

ヘリコン静電加速スラスタ(HEST)の作動特性に対する高周波電力の影響

RF Power Effect on Operation Characteristics of Helicon Electrostatic Thruster

○市原 大輔・中川 慶哉・内賀嶋 瞭(名大・院)・岩川 輝・佐宗 章弘(名大)
山崎 拓也(三菱重工株式会社)

○Daisuke Ichihara・Yoshiya Nakagawa・Akira Uchigashima・Akira Iwakawa・Akihiro Sasoh (Nagoya university)
Takuya Yamazaki (MITSUBISHI Heavy Industries, Ltd.)

Abstract

The effect of RF plasma source input power on ion production and electrostatic acceleration characteristics of Helicon Electrostatic Thruster (HEST) in which has a RF discharge plasma source in upstream and an accelerating part consisting a ring anode and a downstream hollow cathode is investigated. A diverging magnetic field is applied in the RF plasma source and the accelerating part. The effectiveness of RF plasma source input power depends on working gas flow rate. With small flow rate (0.5Aeq) of argon operation, increasing RF power enhances working gas ionization and acceleration performance, 93% of supplied working gas was ionized and electrostatically accelerated up to 88% of discharge voltage through an axial electric field from the end of the diverging magnetic field by inputting 1.5 kW of RF power. On the other hand, with supplying large flow rate (1.0Aeq), part of inputting power is consumed to making low energy doubly charged argon ion and contribution for increasing ion energy is limited to, ion energy is up to 74% of discharge voltage with 1.5 kW of RF power. Thrust efficiency depends on the working gas ionization rate and its effective ionization cost. Therefore, thrust efficiency can be optimized by matching the input powers between RF plasma source and accelerating part.

記号の説明

$c_{i,eff}$: 実効イオン生成コスト, (4)式
 E_i : イオンビームエネルギー
 F : 推力, (1)式
 g : 重力加速度
 I_{sp} : 比推力, (2)式
 \dot{J}_1 : 作動ガス流量
 \dot{J}_2 : ホローカソード流量
 J_d : 放電電流
 $J_{E \times B}$: E×B probe 電流
 J_i : イオンビーム電流
 j_i : イオンビーム電流密度
 J_k : キーパー電流
 \dot{m} : 全質量流量
 M_i : イオン質量
 \dot{m}_i : イオン質量流量
 n_e : 電子数密度
 P_s : プラズマ源投入電力
 r, θ, z : 円筒座標
 R : Nude Faraday probe 回転半径
 T_e : 電子温度
 u_i : イオン流速

V_d : 放電電圧
 $V_{E \times B}$: E×B 印加電圧
 V_k : キーパー電圧
 V_s : 空間電位
 $\langle \theta \rangle$: イオンビーム発散半角
 η : 推力効率, (3)式

1. はじめに

化学推進と比較して高比推力を達成可能な電気推進機は宇宙機の姿勢制御あるいは軌道遷移に用いる主推進機として広く活用されるようになった¹。実際の運用では遷移時間の短縮と長期間の姿勢制御, すなわち大推力ないし高比推力での作動が共に求められる²。イオンエンジンは上流部のプラズマ生成部で生成したイオンのみを下流部の加速電極に印加した 1.0 kV 以上の加速電圧により静電加速する。推力効率 60%において比推力は 4000 秒以上を達成可能である³一方で, その推力密度は空間電荷制限の影響を受ける^{4,5}ため単機での大推力化には大型化が不可欠である。Hall thruster⁶, HEMP (high efficient multistage plasma) thruster⁷, MPD (magnetoplasmadynamic) thruster⁸は準中性プラズマを静電加速ないし電磁加速するため空間電荷制限による推力密度の上限値は存在しない。しかしながら, これらの推進機では推進剤の電離及び加速が同一領域で行われることから, 電離な

いし加速特性を独立して制御もしくは最適化することは難しい。これを受けて Zharinov らは上流部のプラズマ生成部と下流部の加速部とからなる 2 段式 Hall thruster を初めて発表した⁹。上流部の Anode と下流部の Cathode との間に中間電極を配置し、直流放電によるイオンの生成と加速とを分離して実施するものである。これ以降、これまで数多くの 2 段式 Hall thruster が開発されその作動特性の取得^{10,11}や中間電極位置の最適化^{12,13}が試みられた。Adam らは上流部に Helicon plasma 源を有する 2 段式 Hall thruster を開発しその作動特性を取得した¹⁴。プラズマ源に電力を供給しない 1 段作動時と比較して推力はわずかに増加するものの推力電力比及び推力効率は共に低下した。

Harada らは上流部の高周波プラズマ源と下流部の静電加速部とから構成される 2 段式静電加速機 Helicon Electrostatic Thruster (HEST) に成功した¹⁵。最大 1.5 kW の高周波電力で生成したアルゴンプラズマを静電加速し放電電圧相当のエネルギーを有するイオンの生成を実証した。Uchigashima の報告では Anode 形状が HEST におけるイオン加速特性に及ぼす影響が調査された¹⁶が、プラズマ源への投入電力が作動特性に与える影響はいまだ未解明であり、投入電力の最適化もなされていない。そこで本論文では HEST におけるプラズマ源への投入電力が作動ガスの電離及び加速特性に及ぼす影響を取得するとともに、プラズマ源及び加速部への投入電力比と推進性能との関係を明らかにする。

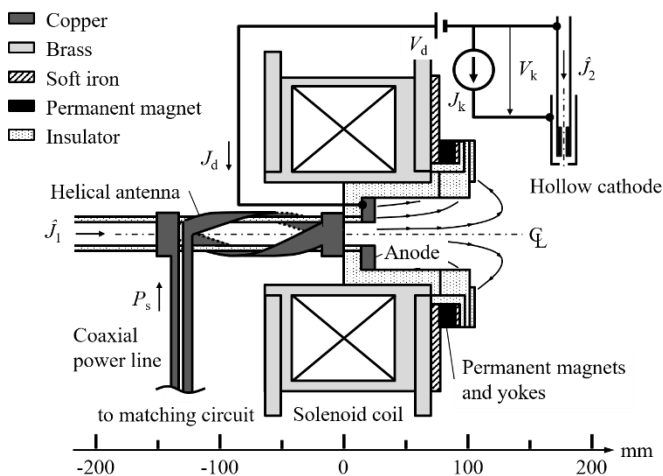


Fig. 1. Schematics of Helicon Electrostatic Thruster (HEST)

2. 実験装置及び手法

HEST の概念図を Fig. 1 に示す。上流部の高周波プラズマ源と下流部の静電加速部とから構成される。高周波プラズマ源は内径 27 mm のホットバルブ製チューブに Helical アンテナの一種である Nagoya type III アンテナ(長さ 150 mm, $m = +1$ 型)を巻き付けた。高周波放電に必要な磁場は水冷式ソレノイドコイルによって印加しアンテナ下流端がソレノイドコイル中心と一致する位置に設置した。アンテナ端から下流 25 mm には内径 27 mm, 厚さ 10 mm の銅製リング Anode を設置した。ソレノイドコイルにより印加した発散磁場は下流

部の Nd-Fe-B 磁石と Soft iron 製ヨークとからなる磁気回路によってその形状を大きく曲げられ、スラスタ下流部に磁場強度が 3 mT 未満の Field free 領域が形成される。この Field free 領域内における Anode 入口から下流 150 mm, 半径方向 70 mm の位置に Hollow cathode (DLHC-1000, Kaufman & Robinson, Inc.)を設置した。高周波プラズマ源は自動インピーダンス整合器 (MBK50, 京三製作所)を介して高周波電源 (RFK50ZH, 京三製作所)に接続し 13.56 MHz の高周波電力を反射電力がほぼ 0% の条件下においてアンテナに供給した。

Retarding Potential Analyzer (RPA)¹⁷によるイオンエネルギー分布関数 IEDF 測定結果に基づきイオンビームエネルギー E_i を算出した。また、イオンビーム電流 J_i とビーム発散半角 $\langle \theta \rangle$ とは Nude Faraday probe¹⁸により算出した。RPA ないし Nude Faraday probe をステッピングモーターとステンレス製アームとから構成される旋回装置に設置し、水平断面内において Anode 出口から 115 mm の中心軸上を中心とした半径 $R = 250$ mm の半円上における周方向分布を取得した。本論文における E_i , J_i , and $\langle \theta \rangle$ の定義は Ref. 16 と同一である。 E_i 及び中心軸上の値で規格化したイオンビーム電流密度 j_i の周方向分布を Fig. 2 に示す。 θ は旋回中心からの周方向角度である。発散半角内における E_i の変化は中心軸上の E_i に対して $\pm 5\%$ 以下であったことから、以降の議論では中心軸上の E_i を代表値として用いる。

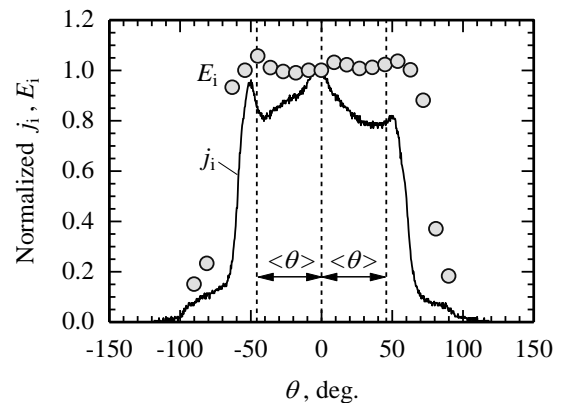


Fig. 2. θ vs. j_i , and E_i , $J_1 = 1.0$ Aeq, $J_2 = 0.36$ Aeq, $V_d = 300$ V, $P_s = 300$ W

排気プルーム中の多価イオン電流比は Fig. 3 に示す ExB probe¹⁹により取得した。ExB probe は電子除去用の金属メッシュ(0.28 mm×0.28 mm の正形状、開口率 44%), 入口オリフィス, ExB section, 出口オリフィス及びイオンコレクタで構成される。入口オリフィスは内径 4.2 mm, 長さ 6 mm とし、オリフィス出口に ExB section を接続した。ExB section 内部には Nd-Fe-B 磁石と純鉄とにより 110 mT の磁場を印加し、長さ 100 mm, 電極間距離 10 mm のステンレス製電極を 1 組用いて磁場及びイオンの運動方向と垂直に電場を印加した。内径 2.0 mm, 長さ 7 mm の出口オリフィスを ExB probe section の出口に接続し出口オリフィスから下流 8 mm の位置に直径 5 mm の捕集面を有する銅製イオンコレクタを設置した。電場印加用電極の電圧 $V_{E \times B}$ は Function generator(SG-4322,

岩崎通信機株式会社)と精密電力増幅器(4520, 株式会社エヌエフ回路設計ブロック)とを用いて0–100 Vの三角波を0.02 Hzで印加した。イオンコレクタは直列接続した15 k Ω の精密抵抗を介して接地した。精密抵抗における電圧降下量をカットオフ周波数33 HzのLPFを介して測定しコレクタに流入する電流 $J_{E \times B}$ を算出した。 $V_{E \times B}$ の変化に対して最大値で規格化した $J_{E \times B}$ の変化をFig. 4に示す。規格化した $J_{E \times B}$ を最小二乗法を用いて4つのLorentzianでFittingし各ピーク高さの比から各価イオンの電流比を算出した²⁰。各価イオンの実効加速電圧はE \times B section通過条件に基づき算出した²¹。

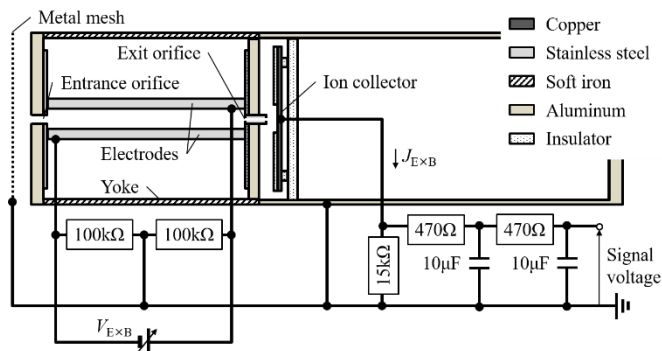


Fig. 3. Schematics of E \times B probe

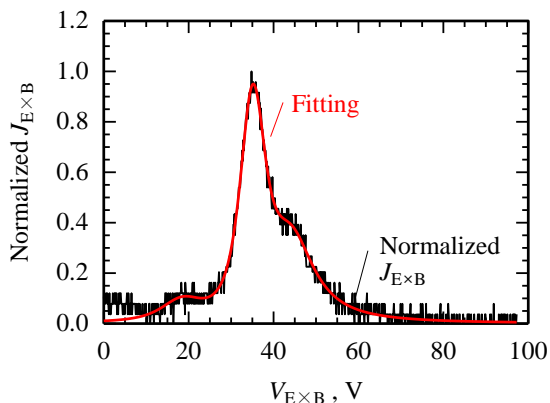


Fig. 4. Example of E \times B probe signal, $\hat{J}_1 = 1.0$ Aeq, $\hat{J}_2 = 0.36$ Aeq, $V_d = 300$ V, $P_s = 600$ W

放電室及び排気ブルーム中の電子数密度 n_e , 電子温度 T_e 測定には直径0.3 mm 実効長さ5 mmのタングステンワイヤ製 double probe を用いた。また空間電位 V_s の測定には floating emissive probe²²を使用した。直径0.185 mm, 曲率半径1 mmの熱電子放出部を5.5 Aのヒーター電流でJoule加熱し熱電子放出に必要な温度まで昇温したのち, 熱電子放出部とカソード電位との電位差を高電圧プローブで測定した。Double probe ないし floating emissive probe はステッピングモーターに設置し掃引時間を0.2 ms未満とした。

3. 実験結果と考察

3.1 実験条件 実験は全て直径1.2 m長さ3.2 mのステンレス製真空チャンバー内で実施した。チャンバー内はドライポンプ(排気速度120 L/s)とクライオポンプ(8400 L/s)とで真

空排気した。チャンバー内圧力は電離真空計を用いて計測し, 作動ガスを1.36 Aeq供給した際のチャンバー内圧力は10 mPa程度に保った。プラズマ源, Hollow cathodeには共にアルゴン(純度99.9999%)を供給した。プラズマ源への供給作動ガス流量 \hat{J}_1 は0.5, 1.0 Aeqの2通りとし, 供給電力 P_s は0–300 Wまで20 W刻みで, 300–1500 Wまでは100 W刻みで変化させ, 放電電圧 V_d は J_i , E_i 測定時において300 V, プローブ計測時は200 Vに固定した。Hollow cathodeへの供給作動ガス流量 \hat{J}_2 及びキーパー電流 J_k はそれぞれ0.36 Aeq, 2.0 Aで固定した。このとき \hat{J}_1 及び P_s を変化させた際の E_i , J_i , and J_d を各条件において最低2回測定した。以降図中のシンボルは平均値を示す。 E_i のエラーバーはRef. 16で定義される標準偏差と同一のものを表し, J_i に関しては試行回数に対する標準偏差(1σ)を示すものとする。

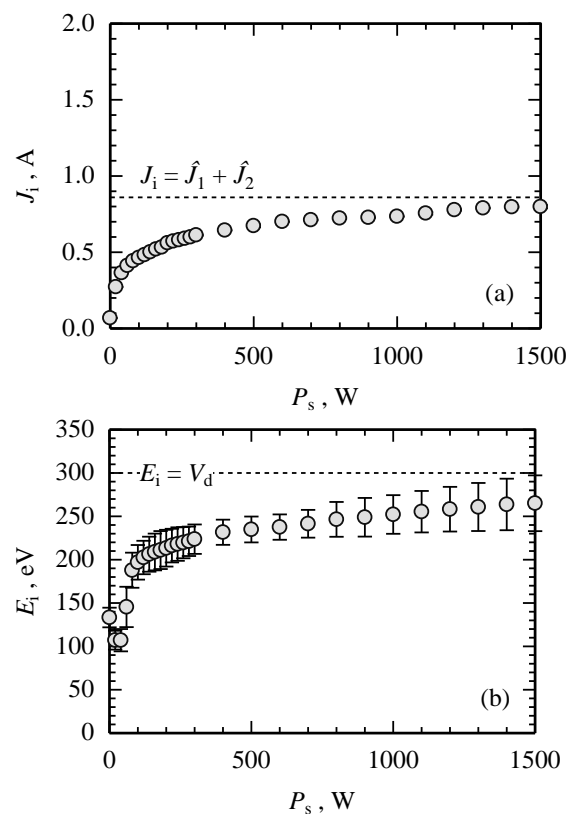


Fig. 5. P_s dependence with $\hat{J}_1 = 0.5$ Aeq, $\hat{J}_2 = 0.36$ Aeq, $V_d = 300$ V (a) P_s vs. J_i , (b) P_s vs. E_i .

3.2 $\hat{J}_1 = 0.5$ Aeqにおけるイオンビーム電流・イオンビームエネルギー特性

$\hat{J}_1 = 0.5$ Aeqとした場合の P_s の変化に対する J_i の変化をFig. 5(a)に示す。 P_s の増加に伴い J_i も増加し, 特に $P_s = 0$ Wから $P_s = 40$ Wにかけて J_i は0.07 Aから0.36 Aに急増した。その後 P_s の増加に対し J_i は緩やかに増加し, $P_s = 1500$ Wにおいて $J_i = 0.80$ Aとなった。これは供給した全作動ガス流量 $\hat{J}_1 + \hat{J}_2$ に対して93%に相当する。 P_s の変化に対する E_i の変化をFig. 5(b)に示す。 $P_s = 0$ Wから $P_s = 40$ Wにかけて E_i は133 eVから107 eVに減少した。一方 $P_s = 40$ Wから $P_s = 80$ Wにかけて E_i は107 eVから188 eVまで急増した。 $P_s = 80$ W以降, J_i 同様 P_s の増加に伴い E_i は緩やかに

増加し、 $P_s = 1500 \text{ W}$ において $E_i = 265 \text{ eV}$ となった。これは V_d に対して88%に相当し、典型的な端段式Hall thrusterの値90%²³と同水準となった。Adamらの報告¹⁴ではヘリコンプラズマ源を2段作動型Hall thrusterの1段目として使用した場合、プラズマ源への投入電力増加に伴いイオン電流値は供給作動ガス流量の50%程度まで増加する一方でイオンビームエネルギーは放電電圧の80%程度まで減少した。一方本実験では最大1500 Wの電力投入により J_i , E_i は電力非投入時に対してそれぞれ11倍、2倍に増加しており、プラズマ源はイオンの生成並びに加速に寄与することを確認した。

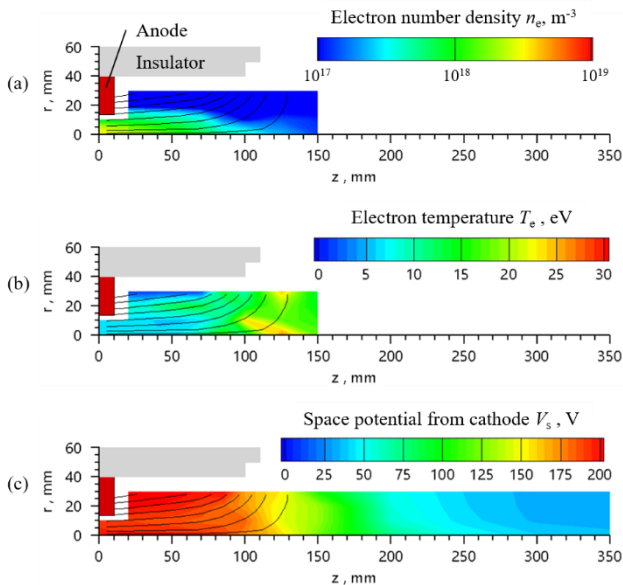


Fig. 6. n_e , T_e , and V_s distribution, $J_1 = 0.5 \text{ Aeq}$, $J_2 = 0.36 \text{ Aeq}$, $V_d = 200 \text{ V}$, $P_s = 300 \text{ W}$

次に、プローブ測定結果に基づきプラズマ源への投入電力がイオンの生成と加速とに及ぼす影響を考察する。

$V_d = 200 \text{ V}$, $P_s = 300 \text{ W}$ における n_e , T_e , and V_s 測定結果をFig. 6 (a), (b), and (c)にそれぞれ示す。中心軸上かつring anode入口を原点とする r - z 座標を定義し、 n_e , T_e , and V_s の空間分布を表す。 n_e は $(r, z) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ において 10^{18} m^{-3} オーダーとなり下流に向かうにつれて減少した。軸方向発散磁場による閉じ込め効果によって、半径方向への拡散は抑制される。 $r \leq 15 \text{ mm}$ 程度まで 10^{17} m^{-3} オーダーの密度領域が広がる一方で $r > 15 \text{ mm}$ では急激に密度が低下した。 $z = 55 \text{ mm}$ における n_e は $(r, z) = (10 \text{ mm}, 55 \text{ mm})$ において $5.1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ であるのに対し $(r, z) = (20 \text{ mm}, 55 \text{ mm})$ において $8.0 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ であった。 T_e は発散磁場終端付近に25 eV程度のピークを有し、ピーク位置より上流側では T_e は減少し $n_e \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ となる領域において T_e は6 eV程度で推移した。ヘリコンプラズマ源出口から発散磁場終端付近にかけて V_s はAnode電位と同程度であり、磁場形状が大きく湾曲し始める $z \sim 70 \text{ mm}$ 付近から軸方向に電位降下が始まる。Anode側面付近においてもAnode電位と同程度の電位領域が存在する。ここでも $(r, z) = (30 \text{ mm}, 80 \text{ mm})$ 付近から始まる軸方向発散磁場の湾曲に伴い V_s も降下し軸方向電界が誘起されるが、 $n_e < 10^{17} \text{ m}^{-3}$ である

ためRPAにより測定された平均ビームエネルギーへの寄与は小さいと推察する。

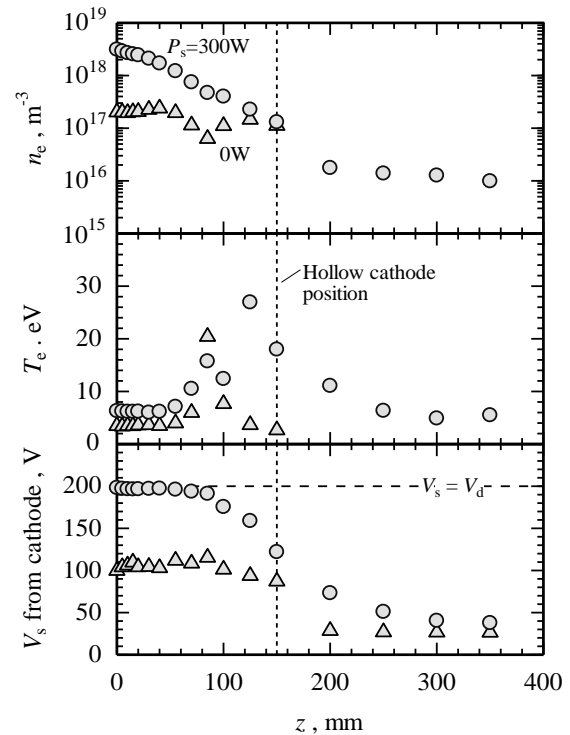


Fig. 7. n_e , T_e , and V_s distribution on axis, $J_1 = 0.5 \text{ Aeq}$, $J_2 = 0.36 \text{ Aeq}$, $V_d = 200 \text{ V}$

$P_s = 300 \text{ W}$ 及び 0 W での作動に関して、中心軸上における n_e , T_e , and V_s 分布をFig. 7に示す。 $P_s = 300 \text{ W}$ 及び 0 W における測定結果の比較を通じプラズマ源の作動が n_e , T_e , and V_s に及ぼす影響とそれに伴うイオン加速特性の変化について考察する。 $P_s = 0 \text{ W}$ における n_e は $z = 85 \text{ mm}$ に $6.3 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ の極小値を有し、 $z = 55 \text{ mm}$ にかけて上昇したのち $z < 55 \text{ mm}$ では $2.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 付近で推移した。一方で $z = 125 \text{ mm}$ においても $1.5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ のピークが存在する。このような2つのピークを有する軸方向 n_e 分布はHall thrusterにおいても測定されている。Jamesらの報告²⁴によると、推進剤の電離には軸方向電界で加速された電離電圧以上のエネルギーを有する熱電子と、周方向へ $E \times B$ ドリフトするドリフト電子とが寄与し、各ピーク位置において生成されたイオンはそれぞれ熱電子及びドリフト電子との電離衝突に対応する。 n_e が極小となる $z = 85 \text{ mm}$ において $P_s = 0 \text{ W}$ における T_e は20 eVの最大値を有し n_e の増加に伴い T_e は3.5 eV程度まで減少した。 $z = 85 \text{ mm}$ において $V_s = 115 \text{ V}$ であり、 $z > 85 \text{ mm}$ から下流に向かって減少している。したがって $z = 85 \text{ mm}$ における T_e のピークは主にHollow cathodeから放出され軸方向電界によりAnodeに向かって加速された熱電子によるものであり、上流から供給される作動ガスと電離衝突し $2.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 程度の電子数密度領域を形成したと考えられる。しかしながら $z = 125 \text{ mm}$ における電子の $E \times B$ ドリフト運動のエネルギーは、 $E_r \sim 500 \text{ V/m}$, $B_z \sim 4.5 \text{ mT}$ より、0.035 eV程度にとどまる。Jamesらの報告には低ドリフトエネルギーを有する電子との

逐次電離衝突も示唆されているが電離機構の詳細な理解にはさらなる検証を要する。

一方で $P_s = 300$ W における n_e は $P_s = 0$ W 時に対して 10 倍以上高く、Anode 入口において最大 $3.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ となり、下流に向かうにつれて単調減少した。また $P_s = 0$ W 時と同様に T_e はピークを有し $z = 125$ mm において最大値 27 eV となった。さらに T_e は $z = 85$ mm において局所的に 16 eV 程度まで増加し同位置において V_s は電位降下し始め、軸方向電界を形成した。 $\hat{J}_1 = 0.5 \text{ Aeq}$, $V_d = 200$ V における IEDF 測定結果によると $P_s = 300$ W 及び 0 W におけるビーム電位はそれぞれ 184 V, 99 V である。これは $z = 85$ mm における V_s (191 V for $P_s = 300$ W, 115 V for $P_s = 0$ W) に近い。また RPA 設置位置 ($z = 350$ mm) における V_s は $P_s = 300$ W 及び 0 W においてそれぞれ 38 V, 26 V であり IEDF に含まれる空間電位と ± 5 V 以内で一致した。以上より $\hat{J}_1 = 0.5 \text{ Aeq}$ ではイオンの生成・加速に対してプラズマ源は大きく寄与し、プラズマ源にて生成された 10^{18} m^{-3} オーダーのイオンは発散磁場終端付近からの軸方向電界によって Anode 電位付近から静電加速され E_i 相当の運動エネルギーを獲得することが明らかとなった。

3.3 $\hat{J}_1 = 1.0 \text{ Aeq}$ におけるイオンビーム電流・イオンビームエネルギー特性 $\hat{J}_1 = 1.0 \text{ Aeq}$ とした場合の P_s の変化に対する J_i の変化を Fig. 8 (a) に示す。 $P_s = 40$ W を境に P_s に対する J_i の依存性は変化した。 $P_s \leq 0$ W では P_s の増加に伴い J_i は減少し $P_s = 0$ W において $J_i = 1.0$ A であった。これは全作動ガス流量の 77% に相当し同 P_s 供給時における $\hat{J}_1 = 0.5 \text{ Aeq}$ での作動に対して 15 倍大きい。Double probe 測定から $(r, z) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ における T_e は 3 eV 程度であり、このとき電離衝突に対するレート定数は $2.5 \times 10^{-16} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ である²⁵。一方、作動ガス温度を 300 K と仮定すると、熱速度は 400 m/s であり、このとき供給作動ガス流量に基づく中性粒子数密度は $2.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ となる。よって電離衝突の平均自由時間は 0.14 ms, Anode 入口から Hollow cathode 設置位置までの距離 0.15 m を通過するのに要する時間は 0.37 ms となり両者は同じオーダーとなる。以上より $P_s = 0$ W におけるイオン生成は Hollow cathode から放出された熱電子との電離衝突によるものと考えられる。 $P_s = 40$ W 以降 J_i は増加に転じ $P_s = 400$ W において J_i は $\hat{J}_1 + \hat{J}_2$ に一致した。 $P_s > 400$ W における J_i は $\hat{J}_1 + \hat{J}_2$ を上回り $P_s = 1500$ W において J_i は $\hat{J}_1 + \hat{J}_2$ の 1.2 倍となった。 $P_s = 500$ W – 700 W における E×B probe を用いた排気ブルーム中の多価イオン電流比測定から、 J_i に対するアルゴン 2 価イオンの電流割合は $P_s = 500$ W から 700 W への増加に伴い 22% から 27% に増加した。

P_s の変化に対する E_i の変化を Fig. 8 (b) に示す。 $P_s < 40$ W において E_i は 44 eV まで減少し、 $P_s \approx 200$ W 付近まで 60 eV 程度で推移した後、 $P_s > 200$ W より増加に転じた。しかしながら、 P_s の増加に伴う E_i の増加は頭打ちとなり $P_s = 1500$ W において 223 eV となった。これは V_d に対して 74% に相当する。1 価及び 2 価イオンの実効加速電圧は、 $P_s = 600$ W においてそれぞれ 186 V, 143 V であった。Kim らは Hall thruster の排気ブルーム中に含まれる多価イオンの中心軸上における実効加速電圧を測定し、1 価イオンの実効加速電圧に対し

て 2 価イオンの実効加速電圧は 10–30 eV 程度低いという結果を得た²⁶。Katz らによる数値計算によると 2 価イオン生成位置における空間電位は 1 価イオン生成位置における値より低いことが示唆されている²⁷。また、Youbong らによる報告では Cylindrical Hall thruster においても多価イオンの実効加速電圧は 1 価イオンのそれに対して 30 V 低いことが知られている²⁸。これらは本研究において測定された各価イオンの実効加速電圧差に近い値である。Fig. 7 に示す通り、HEST における空間電位分布は上流の Anode 電位から下流の空間電位に向かって減少することから、Ref. 27 と同様、2 価イオンは加速部内の空間電位降下領域において生成されたものと考えられる。このように $\hat{J}_1 = 1.0 \text{ Aeq}$ におけるプラズマ源への投入電力は 400 W 以降、低エネルギー多価イオンの生成に消費されイオン加速への寄与は小さいことが明らかとなった。

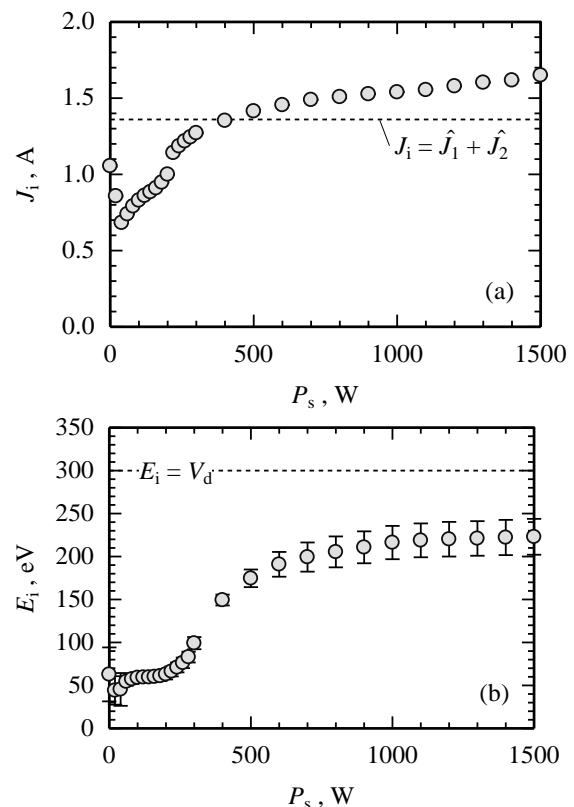


Fig. 8. P_s dependence with $\hat{J}_1 = 1.0 \text{ Aeq}$, $\hat{J}_2 = 0.36 \text{ Aeq}$, $V_d = 300$ V (a) P_s vs. J_i , (b) P_s vs. E_i .

4. 推進性能評価

4.1 電流特性 $P_s = 0 - 1500$ W における J_d に対する J_i の関係を Fig. 9 に示す。 \hat{J}_1 及び P_s に依らず、 J_d の変化に対して J_i は線形に増加した。取得した J_d , J_i を 1 次関数で Fitting した結果、 $J_i/J_d = 0.4$ となった。すなわち Anode に流入する電子電流のうち作動ガスの電離に由来する電子電流が 40% であり、残り 60% は Hollow cathode からの逆流電子電流である。これは Ref. 16 と同様の傾向である。

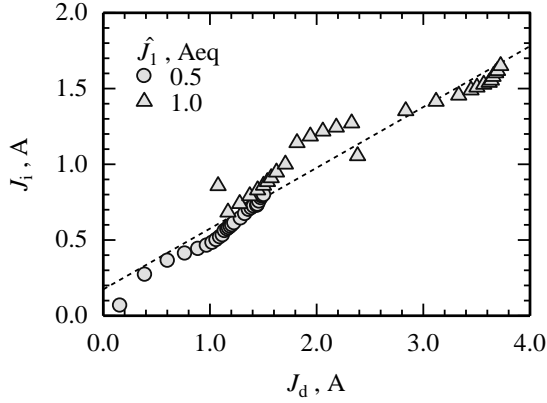


Fig. 9. J_d vs. J_i , $\bar{J}_1 = 0.36$ Aeq, $V_d = 300$ V, $P_s = 0 - 1500$ W.

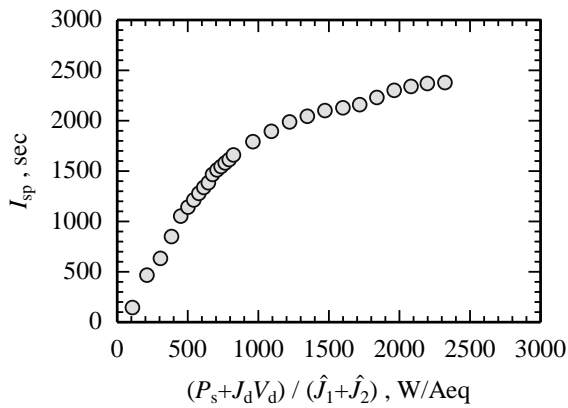


Fig. 10. Specific input power vs. specific impulse, $\bar{J}_1 = 0.5$ Aeq, $\bar{J}_2 = 0.36$ Aeq, $V_d = 300$ V, $P_s = 0 - 1500$ W.

4.2 推進性能の見積もり 本節では Ref. 16 同様、以下の定義に基づき 1 価イオンの推力 F 、比推力 I_{sp} 及び推力効率 η を算出し、推進機としての性能を見積もる。

$$F = \dot{m}_i u_i = \pi R^2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} j_i(\theta) \sqrt{\frac{2M_i E_i}{e}} |\sin\theta| \cos\theta d\theta \quad (1)式$$

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} \quad (2)式$$

$$\eta = \frac{F^2}{2\dot{m}(P_s + J_d V_d + J_k V_k)} \quad (3)式$$

作動ガス粒子 1 個当たりの投入電力 $(P_s + J_d V_d)/(J_1 + J_2)$ に対する I_{sp} を Fig. 10 に示す。 P_s の増加に伴い $(P_s + J_d V_d)/(J_1 + J_2)$ も増加する。 Fig. 5 に示す通り P_s の増加による J_i, E_i の増加は頭打ちとなるため、 F 及び I_{sp} も同様に頭打ちとなり、本実験条件下では $P_s = 1500$ W において I_{sp} は最大 2376 s となった。 Ref. 14 ではヘリコンプラズマ源への投入電力増加に対して推力はわずかに増加した結果、プラズマ源への投入電力増加に伴い推力電力比は低下した。本研究では Fig. 7 に示す通り、プラズマ源への電力投入により加速領域における電子数密度は 10 倍に増加し Anode 電位付近から生成したイオンを静電加速することが可能となる。よって Fig. 10 において原点からの傾きが緩やかとなる $(P_s + J_d V_d)/(J_1 + J_2) = 800$ W/Aeq 程度まではプラズマ源への投入電力が加速に寄与する一方

で、さらなる P_s 増加によるイオン加速への寄与は頭打ちとなり、 Ref. 14 と同様に推力電力比を悪化させることが分かった。

加速部での消費電力 $J_d V_d$ に対するプラズマ源への投入電力 P_s の比 $P_s/(J_d V_d)$ と η との関係を図. 11 に示す。 $P_s/(J_d V_d)$ に対して η は最大値を有し、 $P_s/(J_d V_d) = 0.81$ ($P_s = 300$ W) において η は 6.6% となった。 Yamagiwa らは 2 段階式静電加速機における実効イオン生成コスト $c_{i,eff}$ と η との関係を以下のように考察した²⁹。ホローカソードへの投入電力 $J_k V_k$ を無視した場合、エネルギー保存より $c_{i,eff}$ を以下のように定義できる。

$$c_{i,eff} \equiv \frac{P_s + J_d V_d - E_i J_i}{J_i} \quad (4)式$$

このとき η は、

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{J_i E_i}{P_s + J_d V_d} \cdot \frac{J_i}{\bar{J}_1 + \bar{J}_2} \cdot (\cos\langle\theta\rangle)^2 \\ &= \frac{1 + P_s/(J_d V_d) - c_{i,eff}/V_d \cdot J_i/J_d}{1 + P_s/(J_d V_d)} \quad (5)式 \\ &\quad \cdot \frac{J_i}{\bar{J}_1 + \bar{J}_2} \cdot (\cos\langle\theta\rangle)^2 \end{aligned}$$

と表される。すなわち η は供給した全作動ガス流量に対する単位時間当たりのエネルギー変換効率とイオン電流の比と発散角損失との積である。本実験条件下において $\langle\theta\rangle$ は \bar{J}_1 及び P_s に依らず 46 ± 2 deg. で推移し、 $(\cos\langle\theta\rangle)^2 \approx 0.48$ であった。 $\bar{J}_1 = 0.5$ Aeq の場合、 Fig. 5(a) に示す通り P_s の増加に対して J_i は $\bar{J}_1 + \bar{J}_2$ に漸近した。また、 Fig. 9 に示す通り P_s に依らず $J_i/J_d \approx 0.4$ が成り立つ。取得した J_i, E_i and J_d を用いて (4)式に基づき $c_{i,eff}$ を算出した結果、 $P_s/(J_d V_d) < 0.81$ の場合、 P_s の増加により $J_i/(\bar{J}_1 + \bar{J}_2)$ は 0.08 から 0.71 に急増する一方で $c_{i,eff}/V_d$ は 1.3 から 2.8 の間で推移したため、 (5)式の第 2 項の増加が η に大きく影響した。しかしながら、 $P_s/(J_d V_d) > 0.81$ の場合、 P_s の増加により $J_i/(\bar{J}_1 + \bar{J}_2)$ は 0.71 から 0.91 へと緩やかに増加する一方で $c_{i,eff}/V_d$ は 2.9 から 7.3 へと増加することから、 (5)式第 1 項の減少が η に大きく影響した。その結果作動ガスの電離によるイオン生成と実効的なイオン生成コストとで決定される最適電力配分において η は最大となることが明らかとなった。

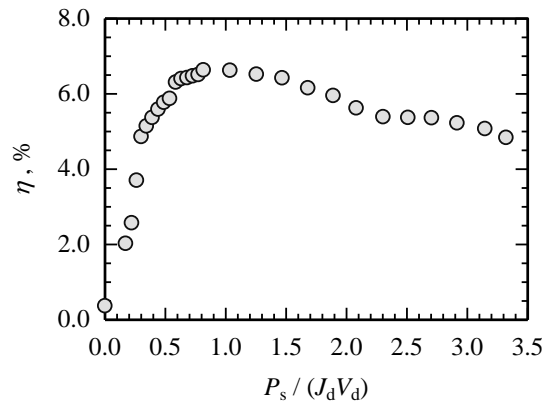


Fig. 11. Thrust efficiency vs. power ratio, $\bar{J}_1 = 0.5$ Aeq, $\bar{J}_2 = 0.36$ Aeq, $V_d = 300$ V, $P_s = 0 - 1500$ W.

5. 結論

上流部にプラズマ源を有する 2 段式静電加速機 HEST に関して、プラズマ源への投入電力がイオンの生成及び加速特性に及ぼす影響を調査した。プラズマ源への供給作動ガス流量が 0.5Aeq の場合、プラズマ源における作動ガスの電離がイオンの生成・加速特性に大きく寄与し、供給作動ガスの 93%に相当するイオンを発散磁場終端付近からの軸方向電界によって放電電圧の 88%に相当するエネルギーまで静電加速することに成功した。一方でプラズマ源への供給作動ガス流量が 1.0Aeq の場合、プラズマ源への投入電力増加は低

エネルギー2 価イオンの生成につながり 1 価イオンのビームエネルギーは放電電圧の 60%程度で頭打ちとなった。

放電電流に対するイオン電流の比は流量、投入電力に依らず一定であることから、プラズマ源及び加速部への電力を、イオンの生成とその実効的な生成コストとで決定される最適配分で投入することで推力効率は最適化可能であることが分かった。2 段静電加速機における、各段への最適電力配分は著者らの知る限りこれまで未報告であり本研究において初めて明らかとなった。

参考文献

- ¹ D. Y. Oh, J. S. Snyder, D. M. Goebel, R. R. Hofer, and T. M. Randolph, "Solar electric propulsion for Discovery-class missions," *J. Spacecraft Rockets* **51**, 1822–1835 (2014).
- ² Alexey Lazurenko, Vanessa Vial, Andre Bouchoule, Alexandre Skrylnikov, Vyacheslav Kozlov, and Vladimir Kim, "Dual-Mode Operation of Stationary Plasma Thrusters," *J. Propul. Power* **22**, 38–47 (2006).
- ³ J. Snyder, D. M. Goebel, R. R. Hofer, J. E. Polk, N. C. Wallace, and H. Simpson, "Performance evaluation of the T6 ion engine," *J. Propul. Power* **28**, 371–379 (2012).
- ⁴ C. D. Child, "Discharge from hot CaO.," *Phys. Rev.* **32**, 492–511 (1911).
- ⁵ Irving Langmuir, "The effect of space charge and initial velocities on the potential distribution and thermionic current between parallel plane electrodes," *Phys. Rev.* **21**, 419–435 (1923).
- ⁶ D. M. Goebel and I. Katz, *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters* (John Wiley & Sons, 2008), pp. 429–446.
- ⁷ N. Koch, H. P. Harmann, and G. Kornfeld, "Development and test status of the THALES high efficiency multistage plasma (HEMP) thruster family," in *Proceedings of the 29th International Electric Propulsion Conference, Princeton, USA (2005)*, IEPC Paper No. 2005-297.
- ⁸ Gerd Krülle, Monika Auweter-Kurtz, and Akihiro Sasoh, "Technology and Application Aspects of Applied Field Magnetoplasma-dynamic Propulsion," *J. Propul. Power* **14**, 754–763 (1998).
- ⁹ Richard R. Hofer, Peter Y. Peterson, and Alec D. Gallimore, "A High Specific Impulse Two-Stage Hall Thruster with Plasma Lens Focusing," in *Proceedings of the 27th International Electric Propulsion Conference, Pasadena, USA (2001)*, IEPC Paper No. 2001-036.
- ¹⁰ Grishin, S. D., Erofeev V. D., Zharinov A. V., Naumkin V. P., and Safronov I. N., "Characteristics of a two-stage ion accelerator with an anode layer," *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **19**, 166–173 (1978).
- ¹¹ Xu Zhang, Hong Li, Liqiu Wei, Yongjie Ding, Zhongxi Ning, and Daren Yu, "Effect of double-stage discharge on the performance of a multi-mode Hall thruster," *Vacuum* **131**, 312–318 (2016).
- ¹² E. Ahedo, and F. I. Parra, "A model of the two-stage Hall thruster discharge," *J. Appl. Phys.* **98**, 023303 (2005).
- ¹³ Shaowei Qing, Peng E, Guangqing Xia, Ming-Chun Tang, and Ping Duan, "Optimized electrode placement along the channel of a Hall thruster for ion focusing," *J. Appl. Phys.* **115**, 033301 (2014).
- ¹⁴ Adam Shabshelowitz, and Alec D. Gallimore, "Performance of a Helicon Hall Thruster Operating with Xenon, Argon, and Nitrogen," *J. Propul. Power* **30**, 664–671 (2014).
- ¹⁵ S. Harada, T. Baba, A. Uchigashima, S. Yokota, A. Iwakawa, A. Sasoh, T. Yamazaki, and H. Shimizu, "Electrostatic acceleration of helicon plasma using a cusped magnetic field," *Appl. Phys. Lett.* **105**, 194101 (2014).
- ¹⁶ A. Uchigashima, T. Baba, D. Ichihara, A. Iwakawa, A. Sasoh, T. Yamazaki, S. Harada, M. Sasahara, and T. Iwasaki, "Anode geometry effects on ion beam energy performance in helicon electrostatic thruster," *IEEE. Trans. Plasma Sci.* **44**, 306–313 (2016).
- ¹⁷ J. A. Simpson, "Design of retarding field energy analyzers," *Rev. Sci. Instrum.* **32**, 1283–1293 (1961).
- ¹⁸ M. L. R. Walker, R. R. Hofer and A. D. Gallimore, "Ion Collection in Hall Thruster Plumes," *J. Propul. Power* **22**, 205–209 (2006).
- ¹⁹ Alec D. Gallimore, "Near- and Far-Field Characterization of Stationary Plasma Thruster Plumes," *J. Spacecraft Rockets* **38**, 441–453 (2001).
- ²⁰ Rohit Shastry, Richard R. Hofer, Bryan M. Reid, and Alec D. Gallimore, "Method for analyzing E×B probe spectra from Hall thruster plumes," *Rev. Sci. Instrum.* **80**, 063502 (2009).
- ²¹ D. Renaud, D. Gerst, S. Mazouffre, and A. Aanesland, "E×B probe measurements in molecular and electronegative plasmas," *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 123507 (2015).
- ²² J. P. Sheehan and N. Hershkowitz, "Emissive probes," *Plasma Sources Sci. Technol.* **29**, 063001 (2011).
- ²³ Richard R. Hofer, and Alec D. Gallimore, "High-Specific Impulse Hall Thrusters, Part 2: Efficiency Analysis," *J. Propul. Power* **22**, 732–740 (2006).
- ²⁴ James M. Haas, and Alec D. Gallimore, "Considerations on the Role of the Hall Current in a Laboratory-Model Thruster," *IEEE T. Plasma Sci.* **30**, 687–697 (2002).
- ²⁵ Sumio Ashida, C. Lee, and M. A. Lieberman, "Spatially averaged (global) model of time modulated high density argon plasmas," *J. Vac. Sci. Technol. A* **13**, 2498–2507 (1995).
- ²⁶ Sang-Wook Kim, and Alec D. Gallimore, "Plume Study of a 1.35-kW SPT-100 Using an E×B probe," *J. Spacecraft Rockets* **39**, 904–909 (2002).
- ²⁷ Ira Katz, Richard R. Hofer, and Dan M. Goebel, "Ion Current in Hall Thrusters," *IEEE T. Plasma Sci.* **36**, 2015–2024 (2008).
- ²⁸ Youbong Lim, Holak Kim, Wonho Gho, Seung Hun Lee, Jongho Seon, and Hae June Lee, "Observation of a high-energy tail in ion energy distribution in the cylindrical Hall thruster plasma," *Phys. Plasmas* **21**, 103502 (2014).
- ²⁹ Yoshiki Yamagiwa and Kyoichi Kuriki, "Performance of Double-Stage-Discharge Hall Ion Thruster," *J. Propul. Power* **7**, 65–70 (1991).