

电子回旋共振离子推力器放电室 等离子体数值模拟*

杨 涓[†] 石 峰 杨铁链 孟志强

(西北工业大学航天学院, 西安 710072)

(2009 年 12 月 15 日收到; 2010 年 5 月 21 日收到修改稿)

电子回旋共振离子推力器属于静电型推力器, 具有寿命长、比冲高、结构简单、可靠性高等优点, 适用于深空探测等长时间空间飞行任务. 放电室是一个关键部件, 其内部通过电子回旋共振产生等离子体. 针对放电室内等离子体流场建立飘移-扩散近似模型, 采用迎风格式有限差分法对该模型进行数值求解, 得到了放电室内不同时刻的等离子体流场分布及其演化规律. 数值模拟结果可以为推力器的设计和实验研究提供有用信息.

关键词: 磁流体动力学, 等离子体模拟

PACC: 5230

1. 引 言

电子回旋共振离子推力器 (ECRIT) 是以微波放电气体为工质的静电型推力器. 国外已完成长达 5 a 的深空探测飞行试验表明^[1,2], ECRIT 可用于长时间的空间飞行任务.

ECRIT 以电子回旋共振 (ECR) 等离子体为工作介质, 以栅极对栅极孔附近等离子体鞘层中离子的高速引出为加速机制. 大量的等离子体物理实验和等离子体工业应用已经证明 ECR 等离子体的能量吸收效率高, 在低气压下具有高的电离度和密度^[3-5], 因此 ECRIT 具有推进剂利用效率高的优点. 然而要发挥这些优点, 对推力器放电室的要求是控制放电室内的 ECR 等离子体, 避免它在向栅极输运过程中产生过多的复合损失, 同时还应提高放电室气体电离度以获得较高的引出离子束流及推力和比冲. 这需要对推力器放电室内 ECR 等离子体的时间演化和空间分布特征做更深入的理论研究.

本文针对直径为 10 cm 的 ECRIT 放电室内的等离子体建立飘移-扩散模型, 并采用迎风格式的有限差分方法求解, 暂时不考虑栅极附近的等离子体鞘层, 选取大于等离子体德拜长度的计算网格, 数

值模拟放电室内电子吸收微波功率、电势、电子数密度、离子数密度和电子温度等参数的分布和演化规律. 模拟结果反映了放电室内 ECR 等离子体流场特征, 这可以为推力器的设计和实验研究提供有用信息.

2. 计算模型

图 1 所示为 ECRIT 放电室的结构, 它由微波耦合探针、圆波导、放电室壳体、磁环和栅极组成. 其工作过程为微波通过耦合探针进入圆波导和放电室壳体, 并激发形成特定分布的微波电磁场; 工质气体进入放电室后被微波能量击穿形成 ECR 等离子体, 等离子体中的离子由栅极高速引出, 产生推力. 栅极由开有很多小孔的屏栅、加速栅和减速栅组成. 其中屏栅与放电室直接相联接, 带有上千伏的正电位; 加速栅带 100 V 左右的负电位, 和屏栅一起形成加速电场以抽取离子束流; 减速栅为零电位, 其与加速栅形成的电场对离子束流进行减速, 从而避免电子的回流.

放电室内 ECR 等离子体的产生和输运过程主要发生在放电室壳体内, 选取该区域为研究对象. 基本假设条件如下: 忽略永磁体对腔体结构的影

* 国家自然科学基金 (批准号: 11075128) 资助的课题.

[†] E-mail: yangjuan@nwpu.edu.cn

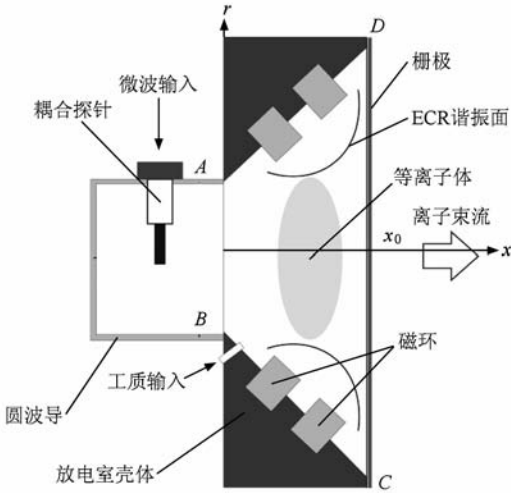


图1 ECRIT 放电室结构示意图

响,腔体结构和气体流动参数为二维轴对称,腔体壁为理想导体壁面;在保证开孔率不变的条件下,将屏栅上的孔简化成轴对称的环。

2.1. 基本方程

电子和离子连续方程为

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_j = k_i n_j N \quad (j = i, e), \quad (1)$$

电子能量方程为

$$\frac{\partial w_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{q}_e - e \mathbf{J}_e \cdot \nabla V - P_{\text{coll}} + P_{\text{ECR}}, \quad (2)$$

泊松方程为

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e). \quad (3)$$

这里 \mathbf{J}_j 为电子或离子通量(电子通量取负,离子通量取正),

$$\mathbf{J}_j = -D_j \nabla n_j \pm \mu_j n_j \mathbf{E},$$

其中 D_j 和 μ_j 分别为扩散系数和迁移率; k_i 为碰撞电离系数; w_e 为电子热能,

$$w_e = 3n_e k_B T_e / 2;$$

\mathbf{q}_e 为电子能流密度,

$$\mathbf{q}_e = -K_e \nabla T_e + 5k_B T_e \mathbf{J}_e / 2,$$

其中 K_e 为电子热导率,

$$K_e = 3k_B D_e n_e / 2,$$

k_B 为玻尔兹曼常数; P_{coll} 为粒子碰撞损失的功率,

$$P_{\text{coll}} = H_1 k_i N n_e,$$

其中 H_1 为能量损失系数; P_{ECR} 为电子在 ECR 区吸收的微波功率^[6],

$$P_{\text{ECR}} = c \{ 1 + [(B - B_0) / \Delta B]^2 \}^{-1},$$

其中 $B_0 = 0.15 \text{ T}$, $\Delta B = 0.005 \text{ T}$, c 是与能量有关的系数。

采用坐标变换

$$r = \xi [R_1 + (R_2 - R_1) \eta / x_\eta] / x_\xi,$$

$$z = Z_0 \eta / x_\eta,$$

将物理域 (z, r) 上的连续方程变换为如下矩形计算域 (ξ, η) 上的无量纲方程^[7]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{n}_j}{\partial \hat{t}} - A_j \left[\frac{\partial (\hat{r} \hat{n}_j \hat{E}_r)}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{r}} + \frac{\partial (\hat{r} \hat{n}_j \hat{E}_r)}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{r}} \right] \\ & - B_j \left[\frac{\partial (\hat{r} \hat{n}_j \hat{E}_r)}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{r}} + \frac{\partial (\hat{r} \hat{n}_j \hat{E}_r)}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{r}} \right] \\ & - C_j \left[\frac{\partial (\hat{n}_j \hat{E}_z)}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{z}} + \frac{\partial (\hat{n}_j \hat{E}_z)}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{z}} \right] \\ & - D_j \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\hat{r} \frac{\partial \hat{n}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{r}} + \hat{r} \frac{\partial \hat{n}_j}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{r}} \right) \frac{\partial \xi}{\partial \hat{r}} \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\hat{r} \frac{\partial \hat{n}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{r}} + \hat{r} \frac{\partial \hat{n}_j}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{r}} \right) \frac{\partial \eta}{\partial \hat{r}} \right] \\ & - E_j \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \hat{n}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{z}} + \frac{\partial \hat{n}_j}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{z}} \right) \frac{\partial \xi}{\partial \hat{z}} \\ & - F_j \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \hat{n}_j}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{z}} + \frac{\partial \hat{n}_j}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{z}} \right) \frac{\partial \eta}{\partial \hat{z}} \\ & = k_i n_0 \hat{N} \hat{n}_j. \end{aligned} \quad (4)$$

将电子能量方程变换为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{t}} + A + B \frac{\partial (\hat{w} \hat{E}_r)}{\partial \xi} + C \frac{\partial (\hat{w} \hat{E}_z)}{\partial \xi} + D \frac{\partial (\hat{w} \hat{E}_z)}{\partial \eta} \\ & + (E + H) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \hat{w}}{\partial \xi} \right) + (J + K) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \hat{w}}{\partial \eta} \right) \\ & + (J + K) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \hat{w}}{\partial \eta} \right) + M \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \hat{w}}{\partial \eta} \right) \\ & + (F + I + L) \frac{\partial \hat{w}}{\partial \xi} + (T_1 + T_2) \frac{\partial^2 \hat{T}_e}{\partial \xi^2} \\ & + (T_3 + T_4) \frac{\partial^2 \hat{T}_e}{\partial \eta \partial \xi} + T_5 \frac{\partial^2 \hat{T}_e}{\partial \eta^2} \\ & + (T_6 + T_7 + T_8) \frac{\partial \hat{T}_e}{\partial \xi} \\ & + (T_{n1} + T_{n2}) \frac{\partial \hat{n}_e}{\partial \xi} + T_{n3} \frac{\partial \hat{n}_e}{\partial \eta} \\ & = t_s E_{\text{inf}}. \end{aligned} \quad (5)$$

这里 A_j, B_j, C_j, D_j, E_j 和 F_j 分别为与电子和离子参量以及坐标变换相关的系数, $A, B, C, D, E, F, H, I, J, K, L, M$ 和 $T_i (i = 1, 2, \dots, 8, n1, n2, n3)$ 分别为与

电子参量以及坐标变换相关的系数, E_{in} 是与原始能量方程源项以及坐标变换相关的系数, t_s 为参考时间. 将泊松方程变换为

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{r}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\hat{r} \frac{\partial \hat{V}}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{r}} \right) + \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{r}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\hat{r} \frac{\partial \hat{V}}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{r}} \right) \\ & + \frac{\partial \eta}{\partial \hat{z}} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \hat{V}}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{z}} \right) + \frac{\partial \eta}{\partial \hat{z}} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \hat{V}}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{z}} \right) \\ & + \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{r}} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\hat{r} \frac{\partial \hat{V}}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{r}} \right) + \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{r}} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\hat{r} \frac{\partial \hat{V}}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{r}} \right) \\ & + \frac{\partial \xi}{\partial \hat{z}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \hat{V}}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \hat{z}} \right) + \frac{\partial \xi}{\partial \hat{z}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \hat{V}}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \hat{z}} \right) \\ & = - \frac{en_0 L_s^2}{\epsilon_0 V_s} (\hat{n}_i - \hat{n}_e). \end{aligned} \quad (6)$$

对以上各方程中的一阶导数项采用迎风格式差分, 二阶导数项采用中心格式差分.

2.2. 初始条件和边界条件

选取放电室工质气体为氩气, 由如图 1 所示的 AB 端面均匀输入; 频率为 4.2 GHz, 功率为 32 W 的微波能量从 AB 端面输入腔体. 计算时, 选取初始条件如下: $T_e = 1.0$ eV,

$$n_e = n_i = 10^4 \left\{ \epsilon + \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]^2 \right\},$$

其中 $\epsilon = 0.01$, r 为计算区域任意点的径向坐标. 选

取边界条件如下: 在 AB 边界上, $z = 0, 0 \leq r \leq R_1, \frac{\partial n_j}{\partial z} = 0, \frac{\partial T_e}{\partial z} = 0, \frac{\partial V}{\partial z} = 0$; 在 BC 边界上, $r = 0, 0 \leq z \leq Z_0, \frac{\partial n_j}{\partial r} = 0, \frac{\partial T_e}{\partial r} = 0, \frac{\partial V}{\partial r} = 0$; 在 AD 边界上, $0 \leq z \leq Z_0, R_1 \leq r \leq R_2, n_j = 0, T_e = 0, V = 1200$ V; 在 CD 边界上, $z = Z_0, 0 \leq r \leq R_2, \frac{\partial n_j}{\partial z} = 0, \frac{\partial T_e}{\partial z} = 0, \frac{\partial V}{\partial z} = 0$. 这里 R_1 为放电室小端面半径, R_2 为放电室大端面半径.

3. 数值模拟结果及讨论

空间网格取 60×40 , 时间步长 $\Delta t = 10^{-11}$ s, 迭代计算 10000, 30000 和 50000 步后得到 $t = 100, 300, 500$ ns 时的等离子体吸收的微波功率密度、电势、离子数密度和电子数密度分布, 结果如图 2—图 6 所示.

图 2 为不同时刻等离子体吸收的微波功率密度分布, 其中功率密度最大的区域就是计算得到的 ECR 区. 从图 2 可以看出: 放电室内微波功率主要消耗在 ECR 区; ECR 区附近也有部分微波功率被等离子体吸收; 而距离 ECR 区越远, 被吸收的微波功率就越少. 不同时刻放电室内等离子体吸收的微波功率密度并没有明显的变化.

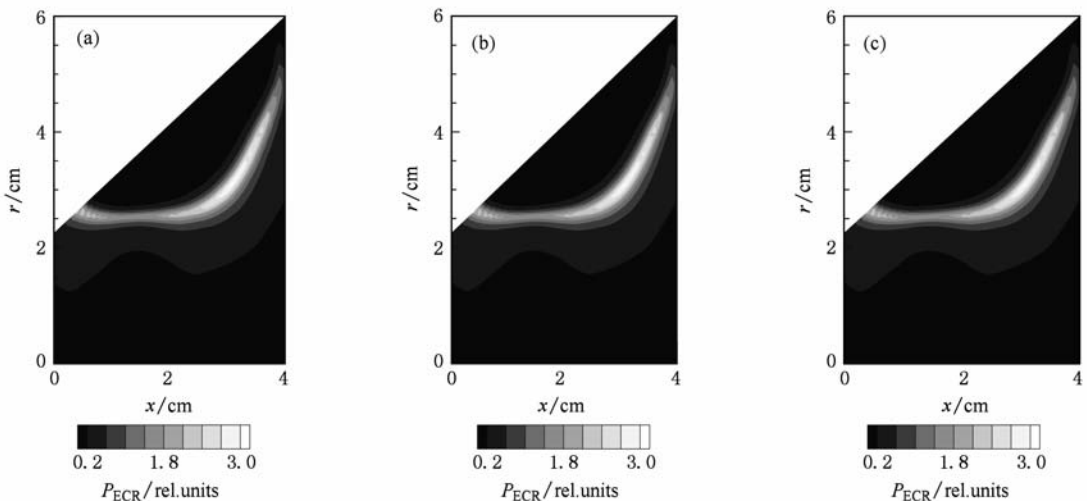


图 2 放电室内不同时刻等离子体吸收的微波功率密度分布 (a) $t = 100$ ns, (b) $t = 300$ ns, (c) $t = 500$ ns

图 3 给出了不同时刻的电势分布. 从图 3 可以看出, 对不同的演化时间, 在等效的栅极孔 2 mm 以内可以看到有 10 V 左右的电势梯度, 而在 2 mm 以

外的大范围区域也有 10 V 左右的电势梯度; 在 ECR 区域电势达到最大值. 随着演化时间的增加, 放电室内 ECR 区域的电势分布趋于稳定.

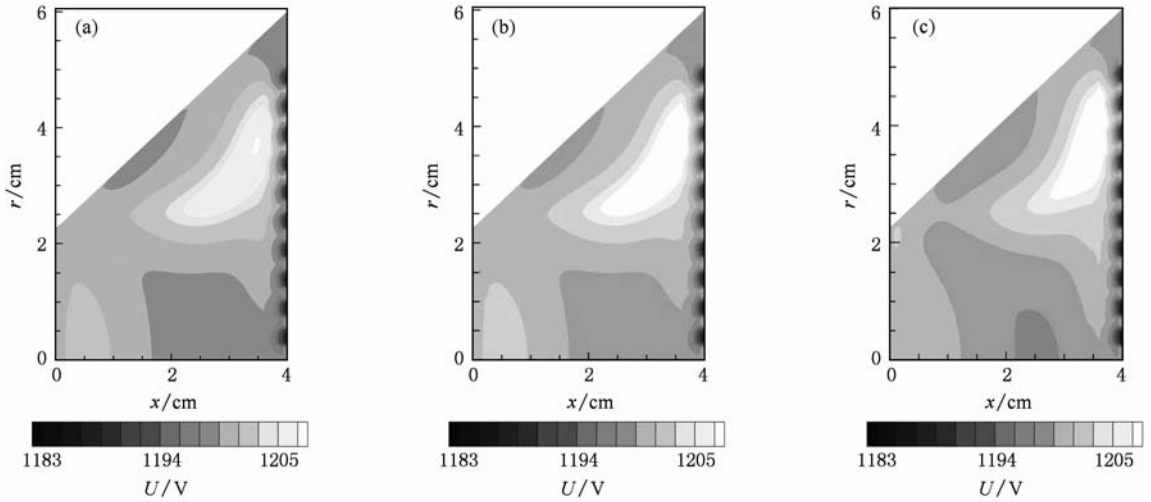


图3 放电室内不同时刻的电势分布 (a) $t = 100\text{ ns}$, (b) $t = 300\text{ ns}$, (c) $t = 500\text{ ns}$

图4为不同时刻的离子数密度分布.从图4可以看出:在 $t = 100\text{ ns}$ 时刻,放电室内离子数密度最大值为 $5 \times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$,位于ECR谐振区域;由于栅极附近存在较陡峭的电势梯度分布,因而此处的离子数密度也较高,密度值为 $2.5 \times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$.在放电室的其他区域,最小密度值为 $1 \times 10^9\text{ cm}^{-3}$,位于气体入口截面.随着时间的演化,由于ECR放电过程的

逐步深化,使得放电室内离子数密度也随之增加.到 $t = 300\text{ ns}$ 时刻,ECR区离子数密度的最大值已经增加一个数量级,为 $1.6 \times 10^{11}\text{ cm}^{-3}$.此时其他区域离子数密度也有所增大,但分布规律没有明显的变化.在 $t = 500\text{ ns}$ 时刻,ECR区离子数密度的最大值已经达到 $4 \times 10^{11}\text{ cm}^{-3}$,靠近栅极附近的离子数密度值提高到了 $1 \times 10^{11}\text{ cm}^{-3}$.

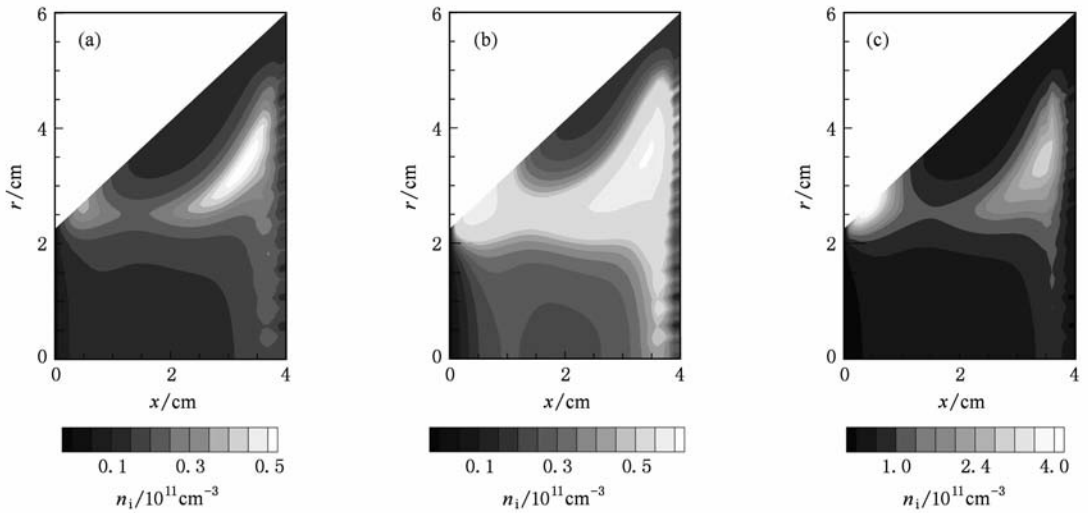


图4 放电室内不同时刻的离子数密度分布 (a) $t = 100\text{ ns}$, (b) $t = 300\text{ ns}$, (c) $t = 500\text{ ns}$

图5给出了放电室内电子数密度分布随时间的变化.观察不同时刻放电室内电子数密度分布,可以发现其演化规律和离子数密度相似.在 $t = 100\text{ ns}$ 时刻,在ECR区的电子数密度最大值为 $4.5 \times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$,在栅极附近的电子密度最大值为 $1.5 \times 10^{10}\text{ cm}^{-3}$.随着时间的演化,ECR放电过程深化,电

子数密度增大.到 $t = 300\text{ ns}$ 时刻,ECR区电子数密度最大值增大了数量级,为 $1.6 \times 10^{11}\text{ cm}^{-3}$.在 $t = 500\text{ ns}$ 时刻,ECR区电子数密度最大值为 $4 \times 10^{11}\text{ cm}^{-3}$.比较图4和图5可以看出,放电室内部等离子体基本上保持了电中性,但是在栅极附近离子密度明显低于电子密度,形成了离子鞘.

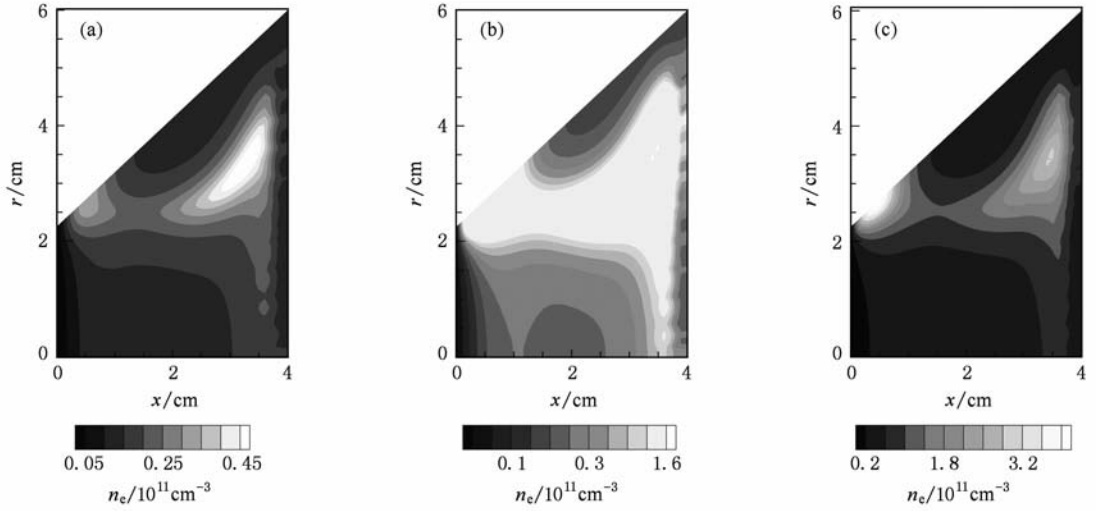


图5 放电室内不同时刻的电子数密度分布 (a) $t = 100$ ns, (b) $t = 300$ ns, (c) $t = 500$ ns

图6给出了放电室内电子温度分布随时间的变化.从图6可以看出:在 $t = 100$ ns时刻,ECR区聚集了高能电子,其电子温度最高值为5 eV;在栅极附近区域,由于电子密度较低,电场的欧姆加热效应使该区域的电子获得了较高的能量,电子温度最高值也达到了5 eV左右;此时其他区域电子温度分布较为均匀,约为4 eV.随着ECR放电过程的深化,由

于ECR区的电子数密度增高,反而使电子温度有减小的趋势.在栅极附近,由于电子密度低于ECR区,因而电场的欧姆加热效应反而使电子温度有增加的趋势.到 $t = 500$ ns时刻,栅极附近和ECR区内的电子密度差值增加到最大,因而此时栅极附近的电子温度达到整个放电室内电子温度的最高值,为5.5 eV.

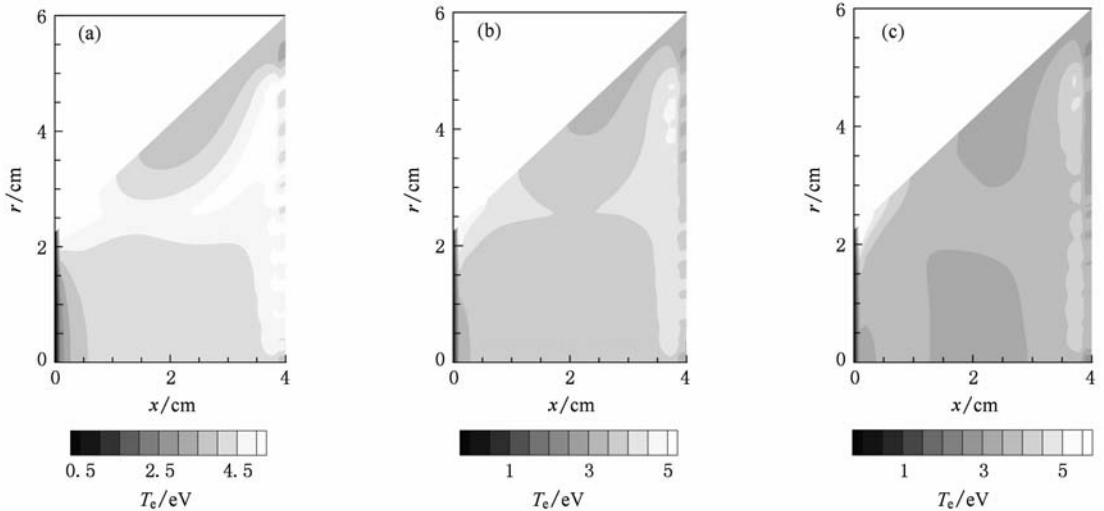


图6 放电室内不同时刻的电子温度分布 (a) $t = 100$ ns, (b) $t = 300$ ns, (c) $t = 500$ ns

4. 结 论

本文采用飘移-扩散近似模型,对ECRIT放电室内等离子体流场中的物理参量进行了数值模拟.结果表明:放电室内存在明显的ECR区,该区域内

等离子体的微波吸收功率密度、电势、离子密度和电子密度均高于其他区域.随着时间的演化,ECR放电过程进一步深化,放电室内电势、离子密度和电子密度均增大.由于ECR区和栅极附近的电子密度差值随着时间的增加而增加,欧姆加热效应反而会使栅极附近的电子温度高于ECR区的电子温度.

- [1] Kuninaka H, Nishiyama K, Funaki I 2007 *J. Propul. Power* **23** 544
- [2] Nishiyama K, Funaki I, Kuninaka H 2007 *J. Propul. Power* **23** 513
- [3] Ren Z X, Shen K M, Lü Q A 2002 *Plasma Sci. Technol.* **4** 1545
- [4] Lü Q A, Ren Z X, Liang R Q, Cheng S Y 2001 *Vac. Sci. Technol.* **21** 226 (in Chinese) [吕庆敖、任兆杏、梁荣庆、程绍玉 2001 真空科学与技术 **21** 226]
- [5] Zhao H W, Liu Z W, Zhang W, Zhang X Z, Yuan P, Guo X H, Zhang Z M, Wang Y F 2000 *At. Ener. Sci. Techn.* **34** 282 (in Chinese) [赵红卫、刘占稳、张 汶、张雪珍、袁 平、郭晓虹、张子民、王义芳 2000 原子能科学与技术 **34** 282]
- [6] Sun X D 2008 *M. S. Dissertation* (Dalian; Dalian University of Technology) (in Chinese) [孙旭东 2008 硕士学位论文 (大连:大连理工大学)]
- [7] Su M D 1997 *The Basis of Computational Fluid Dynamics* (Beijing: Tsinghua University Press) p37 (in Chinese) [苏铭德 1997 计算流体力学基础 (北京:清华大学出版社) 第 37 页]

Numerical simulation on the plasma field within discharge chamber of electron cyclotron resonance ion thruster*

Yang Juan[†] Shi Feng Yang Tie-Lian Meng Zhi-Qiang

(College of Astronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

(Received 15 December 2009; revised manuscript received 21 May 2010)

Abstract

The discharge chamber is a key component of electron cyclotron resonance ion thruster. The plasma inside it is generated through a electron cyclotron resonance process. The drift and diffusion model of plasma inside the discharge chamber for numerical simulation is developed in this paper. The time dependent parameters of plasma are obtained by solving this model with upwind difference scheme. The results can provide useful information for the design and also the experiment of electron cyclotron resonance ion thruster.

Keywords: magnetohydrodynamics, plasma simulation

PACC: 5230

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11075128).

[†] E-mail: yangjuan@nwpu.edu.cn