

放电室长径比对射频离子推力器影响的数值模拟研究*

杨三祥, 李兴达, 蒲彦旭, 刘超, 陈娟娟, 吴宸宸, 贾艳辉,
郭宁, 耿海, 孙新锋, 陈新伟

(兰州空间技术物理研究所 真空技术与物理重点实验室, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 为获得推力器的性能与推力器工况之间的变化规律, 利用等离子体密度平衡方程、中性气体密度平衡方程、中性气体功率平衡方程、电子功率平衡方程构成的全域模型对氙工质射频离子推力器开展了数值模拟研究。结果表明, 放电室长径比 (L/R) 的改变引起放电室壁上消耗功率的变化, 从而影响推力器的性能。在放电室体积和工质流率不变的情况下, 放电室的开口面积越大, 越有利于射频功率的转换和推力器性能的提升。此外, 改变工质流率导致离子间碰撞平均自由程和碰撞频率发生变化, 进而使推力器的射频功率转换效率、推力效率、推功比随工质流率的增加而增加, 工质利用率随着工质流率的增加而减小。

关键词: 射频离子推力器; 全域模型; 长径比; 工质流率; 数值研究

中图分类号: V439.1 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2022) 05-200946-09

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.200946

Numerical Study of Effects of Discharge Chamber Length to Diameter Ratio on Radio Frequency Ion Thruster

YANG San-xiang, LI Xing-da, PU Yan-xu, LIU Chao, CHEN Juan-juan, WU Chen-chen, JIA Yan-hui,
GUO Ning, GENG Hai, SUN Xin-feng, CHEN Xin-wei

(Science and Technology on Vacuum Technology and Physics Laboratory, Lanzhou Institute of Physics,
Lanzhou 730000, China)

Abstract: In order to achieve the variation laws of performance along the operating condition of the radio frequency ion thrusters, the global model is employed to numerically study the xenon radio frequency ion thruster. The model composes by the plasma density balance equation, neutral gas density balance equation, neutral gas power balance equation, electron power balance equation. The results show that the length to diameter ratio of the discharge chamber has an effect on thruster performance, because the power consumed on the chamber wall is changing with the draw ratio. The power transfer efficiency and the performance of the thruster are increasing with the increase of the opening area of the discharge chamber, when the volume of discharge chamber and flow rate of propellant are constant. On the other hand, the radio power transfer efficiency, thrust efficiency, thrust power efficiency increase and mass utilization efficiency decreases with mass flow rate increasing, because the collision frequency and collision mean-free path are varying with the rate of the propellant.

* 收稿日期: 2020-11-27; 修订日期: 2021-01-25。

基金项目: 甘肃省科技计划 (20JR10RA478; 18JR3RA412)。

作者简介: 杨三祥, 博士, 工程师, 研究领域为空间电推进技术。

通讯作者: 耿海, 硕士, 高级工程师, 研究领域为空间电推进技术。

引用格式: 杨三祥, 李兴达, 蒲彦旭, 等. 放电室长径比对射频离子推力器影响的数值模拟研究[J]. 推进技术, 2022, 43(5): 200946. (YANG San-xiang, LI Xing-da, PU Yan-xu, et al. Numerical Study of Effects of Discharge Chamber Length to Diameter Ratio on Radio Frequency Ion Thruster[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(5):200946.)

Key words: Radio frequency ion thruster; Global model; Length to diameter ratio; Mass flow rate; Numerical study

1 引言

射频离子推力器具有结构简单、寿命长、推力连续精确可调、易于开展扩比和缩比设计等优点,在空间电推进领域具有广泛的应用价值^[1]。在中高功率级别^[2-3],射频离子推力器与传统的考夫曼离子推力器和霍尔推力器性能相当,非常适用于地球同步轨道卫星位置保持和轨道转移、深空探测主推进、航天器姿态控制等任务。在小功率级别^[4-6],射频离子推力器相比于传统的考夫曼离子推力器和霍尔推力器,更易于在保证一定效率的前提下实现集成化、轻量化缩比设计。此外,相比于真空弧推力器、脉冲等离子体推力器等,射频离子推力器在微小功率下更容易获得高总冲,实现推力连续可调,适用于航天器阻尼补偿、轨道升降、位置保持、姿态控制、编队飞行、发射误差修正等任务。

射频离子推力器工作时通过射频电源对缠绕在圆柱形放电室上的射频线圈施加一定频率的射频激励。在射频激励作用下,放电室内产生沿放电室轴向的磁场和角向的电场。中和器产生的电子在加速栅偏压作用下被吸引到放电室,并与放电室内的工质气体发生碰撞,使工质气体电离并产生电子。当吸收功率和耗散功率达到平衡时,就形成连续稳定的射频感性耦合放电,最后通过栅极系统将离子聚焦、加速、引出。

射频离子推力器的性能受放电室几何构型、线圈构型、工质类型、工质流率和射频功率等多种因素影响。为了深入研究以上因素对推力器性能的影响规律、获得设计参数与性能参数之间的传递函数关系,国外学者采用了不同的仿真模型进行计算,主要包括全域模型^[7-11]、二维流体模型^[12-14]、动理学模型^[15-16]、综合模型^[17-18]等。然而,在放电室体积一定的情况下,改变放电室构型对射频离子推力器影响却很少有人关注。

本文采用全域模型对射频离子推力器放电室等离子体进行了数值模拟研究。在放电室体积一定的情况下,主要针对推力器径长比和工质流率两个参数,计算了推力器推力、效率、工质利用率、射频功率转换效率等关键性能指标。

2 射频离子推力器全域物理模型

本文采用全域模型对氙工质射频离子推力器进

行研究^[8-9]。全域模型包含粒子数密度平衡方程和能量平衡方程。当推力器工作达到稳态时,放电室内等离子体满足准中性条件,即 $n = n_e = n_{Xe}$,则电子和离子密度满足方程^[8]

$$\frac{dn}{dt} = nn_g K_{iz} - nu_b \frac{A_{\text{eff}}}{V} \quad (1)$$

式中等号右边第一项表示由电离产生的等离子体;第二项表示由于壁面复合消耗的等离子体; n 为等离子体的数密度; n_g 为中性气体的数密度; $u_b = \sqrt{k_B T_e / M_{Xe}}$ 是玻姆速度,其中 T_e 为电子温度, k_B 为玻尔兹曼参数, $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$, M_{Xe} 为氙离子的质量;对于半径为 R ,长度为 L 的放电室,体积 $V = \pi R^2 L$ 。 $A_{\text{eff}} = 2h_{ra} \pi RL + 2h_{ax} \pi R^2$ 是离子与放电室壁面碰撞而导致离子损失的有效面积, h_{ra} 和 h_{ax} 分别表示径向边界和轴向边界处的等离子体密度与放电室中心处等离子体密度的比值。

$$h_{ra} \approx 0.8 \times \left[4 + \frac{R}{\lambda_i} + \frac{T_i}{T_e} \left(\frac{R}{\lambda_i} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2)$$

$$h_{ax} \approx 0.86 \times \left[3 + \frac{L}{2\lambda_i} + \frac{T_i}{5T_e} \left(\frac{L}{\lambda_i} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (3)$$

式中 $\lambda_i = (n_g \sigma_i)^{-1}$ 表示离子和中性原子碰撞的平均自由程, σ_i 为散射截面,包括电荷交换碰撞和弹性碰撞; T_i 为离子温度。

假设 T_i 与中性气体温度 T_g 相同,电子与工质气体发生碰撞时的电离系数为

$$K_{iz} = (K_{iz1} + K_{iz2}) / 2 \quad (4)$$

其中

$$K_{iz1} = 6.73 \times 10^{-5} \left(\frac{k_B T_e}{e} \right)^{0.5} \exp \left(- \frac{e E_{iz}}{k_B T_e} \right) \left[3.97 + 0.643 \left(\frac{k_B T_e}{e} \right) - 3.68 \times 10^{-2} \left(\frac{k_B T_e}{e} \right)^2 \right] \quad (5)$$

$$K_{iz2} = 6.73 \times 10^{-5} \left(\frac{k_B T_e}{e} \right)^{0.5} \left[-1.031 \times 10^{-4} \left(\frac{k_B T_e}{e} \right)^2 + 6.386 \exp \left(- \frac{e E_{iz}}{k_B T_e} \right) \right] \quad (6)$$

式中 E_{iz} 为原子的电离能, e 是单位电荷量。

电子与氙原子之间还会发生激发碰撞和其他非弹性碰撞,激发碰撞的系数为

$$K_{\text{ex}} = 1.2921 \times 10^{-13} \exp\left(-\frac{eE_{\text{exc}}}{k_B T_e}\right) \quad (7)$$

式中 E_{exc} 为原子的第一激发能。假设电子弹性碰撞系数为常数 $K_{\text{el}} = 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$ 。

中性原子数密度满足平衡方程^[8]

$$\frac{dn_g}{dt} = \frac{Q_0}{V} + nu_B \frac{A_{\text{eff}}}{V} - nn_g K_{\text{iz}} - \Gamma_g \frac{A_g}{V} \quad (8)$$

式中等号右边第一项代表以固定流率进入放电室的中性原子,第二项表示离子与壁面相互作用产生的中性原子,第三项表示由于电离消耗的中性原子,第四项表示从栅极小孔中流出的中性原子, Q_0 为工质气体的流率, $A_{\text{eff}} = 2h_m \pi RL + (2 - \beta_i) h_{\text{ax}} \pi R^2$ 表示离子与壁面碰撞产生中性原子的有效面积, β_i 是栅极对于离子的透明度, $\Gamma_g = n_g v_g / 4$ 为中性气体的通量。

带电粒子和中性气体之间的碰撞对气体进行加热,中性气体温度 T_g 满足方程

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} n_g k_B T_g \right) &= 3 \frac{m_e}{M_{\text{Xe}}} k_B (T_e - T_g) nn_g K_{\text{el}} + \\ &\frac{1}{4} M_{\text{Xe}} u_B^2 nn_g K_{\text{in}} - \kappa \left(\frac{T_g - T_{g0}}{\Lambda_0} \right) \frac{A}{V} \end{aligned} \quad (9)$$

式中等号右边第一项表示由于电子和中性气体碰撞对中性气体的加热;第二项表示离子和中性气体碰撞对中性气体的加热;第三项表示从放电室壁面损失的热量; T_{g0} 为壁面的温度; $K_{\text{in}} = \sigma_i \bar{v}_i$ 是离子和中性气体发生弹性碰撞的概率; $\bar{v}_i \equiv \sqrt{8kT_i / (\pi M_{\text{Xe}})}$; κ 是工质气体的热导率; $\Lambda_0 = R/2.405 + L/\pi$ 是热扩散长度; $k = k_0 e_p^{1/2}$, 其中 $k_0 = \omega/c$ (c 为光速, ω 是射频频率); $\epsilon_p = 1 - \omega_{\text{pe}}^2 / (\omega(\omega - i\nu_m))$ 是等离子体的介电常数,其中 i 是虚数单位, ν_m 是弹性碰撞频率。

电子温度满足方程^[8]

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} nk_B T_e \right) = P_{\text{abs}} - P_{\text{loss}} \quad (10)$$

式中 P_{abs} 和 P_{loss} 分别表示电子的吸收和损失功率。功率的损失主要是由于对中性原子的电离、激发消耗的能量,以及对中性气体的加热和壁面上的损失^[8]。

$$\begin{aligned} P_{\text{loss}} &= E_{\text{iz}} nn_g K_{\text{iz}} + E_{\text{exc}} nn_g K_{\text{exc}} + \\ &3 \frac{m_e}{M_{\text{Xe}}} k_B (T_e - T_g) nn_g K_{\text{el}} + 7k_B T_e nu_B \frac{A_{\text{eff}}}{V} \end{aligned} \quad (11)$$

单位体积内等离子体吸收的功率为

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2V} R_{\text{ind}} I_{\text{coil}}^2 \quad (12)$$

放电室内等离子体产生的阻抗为

$$R_{\text{ind}} = \frac{2\pi N^2}{L\omega\epsilon_0} \text{Re} \left[\frac{ikRJ_1(kR)}{\epsilon_p J_0(kR)} \right] \quad (13)$$

式中 N 为射频线圈的匝数, ϵ_0 为真空中的介电常数, J_0 和 J_1 分别为零阶和一阶贝塞尔函数。

由于工质气体不能被全部电离,部分未电离的中性气体将通过栅孔逃入放电室。因此射频离子推力器的推力由未电离的中性原子和离子两部分组成。离子产生的推力为

$$F_i = \Gamma_i M_{\text{Xe}} v_{\text{beam}} A_i \quad (14)$$

中性原子产生的推力为

$$F_n = \Gamma_g M_{\text{Xe}} v_g A_g \quad (15)$$

式中 $A_i = \beta_i \pi R^2$ 和 $A_g = \beta_g \pi R^2$ 分别为离子和中性原子流出栅极的有效面积; $\Gamma_i = h_{\text{ax}} nu_B$ 是从栅极流出的离子通量; $v_{\text{beam}} = \sqrt{2e\phi_{\text{grid}}/M_{\text{Xe}}}$ 是离子束的速度, ϕ_{grid} 是屏栅和加速栅间的电势差; v_g 是中性气体的热速度。

离子推力功率和中性气体推力功率分别为

$$P_i = \frac{1}{2} M_{\text{Xe}} v_{\text{beam}}^2 \Gamma_i A_i \quad (16)$$

$$P_n = \frac{1}{2} M_{\text{Xe}} v_g^2 \Gamma_g A_g \quad (17)$$

射频线圈产生功率的转换效率 ξ , 推力效率 γ , 推功比 s , 工质利用率 η 可以分别表示为^[8]

$$\xi = R_{\text{ind}} / (R_{\text{ind}} + R_{\text{coil}}) \quad (18)$$

$$\gamma = (P_i + P_n) / (P_i + P_n + P_{\text{RF}}) \quad (19)$$

$$s = (F_i + F_n) / P_{\text{RF}} \quad (20)$$

$$\eta = \Gamma_i A_i / Q_0 \quad (21)$$

射频线圈产生的总的功率为

$$P_{\text{RF}} = \frac{1}{2} (R_{\text{ind}} + R_{\text{coil}}) I_{\text{coil}}^2 \quad (22)$$

式中 R_{coil} 为线圈电阻, I_{coil} 为线圈中的电流。

对于给定的离子光学系统,其引出离子电流密度受 Child-Langmuir 定律的限制,即离子光学系统能够引出的最大离子电流密度为^[8]

$$J_{\text{CL}} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M_{\text{Xe}}} \right)^{1/2} \frac{\phi_{\text{grid}}^{3/2}}{d^2} \quad (23)$$

式中 d 表示栅极间距。

结合式(11)和式(12),采用四阶龙格-库塔法可以自洽的进行式(1)、式(8)~式(10)构成的刚性微分方程组的求解。对于氙工质射频离子推力器,假设在放电室内部中性原子只发生一次电离和激发反应,如下式所示。



氙原子的电离能为 $E_{iz} = 12.127\text{eV}$, 激发能为 $E_{exc} = 11.6\text{eV}$, 热传导率为 $\kappa = 0.0057\text{W/K}$ 。射频线圈匝数 $N = 5$, 射频频率为 $\omega = 13.56\text{MHz}$, 线圈中的电流 $I_{coil} = 26\text{A}$, 线圈的电阻为 $R_{coil} = 2\Omega$ 。

3 数值计算结果与讨论

3.1 放电室尺寸对射频离子推力器性能的影响

通常情况下, 射频离子推力器的放电室为圆柱形。在射频功率、线圈匝数不变的情况下, 半径 R 和长度 L 直接影响放电室内等离子体的阻抗 R_{ind} , 如式(13)所示。本文假设放电室体积 $V = 1.0 \times 10^{-3}\text{m}^3$ 不变, 通过改变 R/L 的比值来研究放电室的构型对推力器性能的影响。假设工质流率 $Q_{mgs} = 5.0\text{mg/s}$, 单位时间内进入放电室内中性气体的数密度为 $Q_0 = Q_{mgs}/M_{Xe}$ 。放电室壁面温度为 $T_{g0} = 300\text{K}$, 电子与工质气体的弹性碰撞频率为 $\nu_m = K_{el}n_g$ 。

图1是离子光学系统引出的离子电流密度与 R/L 之间的关系。从图中可以看出, 离子电流密度随着 R/L 的增加而增加。根据离子电流密度的表达式 $J_i = e\Gamma_i$ 可知, J_i 随 R/L 的增加是因为离子通量 $\Gamma_i = h_{ax}n_u$ 的增加。 Γ_i 的增加有两个原因:(1)放电室边界和中心处的等离子体密度比值 h_{ax} 随 R/L 的增加而增加。 h_{ax} 的增加是由于离子碰撞平均自由程 λ 随着 R/L 的增加而增加;(2)电子温度的增加。

值得注意的是, 放电室内等离子体的密度随 R/L 的增加而非线性变化(如图2(a)所示), 但是中性气体的密度随着 R/L 的增加而单调减小。根据等离子体密度平衡方程可知, 造成等离子体密度先增加后减小的可能原因是:(1)放电室壁面积随 R/L 的增加先减小后增加, 因此在壁面上损失的电子数量也呈现先减小后增加的趋势。(2)随着 R/L 比值的增加, 从栅孔中引出的离子数增加(开口面积增加), 导致放

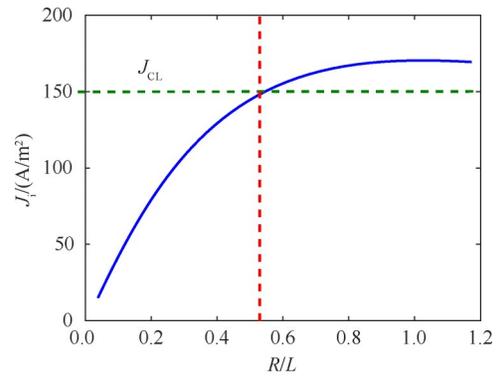


Fig. 1 Ion current density as a function of R/L

电室内等离子体密度降低。

在工质流率一定的情况下, 放电室内中性原子密度(如图2(a)所示)随 R/L 增加而减小, 其可能的原因包括:(1)电子碰撞电离使中性气体密度减小。(2)放电室开口面积随 R/L 的增加而增加, 导致从栅孔中逃逸的中性原子数增加。需要注意的是中性气体温度并不随着 R/L 的变化而单调变化, 如图2(b)所示。中性气体温度随着中性气体密度的减小而减小, 随着功率的增加而增加。在 $R/L < 0.17$ 时, 电子与中性气体频繁的发生碰撞, 一方面使中性气体被激发和电离, 另一方面通过碰撞把热量传导给中性气体。在 $R/L > 0.17$ 时, 由于中性气体密度的减小, 电子的平均自由程增加, 电子与中性气体碰撞的概率减小, 因此中性气体温度随着中性气体密度的减小而减小。

射频离子推力器的推力包含两部分, 一部分由离子光学系统引出的离子在电场加速作用下产生, 另一部分由栅孔逃出的未电离的中性气体产生。从图3可以看到, 离子产生的推力远大于中性气体产生的推力。离子产生的推力随 R/L 的增加而增加, 这是因为随着 R/L 的增加:(1)离子通量 Γ_i 增加;(2)引出离子的面积 $A_i = \beta_i \pi R^2$ 增加。中性气体产生的推力

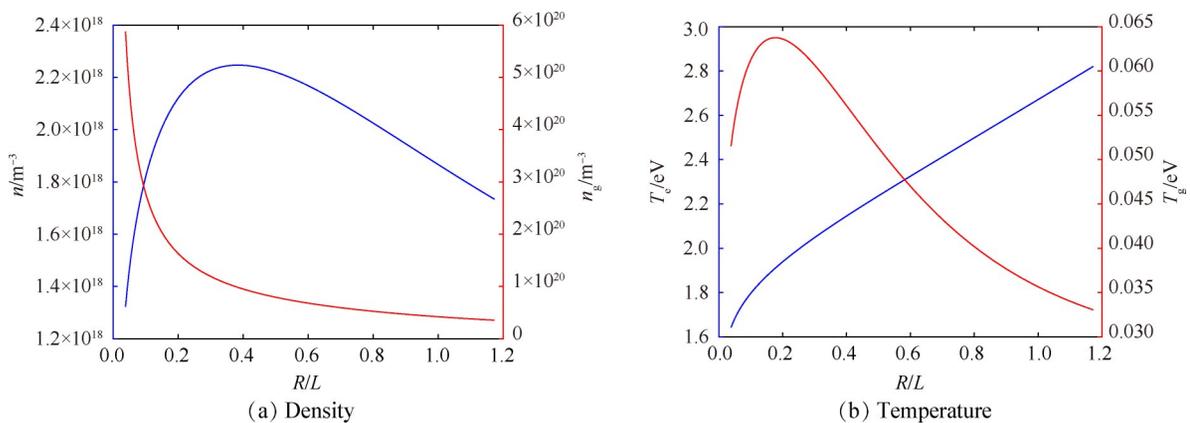


Fig. 2 Density and temperature of plasma and neutral gas as a function of R/L

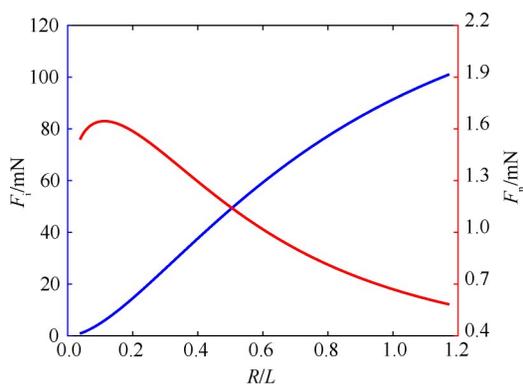


Fig. 3 Ion and atom thrust as a function of R/L

随着 R/L 发生变化的原因是中性气体通量密度 Γ_g 的变化。 Γ_g 的变化与中性气体密度 n_g , 中性气体温度 T_g 成正比, 因此中性气体产生的推力随 R/L 变化与中性气体温度随 R/L 变化趋势一致。

图 4 是功率转换效率 s , 推力效率 γ , 推功比 ξ , 和工质利用率 η 随 R/L 的变化。总体而言, 推力器的各种效率随着 R/L 的增加而增加, 即放电室口径越大、轴向长度越短, 越有利于功率转换效率和工质的利用率的提升, 这一研究结果与文献[19]中的研究结论相符。理论上 s, γ, ξ, η 随着 R/L 的增加而增加, 但是对于给定的离子光学系统, 其引出离子的能力受 Child-Langmuir 定律的限制。对于本文给定的离子

光学系统, 栅极间的电势差 $\phi_{grid} = 1000V$, 栅极间距 $d = 1mm$ 的情况下, Child-Langmuir 电流所对应 R/L 的值约为 0.55。这意味着, 即使 R/L 增大, 对于真实的推力器功率转换效率的最大值为 $s_{max} \approx 40\%$, 功率利用率的最大值为 $\gamma_{max} \approx 48\%$, 推功比为 $\xi_{max} = 50mN/kW$, 工质利用率为 $\eta_{max} = 29\%$ 。影响离子推力器性能的因素有多种, 如放电室内等离子体阻抗、等离子体温度、密度、放电室的几何构型等, 因此很难通过定性的方法来解释影响推力器效率的主要因素。

3.2 工质流率对射频离子推力器性能的影响

3.1 节中为了研究放电室体积不变时 R/L 的值对放电室内等离子体的密度、温度、以及推力器效率的影响, 假设工质以恒定的流率进入放电室。事实上, 根据全域模型可知, 工质流率与放电室结构尺寸之间存在耦合, 二者共同决定推力器放电室内部气压, 进而影响放电室等离子体特性和推力器的性能。在本节中, 通过对工质流率 Q_{mgs} 和 R/L 进行扫描, 研究工质流率和放电室尺寸耦合作用下对射频离子推力器的影响。

图 5 是离子电流密度在二维参数区间 ($Q_{mgs}, R/L$) 上的变化情况。在这里工质流率的变化为 $Q_{mgs} = 2.6 \sim 10mg/s$, 放电室体积 $V = 1.0 \times 10^{-3} m^3$ 保持不变。

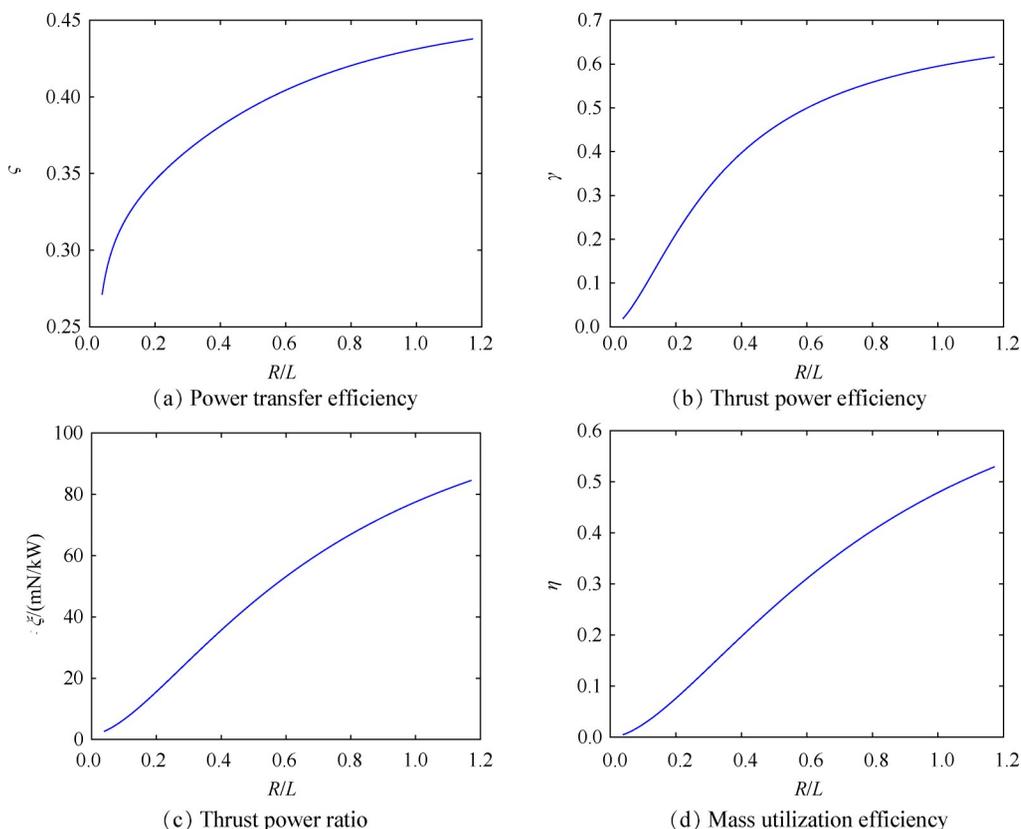


Fig. 4 Radio frequency thruster performance as a function of R/L

总体上,离子电流密度随着工质流率 Q_{mgs} 的增大而增加。在工质流率较大的情况下, R/L 的值越大,离子电流密度越大。导致这一结果的原因是放电室内等离子体密度增加。放电室体积不变的情况下,工质流率的增加意味着放电室内中性气体密度的增加,电子的碰撞平均自由程减小,电子与中性气体碰撞的概率增加,放电室内等离子体的密度也相应的增加(如图 6(a)所示),因此从离子光学系统引出的离子电流密度增加。图 5 所示的结果与李建鹏等^[20]通过实验得到的工质流率与推力器离子束流之间的变化规律一致。

图 6 是等离子体密度和电子温度与工质流率和放电室尺寸之间的关系。在放电室尺寸一定的情况下,等离子体密度随着工质流率的增加而增加,这一点很容易理解。在氙原子的电离能和电离截面保持不变的情况下,中性原子的密度越大,由电子碰撞电离产生的等离子体越多。放电室内电子温度随着工质流率的增加而单调减小,如图 6(b)所示。电子温度的减小是由于放电室内中性气体密度增加,如图 7(a)所示,电子与中性气体之间发生碰撞的概率增加,电子自身所携带的能量被用于中性原子的电离和

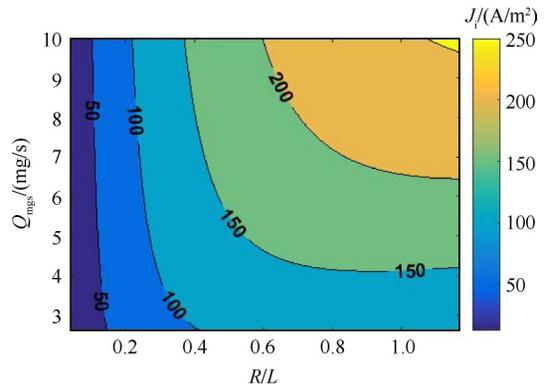


Fig. 5 Ion current density varies in the $(Q_{\text{mgs}}, R/L)$ domain

激发,最终导致电子温度降低,中性气体温度增加,如图 6(b)和 7(b)所示。需要说明的是上述解释只是定性的分析,由于等离子体密度、电子温度、中性气体密度、中性气体温度通过密度平衡方程和能量平衡方程相互耦合,构成了一个非线性相互作用的系统,因此很难采用定量分析的方法对上述模拟结果进行解释。

由式(14)可知,离子产生的推力与离子电流密度成正比,即离子产生的推力和离子电流密度在二维参数区间 $(Q_{\text{mgs}}, R/L)$ 内具有相同的变化趋势,如

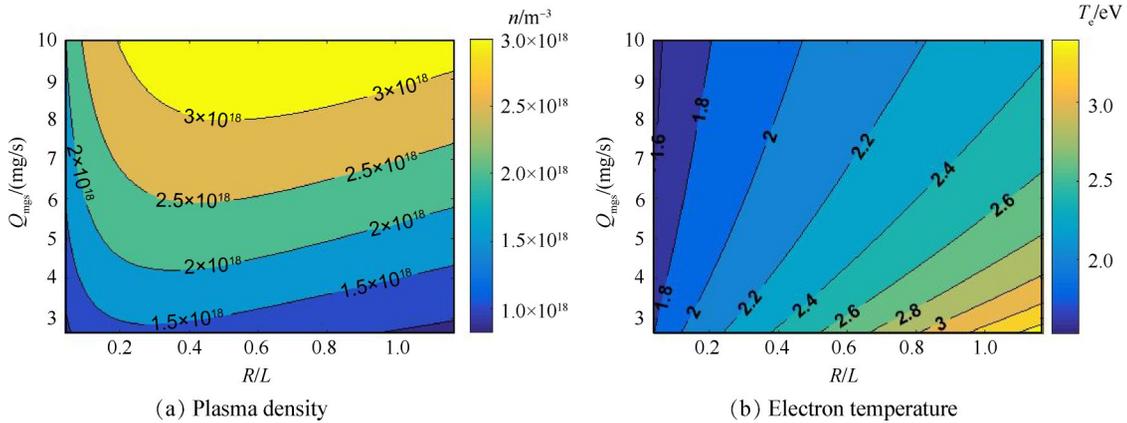


Fig. 6 Numerical results of plasma property in the $(Q_{\text{mgs}}, R/L)$ domain

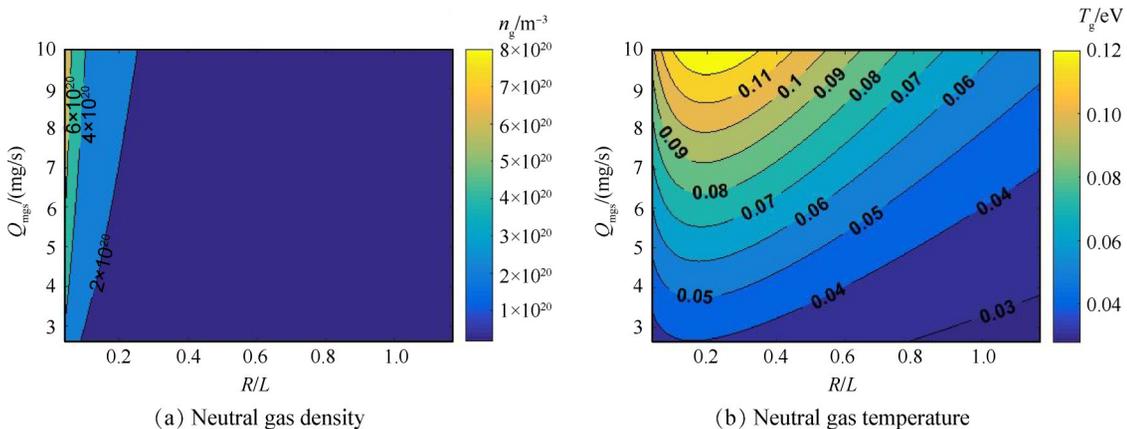


Fig. 7 Numerical results of neutral gas property in the $(Q_{\text{mgs}}, R/L)$ domain

图 5 和图 8(a)所示。中性原子产生的推力随着工质流率增加而增加是因为:放电室体积不变的情况下,放电室内中性原子的密度随着工质气体流率的增加而增加,放电室内未被电离的中性原子数增加,导致从栅孔中逃逸出的中性原子的数密度增加,使得由原子产生的推力随着工质气体流率的增加而增加,如图 8(b)所示。

图 9 是射频离子推力器的功率转换效率 ς , 推力效率 γ , 推功比 ξ 以及工质利用率 η 在 $(Q_{mgs}, R/L)$ 平面上的变化关系。需要说明的是,在这里假设离子

光学系统引出的离子电流密度不受 Child-Langmuir 定律的限制,即离子电流密度可以随着工质气体流率的增加而无限增加。从图中可以看出,功率转换效率、推力效率、推功比随着工质流率的增加而增加,但是工质利用率随着工质流率的增加而减小。导致这一结果的原因与射频功率 P_{RF} 有关,如图 10 所示。由于离子光学系统引出的离子电流密度不受 Child-Langmuir 定律的限制,因此射频功率将随着工质气体流率的增加而增加。在 R/L 一定的情况下,由式(22)可知, P_{RF} 的变化主要与放电室内等离子体的

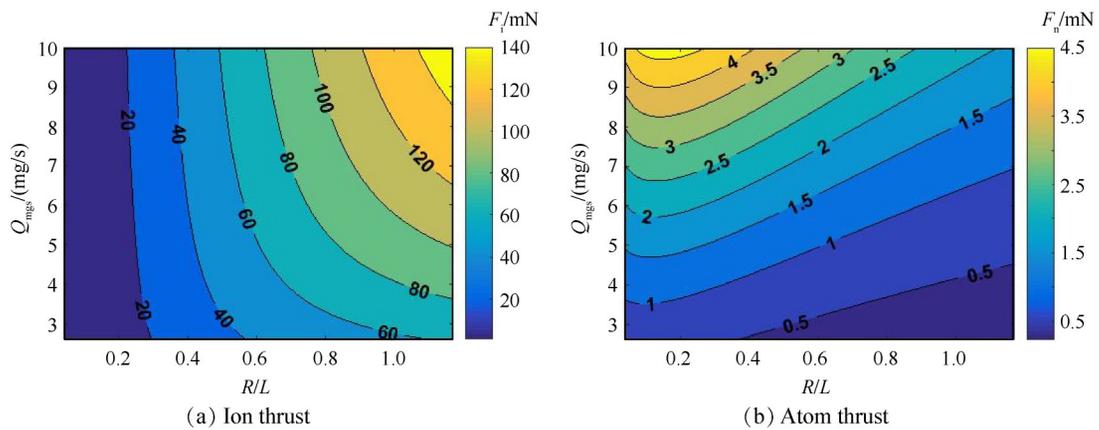


Fig. 8 Numerical results of thrust in the $(Q_{mgs}, R/L)$ domain

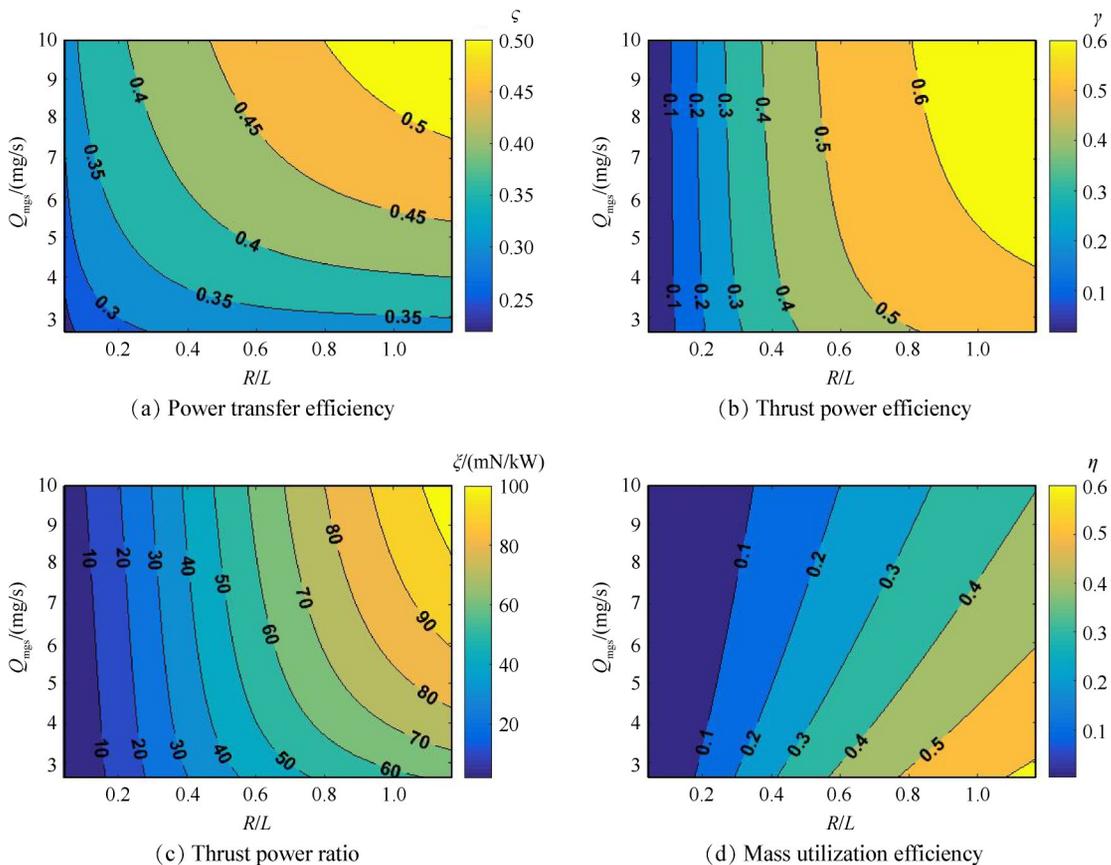


Fig. 9 Numerical results of thruster performance in the $(Q_{mgs}, R/L)$ domain

阻抗 R_{ind} 的变化有关,而等离子体阻抗的变化主要由等离子体电导率 ϵ_p 变化引起。

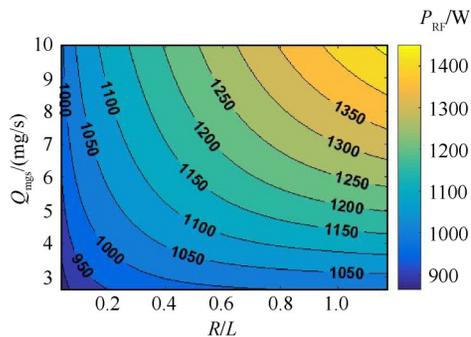


Fig. 10 Radio frequency power varies in the $(Q_{mgs}, R/L)$ domain

4 结论

本文利用全域模型对射频离子推力器放电室内等离子体密度、电子温度、中性气体密度、中性气体温度以及射频离子推力器性能参数进行了数值研究,得到以下结论:

(1)在放电室体积和工质流率不变的情况下,离子电流密度、电子温度、中性气体温度,推力器功率利用率、推功比,以及工质利用率等随着 R/L 的增加而增加。这意味着对于射频离子推力器,在其他工况不变的情况下,放电室开口面积越大,轴向长度越短,越有利于推力器性能的提升。

(2)在放电室体积不变的情况下,由于放电室内的压强随工质流率的增加而增加,粒子间的碰撞平均自由程减小、碰撞概率增加导致离子电流密度、等离子体密度,离子速度、推力、功率转换效率、功率利用率、推功比随着工质流率的增加而增加,工质的利用率随着工质流率的增加而减小。

本文的研究结果表明:在保持推力器体积不变的情况下,通过调节放电室的构型以及工质流率,可以在一定范围内调节推力器的性能。但是,本文计算中没有考虑束流发散角、放电室内二价氙离子对推力器性能的影响,后续将以该模型为基础,考虑多原子分子(如水、碘、二氧化碳等)作为推进剂情况下,放电室内等离子体特性及推力器的性能的变化规律。

致谢:感谢甘肃省科技计划基金资助。

参考文献

[1] Loeb H W, Schartner B, Meyer D, et al. Forty Years of

Giessen EP-Activities and the Recent RIT-Microthruster Development [C]. *Princeton: The 29th International Electric Propulsion Conference*, 2005.

[2] Killinger R, Leiter H. RITA-Ion Thruster Systems for Commercial and Scientific Applications[R]. *AIAA 2005-3886*.

[3] Leiter H, Kukies R, Killinger R. RIT-22 Ion Propulsion System: 5000h Endurance Test Results and Life Prediction[R]. *AIAA 2007-5198*.

[4] Loeb H W, Schartner H, Weis S, et al. Development of RIT-Microthrusters [C]. *Vancouver: Proceedings of the 55th International Astronautical Congress*, 2004.

[5] Leiter H, Ellerbrock H, Berger M, et al. Development of a Miniaturized RF Ion Engine System for Commercial and Scientific applications[R]. *AIAA 2011-6070*.

[6] Tsay M, Model J, Barcroft C, et al. Integrated Testing of Iodine BIT-3 RF Ion Propulsion System for 6U Cubesat Applications [C]. *USA: The 35th International Electric Propulsion Conference*, 2017.

[7] Goebel D. Analytical Discharge Model for RF Ion Thrusters[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2008, 36 (5): 2111-2121.

[8] Chabert P, Monreal J, Bredin J. et al. Global Model of a Gridded-Ion Thruster Powered by a Radiofrequency Inductive Coil[J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19(7).

[9] Grondein P, Lafleur T, Chabert P, et al. Global Model of an Iodine Gridded Plasma Thruster [J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23(3).

[10] Lucken R, Marmuse F, Bourdon A, et al. Global Model of a Magnetized Ion Thruster with Xenon and Iodine [C]. *Austria: The 36th International Electric Propulsion Conference*, 2019.

[11] Tsay M, Martinez-Sanchez M. Simple Performance Modeling of a Radio-Frequency Ion Thruster [C]. *Italy: The 30th International Electric Propulsion Conference*, 2007.

[12] Turkoz E, Celik M. AETHER: A Simulation Platform for Inductively Coupled Plasma [J]. *Journal of Computational Physics*, 2015, 286: 87-102.

[13] Tsay M. Two-Dimensional Numerical Modeling of Radio-Frequency Ion Engine Discharge [D]. *Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology*, 2010.

[14] Tsay M, Martinez-Sanchez M. Two-Dimensional Simulation of a Radio-Frequency Ion Thruster Discharge [R]. *AIAA 2008-5196*.

[15] Henrich R. Development of a Plasma Simulation Tool for Radio Frequency Ion Thrusters [D]. *Germany: Physical*

- Institute Justus Liebig University Giessen*, 2006.
- [16] Takao Y, Eriguchi K, Ono K. Two-Dimensional Particle-in-Cell Simulation of a Micro RF Ion Thruster[C]. *Germany: The 32nd International Electric Propulsion Conference*, 2011.
- [17] Volkmar C, Neumann A, Ceile C, et al. Real-Time in Situ Determination of Inductively Coupled Power and Numerical Prediction of Power Distribution in RF Ion Thrusters[C]. *Atlanta: The 35th International Electric Propulsion Conference*, 2017.
- [18] Dobkevicius M, Feili D. Multiphysics Model for Radio-Frequency Gridded Ion Thruster Performance[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2017, 33(4): 939-953.
- [19] Turkoz E, Celik M. Optimization of Radio-Frequency Ion Thruster Discharge Chamber Using an Analytical Model[C]. *Turkey: The 6th International Conference on Recent Advances in Space Technologies*, 2013.
- [20] 李建鹏, 李兴达, 张兴民, 等. 射频离子推力器多元工质束流调节试验研究[J]. *推进技术*, 2020, 41(8): 1914-1920. (LI Jian-peng, LI Xing-da, ZHANG Xing-min, et al. Experimental Study on Beam Current Regulation of Diverse Propellant Types for RF Ion Thruster[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2020, 41(8): 1914-1920.)

(编辑:朱立影)