

一种可加载直流偏压调节等离子体均匀度的电子回旋共振离子推力器设计和实验*

黄昱璋 刘辉†

(哈尔滨工业大学能源科学与工程学院, 先进动力技术研究所, 哈尔滨 150001)

(2026 年 2 月 14 日收到; 2026 年 3 月 11 日收到修改稿)

针对电子回旋共振 (electron cyclotron resonance, ECR) 离子推力器在低功率、低工质流量工况下, 因磁场强约束导致放电室内等离子体分布严重不均, 进而制约推力性能与栅极寿命的问题, 本文提出一种基于侧壁加载直流偏压的主动调节方法. 通过在直径 50 mm 的柱形会切场 ECR 离子推力器侧壁施加 0—150 V 的直流偏压, 建立了指向放电室中心的径向电场, 驱动离子跨越磁力线向中心迁移. 实验研究了偏压对电流特性、束流参数及等离子体参数的影响, 并结合棒-筒电极理论模型解释了物理过程. 结果表明: 该方法能有效调控等离子体输运, 在 0.6 sccm (1 sccm = 1 mL/min @0°C, 1.013×10^5 Pa) 氩气流量和 14.9 W 微波功率工况下, 将侧壁电压调节至 90 V 时, 等离子体均匀度从 0.39 提升至 0.75; 侧壁电压 150 V 时束流发散半角由 14.77° 降至 7.31° ; 推力和比冲在最优工况下分别提升约 65%. 研究验证了利用电场辅助手段在不改变物理结构前提下提升 ECR 推力器综合性能的可行性.

关键词: 电子回旋共振离子推力器, 直流偏压, 等离子体均匀度, 主动调节

DOI: 10.7498/aps.75.20260255

CSTR: 32037.14.aps.75.20260255

1 引言

近年来, 商业微小卫星星座以及深空探测任务的发展对空间推进系统提出了长寿命、高比冲等新需求^[1,2]. 相比于传统化学推进, 电子回旋共振 (electron cyclotron resonance, ECR) 离子推力器利用微波在静磁场中加热电子并电离工质, 具有无需空心阴极点火、结构简单、比冲高等优势, 已成功应用于“隼鸟”号小行星采样返回任务, 并被视为引力波探测等未来高精度任务的候选方案^[3,4].

典型 ECR 离子推力器的结构如图 1 所示, 放电室内安装有永磁体和天线, 另一端安装了栅极. 工作原理是永磁体产生磁场, 天线馈入微波, 放电室内的工质气体在到达满足电子回旋共振条件的

磁场位置 (以下称为 ECR 区) 后电子会在微波和磁场的共同作用下被回旋共振效应加热, 从而使工质气体在 ECR 区附近被电离, 最后离子被栅极提取并加速产生离子束流.

基于电子回旋共振加热原理, 微波能量的沉积严格受限于满足共振条件的磁场区域 (即 ECR 区), 这导致推力器内的电离在空间分布上不均匀. 同时, 由于 ECR 区通常位于强磁场区域, 电子受到磁力线的强力约束, 难以发生跨磁力线的径向扩散以填充低密度区. 这种电离的局域性与磁场约束特性的结合, 导致了 ECR 离子推力器内的等离子体普遍分布不均匀^[5-7]. 等离子体不均匀会带来两方面不利影响: 一是降低了推力器的整体推力密度; 二是栅极寿命由于束流的不良聚焦而缩短, 进而影响了推力器的在轨寿命.

* 国家自然科学基金 (批准号: 52376023) 和黑龙江省重点研发计划 (批准号: 2024ZX05B07) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: thruster@126.com

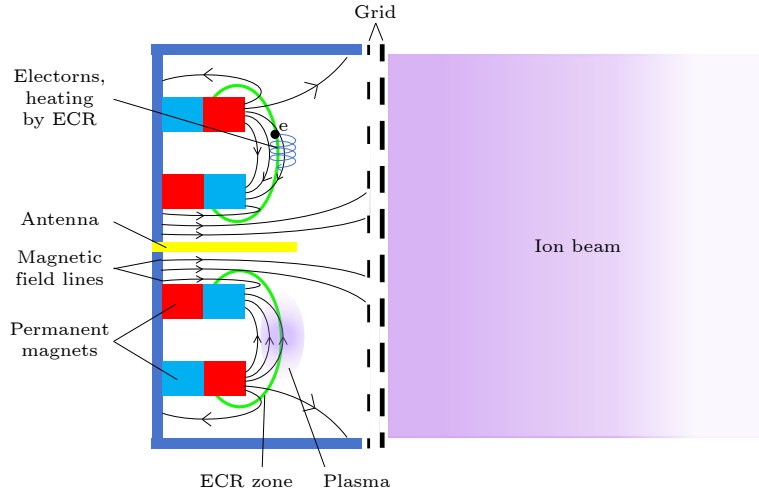


图 1 ECR 离子推力器

Fig. 1. ECR ion thruster.

为了提高 ECR 离子推力器内的等离子体均匀度, 国内外学者开展了大量研究, 主要集中在磁场构型优化与微波馈入方式改进两个方面. 例如, JAXA 在 $\mu 20$ 推力器中尝试通过多环形磁铁阵列扩展 ECR 区, 并在环形磁铁间设置便于等离子体扩散的磁桥, 但仍难以消除中心处直径 70 mm 的“无等离子体产生区”^[8]. Fu 等^[9,10]研究了交叉磁场与盘型天线对放电模式的影响, 发现高功率下的上杂化共振 (upper hybrid resonance, UHR) 机制能改变推力器径向的等离子体分布, 但该模式转换对工况高度敏感. 此外, 虽然通过引入波导内等离子体可以改善均匀性, 但这往往伴随着束流的降低^[11]. 上述方法在一定程度上改善了等离子体均匀性, 但其调控能力受限于固定磁场结构或特定放电模式, 难以在宽工况范围内保持稳定效果. 特别是在低功率、低工质流量的非设计工况下, 由于碰撞频率降低、磁场约束作用增强, 等离子体分布的不均匀性问题更加突出, 传统被动调控手段效果有限.

针对上述局限, 本文通过引入径向电场实现对 ECR 离子推力器等离子体输运的主动调节. 该方法利用直流电场驱动离子跨越磁力线向放电室中心迁移, 以达成在不改变物理结构的前提下等离子体均匀度的目的. 本文将介绍该推力器的设计方案与实验配置, 分析直流偏压对电流特性、等离子体参数及束流指标的影响规律, 并结合理论模型解释其物理过程.

2 推力器设计和实验配置

2.1 推力器设计

推力器放电室直径为 50 mm, 这是百瓦级微波离子电推进系统的典型尺寸^[12,13]. 磁场构型选择会切型磁场, 这种磁场的优势在于在近壁面有近似平行于壁面的磁场, 因此可以降低等离子体中电子垂直于壁面的迁移率, 使得壁面损耗减小, 目前已应用在多种 ECR 离子推力器上^[8,13]. 微波频率确定为 2.45 GHz, 电子回旋共振所需的磁场强度为 875 Gs ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$). 为减小等离子体在壁面损耗, ECR 区需与放电室壁面保持一定距离, 因此选择磁能积和居里温度都具有不错表现的 $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ 磁铁. 最后结合仿真计算结果, 确定推力器的放电室尺寸和磁铁尺寸.

推力器模型如图 2 所示. 放电室为圆柱形, 4 块轴向磁化的环形永磁体来产生多级会切型磁场, 一个笼形天线注入微波, 两个栅极——加速栅和屏栅组成离子光学系统引出离子. 除此之外还在放电室底部中心伸入一顶端距放电室底部 30 mm, 直径 1 mm 的铜制棒状中心电极; 放电室底部为氮化硼陶瓷, 使中心电极与放电室侧壁电极相互绝缘; 放电室侧壁电极顶端距放电室底部的距离为 30 mm; 放电室侧壁电极与屏栅间通过两段在放电室内长度分别为 5 mm 和 1.5 mm 的两块 99 氧化铝陶瓷以及陶瓷间 0.5 mm 的间隙隔开, 使中心电极、放电室侧壁电极、屏栅三者可以加载不同电压.

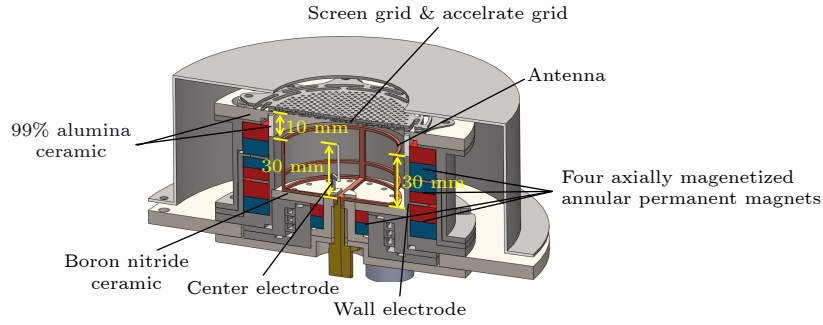


图 2 ECR 离子推力器模型

Fig. 2. Model of the ECR ion thruster.

磁场设计考虑了如何更好地约束等离子体以降低壁面损耗. JAXA 的研究指出 $\mu 10$ 微波离子推力器在内外磁环以及靠近栅极的壁面上相比考夫曼离子推力器损失了更多电流, 因此栅极引出离子比例与考夫曼离子推力器相比偏小^[14]. 为强化磁场对等离子体的约束作用, 采用柱形会切场构型, 如图 3 所示侧壁磁铁充磁方向为与壁面平行的轴向. 这种设计虽然需要更大的磁铁以产生与环形会切同等的磁场强度, 但能显著缩小磁尖端面积, 减小等离子体的壁面损耗. 文献^[15]对比研究了柱形会切场 (LIPS-300Z) 与环形会切场 (LIPS-300H) 离子推力器, 指出柱形会切场通常具有更低的放电损耗 (在 3 kW 和 5 kW 工况下分别比环形会切场低约 15 W/A 和 42 W/A), 且阳极表面磁场结构更有利于减少电子在阳极的横向扩散损失. 图 3 中放电室内的红线为 875 Gs 等磁面, 也是 ECR 区,

可以看到侧壁的 ECR 区近似平行于壁面, 与壁面保持 5 mm 左右的距离以降低等离子体的壁面损耗 (参考文献^[9]), 这一 ECR 区被设计为主电离区.

2.2 实验配置

实验装置及电路连接示意图如图 4(a) 所示. 实验所用真空罐为矩形, 尺寸为 120 cm $\times$ 80 cm $\times$ 80 cm, 极限真空度优于 5.0×10^{-4} Pa, 通 0.6 sccm ($1 \text{ sccm} = 1 \text{ mL/min @} 0^\circ\text{C}, 1.013\times 10^5 \text{ Pa}$) 氙气时气压低于 1.2×10^{-3} Pa.

微波系统由 2.45 GHz 微波发生器 (MWG) 供电, 微波经隔直器 (DC block) 通过特征阻抗 50 Ω 的同轴线缆馈入推力器天线, 没有外置匹配网络. 实验前通过 KEYSIGHT 的 U2001A 功率传感器测量同轴线末端即入射到推力器端口的功率, 下文中的“微波功率”均指测量得到的推力器端口功率.

供气系统使用一个质量流量控制器 (MFC) 调节进入推力器的氙气流量.

电源系统包含 3 组独立电源: 屏栅及中心电极电源 (SG&CE power)、侧壁电极电源 (WE power) 和加速栅电源 (AG power). 其中, 屏栅与中心电极共用正极电位, 这是为了防止中心电极和屏栅间由于电压差产生尖端放电; 侧壁电极基于上述电位叠加偏压, 以产生从侧壁指向中心和屏栅的电场; 向加速栅则施加负高压, 以防止电子返流. 各回路均串联有 100 Ω 采样电阻, 既用于短路保护, 也通过测量电阻两端电压以监测各电极电流.

束流特性测量依靠安装在二维运动滑台上的法拉第探针实现. 法拉第探针规格与文献^[16]一致, 收集极为直径 5 mm 的不锈钢圆形电极, 加载 -30 V 偏压防止收集到电子, 探针收集极平面与推力器出口平面平行, 距离推力器出口 200 mm.

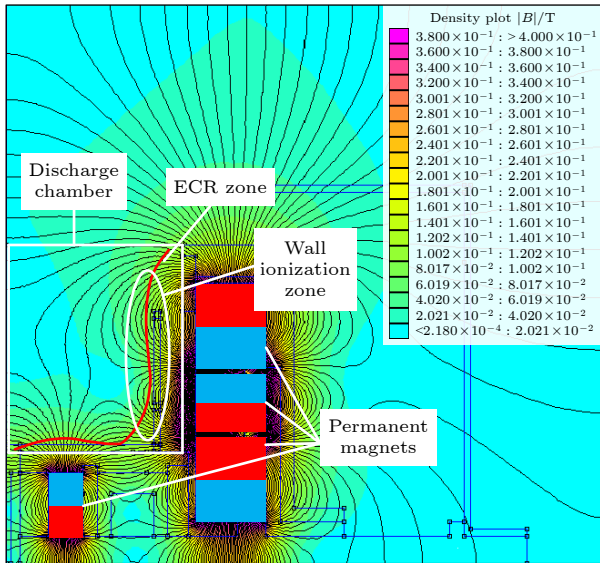


图 3 ECR 离子推力器磁场 2 维仿真

Fig. 3. 2D magnetic field simulation of the ECR ion thruster.

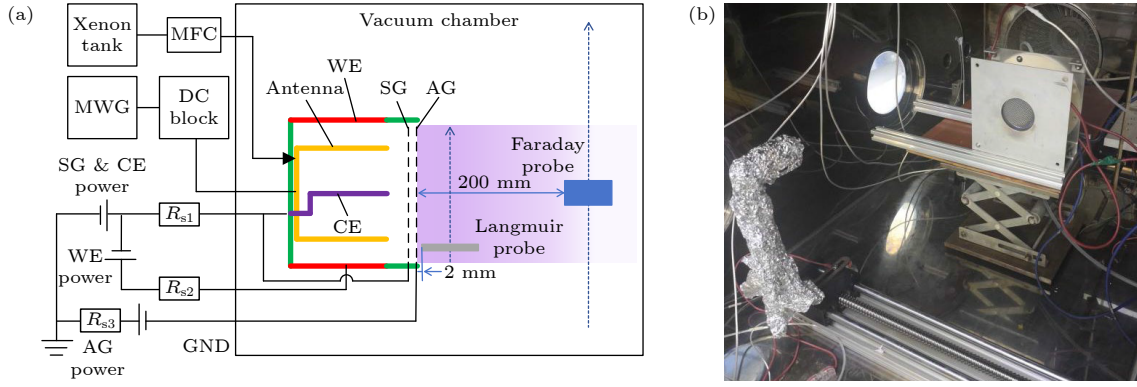


图 4 实验装置 (a) 实验装置及电路连接示意图; (b) 推力器与探针系统的照片

Fig. 4. Experimental apparatus: (a) Schematic diagram of the circuit connections in the experimental setup; (b) photograph of the experimental apparatus.

测量开始前, 首先将探针位置调整至正对推力器中心轴线处, 将该位置定义为二维直线运动坐标系的零点, 并以面向推力器时的右手方向为径向扫描正方向. 实验时, 通过步进电机驱动安装探针的滑台以 20 mm/s 的匀速沿径向从 -200 mm 匀速运动至 +200 mm, 同时使用示波器以 1 kHz 采样频率记录采样电阻两端电压随时间的变化曲线. 由于探针运动速度已知且恒定, 可通过速度与时间的乘积将时间坐标转换为径向位置坐标, 从而得到采样电压随径向位置的分布. 将电压值除以采样电阻值及探针收集极面积, 即可获得离子束流密度的径向分布, 进一步计算可得到束流发散角.

由于单探针侵入测量栅极处等离子体密度不但会干扰推力器放电状态, 探针与栅极间还会因为电位差放电导致难以得到可靠测量结果, 这里采用朗缪尔探针测量每个栅极孔下游的引出离子电流密度, 通过计算对实际的栅极处等离子体密度进行定性判断. 探针电压扫描范围为 -50—150 V, 采样频率 1 kHz, 朗缪尔探针导体部分为直径 1 mm, 长 3 mm 的圆柱形钨棒, 外有氧化铝陶瓷绝缘层, 探针沿推力器轴向布置, 尖端在屏栅下游 2 mm 处, 并在径向扫描时确保探针尖端轨迹严格对准栅孔中心的法线方向. 这一配置参考了文献 [17] 基于粒子-蒙特卡罗方法 (PIC-MCC) 的双栅离子推力器的单孔束流引出模拟结果, 该推力器的栅极尺寸与工作电压与本文中推力器高度接近, 模拟结果显示在屏栅下游 5 mm 范围内束流主要仍集中在孔轴附近, 束流横向尺度未扩展至超过屏栅孔直径边界, 因此在探针尖端严格对准孔中心线的条件下, 相邻孔束流对单孔离子饱和电流的影响可忽略.

图 4(b) 展示了推力器与探针系统在真空罐内的实际安装照片.

实验结果的屏栅和中心电极电流 ($I_{SG\&CE}$)、侧壁电极电流 (I_{WE})、加速栅电流 (I_{AG}) 由下式计算得到:

$$I = \frac{U_S}{R_S}, \quad (1)$$

式中 U_S 为实验中对电路采样电阻两端电压, R_S 为采样电阻的电阻值.

由于电荷守恒, 实验中微波离子推力器引出的束电流 I_B 与屏栅和中心电极电流 ($I_{SG\&CE}$)、侧壁电极电流 (I_{WE})、加速栅电流 (I_{AG}) 有如下关系:

$$I_B + I_{AG} = I_{SG\&CE} + I_{WE}. \quad (2)$$

进一步可得到束电流 I_B :

$$I_B = I_{SG\&CE} + I_{WE} - I_{AG}. \quad (3)$$

束电流密度 (j_b) 基于法拉第探针采样电压由下式计算得到:

$$j_b = \frac{U_S}{R_S A_S}, \quad (4)$$

式中 A_S 为法拉第探针的收集极面积.

束流发散半角通过离子束电流密度径向分布计算得到, 越小的束流发散半角意味着相同束电流下推力更大, 对推力器性能提升有重要意义. 通过下式计算束流发散半角 α [18]:

$$\alpha = \arctan \frac{2R_{0.9I} - D_b}{2L}, \quad (5)$$

式中 $R_{0.9I}$ 为收集到 90% 离子电流的束流半径; D_b 为推力器束流直径, 取 50 mm; L 为法拉第探针收集极与推力器的轴向距离, 取 200 mm. 90% 离子

电流的束流半径 $R_{0.9I}$ 通过下式计算:

$$\int_0^{R_{0.9I}} 2\pi r j_b(r) dr = 0.9 \int_0^R 2\pi r j_b(r) dr. \quad (6)$$

通过梯形法计算得到 $R_{0.9I}$, 式中 R 为法拉第探针扫描距推力器中心轴最大距离, 取 200 mm.

离子推力器单栅极孔引出离子电流密度 i_b 通过波姆电流密度公式计算:

$$i_b = 0.61en_{\text{probe}} \sqrt{\frac{kT_{e,\text{probe}}}{M_{\text{ion}}}}, \quad (7)$$

式中 n_{probe} 和 $T_{e,\text{probe}}$ 为探针处测量的等离子体密度和电子温度, e 为元电荷量, 计算时值取 1.6×10^{-19} ; M_{ion} 为氙离子质量, 计算时取 $731.3 \times 1.7 \times 10^{-27}$. 等离子体密度和电子温度通过文献 [16] 中的方法计算, 该方法基于朗缪尔探针测得的离子饱和电流, 反演得到等离子体密度. 如图 3 所示的磁场仿真结果表明, 探针测量区域的磁感应强度最大值约为 0.04 T. 在此磁场条件下, 温度为 300 K 的氙离子的回旋半径约为 8.1 mm. 然而, 由于与高能电子碰撞导致的离子加热效应, 实际离子温度更高, 因此离子回旋半径远大于直径为 1 mm 的朗缪尔探针尺寸, 故在数据处理中忽略了磁场对密度测量的影响. 此外, 能量为 1 keV 的氙离子轰击钨表面时, 二次电子发射系数约为 0.01 量级, 该值较小, 因此在计算过程中同样未考虑二次电子发射效应.

离子推力器栅极孔的引出离子电流密度 i_b 和栅前等离子体密度 n_{grid} 以及栅前电子温度 $T_{e,\text{grid}}$ 有以下关系 [18]:

$$i_b \propto n_{\text{grid}} \sqrt{T_{e,\text{grid}}} \exp\left(-\frac{2t_s}{d_s}\right) d_s^2, \quad (8)$$

式中 t_s 为屏栅厚度、 d_s 为屏栅孔直径. 屏栅孔直径 2 mm 和屏栅厚度 0.5 mm 为定值. ECR 推力器栅前电子温度的典型范围为 12—16 eV, 计算中 $T_{e,\text{grid}}$ 取 14 eV, 结果存在约 $\pm 8\%$ 的不确定性 [19]. 结合 (7) 式和 (8) 式可以得到归一化栅前等离子体密度 $n_{\text{normalized}}$:

$$n_{\text{normalized}} = \beta n_{i,\text{probe}} \sqrt{T_{e,\text{probe}}}, \quad (9)$$

式中 β 为归一化参数, 包含栅前电子温度、屏栅厚度、元电荷量、氙离子质量、栅前电子温度等定值.

为定量评价直流偏压对放电室内等离子体均匀性的影响, 本文采用在等离子体刻蚀等领域使用的基于峰谷值的标准来定义均匀度 U [20]. 该定义可直接表征放电室内等离子体密度在径向方向上的

极值差异, 量化径向等离子体分布的均匀程度. 在 ECR 离子推力器中, 等离子体均匀性直接影响离子束流聚焦状态与栅极寿命, 均匀度越高, 意味着栅极孔前等离子体密度分布越趋于一致, 有利于实现各孔束流的均匀引出, 从而降低加速栅截获电流、提高推力密度. 均匀度 U 的计算式如下:

$$U = 1 - \frac{n_{\text{max,normalized}} - n_{\text{min,normalized}}}{n_{\text{max,normalized}} + n_{\text{min,normalized}}}, \quad (10)$$

式中, $n_{\text{max,normalized}}$ 为在径向测量范围内获得的归一化等离子体密度最大值, $n_{\text{min,normalized}}$ 为最小值. U 越大表明等离子体分布越平坦, 越有利于提高栅极系统的使用寿命和推力器的推力密度.

推力器的推力 F 和比冲 I_{sp} 通过下式可计算得到 [21]:

$$F = \frac{\cos \theta_b \times (1 + \gamma \sqrt{2})}{1 + \gamma} I_b \sqrt{\frac{2m_i V_b}{e}}, \quad (11)$$

$$I_{\text{sp}} = \frac{F}{q_m g}, \quad (12)$$

式中 θ_b 为束流发散角, 取对应工况的 2 倍发散半角 $\alpha(\theta_b = 2\alpha)$; γ 为双电荷离子比例, 计算时取 0.15; I_b 为引出离子束流; m_i 为氙离子质量; e 为元电荷量, 计算时值取 1.6×10^{-19} ; V_b 为屏栅电压; q_m 为氙气质量流量; g 为重力加速度, 计算时值取 9.8.

3 实验结果与讨论

3.1 电流特性结果

本研究旨在解决微波离子推力器在低功率、低流量极端工况下性能受限的问题. 实验首先验证了侧壁直流偏压主动调节策略的有效性. 结果表明, 该策略在不改变物理结构的前提下提升推力器性能: 在 0.6 sccm 氙气流量、23.7 W 微波功率的工况下, 通过调节侧壁电压至最优值, 推力器的推力和比冲分别提升了约 65%, 束流发散半角从 14.35° 降低到 7.76°.

为阐明上述性能提升背后的物理机制, 首先测量并分析了推力器各电极的电流特性变化. 实验设定工质流量为 0.4—0.6 sccm, 微波功率为 14.9—23.7 W, 侧壁电压调节范围为 0—150 V. 测量的电流参数包括: 屏栅与中心电极电流、侧壁电极电流、加速栅电流及束电流. 前两者可以评估加载偏压后等离子体内电流的流动方向, 有助于理解加载直流偏压后推力器内的物理过程; 加速栅电流可以衡量

推力器束流聚焦的整体状态, 对推力器寿命有重要意义; 束电流大小是推力器性能的重要评价指标.

图 5 展示了在屏栅电压 1000 V、加速栅电压 -200 V 条件下, 不同氙气流量和微波功率下的 $I_{SG\&CE}$ 和侧壁电极 I_{WE} 电流随侧壁偏压 (U_{WE}) 的变化趋势.

图 5 中的电流为正值代表到达电极的电子数大于离子数, 为负值代表离子数大于电子数. 首先观察未加载直流偏压 ($U_{WE} = 0$ V) 时的基准状态: 此时 $I_{SG\&CE}$ 始终为正 (4.91—19.07 mA), 表明到达屏栅和中心电极的是电子占主导; 而 I_{WE} 始终为负 (-0.27 — -5.59 mA), 表明离子主要在侧壁处损耗. 这一物理过程如图 6(a) 所示: 由于侧壁附近存在强磁场, 电子被磁力线强力约束难以横向迁移, 而未磁化的离子向四周扩散并撞击侧壁, 导致了明显的壁面离子损耗; 电子则更多地沿磁力线轴向扩散被屏栅和中心电极收集. 随着 U_{WE} 的增大, 电流极性发生反转: $I_{SG\&CE}$ 逐渐由正转负且幅值增大, 说明中心区域离子流开始占据主导; 同时 I_{WE} 由负转正, 说明侧壁开始大量收集电子. 如图 6(b) 的机制示意图所示, 这是因为侧壁正偏压

在放电室内建立了一个由边缘指向中心的径向电场 E_r . 该电场驱动离子克服扩散效应向中心定向输运, 同时吸引电子向侧壁迁移. 上述电流特性的演变直观地证实了推力器内部发生了由侧壁指向中心的定向离子输运, 且输运强度随偏压提高而增强. 这一结论与 3.3 节中观测到的中心等离子体密度升高相互印证.

如图 7 所示, 为不同流量和功率的加速栅电流. 可以看到在大部分工况下 I_{AG} 随着 U_{WE} 的增长呈现先降低后提高的趋势, 表明侧壁偏压对束流聚焦状态的作用存在一个使拦截最小化的偏压区间.

为解释 I_{AG} 的非单调变化趋势, 这里使用文献 [22] 中的模型来描述束流聚焦状态. 该模型指出, 栅极处鞘层厚度 L_s 改变时会影响鞘层边界的弯月面曲率, 进而影响束流聚焦状态: L_s 过长会使弯月面曲率增大, 离子运动轨迹出现交叉, 轰击加速栅使加速栅电流增大, 这种状态为过聚焦; L_s 过短会使弯月面曲率减小, 而加速栅孔径小于屏栅, 离子因入射角度问题同样轰击加速栅使加速栅电流增大, 这种状态为欠聚焦; L_s 适中时大部分离子的

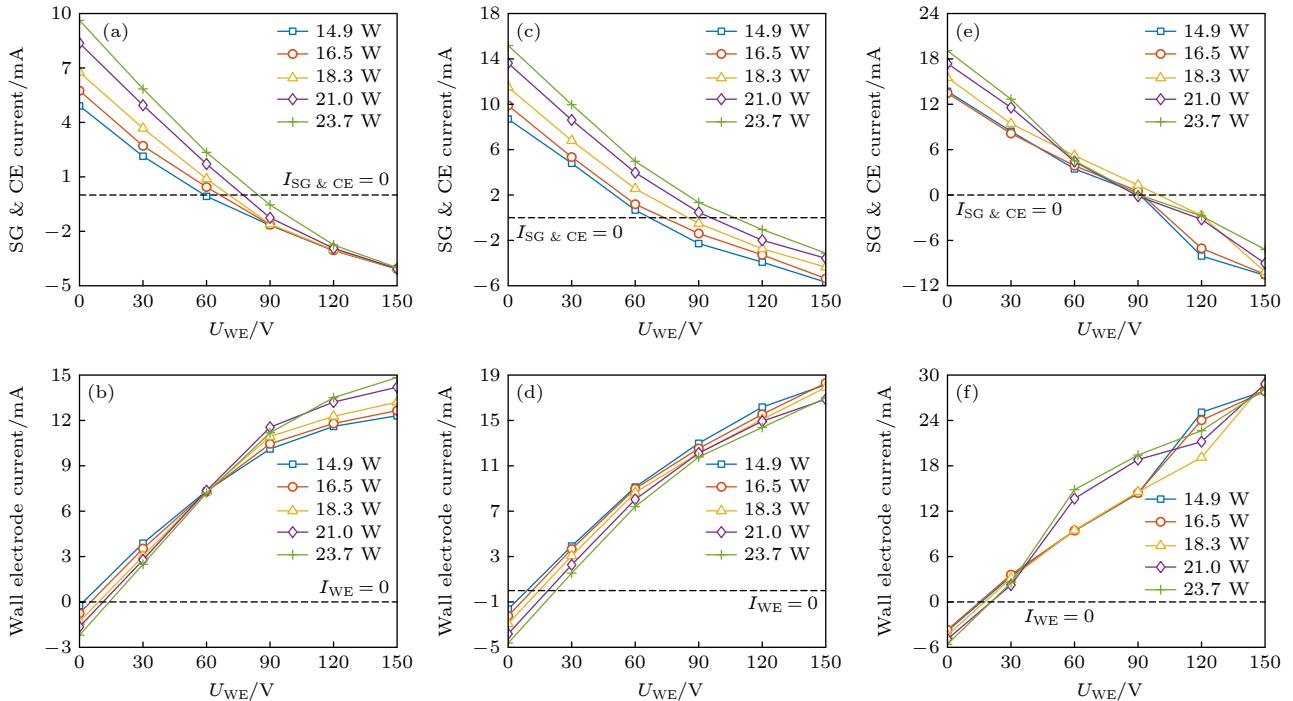


图 5 $I_{SG\&CE}$ 以及 I_{WE} 随 U_{WE} 的变化 (a) 0.4 sccm 氙气流量下 $I_{SG\&CE}$; (b) 0.4 sccm 氙气流量下 I_{WE} ; (c) 0.5 sccm 氙气流量下 $I_{SG\&CE}$; (d) 0.5 sccm 氙气流量下 I_{WE} ; (e) 0.6 sccm 氙气流量下 $I_{SG\&CE}$; (f) 0.6 sccm 氙气流量下 I_{WE}

Fig. 5. $I_{SG\&CE}$ and I_{WE} as a function of U_{WE} : (a) $I_{SG\&CE}$ at 0.4 sccm xenon flow rate; (b) I_{WE} at 0.4 sccm xenon flow rate; (c) $I_{SG\&CE}$ at 0.5 sccm xenon flow rate; (d) I_{WE} at 0.5 sccm xenon flow rate; (e) $I_{SG\&CE}$ at 0.6 sccm xenon flow rate; (f) I_{WE} at 0.6 sccm xenon flow rate.

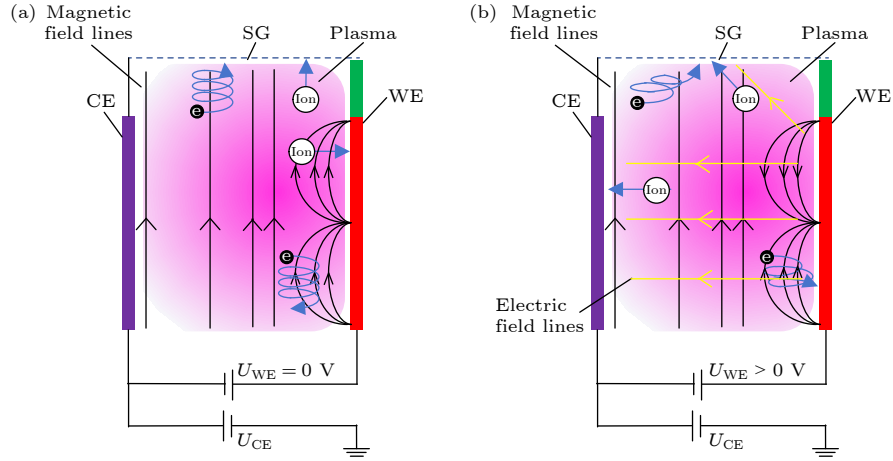


图 6 直流偏压对放电室内带电粒子输运机制的影响示意图 (a) 无偏压状态, 磁约束主导带电粒子运动; (b) 加载偏压状态, 电场主导带电粒子运动

Fig. 6. Schematic diagram of the influence of DC bias voltage on the transport mechanism of charged particles in the discharge chamber: (a) Without bias voltage, magnetic confinement dominates charged particle motion; (b) with bias voltage applied, electric field dominates charged particle motion.

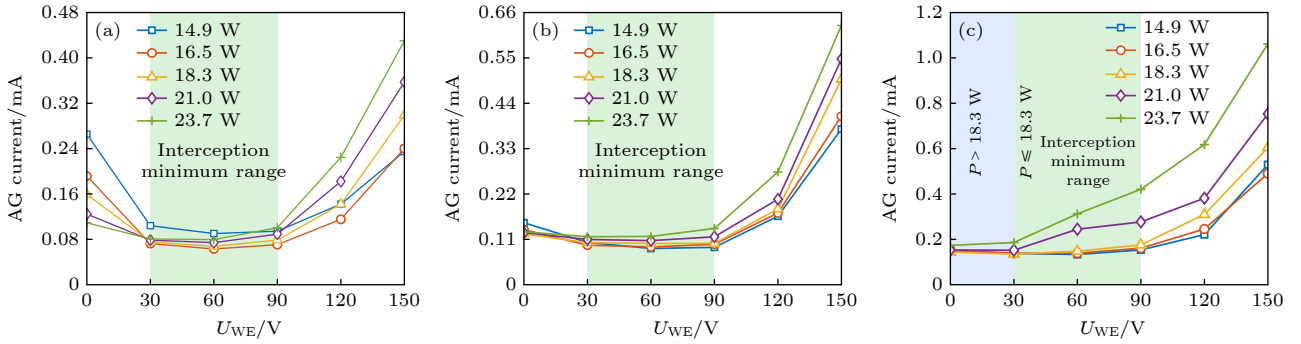


图 7 I_{AG} 随 U_{WE} 的变化 (a) 0.4 sccm 氙气流量下 I_{AG} ; (b) 0.5 sccm 氙气流量下 I_{AG} ; (c) 0.6 sccm 氙气流量下 I_{AG}

Fig. 7. I_{AG} as a function of U_{WE} : (a) I_{AG} at 0.4 sccm xenon flow rate; (b) I_{AG} at 0.5 sccm xenon flow rate; (c) I_{AG} at 0.6 sccm xenon flow rate.

运动轨迹都不通过加速栅, 此时加速栅电流最小, 这种状态为正常聚焦. 栅极处鞘层厚度 L_s 和该处的德拜长度 λ_D 成正比^[22]:

$$L_s \propto \lambda_D. \quad (13)$$

为评估整体的聚焦状态, 基于 3.3 节的归一化径向等离子体密度计算各栅极孔归一化平均德拜长度:

$$L_s \propto \lambda_{D,AVG,normalized} = \eta \times \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{n_{i,normalized}}}, \quad (14)$$

式中 η 为归一化参数, 包含真空介电常数、玻尔兹曼常数、元电荷量、栅前等离子体的电子温度等常数项; $n_{i,normalized}$ 为第 i 个栅极孔对应的归一化等离子体密度; N 为 10, 测量的栅极孔为孔中心距中心轴 2.3—23 mm 的 10 个孔.

归一化平均德拜长度 ($\lambda_{D,AVG,normalized}$) 计算结果如图 8 所示, 可以看到随侧壁电压 U_{WE} 的增大, 由于等离子体密度的整体提升, $\lambda_{D,AVG,normalized}$

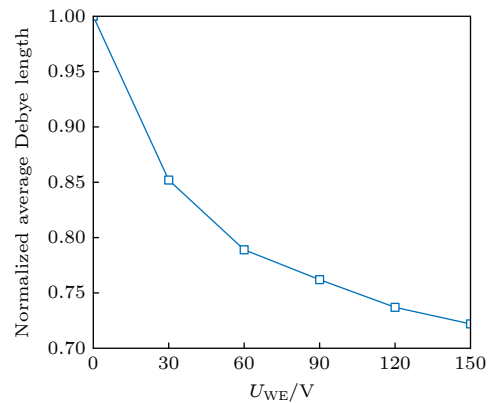


图 8 $\lambda_{D,AVG,normalized}$ 随 U_{WE} 的变化

Fig. 8. $\lambda_{D,AVG,normalized}$ as a function of U_{WE} .

单调减小. 聚焦状态很可能经历了过聚焦-正常聚焦-欠聚焦的变化. 需要注意的是, 德拜长度在改变栅极电压时也可能发生变化. 本文图 8 所示 $\lambda_{D, \text{AVG, normalized}}$ 是在屏栅电压与中心电压固定为 1000 V, 加速栅电压固定 -200 V 条件下, 为辅助判断聚焦状态的变化趋势而引入的参数, 不是跨不同栅极电压工况的绝对聚焦状态判断.

U_{WE} 提升导致的聚焦状态变化示意图如图 9 所示. 图 9(a) 为低 U_{WE} 工况, 等离子体主要集中于侧壁附近 ECR 区, 中心等离子体密度较低, 因此中心处 L_s 更长, 栅极孔发生过聚焦导致 I_{AG} 升高. 图 9(b) 为中 U_{WE} 工况, 由于中心处等离子体密度的提高, L_s 开始缩短, 中心和边缘的栅极孔都处于正常聚焦状态, 此时 I_{AG} 最低. 图 9(b) 为高 U_{WE} 工况, 由于中心处等离子体密度的持续上升, L_s 进一步缩短, 中心的栅极孔束流开始欠聚焦, 使得 I_{AG} 开始升高.

如图 10 所示, 束电流 (I_B) 随 U_{WE} 的变化呈现

出先提升随后增长趋缓甚至略有下降的趋势. I_B 在初始阶段的提升可能由以下两方面原因导致: 首先是离子输运机制的改变. 如图 5 所示, 随 U_{WE} 增大, I_{WE} 发生电流极性反转 (由负转正), 表明侧壁建立了指向中心的径向电场, 有效抑制了离子的壁面损耗并驱动其向中心汇聚; 其次, 中心等离子体密度的提升. 根据 3.3 节归一化密度结果, 中心区域密度增大直接提高了离子光学的引出离子供给.

随着 U_{WE} 进一步增大, I_B 出现饱和甚至下降, 这主要是由于离子光学系统聚焦状态的恶化. 随着栅前等离子体密度 n_i 的大幅提升, 栅前鞘层的德拜长度缩短 (图 8), 在高 U_{WE} 工况下加速栅电流迅速上升 (图 7), 表明离子束流由正常聚焦逐渐过渡到欠聚焦状态, 导致部分离子直接撞击加速栅, 从而限制了 I_B 的进一步增长.

综上所述, 可将直流侧壁偏压作用下的放电室状态概括为“低偏压模式”和“中偏压模式”、“高偏压模式”三类, 其典型离子输运与聚焦特征如下:

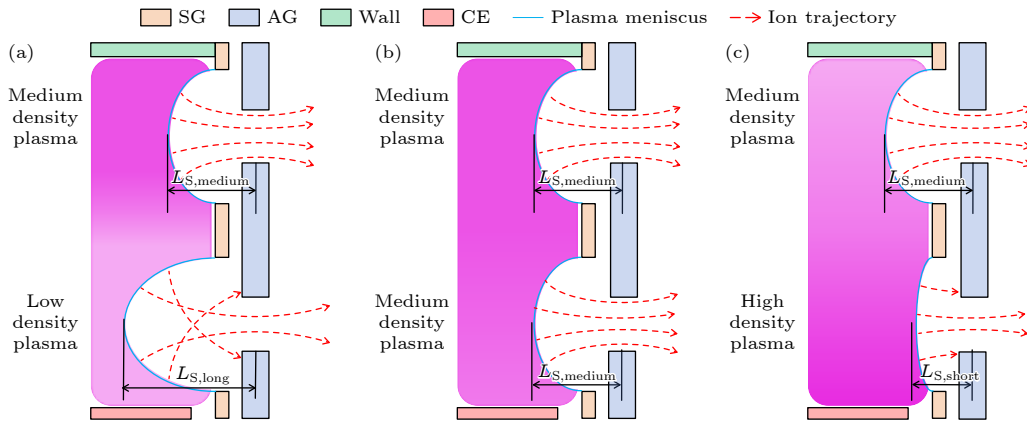


图 9 推力器整体聚焦状态随 U_{WE} 变化的示意图 (a) 低 U_{WE} ; (b) 中 U_{WE} ; (c) 高 U_{WE}

Fig. 9. Schematic diagram of the overall thruster ion beam focusing state as a function of U_{WE} : (a) Low U_{WE} ; (b) medium U_{WE} ; (c) high U_{WE} .

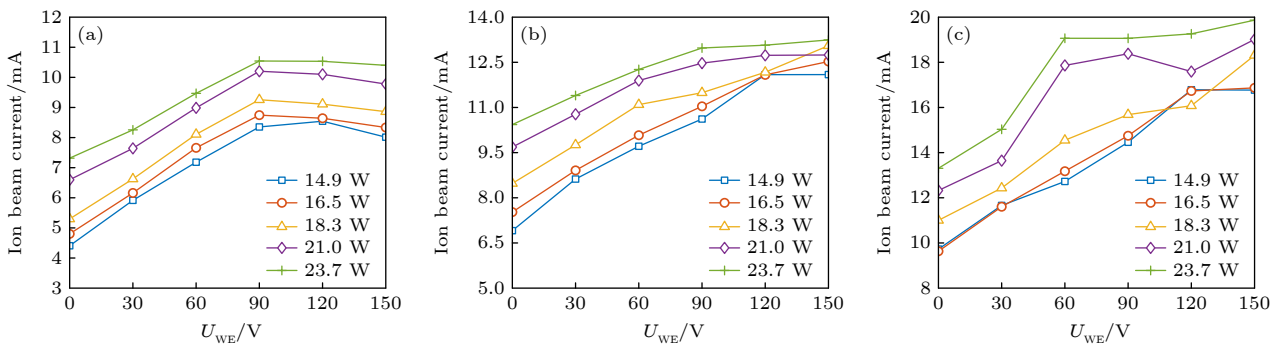


图 10 不同氙气流量下 I_B 随 U_{WE} 的变化 (a) 0.4 sccm; (b) 0.5 sccm; (c) 0.6 sccm

Fig. 10. I_B as a function of U_{WE} at different xenon flow rate: (a) 0.4 sccm; (b) 0.5 sccm; (c) 0.6 sccm.

“低偏压模式”下 U_{WE} 低于拦截最小区间对应的偏压值, 放电以 ECR 区局域电离与磁场约束为主导, 离子以扩散方式向壁面损耗, 此时虽已建立由侧壁指向中心的径向电场, 但离子向中心的定向输运尚不足以完全补偿中心低密度区, 放电室中心的栅前等离子体密度偏低、鞘层更厚, 推力器中心区域束流为过聚焦状态, I_{AG} 较大, 但随着 U_{WE} 升高而减小. “中偏压模式”下 U_{WE} 处于拦截最小区间对应的偏压值, 径向电场显著增强并驱动离子跨磁力线向轴心汇聚, 壁面离子损耗被抑制、中心密度快速抬升, 推力器中心区域束流为正常聚焦状态, I_{AG} 最小. “高偏压模式”下 U_{WE} 超过拦截最小区间对应的偏压值, 此时推力器中心等离子体密度过高导致推力器中心区域束流为欠聚焦状态, I_{AG} 随 U_{WE} 上升并限制了束电流进一步提升.

3.2 束电流密度径向分布特性

使用法拉第探针测量了 j_b , 如图 11 所示.

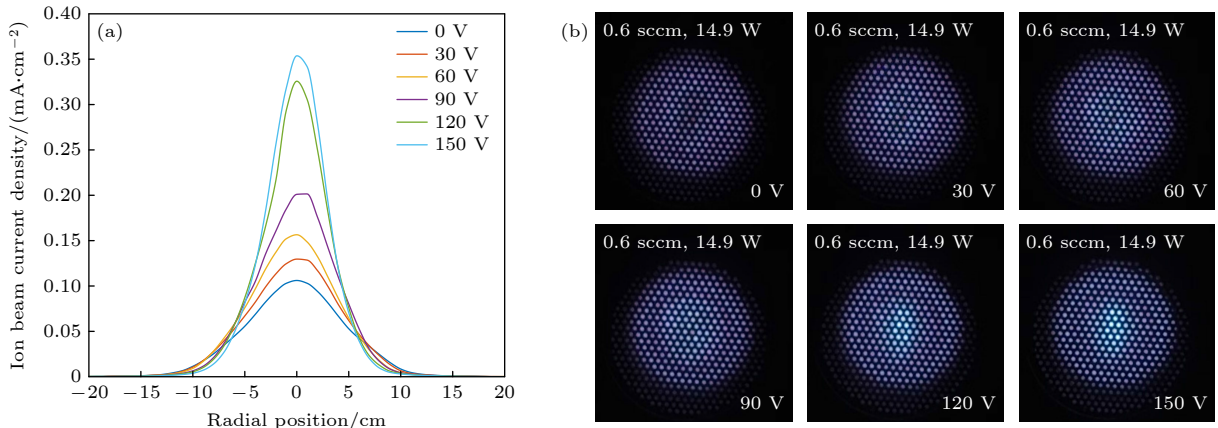


图 11 径向 j_b 分布和相同工况的推力器正面照片 (a) j_b 随 U_{WE} 的变化; (b) 推力器正面照片

Fig. 11. Radial j_b distribution and front photograph of the thruster under same operating conditions: (a) j_b as a function of U_{WE} ; (b) photograph of the thruster front.

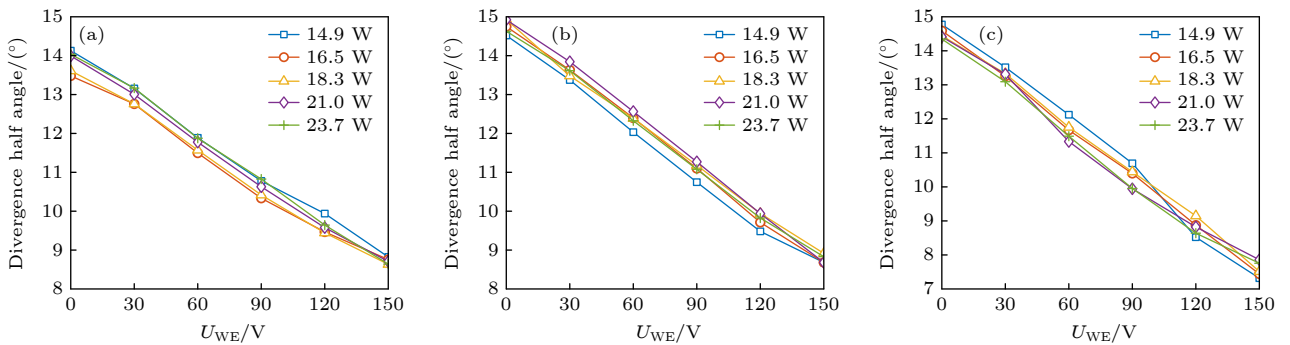


图 12 不同氙气流量下 α 随 U_{WE} 的变化 (a) 0.4 sccm; (b) 0.5 sccm; (c) 0.6 sccm

Fig. 12. α as a function of U_{WE} at different xenon flow rate: (a) α at 0.4 sccm xenon flow rate; (b) α at 0.5 sccm xenon flow rate; (c) α at 0.6 sccm xenon flow rate.

图 11(a) 展示了 0.6 sccm, 14.9 W 工况 (与 3.3 节归一化等离子体密度测量工况相同) 下的不同 U_{WE} 对应的 j_b 径向分布以及推力器正面照片. 可以看到 j_b 的峰值从 U_{WE} 为 0 V 时的 0.10 mA/cm² 增长到 U_{WE} 为 150 V 时的 0.35 mA/cm². 计算得到束流发散角也从 14.77° 降到 7.31°. 从图 11(b) 的推力器正面照片也可以看到, 随着 U_{WE} 的提升, 推力器中间的发光强度也逐渐提升; 在 U_{WE} 提高到 120 V 后中央突然出现明显亮斑, 同时 j_b 的峰值从 U_{WE} 为 90 V 的 0.20 mA/cm² 大幅提高到 0.32 mA/cm².

根据径向 j_b 分布计算得到的束流发散半角 α 如图 12 所示. 可以看到在不加载直流偏压, 只改变流量和功率时羽流发散半角最低 13.47°, 最高 14.92°, 变化 1.45°. 然而在加载直流偏压后可以看到发散半角随直流偏压而单调降低, 降幅最小 4.72°, 最大可达到 7.45°. 说明加载直流偏压可以更为有效地降低羽流发散半角.

3.3 归一化等离子体密度

为减少定向束流加速对放电室内电离过程以及朗缪尔探针结果的影响, 测量归一化等离子体密度时屏栅与中心电极电压 $U_{SG\&CE} = 0$ V. 如图 13 所示, 为 0.6 sccm 氩气流量、14.9 W 微波功率下不同 U_{WE} 的径向归一化等离子体密度诊断结果.

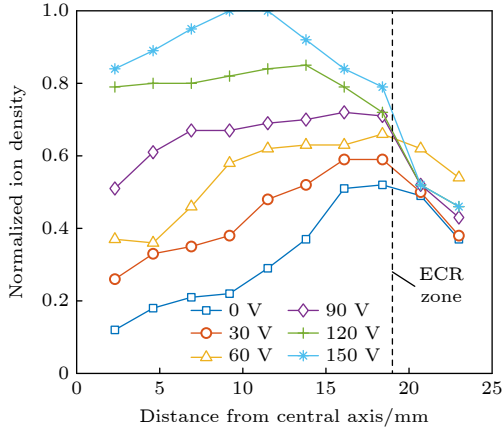


图 13 归一化等离子体密度诊断结果

Fig. 13. Normalized plasma density diagnostic results.

从上述等离子体密度分布的变化可以看出在低 U_{WE} (小于 90 V) 时等离子体密度峰值始终集中在设计的 ECR 区附近 (图 13 中黑色虚线), 说明电离主要发生在此处, 此时放电是 ECR 加热为主导, 但随着 U_{WE} 的升高, 中心的等离子体密度开始升高. 在 U_{WE} 提高到 120 V 后, 注意到等离子体密度峰值随 U_{WE} 的升高向中心移动.

为了从理论上理解加载直流偏压后等离子体分布的变化过程, 将推力器结构简化为如图 14 所示的一个棒—圆筒电极模型: 中心为加载直流偏压 U_{CE} 的棒状中心电极 (半径 R_1 , 长 L), 以及加载直流偏压 U_{WE} 且和棒状电极同轴心的圆筒形侧壁电极 (内径 R_2 , 长 L).

在棒状电极接地时, 此时为了维持等离子体的准中性, 等离子体电势 Φ_P 会被抬升:

$$\Phi_P = U_{WE} + \Delta\Phi_{\text{sheath}}, \quad (15)$$

式中 $\Delta\Phi_{\text{sheath}}$ 为侧壁电极鞘层电压. 如图 5 所示, 随着侧壁电压 U_{WE} 的上升, 中心棒状电极由于电压比等离子体电势低, 因此中心和屏栅收集的离子电流随 U_{WE} 的上升而增大. 此时电极可看作一单探针, 其收集的离子电流 I_{CE} :

$$I_{CE} = en_s u_B A_{\text{probe}}, \quad (16)$$

式中 n_s 为鞘层边缘等离子体密度, $u_B = \sqrt{k_B T_e / m_i}$ 为 Bohm 速度, A_{probe} 为探针表面鞘层面积, 会随着 Φ_P 增大. 此时在半径 r 处的径向电流密度 $j(r)$ 近似表示为

$$j_r(r) = \frac{I_{CE}}{2\pi L r}. \quad (17)$$

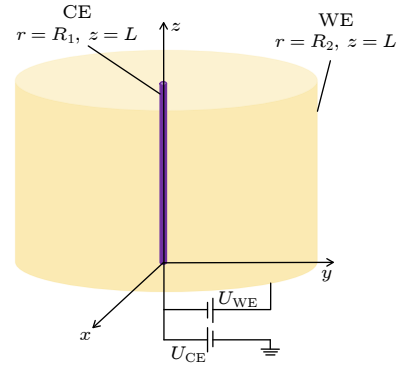


图 14 棒-圆筒电极模型

Fig. 14. Rod-cylinder electrode model.

从 (17) 式可以看到 $j_r(r) \propto 1/r$. 对于这样有电流存在的等离子体, 存在由广义欧姆定律描述的径向电场, 忽略掉方向和径向垂直的霍尔项以及电子压力梯度项, 保留碰撞导致的电阻项, 径向电场 E_r 可近似表示为

$$E_r \approx \xi j_r(r). \quad (18)$$

综合 (17) 式和 (18) 式可以看到随着半径减小, 径向电流密度 $j_r(r)$ 增强, 径向电场强度 E_r 也增强, 且与几何参数 $1/r$ 成正比.

由于 ECR 离子推力器内氩气气压 (< 1 Pa) 较低, 氩气离子平均自由程和电极间距处于同一量级, 这里通过经典力学求径向速度 $v_{ir}(r)$ 的表达式:

$$\frac{1}{2} m_i v_{ir}^2(r) = \frac{1}{2} m_i v_{ir}^2(r_0) + \int_{r_0}^r q E_r(r') dr'. \quad (19)$$

代入 $E_r = C_1/r$ (C_1 为与 I_{CE} ζ 相关的常数), 可以得到

$$v_{ir}(r) = \sqrt{v_{ir}^2(r_0) + \frac{2qC_1}{m_i} \ln\left(\frac{r}{r_0}\right)}, \quad (20)$$

式中 r_0 为离子初始位置, 可认为在 ECR 区附近. 靠近中心区域的等离子体密度随时间的变化可通过下式表示:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S - \nabla \Gamma_i, \quad (21)$$

式中 S 是源项, $\nabla \Gamma_i$ 为离子通量的散度. 在考虑中心区域无电离 ($S = 0$) 后, 由于径向上离子通量守恒, 可得到稳态 ($\partial n / \partial t = 0$) 时离子在径向上的散度 $\nabla \Gamma_{ir}$ 满足:

$$0 = \frac{\partial (r \Gamma_{ir})}{\partial r}. \quad (22)$$

径向离子通量 Γ_{ir} 的定义为等离子体密度 n 和径向速度 v_{ir} 的乘积, 从 (22) 式进一步可得到:

$$C_2 = n(r)v_{ir}(r)r, \quad (23)$$

式中, C_2 为常数, 与等离子体的初始状态有关. 将 (20) 式代入 (23) 式可得半径 r 处等离子体密度 $n(r)$ 的表达式:

$$n(r) = \frac{C_2}{r \sqrt{v_{ir}^2(r_0) + \frac{2qC_1}{m_i} \ln \left(\frac{r}{r_0} \right)}}. \quad (24)$$

(24) 式表明由于几何上的汇聚效果, 即使中心区域没有发生电离, 等离子体密度也会随半径减小而上升. 具体过程是侧壁电压 U_{WE} 升高增大了中心电极收集的离子电流 I_{CE} , 进而通过几何汇聚效应增强了指向中心的径向电场 E_r 与径向离子速度 $v_{ir}(r)$, 促使等离子体向中心输运.

图 15 所示为等离子体均匀度随 U_{WE} 的变化. 可以看到加载直流偏压对改善等离子体径向分布具有一定效果, 但呈现出先升高后降低的非单调趋势. 在侧壁电极电压低于 90 V 时是均匀度改善阶段, 这一阶段均匀度从基准工况的 0.39 提高到 90 V 时的 0.75. 出现改善的原因是 ECR 离子推力器的主电离区位于侧壁附近的 ECR 区, 导致径向等离子体密度分布不均匀. 随着 U_{WE} 的提高, 径向电场增强, 驱动离子向中心输运填充中心低密度区, 使得径向等离子体密度分布逐渐平坦. 然而当

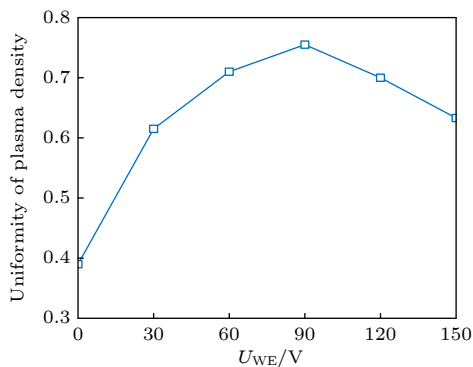


图 15 等离子体均匀度随 U_{WE} 的变化

Fig. 15. Uniformity of plasma density as a function of U_{WE} .

U_{WE} 进一步提高到 150 V 后, 均匀度反而下降至 0.63. 这是因为电场强化了等离子体向中心的汇聚作用, 中心区域等离子体密度峰值进一步升高, 使以峰谷值定义的均匀度指标出现下降.

3.4 推力和比冲

将图 10 中的 I_b 数据以及图 12 的 α 数据代入 (11) 式和 (12) 式计算得到各工况下的推力 F 和比冲 I_{sp} , 结果如图 16 所示. 可以看到, 在低 U_{WE} 工况, F 与 I_{sp} 的变化趋势与 I_b 基本一致, 随 U_{WE} 增大而上升. 然而在 U_{WE} 升高后, 尽管 I_b 的增幅减小, 甚至出现轻微下降, 但由于 α 持续减小 ($\theta_b = 2\alpha$ 也减小), 使得 (11) 式中的发散修正项 $\cos\theta_b$ 增大, 最终使离子产生的推力在推力器轴向的分量增大. 对于近似轴对称的束流分布, 径向推力分量在周向积分后趋于抵消, 而轴向推力分量的增大将直接体现为推力的提升. 因此, 即使在 I_b 停止增长甚至略有下降时, F 与 I_{sp} 仍可能保持增长或下降幅度减缓.

为直观展示上述机制, 以 0.6 sccm 流量、23.7 W 微波功率对应的工况为例, 结合图 10、图 12、图 16 的数据进行分析. 对于 α , 随着 U_{WE} 从 0 V 增大至 150 V, α 由 14.35° 减小至 7.76° , 对应的 $\cos\theta_b$ 由 0.88 提高到 0.96. 对于 I_b , 随着 U_{WE} 从 0 V 增大至 60 V, I_b 从 13.31 mA 增大到 19.06 mA, 增幅 43%; 随着 U_{WE} 进一步增大到 150 V, I_b 只增大到 19.86 mA, 增幅 4%. 对于 F 与 I_{sp} , 随着 U_{WE} 从 0 V 增大至 60 V, F 从 0.58 mN 增长到 0.88 mN, I_{sp} 从 1020 s 增长到 1535 s, 增幅 52%; 随着 U_{WE} 进一步增大到 150 V, F 增长到 0.96 mN, I_{sp} 增长到 1673 s, 增幅 9%. 可以看到由于 $\cos\theta_b$ 随 U_{WE} 增长, F 与 I_{sp} 的增幅要大于 I_b 的增幅.

本实验工况下 F 的范围为 0.19—0.96 mN, I_{sp} 最高 1673 s. 随着 U_{WE} 从 0 V 增大到 150 V, 在 0.6 sccm 氙气流量, 23.7 W 微波功率工况下 F 最多可以从 0.58 mN 提升到 0.96 mN, I_{sp} 从 1020 s 提高到 1673 s, 提高幅度 65%. 证明加载直流偏压对提升推力器性能有一定效果.

4 结论与展望

本文提出侧壁加载直流偏压主动调节 ECR 离子推力器内等离子体均匀度的方案, 在直径 50 mm 柱形会切场推力器上开展实验验证, 结论如下.

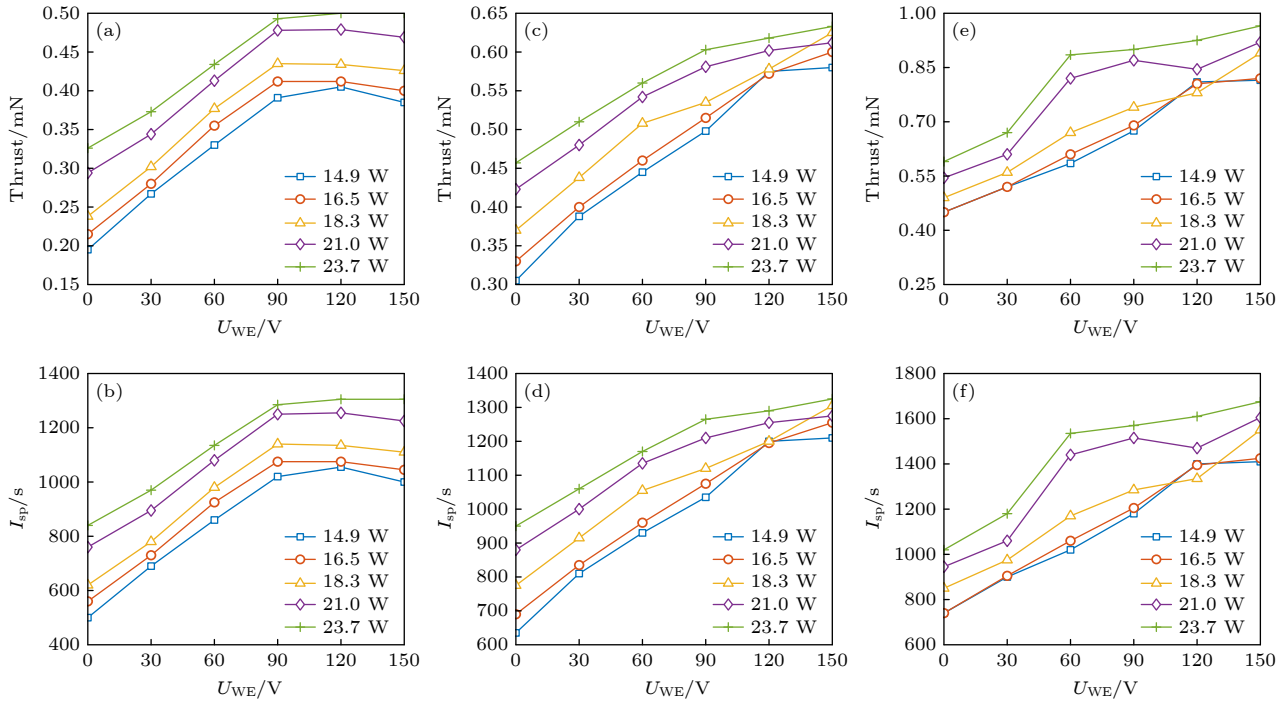


图 16 推力器的 F 和 I_{sp} 随 U_{WE} 的变化 (a) 0.4 sccm 氙气流量下 F ; (b) 0.4 sccm 氙气流量下 I_{sp} ; (c) 0.5 sccm 氙气流量下 F ; (d) 0.5 sccm 氙气流量下 I_{sp} ; (e) 0.6 sccm 氙气流量下 F ; (f) 0.6 sccm 氙气流量下 I_{sp}

Fig. 16. F and I_{sp} as a function of U_{WE} : (a) F at 0.4 sccm xenon flow rate; (b) I_{sp} at 0.4 sccm xenon flow rate; (c) F at 0.5 sccm xenon flow rate; (d) I_{sp} at 0.5 sccm xenon flow rate; (e) F at 0.6 sccm xenon flow rate; (f) I_{sp} at 0.6 sccm xenon flow rate.

1) 侧壁加载直流偏压可改善等离子体的径向均匀度. 在 0.6 sccm 氙气流量、14.9 W 微波功率下, 侧壁偏压 U_{WE} 由 0 V 提升到 90 V 后等离子体均匀度由 0.39 提升至 0.75. 但当偏压超过 90 V 后, 由于离子过度向中心汇聚, 均匀度反而下降至 0.63. 这表明该方法在优化均匀度时存在最佳偏压区间.

2) 侧壁加载直流偏压可提高推力器性能. 在 0.6 sccm 氙气流量、14.9 W 微波功率工况下, 束流发散半角最大降低约 7.46° ; 在 0.6 sccm 氙气流量、23.7 W 微波功率工况下, 推力与比冲提升约 65%. 然而性能提升伴随束流聚焦状态的变化, 高偏压下加速栅电流上升可能带来栅极侵蚀加速的风险, 因此工程应用中需要在性能和栅极寿命之间进行综合权衡, 确定工作偏压范围.

后续工作中计划首先开展 ECR 共振面、微波注入、气体注入的协同匹配优化, 提升推力器在不加载直流偏压时基准工况的性能. 以此开展多电极协同控制等离子体均匀性的设计, 减轻单中央电极设计下中心等离子体密度过高的问题. 最后基于 ECR 离子推力器无需空心阴极点火的特性, 研究碘工质等新型替代工质的推力器工作特性.

参考文献

- [1] Cheng J, Wan S, Liu G H, Zhang Y 2023 *J. Propuls. Technol.* **44** 10 (in Chinese) [程蛟, 万松, 刘国华, 张优 2023 推进技术 **44** 10]
- [2] Foster J E, Haag T, Patterson M, Williams G J Jr, Covey J S, Carpenter C, Kamhawi H, Malone S, Elliot F 2004 *40th Joint Propulsion Conference & Exhibit* Fort Lauderdale, Florida, USA, July 11–14, 2004 p3812
- [3] Kuninaka H, Nishiyama K, Shimizu Y, Hosoda S, Koizumi H, Kawaguchi J 2007 *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* Cincinnati, Ohio, USA, July 8–11, 2007 p5194
- [4] Meng S F, Zhu X M, Yu D R 2023 *Class. Quantum Grav.* **40** 175006
- [5] Meng S F, Zhu X M, Kang Y Q, Wang Y F, Ning Z X, Yu D R 2022 *Vacuum* **202** 111138
- [6] Tani Y, Tsukizaki R, Koda D, Nishiyama K, Kuninaka H 2019 *Acta Astronaut.* **157** 425
- [7] Yamashita Y, Tani Y, Tsukizaki R, Koda D, Nishiyama K, Kuninaka H 2019 *36th International Electric Propulsion Conference* Vienna, Austria, September 15–20, 2019 p354
- [8] Nishiyama K, Kuninaka H, Shimizu Y, Toki K 28th *International Electric Propulsion Conference* Toulouse, France, March 17–21, 2003 p85
- [9] Fu S H, Ding Z F 2021 *Phys. Plasmas* **28** 033510
- [10] Fu S H, Ding Z F, Ke Y J, Tian L C 2020 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **48** 676
- [11] Yamashita Y, Tsukizaki R, Koda D, Tani Y, Shirakawa R, Hattori K, Nishiyama K 2021 *Acta Astronaut.* **185** 179
- [12] Ke Y J, Sun X F, Chen X K, Tian L C, Zhang T P, Zheng M F, Jia Y H, Jiang H C 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 095503
- [13] Zhu K W, Yu X W, Zhou M J, Li Y T, Han L F, Huang W B 2019 *36th International Electric Propulsion Conference*

- Vienna, Austria, September 15–20, 2019 p756
- [14] Usui M, Nishiyama K, Kuminaka H 2007 *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* Cincinnati, Ohio, July 8–11, 2007 p5195
- [15] Zhao Y D, Li J P, Zhang T P, Jiang H C, Wang L, Guo D Z, Yang W 2021 *J. Propuls. Technol.* **42** 2633 (in Chinese) [赵以德, 李建鹏, 张天平, 江豪成, 王亮, 郭德洲, 杨威 2021 *推进技术* **42** 2633]
- [16] Wu J H, Zeng M, Liu H, Yu D R 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 235209 (in Chinese) [吴嘉浩, 曾明, 刘辉, 于达仁 2025 *物理学报* **74** 235209]
- [17] Long J F, Zhang T P, Yang W, Sun M M, Jia Y H, Liu M Z 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 022901 (in Chinese) [龙建飞, 张天平, 杨威, 孙明明, 贾艳辉, 刘明正 2018 *物理学报* **67** 022901]
- [18] Li J P, Zhao Y D, Jin W Y, Zhang X M, Li J, Wang Y L 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 195203 (in Chinese) [李建鹏, 赵以德, 靳伍银, 张兴民, 李娟, 王彦龙 2022 *物理学报* **71** 195203]
- [19] Fu Y L 2022 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Northwestern Polytechnical University) (in Chinese) [付瑜亮 2022 博士学位论文 (西安: 西北工业大学)]
- [20] Xue S 2025 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Beijing University of Chemical Technology) (in Chinese) [薛爽 2025 博士学位论文 (北京: 北京化工大学)]
- [21] Liang C 2020 *M. S. Thesis* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [梁崇 2020 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [22] Niu X, Liu H, Yu D R 2024 *Chin. J. Aeronaut.* **37** 121

Design and experimental study of an ECR ion thruster with DC bias for adjustable plasma density uniformity^{*}

HUANG Yuzhang LIU Hui[†]

(Institute of Advanced Power Technology, School of Energy Science and Engineering,
Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 14 February 2026; revised manuscript received 11 March 2026)

Abstract

Electron cyclotron resonance (ECR) ion thruster faces significant challenges under low-power and low-mass-flow-rate conditions. The strong magnetic confinement required for ECR discharge often leads to severe plasma non-uniformity within the discharge chamber, which significantly limits thrust density and shortens grid service life due to poor beam focusing. To address these issues, this paper proposes an active control method by applying a direct current (DC) bias to the side wall of the thruster. A 50 mm diameter cylindrical cusp ECR ion thruster was designed and integrated with a side-wall electrode and a central rod electrode. By applying a DC bias of 0–150 V to the side wall, a radial electric field pointing towards the center of the discharge chamber was established to drive ions across the magnetic field lines. The effects of the DC bias on the current characteristics, ion beam parameters, and radial plasma distribution were systematically investigated, and a rod-cylinder electrode theoretical model was established to elucidate the underlying physical mechanisms. The experimental results demonstrate that the proposed method effectively modulates the plasma transport and focusing state. Specifically, under the operating condition of 0.6 sccm (1 sccm = 1 mL/min @0°C, 1.013×10^5 Pa) xenon flow and 14.9 W microwave power, the plasma uniformity was significantly improved from 0.39 to 0.75 by adjusting the side-wall voltage to 90 V. When the side-wall voltage reached 150 V, the beam divergence half-angle was reduced from 14.77° to 7.31° . Most notably, both thrust and specific impulse were enhanced by approximately 65% under the optimal operating conditions compared to the unbiased case. The analysis of current characteristics confirms that the discharge transitions from a magnetic confinement-dominated mode to an electric field-driven transport mode, effectively filling the central low-density zone. This study validates the feasibility of using electric-field-assisted method to flexibly optimize the comprehensive performance of ECR thrusters without altering their physical structures, providing a new strategy for the design of micropropulsion systems.

Keywords: electron cyclotron resonance ion thruster, direct current bias, uniformity of plasma density, active control

DOI: 10.7498/aps.75.20260255

CSTR: 32037.14.aps.75.20260255

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52376023) and the Key Research and Development Program of Heilongjiang Province, China (Grant No. 2024ZX05B07).

[†] Corresponding author. E-mail: thruster@126.com



一种可加载直流偏压调节等离子体均匀度的电子回旋共振离子推力器设计和实验

黄昱璋 刘辉

Design and experimental study of an ECR ion thruster with DC bias for adjustable plasma density uniformity

HUANG Yuzhang LIU Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 140502 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260255

CSTR: 32037.14.aps.75.20260255

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260255>

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

放电室长度对电子回旋共振离子推力器性能的影响机理

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

物理学报. 2023, 72(17): 175204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230719>

磁场对电子回旋共振中和器等离子体与电子引出影响的数值模拟

Numerical simulation of magnetic field influence on plasma and electron extraction of electron cyclotron resonance neutralizer

物理学报. 2024, 73(16): 165203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240612>

应用于电推进的碘工质电子回旋共振等离子体源

Iodine electron cyclotron resonance plasma source for electric propulsion

物理学报. 2023, 72(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230785>

HL-2A装置上电子回旋共振加热沉积位置影响鱼骨模主动控制效果的实验研究

Effect of deposition location of electron cyclotron resonance heating on active control of fishbone modes in the HL-2A tokamak

物理学报. 2023, 72(21): 215208 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230696>

霍尔推力器中电子碰撞及等离子体密度和磁场梯度激发的不稳定性

Instabilities triggered off by electron collision, plasma density gradient, and magnetic field gradient in Hall thruster

物理学报. 2025, 74(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241330>

微型电子回旋共振离子源的全局模型

Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(14): 145204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212250>