宇宙推進用準定常電磁プラズマジェットの作動特性と放電機構

田原弘一, 榊原孝久, 加賀谷洋一, 吉川孝雄

(大阪大学基礎工学部)

(1990年6月18日受理)

Operational Characteristics and Discharge Mechanisms of Quasisteady Magnetoplasmadynamic (MPD) Arcjet for Space Propulsion

Hirokazu Tahara, Takahisa Sakakibara, Yoichi Kagaya and Takao Yoshikawa

(Received June 18, 1990)

Abstract

Experimental researches on the operational performance and the arc structure of a quasisteady magnetoplasmadynamic (MPD) arcjet was made to develop a high-performance-accelerator in space. The results showed that the current pattern, which depended strongly on gas species and discharge current levels, influenced the thruster performance. It was found that the plasma produced in the discharge chamber was compressed radially and that 50% on the input power was consumed in the cathode region. From the plasma potential distribution, a positive voltage slope and mass starvation were found to be present near the anode surface beyond the predicted critical current level.

Keywords :

magnetoplasmadynamic arcjet, quasisteady operation, electric rocket, thruster performance, arc structure, plasma diagnostics,

1. 序論

電磁プラズマ (Magneto-Plasma-Dynamic; MPD) ジェットは、環状陽極と棒状陰極の間に投入された作動ガスをアーク放電によって電離し、同時に電極間を流れる電流と自己誘起磁場による電磁気力でプラズマを加速するものである。この加速機は次のような優れた特徴を有する。1) 構造・作動が簡単である。2) 高密度・高速プラズマを生成できる。3) 多種多様な作動ガスを用いることができる。4) 広範囲な噴出速度をカバーできる。5) 大電力化が容易である。

電磁プラズマジェットは1960年代に高速プラズマ源として各方面で活発に研究された。近年では、核融合装

置へのプラズマ打ち込み^{1,2)}、レーザー発振源³⁾、宇宙用推進機への利用⁴⁻⁸⁾、さらには各種の薄膜生成⁹⁾に応用されている。特に、宇宙推進用の電磁プラズマジェットは近年、宇宙開発が活発化する中、大型宇宙構造物の位置制御および軌道間輸送用の推進機として脚光を浴びるようになってきた¹⁰⁻¹²⁾。電気推進機に属する電磁プラズマジェットは宇宙空間において無限に得られる太陽光エネルギー、あるいは原子力エネルギーなどを電力発生装置により電気エネルギーに変換し、それを推進エネルギーに利用するロケットである。その優れた特徴は従来の化学ロケットに比べ、1) 比推力(単位推進剤重量あたりに得られる推力)が高い。同一の推力を得るためには推進剤の噴出速度が速い分だけ、推進剤消費量が少なく、荷重量を増やせる。2) 加速度が小さい。発生推力が小さいので柔軟宇宙構造物の姿勢制御および軌道遷移に適している。3) 作動のオン・オフが容易である。等である。本研究では、高性能の宇宙推進用電磁プラズマジェットの開発を目指して、電極損耗の少ない安定放電を達成し、作動ガスを効率良く加速する方法について検討する。

数年来、宇宙推進用電磁プラズマジェットの研究では、将来の多種多様なミッションを想定して、作動ガスの種類、電極形状が推進特性に及ぼす影響が調べられた¹³⁻¹⁵⁾。その結果、推進性能はそれらの作動パラメータに強く依存していること、すなわち推進性能がそれぞれの作動条件に対応するMPDアーク構造に大きく影響されるということが明らかになった^{16,17)}。しかし現在までのところ、Ar以外の作動ガスに対するMPDアークの構造は余り理解されておらず、他のガス種に関する系統的な研究はなされていない。本研究の目的は、種々の作動ガスに対する放電機構を解明し、それらと推進特性の関係を明らかにすることである。

本研究では、まず作動特性に及ぼすガス種の効果を調べるために、系統的な特性実験を行う。8種類の作動ガスを用いて直線型陽極を持つプラズマジェットの性能を調べる。外部磁場の印加は行わない。作動条件は臨界作動を越える条件をもカバーする。最近の工学的適用を目的とした作動実験では、臨界電流以上の大電流作動は含まれず、本研究のような広範な作動条件に対する系統的实验はほとんど行われていない。次に各種プラズマ診断法により放電室内部の物理量分布を求めアーク構造を調べる。そしてそれらの物理量特性と先の特性実験の結果を比較検討し、放電・加速機構を明らかにする。磁気探針測定より得られる放電電流分布は推力発生機構、特に電磁氣的推力成分を推定することができるので、工学的見地から重要である。静電複探針、分光測定による電子温度・スペクトル強度分布は加熱・膨脹領域を明確にし、その加熱機構を調べる上で意義がある。また静電単探針による浮動電位と電子温度により推定されるプラズマ電位分布は加熱機構に関係する電力吸収領域を明らかにし、さらに電磁近傍の放電機構を予想できるので臨界作動現象の解明・克服のために重要である。

2. 加速原理と理論臨界電離速度

2-1 加速原理

電磁プラズマジェットの放電室内の電流および磁場分布を図1に示す。発生する電磁氣力は、放電電流の径方向成分 j_r と自己誘起磁場 B_θ による $f_z = j_r \times B_\theta$ 、および軸方向電流成分 j_z による $f_r = -j_z \times B_\theta$ である。

前者は直接, 軸方向の加速力となり, ブローイング力と呼ばれる。一方, 後者はプラズマを径方向・内側に強く圧縮し, 陰極先端付近において高圧部を生じさせる。その反作用による推力はポンピング力と呼ばれる。 f_z と f_r を放電空間で体積積分すると, 理論全電磁気力 T_{th} は次式のように表される¹⁸⁾。

図1. 放電室内の電流および磁場分布

$$\left. \begin{aligned} T_{th} &= \frac{\mu_0}{4\pi} [\ln(r_a/r_c) + \alpha] j^2 \\ &= a j^2 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここで, μ_0 は真空中の透磁率, j は放電電流, r_a と r_c はそれぞれ陽極および陰極半径, α は推力係数 ($0 \leq \alpha \leq 3/4$), a は電極形状係数を表す。理論全電磁気力は放電電流の自乗に比例することがわかる。推力係数 α は陰極円錐部に流入する電流割合に依存する。全放電電流が陰極側面に流れ込む時, 電磁気力はブローイング成分のみであり, $\alpha = 0$ となる。一方, 円錐部に全電流が等密度で流入する時, ブローイング成分に加えポンピング成分が最大になり, $\alpha = 3/4$ となる。

また, 電磁プラズマジェットの推力では, 電磁気力以外に, 高温ガス膨脹による空気力学的な加速力も無視できず, 特にそれは低電流・大ガス流量時に顕著である。

2-2 理論臨界電離速度

Alfvén¹⁹⁾ は太陽系成因を説明するために, 一般に相対速度をもつ中性ガスとその運動方向に対して垂直に印加された磁場中のプラズマとは強い相互作用を示し, 相対速度が臨界速度に達すると急激な電離が生じるという仮説を立てた。Fahleson²⁰⁾ はプラズマ旋回流を用いて実験し, 完全電離状態になるまでイオンの旋回速度が臨界速度を越えることがないという結果を得た。Alfvén の仮説より, その臨界速度 U_c は次式で与えられる。

$$U_c = \left[\frac{2(E_d + E_i)}{M} \right]^{1/2} \quad (2)$$

ここで, M は粒子の質量, E_d と E_i はそれぞれ解離および電離エネルギーを表す。 U_c の値は A_r , H_2 , N_2 , NH_3 の場合, それぞれ 8.7, 52.9, 16.7, 25.5 km/s である。

この臨界速度は電磁プラズマジェットの研究で Malliaris²¹⁾ らによって最小仕事の原理から導かれた特性

速度と一致する。この場合、エネルギーは等分配され、すなわち電離に消費されるエネルギーと運動エネルギーは等しく、電力変換効率は最高で50%ということになる。

Alfvén の臨界電離速度、もしくは最小仕事の原理による特性速度に基づいて理論的に予想される電流 J_c を以下のように定める。電磁プラズマジェットでは(1)式より、次式が成り立つ。

$$T_{th} = a J^2 = \dot{m} U \quad (3)$$

$$\therefore \frac{J^2}{\dot{m}} = \frac{U}{a} \quad (4)$$

ここで、 $\dot{m}$ は作動ガスの質量流量、 U は排出速度を表す。臨界電流 J_c は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{J_c^2}{\dot{m}} &= \frac{U_c}{a} \\ &= \frac{1}{a} \left[\frac{2(E_d + E_i)}{M} \right]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

一般に J_c は後述の放電電圧波形より定められる上限電流と異なる。

3. 実験装置および測定方法

本実験に用いた電磁プラズマジェットの概略図を図2に示す。陽極は銅製、内径50mm、長さ75mm、陰極はトリウム入りタングステン製、外径9.5mm、長さ45mm、先端部は頂角90°の円錐形である（ただし、電極の長さとは放電室内に露出している長さを言う）。

作動ガスはプラズマジェット背後の8個のポートから、陽極内側と陰極外側の2つのリング状間隙を通して供給される。本実験条件ではガスの投入法により作動特性が変わらないことが

確認されたので、陽極側と陰極側の流量比は1対1とした。高速電磁弁（Fast Acting Valve; FAV）を用いて約6 msecの間定常的に作動ガスが投入される。流量はFAVのオリフィス径と貯気槽圧により調整され、その

図2. 円筒型陽極をもつ電磁プラズマジェット

絶対値はオリフィスのスロート部が閉塞状態にあるとして理論的に計算される。実際に真空タンク閉じ、タンク圧上昇速度より流量を校正すると、そのオリフィスの縮流係数は0.85~0.95であった。本研究の場合、流量の値に理論値を用いることは、それぞれの実験条件で流量を最大に見積っているの、実際はここで得られた電力変換効率以上の値を期待することができる。

図3. 実験装置システム

実験装置の概略図を図3に示す。準定常作動型電磁プラズマジェットは最大62kJ蓄えることができる40段のL-C梯子回路(Pulse Forming Network: PFN)により駆動される。本実験では、PFNは0.6msecの間、最大27kAの電流を準定常に供給することができる。真空タンクは実験前に 2×10^{-3} Pa以下に排気される。放電電流は校正されたログスキーコイルを用いて測定され、放電電圧は電極間に10k Ω の抵抗を接続し、その分流回路に流れる電流をカレントプローブを用いて測定される。電圧測定系の周波数応答は約1MHzである。

3-1 推力測定

図3に示すように、電磁プラズマジェットとFAVは真空タンクの天井から吊された推進台の上に取り付けられる。その重さは約8kgで、推進台は約1Hzの固有振動数をもつ1自由度の減衰振動をする。推進台の変位は作動変圧器により検出される。推力は鋼球を用いて既知の衝撃力を推進台に与えることにより校正された推進台の変位から求めることができる。その時、プラズマジェットを点火していない時の冷たいガスによる推力は除かれる。

3-2 探針測定

放電電流分布の測定には磁気探針が用いられた。探査コイルは絶縁された外径0.04mmの銅線を50~150回巻いたもので、外径2.2mm、内径1.5mmの石英ガラス管内に収められる。コイルは移動可能な探針台に取り付けられ、正確に θ -平面内に設置される。コイルの両端の誘導起電力は自己誘起磁場の時間変化 $\partial B_\theta / \partial t$ に比例するので、C-R積分回路を用いて積分され、 B_θ が求められる。放電電流路が軸対称である事実が確認されたので、アンペアの法則を用いると、 B_θ の空間分布より電流分布を推定することができる。なお磁気探針の較正は、プラズマジェット

の位置に直径8mm、長さ600mmの銅棒を置き、その棒にPFNを用いて準定常電流を流し、誘起される磁場を測定し、理論値と比較することによってなされた。その際、コイルは誘起磁場と正確に交差するように配置することが非常に重要である。図4に代表的な磁気探針の応答と放電電流波形を示す。この図より、使用された磁気探針は十分良い周波数応答を持つことがわかる。測定は軸方向に5mm間隔、半径方向に4mm間隔で、電極表面から2mmの位置まで行われた。

浮動電位は放電電圧と同じ方法で測定された。使用された静電単探針は直径0.1mmのタングステン線で、その先端部4.65mmがプラズマに曝される。単探針と陽極間に10k Ω の高抵抗を接続し、その回路を流れる微小電流をカレントプローブを用いて測定すると、陽極電位を基準とした浮動電位分布が求められる。電子温度とイオン数密度は静電複探針を用いて測定された。複探針は直径0.05mm、長さ5mmの二本のタングステン線より成り、その軸間距離は2mmである。本実験条件のような大電流の場合には、複探針回路は電氣的に完全に浮かす必要があるので、電圧掃引は変圧器を介して行われる。高速電圧掃引は放電開始250 μ sec後に開始され、その後90 μ secの間になされる。静電探針からの出力は低域通過フィルター（遮断周波数：単探針では40kHz、複探針では250kHz）を用いて平滑化される。静電探針は磁気探針の場合と同様に探針台に固定され、放電室内に掃引される。

静電探針の応答に対する流れおよび磁場の影響を無視することができるように、円筒探針の軸はプラズマジェットの軸に平行に置かれる。この様な配置では、探針の軸は流れに平行になり、自己誘起磁場 B_θ と垂直になる。また本実験では、 r_{Le} （電子ラーマ半径） $> r_p$ （静電探針半径）であり、電子は磁力線に沿って熱速度で探針に飛び込むため、磁場の影響は無視できる。さらに低電流（ $\cong 5$ kA）放電時の放電室内部を除いて、 λ_i （イオン平均自由行程） $\gg r_p \gg \lambda_D$ （デバイ長）の関係がほぼ満足されるので、プラズマ電位および電子温度は古典的な無衝突Langmuirの方法²²⁾より求めることができる。またイオン数密度はLangmuirの理論を改良したLaframboise理論²³⁾を用いて決定される。

図4. 代表的な磁気探針の応答と放電電流波形

3-3 分光測定

分光測定用の実験装置を図5に示す。円筒陽極には半周状の幅3mmのスリットを3カ所、陽極先端から10, 30, 50mmの位置に設け、そのスリットからのプラズマ放射光を集光レンズを通し分光器に取り込む。それらのプラズマ放射強度はタングステン標準ランプ光により校正され絶対強度に変換される。得られた水平方向放射強度から、アーベル逆変換を用いて半径方向放射強度分布が求められる。本実験の場合、電子温度は多線強度法^{24,25)}によりイオンスペクトル強度から求められた。原子スペクトル強度の評価からMPDアークでは、各種原子の最外殻電子はボルツマン分布からかなりずれていることがわかったので、解析にはイオンスペクトルが用いられた。したがって H_2 の場合、微量(体積分率5%)のArが混合され、アルゴンイオン・スペクトルが解析される。イオンスペクトルでは、大電流放電($\geq 10kA$)時の陰極先端付近を除いてボルツマン分布の特性が示される。測定は放電室内部とプラズマジェット下流1cmの所で行われた。また、陽極にスリットを切ることによる放電自身への影響は、放電電圧の値およびその波形の相似性、磁気探針による軸対称性の確認からほとんど無視できることがわかった。

図5. 分光測定システム

は、各種原子の最外殻電子はボルツマン分布からかなりずれていることがわかったので、解析にはイオンスペクトルが用いられた。したがって H_2 の場合、微量(体積分率5%)のArが混合され、アルゴンイオン・スペクトルが解析される。イオンスペクトルでは、大電流放電($\geq 10kA$)時の陰極先端付近を除いてボルツマン分布の特性が示される。測定は放電室内部とプラズマジェット下流1cmの所で行われた。また、陽極にスリットを切ることによる放電自身への影響は、放電電圧の値およびその波形の相似性、磁気探針による軸対称性の確認からほとんど無視できることがわかった。

3-4 放電室内圧力の測定

放電室側壁・陽極面の圧力測定を行った。ピエゾ抵抗効果型圧力センサーの周波数応答は40kHz以上である。陽極先端から10, 20, 30mmの3カ所に直径2mmのポートを設け、圧力変動を検出する。センサーの面はプラズマから電氣的に絶縁されている。

4. 実験結果および考察

4-1 作動特性と放電モード

一定流量において、放電電流を増加させた時の代表的な放電電圧波形を図6に示す。 $J = 5kA$ の場合電圧波形は矩形で静かであったが、電流を次第に上げると($J = 9, 14kA$)電圧波形に高周波成分が観測された。これは、低電流では陽極のアーク付着が拡散モードであるが、放電電流を増加されると陽極に電流スポットが形成されるためと推定される^{26,27)}。陽極にスポットが発生すると、その運動によって放電電圧にノイズが重畳

し、陽極の損耗が生じ、電圧波形は矩形でなくなってくると考えられる。本研究では、平均電圧波形が矩形でなくなり始める電流を上限電流と呼び J^* の記号で表す。さらに電流を上昇させると、図6 (d) に示すように、激しい電圧変動はなくなり、大きい陽極損耗が生じた。本研究では、 J^* 以上の作動は実用機として受け入れることができないと考える。

図6. 典型的な放電電圧波形の変化 (Ar, $\dot{m}=1.37\text{g/s}$)

直線型陽極をもつ電磁プラズマジェットを用いて、8種類的气体 (He, Ne, Ar, H_2 , N_2 , NH_3 , CO_2 , SF_6) に対する作動特性が調べられた。その性能試験の結果、各試験ガスにおける上限電流 J^* を理論臨界電流 J_c と比較した場合、希ガス (He, Ne, Ar) では $J^* > J_c$, H_2 では $J^* < J_c$, その他の分子ガス (N_2 , NH_3 , CO_2 , SF_6) では $J^* \cong J_c$ となった。また推力-放電電流特性より、 H_2 , NH_3 の推力は他のガス種のそれと比べて J_c 以下の電流値では非常に大きかった。

本研究では、これらの結果を総合して選んだ代表的な試験ガス Ar, H_2 , N_2 , NH_3 の場合の作動特性を比較検討し、ガス種が作動特性に及ぼす影響を明らかにする。理論臨界電流 J_c を約10kAに設定した時、各作動ガスの質量流量は Ar では1.37g/s, H_2 では0.40g/s, N_2 では0.74g/s, NH_3 では0.71g/sとなる。これらの質量流量における作動時、各作動ガスの上限電流 J^* は Ar では15.4kA, H_2 では7.1kA, N_2 では9.8kA, NH_3 では10.8kAであった。

測定された放電電圧と放電電流の関係を図7に示す。放電電流の増加に対する放電電圧の上昇割合、すなわち $V-J$ の傾きは、作動ガスの種類によらず J_c の近傍で徐々に変化していることがわかる。その特性は、 $V \propto J$ (電熱型) から $V \propto J^3$ (電磁加速型) に遷移するはずであるが^(28,29)、実際は低電流域で $V \propto J^{0.4 \sim 0.7}$,

図7. 放電電圧-放電電流特性

大電流域で $V \propto J^{1.5 \sim 2}$ となった。これは低電流放電では、電流の増加と共に投入電力が大きくなり電子温度 T_e は上昇し、電気伝導度 $\sigma (\propto T_e^{3/2})$ が大きくなるためと推定される。一方大電流放電では、陽極に電流スポットが形成され、陽極蒸気が発生し電離される。さらにガスの一価以上の電離が生じる。すなわち、完全に電磁氣的加速が支配的にならず、解解および電離にもエネルギーを要するためと考えられる。栗木ら²⁸⁾は Ar を用いて同様の実験を行い、低電流域では放電電圧がほぼ電流の一乗に比例し、大電流域では三乗に比例することを確認した。彼らの用いた電磁プラズマジェットでは陽極出口に絶縁物が無く、自由に放電電流が張り出すことが可能であるが、本研究のプラズマジェットでは張り出し電流は全て陽極先端部に集中すると推測される。すなわち、陽極構造の違いによって、放電電圧-電流特性が変化すると考えられる。大電流域においても電極上に過度の電流集中が起こらず、電磁氣的加速を効果的に働かせる電極構造が望ましい^{6,17)}。

図8に測定された推力と放電電流の関係を示す。電磁プラズマジェットの電磁氣的な理論推力は(1)式で表される。電極半径 $r_a = 2.5 \times 10^{-2} \text{ m}$, $r_c = 0.475 \times 10^{-2} \text{ m}$ を代入し、 $\alpha = 0, 3/4$ の場合をそれぞれ電磁氣的な理論最小・最大推力とし図8中に MIN, MAX として示す。作動ガスの種類によらず、低電流域では空気力学的加速成分が大きいことがわかる。電流が大きくなると電磁氣的加速が支配的となり、推力は放電電流の自乗に比例して増加している。この時、他のガス種に比べて H_2 , NH_3 では、 J_c 以下の全電流域で特に大きい推力が得られている。この理由は粒子数が多い H_2 , NH_3 が空気力学的加速に優れているということのみならず、各作動ガスの放電電流分布の相違によるものと考えられる。

電力変換効率 η および推力-入力比 T_p は次式で与えられる。

$$\eta = \frac{\dot{m} U^2}{2 V J} = \frac{T^2}{2 \dot{m} V J} \quad (6)$$

$$T_p = \frac{T}{V J} \quad (7)$$

図8. 推力-放電電流特性

図9に電力変換効率と平均排出速度の関係を
示す。排出速度の増加と共に、すなわち放電
電流の増加と共に電力変換効率は単調に増加
している。上限電流 J^* に対応する上限排出
速度は、Ar の場合20.05km/s, H_2 の場合41km
/s, N_2 の場合21km/s, NH_3 の場合28km/sで
あった。この時の電力変換効率はAr では9.8
%, H_2 では26%, N_2 では10%, NH_3 では15
%である。Ar, N_2 の場合20km/s 以下の低速
速度域を, H_2 の場合12~40km/s の高速度域を,
 NH_3 の場合その中間域10~30km/s をカバー
し、推力-入力比は全てのガスにおいて10~20
mN/kW である。前述の Alfvén の理論臨界速度
は安定作動のための目安を与え、電磁氣的加速
が最も支配的となる作動点であると考えられ
る。それは作動ガスの種類によって異なるの
で、種々のガスを用いることによって広範な速
度領域をカバーできる。

4-2 放電電流分布

磁気探針を用いて測定された各種作動ガスの
放電電流分布を図10~14に示す。これらは質量
流量を一定にして、放電電流を臨界電流値 J_c
(≈ 10 kA) をはさんで変化させた時の電流分布
である。図中の電流分布の線の横に示してある
数字はその線より下流に存在する放電電流の割
合を示す。これらの図より、低電流 ($J \approx 5$ kA)
の場合、希ガス (He, Ar) の電流分布とその他
の分子ガス (H_2 , N_2 , NH_3) のそれとが著しく
異なることがわかる。すなわち、希ガスでは放
電室内部の広い範囲にわたり放電が行われ、主
として電流は陰極側面へ流れ込む。一方分子ガ

図9. 電力変換効率-平均排出速度特性

図10. He の放電電流分布 ($\dot{m}=0.52$ g/s)

- (a) $J \approx 5$ kA
- (b) $J \approx 10$ kA
- (c) $J \approx 15$ kA

図11. Arの放電電流分布 ($\dot{m}=1.37\text{g/s}$)

- (a) $J \cong 5\text{kA}$
 (b) $J \cong 10\text{kA}$
 (c) $J \cong 15\text{kA}$

図12. H_2 の放電電流分布 ($\dot{m}=0.40\text{g/s}$)

- (a) $J \cong 5\text{kA}$
 (b) $J \cong 10\text{kA}$
 (c) $J \cong 15\text{kA}$

図13. N_2 の放電電流分布 ($\dot{m}=0.74\text{g/s}$)

- (a) $J \cong 5\text{kA}$
 (b) $J \cong 10\text{kA}$
 (c) $J \cong 15\text{kA}$

図14. NH_3 の放電電流分布 ($\dot{m}=0.71\text{g/s}$)

- (a) $J \cong 5\text{kA}$
 (b) $J \cong 10\text{kA}$
 (c) $J \cong 15\text{kA}$

スの場合、放電室出口付近で放電が行われ、電流の大部分は陰極先端へ流れ込む。各種ガスの解離・電離エネルギー、分子量および成分原子の原子量の違いではこの特性の相違は全く説明できない。この理由は分子ガスの場合、解離反応によりプラズマ化が遅れ、放電室出口付近で電離が開始するためと考えられる。この仮説は一次元MHD流れ場の数値解析によりその妥当性が確認された^{17,30)}。

さらに大電流 ($\cong 10, 15\text{kA}$) になると、放電は作動ガスの種類によらず放電室内部からプラズマジェット下流にいたる広い範囲で行われるようになる。この時、陰極先端はもちろん陽極先端付近においても電流密度が上昇し、この付近で陽極の損耗が観察された。また放電室出口付近では絶縁物の表面に沿って流れる沿面電流が存在することがわかる。さらに注目すべき事実は、放電室内外でかなりの軸方向電流 j_z が観察されるので、自己誘起磁場 B_θ とこの電流による電磁気力 ($f_r = -j_z \cdot B_\theta$) により、生成されたプラズマは放電室内では半径方向内側に強く圧縮され、一方陽極絶縁物の前方では外側に吹き飛ばされることである。放電室内の半径方向内側への流れは陽極近傍に希薄プラズマ部、陰極先端付近に高圧部を生じる。理論臨界電流 ($\cong 10\text{kA}$) の場合、陰極先端部に働くポンピングの強さは電流分布から推定すると $\text{H}_2 > \text{NH}_3 > \text{He} > \text{N}_2 > \text{Ar}$ の順となる。前節の作動特性では H_2 , NH_3 の推力が他のガスのそれに比べて J_c 以下ではずば抜けて大きかった。この理由は水素原子を含む H_2 , NH_3 が空気力学的加速に優れていることのみならず、ポンピング力が比較的大きいためと考えられる。一方、陽極絶縁物の前方の半径方向外側への電磁気力は推力に寄与せずエネルギー損失となる。電磁プラズマジェットでは、一般に放電電流の増加と共に推力が大きくなり電力変換効率は上昇するが、この電磁気力によるエネルギー損失はこれらの増加割合を鈍らせると考えられる³¹⁾。しかしながら、直線-広がりノズル型陽極を装着すると、空気力学的加速成分が増加するだけでなく、推力に寄与しない半径方向外側への電磁気力が無くなり、さらに陽極面上の電流集中も緩和されることが明らかにされた^{7,17)}。但し、低排出速度 (10km/s 程度) 時の推進性能を改善させるためには、絶縁ノズルの装着³¹⁾ および外部磁場の印加⁸⁾ が空気力学的加速成分を著しく増加させるので有効であると報告されている。

4-3 電子温度・スペクトル強度・数密度分布

静電複探針と分光法を併用して測定された放電室内の電子温度分布を図15, 16に示す。低電流 ($\cong 5\text{kA}$) の場合、電子温度は陽極および陰極先端付近で高いことがわかる。陰極先端近傍では放電電流の増加と共に、その温度領域が下流に伸びていく傾向が見られる。この原因は先の放電電流分布から、大電流になるにしたがって陰極先端付近の電流密度はますます大きくなり、ジュール加熱が激しくなるためと考えられる。一方陽極近傍の高温領域の場合、大電流 ($\cong 15\text{kA}$) 放電時、陽極先端付近への激しい電流集中にもかかわらず、電子温度の上昇は見られず、高温領域の存在がわかりにくくなる。この理由は次のように推定される。通常のアーク放電では、圧力が 100 Torr ($\cong 1.3 \times 10^4\text{ Pa}$) 以下の場合、熱平衡からずれてくることが知られている³²⁾。陽極面上の圧力測定より、それは放電電流、作動ガスの種類によらず、 $5 \sim 60\text{ Torr}$ ($5.1 \times 10^2 \sim 7.9 \times 10^3\text{ Pa}$) とかなり低いことがわかった。特に低電流放電では、陽極近傍の自己誘起磁場は弱く、したがって電子ホール係数

図15. Ar の電子温度分布 ($\dot{m}=1.37\text{g/s}$)

- (a) $J \approx 5\text{kA}$, eV
(b) $J \approx 15\text{kA}$, eV

図16. H₂ の電子温度分布 ($\dot{m}=0.40\text{g/s}$)

- (a) $J \approx 5\text{kA}$, eV
(b) $J \approx 15\text{kA}$, eV

図17. Ar のイオンスペクトル強度分布

- ($\dot{m}=1.37\text{g/s}$, A II: $\lambda=4430.19\text{\AA}$)
(a) $J \approx 5\text{kA}$, $\times 10^9\text{erg/cm}^3$
(b) $J \approx 15\text{kA}$, $\times 10^9\text{erg/cm}^3$

図18. H₂ のイオンスペクトル強度分布

- ($\dot{m}=0.40\text{g/s}$, A II: $\lambda=4430.19\text{\AA}$)
(a) $J \approx 5\text{kA}$, $\times 10^7\text{erg/cm}^3$
(b) $J \approx 15\text{kA}$, $\times 10^7\text{erg/cm}^3$

$\Omega_e (= \omega_c / \nu_e; \omega_c$ は電子の旋回周波数 ($= e B_\theta / M_e$), ν_e は電子-イオン衝突周波数) は十分 1 より小さいので、通常のアーク放電同様に電子の選択的加熱が激しく行われていると考えられる。しかし大電流放電では、陽極近傍においても自己誘起磁場は強く $\Omega_e > 1$ となり、電子は加熱されことなく下流に吹き飛ばされる傾向があると考えられる。分光法によるスペクトル強度分布を図17, 18に示す。これらの分布においても

電子温度と同様の傾向が見られる。低電流では陰極および陽極先端付近でその強度は大きくなる。そして大電流放電では、陰極先端近傍のスペクトル強度はますます大きくなるが、陽極近傍の高強度領域は消え失せる。

複探針測定による放電電流10kA の場合の電子温度・イオン数密度分布を図19に示す。これらはプラズマジェット下流・中心軸上で測定された。横軸の原点はプラズマジェット出口を表す。温度および密度は共に、陰極先端から流れ方向に急激に低下している。陰極先端付近の高温・高密度プラズマが加速・膨張し、その熱エネルギーを運動エネルギーにスムーズに変換していることがわかる。

図19. プラズマジェット下流・中心軸上のAr, H₂の電子温度・イオン数密度分布
($J \cong 10\text{kA}$, Ar; $\dot{m}=1.37\text{g/s}$, H₂; $\dot{m}=0.40\text{g/s}$)

4-4 プラズマ電位分布

単探針により測定された浮動電位 V_f と前節の電子温度 T_e から、静止・等方プラズマの仮定下で、プラズマ電位 V_p が次式により計算された。

$$V_p = V_f - \frac{k T_e}{e} \ln \left(\frac{\pi M_e}{2 M_i} \right)^{1/2} \quad (8)$$

ここで、 k はボルツマン定数、 e は電子の電荷、 M_e と M_i はそれぞれ電子およびイオンの質量を表す。

得られたプラズマ電位分布を図20, 21に示す。Ar の場合、理論臨界電流 J_c 以下 ($\cong 5\text{kA}$) の作動では陽極に対し正の電位を持つ領域が広範囲に存在する。この時、陽極近傍では自己誘起磁場が弱いので、電子もイオンと同様に半径方向へ動く易く、過剰の電子の流入を妨げるポテンシャル障壁が形成され、負の電位勾配を示している。このような場合、アークは拡張モードで一様に放電していることが知られている³³⁾。理論臨界電流 J_c 以上 ($\cong 15\text{kA}$) の作動では、半径方向内側への電磁気力が強くなり陽極先端の電流密度も大きくなるため、陽極近傍において電流を運ぶ担体が少なくなり、電子を吸引する正の電位勾配を示している²⁸⁾。この場合、陽極面上に電流スポットが形成され電極損耗が生じていると考えられる。H₂ の場合、放電電流の値によらず陽極近傍では常に電流密度が大きいため、スポットが形成され正の電位勾配を示すと推定される。この結

図20. Ar のプラズマ電位分布 ($\dot{m}=1.37\text{g/s}$)

- (a) $J \cong 5\text{kA}$, $V=74.3\text{V}$
 (b) $J \cong 10\text{kA}$, $V=136.9\text{V}$
 (c) $J \cong 15\text{kA}$, $V=179\text{V}$

図21. H_2 のプラズマ電位分布 ($\dot{m}=0.40\text{g/s}$)

- (a) $J \cong 5\text{kA}$, $V=120\text{V}$
 (b) $J \cong 10\text{kA}$, $V=181\text{V}$
 (c) $J \cong 15\text{kA}$, $V=310\text{V}$

果は H_2 の場合, 上限電流 J^* が理論臨界電流 J_c 以下であり, その放電電圧波形には低電流においても激しいノイズが重畳することと符合する.

以上の考察から, 電磁プラズマジェットの作動限界は Anode Starvation Theory³⁴⁻³⁶⁾ で説明できる. すなわち陽極面上の電流担体の不足が電流スポットを生み出し, 激しい損耗を誘発する. この時の臨界電流が上限電流 J^* である. Alfvén の仮説に基づく理論臨界電流 J_c は, 完全電離状態で電磁氣的加速が支配的になり, 陽極近傍において希薄プラズマが生み出される目安を与えると考えられる. この J^* を上昇させ, より高速度を実現するためには, 陽極近傍への積極的な作動ガスの供給が効果的であることが報告されている¹³⁾. この時, 陽極降下電圧は小さくなり, 電流担体の不足は緩和されると推測される.

プラズマ電位分布より, 全ての作動ガスにおいて, 陰極近傍の電位勾配は電流値にかかわらず非常に大きく, 全投入電力の50%以上がこの領域で消費されることがわかる. この領域は, 先の電流分布より空間電流密度が大きく, ジュール加熱が激しく起こっている領域である. その投入エネルギーの一部は陰極への熱損失となるが, 大部分は陰極ジェット内での電子加熱に用いられると推定される. また陰極と陽極の中間領域では,

放電電流の増加に伴って自己誘起磁場が強くなり、プラズマ粒子は半径方向へ動きにくくなるので、電位勾配がだんだん大きくなっていくのがわかる。

5. 結論

本研究では、準定常電磁プラズマジェットの作動特性とその放電機構の関係を明らかにするために、種々の作動ガスに対する性能の評価および各種プラズマ診断法による放電室内のプラズマ物理量分布の測定が行われた。得られた結果を以下に示す。

- (1) 上限電流は、希ガス (He, Ne, Ar) では $J^* > J_c$, H_2 では $J^* < J_c$, H_2 以外の分子ガス (N_2 , NH_3 , CO_2 , SF_6) では $J^* \cong J_c$ であった。これは作動ガス固有の性質に依存していると考えられる。
- (2) 水素および水素を含む分子ガスは良好な性能を示す。この理由は、これらのガスが空気力学的加速に優れていることのみならず、その放電電流分布より、理論臨界電流 J_c 以下では陰極先端への電流集中が非常に激しく、電磁気加速成分ポンピング力も大きいと考えられる。
- (3) J_c 以下の低電流放電の場合、電流分布は希ガスと分子ガスでは大きく異なる。この電気伝導特性の相違は分子ガスの場合、解離反応によってプラズマ化が遅れ、ジェット出口付近で放電が開始するためと考えられる。
- (4) 直線型陽極を持つプラズマジェットの場合、 J_c 以上の大電流放電時の電流分布は、作動ガスの種類によらず、その電流は放電室内部からジェット下流に大きく張り出し、陰極先端はもちろん陽極先端付近においても電流集中が激しく、沿面放電が観測された。
- (5) 大電流放電時、直線型陽極の絶縁物の前方には張り出し電流が大きく広がり、この電流による半径方向向外側向きの電磁気力は推力に寄与せず、エネルギー損失を生むと推定される。
- (6) 電子温度分布より、陽極近傍および陰極先端付近に高温領域が存在する。陽極近傍の高温領域では、低電流放電時、電子のみが激しい選択的加熱を受け、一方大電流放電の場合、自己誘起磁場が強く、電子は加熱されることなく下流に吹き飛ばされると推測される。陰極近傍の高温領域では、放電電流の値によらず自己誘起磁場が強いため、プラズマは半径方向内側への電磁気力を受け高圧となり、また電流密度は非常に大きいので、激しいジュール加熱が行われていると考えられる。
- (7) 低電流放電時のプラズマ電位分布より、 H_2 の場合を除き、陽極近傍では過剰の電子を跳ね返す負のポテンシャル勾配が形成される。 J_c 以下の作動では、陽極近傍の半径方向内側への電磁気力が弱いため、数密度は比較的高く維持され、電流担体が過剰に存在していると考えられる。しかし H_2 では、低電流においても陽極先端付近への激しい電流集中によって電流担体の不足が生じ、正のポテンシャル勾配が形成される。
- (8) J_c 以上の大電流放電時、陽極近傍のプラズマ電位は正の勾配を持つ。陽極上では電流担体の不足により電流スポットが形成され、激しい溶解が起こっていると推定される。電磁プラズマジェットの作動限界は陽極先端付近の電流担体の不足による Anode Starvation Theory で説明できる。

(9) プラズマ電位分布より, 陰極近傍の高温領域内で消費される電力は, 放電電流の値によらず非常に大きいことがわかった。消費電力の一部は陰極への熱損失となるが, 大部分は電子加熱に使われ, それらは軸方向の運動エネルギーに変換されると推定される。

参 考 文 献

- 1) M. Inutake *et al.* : *Proc. of the JSASS/AIAA/DGLR 17th Int. Electric Propulsion Conf. (IEPC)* (Tokyo 1984) p.213.
- 2) 大竹正明 他: 宇宙科学研究所報告 特集 **7** (1983) p.49.
- 3) T. Hara *et al.* : *Jap. Appl. Phys.* **19** (1980) 606.
- 4) N.M. Nerheim *et al.* : *JPL Technical Report* 32-1196 (1968).
- 5) 栗本恭一: 日本航空宇宙学会誌 **33** (1985) 89.
- 6) 田原弘一 他: 日本航空宇宙学会誌 **33** (1985) 658.
- 7) 栗本恭一: ながれ **7** (1988) 15.
- 8) H. Tahara *et al.* : *J. Propulsion and Power* **5** (1989) 713.
- 9) 松本敏之 他: 第50回応用物理学会学術講演会講演予稿集 **1** 27a-S-8 (1989) p.3.
- 10) W. Berry *et al.* : *Proc. of the 20th IEPC (W. Germany, 1988)* p.5.
- 11) J.R. Stone *et al.* : *Proc. of the 20th IEPC (W. Germany, 1988)* p.17.
- 12) 工藤勲 他: 電気学会雑誌 **106** (1986) 30.
- 13) K. Kuriki *et al.* : *AIAA Paper* 79-2058 (1979).
- 14) K. Uematsu *et al.* : *Proc. of the 17th IEPC (Tokyo, 1984)* p.79.
- 15) T. Yoshikawa *et al.* : *Proc. of the 17th IEPC (Tokyo 1984)* p.396.
- 16) K. Toki *et al.* : *AIAA Paper* 87-1000 (1987).
- 17) H. Tahara *et al.* : *AIAA Paper* 87-1093 (1987).
- 18) R.G. Jahn : *Physics of Electric Propulsion* **8** (Mcgraw-Hill Co., New York, 1968) p.196.
- 19) H. Alfvén : *Rev. Modern Phys.* **32** (1960) 710.
- 20) U.V. Fahlson : *Phys. Fluids* **4** (1961) 123.
- 21) A.C. Malliaris *et al.* : *NASA CR-11872* (1971).
- 22) R.H. Huddleston : *Plasma Diagnostic Techniques* **4** (Academic Press, New York, 1965) p.113.
- 23) J.G. Laframboise : *UTIAS Report* **100** (1966).
- 24) L.W. Holtgreven : *Plasma Diagnostics* **3** and **4** (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1968) p.135.
- 25) L.W. Holtgreven : *Repts. Progr. Phys.* **21** (1958) 312.
- 26) G.R. Mitchell : *Proc. of the IEEE* **117** (1970) 2315.
- 27) H.C. Miller : *IEEE trans. Plasma Sci.* PS-**5** (1977) 181.
- 28) K. Kuriki *et al.* : *AIAA J.* **16** (1978) 1062.
- 29) 田原弘一 他: 高温学会誌 **15** (1989) 133.
- 30) M. Sumida *et al.* : *AIAA Paper* 87-1066 (1987).
- 31) K. Kuriki *et al.* : *AIAA Paper* 87-1024 (1987).
- 32) 放電ハンドブック **2** (電気学会, 1974) p.83.
- 33) N.S. Merinov : *Sov. Phys. Tech. Phys.* **21** (1976) 467.
- 34) F.G. Baksht : *Sov. Phys. Tech. Phys.* **18** (1974) 1613.
- 35) A.G. Korsum : *Sov. Phys. Tech. Phys.* **19** (1974) 124.
- 36) H. Hügel : *IEEE Trans. Plasma Sci.* PS-**8** (1980) 437.