磁等离子体发动机中离子回旋共振加热 多组分流体模拟 *

杨振宇,范 威,鲁海峰,张元哲,韩先伟

(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:离子回旋共振加热(Ion Cyclotron Resonance Heating, ICRH)单元的加热效果对磁等离子体发动机(Magnetoplasma Rocket Engine, MPRE)的推力性能有至关重要影响。为研究ICRH的加热效果,本文建立了用于模拟MPRE中ICRH单元的二维轴对称多组分流体模型,并采用该模型对MPRE中螺旋波等离子体源的工作模式与不同输入条件的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要经历从Trivelpiece-Gould (TG)波模式向螺旋波模式的转变过程,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单元对离子有显著加热效果;此外,离子温度随ICRH输入增大而升高,ICRH输入电流150A时,离子温度可达50eV以上。

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: V439.2 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2023) 06-2208001-09
DOI: 10.13675/j.enki. tjjs. 2208001

Multicomponent Fluid Simulation of Ion Cyclotron Resonance Heating in Magnetoplasma Rocket Engine

YANG Zhen-yu, FAN Wei, LU Hai-feng, ZHANG Yuan-zhe, HAN Xian-wei

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

Abstract: The heating effect of the Ion Cyclotron Resonance Heating stage (ICRH) has a critical impact on the thrust performance of the Magnetoplasma Rocket Engine (MPRE). In this work, a multicomponent, two-dimensional, axisymmetric fluid model was developed to study the heating effect of ICRH stage and it is used to simulate the operating modes of helicon plasma source together with the ICRH stage of different input. The calculations show that, the helicon plasma source will convert from Trivelpiece–Gould (TG) wave mode to helicon wave mode during the discharge. The conversion is accompanied by an electron temperature peak 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. In addition, the ion temperature increases with the ICRH input. When the ICRH input current is 150A, the ion temperature can reach more than 50eV.

Key words: Magnetoplasma rocket engine; Helicon plasma source; Ion cyclotron resonance heating; Power coupling; Fluid simulation

* 收稿日期: 2022-08-01; 修订日期: 2022-10-26。

作者简介:杨振宇,博士生,研究领域为空间电推进技术。

通讯作者:韩先伟,博士,研究员,研究领域为空间电推进技术。E-mail: hxwmpt@sina.com

 引用格式:杨振宇,范 威,鲁海峰,等.磁等离子体发动机中离子回旋共振加热多组分流体模拟[J].推进技术,2023,44
 (6):2208001. (YANG Zhen-yu, FAN Wei, LU Hai-feng, et al. Multicomponent Fluid Simulation of Ion Cyclotron Resonance Heating in Magnetoplasma Rocket Engine[J]. Journal of Propulsion Technology, 2023, 44(6):2208001.)

1 引 言

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^[1]。 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。

可变比冲磁等离子体发动机(Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket, VASIMR)是一种全新 原理的大功率电推力器,其工作原理如图1所示。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,形成高速离子束流从而产生推力。VA-SIMR 与其他类型电推力器相比,具有大功率(50~200kW)、大推力(1~20N)、高比冲(3000~10000s)、长 寿命(5000~20000h)、可变推力比冲、和高效率(50%~80%)等优点^[2],被认为是核电系统的最佳选择,可大 大减少航天器的发射重量,增加有效载荷,最大限度 的延长航天器寿命,拓展深空探测范围。



VASIMR 的构想来源于可控核聚变, 1979年, Chang 等^[3]首次提出 VASIMR 的概念,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放电实验,然 后由美国航空航天局杰佛逊实验中心(NASA-JSC) 的先进空间推进实验室(ASPL)对 VASIMR 开展研 究,研制了实验样机 VX-10, VX-25, VX-50 与 VX-100^[4-8]。2005年转由 AdAstraRocket 公司(AARC)开 展研究, VX-200达到推力 5.8N, 比冲 4900s, 效率 70%的性能指标。2015年转入工程样机 VX-200SS 研制阶段,开展了为期三年的研制计划[9-11],2019年 取得突破性进展,VX-200SS在功率输入87kW下实 现连续运行1h,在输入功率53kW时测得推力1.53N, 比冲 4500s, 效率 65%。 2020 年 7 月 换装 120kW, TRL-5的 ICRH 射频源后^[12], VX-200SS 实现了一级 30kW及二级70kW输入的18min连续工作,2021年7 月在总输入功率80kW的工况下持续运行时间达到 88h,AARC目前正在开展新一代50kW一级射频源^[13] 的研制。国内VASIMR类型的推力器相关研究较少, 陕西省等离子体物理与应用技术重点实验室依据发 动机原理研制了30kW磁等离子体发动机(Magnetoplasma Rocket Engine, MPRE)样机,开展了相关的仿 真计算^[2,14],并利用射频补偿探针对螺旋波等离子体 参数进行了诊断^[15]。目前百千瓦 MPRE样机实验系 统已经验收,螺旋波等离子体源已完成初步调试,计 划下一步开展 ICRH 单元测试。

ICRH 作为 VASIMR 的能量注入单元,对 VA-SIMR 的推力性能有决定性影响,研究人员也开展了 针对 ICRH 相关的理论仿真研究,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,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 VASIMR 的 ICRH 单元进行了仿真, 得到了等离子体参数在离子回旋共振级中的分布规 律,进而分析了流量、天线构型、磁场梯度对吸收效 率的影响。

目前国内外对ICRH进行的研究工作以实验手 段为主,理论与仿真计算内容较少,虽然实验研究初 步获得了ICRH单元的经验规律,但实验平台搭建成 本高,研究周期长,研究结果多为推力器性能参数, 对ICRH中等离子体与电磁场耦合过程尚缺乏理论 认识,不利于进一步优化推力器设计、提升推力性 能。作为推力器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。

本文建立了用于模拟MPRE中ICRH单元的二维 轴对称多组分流体模型,利用该模型探究了MPRE中 螺旋波等离子体源与ICRH单元的工作过程,描述了 等离子体参数及电磁场构型的演化方式,并分析了 不同ICRH输入对加热效果的影响,对探究ICRH能 量耦合机制及优化百千瓦MPRE设计具有重要价值。

2 控制方程

本文的多组分流体模型中包括电子、离子、中性 原子模块和与带电粒子相互作用的静电场与电磁场 模块。本节主要介绍轴对称柱坐标系(r, θ, z)中各模 块的控制方程。

2.1 电磁场

模型中的电磁场通过求解 Maxwell方程组(1)~ (2)及带电粒子电流密度方程(3)~(4)得到。

$$\nabla \times \boldsymbol{H}_{\rm rf} = \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}_{\rm rf}}{\partial t} + \boldsymbol{J}_{\rm total} \tag{1}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E}_{\rm rf} = -\mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{H}_{\rm rf}}{\partial t} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{J}_j}{\partial t} = \frac{n_j q_j^2}{m_j} \boldsymbol{E}_{\text{rf}} + \frac{q_j}{m_j} \boldsymbol{J}_j \times \boldsymbol{B} - v_{jn} \boldsymbol{J}_j \qquad (3)$$

$$\boldsymbol{J}_{\text{total}} = \boldsymbol{J}_{\text{e}} + \boldsymbol{J}_{\text{input}} \tag{4}$$

式中下标 rf 代表由射频输入激发出的电磁场分量; H,E,J分别为磁场强度矢量、电场矢量、电流密度矢 量; ε_0 与 μ_0 分别为真空介电常数与真空磁导率;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;i表示离子;e 表示电子; n_j,q_j,m_j,ν_{j_0} 分别为粒子密度,粒子电荷量, 粒子质量,粒子*j*与中性气体的碰撞频率;*J*_{input}为输入 射频电流;*J*_{total}为总电流密度,由于离子质量远远大于 电子质量,等离子体中电流基本上由电子产生,所以 全电流方程中的总电流为电子电流与馈入电流 之和。

二维轴对称柱坐标系中,方程(1)~(2)的解可分为独立的两个模式,即横电模(TE模)与横磁模(TM 模),TM模方程见式(5),TE模方程见式(6),为书写 方便,略去下标rf,方程中的电流密度矢量均为总电 流密度。

$$\begin{cases} \mu_{0}\frac{\partial H_{r}}{\partial t} = -\frac{1}{r}\frac{\partial E_{z}}{\partial \theta} + \frac{\partial E_{\theta}}{\partial z} \\ \varepsilon_{0}\frac{\partial E_{\theta}}{\partial t} = \frac{\partial H_{r}}{\partial z} - \frac{\partial H_{z}}{\partial r} - J_{\theta} \end{cases}$$
(5)
$$\mu_{0}\frac{\partial H_{z}}{\partial t} = -\frac{1}{r}E_{\theta} - \frac{\partial E_{\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_{r}}{\partial \theta} \end{cases}$$
(5)
$$\varepsilon_{0}\frac{\partial E_{r}}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial H_{z}}{\partial \theta} - \frac{\partial H_{\theta}}{\partial z} - J_{r}$$
$$\mu_{0}\frac{\partial H_{\theta}}{\partial t} = -\frac{\partial E_{r}}{\partial z} + \frac{\partial E_{z}}{\partial r}$$
(6)
$$\varepsilon_{0}\frac{\partial E_{z}}{\partial t} = \frac{1}{r}H_{\theta} + \frac{\partial H_{\theta}}{\partial r} - \frac{1}{r}\frac{\partial H_{r}}{\partial \theta} - J_{z}$$

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

$$P_j = \boldsymbol{J}_j \cdot \boldsymbol{E}_{\rm rf} \tag{7}$$

2.2 等离子体

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^[19]。电子与离子数 密度方程与能量方程如式(8)与(9)所示。

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot \boldsymbol{\Gamma}_j = K_{\text{ion}} n_{\text{e}} n_{\text{n}}, j = \text{i,e}$$
(8)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_j k_{\rm B} T_j \right) + \nabla \cdot \boldsymbol{Q}_j = P_j$$

$$-\delta_{ie} \left(\boldsymbol{\varepsilon}_{\rm ion} K_{\rm ion} + \boldsymbol{\varepsilon}_{\rm exc} K_{\rm exc} \right) n_e n_{\rm n} + q_j \boldsymbol{\Gamma}_j \cdot \boldsymbol{E}_s , j = i,e$$
(9)

式中 Γ_j 为数流密度矢量; n_n 为中性组分数密度; K_{ion} , K_{esc} 分别为电离反应速率与激发反应速率; ε_{ion} 和 ε_{esc} 分别为电离反应与激发反应的阈值; T_j 为粒子温度; Q_j 为粒子能量流密度; 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

$$\boldsymbol{\Gamma}_{j} = \boldsymbol{\mu}_{j} (n_{j} \boldsymbol{E}_{s} + \boldsymbol{\Gamma}_{j} \times \boldsymbol{B}) - D_{j} \nabla n_{j}$$
(10)

$$\boldsymbol{Q}_{j} = -\frac{3}{2} k_{\mathrm{B}} D_{j} n_{j} \nabla T_{j} + \frac{5}{2} k_{\mathrm{B}} T_{j} \boldsymbol{\Gamma}_{j} \qquad (11)$$

式中 μ_j , D_j 为粒子迁移率与扩散系数, $\mu_j=q_j/(m_j\nu_{jn})$, $D_j=k_{\rm B}T_j/(m_j\nu_{jn})$, $\nu_{jn}=v_{\rm th}\sigma_{\rm eff}n_n$, $k_{\rm B}$ 为波尔兹曼常数, $v_{\rm th}$ 为粒子 热运动速率, $v_{\rm th}=(8k_{\rm B}T_j/(\pi m_j))^{1/2}$, $\sigma_{\rm eff}$ 为有效碰撞截面。

将式(10)展开经化简后,可得数流密度轴向与 径向分量为

$$\Gamma_{r,j} = \frac{1}{1 + (\mu_j B_z)^2} \left(\mu_j n_j E_{s,r} - D_j \frac{\partial n_j}{\partial r} \right)$$
(12)

$$\Gamma_{zj} = \mu_j n_j E_{s,z} - D_j \frac{\partial n_j}{\partial z}$$
(13)

2.3 中性原子

对于中性组分来说,由于不受电磁场影响,整个 计算区域内中性组分温度改变很小,仅作为背景气 体参与计算,不需要对能量方程进求解,只需获得计 算区域中的数密度分布即可,模型中通过求解连续 性方程(14)与动量方程(15)获得中性组分密度 分布。

$$\frac{\partial n_{n}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{n} \boldsymbol{v}_{n}) = -K_{ion} n_{e} n_{n} \qquad (14)$$

$$\frac{\partial (n_{\rm n}\boldsymbol{v}_{\rm n})}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\rm n}\boldsymbol{v}_{\rm n}\boldsymbol{v}_{\rm n}) = -\frac{k_{\rm B}T_{\rm n}}{m_{\rm n}} \nabla n_{\rm n} \qquad (15)$$

2.4 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(16)所示,静电场即 为电势的负梯度(17)。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^[20],带电粒子数流密 度见方程(10)。

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left(n_i - n_e \right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{j=i,e} q_j \nabla \cdot \boldsymbol{\Gamma}_j \qquad (16)$$

$$\boldsymbol{E}_{\rm s} = -\nabla V \tag{17}$$

2208001-3

3 数值模型

3.1 数值算法

采用交替方向时域有限差分(ADI-FDTD)^[21-22] 方法对电磁场方程(1)~(2)进行求解,以获得计算区 域不同时刻不同位置的电磁场强度及等离子体电流 密度,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 微分为取隐格式,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,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^[23]。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。

3.2 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_{start},上边界为z_{end},r方向下边界为r_{start},上 边界为r_{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_{el},r_{el})处馈入螺旋波级输入电流,在(z_{e2},r_{e2})处馈入 ICRH级输入电流。百千瓦 MPRE 中暂未添加磁喷 管,所以本文模型只对 MPRE 第一级与第二级开展 计算。





模型几何参数如表1所示,其中Δr,Δz,Δt分别为 径向网格尺寸、轴向网格尺寸、时间步长。

3.3 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_{end}处也采用隐式MUR边界。

 Table 1
 Geometric parameters of the model

Parameter	Value	Parameter	Value
r _{start} /m	0	r _{e1} /m	0.07
$r_{ m end}/{ m m}$	0.1	z_{c2}/m	0.35
$z_{\rm start}/{ m m}$	0	r _{c2} /m	0.07
$z_{ m end}/ m m$	0.51	$\Delta r/m$	0.005
$r_{\rm p}/{ m m}$	0.06	$\Delta z/m$	0.01
z_{c1}/m	0.15	$\Delta t/s$	3×10 ⁻¹²

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,在*z*_{start},*z*_{end}两个为外流边界。中性组分在*r*_p 处设置为初始值,*z*_{start},*z*_{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, $n_e=n_i=1.0\times10^{16}$ m⁻³, $T_e=2eV$, $T_i=500K$,模型中设定中性 组分温度为300K,则中性组分数密度可由理想气体 状态方程按照式(18)得出,即

$$n_{\rm n} = 2.41 \times 10^{20} \, p \tag{18}$$

式中p为背景气压(Pa),工质设定为氩气(Ar),电子-原子有效碰撞截面设置为1×10⁻¹⁹m,离子-原子有效 碰撞截面设置为1×10⁻¹⁸m,电离阈为15.76eV,激发阈 为11.55eV。

输入电流均为沿角向的正弦电流,输入电流密 度为

$$J_{\rm input} = \frac{I_{\rm input}}{\Delta z \Delta r} \sin\left(2\pi f_{\rm input}t\right)$$
(19)

式中*I*_{input}为输入电流,*f*_{input}为输入频率,螺旋波级输入 频率不变,为13.56MHz,离子回旋共振级输入频率采 用*z*_{c2}处的离子回旋频率。

背景静磁场位型如图3所示,磁位型1螺旋波源 处磁感应强度约为0.1T,ICRH输入处磁感应强度约 为0.45T,磁位型2为磁位型1的两倍。

3.4 模型可靠性分析

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[19]中的



Fig. 3 Background magnetic field

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0.4m,径向长度为0.125m,等 离子体边界位于0.75m处,电流输入位置为(0.3m, 0.09m),气压设置为2.6Pa。

图4为不同计算模型得到的电子密度分布图,图 4(a),(b)分别为文献[19]中输入功率500W时,由 PHD模型与COMSOL得到的ICP计算结果,图4(c)为 输入电流50A时本文得到的ICP计算结果,图4(a)与 图4(b)中等离子体密度为 cm⁻³,图4(c)中等离子体 密度为 m⁻³。可以看到三种模型稳态等离子体形态基 本一致,呈椭球形,均在对称轴处达到最大值。但由 于馈电方式不同,等离子密度有差异,PHD模型与 COMSOL模型均采用功率天线,两者等离子体密度 绝对值差异不大,PHD中等离子体密度最大值为 1.05×10¹⁸ m⁻³,COMSOL中为9.88×10¹⁷ m⁻³,而本文的模 型由于采用固定输入电流的方式馈电,无法固定输 入功率,输入电流50A时等离子体密度达到2.42× 10¹⁸ m⁻³。





图 5显示了三种模型 z=0.3m 处无量纲等离子体 密度沿 r方向的曲线,等离子体密度由对称轴处密度 归一化。可以看出等离子体沿径向分布基本一致。

以上结果表明,本文模型的计算结果与成熟软



Fig. 5 Dimensionless electron density at z=0.3m

件与其他学者计算结果非常相似,模型具有一定的 可靠性。与其他商业软件相比,本文自行编写的Fortran计算程序灵活性更强,可自由更改背景磁位型等 输入条件及边界条件,更利于计算程序调试,方便版 本迭代。但由于商业软件底层代码逐代优化,计算 速度明显快于自编程序。

4 计算结果分析

4.1 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,一级的工作状态对等离子 体在下游的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。

在对螺旋波的分析中,采用图3中的磁位型1,输 入电流设置为125A,ICRH输入为0。计算中每隔一 个射频周期存储一次数据,图6显示了螺旋波源放电 过程中的最大电子密度与最大电子温度曲线,图片 横轴为计算的射频周期数。为与螺旋波放电结果进 行对比,电子密度曲线中添加了相同输入的ICP放电 计算结果,ICP放电达到稳态时间较快,计算停止后 的数据以虚线表示。





首先可以看到螺旋波放电大约经历 600 个射周 期后达到稳态,计算时间明显长于 ICP 放电。稳态 时,螺旋波等离子体密度达到 3.5×10¹⁹m⁻³,而 ICP 放电 为 5.9×10¹⁷m⁻³,螺旋波源等离子体密度为 ICP 源的 59 倍,等离子体密度有量级上的提升,这一结果与实验 测试值较为接近^[14]。此外,稳态时,螺旋波源电子温 度为 3.65eV,与冷等离子体电子温度典型值相符。

图 6(b)显示,在电子温度曲线中出现了较为尖锐的电子温度"峰",在对应时刻附近,电子密度曲线出现了拐点,等离子体密度在较短时间内迅速上升到更高的量级。在螺旋波源的工作状态中存在不同的模式,容性模式(E),感性模式(H)及不同阶数的波模式(W₁,W₂,……)^[25],在改变输入功率或调整磁场时,螺旋波源放电模式会发生转变,伴随放电模式转变,往往会出现等离子体密度跃升的现象。根据图 6的计算结果,推测电子温度出现峰值的时刻对应为放电模式的转变点。

螺旋波源中,电子主要从射频输入沉积能量,为 分析螺旋波放电的工作模式变化,需要进一步探究 电子的沉积功率分布。图7为不同时刻的电子沉积 功率密度(W/m3)分布。从图7可以看出,沉积功率主 要存在于磁场强度较为均匀的区域,但在不同时刻 电子沉积功率分布与强度有显著不同。在计算初 期,沉积功率集中于等离子体边界很薄的一层内,随 等离子体密度增加,沉积功率逐渐增大,在图7(b)中 功率密度从10°上升到了10°量级,结合螺旋波等离子 体色散关系,此时的功率沉积模式与TG 波模式一 致^[26],放电处于TG波模式。随着密度继续上升,沉 积功率逐渐向等离子体内部移动,在图7(c)中沉积 功率在对称轴处接近10°量级。在螺旋波等离子体色 散关系中除TG波外还存在另一支解,即螺旋波,螺旋 波阻尼小,波速快,能够进入等离子体内部,此时的 沉积功率分布则与螺旋波模式相符,电磁场可以在 内部区域加热电子,总沉积功率上升,电子温度出现 峰值,电子倍增速度加快,等离子体密度迅速跃升。 最终在稳态时,第550个射频周期时的沉积功率分布 如图7(d)所示。此时沉积功功率分布仍与螺旋波模 式相符,说明稳态时外加场通过在等离子体中激发 螺旋波来将功率耦合给电子。

以径向电场为例说明模式转变时射频场构型的 演化,图8显示了射频周期数为170,185两个时刻径 向电场在z=0.05m处沿r方的曲线,图中数据已经过 样条插值。从图8可以看出,在第170个射频周期,E, 在靠近边界处的幅值最大且沿径向向内衰减很快,



边界处幅值明显高于内部,与TG波特点相符。第185 个周期时,电场在边界最大的现象消失,波幅值沿径 向处于同一量级,表明此时电磁波分量主要以螺旋波 为主,电磁场可以进入内部与电子相互耦合,使得总 沉积功率进一步提升,等离子体密度进而迅速上升。

本小节计算说明螺旋波等离子体源放电模式随 等离子体密度上升会逐渐进入TG波模式与螺旋波模 式,TG波模式中电子主要在边界处吸收射频功率,而 螺旋波模式中电磁波可以进入内部与电子相互耦 合,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。

4.2 ICRH单元加热模拟

在本文的模型中,第一级螺旋波等离子体源输入频率固定为13.56MHz,而ICRH输入频率一般在离子回旋频率附近,为增加离子回旋频率,减短计算时间,对ICRH单元的模拟采用图3中的磁位型2,对于



direction

氩气(Ar)工质,ICRH输入处的离子回旋频率为 343.2kHz,输入电流频率同为343.2kHz,幅值设置为 100A。由方程(12)可以看出,磁场增强会使粒子输 运速度进一步减慢,电子倍增速度放缓,为加快放电 速度,螺旋波源输入电流设置为225A。

首先来看 ICRH 开启后对电子的影响,图9为有 无 ICRH 输入的电子密度与电子温度演化曲线,可以 看出在第400个周期时计算已接近稳态。结合两图





可以发现,ICRH输入开启后,电子密度上升速度加快,电子温度峰值出现得更早,螺旋波等离子体源可以更早地进入螺旋波放电模式。ICRH开启后,等离子体密度为5.8×10¹⁹m⁻³,无ICRH输入时,等离子体密度则为4.9×10¹⁹m⁻³,可见开启ICRH输入后,稳态等离子体密度也有所上升,由此可以判断ICRH开启后射频输入能量有一部分会被电子吸收,使得电子倍增速度加快。

图 10 为计算过程中离子温度的演化曲线,在 ICRH开启与关闭的两个算例中离子温度曲线差别很 大。ICRH关闭时,稳态离子温度仅 1.6eV,而 ICRH 开启后,离子温度随等离子体密度呈波动式上升,第 10 个离子回旋周期时,离子温度为 40.5eV,ICRH 开 启后对离子温度的增幅十分显著。400 个周期时的 离子温度分布见图 11,计算结果显示 ICRH 开启后, 离子温度在天线输入位置处达到最大值,说明离子 吸收射频功率的位置基本与 ICRH 电流输入位置 重合。



Fig. 10 Maximum ion temperature with and without the current input of ICRH





根据数值计算,背景磁场采用磁位型1,一级输入电流225A,二级输入电流100A,400个周期时z= 0.35m处等离子体在对称轴处的密度为4.4×10¹⁸m⁻³。 在MPRE中,离子温度在ICRH共振单元得到大幅提升,在下游磁喷管发散磁场中离子横向能量会转化 为轴向动能,从而产生推力,而等离子体从ICRH单 元向下游输运的过程中会在壁面有所损失,且通常 磁喷管中横向能量也不能完全转化为轴向动能,造 成发动机推力损失。为估算理想状态该算例中发动 机推力量级,假设磁喷管中能量转化效率达到100%, 离子在发动机出口速度仅有轴向分量,则该离子温 度换算为离子速度为13928.8m/s,此时再假设离子能 量沿轴向未被损失,则可以估算出此时发动机推力 在10⁻¹N量级。

4.3 不同输入电流的 ICRH 模拟

其他条件不变,改变 ICRH 的输入电流幅值,将 输入电流设置为50,100,150A,图 12为不同 ICRH 输 入的电子密度与电子温度曲线。可以看出,改变 ICRH 输入的结果与图9结果相似,不同输入的电子 密度曲线与电子温度曲线趋势基本一致,但增大 ICRH 输入会使电子倍增速度加快,电子温度峰值更 早出现。稳态时,三个算例电子密度分别为5.9× 10¹⁹m⁻³,5.8×10¹⁹m⁻³,5.7×10¹⁹m⁻³,说明增大 ICRH 输入 稳态等离子体密度基本不变,稳态电子温度也基本 一致。



Fig. 12 Maximum electron density and electron temperature of different ICRH input

图 13 为不同 ICRH 输入的离子温度曲线,计算结 果显示离子温度随 ICRH 输入的改变较为明显,但曲 线演化特点基本一致,均随等离子体密度波动式上 升。在第 10个离子回旋周期时,三个算例离子温度 分别为 24.9,40.5,53.5eV,输入电流较大时,离子温度 明显较高。不同 ICRH 输入的计算结果显示,在稳态 等离子体密度与电子温度基本不变的情况下,离子 温度随 ICRH 输入增加而升高。可以预测,若进一步 增加螺旋波源与 ICRH 单元输入,发动机即可在大功 率条件下实现大推力、高比冲的设计工况。



Fig. 13 Maximum ion temperature of different ICRH input

5 结 论

本文通过研究,得到如下结论:

(1)螺旋波等离子体源会经历从TG波模式向螺 旋波模式的转变过程,等离子体总沉积功率上升,电 子温度出现峰值,等离子体密度迅速上升。

(2)开启 ICHR 输入后,离子温度得到明显提升, 离子功率沉积位置基本与 ICRH 输入位置重合,且离 子温度随 ICRH 输入电流增加而升高,输入电流150A 时,离子温度达 50eV 以上。

(3)增加ICRH输入电流会使等离子体密度上升 速度加快,但稳态电子密度与电子温度基本一致。

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 Da-ren,QIAO Lei,JIANG Wen-jia, et al. Development and Prospect of Electric Propulsion Technology in China[J]. Journal of Propulsion Technology, 2020, 41(1):1-11.)
- [2] 魏建国,孙 斌,方吉汉,等.深空探测百千瓦级大 推力磁等离子发动机性能仿真[C].大连:中国航天 第三专业信息网第三十八届技术交流会暨第二届空天 动力联合会议一电推进技术,2017.

- [3] Chang F R, Fisher J L. A Supersonic Gas Target for a Bundle Diverter Plasma [J]. Nuclear Fusion, 1982, 22 (8): 1002-1012.
- [4] Chang F R. Research Status of the Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket[J]. Transactions of Fusion Technology, 1999, 35(1): 87-93.
- [5] Bering E A, Brukardt M. Recent Improvements in Ionization Costs and Ion Cyclotron Heating Efficiency in the VASIMR Engine[R]. AIAA 2006-766.
- [6] Bering E A. Observations of Single-Pass Ion Cyclotron Heating in a Transsonic Flowing Plasma [J]. Physics of Plasmas, 2010, 17(4).
- [7] Bering E A, Giambusso M. Using VASIMR for the Proposed Europa Mission[R]. AIAA 2014-4344.
- [8] Bering E A, Longmier B W, Squire J P. Performance Measurements and Technology Demonstration of the VA-SIMR VX-200[R]. AIAA 2010-8669.
- [9] Squire J P, Carter M D, Chang F R. Advances in Duration Testing of the VASIMR VX-200SS System [R]. AIAA 2016-4950.
- [10] Giambusso M, Carter M D, Squire J P. Progress in VA-SIMR VX-200SS Plasma Testing Program [R]. AIAA 2017-4630.
- [11] Squire J P, Carter M D, Chang F R. Run-Time Accumulation Testing of the 100kW VASIMR VX-200SS Device
 [R]. AIAA 2018-4417.
- [12] Squire J P, Carter M D. Steady-State Testing at 100kW in the VASIMR[®] VX-200SS[™] Project [R]. AIAA 2019-3810.
- [13] Chang F R, Giambusso M. Progress on the VASIMR Engine[R]. IEPC-2022-525.
- [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):200670. (YANG Zhen-yu, CAO Ya-wen, FAN Wei, et al. Parameter Optimization of Ion Cyclotron Resonance Antenna in Magnetoplasma Rocket Engine [J]. Journal of Propulsion Technology, 2022, 43 (4): 200670.)
- [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(1): 155-161. (SUN Bin, ZHAO Yang, WEI Jian-guo, et al. Plasma Diagnostics of a High Power Helicon Source[J]. Journal of Propulsion Technology, 2019, 40 (1): 155-161.)

- Breizman B N, Arefiev A V. Singlepass Ion Cyclotron Resonance Absorption [J]. Physics of Plasmas, 2001, 8 (3): 907-915.
- [17] Ilin A V, Chang F R. Plasma Heating Simulation in the VASIMR System[R]. AIAA-2005-949.
- [18] Ilin A V, Chang F R. Improved Simulation of the ICRF Waves in the VASIMR Plasma [J]. Computer Physics Communications, 2004, 164: 251-257.
- [19] Peter L G, Hoekstra R J. Two Dimensional Modeling of High Plasma Density Inductively Coupled Sources for Materials Processing[J]. Journal of Vacuum Science & Technology B, 1994, 12(1).
- [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] Takefumi Namiki. A New FDTD Algorithm Based on Alternating Direction Implicit Method [J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1999, 47 (10): 2003-2007.
- [22] Zhen Feng-hua, Chen Zhi-zhang, Zhang Jia-zong. Toward 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.
- [24] Boris J P. LCPFCT-A Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations [R]. NRL 6410-93-7192.
- [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: 2797.
- [26] ShamraiK P, TaranovV B. Volume and Surface RF Power Absorption in a Helicon Plasma Source [J]. Plasma Source Sciences and Technology, 1996, 5: 474-491.

(编辑:白 鹭)