x = 200$  mm cross-section,  $z = 0$ ; (c)  $x = 300$  mm cross-section,  $y = 0$ ; (d)  $x = 300$  mm cross-section,  $z = 0$ .

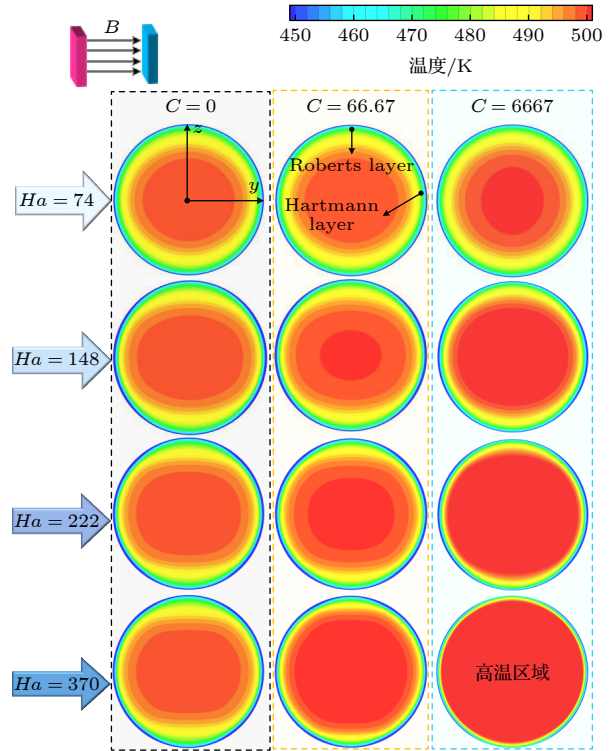


图 9 不同  $Ha$  及不同  $C$  条件下圆管  $x = 300$  mm 截面上的温度分布云图

Fig. 9. The contours of temperature distribution of the  $x = 300$  mm cross-section of the circular tube under the conditions of different  $Ha$  and different  $C$ .

随着流动的延伸,  $y = 0, z = r_0$  壁面处的  $\overline{Nu}_i$  随着  $Ha$  的增加略有降低, 但降低的程度不明显; 导电壁面条件下 ( $C = 6667$ ),  $y = 0, z = r_0$  壁面处的  $\overline{Nu}_i$  随  $Ha$  的增加呈现先减小后增大的趋势; 总体上而言, 导电壁面条件下  $y = 0, z = r_0$  壁面处的对流换热强度小于绝缘壁面条件. 由图 10(b) 可知, 绝缘壁面条件下, 随着流动的延伸,  $z = 0, y = r_0$  壁面处的  $\overline{Nu}_i$  下降显著, 随着  $Ha$  的增加,  $\overline{Nu}_i$  的值先降低而后升高, 且  $Ha = 148$  时的  $\overline{Nu}_i$  最低; 导电壁面条件下 ( $C = 6667$ ),  $z = 0, y = r_0$  壁面处的  $\overline{Nu}_i$  表现出复杂变化,  $Ha = 74$  时, 可以观察到  $\overline{Nu}_i$  出现一定程度的降低, 至  $Ha = 148$  和  $370$  时,  $\overline{Nu}_i$  的值与  $Ha = 0$  时相比变化不大, 至  $Ha = 555$  时,  $\overline{Nu}_i$  的值再次出现小幅度降低.

图 11 为不同  $C$  下, 圆管壁面处的平均努塞尔数  $\overline{Nu}$  随  $Ha$  的变化情况. 由图可知, 随着  $Ha$  的增加, 不同  $C$  下的  $\overline{Nu}$  都表现出先减小后增大的趋势, 即横向磁场对圆管内磁气体动力学流的传热具有抑制作用, 但该抑制作用存在“饱和效应”, 传热抑制效果最佳时对应的  $Ha$  值为  $222$  左右 ( $C = 0$ ,

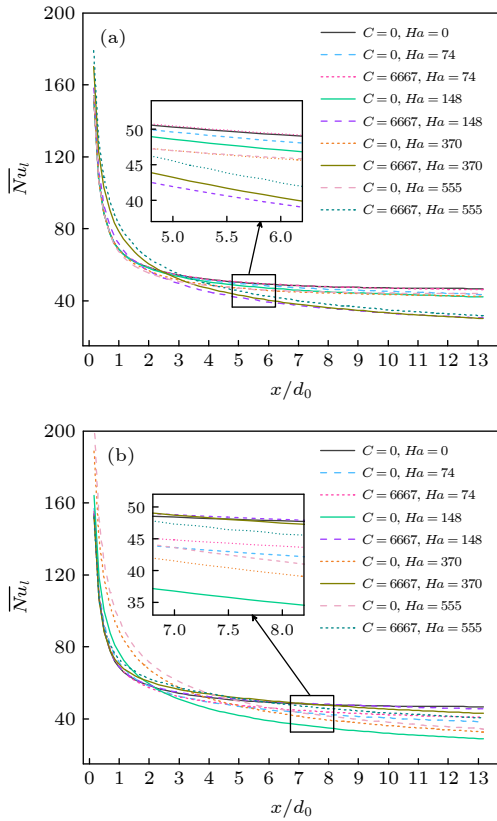


图 10 不同  $Ha$  下圆管  $y = 0, z = r_0$  壁面和  $z = 0, y = r_0$  壁面处沿  $x$  方向的局部努塞尔数分布曲线: (a)  $y = 0, z = r_0$ , (b)  $z = 0, y = r_0$   
 Fig. 10. The profiles of the local Nusselt number along the  $x$  direction at the wall of  $y = 0, z = r_0$  and the wall of  $z = 0, y = r_0$  of the circular tube under different  $Ha$ : (a)  $y = 0, z = r_0$ , (b)  $z = 0, y = r_0$ .

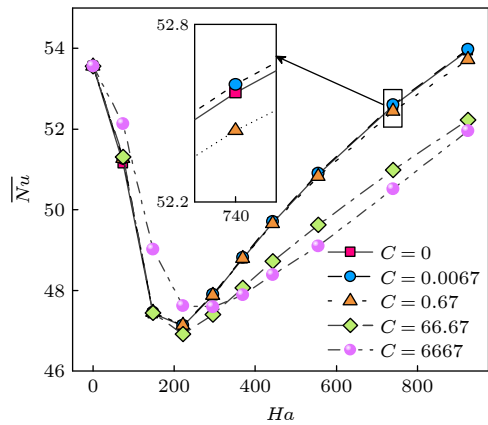


图 11 不同  $C$  下圆管壁面处的平均努塞尔数  $\overline{Nu}$  随  $Ha$  的变化  
 Fig. 11. Variation of the average Nusselt number  $\overline{Nu}$  at the wall of circular tube with  $Ha$  under different  $C$ .

66.67, 6667 时  $\overline{Nu}$  降低的幅度分别为 12.03%, 12.40%, 11.09%); 当壁面电导率较小时 ( $C \leq 0.67$ ), 导电壁面条件下的对流换热特性变化与绝缘壁面

基本一致; 但当  $C$  超过一定的范围后 ( $C \geq 66.67$ ), 其传热特性与绝缘壁面相比出现不同, 具体表现为小  $Ha$  条件下的  $\overline{Nu}$  有所升高, 而大  $Ha$  条件下的  $\overline{Nu}$  有所降低. 实际上, 圆管壁面处对流换热特性的变化源于横向磁场对湍流的抑制以及感应电流焦耳热效应的共同作用, 圆管内湍流的抑制作用将降低壁面处对流换热的强度, 而焦耳热的累积将强化传热, 由此导致不同壁面电导率下的对流换热呈现上述复杂变化.

### 4.3 磁场对流动和传热特性的调控机理

本节对比分析不同  $C$  下圆管内的感应电流、电磁力及焦耳热的空间分布, 进而阐明横向磁场对绝缘/导电圆管内磁流体动力学流动和传热特性的调控机理.

#### 4.3.1 感应电流的分布

以  $Ha = 74$  为例,  $C$  为 0, 66.67, 6667 三种条件下圆管  $x = 200$  mm 截面上的感应电流分布如图 12 所示, 其中, 图 12 中的云图代表截面上的沿  $y$  方向和  $z$  方向的感应电流的矢量幅值. 由图 12(a) 可以发现, 绝缘壁面条件下, 截面上的电流形成对称的环状回路. 这是由于沿  $x$  轴方向导电流体与沿  $y$  轴方向的磁场耦合作用, 在圆管截面上的核心流动区域感应出沿着  $z$  轴正方向的感应电流. 由于管壁绝缘, 感应电流无法通过管壁, 核心流动区域的感应电流只能流经 Roberts 边界层, 而后自 Hartmann 边界层沿  $z$  轴负方向返回. 此外, 由于流体的电导率恒定, 感应电流在 Hartmann 边界层附近的通道较窄, 形成汇聚作用, 因此 Hartmann 边界层附近的感应电流密度远大于核心流动区域的 Roberts 边界层附近. 由图 12(b) 可以发现, 当  $C = 66.67$  时, 电流的环状回路依然存在, 但由于壁面导电, 部分电流经壁面形成通路, 而壁面的电阻与流体相比较低, 导致核心流动区域的感应电流密度值与绝缘壁条件相比表现出一定程度的增大. 由图 12(c) 可以发现, 当  $C = 6667$  时, 感应电流几乎全部由壁面形成通路, 截面上的感应电流几乎完全沿着  $z$  轴正方向且 Hartmann 边界层附近的电流回路几乎消失, 这也导致核心流动区域和 Roberts 边界层附近的感应电流密度值明显大于 Hartmann 边界层附近的值.

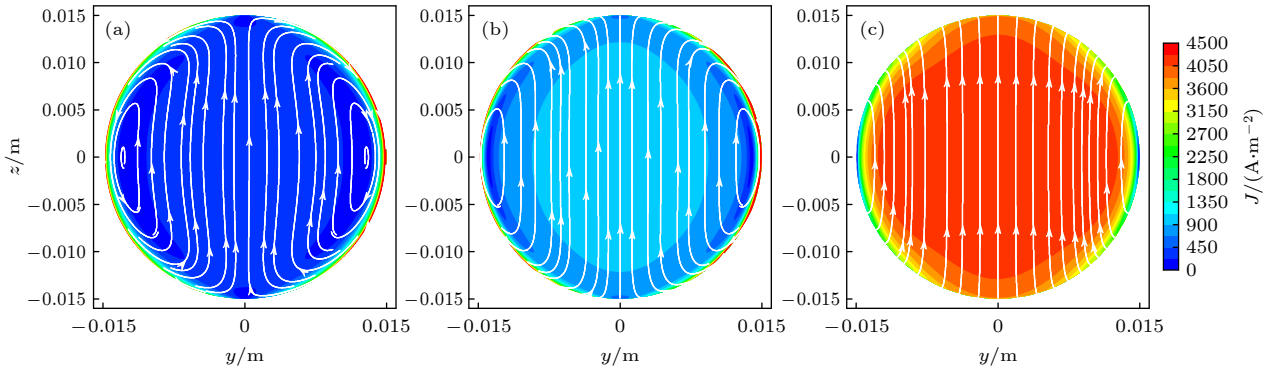


图 12  $Ha$  为 74 时不同  $C$  下圆管  $x = 200$  mm 截面上的感应电流分布: (a)  $C = 0$ ; (b)  $C = 66.67$ ; (c)  $C = 6667$

Fig. 12. Induced current distributions on the  $x = 200$  mm cross-sections at different  $C$  when  $Ha$  is 74: (a)  $C = 0$ ; (b)  $C = 66.67$ ; (c)  $C = 6667$ .

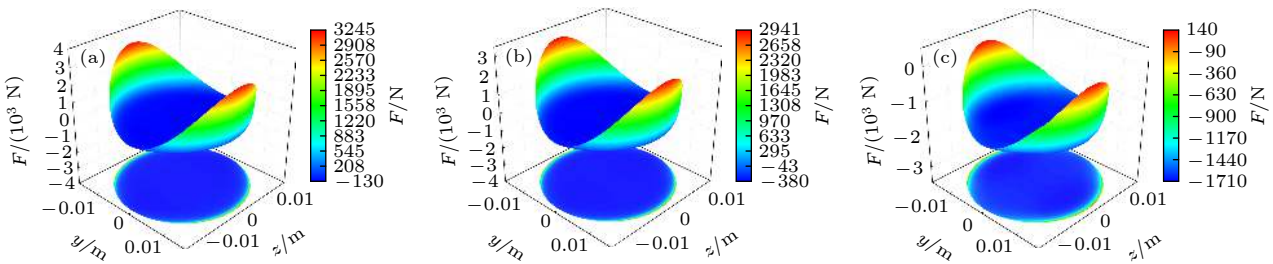


图 13  $Ha$  为 74 时不同  $C$  下圆管  $x = 200$  mm 截面上的电磁力矢量: (a)  $C = 0$ ; (b)  $C = 66.67$ ; (c)  $C = 6667$

Fig. 13. Electromagnetic force vectors on the  $x = 200$  mm cross-sections at different  $C$  when  $Ha$  is 74: (a)  $C = 0$ ; (b)  $C = 66.67$ ; (c)  $C = 6667$ .

### 4.3.2 电磁力的分布及调控机理

在上述感应电流与横向磁场的耦合作用下, 圆管截面上的沿  $x$  轴方向的电磁力矢量如图 13 所示. 可以看出, 不同壁面电导率下截面上电磁力分布的形貌具有相似性, 主要区别在于电磁力的值不同, 随着  $C$  的增加, 电磁力的值逐渐减小. 在核心流动区域, 由于感应电流沿着  $y$  轴正方向, 电磁力为负值, 表现为与流动方向相反的“阻滞力”, 而 Hartmann 边界层处的感应电流沿着  $y$  轴负方向, 电磁力表现为与流动方向相同的“推动力”; 当  $C$  不大时, 核心流处的“阻滞力”明显小于边界层处的“推动力”, 由此呈现出图 5 及图 6 中所示的核心流处速度被抑制以及 Hartmann 层附近的速度梯度增大的各向异性分布现象; 当  $C$  较大时 ( $C = 6667$ ), Hartmann 边界层处的“推动力”非常小, 由此使得该边界层处的速度梯度变化不如低  $C$  值下明显; 由于大  $C$  和高  $Ha$  值下的核心流区域“阻滞力”非常大, 使得流体受迫从靠近边界层处的区域流出, 导致了如图 5 中所示的类“M”形速度分布; 此外, 根据普朗特混合长理论可知, 湍流脉动速度

一般与时均速度梯度成正比<sup>[42]</sup>, Hartmann 边界层处的速度分布更平坦, 因此, 电磁力对 Hartmann 边界层处湍流动能的抑制作用比 Roberts 边界层处更加明显, 由此形成了图 7 和图 8 中所示的湍流动能分布情况.

### 4.3.3 焦耳热的分布及调控机理

由能量方程 (7) 式可知, 焦耳热与感应电流密度的平方成正比. 当  $Ha$  为 74 时,  $C$  在 0, 66.67 和 6667 三种条件下圆管  $y = 0$  截面和  $z = 0$  截面上的焦耳热分布如图 14 所示. 由图 14(a) 和 (b) 可以看出, 绝缘壁面条件下, 焦耳热主要分布于 Hartmann 边界层附近的壁面薄层内, 而在  $y = 0$  截面处以及  $z = 0$  截面的核心流动区域较小; 由图 14(c) 和 (d) 可以看出, 随着壁面电导率的增加, 当  $C = 66.7$  时, 核心流动区域的焦耳热有所增大, 但焦耳热的最大值依然分布于 Hartmann 层附近; 由图 14(e) 和 (f) 可以看出, 当  $C = 6667$  时, 焦耳热在核心流处较为明显, 而在 Roberts 边界层处较小, 这与  $C$  值较小条件下的焦耳热分布明显不同. 前已述及, 圆管壁面处焦耳热的变化受电磁力对湍流的抑

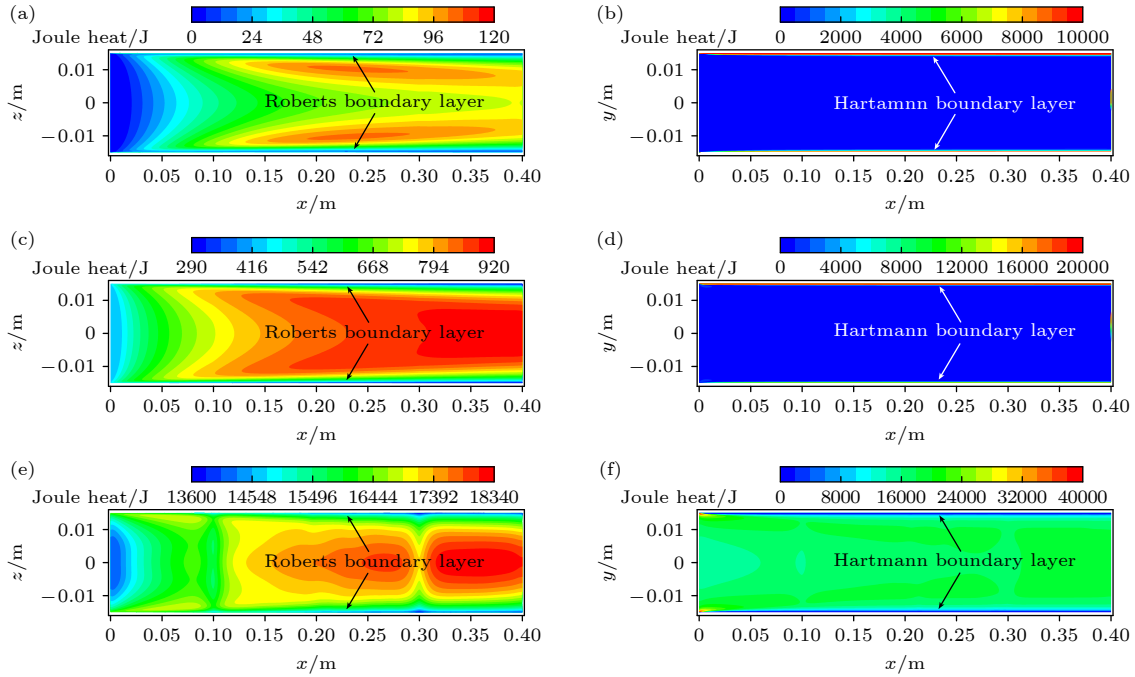


图 14  $Ha$  为 74 时不同  $C$  下圆管  $y = 0$  截面和  $z = 0$  截面上的焦耳热分布: (a)  $C = 0$ ,  $y = 0$  截面; (b)  $C = 0$ ,  $z = 0$  截面; (c)  $C = 66.67$ ,  $y = 0$  截面; (d)  $C = 66.67$ ,  $z = 0$  截面; (e)  $C = 6667$ ,  $y = 0$  截面; (f)  $C = 6667$ ,  $z = 0$  截面

Fig. 14. Joule heat distributions on the  $y = 0$  mm cross-sections and the  $z = 0$  mm cross-sections at different  $C$  when  $Ha$  is 74: (a)  $C = 0$ ,  $y = 0$  mm cross-section; (b)  $C = 0$ ,  $z = 0$  mm cross-section; (c)  $C = 66.67$ ,  $y = 0$  mm cross-section; (d)  $C = 66.67$ ,  $z = 0$  mm cross-section; (e)  $C = 6667$ ,  $y = 0$  mm cross-section; (f)  $C = 6667$ ,  $z = 0$  mm cross-section.

制作用与焦耳热效应的共同影响. 当  $Ha$  较小时, 焦耳热效应不明显, 磁场对湍流的抑制作用占据主导, 因此对流换热强度随  $Ha$  的增加而减小; 当  $Ha$  达到一定范围后 ( $Ha \geq 222$ ), 由于感应电流的增加导致圆管内的焦耳热大量累积, 其对传热的强化作用超过电磁力对湍流及传热的抑制, 从而导致对流换热强度开始反向增大.

## 5 结 论

本文采用数值模拟方法研究了横向磁场作用下绝缘/导电圆管内磁气体动力学流的流动和传热特性, 重点分析了哈特曼数和壁面电导率等因素的影响规律, 并阐释了磁场的调控机理. 得到的主要结论如下:

1) 横向磁场作用下圆管截面上的速度呈现各向异性分布. 绝缘管道内, Hartmann 边界层附近的的速度梯度变大, 但具有大  $C$  值条件的导电管道内, Roberts 边界层内的速度梯度增加, 且  $y = 0$  沿线的速度呈现“M”形分布. 此外, 速度分布的各向异性随  $Ha$  的增加及流动的延伸越来越明显.

2) 横向磁场对圆管内湍流的抑制作用也具有

各向异性, Hartmann 边界层附近的湍流动能明显低于 Roberts 边界层附近. 当  $Ha$  较小时 ( $Ha < 148$ ), 不同  $C$  值对湍流动能的影响不明显, 但当  $Ha$  超过一定范围后 ( $Ha > 222$ ), 导电壁条件下磁场对 Roberts 边界层附近湍流动能的抑制大于绝缘壁条件.

3) 横向磁场能够抑制磁气体动力学流与圆管壁面间的对流换热, 但该抑制作用存在“饱和效应”, 即  $Ha$  存在最优值. 当壁面电导率较小时 ( $C \leq 0.67$ ), 导电壁条件下  $\overline{Nu}$  的变化与绝缘壁基本一致; 但当  $C$  超过一定的范围后 ( $C \geq 66.67$ ), 小  $Ha$  值条件下的  $\overline{Nu}$  相比于绝缘壁面有所升高, 而大  $Ha$  条件下的  $\overline{Nu}$  有所降低.

4) 圆管内  $\overline{Nu}$  的复杂变化源于横向磁场对湍流的抑制以及焦耳热效应的共同作用. 当  $Ha$  较小时, 磁场对湍流的抑制作用占据主导,  $\overline{Nu}$  随  $Ha$  的增加而减小; 当  $Ha$  超过一定值时 ( $Ha \geq 222$ ), 由于圆管内焦耳热的大量累积强化了传热, 从而导致  $\overline{Nu}$  随着  $Ha$  的继续增加开始反向增大.

本研究为实现高温管道内流动控制和热能管理提供了参考, 且研究方法可以扩展到液态磁流体及高温高速可压缩磁流体等不用的应用场景, 为其

提供借鉴. 后续, 我们将针对工程中具体的应用案例及真实的磁场构型开展进一步研究.

## 参考文献

- [1] Bedick C R, Woodside C R, Baylor R, Paul-Irudayaraj M 2020 *Combust. Flame* **213** 140
- [2] Zhao K, Lu Y, Li F, Hu J, Ming M, Wang X, Li S 2020 *Acta Astronaut.* **171** 257
- [3] Kim K S, Lee S H, Yun Y, Kwon S 2020 *Acta Astronaut.* **173** 31
- [4] Veeffkind A 2004 *IEEE T. Plasma Sci.* **32** 2197
- [5] Wang Y, Ma T, Pei D, Chen C, Zhang D, Li C 2020 *IEEE T. Plasma Sci.* **48** 1008
- [6] Li C, Mao B Q, Bai X H, Li X G 2018 *Acta Armam.* **39** 851 (in Chinese) [李程, 毛保全, 白向华, 李晓刚 2018 *兵工学报* **39** 851]
- [7] Cheng Y G, Xia Y G 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 075204 (in Chinese) [成玉国, 夏广庆 2017 *物理学报* **66** 075204]
- [8] Hedlund B, Houpt A, Gordeyev S, Leonov S 2018 *AIAA J.* **56** 2699
- [9] Ding M S, Fu Y A X, Gao T S, Dong W Z, Jiang T, Liu Q Z 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 214703 (in Chinese) [丁明松, 傅杨奥, 高铁锁, 董维中, 江涛, 刘庆宗 2020 *物理学报* **69** 214703]
- [10] Mistrangelo C, Bühler L, Smolentsev S, Klüber V, Maione I, Aubert J 2021 *Fusion Eng. Des.* **173** 112795
- [11] Maurya A, Kumar R, Jha P K 2020 *J. Manuf. Process.* **60** 596
- [12] Yang R J, Hou H H, Wang Y N, Fu L M 2016 *Sensor. Actuat. B-Chem.* **224** 1
- [13] Moitoi A J, Shaw S 2022 *Microvasc. Res.* **139** 104262
- [14] Erdem M, Varol Y 2020 *J. Therm. Anal. Calorim.* **139** 3897
- [15] Krasnov D, Zikanov O, Boeck T 2012 *J. Fluid Mech.* **704** 421
- [16] Zikanov O, Krasnov D, Boeck T, Sukoriansky S 2019 *J. Fluid Mech.* **867** 661
- [17] Chatterjee D, Gupta S K J 2016 *Appl. Fluid Mech.* **9** 2167
- [18] Belyaev I, Sardov P, Melnikov I, Frick P 2021 *Int. J. Therm. Sci.* **161** 106773
- [19] Chaudhary R, Vanka S P, Thomas B G 2010 *Phys. Fluids* **22** 075102
- [20] Hunt J C R 1965 *J. Fluid Mech.* **21** 577
- [21] Tao Z, Ni M J 2015 *Sci. China Phys. Mech.* **58** 024701
- [22] Zhang X, Pan C, Xu Z 2017 *Fusion Eng. Des.* **125** 647
- [23] Artemov V I, Makarov M V, Minko K B, Minko K B, Yankov G G 2020 *Int. J. Heat Mass Tran.* **146** 118822
- [24] Singh R J, Gohil T B 2019 *Comput. Fluids* **179** 476
- [25] Yarahmadi M, Goudarzi H M, Shafii M B 2015 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **68** 601
- [26] Sha L, Ju Y, Zhang H, Wang J 2017 *Appl. Therm. Eng* **113** 566
- [27] Abadeh A, Sardarabadi M, Abedi M, Pourramezan M, Passandideh-Fard M, Maghrebi M 2020 *J. Mol. Liq.* **299** 112206
- [28] Shahsavari A, Saghafian M, Salimpour M R, Shafii M B 2016 *Exp Therm. Fluid Sci.* **76** 1
- [29] Afrand M, Karimipour A, Nadooshan A A, Akbari M 2016 *Physica. E* **84** 474
- [30] Khosravi A, Malekan M 2019 *Eur. Phys. J. Plus* **134** 1
- [31] Malekan M, Khosravi A 2018 *Powder Techno.* **333** 364
- [32] Hussam W K, Hamid A H A, Ng Z Y, Sheard G J 2018 *Int. J. Therm. Sci.* **134** 453
- [33] Li K, Liu W Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 064701 (in Chinese) [李开, 刘伟强 2016 *物理学报* **65** 064701]
- [34] Liu Z, Li Y, Su Y 2018 *Int. J. Adv. Manuf. Tech.* **98** 2015
- [35] Tsilingiris P T 2008 *Energ. Convers. Manage.* **49** 1098
- [36] Stephan K, Laesecke A 1985 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **14** 227
- [37] Menter F R 1994 *AIAA J.* **32** 1598
- [38] Widlund O, Zahrai S, Bark F H 1998 *Phys. Fluids* **10** 1987
- [39] Walker J S 1981 *Journal de Mécanique* **20** 79
- [40] Takeuchi J, Satake S, Morley N B, Kumugi T, Yokomine T, Abdou, M A 2008 *Fusion Eng. Des.* **83** 1082
- [41] Gnielinski V 1976 *Int. Chem. Eng* **16** 359
- [42] Bradshaw P 1974 *Nature* **249** 135

# Effect of transverse magnetic field on magnetogasdynamic flow and heat transfer characteristics in insulated / conductive circular tubes\*

Zhao Qi-Jin   Mao Bao-Quan<sup>†</sup>   Bai Xiang-Hua

Yang Yu-Ying   Chen Chun-Lin

(Weapons and Control Department, Army Academy of Armored Forces, Beijing 100072, China)

( Received 9 January 2022; revised manuscript received 5 May 2022 )

## Abstract

The regulating effect of magnetic field on magnetogasdynamic flow and heat transfer characteristics in circular tubes has important applications in many fields, but there is still a lack of relevant basic research. Considering the conductivity of the tube wall and the insufficient development of turbulence, the physical model and mathematical model of magnetogasdynamic flow in a circular tube under a given transverse magnetic field are constructed, and the numerical algorithm is designed within a theoretical framework of the finite volume method. The effect of factors including Hartman number ( $Ha$ ) and wall conductivity ratio ( $C$ ) on the flow and heat transfer characteristics are obtained through analyzing the distributions of velocity, turbulent kinetic energy, and temperature. Furthermore, the regulation mechanism of the transverse magnetic field is discussed by analyzing the spatial distribution of induced current, electromagnetic force and Joule heat. The results show that the distribution of velocity and the distribution of turbulent kinetic energy in the circular tube under a given transverse magnetic field are both anisotropic. The turbulent kinetic energy near the Hartmann boundary layer is much lower than that near the Roberts boundary layer, and the anisotropic distribution of velocity and turbulent kinetic energy become more and more evident with the increase of  $Ha$  and the extension of the flow. The transverse magnetic field has a suppression effect on the heat transfer in the tube. For different values of  $C$ , the average Nusselt number ( $\overline{Nu}$ ) shows a first-decreasing-and-then-increasing trend with  $Ha$  increasing, that is, there is a “saturation effect” in heat transfer suppression. When the wall conductivity is small ( $C \leq 0.67$ ), the change of  $\overline{Nu}$  under the condition of conductive wall is basically consistent with that of an insulating wall. However, when  $C$  exceeds a certain value ( $C \geq 66.67$ ), the  $\overline{Nu}$  under the condition of small  $Ha$  increases in comparison with that of the insulating wall, while the  $\overline{Nu}$  decreases under the condition of large  $Ha$ . The change of flow characteristics in the circular tube results from the variation of electromagnetic force under the coupling of magnetic field and fluid, while the change of heat transfer characteristics originates from the coupling effect of the suppression of turbulence and the Joule heating. When  $Ha$  is small, the suppression effect of the magnetic field on turbulence is dominant, and the  $\overline{Nu}$  decreases with the increase of  $Ha$ . When  $Ha$  exceeds a certain value ( $Ha \geq 222$ ), the large accumulation of Joule heat in the circular tube enhances the heat transfer, resulting in the increase of the  $\overline{Nu}$  with the continuous increase of  $Ha$ .

**Keywords:** magnetogasdynamic flow, transverse magnetic field, wall conductivity, flow and heat transfer characteristics

**PACS:** 47.65.-d, 47.27.te, 47.27.nf, 44.15.+a

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220051

\* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52006241).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [mbq123321@126.com](mailto:mbq123321@126.com)



横向磁场对绝缘/导电圆管中磁气体动力学流动和传热特性的影响

赵其进 毛保全 白向华 杨雨迎 陈春林

**Effect of transverse magnetic field on magnetogasdynamic flow and heat transfer characteristics in insulated / conductive circular tubes**

Zhao Qi-Jin Mao Bao-Quan Bai Xiang-Hua Yang Yu-Ying Chen Chun-Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 164702 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220051

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220051>

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

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

横向磁场作用下Taylor–Couette湍流流动的大涡模拟

Large eddy simulation of Taylor–Couette turbulent flow under transverse magnetic field

物理学报. 2021, 70(18): 184702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210389>

基于斜驻点模型的剪切层撞击壁面流动及传热特性

Heat transfer characteristics of shear layer impinging on wall based on oblique stagnation–point model

物理学报. 2020, 69(21): 214401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201000>

小液滴撞击壁面传热特性数值分析

Numerical analysis of heat transfer characteristics of small droplets impacting on wall

物理学报. 2021, 70(7): 074402 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201354>

纳米通道内气体剪切流动的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulations of surface effects on Couette gas flows in nanochannels

物理学报. 2018, 67(8): 084701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172706>

超临界压力CO<sub>2</sub>在水平圆管内流动传热数值分析

Numerical analysis on flow and heat transfer of supercritical CO<sub>2</sub> in horizontal tube

物理学报. 2020, 69(4): 044401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191513>

浮升力和流动加速对超临界CO<sub>2</sub>管内流动传热影响

Effects of buoyancy and acceleration on heat transfer of supercritical CO<sub>2</sub> flowing in tubes

物理学报. 2020, 69(6): 064401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191521>