

放电室长度对电子回旋共振离子 推力器性能的影响机理

付瑜亮¹⁾ 杨涓²⁾ 夏旭³⁾ 孙安邦^{1)†}

1) (西安交通大学, 电力设备电气绝缘国家重点实验室, 西安 710049)

2) (西北工业大学航天学院, 西安 710072)

3) (西安近代化学研究所, 西安 710065)

(2023年5月4日收到; 2023年6月6日收到修改稿)

在电子回旋共振离子推力器的结构优化中, 放电室长度调节的是栅极与主等离子体区的相对位置, 以此影响栅极上游等离子体密度, 进而改变推力器离子束流大小及聚焦状态, 达到性能优化目的. 然而, 在一体化仿真研究中发现, 施加栅极电压后, Child-Langmuir鞘层前存在高能电子分布, 这与传统的放电室仿真存在明显差异. 本文认为施加栅极电压后, Child-Langmuir鞘层会排斥电子, 使流向栅极的电子返回磁镜区参与加热, 最终在磁镜和 Child-Langmuir鞘层之间形成了高能电子分布区域. 这意味着放电室长度对推力器性能的影响不再局限于相对位置的调节, 还能通过调控 Child-Langmuir鞘层前的高能电子分布影响等离子体生成. 因此, 本文采用一体化仿真方法, 系统研究了放电室长度对推力器放电和引出性能的影响机理, 并讨论了 Child-Langmuir鞘层前高能电子分布对电离体系的影响. 本文研究将为电子回旋共振离子推力器的结构优化设计提供新思路.

关键词: 电子回旋共振, 离子推力器, 放电室长度**PACS:** 52.50.Sw, 52.65.Rr, 52.65.Pp**DOI:** 10.7498/aps.72.20230719

1 引言

微小卫星具有研发成本低、扩展能力强、发射方式灵活等优点, 在低轨卫星通信、气象观测、空间科学实验等领域展现出巨大的应用价值^[1,2]. 目前, 微小卫星正在加速组网, 每年预计新增 1000 颗以上^[3]. 搭载微型电推进系统, 能够显著增强微小卫星在轨机动能力, 是卫星高精度位置保持、姿态调整和长期在轨自主运行的可靠保障^[4]. 因此, 微小卫星对微型电推进系统的需求十分迫切.

电子回旋共振 (electron cyclotron resonance, ECR) 离子推力器利用 ECR 加热机制形成高能电子, 从而电离中性气体产生等离子体, 栅极系统将离子加速喷出产生推力. 微波离子推力器具备无热

阴极、长寿命、低启动条件的特点, 非常符合微小卫星需求^[5,6], 国内也完成了微型 ECR 离子推力器系统的在轨验证^[7].

近年来, 在 ECR 离子推力器结构优化研究中, 逐步形成如下结论: 利用磁镜约束电子来维持高效放电, 尽可能扩大磁镜区控制范围^[8-10]; 天线结构与磁场结构配合提高电子获能效率^[11-13]; 放电室长度调节主等离子体区与栅极之间的距离, 影响引出束流大小^[14]. 其中, 放电室长度对推力器性能的影响尚未经过系统的仿真研究. 而随着 ECR 离子推力器一体化仿真模型的建立, 将为放电室长度对推力器束流性能的影响机理提供新的解释. 本研究将有助于理解施加栅极电压后, 栅极前高能电子分布区域的形成机理及其对等离子体演化过程的影响机制, 为 ECR 离子推力器结构优化设计提供理论参考.

† 通信作者. E-mail: anbang.sun@xjtu.edu.cn

2 仿真模型

图 1 为 2 cm ECR 离子推力器的结构示意图, 其中参数 L 代表放电室长度. ECR 离子源主要部件有内外磁环、天线、栅极系统; 内外磁环形成磁镜, 电子在磁镜间来回反射并在 ECR 区与微波共振获得能量; 栅极系统用于离子加速. 实验中, 性能较优的推力器放电室长度为 8.6 mm, 最大离子引出束流为 5.9 mA, 最大推力 (计算值) 为 410.3 μN , 最高比冲 (计算值) 为 2327 $\text{s}^{[15]}$.

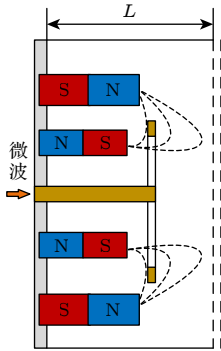


图 1 2 cm ECR 离子推力器的结构示意图
Fig. 1. Structure diagram of 2 cm ECR ion thruster.

本文在不改变磁场、天线和栅极结构的情况下, 分别取 $L = 7.6, 8.6, 9.6$ mm, 通过仿真深入阐明放电室长度变化对 ECR 离子推力器性能的影响规律. 本文的仿真模型为一体化的二维轴对称模型, 将放电室、栅极系统和近场羽流整合为一个计算域, 采用 PIC-MCC (particle-in-cell with Monte Carlo collision) 方法来模拟等离子体系统的演化, 可以同时观测到放电室内等离子体参数分布变化、栅极系统的束流聚焦、羽流区离子束中和等物理过程.

2 cm ECR 离子推力器的一体化模型如图 2 所示. 整体计算域大小约为 $60 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$, 其中离子源大小约为 $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, 位于左下角; 中和器和离子源相距约 10 mm, 中和器仅为提供中和电子的边界, 不是模拟对象. 计算域采用四叉树网格构建, 最小网格步长为 0.025 mm.

碰撞模型中, 考虑电子-中性粒子的弹性、激发和电离碰撞; 离子-中性粒子的弹性和电荷交换碰撞; 中性粒子之间的弹性碰撞. 仿真条件设置如下: 工质气体为氙气, 气体流量为 0.3 sccm, 气体温度为 300 K; 微波功率为 1 W, 微波频率为 4.2 GHz;

电子运动时间步长为 5×10^{-12} s, 离子运动时间步长为 5×10^{-11} s. 在本文所设工况中, 每个算例平均计算时间需要 10 d. 更详细的一体化建模仿真方法可参考文献 [16].

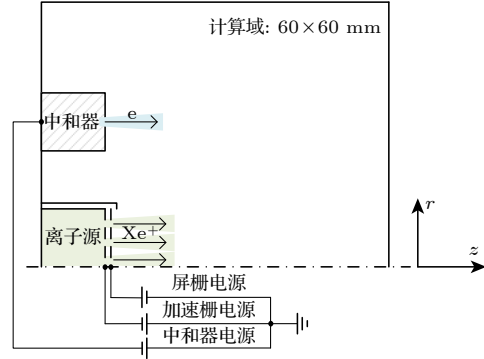


图 2 2 cm ECR 离子推力器一体化模型
Fig. 2. Integrated model of 2 cm ECR ion thruster.

3 仿真结果与讨论

放电室长度 L 对 ECR 离子推力器性能的影响分为 3 个方面: 1) 点火阶段, 不同 L 的微波电场分布不同, 电子获能强度存在差异; 2) 放电阶段, L 会改变内表面积以及等离子体存留空间, 显著改变等离子体参数分布; 3) 引出阶段, L 与等离子体系统再平衡过程间接关联, 从而对引出束流产生影响. 下面将对这 3 个方面逐一讨论.

3.1 放电室长度对电子获能的影响

图 3 为 ECR 离子推力器的电子加热机制, 电子在磁镜间来回反射, 每次往返能够穿越 4 次 ECR 区, 从微波中获能. 在磁场结构设计中, 扩大磁镜区的控制范围能够让更多的电子参与该加热过程. 电子穿过一次 ECR 区能够获得平均能量 $W = \pi e E_{\perp}^2 / (v_{\parallel} \cdot |\partial B / \partial s|)^{[17]}$, 其中 E_{\perp} 和 $|\partial B / \partial s|$ 分别为垂直于磁力线的电场分量和磁场梯度, 属于影响电子获能的环境因子.

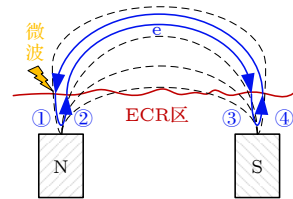


图 3 磁镜区电子加热机制

Fig. 3. Electron heating mechanism in magnetic mirrors.

在相同的磁场条件和微波功率条件下, 取 $L = 7.6, 8.6, 9.6$ mm, 采用文献 [15] 的方法计算得到影响电子获能强度的环境因子大小, 如图 4 所示. ECR 离子推力器中电子获能强度越高, 表明推力器越容易初始放电, 能够更快形成等离子体. 从图 4 的理论计算结果来看, $L = 7.6$ mm 时, 放电室内的电子获能强度最高, 表明推力器放电更容易, 形成的等离子体密度更高.

3.2 放电室长度对等离子体参数分布的影响

图 5 和图 6 为 $L = 7.6, 8.6, 9.6$ mm 且为无栅极电压 ($\varphi_{sc}/\varphi_{ac} = 0/0$ V) 时, 放电室内的离子和

电势分布, 计算域其余部分并未画出. 其中, $L = 7.6$ mm 的最高离子密度可达 $5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 等离子体电势最高约为 60 V. 从图 5 可知, 离子分布形貌受磁镜形状和放电室长度控制. 随着 L 增大, 等离子体运动区域增加, 最高离子密度和电势均逐渐下降. 这一趋势与电子获能的理论预测一致.

图 7 为放电室内天线累积电荷数随时间的变化. 当天线不再累积电荷时, 天线处于悬浮电位, 认为放电室内等离子体演化趋于稳态 [18]. $L = 7.6$ mm 时, 天线累积的电荷最多. 这表明减小 L , 虽然电子获能强度更高, 等离子体生成更快, 但是面容比更小使得电子相对于离子损失更多, 电势抬高, 天线悬浮电位随之升高. 在这种情况下, 栅极

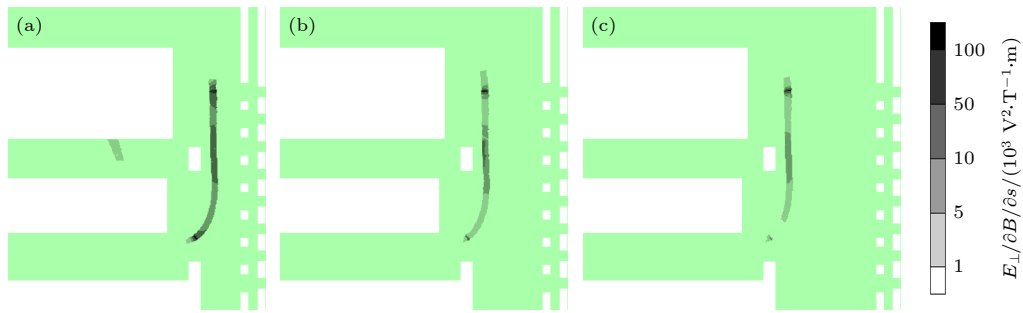


图 4 不同 L 的电子获能对比 (a) $L = 7.6$ mm; (b) $L = 8.6$ mm; (c) $L = 9.6$ mm

Fig. 4. Comparison of electronic energy gain for different L : (a) $L = 7.6$ mm; (b) $L = 8.6$ mm; (c) $L = 9.6$ mm.

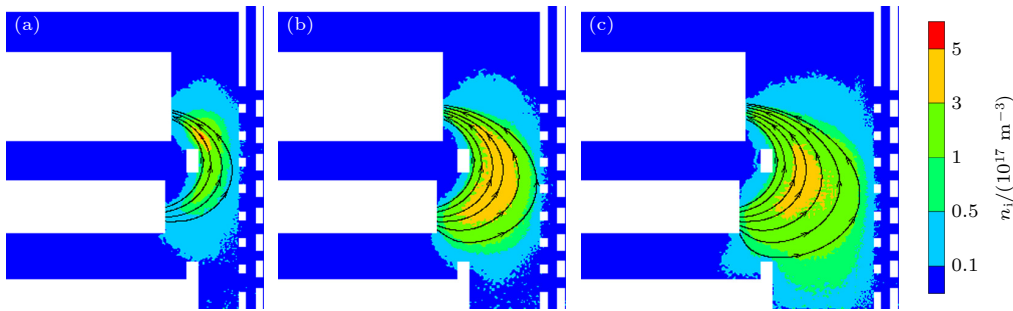


图 5 放电阶段的离子分布 (a) $L = 7.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (b) $L = 8.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (c) $L = 9.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V

Fig. 5. Ion distributions in discharge stage: (a) $L = 7.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (b) $L = 8.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (c) $L = 9.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V.

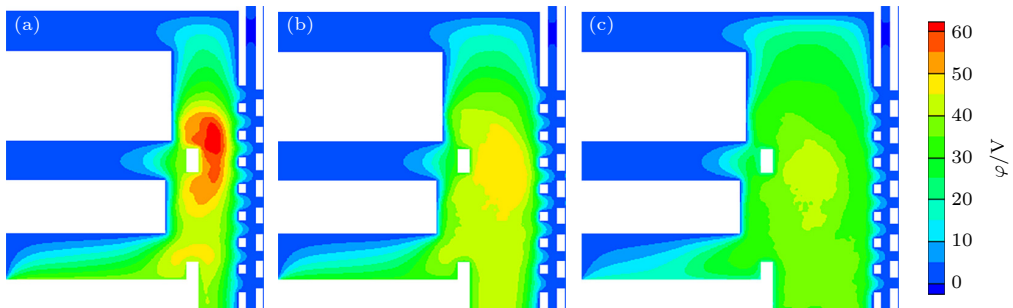


图 6 放电阶段的电势分布 (a) $L = 7.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (b) $L = 8.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (c) $L = 9.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V

Fig. 6. Potential distributions in discharge stage: (a) $L = 7.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (b) $L = 8.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (c) $L = 9.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V.

电压的变化对等离子体系统的扰动较大, 等离子体的抗扰动能力较弱, 更容易出现等离子体猝灭现象^[19]. 这一趋势与文献 [14] 的实验结论是一致的, 随着 L 减小, 离子源更容易熄灭.

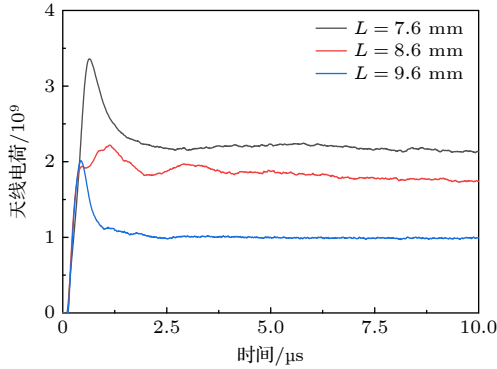


图 7 等离子体演化过程中天线的累积电荷量

Fig. 7. Charges accumulating on antenna during plasma evolution.

3.3 放电室长度对引出束流的影响

在稳态放电的基础上, 施加栅极电压 ($\varphi_{sc}/\varphi_{ac} = 300/-50$ V) 进入束流引出阶段, 等离子体系统再平衡后的离子分布如图 8 所示, 仅画出 1/5 个羽流区.

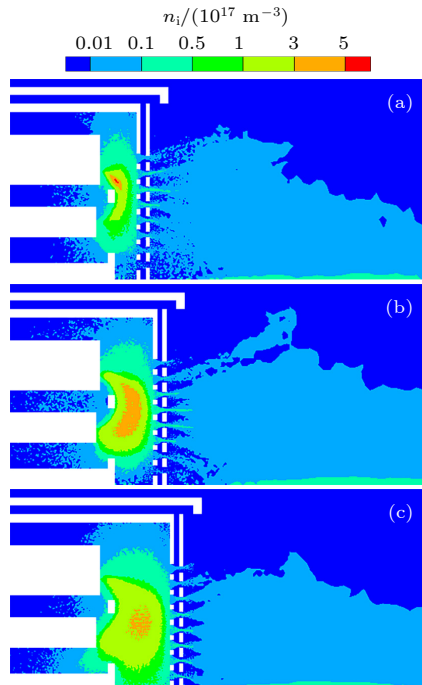


图 8 引出阶段的离子分布 (a) $L = 7.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V; (b) $L = 8.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V; (c) $L = 9.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V
Fig. 8. Ion distributions in extraction stage: (a) $L = 7.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V; (b) $L = 8.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V; (c) $L = 9.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V.

图 9 为该工况下, 不同放电室长度的离子束流曲线, 其中离子束电流大小为屏栅电流 I_{sc} 减去加速栅电流 I_{ac} . 施加栅极电压时, 鞘层扩张使大量离子进入栅极, 产生瞬态大电流; 当等离子体系统再平衡后, 离子束流趋于稳定, 此时 $L = 8.6$ mm 的离子束流较大. 对比图 8 可知, 离子束流大小与栅极前的等离子体密度分布以及形貌密切相关. $L = 8.6$ mm 时栅极前的等离子体的整体密度水平较大, 则离子束流更大.

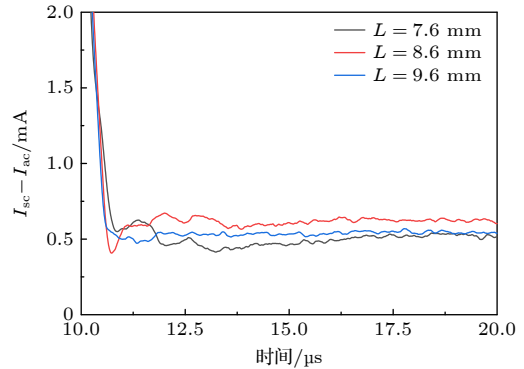


图 9 引出离子束电流对比

Fig. 9. Comparison of ion beam currents.

从图 10 可以看到, $L = 7.6$ mm 时, 施加栅极电压前后, 电子温度分布变化不明显; $L = 8.6, 9.6$ mm 时, 施加栅极电压后, 栅极上游出现了明显的高能电子分布区域. 这是因为部分电子在沿磁场梯度漂移过程中被 Child-Langmuir 鞘层反射回到磁镜区进行加热, 最终在磁镜边缘形成沿着 Child-Langmuir 鞘层发展的高能电子分布区域.

这些高能电子的形成与 Child-Langmuir 鞘层密切相关, 即仅存在于有栅极电压的情况下, 此前未见报道, 这些高能电子带来的电离效果如图 11 所示, 色标的红色、蓝色半区分别代表电离强度增大、减小, 其中黑色圈代表增益较突出的位置. $L = 7.6$ mm 时, 施加栅极电压后 Child-Langmuir 鞘层排斥电子, 主等离子体区电离率略微减小, 磁镜两端电离率上升. 这说明放电室长度过短, 在施加栅极电压后会抑制电离^[14]. 随着 L 增大, 栅极前的电离分布区域呈现出向栅极侧转移且沿栅极径向上发展的趋势, 这说明图 10 中栅极前的高能电子起到的电离作用, 直接提高了栅极前等离子体的密度.

施加栅极电压后, 栅极前高能电子数量增加可以进一步解释此前存在争议的放电现象. 日本东京大学在离子推力器 $\mu 10$ 的性能优化中考虑了不同

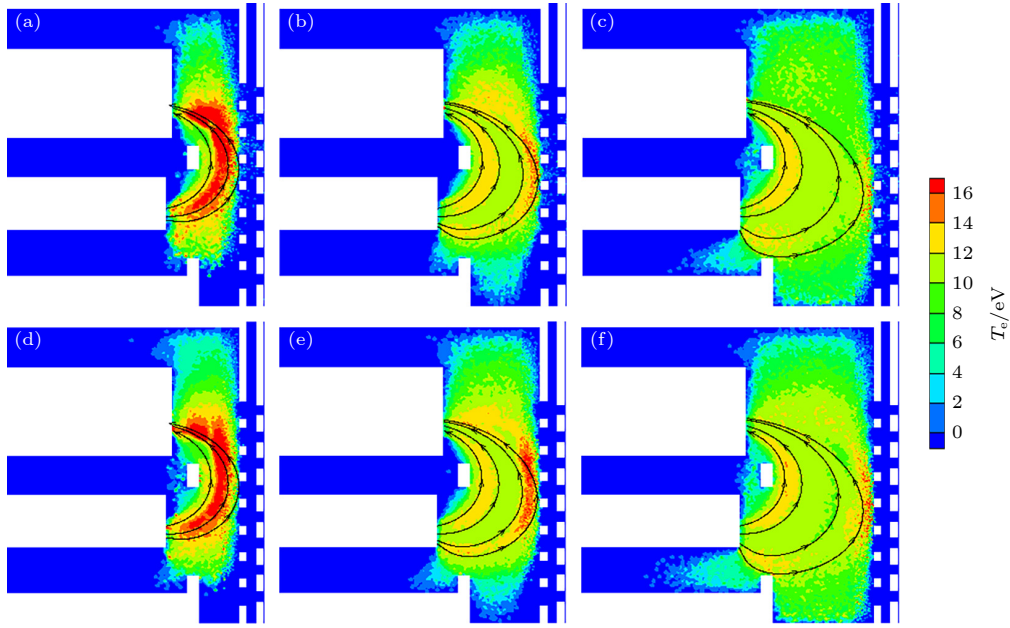


图 10 电子温度分布 (a) $L=7.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (b) $L=8.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (c) $L = 9.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (d) $L = 7.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V; (e) $L = 8.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V; (f) $L = 9.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V
 Fig. 10. Electron temperature distributions: (a) $L = 7.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (b) $L = 8.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (c) $L = 9.6$ mm, $\varphi_{sc} = 0$ V; (d) $L = 7.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V; (e) $L = 8.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V; (f) $L = 9.6$ mm, $\varphi_{sc} = 300$ V .

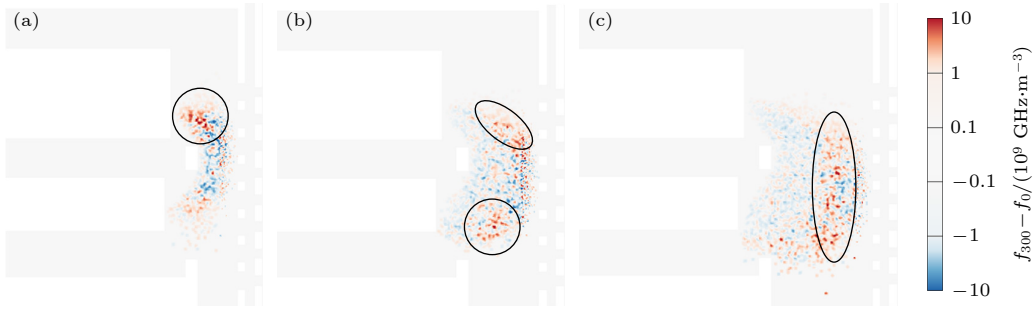


图 11 $\varphi_{sc} = 300$ V 和 $\varphi_{sc} = 0$ V 的电离率分布对比 (a) $L = 7.6$ mm; (b) $L = 8.6$ mm; (c) $L = 9.6$ mm
 Fig. 11. Comparison of ionization rate distributions between $\varphi_{sc} = 300$ V with $\varphi_{sc} = 0$ V (a) $L = 7.6$ mm; (b) $L = 8.6$ mm; (c) $L = 9.6$ mm .

的进气方式^[20], 其中提到在栅极前新增进气口可以提高磁镜电离区的中性气体密度, 从而有效提高离子束流. 但这一说法存在漏洞, 因为实验中提高中性气体流量, 推力器离子束流并不是线性提高的, 甚至会抑制电离, 导致状态转变^[21]. 对此, 本文认为在栅极前新增进气口能够提高栅极的中性气体密度, 从而提高栅极前高能电子的电离率, 沿栅极发展的电离区将提高栅极前等离子体密度, 实现离子束流提升; 在不改变中性气体密度分布规律条件下, 过度提高中性气体流量, 反而会增大磁镜区电子的弹性碰撞概率, 降低电子获能效率.

因此, 对 2 cm ECR 离子推力器而言, 调整 L 来提升引出束流的关键在于寻找到磁镜与 Child-

Langmuir 鞘层之间的最优距离, 提高 Child-Langmuir 鞘层前的电子温度来促进电离, 进而增大栅极前等离子体密度, 实现性能提升.

4 结 论

虽然针对 ECR 离子推力器样机的放电室长度实验只需要进行几轮迭代, 但是放电室长度影响 ECR 离子推力器性能的讨论应该全面且细致, 从放电阶段到引出阶段都需要进行仿真对比.

经过讨论, 本文认为栅极前高能电子的分布是客观存在的. 因为施加栅极电压后, Child-Langmuir 鞘层会排斥电子, 使流向栅极的电子返回磁镜区参

与加热, 最终沿 Child-Langmuir 鞘层形成高能电子分布. 在磁场结构不变时, 放电室长度通过影响电子获能、等离子体生成和损失, 进而影响 ECR 离子推力器的放电和引出性能.

根据 Child-Langmuir 鞘层反射电子的特性, 本文提出一种可能的电子加热模式: 电子受磁镜和 Child-Langmuir 鞘层约束, 在磁镜和 Child-Langmuir 鞘层间往复穿越 ECR 区获得能量. 与磁镜区电子加热相比, 这种电子加热模式虽然往返一次在 ECR 区获能的次数减半, 但是可以作为磁场发散区电子约束的补充, 提高推力器能量利用效率. 这种电子加热模式将为未来 ECR 离子推力器的结构设计提供新思路.

参考文献

- [1] Levchenko I, Keidar M, Cantrell J, et al. 2018 *Nature* **562** 7726
- [2] Serjeant S, Elvis M and Tinetti G 2020 *Nat. Astron.* **4**
- [3] O'Reilly D, Herdrich G, and Kavanagh DF 2021 *Aerospace* **8** 22
- [4] Yu D R, Qiao L, Jiang W J, Liu H 2020 *J. Propuls. Tech.* **41** 1 (in Chinese) [于达仁, 乔磊, 蒋文嘉, 刘辉 2020 推进技术 **41** 1]
- [5] Yang J, Mou H, Geng H, Wu X M 2023 *J. Propuls. Tech.* **44** 78 (in Chinese) [杨涓, 牟浩, 耿海, 吴先明 2023 推进技术 **44** 78]
- [6] Watanabe S, Tsuda Y, Yoshikawa M, Tanaka S, Saiki T, Nakazawa S 2017 *Space Sci. Rev.* **208** 3
- [7] Han L F, Zhu K W, Huang W B, Yu X W, Zhang C Y, Lu C, Liu T, Li H, Huang J 2022 *Vacuum Cry.* **28** 98 (in Chinese)
- [8] Tani Y, Tsukizaki R, Koda D, Nishiyama K, Kuminaka H 2019 *Acta Astronaut.* 157
- [9] Xia X, Yang J, Fu Y L, Wu X M, Geng H, Hu Z 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 075204 (in Chinese) [夏旭, 杨涓, 付瑜亮, 吴先明, 耿海, 胡展 2021 物理学报 **70** 075204]
- [10] Xia X, Yang J, Jin Y Z, Hang G R, Fu Y L, Hu Z 2020 *Vacuum* **179** 109517
- [11] Xia X, Yang J, Jin Y Z, Hang G R, Fu Y L, Hu Z 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 235202 (in Chinese) [夏旭, 杨涓, 金逸舟, 杭观荣, 付瑜亮, 胡展 2019 物理学报 **68** 235202]
- [12] Motoki T, Takasaki D, Koizumi H, Ataka Y, Komurasaki K, Takao Y 2022 *Acta Astronaut.* 196
- [13] Fu S H, Ding Z F 2022 *IEEE Tran. Pla. Sci.* **50** 6
- [14] Tang M J, Yang J, Jin Y Z, Luo L T, Feng B B 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 215202 (in Chinese) [汤明杰, 杨涓, 金逸舟, 罗立涛, 冯冰冰 2015 物理学报 **64** 215202]
- [15] Xia X 2022 *Ph. D. Dissertation* (Xian: Northwestern Poly technical University) (in Chinese) [夏旭 2022 博士学位论文 (西安: 西北工业大学)]
- [16] Fu Y L 2022 *Ph. D. Dissertation* (Xian: Northwestern Poly technical University) (in Chinese) [付瑜亮 2022 博士学位论文 (西安: 西北工业大学)]
- [17] Lieberman M A, Lichtenberg A J (translated by Pu Y K) 2007 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Beijing: Science Press) pp379–383 (in Chinese) [迈克尔 A. 力伯曼, 阿伦 J. 里登伯格 著 (蒲以康 译) 2007 等离子体放电原理与材料处理 (北京: 科学出版社) 第379—383页]
- [18] Fu Y L, Yang J, Mou H, Tan R W, Xia X, Gao Z Y 2022 *Comput. Phys. Commun.* **278** 8395
- [19] Fu Y L, Yang J, Wang B, Hu Z, Xia X, Mou H 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 085203 (in Chinese) [付瑜亮, 杨涓, 王彬, 胡展, 夏旭, 牟浩 2022 物理学报 **71** 085203]
- [20] Yamashita Y, Tsukizaki R, and Nishiyama K 2022 *Vacuum* **200** 110962
- [21] Yamashita Y, Tsukizaki R and Nishiyama K 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 5023

Study on the effect of discharge chamber length on the performance of electron cyclotron resonance ion thruster

Fu Yu-Liang¹⁾ Yang Juan²⁾ Xia Xu³⁾ Sun An-Bang^{1)†}

1) (*State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

2) (*School of Astronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China*)

3) (*Xi'an Modern Chemistry Research Institute, Xi'an 710065, China*)

(Received 4 May 2023; revised manuscript received 6 June 2023)

Abstract

Discharge chamber length is one of the factors in optimizing the electron cyclotron resonance ion thruster performance. It adjusts the distance between bulk plasma and grid system to change the plasma density upstream of the screen grid, which will affect the ion beam current and focusing state to achieve optimization purpose. However, new evidence shows the discharge chamber length plays an important role in ionization during ion beam extraction, which means that the effect of discharge chamber length on the performance of electron cyclotron resonance ion thruster should be reexamined. After applying grid voltages, another high electron temperature region located upstream of the screen grid is observed in the integrated simulation using particle-in-cell with Monte Carlo collision method, but it is not observed in the traditional discharge chamber simulation. It is believed in the paper that the high electron temperature region exists objectively, because the Child-Langmuir sheath will repel electrons moving towards screen grid back to magnetic mirrors again. Those electrons will gain energy from microwave, and finally form a high electron temperature region along the Child-Langmuir sheath. This phenomenon implies that discharge chamber length can adjust the high electron temperature distribution upstream of screen grid to affect the plasma generation. Therefore, in this work, the effect of discharge chamber length on discharge and ion beam performance is systematically studied by adopting the integrated simulation. In this paper, three ion thrusters with different discharge chamber lengths are simulated. Under the conditions of same magnetic field and operation parameters, the comparisons of electron energy gain, plasma parameter distributions and ion beam current among the three ion thrusters are conducted. The results show that shorter discharge chamber length has higher electron energy gain, plasma density and voltage, but smaller ion beam current. This abnormal phenomenon can also be seen experimentally. By analyzing the ionization rate inside the chamber, it can be seen that high-temperature electrons upstream of the screen grid have a significant contribution to ionization. And thus, a little bit longer discharge chamber length with lower plasma density inside the chamber has bigger ion beam current for having higher plasma density upstream of the screen grid. According to this phenomenon, an electron heating mode is proposed: electrons gain energy by reciprocating through the electron cyclotron resonance layer between the Child-Langmuir sheath and magnetic mirrors. This heating mode can be used as a supplement to the electronic constraints outside the magnetic mirrors to improve the energy utilization efficiency of the thruster, which can provide a new insight into the electron cyclotron resonance ion thruster design in the future.

Keywords: electron cyclotron resonance, ion thruster, discharge chamber length

PACS: 52.50.Sw, 52.65.Rr, 52.65.Pp

DOI: 10.7498/aps.72.20230719

† Corresponding author. E-mail: anbang.sun@xjtu.edu.cn



放电室长度对电子回旋共振离子推力器性能的影响机理

付瑜亮 杨涓 夏旭 孙安邦

Study on the effect of discharge chamber length on the performance of electron cyclotron resonance ion thruster

Fu Yu-Liang Yang Juan Xia Xu Sun An-Bang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 175204 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230719

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230719>

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

多模式离子推力器放电室和栅极设计及其性能实验研究

Design and performance test of discharge chamber and grid for multi-mode ion thrusters

物理学报. 2022, 71(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220720>

离子推力器推力密度特性

Thrust density characteristics of ion thruster

物理学报. 2018, 67(2): 022901 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171507>

加速电压和阳极流率对离子推力器性能的影响

Influence of acceleration grid voltage and anode flow rate on performance of ion thruster

物理学报. 2022, 71(1): 015202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211316>

磁路和天线位置对2 cm电子回旋共振离子推力器性能影响的实验研究

Experimental study of magnetic circuit and antenna position influence on performance of 2 cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2019, 68(23): 235202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191122>

多模式离子推力器输入参数设计及工作特性研究

Design of input parameters and operating characteristics for multi-mode ion thruster

物理学报. 2022, 71(7): 075203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212045>

2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>