

## 磁等离子体发动机的多流体模拟

杨振宇, 鲁海峰, 范 威, 张元哲

(西安航天动力研究所 陕西省等离子体物理与应用技术重点实验室, 陕西 西安 710100)

**摘 要:** 磁等离子体发动机(magnetoplasma rocket engine, MPRE)的离子回旋共振加热(ion cyclotron resonance heating, ICRH)单元将射频能量直接耦合给离子, 是发动机的工质加热单元, 其加热效果对发动机推力性能有关键影响。为探究 ICRH 单元的工作规律, 建立了用于模拟 MPRE 的二维轴对称多流体模型, 并采用该模型对 MPRE 中螺旋波等离子体源与不同输入的 ICRH 单元进行了模拟。计算结果表明: 螺旋波等离子体源在放电过程中由于沉积功率分布发生变化而不断经历模式转变过程, 模式转变时电子温度出现峰值, 等离子体密度迅速上升; 开启 ICRH 输入后, 电子参数基本不变, 离子温度有明显提升, 表明 ICRH 单元对离子有明显加热效果, 且增加输入电流幅值与输入电流匝数均可显著提高离子温度, 实现发动机高比冲工作模式。

**关键词:** 磁等离子体发动机; 螺旋波等离子体源; 离子回旋共振加热; 能量耦合; 流体模拟

中图分类号: V439 + .1

文献标志码: A

文章编号: 1672-9374(2024)02-0057-10

## Multi-fluid simulation of the magnetoplasma rocket engine

YANG Zhenyu, LU Haifeng, FAN Wei, ZHANG Yuanzhe

(Shaanxi Key Laboratory of Plasma Physics and Applied Technology,  
Xi'an Aerospace Propulsion Institute, Xi'an 710100, China)

**Abstract:** The Ion Cyclotron Resonance Heating (ICRH) stage is the RF-booster of the Magnetoplasma Rocket Engine (MPRE) in which the RF power is directly coupled to ions. The heating effect of the ICRH stage has an important influence on the thrust performance of the engine. A multi-fluid, two-dimensional, axisymmetric model was developed to study the heating effect of ICRH stage and the helicon plasma source of MPRE together with the ICRH stage of different input parameters were simulated. The results show that the operation mode of helicon plasma source changes continuously during the discharge due to the evolution of the the deposited power. The mode conversions are accompanied by the electron temperature peaks and the plasma density rises dramatically. After the ICRH input is turned on, the electron parameters are basically unchanged while the ion temperature increases significantly, which indicates the ICRH stage has an obvious heating effect on the ions and the ion temperature increases with the amplitude and the turns of the ICRH input current.

**Keywords:** magnetoplasma rocket engine; helicon plasma source; ion cyclotron resonance heating; power coupling; fluid simulation

收稿日期: 2023-05-05 修回日期: 2023-06-07

作者简介: 杨振宇(1994—), 男, 博士, 研究领域为空间电推进技术。

引用格式: 杨振宇, 鲁海峰, 范威, 等. 磁等离子体发动机的多流体模拟[J]. 火箭推进, 2024, 50(2): 57-66.

YANG Z Y, LU H F, FAN W, et al. Multi-fluid simulation of the magnetoplasma rocket engine[J]. Journal of Rocket Propulsion, 2024, 50(2): 57-66.

0 引言

随着空间技术的发展,新型航天任务对推进系统的要求逐步提高,深空探测、载人航天、空间站等任务中的大型飞行器平台对大推力、高比冲、长寿命推进系统提出了迫切需求。传统的化学推进受到化学能和壁面温度的限制,使得推进系统比冲较低,无法满足技术要求<sup>[1]</sup>。大功率电推力器具有大推力、高比冲、长寿命等优势,是未来最具竞争力的空间推进技术之一。

磁等离子体发动机 (magnetoplasma rocket engine, MPRE) 是一种全新原理的大功率电推力器,通过螺旋波等离子体源 (helicon plasma source) 产生高密度等离子体,利用离子回旋共振加热 (ion cyclotron resonance heating, ICRH) 将射频能量耦合给离子,最后在磁喷管的作用下将离子的回旋能量转化为轴向动能,并在电磁力与气动力共同作用下形成高速等离子体射流从而产生推力 (见图 1)。MPRE 与其他类型电推力器相比,具有大功率 (50 ~ 200 kW)、大推力 (1 ~ 20 N)、高比冲 (3 000 ~ 10 000 s)、长寿命 (5 000 ~ 20 000 h)、可变推力比冲和效率高 (50% ~ 80%) 等优点<sup>[2]</sup>,被认为是核电系统的最佳选择,可大大减小航天器的发射质量,增加有效载荷,最大限度地延长航天器寿命,拓展深空探测范围。

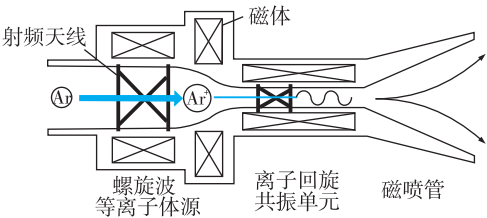


图 1 MPRE 示意图

Fig. 1 Schematic of the MPRE

MPRE 与可变比冲磁等离子体发动机 (variable specific impulse magnetoplasma rocket, VASIMR) 的基本原理一致。VASIMR 的构想来源于可控核聚变, Chang 首次提出 VASIMR 的概念<sup>[3]</sup>, 对于 VASIMR 的研究从此开始。最早由麻省理工学院 (MIT) 开展不

同等离子体源的评估实验与螺旋波等离子体源放电试验,然后由美国宇航局约翰逊空间中心 (NASA-JSC) 的先进空间推进实验室 (ASPL) 对 VASIMR 开展研究,研制了原理样机 VX-10、VX-25、VX-50 与 VX-100<sup>[4-8]</sup>。2005 年后转由 Ad Astra Rocket 公司 (AARC) 开展研究,其实验样机 VX-200 在输入功率为 200 kW 时,推力为 5.8 N,比冲为 4 900 s,效率为 70%。2015 年 AARC 转入工程样机 VX-200SS 研制,开展了为期 3 年的研制计划<sup>[9-11]</sup>。2019 年 VX-200SS 在输入功率 87 kW 工况下实现 1 h 连续运行,在输入功率 53 kW 时测得推力为 1.53 N,比冲为 4 500 s,效率为 65%。2020 年 7 月换装 120 kW, TRL-5 的 ICRH 射频源后<sup>[12]</sup>, VX-200SS 实现了一级 30 kW 及二级 70 kW 的 18 min 连续工作。2021 年 7 月在总输入功率 80 kW 的工况下持续运行时间达到 88 h, AARC 目前正在开展新一代 50 kW 一级射频源的研制<sup>[13]</sup>。国内 VASIMR 类型的推力器相关研究较少,西安航天动力研究所依据 VASIMR 原理研制了 30 kW 磁等离子体发动机样机 HiMPE,开展了相关的数值计算<sup>[2,14]</sup>,并利用射频补偿探针螺旋波等离子体源进行了诊断试验<sup>[15]</sup>。目前百千瓦 MPRE 样机已完成 20 kW 螺旋波等离子体源调试,计划下一步开展 ICRH 离子加热试验,表 1 为两款样机相关性能参数。

表 1 MPRE 性能指标

Tab. 1 Performance of the MPRE

指标	HiMPE	MPRE	
		大推力	高比冲
功率/kW	30	100	100
推力/N	0.6	3	2
比冲/s	3 000	4 000	6 000
效率/%	≥60	≥55	≥55
工质	Ne	Ar	Ar

ICRH 单元作为 MPRE 的能量注入单元,对 MPRE 的推力和比冲性能有决定性影响,研究人员也开展了针对 ICRH 单元的理论及模拟研究。文献[16]提出了“离子单程能量吸收”模型,该模型中认为 ICRH 单元中离子只经过共振区一次,若离子速度较快,则能量吸收变为线性问题,射频能量可

以被离子完全吸收。文献[17-18]对 ICRH 单元进行了数值计算,得到了等离子体参数在 ICRH 单元中的分布规律,进而分析了流量、天线构型、磁场梯度对能量耦合效率的影响。

目前国内外对 ICRH 单元进行的研究工作以实验手段为主,理论与数值计算内容较少。虽然实验研究初步获得了 ICRH 单元的经验规律,但实验平台搭建和系统运行成本高,研究周期长,研究结果多为发动机性能参数,ICRH 单元中离子与电磁波的能量耦合过程尚不清晰,不利于进一步优化发动机设计、提升推力性能。作为发动机实现高比冲、大推力的关键技术,ICRH 中的能量耦合过程尚需大量研究工作。

本文建立了用于模拟 MPRE 的二维轴对称多流体模型,相比于现有的冷等离子体模型,模型中添加了离子电流方程与离子能量方程,可以描述离子与电磁场耦合后的能量演化过程,可对 MPRE 中的 ICRH 单元开展模拟研究。本文利用该模型对 MPRE 中螺旋波等离子体源与 ICRH 单元的工作过程进行了模拟,探究了等离子体参数的演化过程,并分析了不同 ICRH 输入对离子加热效果的影响规律,为 ICRH 能量耦合过程研究及发动机设计优化提供参考。

## 1 控制方程

本文的多流体模型中包括电子、离子、中性原子模块及与带电粒子相互作用的静电场和电磁场模块。本节重点介绍轴对称柱坐标系 $(r, \theta, z)$ 中各模块的控制方程。

### 1.1 电磁场

模型中的电磁场通过求解 Maxwell 方程组[式(1)]及带电粒子电流密度方程[式(2)]得到。

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H}_{\text{rf}} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_{\text{rf}}}{\partial t} + \mathbf{J}_{\text{total}} \\ \nabla \times \mathbf{E}_{\text{rf}} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_{\text{rf}}}{\partial t} \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{J}_j}{\partial t} = \frac{\rho_j q_j^2}{m_j} \mathbf{E}_{\text{rf}} + \frac{q_j}{m_j} \mathbf{J}_j \times \mathbf{B} - f_{jn} \mathbf{J}_j \\ \mathbf{J}_{\text{total}} = \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_{\text{input}} \end{cases} \quad (2)$$

式中: $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{J}$  分别为磁场强度矢量、电场矢量、电流密度矢量;下标 rf 表示由射频输入激发出的电磁场分量; $\varepsilon_0$  与  $\mu_0$  分别为真空介电常数与真空磁导率;

$\mathbf{B}$  为背景静磁场,模型中只包含轴向磁场;下标  $j$  表示不同粒子,模型中仅考虑单电荷离子与电子, $e$  表示电子; $\rho_j$ 、 $q_j$ 、 $m_j$ 、 $f_{jn}$  分别为粒子密度、粒子电荷量、粒子质量和粒子  $j$  与中性气体的碰撞频率; $\mathbf{J}_{\text{input}}$  为输入射频电流; $\mathbf{J}_{\text{total}}$  为总电流密度。

得到计算区域中的电磁场及电流密度场后,不同粒子的沉积功率密度表示为

$$P_j = \mathbf{J}_j \cdot \mathbf{E}_{\text{rf}} \quad (3)$$

### 1.2 带电粒子

在等离子体的流体模拟中可以采用扩散-漂移方程来描述带电粒子演化过程,仅对带电粒子数密度方程与能量方程进行求解即可<sup>[19]</sup>。电子与离子数密度方程与能量方程为

$$\frac{\partial \rho_j}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_j = K_{\text{ion}} \rho_e \rho_n \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} \rho_j k_B T_j \right) + \nabla \cdot \mathbf{Q}_j = P_j -$$

$$\delta_{je} (\varepsilon_{\text{ion}} K_{\text{ion}} + \varepsilon_{\text{exc}} K_{\text{exc}}) \rho_e \rho_n + q_j \mathbf{\Gamma}_j \cdot \mathbf{E}_s \quad (5)$$

式中: $\mathbf{\Gamma}_j$  为数流密度矢量; $\rho_n$  为中性组分数密度; $K_{\text{ion}}$ 、 $K_{\text{exc}}$  分别为电离反应速率与激发反应速率; $\varepsilon_{\text{ion}}$  和  $\varepsilon_{\text{exc}}$  分别为电离反应与激发反应的阈值; $T_j$  为粒子温度; $\mathbf{Q}_j$  为粒子能量流密度; $\mathbf{E}_s$  是由于等离子体电荷分离产生的静电场,由非弹性碰撞带来的能量损失仅在电子能量方程中出现。

漂移扩散假设中,粒子数流密度与能量流密度表示为

$$\mathbf{\Gamma}_j = \mu_j (\rho_j \mathbf{E}_s + \mathbf{\Gamma}_j \times \mathbf{B}) - D_j \nabla \rho_j \quad (6)$$

$$\mathbf{Q}_j = -\frac{3}{2} k_B D_j \rho_j \nabla T_j + \frac{5}{2} k_B T_j \mathbf{\Gamma}_j \quad (7)$$

式中: $k_B$  为波尔兹曼常数; $\mu_j$ 、 $D_j$  分别为粒子迁移率与扩散系数, $\mu_j = q_j / (m_j f_{jn})$ ,  $D_j = k_B T_j / (m_j f_{jn})$ ,  $f_{jn} = v_{\text{th}} \sigma_{\text{eff}} \rho_n$ ,  $\sigma_{\text{eff}}$  为有效碰撞截面, $v_{\text{th}}$  为粒子热运动速率,  $v_{\text{th}} = [8 k_B T_j / (\pi m_j)]^{1/2}$ 。

### 1.3 中性原子

对于中性组分来说,由于不受电磁场影响,整个计算区域内温度改变很小,仅作为背景气体参与计算,不需要对能量方程求解,仅需获得计算区域中的数密度分布即可,模型中通过求解连续性方程[式(8)]与动量方程[式(9)]获得中性组分密度分布。

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{f}_n) = -K_{\text{ion}} \rho_e \rho_n \quad (8)$$

$$\frac{\partial (\rho_n \mathbf{f}_n)}{\partial t} \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{f}_n) = \frac{k_B T_n}{m_n} \nabla \rho_n \quad (9)$$

## 1.4 静电场

由于电子与离子的输运速度不同,会导致计算区域中局部电荷分离,所以模型中需要计算由电荷分离产生的静电场  $E_s$ 。通过求解半隐式泊松方程获得计算区域中的电势,方程如式(10)所示,静电场即为电势的负梯度。

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\epsilon_0}(\rho_i - \rho_e) + \Delta t \epsilon_0 \sum_{j=i,e} q_j \nabla \cdot \mathbf{F}_j \quad (10)$$

式中下标  $i$  表示离子。

半隐式泊松方程中在方程右端加入了带电粒子的数流密度项,用以预测下一时间步的电势,增加计算时间步长<sup>[20]</sup>。

## 2 数值模型

### 2.1 数值算法

采用交替方向隐式时域有限差分(ADI-FDTD)<sup>[21-22]</sup>方法对电磁场方程[式(1)]进行求解,以获得计算区域中电磁场及等离子体电流密度的时空分布,进而得到等离子体中的沉积功率。该算法中电磁场的6个分量仍按 Yee 网格进行空间离散,时间方向上采用交替方向隐格式方法进行离散,每个时间步分为两个子时间步;第一个子时间步  $z$  方向空间微分为隐格式,  $r$  方向空间微分为显格式;第二个子时间步交换隐格式方向,每个子时间步条件稳定,整时间步绝对稳定。

带电粒子的求解中空间上采用交错网格离散,粒子密度、温度、电势等标量位于整格点上,而数流密度与能量流密度等矢量则位于半网格点处,时间上采用隐格式,通过迭代求解<sup>[23]</sup>。中性原子方程采用 LCPFCT 算法求解,算法具体过程及验证性算例见文献[24]。

静电场的求解中采用五点差分法对半隐式泊松方程进行离散,通过超松弛(SOR)方法迭代求解。

### 2.2 几何模型

整个计算区域为一个圆柱体,如图2所示。 $z$ 方向下边界为  $z_{\text{start}}$ ,上边界为  $z_{\text{end}}$ , $r$ 方向下边界为  $r_{\text{start}}$ ,上边界为  $r_{\text{end}}$ 。等离子体区同样为一个圆柱体, $z$ 方向尺寸与计算区域相同, $r$ 方向边界为  $r_p$ 。在等离子体区与计算区域边界之间的环形区域内为真空区。在  $(z_{c1}, r_{c1})$  处馈入螺旋波级输入电流,在  $(z_{c2}, r_{c2})$  处馈入 ICRH 级输入电流。

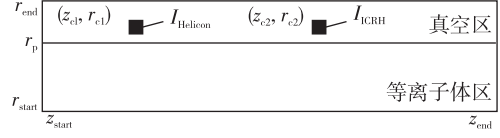


图2 几何模型

Fig. 2 Geometry model

模型几何参数如表2所示,其中  $r, z, t$  分别为径向网格尺寸、轴向网格尺寸、时间步长。

表2 模型的几何参数

Tab. 2 Geometric parameters of the model

参数	数值	参数	数值
$r_{\text{start}}/\text{m}$	0.00	$r_{c1}/\text{m}$	0.07
$r_{\text{end}}/\text{m}$	0.10	$z_{c2}/\text{m}$	0.35
$z_{\text{start}}/\text{m}$	0.00	$r_{c2}/\text{m}$	0.07
$z_{\text{end}}/\text{m}$	0.51	$\Delta r/\text{mm}$	5.00
$r_p/\text{m}$	0.06	$\Delta z/\text{m}$	0.01
$z_{c1}/\text{m}$	0.15	$\Delta t/\text{ps}$	2.00

### 2.3 边界条件

计算模型中,为避免电磁波反射引起干扰,电磁场在  $z$  方向截断边界处采用隐式 MUR 吸收边界,  $r_{\text{end}}$  处也采用隐式 MUR 边界。

带电粒子方程中,  $r_p$  处数密度设置为0,温度导数设置为0,  $z_{\text{start}}, z_{\text{end}}$  两个边界为外流边界。中性组分在  $r_p$  处设置为初始值,  $z_{\text{start}}, z_{\text{end}}$  两个边界处数密度导数为0。静电势在  $r_p$  处设置为0。所有变量在对称轴处采用对称边界。

$t=0$  时刻,电磁场所有分量设置为0,静电场为0,  $\rho_e = \rho_i = 1.010^{16} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_e = 2 \text{ eV}$ ,  $T_i = 500 \text{ K}$ ,模型中设定中性组分温度为300 K,则中性组分数密度可由理想气体状态方程得出,即

$$\rho_n = 2.41 \times 10^{20} p \text{ m}^{-3} \quad (11)$$

式中  $p$  为背景气压, Pa。

工质设定为氩气,电子-原子有效碰撞截面设置为  $1 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ ,离子-原子有效碰撞截面设置为  $1 \times 10^{-18} \text{ m}^2$ ,电离阈为15.76 eV,激发阈为11.55 eV。输入电流均为沿角向的正弦电流,输入电流密度为

$$J_{\text{input}} = \frac{I_{\text{input}}}{\Delta z \Delta r} \sin(2\pi f_{\text{input}} t) \quad (12)$$

式中:  $I_{\text{input}}$  为输入电流;  $f_{\text{input}}$  为输入频率。

螺旋波等离子体源输入频率不变,为13.56 MHz, ICRH 单元输入频率采用  $z_{c2}$  处的离子回旋频率。背

景静磁场位形如图 3 所示,其中磁位形  $B_1$  用于单独模拟螺旋波等离子体源的工作过程,磁位形  $B_2$  用于 ICRH 单元的模拟。

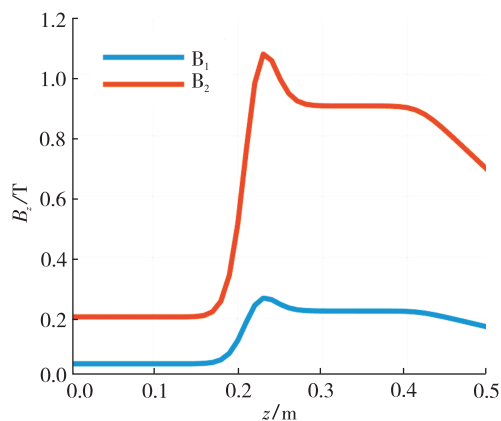


图 3 背景磁场

Fig. 3 Background magnetic field

## 2.4 可靠性分析

为验证本模型的可靠性,使用模型对感性耦合等离子体(ICP)放电进行了计算,并与文献[20]中 Peking University Helicon Discharge (PHD) 软件与 COMSOL 软件的结果进行了对比。为保证计算条件一致,验证算例中计算区域轴向长度为 0.4 m,径向长度为 0.125 m,等离子体边界位于 0.75 m 处,电流输入位置为 (0.3 m, 0.09 m),气压设置为 2.6 Pa。图 4 为 3 种模型  $z=0.3$  m 处无量纲电子密度沿  $r$  方向的曲线,由对称轴处密度进行归一化。

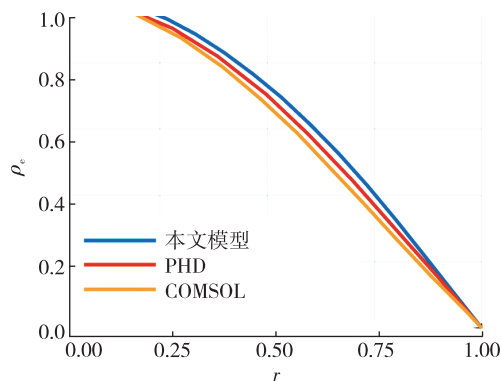


图 4  $z=0.3$  m 处的归一化电子密度

Fig. 4 The normalized electron density along radial direction at  $z=0.3$  m

可以看出等离子体沿径向分布基本一致,3 种模型在  $r=0.065$  m 处相差最大,本文模型与 PHD 和

COMSOL 分别相差 7.14% 和 13.39%。以上结果表明本文模型的计算结果与成熟软件和其他学者计算结果非常相似,模型具有一定的可靠性。

## 3 计算结果分析

### 3.1 螺旋波等离子体源工作模式分析

MPRE 中由第一级螺旋波等离子体源负责电离工质产生高密度等离子体,一级的工作状态对下游的离子加热效果有很大影响。对 ICRH 单元进行研究首先应分析螺旋波等离子体源的工作特性。

螺旋波等离子体源中存在 3 种不同的工作模式(见图 5),即容性模式(E),感性模式(H)和波模式(W),而波模式又可分为  $W_1$ 、 $W_2$ 、 $W_3$  等不同阶数的波模式<sup>[25]</sup>。每次工作模式转换均会伴随等离子体密度的突然增大,称为密度跳变,导致等离子体密度随功率或磁场增加呈现阶梯式上升<sup>[26]</sup>。

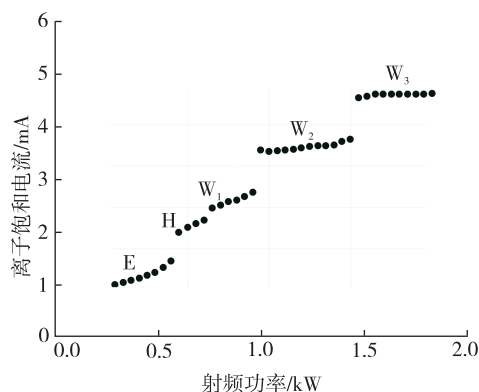


图 5 螺旋波等离子体源的不同模式

Fig. 5 Different modes of the helicon plasma source

将背景气压设置为 0.42 Pa,输入电流设置为 60 A,磁场为磁位形  $B_1$ ,放电段磁场强度为 0.05 T。为了显示螺旋波等离子体源的特点,同时计算了磁场为 0 的算例,即感性耦合等离子体源(inductively coupled plasma, ICP)。图 6 与图 7 为模拟过程中最大电子密度与电子温度随时间的演化曲线,计算过程中每个一级射频周期存储一次计算数据,横轴表示计算经过的射频周期数,由于 ICP 源达到稳态时间较短,不需要长时间计算,计算停止后的数据以虚线表示。ICP 源中电子密度变化过程较为简单,密度增长率先上升后下降,稳态时电子密度为  $2.37 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 。而螺旋波等离子体源曲线则有明显不同,电子温度与电子密度在计算初期增长速度较慢,这一阶段的电子



密度值要低于 ICP 源。随电子密度上升,电子温度曲线出现第一个“温度峰”,越过该“温度峰”后电子温度逐渐下降;而后随着放电继续进行,电子温度曲线出现第二个“温度峰”,同时电子密度曲线出现拐点,密度增长速度加快,在很短的时间内跃升到原来的几倍;在第二个峰之后电子温度曲线会接连出现多个较低的“温度峰”,电子密度呈台阶式增长,最终稳态电子密度达到 $4.37 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,是 ICP 源的 184.4 倍,高出两个量级,电子温度为 2.63 eV,与冷等离子体典型值相符。结合曲线的特点可以推测螺旋波等离子体源放电过程依次经历了不同的工作模式,电子密度曲线上出现拐点表明放电速度加快,等离子体与电磁场的耦合模式发生变化。

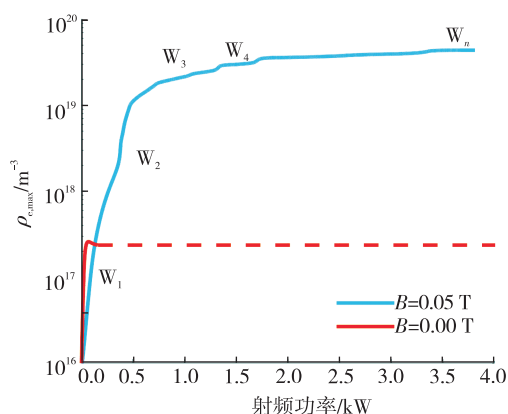


图 6 最大电子密度

Fig. 6 Maximum electron density

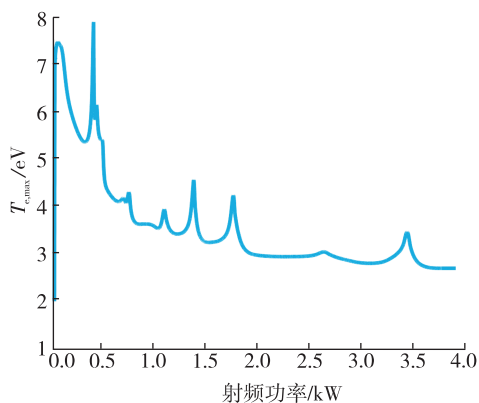


图 7 最大电子温度

Fig. 7 Maximum electron temperature

在 ICP 源与螺旋波等离子体源等射频形式的等离子体源中,等离子体均依靠从外加射频场获得的沉积功率来完成倍增过程,等离子体状态的差异首

先应当从沉积功率角度寻找原因,由于放电过程中射频场几乎只与电子有耦合作用,本节中主要对电子沉积功率进行分析。

图 8 为不同时刻螺旋波等离子体源的电子沉积功率密度分布,其中  $r_{fe}$  代表计算经过的射频周期数,可以发现不同时刻的沉积功率主要分布于上游匀强磁场段,但分布构型有显著不同。

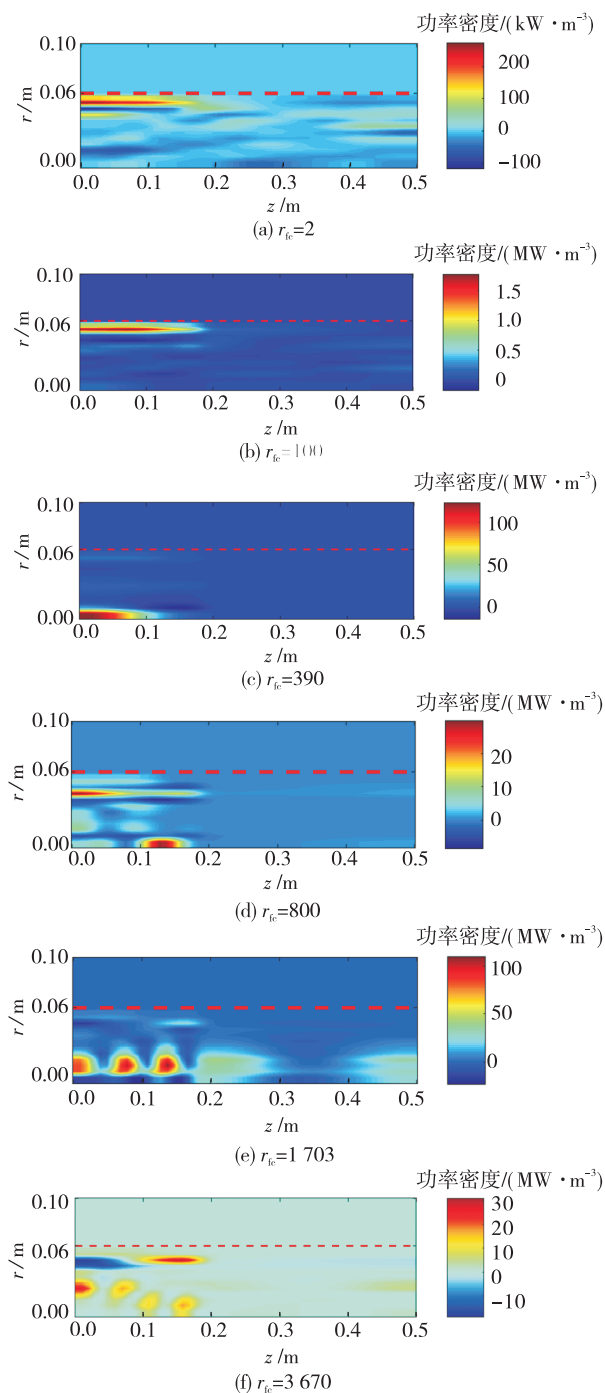


图 8 不同时刻的电子沉积功率密度

Fig. 8 The deposit power density of electrons at different moments

在计算开始时,电子沉积功率密度分布见图 8(a),沉积功率主要集中于等离子体边界附近很薄的一层内,对应于图 6 中的  $W_1$  模式,此时功率密度只有  $10^5$  量级。随等离子体密度上升沉积功率密度值持续上升,但仍集中于等离子体边界的薄层内,  $r_{fc} = 100$  时幅值上升到  $10^6$  量级。而后随放电进行,当等离子体密度上升到  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  左右时,功率密度分布构型逐渐发生改变,等离子体内部的沉积功率密度开始增大,第 390 个周期时,功率沉积的主要位置已经从等离子体边界移动到了对称轴处,如图 8(c) 所示,对称轴处的沉积功率密度达到  $123 \text{ MW/m}^3$ ,沉积功率大幅上升,对应于图 6 中  $W_2$  模式,此时电子温度出现峰值,达到  $7.76 \text{ eV}$ ,由于电子温度上升,电离反应系数大幅提升,电子密度迅速上升,使得电子密度曲线出现拐点。越过该电子温度峰值后,沉积功率密度构型继续演化,最终稳态时沉积功率密度形成图 8(f) 所示的分布,除边界外,沉积功率在等离子体内部也有分布,对应于图 6 中的  $W_n$  模式。

本节计算说明螺旋波等离子体源放电过程中随着等离子体参数的演化,功率沉积模式会不断发生变化,正是功率沉积模式的转变导致螺旋波等离子体源的工作模式转变,使得沉积功率提升,电子温度出现峰值,等离子体密度大幅增加。

### 3.2 ICRH 单元模拟

ICRH 单元射频输入频率一般等于该位置的离子回旋频率,为适当减少计算量并与实际磁位形接近,采用磁位形 B2,螺旋波等离子体源区磁感应强度为  $0.2 \text{ T}$ ,ICRH 输入位置磁场强度为  $0.898 \text{ T}$ ,该位置离子回旋频率为  $342.5 \text{ kHz}$ ,所以输入频率同样设置为  $342.5 \text{ kHz}$ 。螺旋波等离子体源输入位置不变,输入电流  $100 \text{ A}$ ,为加快计算速度,初始等离子体密度设置为  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,ICRH 输入电流幅值设置为  $2 \text{ kA}$ 。

上述输入条件下计算过程中最大电子密度、最大电子温度、最大离子温度曲线如图 9 ~ 图 11 所示,首先分析开启 ICRH 输入后对电子的影响。 $r_{fc} = 2000$  时,关闭与开启 ICRH 输入,等离子体密度分别为  $1.12 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  与  $1.10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,电子温度分别为  $2.90 \text{ eV}$  与  $3.02 \text{ eV}$ 。整体来看,该输入条件下,开启 ICRH 与否基本不影响电子参数。而 ICRH 开启与否离子温度差异非常明显,未开启 ICRH 时,离子温度仅为  $1.76 \text{ eV}$ ,开启 ICRH 后,离子温度达

到  $12.09 \text{ eV}$ ,离子温度大幅上升,是未开启的 6.87 倍,ICRH 加热效果明显。

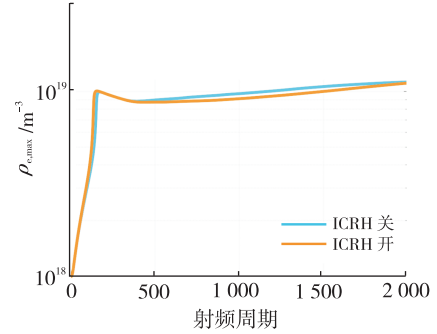


图 9 最大电子密度

Fig. 9 Maximum electron density

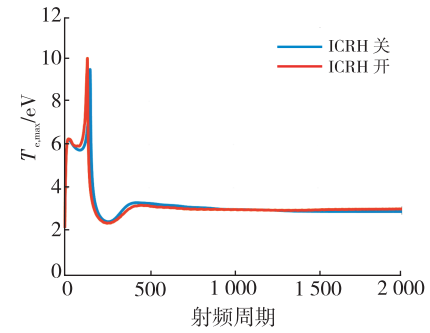


图 10 最大电子温度

Fig. 10 Maximum electron temperature

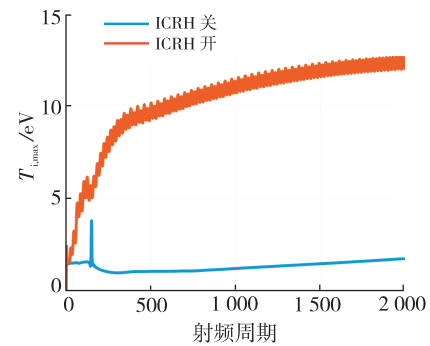


图 11 最大离子温度

Fig. 11 Maximum ion temperature

图 12 为 ICRH 关闭和开启时电子密度与离子温度。计算结果显示,ICRH 单元内高温离子集中在输入位置附近的区域内。而下游离子温度升高导致等离子体输运速度加快,根据数密度守恒方程式(6),ICRH 单元内等离子体密度沿轴向不断降低。

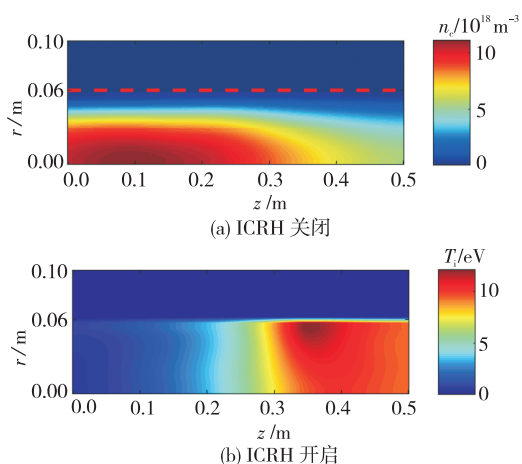


图 12 ICRH 关闭和开启时的电子密度与离子温度  
Fig. 12 The electron density and ion temperature when the ICRH is turned off and on

### 3.3 不同输入电流的 ICRH 单元模拟

在本文模型中改变 ICRH 加热效果最直接的方式就是改变输入电流,本节通过对比不同 ICRH 输入电流下的离子温度分析输入电流对加热效果的影响规律。

首先改变输入电流匝数,保持气压、磁场、一级输入与二级频率不变,计算中设定输入电流幅值固定为 2 kA,匝数则设置为 1、2、4。图 13 为改变输入电流匝数后计算过程中最大离子温度曲线,图 14 为不同匝数离子温度分布图,图中白色粗直线代表输入位置。输入电流 2 kA 不同匝数得到的离子温度分别为 12.09、22.75、40.77 eV,离子温度随输入电流匝数上升,匝数改变后,离子温度分布构型基本不变,离子温度均在输入位置附近的区域内较高,说明离子能量耦合位置基本不变。

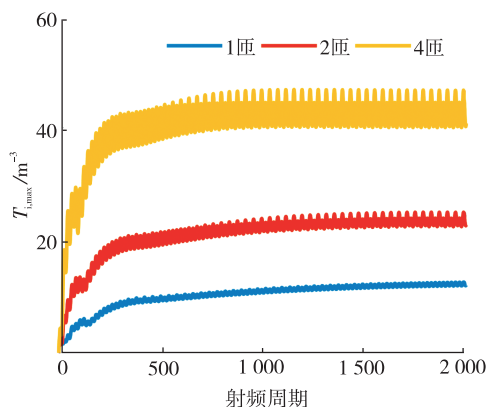


图 13 不同匝数计算过程中的最大离子温度  
Fig. 13 The maximum ion temperature during the simulation of different antenna turns

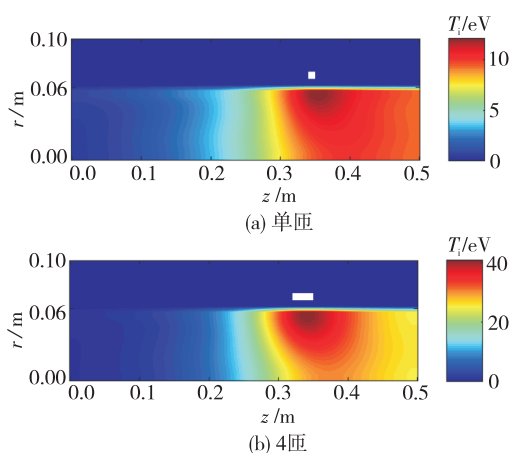


图 14 不同输入电流离子温度分布  
Fig. 14 The ion temperature distribution with different turns

为探究不同输入电流幅值的 ICRH 加热效果,保持其他条件不变,将二级输入电流设置为 4 匝,电流幅值分别设置为 500、1 000、1 500、2 000、2 500、3 000 A 进行计算。不同输入电流离子温度见图 15,计算结果显示 ICRH 单元中的离子温度随二级输入电流增大而升高,输入电流从 500 A 增加到 3 kA,离子温度从 11.61 eV 提升到 57.40 eV。

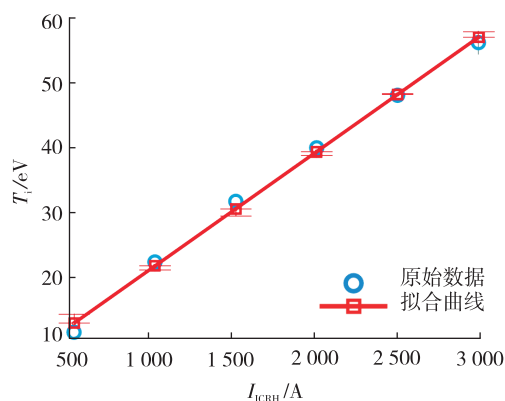


图 15 不同输入电流的离子温度  
Fig. 15 The ion temperature of different input current

磁等离子体发动机中,离子会在 ICRH 单元下游将垂直方向上的能量转化为轴向动能,最终转化为发动机推力,假设离子能量完全转化后计算出的离子速度为 20.309 km/s,与发动机离子速度期望值处于同一量级。此外,对离子温度的线性拟合曲线及其与原始数据的误差线也同样绘制在图 15 中,可见在本文模型及磁位形下,ICRH 单元



离子温度与输入电流近似呈线性关系,即  $T_i \propto I_{ICRH}$ ,再根据天线输入电流与功率关系,推测  $T_i \propto P_{ICRH}^{1/2}$ ,  $P_{ICRH}$  为二级输入功率,说明发动机可以通过增加二级功率将离子温度提升到期望值,从而实现高比冲工作模式。

## 4 结论

本文建立了用于模拟 MPRE 的二维轴对称多流体模型,利用该模型对 MPRE 中螺旋波等离子体源与 ICRH 单元的工作过程进行了模拟,探究了等离子体参数的演化过程,并分析了不同 ICRH 输入对离子加热效果的影响,得到如下结论。

1)螺旋波等离子体源放电过程中功率沉积模式会不断发生变化,进而导致螺旋波等离子体源工作模式转变,每次模式转变时电子温度出现峰值,等离子体密度大幅增加。

2)本文模型与输入条件下,开启 ICRH 基本不影响电子参数,而离子温度明显提升,加热效果显著。

3)增加输入电流匝数可明显提升离子温度,但不会改变离子的能量耦合位置。

4)ICRH 单元离子温度近似与输入电流幅值成正比,发动机可以通过增加二级功率将离子温度提升到期望值,从而实现高比冲工作模式。

## 参考文献

- [1] 于达仁,乔磊,蒋文嘉,等. 中国电推进技术发展及展望[J]. 推进技术, 2020, 41(1): 1-11.  
YU D R, QIAO L, JIANG W J, et al. Development and prospect of electric propulsion technology in China[J]. Journal of Propulsion Technology, 2020, 41(1): 1-11.
- [2] 任军学,刘宇,王一白. 可变比冲磁等离子体火箭原理与研究进展[J]. 火箭推进, 2007, 33(3): 36-42.  
REN J X, LIU Y, WANG Y B. Principle and research progress of variable specific impulse magnetoplasma rocket[J]. Journal of Rocket Propulsion, 2007, 33(3): 36-42.
- [3] CHANG F R, FISHER J L. A supersonic gas target for a bundle divertor plasma [J]. Nuclear Fusion, 1982, 22(8): 1003-1013.
- [4] DÍAZ F R C. Research status of the variable specific impulse magnetoplasma rocket [J]. Fusion Technology, 1999, 35(1): 87-93.
- [5] BERING E, BRUKARDT M, SQUIRE J, et al. Recent improvements in ionization costs and ion cyclotron heating efficiency in the VASMIR engine[C]//44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reston, Virginia: AIAA, 2006.
- [6] BERING E A, DÍAZ F R C, SQUIRE J P, et al. Observations of single-pass ion cyclotron heating in a trans-sonic flowing plasma [J]. Physics of Plasmas, 2010, 17(4): 043509.
- [7] BERING E A, GIAMBUSSO M, CARTER M, et al. Using VASIMR for the proposed Europa mission [C]//AIAA SPACE 2014 Conference and Exposition. Reston, Virginia: AIAA, 2014.
- [8] BERING E, LONGMIER B, SQUIRE J, et al. Performance measurements and technology demonstration of the VASIMR VX-200[C]//AIAA SPACE 2010 Conference & Exposition. Reston, Virginia: AIAA, 2010.
- [9] SQUIRE J P, CARTER M D, FRANKLIN R. Advances in duration testing of the VASIMR VX-200SS system[C]//52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. USA: Salt Lake City, 2016.
- [10] GIAMBUSSO M, CARTER M D, SQUIRE J P. Progress in VASIMR VX-200SS plasma testing program[C]//53rd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. Reston, Virginia: AIAA, 2017.
- [11] SQUIRE J P, CARTER M, DIAZ F C, et al. Run-time accumulation testing of the 100 kW VASIMR VX-200SS device[C]//2018 Joint Propulsion Conference. Reston, Virginia: AIAA, 2018.
- [12] SQUIRE J P, CARTER M, CHANG DIAZ F R, et al. Steady-state testing at 100 kW in the VASIMR VX-200SS project[C]//AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum. Reston, Virginia: AIAA, 2019.
- [13] DÍAZ F R C, GIAMBUSSO M, CORRIGAN A M C. Recent progress on the VASIMR engine [C]//37th International Electric Propulsion Conference. USA: Cambridge, 2022.
- [14] 杨振宇,曹亚文,范威,等. 磁等离子体发动机中离子回旋共振天线参数优化[J]. 推进技术, 2022, 43(4): 417-426.  
YANG Z Y, CAO Y W, FAN W, et al. Parameter optimization of ion cyclotron resonance antenna in magnetoplasma rocket engine[J]. Journal of Propulsion Technology, 2022, 43(4): 417-426.
- [15] 孙斌,赵杨,魏建国,等. 高功率螺旋波等离子体诊

- 断试验研究[J]. 推进技术, 2019, 40(3): 707-713.
- SUN B, ZHAO Y, WEI J G, et al. Plasma diagnostics of a high power Helicon source[J]. Journal of Propulsion Technology, 2019, 40(3): 707-713.
- [16] BREIZMAN B N, AREFIEV A V. Single-pass ion cyclotron resonance absorption[J]. Physics of Plasmas, 2001, 8(3): 907-915.
- [17] ILIN A, DIAZ F C, SQUIRE J, et al. Plasma heating simulation in the VASIMR system [C]//43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reston, Virginia: AIAA, 2005.
- [18] ILIN A V, CHANG DÍAZ F R, SQUIRE J P, et al. Improved simulation of the ICRF waves in the VASIMR plasma[J]. Computer Physics Communications, 2004, 164(1/2/3): 251-257.
- [19] VENTZEK P L G, HOEKSTRA R J, KUSHNER M J. Two-dimensional modeling of high plasma density inductively coupled sources for materials processing[J]. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena, 1994, 12(1): 461-477.
- [20] 吴明阳. 电推进中螺旋波放电和离子回旋共振能化的研究[D]. 北京: 北京大学, 2021.
- [21] NAMIKI T. A new FDTD algorithm based on alternating-direction implicit method[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques, 1999, 47(10): 2003-2007.
- [22] ZHEN F H, CHEN Z Z, ZHANG J Z. Toward the development of a three-dimensional unconditionally stable finite-difference time-domain method[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2000, 48(9): 1550-1558.
- [23] 赵转转. 感性耦合放电中离子能量和角度分布的数值模拟研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2019.
- ZHAO Z Z. Numerical simulation of ion energy and angle distribution in inductively coupled discharge[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2019.
- [24] BORIS J P. LCPFCT: a flux-corrected transport algorithm for solving generalized continuity equations [R]. Washington D C: NRL, 1993.
- [25] ELLINGBOE A R, BOSWELL R W. Capacitive, inductive and helicon-wave modes of operation of a Helicon plasma source[J]. Physics of Plasmas, 1996, 3(7): 2797-2804.
- [26] SHAMRAI K P, TARANOV V B. Volume and surface rf power absorption in a Helicon plasma source[J]. Plasma Sources Science and Technology, 1996, 5(3): 474-491.