

三维数值模拟射频热等离子体的物理场分布

朱海龙 李雪迎 童洪辉

Three-dimensional numerical simulation of physical field distribution of radio frequency thermal plasma

Zhu Hai-Long Li Xue-Ying Tong Hong-Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 155202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20202135

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202135>

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

非平衡感应耦合等离子体流场与电磁场作用机理的数值模拟

Numerical investigation on interaction mechanisms between flow field and electromagnetic field for nonequilibrium inductively coupled plasma

物理学报. 2019, 68(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190865>

螺旋波等离子体放电三维直接数值模拟

Three-dimensional direct numerical simulation of helicon discharge

物理学报. 2017, 66(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.025201>

外扩型电磁场控制筒形阴极内等离子体放电输运特性的仿真研究

Simulation study on plasma discharge and transport in cylindrical cathode controlled by expanding electromagnetic field

物理学报. 2019, 68(19): 195204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190583>

三维电磁扩散场数值模拟及磁化效应的影响

Three-dimensional numerical simulation of electromagnetic diffusion problem and magnetization effects

物理学报. 2019, 68(3): 030201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181567>

基于变换热力学的三维任意形状热斗篷设计

Design and research of three-dimensional thermal cloak with arbitrary shape based on the transformation thermodynamics

物理学报. 2017, 66(10): 104401 <https://doi.org/10.7498/aps.66.104401>

螺旋线行波管三维返波相互作用理论与数值模拟

Study of three-dimensional nonlinear backward-wave interaction model and numerical simulation for helical traveling wave tube

物理学报. 2017, 66(2): 028401 <https://doi.org/10.7498/aps.66.028401>

三维数值模拟射频热等离子体的物理场分布^{*}朱海龙^{1)†} 李雪迎²⁾ 童洪辉³⁾

1) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

2) (山西大学理论物理研究所, 太原 030006)

3) (核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2020 年 12 月 15 日收到; 2021 年 3 月 19 日收到修改稿)

射频热等离子体的产生包含了丰富、复杂的物理场分布, 正确认识这些物理场分布对射频热等离子体在工业领域的应用有指导作用. 本文建立了三维射频热等离子体的热-电-磁-流动强耦合数学物理模型, 考虑了感应线圈的真实螺线管结构, 开发了用于计算三维射频热等离子体复杂电磁场的 C++ 程序代码, 计算了射频热等离子体重要物理场, 如温度场、流场和电磁场的分布情况. 结果表明, 射频热等离子体各物理场分布具有三维非对称效应, 感应线圈结构对温度场和流场的空间分布有重要影响. 研究结果对优化、控制射频热等离子体的实际应用过程有重要的指导意义.

关键词: 温度场, 流场, 电磁场, 射频热等离子体, 三维数值模拟**PACS:** 52.65.-y, 52.80.Pi**DOI:** 10.7498/aps.70.20202135

1 引言

射频热等离子体因具有高温、高焓、高化学活性特征, 被认为是绝佳的高温热源和化学反应源^[1,2], 在诸多高新技术领域有重要应用, 特别是在难熔微米级粉末球形化^[3,4]、纳米颗粒合成^[5,6]以及等离子体喷涂^[7,8]方面展现出独特优势, 是近些年备受人们关注的研究热点.

射频热等离子体通常是在大气压或者近大气压下产生, 其产生原理类似于感应加热, 因而有时也被称为射频感应耦合热等离子体. 一般认为, 射频热等离子体的放电方式有两类, 即感应线圈内的电场激发和磁场激发, 相应地被命名为 E 放电和 H 放电. 这种热等离子体的产生过程可以描述为: 首先在感应线圈上施加高电压形成高的电场强度, 强电场击穿工作气体 (通常为惰性气体) 形成初始

电离, 随着高频振荡振幅增大, 气体电离程度急速上升, 电导率增加, 这时 E 放电占主导地位, 当电导率增加并达到某一临界值时, 感应线圈的磁能开始释放, 等离子体吸收磁能, 从而形成并维持稳定的等离子体, 此后的过程 H 放电占主导地位^[9]. 日本科学家 Razzak 等^[10]利用 CCD 相机记录了射频放电热等离子体的产生过程, 发现 E 放电所用时间约为 1 ms, 而且放电主要是在约束管的边缘, 呈环状. 经过模式转换后 H 放电成为主放电过程, 此时, 放电由边缘向中心扩散, 形成稳定的等离子体, 并在上游气流的作用下向发生器喷嘴喷射出来, 形成等离子体射流. 此外, 帕邢定律表明, 气体击穿电压是电极距离和气压乘积的函数. 线圈匝间距一定的情况下, 增加气压使得带电粒子平均自由程缩短, 带电粒子在自由程中获得的能量减小, 这不利于放电; 另一方面带电粒子在线圈匝间渡越时发生的碰撞次数增多, 这有利于放电, 因此存在

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 11875039, 11535003) 资助的课题.[†] 通信作者. E-mail: zhuhl@sxu.edu.cn

最小击穿电压. 经过大量的实验我们发现, 当等离子体炬内气压为 40 kPa, 电源阳极电压升高到 6 kV 即可点燃等离子体^[11]. 这种射频热等离子体的主要特点是高温 (约 10^4 K)、高焓 (约 10^7 J/kg)、低速 (约 30 m/s). 这对粉末颗粒球化、纳米颗粒合成极具优势. 高温可使原料颗粒在极短的时间内发生熔融/汽化; 低速可确保颗粒在等离子体中有较大的“滞留时间”, 从而可充分吸收等离子体能量, 进而发生完全的熔融/汽化.

获得射频热等离子体的空间物理场分布有两种手段, 一是实验诊断, 二是数值模拟. 但由于射频热等离子体具有以下特点: 1) 等离子体温度极高; 2) 稳定性差, 极易受到气流的作用发生淬灭; 3) 受到强烈的电磁干扰作用和等离子体发生器空间狭小使得诊断异常困难. 这为实验上获得射频热等离子体物理场分布带来了困难. 为此, 人们建立了各种数学物理模型, 通过数值模拟研究射频热等离子体物理场分布. 数值模拟获得射频热等离子体的物理场分布是经济有效的方法, 同时可有效克服诊断困难的问题. 典型的数值模拟工作是加拿大 Sherbrooke 大学 Xue 等^[12]建立的二维扩展场磁流体力学模型, 采用麦克斯韦方程组计算感应线圈产生的电磁场, 采用流体力学方程解算等离子体的流动特性, 并将电磁场产生的焦耳热和洛伦兹力项引入到流体力学方程解算等离子体温度场特征. Xue 等^[12]在感应线圈外建立了一个扩展场区域, 巧妙且有效地解决了电磁场的不自洽问题和磁场边界的问题. Bernardi 等^[13]在此模型的基础上发展了一种偶极子边界模型 (DPBC Model) 给出了更精确的电磁场边界条件. Shigeta 研究组^[14]和 Tanaka^[15]进一步细化了此方面的工作, 考虑了等离子体的热力学非平衡和化学非平衡效应, 进一步模拟了等离子体真实的物理场特征. 以上二维模型均采用了等离子体发生器的轴对称假定, 将激发线圈视为一个个与等离子体炬同轴的圆环, 忽略了线圈存在的倾角和等离子体三维效应. 通常, 这种三维效应被认为与线圈形状、匝数、倾角有关^[16,17], 这些参数会直接影响电磁场的位形, 进而影响等离子体温度场和速度场的分布. 为了更精确地计算射频热等离子体真实的符合实际的物理场分布, 我们建立了三维射频热等离子体数学物理模型, 考虑了感应线圈的实际螺线管结构, 并考虑了等离子体流动过程中存在的湍流效应 (在二维模型中大多将等

离子体简单地视为层流流动状态), 给出了符合真实的物理场分布. 然而, 由于三维模型中电磁场和流场的强耦合, 以及热力学及输运参数是温度的非线性函数, 使得计算十分复杂, 计算量大, 收敛困难. 为此, 我们利用 FLUENT 程序包并进行二次开发, 自行编制适用于计算射频热等离子体物理场分布的用户自定义函数 (UDF) 程序代码, 计算得到了各物理场的三维分布情况. 射频热等离子体物理场分布, 如温度场、速度场、电导及黏性分布研究对于粉末颗粒球化, 纳米颗粒合成是非常重要的. 如等离子体温度分布与颗粒在等离子体的熔融过程直接相关; 等离子体速度大小和分布情况会影响颗粒在等离子体中的滞留时间, 从而影响颗粒的熔融和蒸发等热物理过程; 再如, 等离子体电导率与金属颗粒在等离子体的传热过程有关, 等离子体黏性分布对颗粒在等离子体的运动有重要影响. 获得这些物理场分布对研究颗粒在等离子体中的热物理行为有重要的指导意义.

2 数学物理模型

2.1 几何模型

本文模拟的实体几何模型源于核工业西南物理研究院自制的用于粉末球化的射频热等离子体炬和反应腔室, 几何结构和网格结构如图 1 所示, 具体几何尺寸见表 1. 如图 1(a) 所示, 等离子体炬由陶瓷约束管、石英制送气管以及同轴的线圈组成, 线圈圈数是 5, 通入电流的频率 f 为 3 MHz. 等离子体炬内中心轴处有送料枪, 用于送入原料颗粒到等离子体高温区. 用于产生和约束热等离子体的气体是氩气, 送料载气同为氩气. 此三路气体 (放电气、冷却气和送料气) 分别由图 1(a) 中所示的 3 个入口被送入到等离子体炬内. 放电气由石英制送气管通入, 在线圈上施加的高电压将其击穿形成等离子体, 并沿着等离子体炬出口喷射出来. 冷却气沿着陶瓷约束管的内表面被高速送入到等离子体炬中, 它主要用于冷却陶瓷约束管壁使之免受高温而损坏. 在等离子体炬下方置有反应腔室, 原料通过等离子体处理后会进入反应腔室进行冷却、凝固甚至反应生成目标颗粒. 等离子体炬和反应腔室都进行了水冷处理, 本数值模拟中, 相关壁面的温度被设置为 300 K. 图 1(b) 所示为网格结构图. 将整个计算域分成四部分: I 管区域、II 扩展区域、

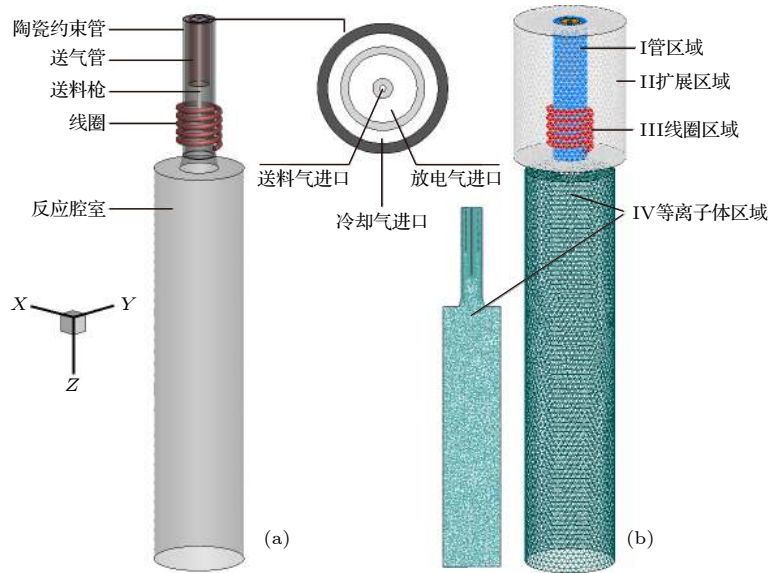


图 1 等离子体炬及腔室 (a) 几何结构示意图; (b) 计算域和网格结构

Fig. 1. Plasma torch system: (a) Geometric structure; (b) computational domain and grid.

表 1 等离子体炬及腔室几何尺寸表

Table 1. Dimensions of the plasma system sketched in Fig. 1.

参数名称	数值
陶瓷约束管内半径/外半径/长度/mm	25/29.5/252
送气管内半径/外半径/长度/mm	15.5/19/120
送料枪内半径/外半径/长度/mm	1.5/4.5/186
线圈半径/轴向节距/mm	37/15
线圈螺线管半径/mm	5
线圈匝数	5

III 线圈区域以及 IV 等离子体区域. I 管区域采用源于面的 Cooper 网格, 其他区域采用四面体网格, 总网格数为 445904, 节点数为 132751. 在处理计算区域的过程中, 人为地将等离子体炬外部空气区域扩展至 100 mm 处, 视扩展区域边缘处的矢势为零. 此外, 将扩展区设置为固体区域而不是流体, 这样做的好处是可将空气区域的热物理属性设置为固定值, 避免空气区域参与计算质量连续性方程、动量方程和能量方程, 大大减少了计算量的同时, 还可以使迭代计算变得容易收敛.

2.2 控制方程

在二维射频热等离子体模型中, 为了简化计算, 将几何结构简化为完全轴对称结构, 线圈视为一个个与等离子体炬同轴的圆环, 忽略线圈存在的倾角. 在模拟三维射频热等离子体各物理场分布时, 考虑了线圈的三维结构以及线圈的实际倾角,

使各物理场更接近真实分布. 同时, 为了突出物理问题的重要部分, 省略一些小量, 使问题得到简化, 作如下假定: 假定等离子体处于局域热力学平衡态, 电子温度与重粒子温度相等, 即组分中出现的温度可以用单一的等离子体温度 T 代替; 等离子体在炬内的流动属于定常流动, 即不考虑等离子体随时间的演化过程, 考虑了等离子体中在低雷诺数下的湍流效应. 忽略能量源项中的压力做功项 (小项).

2.2.1 电磁场方程

基于以上假设, 将等离子体看成带电的流体, 或者称为磁流体, 即等离子体既具有流体属性, 又具有电磁属性. 根据麦克斯韦方程组, 线圈中流过的变化的电流驱动产生变化的电磁场, 变化的电磁场将能量耦合到等离子体炬中使得气体放电产生等离子体并得以维持. 因此可以利用麦克斯韦方程组来处理流经线圈的射频电流激发的电磁场分布:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{J}, \quad (4)$$

其中 \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 分别是电场强度和磁感应强度, ρ 是电荷密度, μ_0 是自由空间的磁导率, ε_0 是自由空间

的介电常数, \mathbf{J} 为电流密度. 利用矢量恒等式 $\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0$, 可将 \mathbf{B} 写成

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (5)$$

其中 \mathbf{A} 为磁矢势. 对于电场 \mathbf{E} , 其源于电荷密度和变化的磁场两部分. 因此, 可以将其写成

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_\rho + \mathbf{E}_B, \quad (6)$$

其中, \mathbf{E}_ρ 和 \mathbf{E}_B 可表达如下:

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_\rho = \nabla \cdot (-\nabla \varphi) = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_B = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{A}), \quad (8)$$

$$\mathbf{E}_B = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (9)$$

方程 (7) 中的 φ 是电势. 将 (7) 式和 (9) 式代入到 (6) 式, 这样电场强度 \mathbf{E} 可表达如下:

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (10)$$

进一步地, 利用矢量恒等式 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = -\nabla^2 \mathbf{A} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A})$, 可将 (4) 式表达为

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = -\nabla^2 \mathbf{A} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) \\ &= \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{J}. \end{aligned} \quad (11)$$

将 (10) 式代入 (11) 式并化简得

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(-\nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) - \mu_0 \mathbf{J} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}). \quad (12)$$

现在考虑方程 (12) 右边的 $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A})$, 磁矢势 \mathbf{A} 的一般形式为

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}')}{r - r'} d^3 r', \quad (13)$$

其中, 电流密度可由电荷守恒方程给出,

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (14)$$

联立 (13) 式和 (14) 式可得到

$$\nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\rho(\mathbf{r}')}{r - r'} d^3 r' = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (15)$$

$$\text{其中电势 } \varphi(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi \varepsilon_0} \iiint \frac{\rho(\mathbf{r}')}{r - r'} d^3 r'.$$

这样, 将 (15) 式代入 (12) 式化简后得到

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \mu_0 \mathbf{J}. \quad (16)$$

电流密度 \mathbf{J} 包括线圈电流密度 \mathbf{J}_c 和感应等离子体电流密度 \mathbf{J}_i . 因此可写成,

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_c + \mathbf{J}_i, \quad (17)$$

其中, \mathbf{J}_c 可写成 $\mathbf{J}_c = I/S$, I 为流经感应线圈的电流, S 为线圈铜管的横截面积; \mathbf{J}_i 可由欧姆定律给出 $\mathbf{J}_i = \sigma \mathbf{E} = \sigma \left(-\nabla \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right)$, σ 为等离子体电导率. 这样方程 (16) 可写成

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \frac{\mu_0 I}{S} + \mu_0 \sigma \left(\nabla \varphi + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right). \quad (18)$$

假定 \mathbf{A} 按正弦规律变化, 角频率为 $\omega = 2\pi f$, 其中 f 为频率, 可以将 \mathbf{A} 表述如下:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{r}) e^{i\omega t}, \quad (19)$$

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \varphi(\mathbf{r}) e^{i\omega t}. \quad (20)$$

将 (19) 式代入 (18) 式可得

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\frac{\mu_0 I}{S} + \mu_0 \sigma \nabla \varphi + (i\omega \mu_0 \sigma - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2) \mathbf{A}. \quad (21)$$

对于等离子体区, $I = 0$, 对于线圈区域, $\sigma = 0$, 方程 (21) 可分别简化为

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \mu_0 \sigma \nabla \varphi + (i\omega \mu_0 \sigma - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2) \mathbf{A}, \quad (22)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\frac{\mu_0 I}{S} - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \mathbf{A}. \quad (23)$$

在方程 (22) 的右边中含有电势 φ , 接下来通过方程 (1) 和方程 (10) 推导求解电势 φ 的方程.

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} - \nabla \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right). \quad (24)$$

将 (15) 式代入 (24) 可得到

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} - \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \varphi. \quad (25)$$

为了计算磁矢势方程 (22) 和方程 (23) 以及电势方程 (25), 获得它们的分布, 进而获得磁感应强度 \mathbf{B} 和电场强度 \mathbf{E} 的分布, 需要在 FLUENT 中采用用户自定义标量 (UDS) 方法将磁矢势 \mathbf{A} 和 φ 看成自定义标量进行计算设置, UDS 可解算如下形式的方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \varphi_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u \varphi_k - \tau_k \frac{\partial \varphi_k}{\partial x} \right) &= S_{\varphi_k}, \\ k &= 1, 2, \dots, n, \end{aligned} \quad (26)$$

此处 τ_k 和 S_{φ_k} 分别是第 k 个 UDS 对应的扩散系数和源项; ρ, u 是流体的密度和速度. 方程 (26) 左端的第一项是时间项, 第二项包含对流项和扩散项. 将方程 (26) 与方程 (22)、方程 (25) 相对照可得, $\tau_k = 1$, $\varphi = \mathbf{A}$ 或 φ . 对应的各个源项使用 C++ 编程通过用户自定义函数 (UDF) 的方式写

入到 FLUENT 解算器, 从而参与迭代运算.

在进行二维数值计算时, 将磁矢势 \mathbf{A} 写成复数形式, $\mathbf{A} = \mathbf{A}_R + i\mathbf{A}_I$, 并将其代入到磁矢势方程 (22) 分开计算磁矢势 \mathbf{A} 的实部和虚部. 本文三维数值计算射频热等离子体时采用同样的处理方式, 将磁矢势写成同样的复数形式并投影到 x , y 和 z 方向上. 电势 φ 也作同样的处理.

$$A_x = A_{Rx} + iA_{Ix}, \quad (27)$$

$$A_y = A_{Ry} + iA_{Iy}, \quad (28)$$

$$A_z = A_{Rz} + iA_{Iz}, \quad (29)$$

$$\varphi = \varphi_R + i\varphi_I. \quad (30)$$

2.2.2 流体力学方程

如前文所述, 本文将射频热等离子体视为具有电磁属性的流体, 因此需解算流体力学方程, 考虑质量、动量和能量输运方程. 它们在笛卡尔坐标系下的具体形式可表述如下:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = & -\nabla P + \nabla \cdot \left[\mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \right. \\ & \left. - \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot (\mathbf{u} \mathbf{I}) \right] + \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \end{aligned} \quad (32)$$

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} h) = \nabla \cdot \left(\frac{k}{C_p} \nabla h \right) + \mathbf{J} \times \mathbf{E} - Q, \quad (33)$$

式中 ρ , k , C_p , μ , T , h 和 \mathbf{u} 分别是等离子体密度、热导率、热容、黏性系数、温度、比焓和速度. P 是腔室压力, \mathbf{E} 是电场强度, \mathbf{B} 是磁感应强度, \mathbf{J} 是等离子体内电流密度, Q 是体积辐射热, $\nabla \mathbf{u}^T$ 是矢量梯度张量 $\nabla \mathbf{u}$ 的转置, \mathbf{I} 是单位张量. 其中, 体积辐射热的表达式为 $Q = 5600(T - 9500) + 181(T - 9500)^2$ [18], 单位为 W/m^3 .

等离子体尾焰处具有一定的湍流效应, 对于射频热等离子体常采用标准 k - ω 模型来描述这种湍流效应, 其控制方程表示为

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} k) = \nabla \cdot (\Gamma_k \nabla k) + G_k, \quad (34)$$

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \omega) = \nabla \cdot (\Gamma_\omega \nabla \omega) + G_\omega, \quad (35)$$

式中 k 和 ω 分别为湍流动能和动能耗散率; G_k 是由平均速度梯度所致湍流能量源项; G_ω 是 ω 源项; Γ_k 和 Γ_ω 是有效扩散系数,

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad (36)$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}, \quad (37)$$

其中 σ_k 和 σ_ω 分别为 k 和 ω 的湍流 Prandtl 数, 湍流黏性系数 μ_t 可由 (38) 式表示, 相关的参数见文献 [19].

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}. \quad (38)$$

方程 (31)–(35) 分别是连续性方程、动量守恒方程、能量守恒方程和湍流方程, 结合上文推导的电磁场方程 (21) 和方程 (25), 构成了本数学物理模型的控制方程. 给定合适的、符合实验条件的初始值和边界条件, 即可计算出射频热等离子体的各物理场分布.

2.3 初始和边界条件

图 2 为射频电源电路框图. 射频电源电子管阳极电流是 I_α , I_β 是经放大并去直流后的回路电流, 放电倍数为 1.7. I_γ 是放电线圈所在槽路电流, 即流过耦合线圈的电流, q 是槽路因子. 本电源的槽路因子 $q = 40$.

$$I_\alpha \times 1.7 = I_\beta, \quad (39)$$

$$I_\gamma = I_\beta \times q. \quad (40)$$

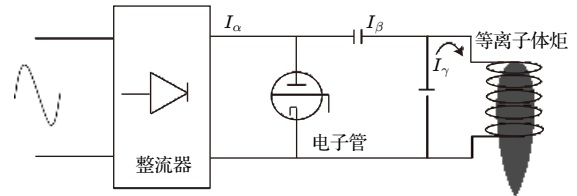


图 2 射频电源电路框图

Fig. 2. Diagram of radio frequency power supply circuit.

实验测量等离子体稳定后, 射频电源阳极电流为 $I_\alpha = 5 \text{ A}$, 因此有, $I_\beta = 5 \times 1.7 = 8.5 \text{ A}$. 在数值模拟中, 设置流经线圈的电流为 $I_\gamma = 8.5 \times 40 = 340 \text{ A}$. 等离子体的初始温度设置为 6000 K , 其意义相当于物理上的引燃等离子体过程. 速度和磁矢势的初始值为零. 热等离子体热力学及输运参量, 如等离子体电导率、热导率、热容及黏性系数, 是温度的非线性函数等数据引自文献 [20] 并进行数据拟合后进入到 FLUENT 中进行迭代计算. 扩展区和约束管热导率分别为 0.0242 和 $1.047 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$.

对于等离子体炬进口, 分别有送料气 Q_1 、放电气 Q_2 和冷却气 Q_3 , 送气量按照实验要求设定,

不考虑送粉的情况下, Q_1 设置为 0, Q_2 和 Q_3 分别为 1.0 和 6.0 m^3/h . 在 FLUENT 下对应的进气速度分别为 0.4 和 2.009 m/s .

进口处的边界条件为 $T|_{\text{inlet}} = 0$, $\frac{\partial A}{\partial z}|_{\text{inlet}} = 0$.

出口处的边界条件为 $\frac{\partial T}{\partial z}|_{\text{outlet}} = 0$, $\frac{\partial(\rho u)}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial z}|_{\text{outlet}} = 0$, $\frac{\partial A}{\partial z}|_{\text{outlet}} = 0$.

壁面边界条件分为管壁、腔室壁面和外部扩展区壁面, 它们对应的边界分别命名为 Wall-q, Wall-c 和 Wall-out. 管壁和腔室壁面都进行了循环水冷却, 扩展区的温度为室温, 在 FLUENT 中, 这些温度都设置为 300 K. 管壁的速度为无滑移速度边界条件, 扩展区的边界处的磁矢势符合远场边界条件.

$$T|_{\text{wall-q}} = T|_{\text{wall-c}} = T|_{\text{wall-out}} = 0,$$

$$u = w|_{\text{wall-q}} = 0,$$

$$A|_{\text{wall-out}} = 0.$$

本文借助 Gambit 2.2.30 软件建立等离子体炬的几何模型, 并进行网格划分, 利用 UDF 技术将自编的适用于计算电磁场方程的 C 程序引入到商业软件 FLUENT 15.0 进行数值计算, 采用二阶迎风格式对控制方程进行离散, 并运用基于压力和速度耦合的 SIMPLE 算法进行迭代计算, 利用 TECPLOT 360 对计算结果进行后处理.

3 计算结果与讨论

3.1 磁矢势、电场及磁场分布

射频热等离子体通常在大气压或者近大气压下产生, 其产生原理类似于感应加热, 因而有时也称射频感应耦合热等离子体. 与感应加热不同的是, 射频热等离子体的加热对象不是金属而是气体, 其基本原理都是基于法拉第电磁感应定律. 因而, 电磁场的分布对于射频热等离子体的产生及维持是极其重要的.

图 3—5 分别为磁矢势 A_x , A_y 和 A_z 在 YZ, XZ 和 YZ 平面上的剖面图. 从图 3 可以看到, 磁矢势 A_x 的实部 A_{Rx} 和虚部 A_{Ix} 的最大值分别为 2.53×10^{-4} 和 $3.93 \times 10^{-5} \text{ T}\cdot\text{m}$. 图 4 表明磁矢势 A_y 和 A_x 的值相当, 云图显示他们的最大值分布在近线圈区域, 并向外递减. 轴向磁矢势 A_z 也具有相同的分布 (图 5), 但其实部和虚部的最大值为 1.94×10^{-5} 和 $4.39 \times 10^{-7} \text{ T}\cdot\text{m}$, 约低于 A_x 和 A_y 一个量级. 这表明磁矢势的方位角强烈影响射频热等离子体的电磁行为.

由电磁感应定律可知, 感应线圈产生的磁场主要沿轴线方向分布. 如 (5) 式所示 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, 则有 $B_{Rz} = \frac{\partial A_{Ry}}{\partial x} - \frac{\partial A_{Rx}}{\partial y}$, $B_{Iz} = \frac{\partial A_{Iy}}{\partial x} - \frac{\partial A_{Ix}}{\partial y}$, 由这两个公式可计算得到 B_z 的分布. 图 6 给出了在 YZ 平面上, 等离子体炬轴向磁感应强度 B_z 的分布

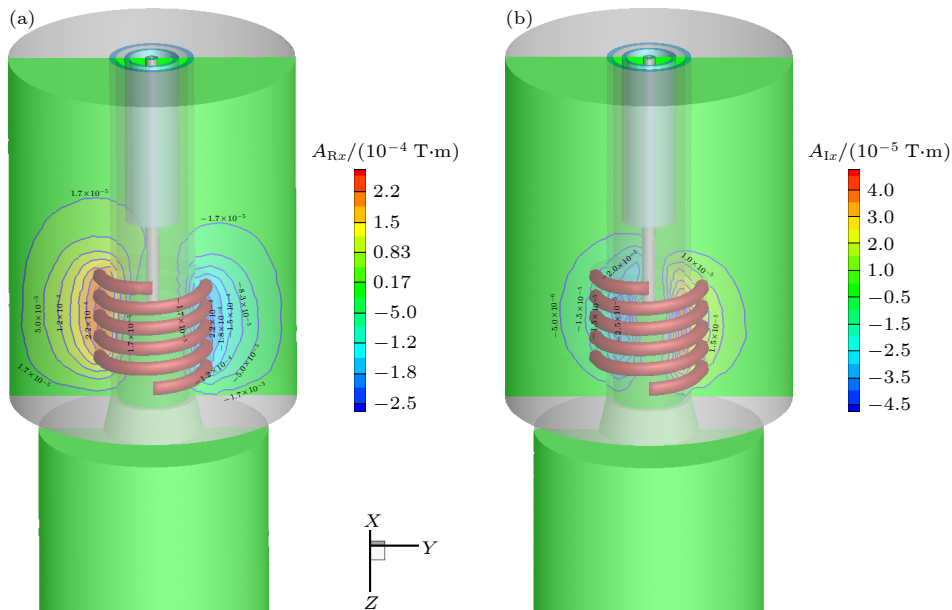


图 3 磁矢势 A_x 分布图 (a) 实部; (b) 虚部

Fig. 3. Distribution of magnetic vector potential A_x : (a) Real part; (b) imaginary part.

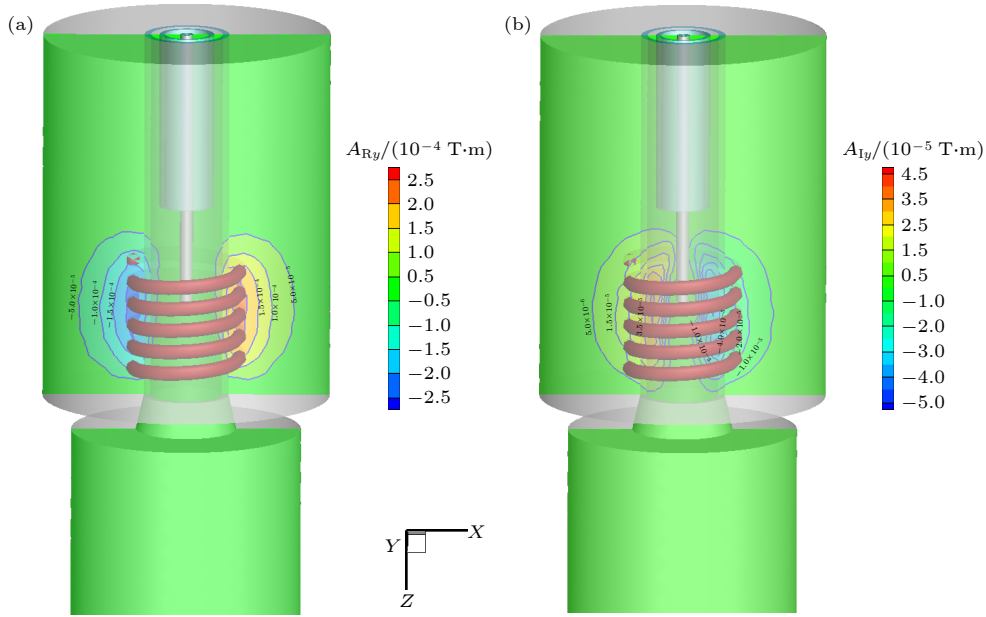

 图 4 磁矢势 A_y 分布图 (a) 实部; (b) 虚部

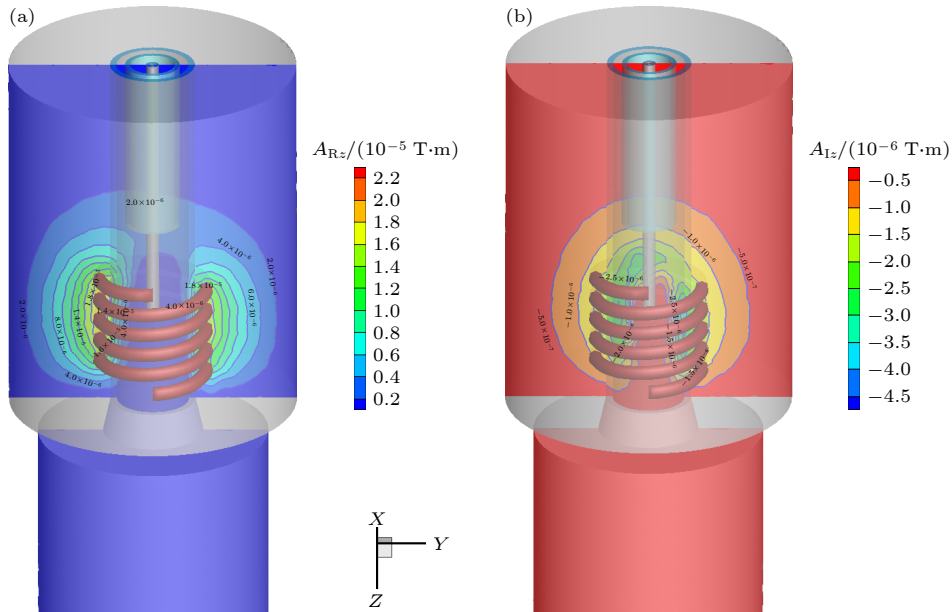
 Fig. 4. Distribution of magnetic vector potential A_y : (a) Real part; (b) imaginary part.

 图 5 磁矢势 A_z 分布图 (a) 实部; (b) 虚部

 Fig. 5. Distribution of magnetic vector potential A_z : (a) Real part; (b) imaginary part.

情况. 图 6(a) 所示为实部分布, 其中线图显示磁场垂直于线圈, 且主要分布在线圈附近, 形成闭合曲线. 图 6 中的云图显示靠近线圈处磁感应强度具有最大值. 实部和虚部的最大值分别为 3.72×10^{-2} T 和 5.52×10^{-3} T. 在等离子体区的磁场相对较小, 这是感应线圈产生的磁场与等离子体区感应电流产生的磁场相互作用的结果 [21].

仅考虑由变化的磁场产生的电场, 则由 (9) 式得到 $\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -i\omega \mathbf{A}$. 从上文得知 A_x , A_y 的值

较 A_z 大一个量级, 因此, E_x 和 E_y 同样比 E_z 大一个量级. 计算结果表明各电场分量的最大值分别为, $E_{Rx} = 776$ V/m, $E_{Ix} = 4250$ V/m, $E_{Ry} = 686$ V/m, $E_{Iy} = 4640$ V/m, $E_{Rz} = 66.9$ V/m, $E_{Iz} = 369$ V/m. 因此, 电场分布主要集中在 XY 平面, 呈现与感应线圈同轴的环形分布. 图 7 给出了 XY 平面上的合电场分布, 电场的最大值约为 800 V/m. 从等离子体炬的侧上方观察, 可以看到电场的分布主要集中在线圈内部的主放电区域. 考

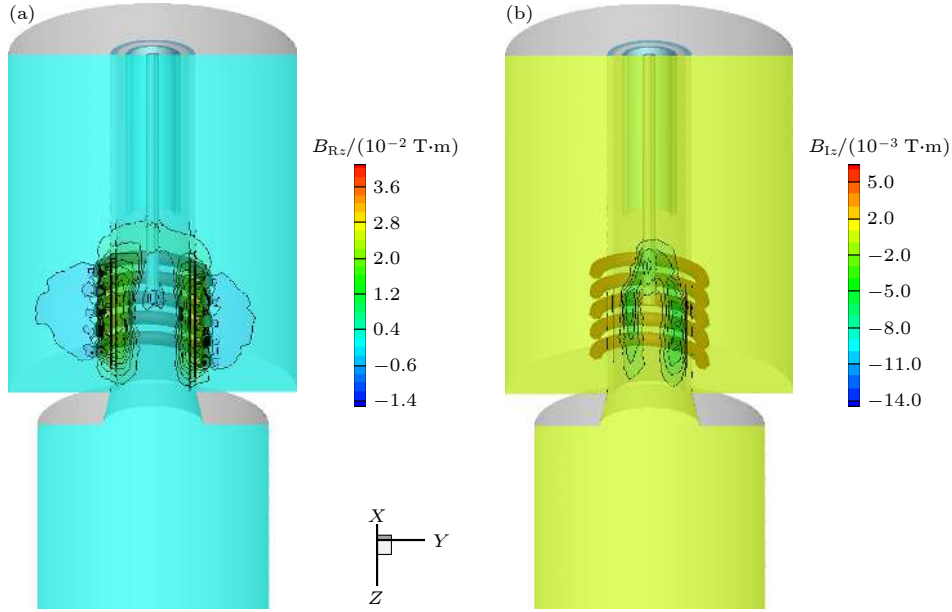

 图 6 YZ 平面上的磁感应强度 B 分布 (a) 实部; (b) 虚部

Fig. 6. Distribution of magnetic flux density on YZ plane: (a) Real part; (b) imaginary part.

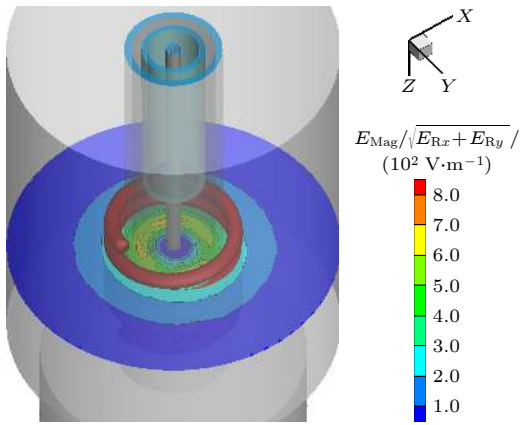

 图 7 XY 平面上的电场 E 分布, $z = 180$ mm

 Fig. 7. Electric field distribution on the XY plane, $z = 180$ mm.

考虑到线圈的非对称性,电场的分布并非二维模拟所呈现的闭合圆环,而是呈现非对称性的环形分布.此外,在线圈外部电场呈现急剧下降趋势,这与预期是一致的.

3.2 温度场、热焓及焦耳热分布

如前文所述,射频热等离子体各物理场分布具有三维效应,并非二维模型所示的对称性分布^[4].图 8 所示为射频热等离子体的三维温度场分布图.图 8(a)—(c) 分别为 YZ, XZ, XY 面上的温度场剖面图,可以看到,最高温度约为 11000 K,平均温度约为 9000 K,分布在线圈覆盖区,这里是主放电区

域.由于强烈的感应放电,能量耗散主要发生在感应线圈内部.这种放电呈现环形,类似变压器的次级线圈,图 8(c) 所示的 XY 平面上的温度分布显示了这种环形放电的基本特征.线圈覆盖区下端主要通过对流及传热过程进行热量传递,因此这里的温度相对较低,约为 6000 K 左右,与实验上采用原子发射光谱法获得的等离子体温度较为符合^[22].此外,由于线圈的非对称结构,存在一定的偏转角,这造成等离子体的温度场分布也呈现非对称结构,特别是在等离子体尾焰处,等离子体温度分布向一端偏转(如图 8(a) 所示),这与实验观察是一致的.真实的三维线圈结构对等离子体的温度分布有重要影响,除此之外,其他线圈参数(如线圈匝数、匝间距、线圈半径等)皆对等离子体温度分布有一定影响.增加线圈匝数,等离子体温度、体积以及总耗散功率会相应地增加.增加匝间距和半径,等离子体温度和总耗散功率有相反的变化^[23,24].需要指出的是,在管壁附近及等离子体尾焰处,电子温度和重粒子温度会有一些偏差,等离子体是偏离局域热力学平衡态.特别是在管壁附近,由于水冷及冷却气的作用,这种差别会更加明显.

感应电流的振荡频率是影响等离子体温度分布的另一个重要因素.众所周知,高频率的振荡电流会产生趋肤效应,趋肤厚度 δ 可由下式决定:

$$\delta = \sqrt{1/(\pi\mu_0 f\sigma)}, \quad (41)$$

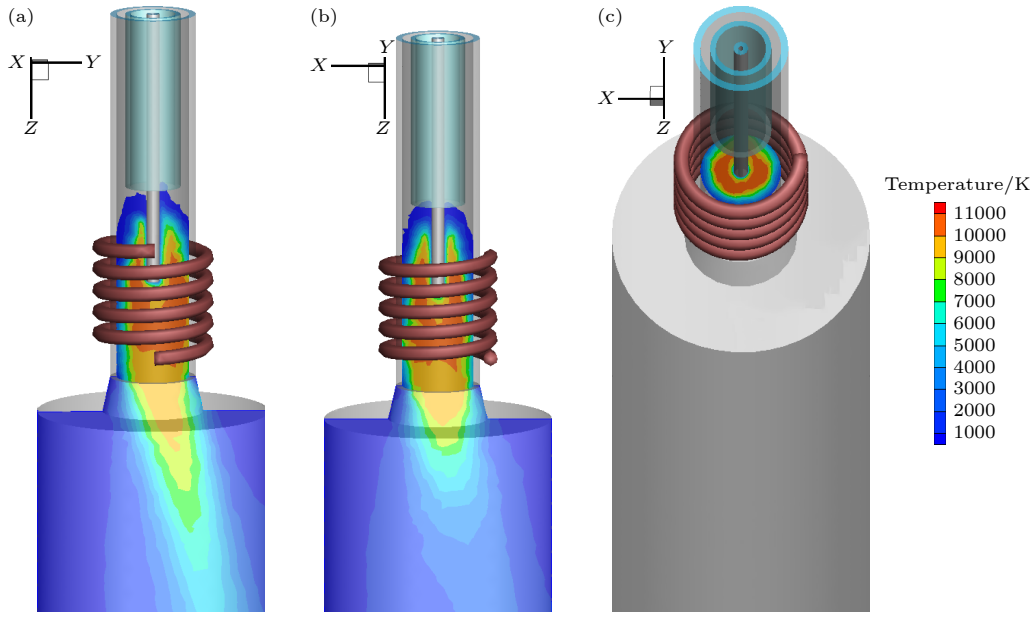


图 8 温度场分布图 (a) YZ 平面; (b) XZ 平面; (c) XY 平面, $z = 180$ mm

Fig. 8. Temperature field distribution: (a) YZ plane; (b) XZ plane; (c) XY plane, $z = 180$ mm.

其中 μ_0 是自由空间的磁导率, f 是振荡频率, σ 是等离子体电导率. 取等离子体的平均温度为 9000 K, 对应的电导率为 $\sigma = 1935.8 \Omega \cdot \text{m}$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$, $f = 3 \text{ MHz}$, 则趋肤厚度为 6.6 mm. 若振荡频率增加, 则趋肤厚度变小. 这意味着放电区域变薄, 等离子体高温区也向约束管边缘移动, 这会导致等离子体炬壁面的温度增加, 这对等离子体炬的使用寿命是不利的. 此外, 振荡频率的选择对射频热等离子体炬的尺寸优化有指导意义. 由以上分析可知, 趋肤厚度随着振荡频率的升高而减小, 同时, 等离子体中的焦耳热将集中于更窄的区域中, 因此, 减小振荡频率可以有效增加趋肤深度且使等离子体的能量耗散分布更加均匀. 同时, 趋肤厚度会影响射频热等离子体炬效率. 研究表明, 当放电约束管半径约为趋肤深度的 1.5 倍时, 耦合效率最高 [25]. 在实际应用过程中, 为防止约束管过热, 通常以一股大气流作为冷却气用以保护放电约束管内壁.

图 9(a) 和图 9(b) 给出了感应线圈覆盖区放电过程中所耗散的焦耳热分布. 焦耳热主要分布在主放电区域, 同样呈环形分布, 其平均值约为 $3.0 \times 10^8 \text{ W/m}^3$. 大部分耗散的焦耳热会直接导致等离子体温度和速度的提高. 由于氩热等离子体具有较高的热容, 且随着温度的升高, 热容呈指数增长 (当温度为 10000 K, 热容达 $3000 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$), 其对应的焓值也较高. 图 9(c) 给出了焓值分布图, 焓值分布与等离子体温度分布相似, 焓值最高可达 $1 \times 10^7 \text{ J/kg}$, 平均值约为 $5 \times 10^6 \text{ J/kg}$, 等离子

体尾焰处的焓值约为 $2.0 \times 10^6 \text{ J/kg}$, 这与实验室测量是相符的 [26]. 射频热等离子体的高温、高焓特性, 使其在材料热处理方面极具优势.

3.3 电导率、热导率及黏性分布

图 10 给出了射频热等离子体的电导率、热导率和黏性分布情况. 等离子体的电导率具有不均匀性, 最大值主要分布在环形放电区域内, 最大值为 $4289 \text{ A/(V} \cdot \text{m)}$, 远小于铜的电导率 $5.81 \times 10^7 \text{ A/(V} \cdot \text{m)}$, 这表明尽管射频热等离子体具有极高的温度, 但它的电离率并不高 ($< 10\%$) [20]. 射频热等离子体电导率主要贡献源于电子, 离子对它的贡献可忽略. 环形放电区较高的电导率表明本区域具有较高的电子密度, 放电剧烈, 是主放电区域, 这与前文的分析结果是一致的. 此外, 等离子体电导率是温度的非线性函数, Raizer 推导出它们的关系如下 [27]:

$$\sigma = 1.9 \times 10^2 \times \frac{T^{1.5}}{\ln A} \text{ A/(V} \cdot \text{m)}, \quad (42)$$

其中, $\ln A$ 为库仑对数. 等离子体电导率是等离子体温度的指数型函数, 温度升高等离子体电导率急剧增大, 当等离子体温度低于 6000 K 时, 电导率几乎可以忽略不计, 这与我们的模拟结果是相符的, 如图 10(a) 所示, 特别是在水冷管壁附近以及等离子体尾焰处, 等离子体电导率的分布趋近于零.

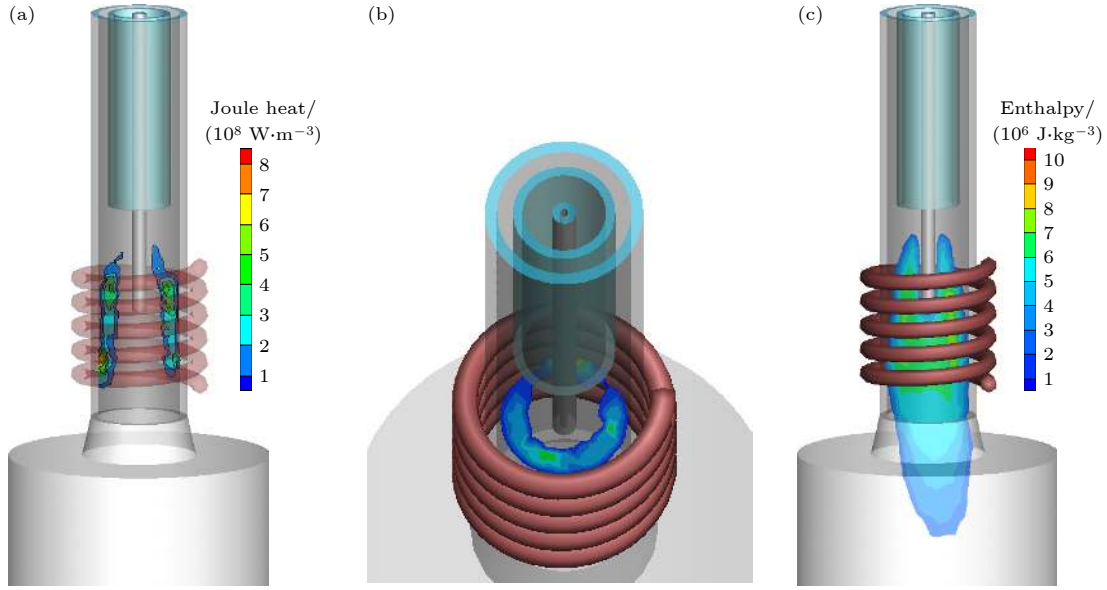


图 9 (a) 焦耳热分布; (b) XY 平面上的焦耳热, $z = 180$ mm; (c) 焓值分布

Fig. 9. (a) Joule heat distribution; (b) Joule heat distribution on the XY plane, $z = 180$ mm; (c) enthalpy distribution.

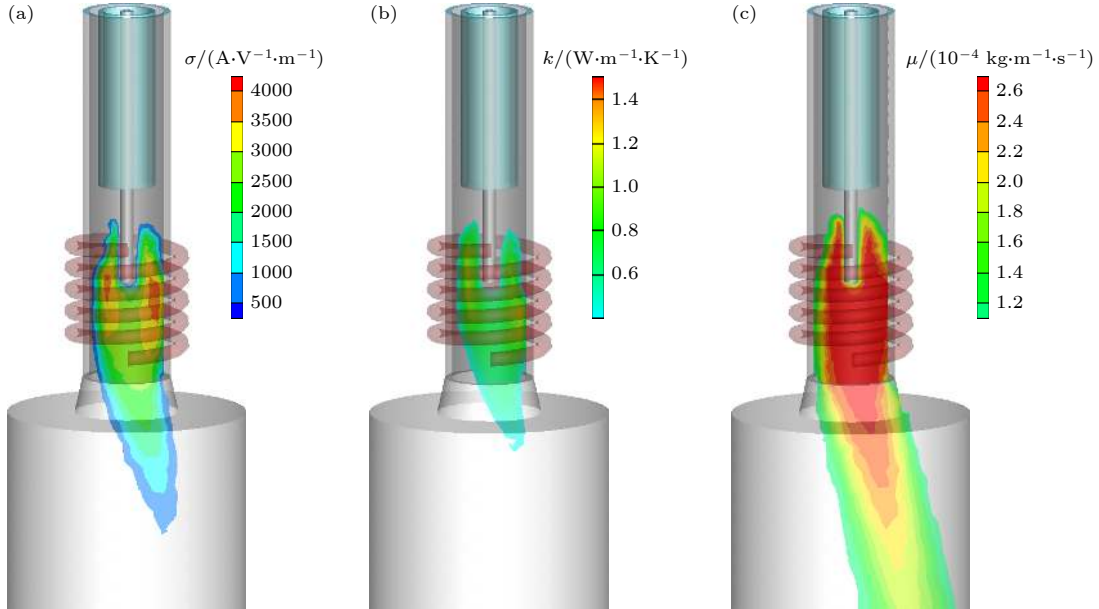


图 10 (a) 电导率分布; (b) 热导率分布; (c) 黏性系数分布

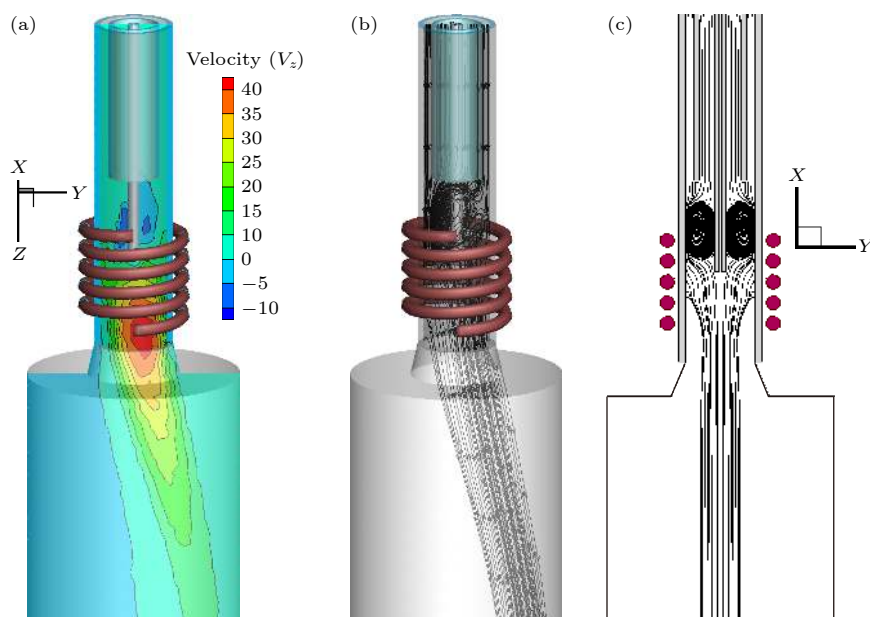
Fig. 10. (a) Electrical conductivity distribution; (b) thermal conductivity distribution; (c) viscosity distribution.

图 10(b) 所示为氩气射频热等离子体的热导率分布, 与等离子体温度及电导率的分布情况类似, 这是由于等离子体热导率也是温度的函数. 此外, 热导率的平均值约为 $1.0 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, 与石英玻璃的热导率相当, 可见, 氩气射频热等离子体具有较小的热导率. 为此, 通常将部分氢气通入氩气热等离子体提高其导热性能^[14,28]. 图 10(c) 给出了氩气射频热等离子体的黏性分布情况, 可看到黏性较高的区域分布在感应线圈覆盖的等离子体高温区域, 最高值为 $2.7 \times 10^{-4} \text{ kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$. 在等离子体中,

由于电子的质量较小, 黏性主要的贡献来源于重粒子. 在高温区的黏性高意味着本区域具有较高的黏性阻力, 这对注入到等离子体中的颗粒 (固体颗粒或液滴) 有重要影响^[28–30].

3.4 速度场、流场及洛伦兹力分布

图 11(a) 所示云图为等离子体的速度场分布, 最大流速约为 40 m/s , 分布在线圈覆盖区下游 (红色区域), 这表明, 冷气流以 $Q_1 = 0.4 \text{ m/s}$, $Q_2 = 2.009 \text{ m/s}$ 的初始速度送入到等离子体炬中, 经过

图 11 (a) 速度场 V_z ; (b) 流场; (c) 二维流场^[4]Fig. 11. (a) Velocity field V_z ; (b) flow field; (c) two dimensional flow field^[4].

线圈区域发生放电形成等离子体后, 其流动过程急剧加速, 在线圈下游段速度达到最大. 如前文所述, 在这一区域放电所耗散的焦耳热能向动能的转化过程. 尽管如此, 如果与直流电弧热等离子体相比较, 射频热等离子体也是相对低速的, 直流电弧热等离子体的速度可达 200—300 m/s, 这也是射频热等离子体的重要特征之一. 射频热等离子体的低速可使原料颗粒在等离子体中有较长的滞留时间, 确保其有效加热熔融, 这对材料处理是有益的. 图 11(b) 所示矢量图是等离子体流场分布图. 图中显示, 气流沿着管壁向内平缓流动, 在线圈覆盖区及其上端处的流动异常复杂, 存在回流现象, 等离子体流动呈现从内向外的翻滚, 然后沿着中心线方向收缩并喷射出来. Boulos^[21] 称这种复杂流动是由电磁泵效应所致. 图 11(c) 二维模拟结果显示, 这种回流现象具有对称性. 事实上, 三维模拟结果显示, 由于线圈的非对称性, 这种回流现象并非二维模拟结果所示的等离子体流动呈对称性, 三维模拟结果更趋于实际的等离子体流动过程. 为了更清晰地观察线圈区域的复杂流动状态, 将图 11(b) 进行放大, 从图 12 可以看到, 在线圈上端处出现一个流线密集的回流区域, 另一端存在一个半径较大的回流. 在线圈下端进行密集的束流并沿着出口喷射出来. 这种回流的形成和带电粒子受到径向上的洛伦兹力有关. 图 13 给出了单位体积的洛伦兹力 F_x 的分布图, F_x 的平均值约为 6000 N/m³, 方向指

向轴线. 径向上的洛伦兹力使带电粒子向内 (中心线) 运动, 从而使等离子体在线圈区沿径向流动. 此外, 这种回流现象可能与线圈区域的负气压梯度也有关^[31]. 在实际应用过程中, 为了避免这种复杂流动对送料的影响, 通常将送料枪出口位置越过这一复杂流动区, 置于线圈的第二圈平面处. 此外, 在等离子体尾焰处存在一定的湍流效应, 如前文所述我们采用标准 $k-\omega$ 模型来描述这种湍流效应. 从图 11(b) 所示的流场分布图可以看到, 这种湍流效应并不十分明显, 这与直流电弧热等离子体较强的湍流流动是不同的. 实验表明射频热等离子体尾焰处的湍流流动也是不明显的, 与本文的模拟结果是一致的.

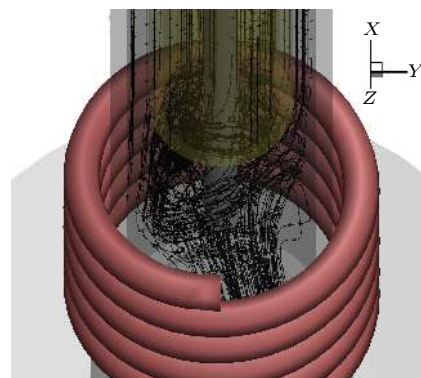
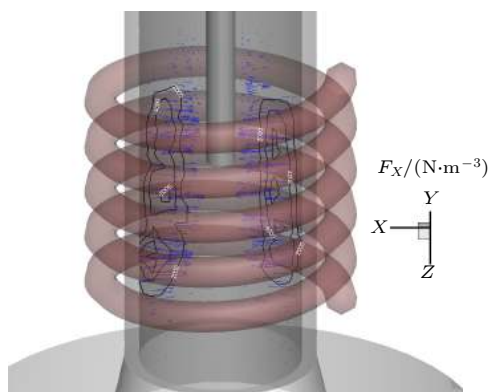


图 12 射频热等离子体流场放大图

Fig. 12. Magnified view of radio frequency thermal plasma flow field.

图 13 洛伦兹力 F_x 矢量分布图Fig. 13. Lorentz force distribution(F_x).

4 结 论

本文建立了更贴近真实结构、更复杂的三维射频热等离子体的数学物理模型, 将射频热等离子体视为磁流体, 利用 FLUENT 软件解算流体力学方程, 结合自行开发的 C++ 程序解算电磁场方程, 计算分析了射频热等离子体的物理场分布, 特别是温度场和流场分布, 从物理上揭示了各物理场分布的原因, 为射频热等离子体在粉末球化、纳米颗粒合成及等离子体喷涂等实际应用提供理论指导. 通过分析讨论各物理场分布可以得出如下结论:

1) 射频热等离子体的各物理场, 如温度场、流场和电磁场具有三维特征. 在二维轴对称情况下, 感应线圈实际结构对等离子体物理场分布的影响可忽略不计. 然而, 大多数情况下当考虑感应线圈的实际形状时, 它对等离子体的非对称性产生重要影响. 射频热等离子体物理场的三维非对称性特征对实际应用的工艺过程设计具有指导意义.

2) 射频热等离子体三维温度场、焦耳热及电导率分布揭示了射频热等离子体放电的环形结构, 温度极值分布在这一环形区域. 受振荡频率影响较大的趋肤效应是放电呈环形分布的主要原因. 这一结论对射频热等离子体炬的设计具有参考意义.

3) 与二维数值模拟不同, 三维模拟结果给出了更复杂更贴近实际的等离子体流场分布. 由于感应线圈的非对称性, 线圈覆盖区等离子体回流也具有非对称性. 此外, 等离子体尾焰处的湍流效应并不明显.

参考文献

- [1] Murphy A B, Uhrlandt D 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 063001
- [2] Mostaghimi J, Boulos M I 2015 *Plasma Chem. Plasma Process.* **35** 421
- [3] Yu C F, Zhou X, Wang D Z, Linh N Van, Liu W 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 14019
- [4] Zhu H L, Tong H H, Cheng C M, Liu N 2017 *Int. J. Refract. Met. Hard Mater.* **66** 76
- [5] Li J L, Hu R J, Qu H, Su Y, Wang N, Su H Q, Gu X J 2019 *Appl. Catal. B* **249** 63
- [6] Oh J W, Na H, Cho Y S, Choi H 2018 *Nanoscale Res. Lett.* **13** 1
- [7] Hou H D, Veilleux J, Gitzhofer F, Wang Q S 2020 *Surf. Coat. Technol.* **393** 125803
- [8] Kulacki F A 2017 *Handbook of Thermal Science and Engineering* (Berlin: Springer) pp2923–3005
- [9] Altenberend J, Chichignoud G, Delannoy Y 2012 *Plasma Sources Sci. Technol.* **21** 045011
- [10] Razzak M A, Kondo K, Uesugi Y, Ohno N, Takamura S 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 427
- [11] Zhu H L 2014 *Ph. D. Dissertation* (Chengdu: Southwestern Institute of Physics) (in Chinese) [朱海龙 2014 博士学位论文 (成都: 核工业西南物理研究院)]
- [12] Xue S W, Proulx P, Boulos M I 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 1897
- [13] Bernardi D, Colombo V, Ghedini E, Mentrelli A 2003 *Eur. Phys. J. D* **27** 55
- [14] Watanabe T, Atsuchi N, Shigeta M 2007 *Thin Solid Films* **515** 4209
- [15] Tanaka Y 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 1190
- [16] Bernardi D, Colombo V, Ghedini E, Mentrelli A 2003 *Eur. Phys. J. D* **25** 271
- [17] Bernardi D, Colombo V, Ghedini E, Mentrelli A 2003 *Eur. Phys. J. D* **25** 279
- [18] Miller R C, Ayen R J 1969 *J. Appl. Chem.* **40** 5260
- [19] ANSYS FLUENT 15 Documentation, Theory Guide 2013 (Canonsburg, PA: ANSYS, Inc.)
- [20] Boulos M I, Fauchais P, Pfender E 1994 *Thermal Plasmas Fundamentals and Applications* (Vol. 1) (New York: Plenum Press) p162
- [21] Boulos M I 1985 *Pure Appl. Chem.* **57** 1321
- [22] Chen L J, Chen W B, Liu C D, Tong H H, Zhao Q 2019 *Plasma Sci. Technol.* **21** 074006
- [23] Punjabi S B, Das T K, Joshi N K, Mangalvedekar H A, Lande B K, Das A K 2010 *J. Phys. Conf. Ser.* **208** 012048
- [24] Bernardi D, Colombo V, Ghedini E, Mentrelli A 2005 *Pure Appl. Chem.* **77** 359
- [25] Chen X 2009 *Heat Transfer and Flow of Thermal Plasma* (Beijing: Science Press) p28 (in Chinese) [陈熙 2009 热等离子体传热与流动 (北京: 科学出版社) 第28页]
- [26] Schreuders C 2006 *Ph. D. Dissertation* (Limoges: University of limoges)
- [27] Raizer Y P 1987 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer-Verlag) p14
- [28] Boulos M I 1991 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** 1078
- [29] Kong P C, Lau Y C 1990 *Pure Appl. Chem.* **62** 1809
- [30] Mauer G, Vaßen R, Stöver D, Kirner S, Marqués J L, Zimmermann S, Forster G, Schein J 2011 *J. Therm. Spray Technol.* **20** 3
- [31] Yu M H, Yamada K, Takahashi Y, Liu K, Zhao T 2016 *Phys. Plasmas* **23** 123523

Three-dimensional numerical simulation of physical field distribution of radio frequency thermal plasma^{*}

Zhu Hai-Long^{1)†} Li Xue-Ying²⁾ Tong Hong-Hui³⁾

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Institute of Theoretical Physics of Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

3) (*Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China*)

(Received 15 December 2020; revised manuscript received 19 March 2021)

Abstract

Radio frequency (RF) thermal plasma involves abundant and complex physics. The understanding of the physical field distributions of the RF thermal plasma is helpful to its applications in industrial field. In this paper, an electro-thermal-magnetic-flow strong coupling mathematical and physical model of three-dimensional RF thermal plasma is established, the actual solenoid structure of the induction coil is considered, and a C++ code is developed for calculating the complex electromagnetic field in a customized version of the computational fluid dynamics commercial code FLUENT. The physical fields of RF thermal plasma, such as temperature field, flow field and electromagnetic field are studied. The electrical conductivity, thermal conductivity and viscosity distribution of the plasma are investigated. The results show that the physical field distribution of RF thermal plasma has an important non-axisymmetric three-dimensional effect due to the actual shape of the non-axisymmetric induction coil structure. The plasma discharge presents an annular distribution with a certain deflection angle. The distribution of plasma flow field shows a non-axisymmetric electromagnetic pump effect which is different from that of the two-dimensional model. The results have great guiding significance for optimizing and controlling the RF thermal plasma in various application areas.

Keywords: temperature fields, flow fields, electromagnetic fields, radio frequency thermal plasma, three-dimensional numerical simulation

PACS: 52.65.-y, 52.80.Pi

DOI: 10.7498/aps.70.20202135

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11875039, 11535003).

[†] Corresponding author. E-mail: zhuhl@sxu.edu.cn