

文章编号: 1000-8055(2026)09-20250341-11

doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20250341

可变比冲磁等离子体发动机中离子回旋共振 单元能量耦合特性的数值模拟

杨振宇, 张元哲, 范 威, 韩先伟, 谭 畅, 石 腾

(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, 西安 710100)

摘 要: 离子回旋共振(ICRH)单元的高效能量耦合对提升可变比冲磁等离子体发动机(VASIMR)的推进效率具有至关重要影响。为探究 ICRH 单元的能量耦合特性, 本文建立了串联螺旋波等离子体源(HPS)与 ICRH 单元的多组分流体模型, 并利用该模型在不同天线长度与输入频率条件下进行了数值模拟。研究结果表明: ICRH 单元中角向离子电流密度与电场出现共振现象, 离子持续从电磁场中沉积能量; 随 ICRH 天线增长, 离子与电场的共振区增大, 离子加热效率升高; ICRH 单元的输入频率对离子加热效果有显著影响, 随 ICRH 单元输入频率上升, 离子温度逐渐下降, 而在离子碰撞过程的影响下 ICRH 单元的最优输入频率略低于离子回旋频率。

关 键 词: 可变比冲磁等离子体发动机(VASIMR); 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

文献标志码: A

Numerical investigation on energy coupling characteristics of ion cyclotron resonance heating stage in variable specific impulse magnetoplasma rocket

YANG Zhenyu, ZHANG Yuanzhe, FAN Wei, HAN Xianwei,
TAN Chang, SHI Teng

(Xi'an Aerospace Propulsion Institute,

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

Abstract: The effective ion heating of the ion cyclotron resonance heating (ICRH) stage is of vital importance for the variable specific impulse magnetoplasma rocket (VASIMR) to become an effective propulsion device. A multi-component fluid model in which the helicon plasma source (HPS) and the ICRH stage are connected in series was developed. The simulation was performed with different antenna length and different input frequency to analyze the ion energy coupling mechanism of the ICRH stage. The numerical results demonstrated that, the azimuthal ion current density resonated with the azimuthal electric field in the ICRH stage and ions can absorb energy from electromagnetic fields continuously due to the resonance. The resonant area got larger as the antenna length of the ICRH stage increased and ions could deposit energy from electromagnetic fields more efficiently. The input frequency of the ICRH stage had a great influence on the ion heating effect. Due to the existence of ion collisions, the optimum input

收稿日期: 2025-07-18

作者简介: 杨振宇(1994—), 男, 工程师, 博士, 主要从事空间电推进研究。E-mail: yangzheny11@163.com

通信作者: 石腾(1994—), 男, 工程师, 硕士, 主要从事空间电推进研究。E-mail: shit_11institute@163.com

引用格式: 杨振宇, 张元哲, 范威, 等. 可变比冲磁等离子体发动机中离子回旋共振单元能量耦合特性的数值模拟[J]. 航空动力学报, 2026, 41(9): 20250341. YANG Zhenyu, ZHANG Yuanzhe, FAN Wei, et al. Numerical investigation on energy coupling characteristics of ion cyclotron resonance heating stage in variable specific impulse magnetoplasma rocket[J]. Journal of Aerospace Power, 2026, 41(9): 20250341.

frequency of the ICRH stage was lower than the ion cyclotron frequency and the heating efficiency decreased as the ion temperature increased.

Keywords: variable specific impulse magnetoplasma rocket (VASIMR); helicon plasma source; ion cyclotron resonance heating stage; energy coupling; fluid simulation

随着航天技术的发展,太空已成为 21 世纪世界大国竞争的重要疆域,世界航天已进入以空间资源开发、载人航天、大规模深空探测任务为代表的新阶段。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,已无法满足未来航天任务的技术要求^[1]。大功率电推力器具有大推力、高比冲、大推力密度等优势,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)是一种射频(radio frequency, RF)形式的大功率电推力器,其工作原理如图 1 所示。发动机工作过程中通过螺旋波等离子体源(helicon plasma source, HPS)电离工质产生高密度等离子体,利用离子回旋共振加热(ion cyclotron resonance heating, ICRH)技术将射频能量耦合给离子,最后在磁喷管的作用下,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^[2-3]。可变比冲磁等离子体发动机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)、可变推力比冲和高效率(50%~80%)等优点,是极具发展潜力的核电推进技术^[4],也是未来面向载人火星探测的兆瓦级电推进技术方案之一^[5]。

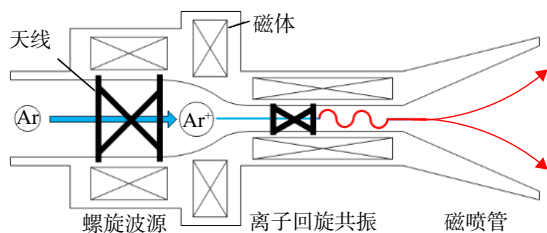


图 1 VASIMR 示意图

Fig. 1 Schematic diagram of VASIMR

当 ICRH 单元射频天线的输入频率在离子回旋频率附近时,ICRH 单元内垂直磁场方向的离子回旋运动会与天线所激发的电磁场相互耦合,使得离子能量显著提升并在磁喷管内转化为发动机推力。与 Tokamak 中的 ICRH 过程不同,发动机中离子只经过 ICRH 单元一次并在达到热弛豫之前离开发动机^[6-7]。从 1979 年 VASIMR 的概念首

次提出以来^[8],ICRH 单元内的离子能量耦合过程一直是 VASIMR 团队的研究重点。Boris 等^[9]提出了一套自洽的理论用以描述 ICRH 单元的能量耦合过程,其理论结果显示在离子仅经过 ICRH 单元一次的情况下,ICRH 单元可以实现对离子的充分加热。在 VX-10 的 ICRH 单元实验中,ICRH 单元功率提升到 1.5 kW 后,等离子体轴向速度从 50 km/s 提升到 120 km/s^[10]。VX-25 的 ICRH 单元频率特性实验结果显示,当 HPS 输入功率为 20 kW 时,ICRH 单元的等离子体阻抗在输入频率为 0.95 倍离子回旋频率时达到最大^[11-12]。在 VX-50 中,当 ICRH 单元的输入功率提升到 20 kW 后,发动机羽流中出现 300 eV 的高能离子^[13-14]。

国内外学者也对 ICRH 单元的能量耦合特性开展了相关的数值模拟研究。Andrew、Ilin 等^[15-16]的数值模拟研究表明离子进入 ICRH 单元后垂直磁场方向能量大幅上升并在下游发散磁场中转化为离子轴向动能。文献^[17]依据数值模拟研究提出了一种新的 ICRH 单元磁场位形以提升 ICRH 的能量耦合效率及下游能量转化效果。MPS-LD 的数值模拟研究结果显示 ICRH 单元的离子温度可达 44 eV,表明 ICRH 单元可以对离子进行有效加热^[18]。Sun 等^[19]使用 SOLPS-ITER 程序探究了电荷交换碰撞与原子密度对 ICRH 单元加热效果的影响,结果显示原子密度升高、电荷交换碰撞加剧使得离子温度下降。

从 ICRH 单元研究现状来看,虽然实验与数值模拟结果均显示 ICRH 单元可以对离子进行有效加热,但现有单程离子能量耦合模型的假设条件在实验条件下很难成立^[20]。且由于发动机实际结构的限制,开展 ICRH 单元等离子体原位诊断研究难度较大,对发动机 ICRH 单元的能量耦合特性仍需开展深入的数值模拟研究。然而现有数值模拟研究均在固定输入频率下探究 ICRH 单元内的离子加热效果,并未深入分析 ICRH 单元离子能量耦合的具体机制与输入频率对离子加热效果的影响规律。因此,需要针对上述问题建立适用于发动机 ICRH 单元模拟的数值模型并对 ICRH 单元离子能量耦合机制与工作特性开展详

细研究。

本文建立了串联 HPS 与 ICRH 单元的多组分流体模型, 并利用该模型在不同天线长度与输入频率条件下对 ICRH 单元离子能量耦合过程进行了数值模拟, 探究了 ICRH 单元离子能量耦合机制与工作特性, 对可变比冲磁等离子体发动机性能优化具有重要指导意义。

1 控制方程

1.1 电磁场

模型中通过求解 Maxwell 方程组(式(1)和式(2))及带电粒子电流密度方程(式(3)和式(4))得到电磁场。

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

$$\nabla \times \mathbf{E}_{\text{rf}} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}_{\text{rf}}}{\partial t} \quad (2)$$

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

$$\mathbf{J}_{\text{total}} = \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_i + \mathbf{J}_{\text{input}} \quad (4)$$

其中下标 rf 代表由射频输入激发出的电磁场分量, $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{J}$ 分别为磁场强度矢量、电场矢量、电流密度矢量, ε_0 与 μ_0 分别为真空介电常数与真空磁导率, $\mathbf{B}$ 为背景静磁场。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_{jn} 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, $\mathbf{J}_{\text{input}}$ 为输入电流密度, $\mathbf{J}_{\text{total}}$ 为总电流密度。为模拟 ICRH 单元中的离子能量耦合过程, 本文模型在总电流密度中添加了离子电流密度项, 全电流方程中的总电流密度为电子电流密度、离子电流密度与输入电流密度之和。

二维轴对称柱坐标系(r, z)中, 式(1)和式(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, 方程中的电流密度均为总电流密度。

$$\begin{cases} \mu_0 \frac{\partial H_r}{\partial t} = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \theta} + \frac{\partial E_\theta}{\partial z} \\ \varepsilon_0 \frac{\partial E_\theta}{\partial t} = \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} - J_\theta \\ \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{r} E_\theta - \frac{\partial E_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \theta} \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} \varepsilon_0 \frac{\partial E_r}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \theta} - \frac{\partial H_\theta}{\partial z} - J_r \\ \mu_0 \frac{\partial H_\theta}{\partial t} = -\frac{\partial E_r}{\partial z} + \frac{\partial E_z}{\partial r} \\ \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{r} H_\theta + \frac{\partial H_\theta}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \theta} - J_z \end{cases} \quad (6)$$

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

$$P_j = \mathbf{J}_j \cdot \mathbf{E}_{\text{rf}} \quad (7)$$

1.2 带电粒子

采用扩散-漂移方程来描述带电粒子, 仅对带电粒子数密度方程与能量方程进行求解即可^[21-23]。电子与离子数密度方程与能量方程如式(8)与式(9)所示。

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_j = K_{\text{ion}} n_e n_n \quad j = i, e \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_j k_B T_j \right) + \nabla \cdot \mathbf{Q}_j = P_j - \\ & \delta_{je} (\varepsilon_{\text{ion}} K_{\text{ion}} + \varepsilon_{\text{exc}} K_{\text{exc}}) n_e n_n + q_j \mathbf{\Gamma}_j \cdot \mathbf{E}_s \quad j = i, e \end{aligned} \quad (9)$$

其中 k_B 为玻耳兹曼常数, $\mathbf{\Gamma}_j$ 为数流密度矢量, n_n 为中性组分数密度, K_{ion} 、 K_{exc} 分别为电离反应速率与激发反应速率, ε_{ion} 和 ε_{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。式(9)中的 Kronecker 符号 δ_{je} 表示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-扩散方程中, 粒子数流密度与能量流密度表示为

$$\mathbf{\Gamma}_j = \mu_j (n_j \mathbf{E}_s + \mathbf{\Gamma}_j \times \mathbf{B}) - D_j \nabla n_j \quad (10)$$

$$\mathbf{Q}_j = -\frac{3}{2} k_B D_j n_j \nabla T_j + \frac{5}{2} k_B T_j \mathbf{\Gamma}_j \quad (11)$$

其中 μ_j 、 D_j 为粒子迁移率与扩散系数, $\mu_j = q_j / (m_j \nu_{jn})$, $D_j = k_B T_j / (m_j \nu_{jn})$, $\nu_{jn} = \nu_{\text{th}} \sigma_{jn} n_n$, ν_{th} 为粒子热运动速率, $\nu_{\text{th}} = (8 k_B T_j / \pi m_j)^{1/2}$, σ_{jn} 为有效碰撞截面。根据参考文献[22], 模拟中 σ_{en} 设置为 $1 \times 10^{-19} \text{ m}^2$, σ_{in} 设置为 $1 \times 10^{-18} \text{ m}^2$ 。本文模型使用 Ar 工质, 图2为不同电子温度 T_e 下 Ar 的电离与激发反应速率曲线。

1.3 中性原子

中性原子仅作为背景气体参与计算, 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(式(12))与动量方程(式(13))获得中性组分密度分布。

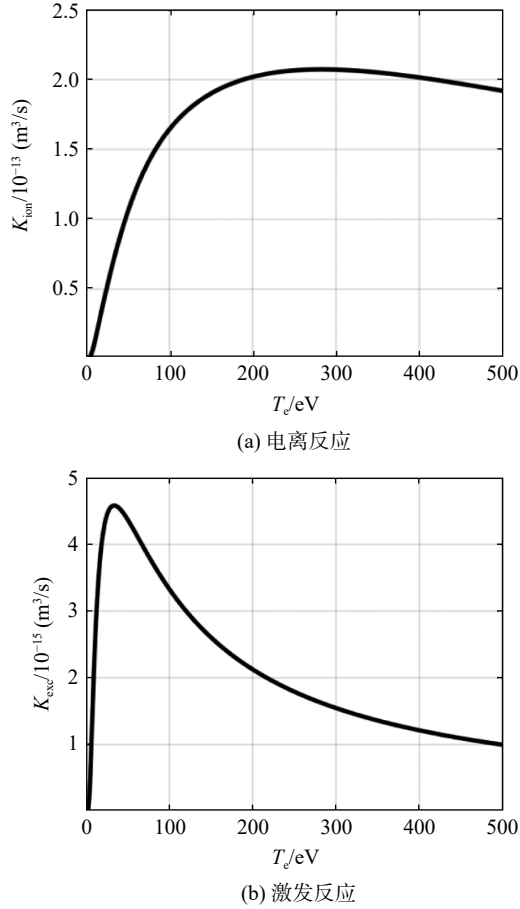


图 2 不同电子温度的反应系数

Fig. 2 Reaction rates with different electron temperatures

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot (n_n \mathbf{u}_n) = -K_{\text{ion}} n_e n_n \quad (12)$$

$$\frac{\partial (n_n \mathbf{u}_n)}{\partial t} + \nabla \cdot (n_n \mathbf{u}_n \mathbf{u}_n) = -\frac{k_B T_n}{m_n} \nabla n_n \quad (13)$$

其中 m_n 、 $\mathbf{u}_n$ 、 T_n 分别为原子质量、流体速度与温度。

1.4 静电场

通过求解半隐式泊松方程获得计算区域中的电势^[24], 方程如式(14)所示, 静电场即为电势的负梯度(式(15))。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^[21], 带电粒子数流密度见式(8)。

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0} \sum_{j=i,e} q_j \nabla \cdot \Gamma_j \quad (14)$$

$$\mathbf{E}_s = -\nabla V \quad (15)$$

2 数值模型

2.1 数值算法

本文数值模型的具体数值算法及空间离散网

格可参见文献[25]。数值模型采用交替方向时域有限差分(ADI-FDTD)方法对电磁场方程进行求解^[26], 以获得计算区域内的电磁场强度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 个分量根据 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 1 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 2 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。

带电粒子方程在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, 数流密度与能量流密度等矢量则位于半网格点处。求解过程中时间上采用隐格式, 通过迭代求解。中性原子方程采用通量输运修正算法(LCPFCT)求解, 算法具体过程及验证性算例见文献[27]。

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

本文模型的计算区域为一个圆柱体, 如图 3 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_{c1}, r_{c1}) 位置处为 HPS 输入天线, 输入电流为 I_{HPS} , 在 (z_{c2}, r_{c2}) 位置处为 ICRH 单元输入天线, 输入电流为 I_{ICRH} 。本文模拟过程中 ICRH 天线轴向尺寸分别设置为 0.01、0.02、0.04 m。

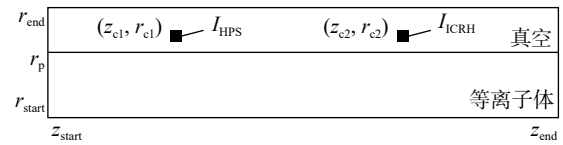


图 3 数值模型的几何模型

Fig. 3 Geometry of the numerical model

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。

2.3 模型初始化及边界条件

计算区域磁场位形如图 4 所示, HPS 处磁感应强度为 0.2 T, ICRH 单元输入位置处磁感应强度为 0.898 T, 相应离子回旋频率为 342.5 kHz。

模型中输入电流均为沿角向的正弦电流, 输

表1 模型的几何参数

Table 1 Geometric parameters of the model

参数	数值	参数	数值
$r_{\text{start}}/\text{m}$	0	r_{cl}/m	0.07
r_{end}/m	0.1	z_{c2}/m	0.35
$z_{\text{start}}/\text{m}$	0	r_{c2}/m	0.07
z_{end}/m	0.51	$\Delta r/\text{m}$	0.005
r_{p}/m	0.06	$\Delta z/\text{m}$	0.01
z_{cl}/m	0.15	$\Delta t/10^{-12} \text{ s}$	2

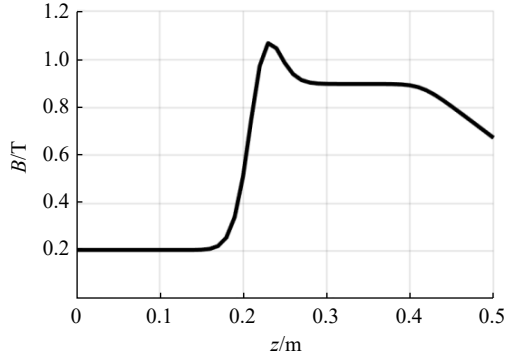


图4 背景磁场的轴向分布

Fig. 4 Profile of background magnetic field along axis

入电流密度为

$$J_{\text{input}} = \frac{I_{\text{input}}}{\Delta z \Delta r} \sin(2\pi f_{\text{input}} t) \quad (16)$$

其中 I_{input} 为输入电流, f_{input} 为输入频率。HPS 输入频率设置为 13.56 MHz, 输入电流设置为 100 A。ICRH 单元输入频率设置为输入位置的离子回旋频率, 即 342.5 kHz。

模拟过程中, 真空区与等离子体区的电磁场均需要求解, 带电粒子方程、中性原子方程及静电场方程只需在等离子体区内求解。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。

带电粒子方程中, r_{p} 处数密度设置为 0 m, 温度导数设置为 0, 在 z_{start} 、 z_{end} 处为外流边界。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 m。所有变量在对称轴处采用对称边界。

文献 [25, 28-29] 利用本文数值模型对 HPS 放电过程进行了详细研究, 本文旨在研究可变比冲磁等离子体发动机 ICRH 单元能量耦合特性, 不再探讨 HPS 放电过程。 $t=0$ s 时刻, 电磁场所有分量设置为 0, 静电场为 0 V, $n_{\text{e}}=n_{\text{i}}=1.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $T_{\text{e}}=2 \text{ eV}$, $T_{\text{i}}=500 \text{ K}$, 模型中设定中性原子温度为 300 K,

原子数密度可由理想气体状态方程(式(17))得出

$$n_{\text{n}} = 2.41 \times 10^{20} p \text{ m}^{-3} \quad (17)$$

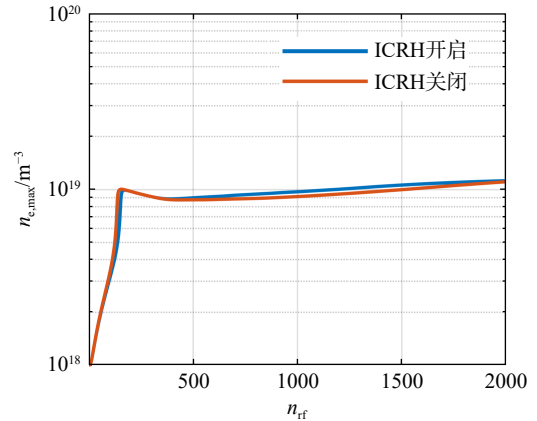
其中 p 为背景气压(Pa)。

计算程序使用 Fortran 语言编写, 文献 [29] 将本文模型的感性耦合等离子体放电计算结果与相关文献结果及成熟软件结果进行了对比, 等离子体密度差异小于 10%, 验证了本文模型的可靠性。计算过程中每个 HPS 射频周期存储一次数据, 计算时间设定为 2 000 个 HPS 射频周期。需要注意的是, 本文模型包含了完整的 Maxwell 方程组与带电粒子电流密度方程, 可以描述电磁波与等离子体的共振等相互作用。但由于本文模型为流体算法, 不能反映等离子体鞘层等微观层面信息。

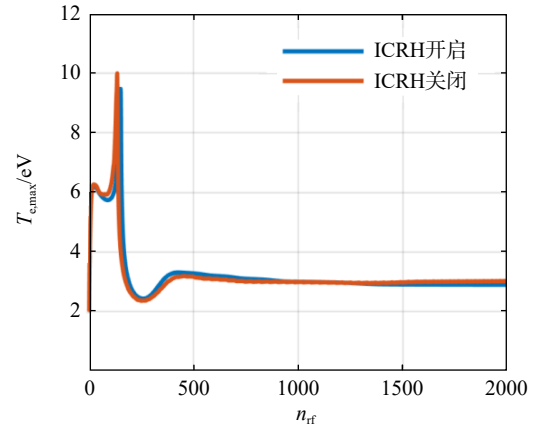
3 计算结果分析

3.1 ICRH 单元离子角向共振能量耦合机制

将 ICRH 单元的输入电流设置为 2 000 A, 图 5 为计算过程中的最大电子密度与最大电子温度曲



(a) 最大电子密度



(b) 最大电子温度

图5 计算过程中的最大电子密度与电子温度

Fig. 5 The maximum electron density and the maximum electron temperature during simulation

线, 图中横坐标 n_{rf} 表示计算已经历的 HPS 射频周期数。图中显示, 关闭与开启 ICRH 输入的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 eV 与 3.02 eV。整体来看, 该输入条件下, 开启 ICRH 单元输入与否基本不影响电子参数, 发动机内的电离过程仍由 HPS 主导。

然而 ICRH 输入是否开启对离子温度有显著影响, 图 6 显示了计算过程中的最大离子温度。未开启 ICRH 输入时, 离子温度只有 1.76 eV。开启 ICRH 后, 离子温度达到 12.09 eV, ICRH 单元对离子有明显的加热效果。图 7 为 ICRH 单元输入开启后的离子数密度与离子温度。图 7(b) 显示离子温度在 ICRH 输入电流附近的等离子体边界处最高。根据质量守恒定律, 由于 ICRH 单元内离子温度升高、离子输运速度加快, 所以图 7(a)

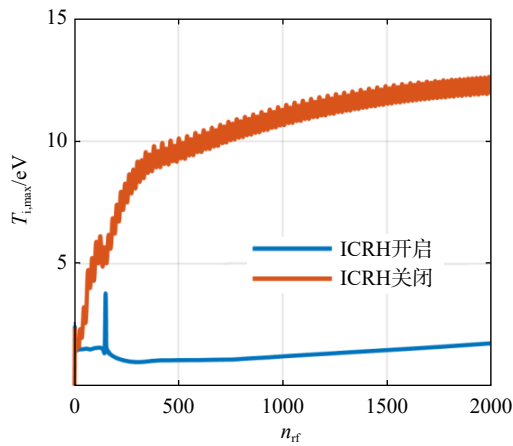


图 6 计算过程中的最大离子温度

Fig. 6 The maximum ion temperature during simulation

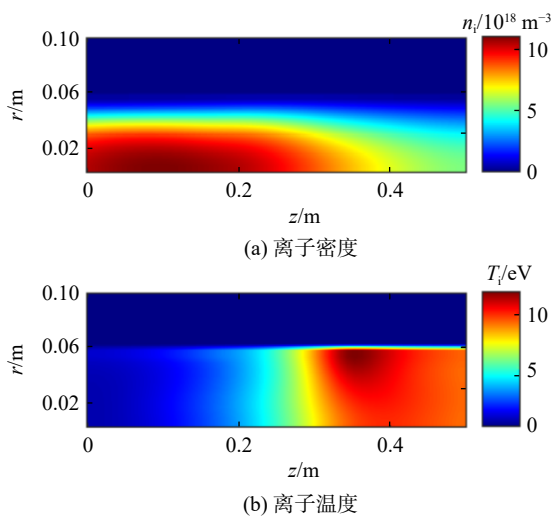


图 7 ICRH 输入开启后离子密度与离子温度分布

Fig. 7 Distribution of ion density and ion temperature with the ICRH input turned on

中 ICRH 单元内的离子密度下降, 低于 HPS 内的离子密度。

图 6 显示离子温度在前 400 个射频周期内上升速度较快, 本文以第 213 个与第 253 个射频周期之间的离子能量耦合过程为例分析 ICRH 单元内的离子能量耦合机制, 第 200 个与第 260 个射频周期内的离子温度曲线如图 8 所示。在本节的输入条件下, ICRH 单元射频周期约为 HPS 射频周期的 40 倍, 在第 213 个与 253 个 HPS 射频周期内经历了一个完整的 ICRH 射频周期。图 8 显示, ICRH 单元加热过程中离子温度波动式上升, 一个完整的 ICRH 射频周期内离子温度经历了两个波动周期, 说明离子温度的波动周期与 ICRH 射频周期并不一致。

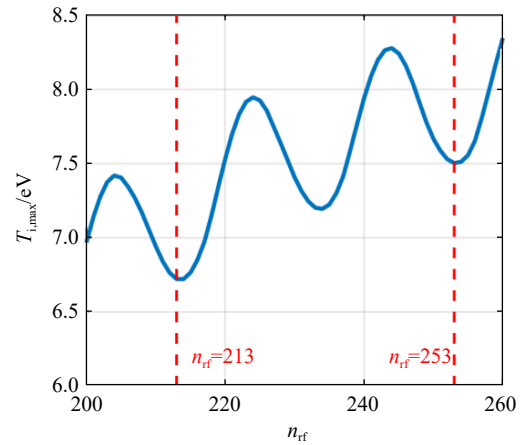


图 8 第 220 个与第 260 个射频周期之间的最大离子温度

Fig. 8 The maximum ion temperature between the 220th and the 260th RF cycle

图 9 为第 213 个与第 253 个周期内 (0.35 m, 0.05 m) 处的离子沉积功率密度曲线。图中 P_i 为离子沉积功率密度, P_i 在 3 个方向上的分量为对应方向上电场强度与离子电流密度的乘积。图中显示一个完整的 ICRH 射频周期内 r 方向与 z 方向的离子沉积功率密度远小于 θ 方向, 说明 ICRH 单元内电磁场分量中起主要作用的是 TM 模, TE 模的贡献可以忽略, 离子主要在角向与电场产生耦合作用。

图 10 给出了 (0.35 m, 0.05 m) 处垂直磁场方向上的离子电流密度矢量端点图, 图中红色圆点为起点, 黑色圆点为终点。图中显示 ICRH 单元中垂直磁场方向的离子电流密度为椭圆偏振结构, 且垂直纸面方向顺时针旋转。图 11 给出了 (0.35 m, 0.05 m) 处第 213 个与第 253 个之间的 $J_{i,\theta}$ 与 E_θ , 计

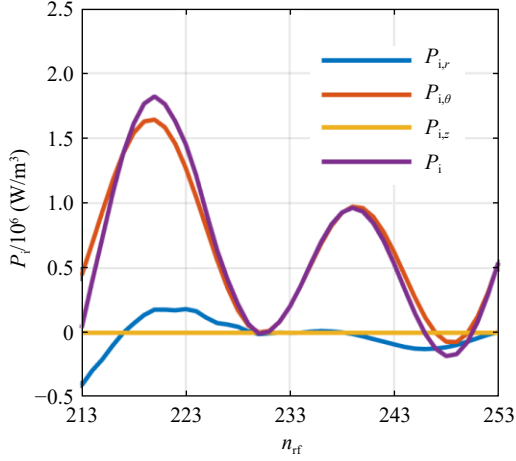


图9 第220个与第260个射频周期之间(0.35 m, 0.05 m)处的离子沉积功率密度

Fig. 9 Ion deposit power density at (0.35 m, 0.05 m) between the 220th and the 260th RF cycle

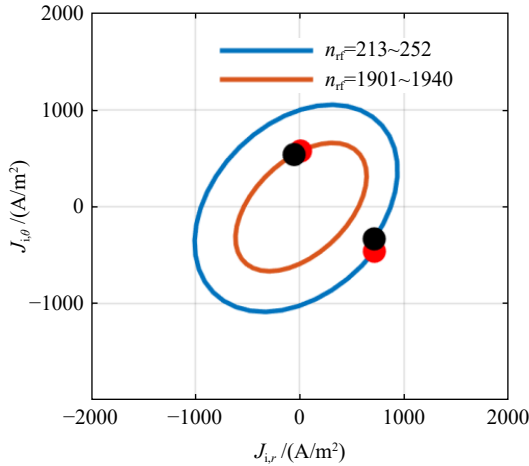


图10 不同时刻(0.35 m, 0.05 m)处 $J_{i,\theta}$ 与 E_θ 的矢量端点图

算结果显示在一个完整的ICRH周期内,除第247个与第250个射频周期之间的时间段外, $J_{i,\theta}$ 与 E_θ 持续保持同相。以上结果表明在ICRH单元内 $J_{i,\theta}$ 与 E_θ 出现共振现象,一个完整的ICRH周期内离子可以持续从电磁场中吸收能量。由于 $J_{i,\theta}$ 与 E_θ 均以ICRH单元的输入频率作正弦波动,所以离子沉积功率密度的波动频率为ICRH单元输入频率的两倍,导致离子温度的波动频率也为输入频率的两倍,这也解释了图8中离子温度波动频率与ICRH单元输入频率不相等的原因。

此外,图8也显示,随离子温度上升, $J_{i,\theta}$ 与 $J_{i,r}$ 所围成的椭圆面积减小,所以离子的能量增益逐渐减小并且与能量损失逐渐达到平衡,离子温度逐渐达到稳态。

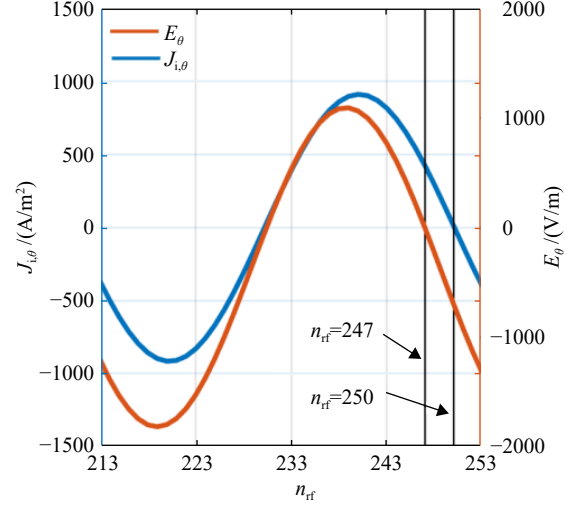


图11 第213个与第253个射频周期之间(0.35 m, 0.05 m)处的 $J_{i,\theta}$ 与 E_θ

Fig. 11 $J_{i,\theta}$ and E_θ between the 213th and the 253th RF cycle at (0.35 m, 0.05 m)

3.2 ICRH 单元天线长度对加热效果的影响

保持其他参数不变,将ICRH天线长度设置为0.01、0.02、0.04 m进行计算。表2中显示了不同天线长度的计算结果,表中 l 为天线轴向长度。当天线轴向长度从0.01 m增加到0.04 m后,电子密度升高9%,电子温度升高10%。总体来看,ICRH单元天线长度的增加基本不影响发动机内的放电过程。

表2 不同ICRH天线长度的等离子体参数

Table 2 Plasma parameters with different ICRH antenna length

L/m	$n_e / 10^{19} \text{ m}^{-3}$	T_e / eV	T_i / eV
0.01	1.11	3.02	12.09
0.02	1.13	3.20	22.75
0.04	1.21	3.33	40.77

然而离子温度随ICRH天线长度增大而显著升高,图12为不同天线长度的离子温度分布图。当天线长度从0.01 m增加到0.04 m后,离子温度升高3.37倍,达到40.77 eV。

为分析离子温度随天线增长而升高的原因,图13给出了 $r=0.05 \text{ m}$ 处的 E_θ 与 $J_{i,\theta}$,图中黑色直线代表天线位置。图13(a)显示,天线长度为0.01 m时, $J_{i,\theta}$ 与 E_θ 只在输入位置发生共振现象。而当天线长度增加到0.04 m后,不仅输入位置的电场强度增强,且 $J_{i,\theta}$ 与 E_θ 的共振区域明显增大,所以离子可以从电磁场沉积更多能量并使得离子温度大幅升高。

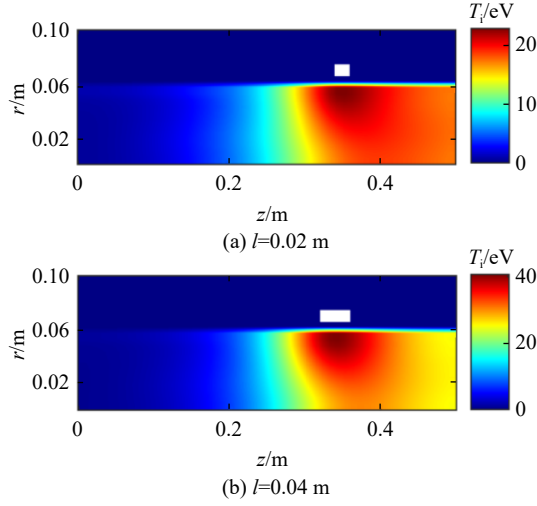
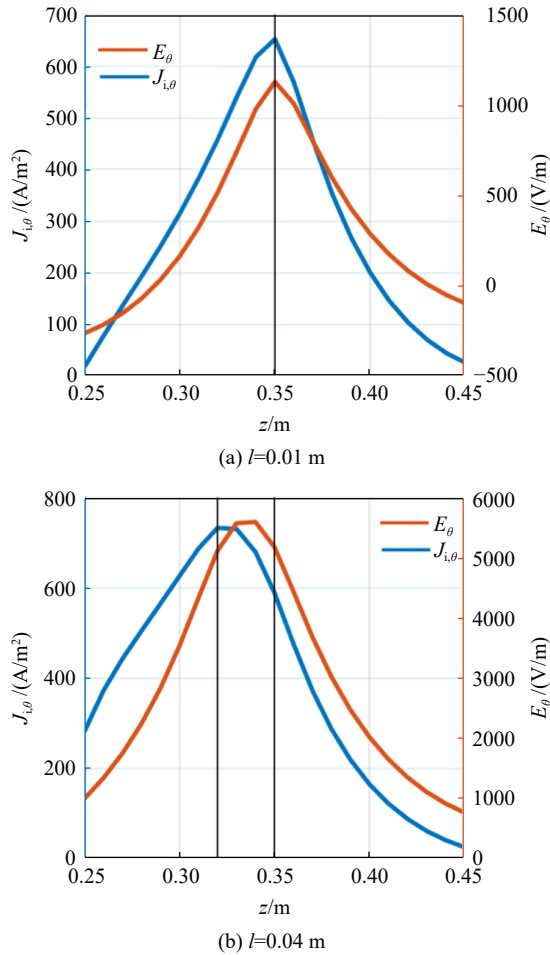


图 12 不同天线长度的离子温度分布

Fig. 12 Distribution of ion temperature with different antenna length

图 13 不同天线长度 $r=0.05$ m 直线上的 E_θ 与 $J_{i,\theta}$ Fig. 13 E_θ and $J_{i,\theta}$ on the line of $r=0.05$ m with different antenna lengths

3.3 ICRH 单元频率特性

保持其他计算条件不变, 将 ICRH 单元输入

频率设置为 137~685 kHz 进行了模拟, 该输入频率范围对应于离子回旋频率的 0.4~2 倍。不同输入频率的离子温度如图 14 所示, 图中 ω_{ci} 为离子回旋频率。图中显示, 当输入频率高于离子回旋频率时, 离子温度随输入频率升高而下降。而当输入频率低于离子回旋频率时, 离子温度随输入频率降低先升高后下降, 在 0.8 倍离子回旋频率处离子温度达到最大。计算结果表明, 当输入频率略低于离子回旋频率时, ICRH 单元加热效果最好。

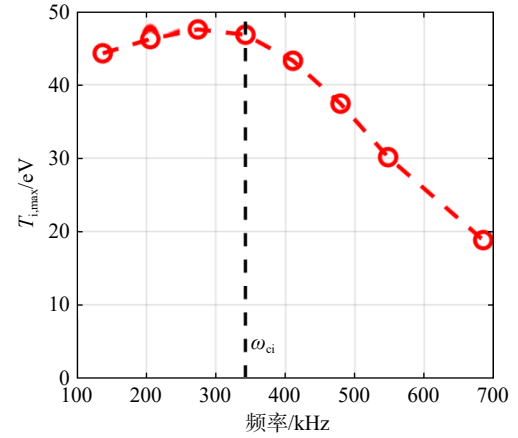


图 14 不同输入频率 ICRH 单元的最大离子温度

Fig. 14 The maximum ion temperature with different input frequency of ICRH stage

图 15 为不同输入频率 (0.35 m, 0.05 m) 处一个完整 ICRH 周期内的 $J_{i,\theta}$ 与 E_θ 曲线, 图中计算结果解释了输入频率对离子加热效果的影响。当输入频率为 279 kHz 时, 在一个完整的 ICRH 周期内, 只有 2% 的时间段内 $J_{i,\theta}$ 与 E_θ 方向相反, 该时间段内离子无法吸收能量。但当输入频率为 685 kHz 时, $J_{i,\theta}$ 与 E_θ 方向相反的时间段增长到 ICRH 周期的 40%, 一个 ICRH 周期 40% 的时间段内离子无法沉积能量, 使得离子的净沉积能量降低。

可以由以下方程的推导过程分析 ICRH 单元的最佳输入频率略低于离子回旋频率的原因。以频域形式表示垂直方向的电场与离子电流密度, 如式 (18) 所示, 由前文分析可知, ICRH 单元内 TE 模对离子能量耦合过程的贡献极小, 在此忽略 E_r , 方程中仅保留 E_θ 、 $J_{i,r}$ 与 $J_{i,\theta}$ 。

$$\begin{cases} E_\theta = \bar{E}_\theta(r, z) e^{-i\omega t} \\ J_{i,r} = \bar{J}_{i,r}(r, z) e^{-i\omega t} \\ J_{i,\theta} = \bar{J}_{i,\theta}(r, z) e^{-i\omega t} \end{cases} \quad (18)$$

其中 $\bar{E}$ 与 $\bar{J}$ 表示坐标 (r, z) 处的电场与离子电流幅

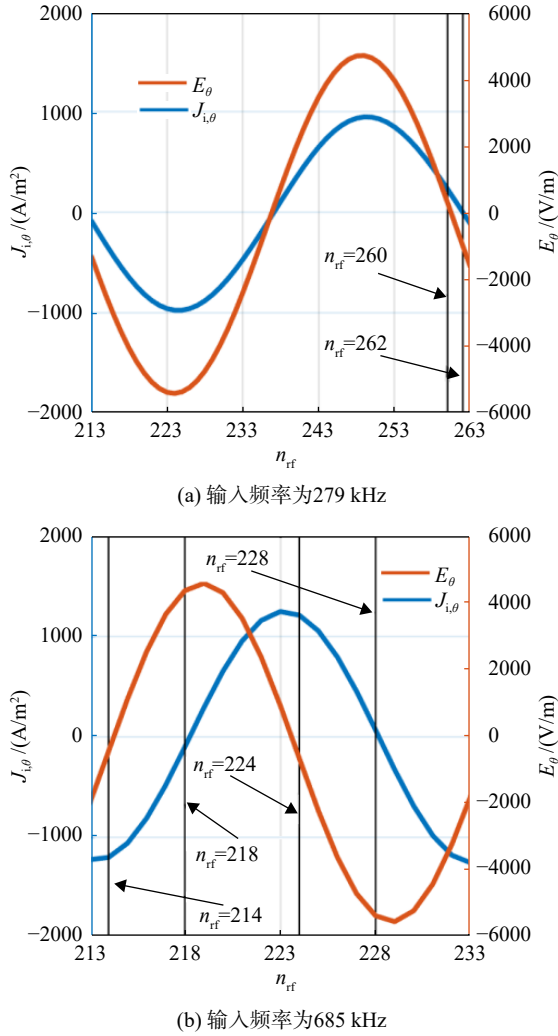


图 15 不同输入频率(0.35 m, 0.05 m)处的 $J_{i\theta}$ 与 E_θ
Fig. 15 $J_{i\theta}$ and E_θ at (0.35 m, 0.05 m) with different input frequencies

值,均为复数, ω 为输入频率。将式(18)代入式(3), 可得出

$$\bar{J}_{i\theta} = \frac{v_{in} - i\omega}{(v_{in} - i\omega)^2 + \omega_{ci}^2} \cdot \frac{n_i q_i^2}{m_i} \bar{E}_\theta \quad (19)$$

为使 E_θ 与 $J_{i\theta}$ 出现共振, 即 E_θ 与 $J_{i\theta}$ 的相位相等, 式(19)右端的电场系数应只有实数部分, 输入频率需要满足:

$$\omega_{res} = \sqrt{\omega_{ci}^2 - v_{in}^2} = \omega_{ci} \sqrt{1 - \frac{v_{in}^2}{\omega_{ci}^2}} = \omega_{ci} \sqrt{1 - \frac{1}{\beta_{Hall}^2}} \quad (20)$$

其中 ω_{res} 为使 E_θ 与 $J_{i\theta}$ 出现共振现象的共振频率。 β_{Hall} 为霍尔推力器中的霍尔系数, 表示两次碰撞之间离子回旋运动的平均次数。

以上结果说明 ICRH 单元中离子碰撞过程对离子加热效果有两方面影响。首先碰撞过程使

ICRH 单元的共振频率与离子回旋频率产生偏差。式(20)可说明, 使 E_θ 与 $J_{i\theta}$ 出现共振现象的输入频率是低于离子回旋频率的。霍尔系数越大即两次碰撞间离子绕磁力线完成的回旋运动次数越多, 共振频率越接近离子回旋频率。将等离子体密度为 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、离子温度为 10 eV、气压为 0.42 Pa 代入式(20), 可得共振频率为 318.1 kHz, 低于 342.5 kHz。因为这一机制, 图 15 中最佳输入频率低于离子回旋频率, 同时也解释了 VX-25 的 ICRH 单元频率特性实验中等离子体阻抗最大值所对应的输入频率低于离子回旋频率的原因^[9-10]。为验证碰撞过程对共振频率的影响, 将 σ_m 增大为 $5 \times 10^{-18} \text{ m}^2$ 进行了模拟, 相同条件下离子碰撞频率增大 5 倍。计算过程中的最大离子温度见图 16。碰撞截面增大后, 离子温度从 40.77 eV 下降到了 31.45 eV。根据式(20)可以对该结果进行合理解释: 碰撞过程加剧, 共振频率与离子回旋频率的偏差增大, 使得 ICRH 单元加热效率降低, 最终导致离子温度下降。

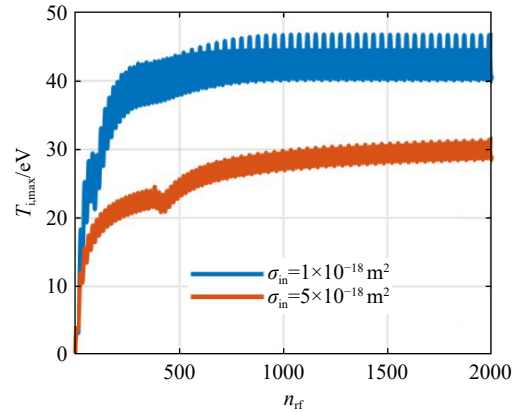


图 16 不同 σ_m 的最大离子温度
Fig. 16 The maximum ion temperature with different σ_m

此外, 由于离子碰撞频率与离子温度正相关, 式(20)还说明 ICRH 单元内离子与电磁场的共振频率并不固定。离子温度为 500 K 时, 共振频率为 342.4 kHz, 与输入频率几乎相等。离子温度为 10 eV 时共振频率为 318.1 kHz, 此时输入频率与共振频率的偏差更大, ICRH 单元的加热效率进一步变差。换句话说, 随离子温度上升, ICRH 单元加热效率下降, 这也解释了图 10 中随离子温度上升离子电流密度矢量端点所围成的椭圆面积逐渐减小的原因。

因为 ICRH 单元的目标是提升离子温度, 所以由离子温度升高带来的加热效率降低效应是不

可避免的。为避免离子碰撞带来的加热效率损失问题,在工程实践中一方面要保证 HPS 对工质的充分电离,另一方面则要提升真空系统抽气速率以降低 ICRH 单元内的背景气压。

4 结 论

本文建立了串联 HPS 与 ICRH 单元的多组分流体模型,利用该模型对可变比冲磁等离子体发动机 ICRH 单元的工作过程进行了模拟,分析了 ICRH 单元的工作特性及离子能量耦合机制,得出的结论如下:

1) ICRH 单元内离子通过与电场的角向共振作用沉积电磁场能量,由于离子电流密度与电场同相波动,离子沉积功率的波动频率为 ICRH 单元输入频率的两倍。

2) ICRH 单元天线增长,离子与电场的共振区域增大,使得 ICRH 单元内的离子温度显著提升。

3) ICRH 单元输入频率高于离子回旋频率时,离子温度随输入频率升高而下降,最优输入频率略低于离子回旋频率。

4) 离子碰撞过程使得离子与电场的共振频率低于离子回旋频率,两次碰撞间离子绕磁力线完成的回旋运动次数越多,共振频率越接近离子回旋频率。

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 Daren, QIAO Lei, JIANG Wenjia, et al. Development and prospect of electric propulsion technology in China[J]. Journal of Propulsion Technology, 2020, 41(1): 1-11. (in Chinese)
- [2] FRANKLIN R C, JARED P S, MARK D C. An overview of the VASIMR engine[C]//Proceedings of AIAA Propulsion and Energy Forum. Cincinnati, US: AIAA, 2018: 4416-4423.
- [3] FRANKLIN R C, MATTHEW G, AIDAN M H C, et al. Recent progress on the VASIMR engine[C]//Proceedings of the 37th International Electric Propulsion Conference. Boston, US: Massachusetts Institute of Technology, 2022: 525-534.
- [4] 宋俊.核聚变空间推进器的初步需求分析[J].航空动力学报,2022,37(7): 1495-1502.
SONG Jun. Preliminary analysis on the demand of nuclear fusion space thruster[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(7): 1495-1502. (in Chinese)
- [5] 于达仁,汤尧,刘辉.面向空间运输任务的液体/固体工质电推进技术展望[J].力学学报,2023,55(12): 2857-2875.
YU Daren, TANG Yao, LIU Hui. Prospect of liquid/solid propellant electric propulsion technology for space transport tasks[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2023, 55(12): 2857-2875. (in Chinese)
- [6] DU Dan, GONG Xueyu, YIN Lan, et al. Theoretical analysis of triple liquid stub tuner impedance matching for ICRH on Tokamaks[J]. *Plasma Science and Technology*, 2015, 17(12): 1078.
- [7] MONAKHOV I, JACQUET P, DUMORTIER P, et al. Assessment of the JET ICRH system performance since 2000[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2025, 67(1): 015023.
- [8] CHANG F R, FISHER J L. A supersonic gas target for a bundle divertor plasma[J]. *Nuclear Fusion*, 1982, 22(8): 1003.
- [9] BREIZMAN B N, AREFIEV A V. Single-pass ion cyclotron resonance absorption[J]. *Physics of Plasmas*, 2001, 8(3): 907-915.
- [10] SQUIRE J P, CHANG-DÍAZ F R, GLOVER T W, et al. High power light gas Helicon plasma source for VASIMR[J]. *Thin Solid Films*, 2006, 506/507: 579-582.
- [11] EDGAR A B, MICHAEL B, FRANKLIN R C, et al. Ion acceleration by single pass ion cyclotron heating in the VASIMR engine [C]//Proceedings of the 29th International Electric Propulsion Conference. Princeton, US: Princeton University, 2005: 93-108.
- [12] EDGAR A B, MICHAEL B, JARED P S, et al. Recent improvements in ionization costs and ion cyclotron heating efficiency in the VASIMR engine: AIAA-2006-0766 [R]. Reno, US: AIAA, 2006.
- [13] BERING E A, CHANG-DÍAZ F R, SQUIRE J P, et al. Electromagnetic ion cyclotron resonance heating in the VASIMR[J]. *Advances in Space Research*, 2008, 42(1): 192-205.
- [14] BERING E A III, 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.
- [15] ANDREW V I, FRANKLIN R C, JARED P S, et al. Plasma heating simulation in the VASIMR system: AIAA-2005-0949[R]. Reno, US: AIAA, 2005.
- [16] 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.
- [17] WU Mingyang, XIAO Chijie, WANG Xiaogang, et al. A new configuration for high power propulsion plasmas driven by ion cyclotron resonance energization[J]. *Physics of Plasmas*, 2022, 29(2): 023508.
- [18] SUN Changjiang, SANG Chaofeng, WANG Hongyu, et al. Simulation of ion cyclotron resonance heating by using particle-in-cell method in MPS-LD linear plasma device[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2023, 65(3): 035003.
- [19] SUN Changjiang, ZHANG Yanjie, SANG Chaofeng, et al. Experimental and simulation study of helium plasma transport during ion cyclotron resonance heating in MPS-LD[J]. *Nuclear Fusion*, 2025, 65(5): 056007.
- [20] 杨雄,李小康,郭大伟,等.高功率波加热磁等离子体推力器研究现状与展望[J].航空学报,2024,45(7): 028761.
YANG Xiong, LI Xiaokang, GUO Dawei, et al. Research status and prospect of high-power wave-heating magnetoplasma thruster[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2024, 45(7): 028761. (in Chinese)
- [21] WU Mingyang, XIAO Chijie, WANG Xiaogang, et al. Relationship of mode transitions and standing waves in Helicon plasmas[J]. *Plasma Science and Technology*, 2022, 24(5): 055002.
- [22] 崔云蔚,任军学,张广川,等.射频离子推力器等离子体特性的流体模拟研究[J].航空动力学报,2025,40(6): 20240090.
CUI Yunwei, REN Junxue, ZHANG Guangchuan, et al. Fluid simulation of plasma characteristics in radio frequency ion thrusters[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2025, 40(6): 20240090. (in Chinese)
- [23] 杨雄,程谋森,王墨戈,等.螺旋波等离子体放电三维直接数值模拟[J].物理学报,2017,66(2): 243-253.

- YANG Xiong, CHENG Mousen, WANG Moge, et al. Three-dimensional direct numerical simulation of Helicon discharge[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, 66(2): 243-253. (in Chinese)
- [24] 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 and Technology: B Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 1994, 12(1): 461-477.
- [25] YANG Zhenyu, FAN Wei, WEI Jianguo, et al. Simulation of a Helicon plasma source in a magnetoplasma rocket engine[J]. *Plasma Science and Technology*, 2022, 24(7): 074006.
- [26] ZHEN Fenghua, CHEN Zhizhang, ZHANG Jiazong. 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.
- [27] BORIS J P, LANDSBERG A, ORAN E S, et al. LCPFCT-a flux-corrected transport algorithm for solving generalized continuity equations: NRL-6410-93-7192 [R]. Washington DC: United States Naval Research Laboratory, 1993.
- [28] YANG Zhenyu, FAN Wei, HAN Xianwei, et al. The resonance between the electromagnetic field and electrons in the Helicon plasma source of a magnetoplasma rocket engine[J]. *Frontiers in Physics*, 2023, 11: 1182960.
- [29] 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 Zhenyu, FAN Wei, LU Haifeng, et al. Multicomponent fluid simulation of ion cyclotron resonance heating in magnetoplasma rocket engine[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2023, 44(6): 2208001. (in Chinese)

(编辑: 王碧琚)