

2次元型MPDアークジェットの世界速度場と電力収支計測^{*1} Measurement of Velocity and Power Balance in a Two-Dimensional MPD Arcjet

杵淵 紀世志^{*2,*3}・船木 一 幸^{*4}・都木 恭一郎^{*5}・清水 幸夫^{*4}
Kiyoshi KINEFUCHI, Ikkoh FUNAKI, Kyoichiro TOKI and Yukio SHIMIZU

Key Words: Electric Propulsion, Magnetoplasmdynamic Arcjet, Power Deposition,
Laser Absorption Velocimetry, Mach Probe, Time of Flight

Abstract: Velocity and temperature measurements were conducted for a two-dimensional magnetoplasmdynamic arcjet with hydrogen propellant. To obtain the velocities of both atoms and ions, laser absorption spectroscopy was employed for atom, and time-of-flight technique was used for ions. In a quasi-steady operation at 13 kA/0.65 g/s, larger ions velocity (33 km/s) than that of the atoms (13 km/s) was found in the case of flared anode configuration, which implies that large mean free path between the ions and atoms prohibited momentum transfer from the ions to the neutral particles. This velocity difference was not observed in the case of converging-diverging anode, where the high-density plasma inside the discharge chamber enhances momentum transfer from ions to atoms. In addition to the velocity difference, diagnostics by probe methods revealed high ion temperature in comparison with that of electrons at the thruster exit. Using the velocities and temperatures together with the densities of each particle, energy flux of the magnetoplasmdynamic arcjet was discussed. The large energy deposition into thermal and internal energy modes near the thruster exit indicated a large amount of pressure energy that should be converted to velocity energy by an appropriate nozzle design to further improve the thrust performance.

記 号 表

A : スラスト出口面積 [m²]
 a : イオン音波速度 [m/s]
 B : 磁束密度ベクトル [T/m²]
 c : 光速 (3.00×10^8 m/s)
 c_p : 定圧比熱 [J/kgK]
 c_v : 定積比熱 [J/kgK]
 d_a : 2次元型MPDアークジェットの陽極間距離 [m]
 e_i : 内部エネルギー [W]
 e_p : 圧力エネルギー [W]
 E : 電場ベクトル [V/m]
 E_d : 水素分子の解離エネルギー (4.4 eV)
 E_i : 水素分子の電離エネルギー (13.6 eV)
 F : 推力 [N]
 J : 放電電流 [A]
 j : 電流密度ベクトル [A/m²]
 J_{para} : 流れに平行な向きイオン飽和電流 [A]
 J_{perp} : 流れに垂直な向きイオン飽和電流 [A]

k : ボルツマン定数 (1.38×10^{-23} J/K)
 K : 運動エネルギー [W]
 \dot{m} : 質量流量 [kg/s]
 m : 原子質量 [kg]
 M : 原子量 [g/mol]
 M_i : イオン Mach 数
 n : 数密度 [m⁻³]
 p : 圧力 [Pa]
 R : 気体定数 [J/kgK]
 r_a : 同軸型MPDアークジェットの陽極半径 [m]
 r_c : 同軸型・2次元型MPDアークジェットの陰極半径 [m]
 T : 温度 [K]
 u : 流速 [m/s]
 u_i : イオン速度ベクトル [m/s]
 W : 2次元型MPDアークジェットの奥行幅 [m]
 ϕ : 化学エネルギー [W]
 γ : 比熱比
 κ : T_i/T_e に依存する係数
 λ_0 : スペクトルの中心波長 [nm]
 $\Delta\lambda_D$: Doppler シフト [nm]
 μ_0 : 真空の透磁率 (1.26×10^{-6} H/m)
 ν_D : Doppler 広がり [Hz]
 θ : レーザーの入射角 [rad]
 σ : 電気伝導度 [1/Ωm]

^{*1} © 2005 日本航空宇宙学会
平成 15 年 1 月, 平成 14 年度宇宙輸送シンポジウムにおいて一部発表. 平成 16 年 6 月 23 日原稿受理

^{*2} 東京大学大学院工学系研究科

^{*3} 現 宇宙航空研究開発機構宇宙基幹システム本部

^{*4} 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部

^{*5} 東京農工大学大学院共生科学技術研究部

添 字

- a : 原子
- i : イオン
- e : 電子

coax : 同軸型

2d : 二次元型

pump : ポンプ力

1. はじめに

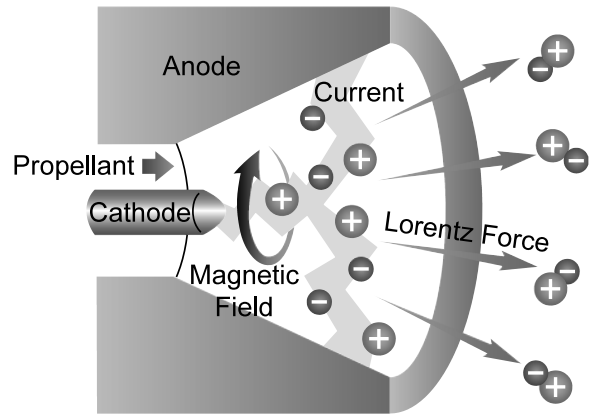
宇宙開発は現在の地球軌道を基点とした活動から、月、惑星へとその領域を広げつつある。そのような時代へ向け、長距離、大量輸送に対応できるスラスタの開発は急務である。電気推進の一種である MPD (MagnetoPlasmaDynamic) アークジェットは、他の電気推進と比べ比推力、推力密度がともに大きく大電力作動に適している。従って大型構造物の軌道間輸送、惑星間輸送、火星有人探査といった大型ミッションへの利用が期待されてきたが、宇宙実験の実績はあるものの¹⁾、推進効率が低いことを主な理由として未だ研究段階にある。しかし近年になって、MPD アークジェットの高比推力・高推力かつシステムが簡潔などの長所が見直されてきており、欧米を中心に研究開発が活発化している²⁻⁴⁾。

本論文で取り扱う自己誘起磁場型 MPD アークジェットの作動原理を第 1 図に示す。放電室内にてアーク放電電流とそれによる自己誘起磁場との相互作用力(ローレンツ力)によりプラズマ化した推進剤を加速し推力を発生する。推進効率の改善には放電室内の物理現象、特にプラズマの加速過程を明らかにすることが必須である。そこで第 2 図に示す二次元型 MPD アークジェットが製作された⁵⁾。一般的に MPD アークジェットは中心軸上に棒状陰極を、その周囲に陽極を配す同軸構造であるが、このスラスタは二次元形状チャンネルの多電極放電により二次元的な放電パターンを実現し、放電室内の光学的測定を可能としている。本研究では第 3 図に示す 2 種類の形状の二次元型 MPD アークジェット (Flare 型、Converging-Diverging (C-D) 型) について、レーザー吸収分光、Mach プロブ法、飛行時間法 (TOF) を用い、速度場を中心とした放電室内の計測を行った。

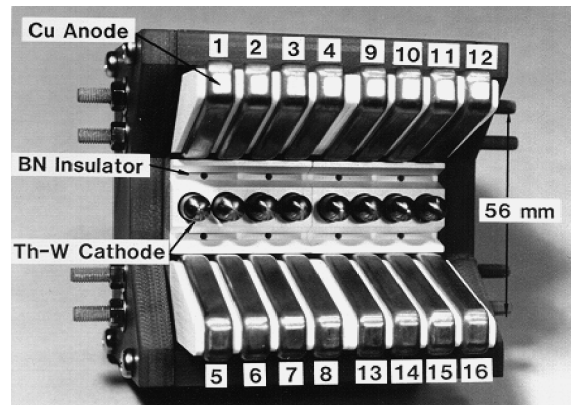
MPD アークジェットのプラズマ診断については、測定の容易な排気ブルームを中心に数多く報告されている⁶⁻⁸⁾。しかし、イオンと中性粒子の双方を計測した例は Malliaris の 70 年代の報告に見られる以外存在しない。本研究では、過去に報告されている分光器による能動的測定⁹⁾とは異なり、レーザー吸収分光による原子速度の高精度測定を実現した。また、今後最も期待される水素を推進剤として、軌道間輸送などに必要な $I_{sp} = 3000 \sim 5000 \text{ s}^{10)}$ の動作領域を選んで測定を行い、MPD アークジェットプラズマ流の電力収支を計測することに成功した。

2. 二次元型 MPD アークジェット

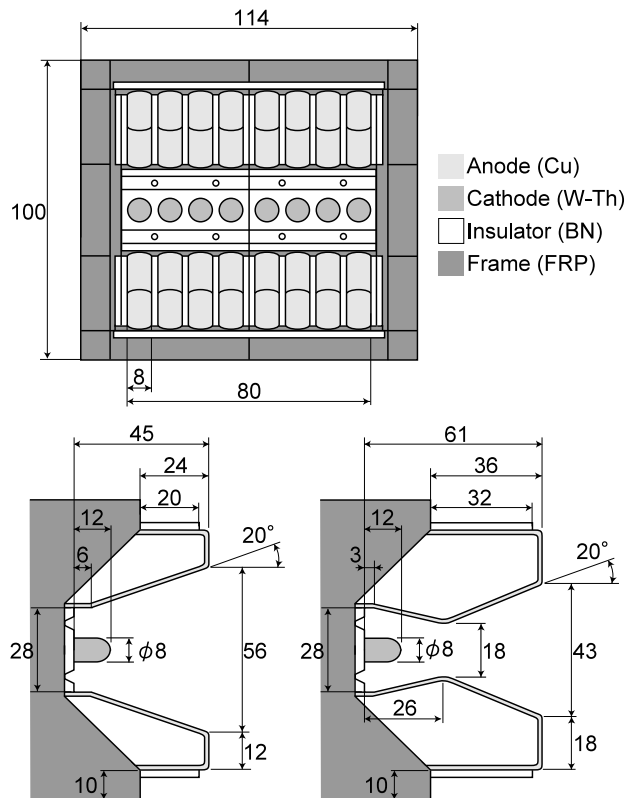
二次元型 MPD アークジェットでは第 2, 3 図に示したよ



第 1 図 MPD アークジェットの原理



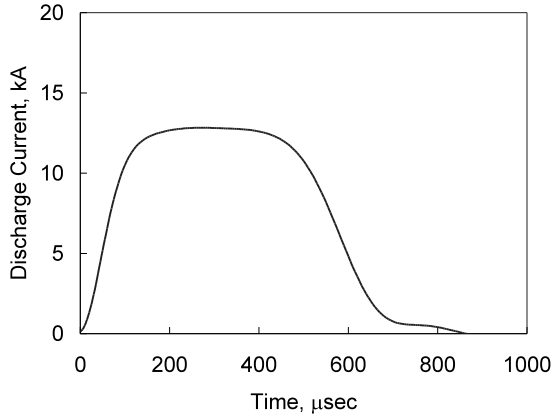
第 2 図 二次元型 MPD アークジェット (Flare 型)



第 3 図 スラスタの形状 (上: 正面図, 左下: Flare 型, 右下: C-D 型)

第1表 実験条件と基本性能¹¹⁾

	推進剤	流量 (g/s)	放電電流 (kA)	放電電圧 (V)	投入電力 (MW)	推力 (N)	比推力 (s)	推進効率 (%)
Flare 型	水素	0.65	13.0	117	1.52	27.0	4240	36.9
C-D 型	水素	0.65	13.0	91	1.18	24.0	3770	37.5



第4図 放電電流波形

うに、中心軸上のカソードとその上下に配されたアノードによって1組のチャンネルを形成し、それを8つ並べることで二次元的な放電を実現する。磁場は陰極間ではキャンセルされるため理想的には長手方向成分のみ残り、磁場形状についてもほぼ二次元性が保障されている⁵⁾。アノード形状としては、従来多く用いられている Flare 型と、スロートを有する C-D 型の2種類を使用した。

MPD アークジェットはその作動原理上、MW クラスの投入電力で高効率となるが、実験室にて定常的にこのような大電力を用いることは困難であるから、準定常パルス作動とした。推進剤は FAV (Fast Acting Valve) にて半値幅 5 ms の矩形パルスで放電室内へ導入し、電力は PFN (Pulse Forming Network) 回路と呼ばれる LC 梯子回路に高圧充電され、半値幅 0.5 ms の矩形パルスで供給される。この時の放電電流波形を第4図に示す。波形は 0.1 ms の準定常部を有し、速度等はこの準定常放電時の値で評価する。スラスタは長さ 2 m、直径 0.8 m の円筒形真空チャンバ内に設置され、チャンバ内部の放電前の真空度は 2 mPa 以下に保たれた。

実験は推進剤として水素を用い、流量 0.65 g/s、放電電流 13 kA にて実施した。基本性能を第1表に示す¹¹⁾。MPD アークジェットでは 5000 s を越えるような動作点で効率が更に高くなるが、今回は軌道間輸送などに必要な 3000 ~ 5000 s の比推力を作動点として選んだ。この作動点は MPD アークジェットにて最も性能の向上が求められている比推力領域の1つである¹⁰⁾。この作動点での両形状の性能を比較すると、推力・比推力ともに Flare 型よりも C-D 型の方が低い。しかし、C-D 型は放電電圧と投入電力の双方が Flare 型より低いことから、結果として両形状はほぼ同じ効率となっている。両形状の放電電圧の差は、放電経路長の違いで説明できる。電磁加速による逆起電力の寄与が同程度で

あっても Flare 型では放電がスラスタ出口まで長く延びて放電電圧が大きくなる一方、C-D 型ではスロート部に放電が集中するため放電経路は短く、放電電圧は Flare 型に比較して小さい¹¹⁾。

二次元型 MPD アークジェットでは内部流の可視化が容易であるため、性能値と内部物理量の相関をとることで、最適な放電室形状への指針を得ることができる。しかし、以下に述べるように、同軸型アークジェットと二次元型アークジェットの理論推力が異なることから、二次元型で最も良い性能を発揮する形状が、同軸型では必ずしも最適であるとは言えないことに注意する必要がある。

同軸型、二次元型 MPD アークジェットの理論電磁推力は、カソード先端に一樣に電流が流れると仮定するとそれぞれ下式で表される^{9, 12)}。

$$F_{\text{coax}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\ln \frac{r_a}{r_c} + \frac{3}{4} \right) J^2 \quad (1)$$

$$F_{2d} = \frac{\mu_0}{8} \frac{d_a}{W} J^2 \quad (2)$$

(1) および (2) 式は、プラズマをローレンツ力で直接加速するブローイング力と、カソード先端部の圧力がカソード先端を押すことにより発生するポンピング力の双方を含んだ合計推力である。これらの式から、推力は同軸型、二次元型ともに放電電流の2乗に比例するが、形状の影響については、電極寸法が対数項として影響する同軸型に対し、二次元型では推力は陽極間距離と比例関係にあり、二次元型の方が形状の影響を受け易い。また、同軸型および二次元型のポンピング力：

$$F_{\text{coax-pump}} = \frac{\mu_0}{8\pi} J^2 \quad (3)$$

$$F_{2d\text{-pump}} = \frac{\mu_0}{12} \frac{d_c}{W} J^2 \quad (4)$$

と (1)、(2) 式から、全電磁推力 (ブローイング力とポンピング力) のうちポンピング力が占める割合を求めると、これは r_a/r_c のみの関数となり、本研究で用いたスラスタ形状については、同軸型のポンピング力の割合が二次元型に比べて 1.2 ~ 2.0 倍程度大きい。水素を用いた MPD アークジェットでは、ポンピング力の全推力に占める割合が大きい¹³⁾ ため、二次元型では C-D 型とほぼ同性能を示す Flare 型が、同軸型にて高い性能を発揮するのも不思議ではない^{14, 15)}。このように、二次元型で得られた知見を同軸型に適用する際は、ポンピング力の評価と形状依存性、更には空力加速分などに注意する必要がある¹⁶⁾。

3. 実 験

3.1 レーザー吸収分光 粒子のエネルギー準位差に対応した波長のレーザーは粒子に吸収される．横軸に波長，縦軸に吸収率（吸収されたレーザーパワーの入射レーザーパワーに対する割合）をとると，粒子の吸収スペクトルが得られる．一般に2つのレーザー入射角 (θ_1, θ_2) の吸収スペクトルを比較すると，その波長方向のシフト (Doppler シフト) から粒子の速度 u を求めることができる．

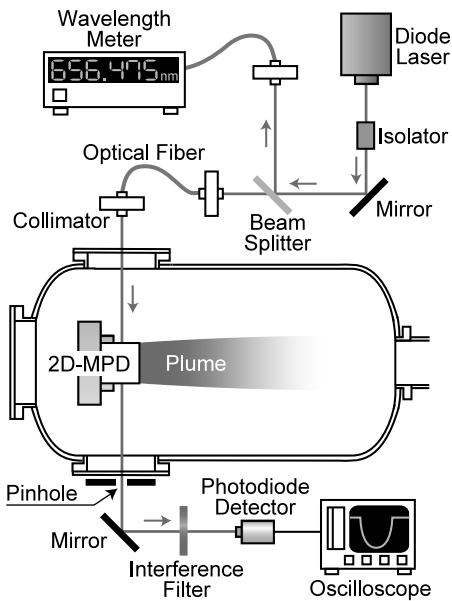
$$u = \frac{c}{(\sin \theta_1 - \sin \theta_2)} \frac{\Delta \lambda_D}{\lambda_0} \quad (5)$$

今回の実験では水素原子の吸収スペクトルの Doppler シフトから原子の速度 u_a を求めた．

原子スペクトルの広がりには主に a) 粒子の熱運動 (Doppler 広がり), と b) プラズマの電界 (Stark 広がり) により生じる．前者は Gauss 型, 後者は Lorentz 型のプロファイルを示す．Stark 広がりの大きい水素原子スペクトルの場合, Voigt 関数によって両者を分離することで, 原子温度とプラズマ密度を求めることができる．プラズマ密度は Stark 広がり と電子温度との関係から, そして原子温度 T_a は次式から求められる¹⁷⁾．

$$T_a = \frac{M(\lambda_0 \nu_D)^2}{8 \ln 2R} \quad (6)$$

第 5 図にレーザー吸収分光の実験装置を示す．レーザーには出力が約 10 mW の半導体レーザー (EOSI 製 2010-ECU) を用い, 波長は水素原子の Balmer α の遷移に対応する 656 nm 付近に調整した．レーザー波長は ± 1 pm 以下の安定度を持つため, この精度でレーザー波長を任意に設定することができる．この際レーザー波長は波長計により計測した．放電室を通過したレーザーは直径 5 mm のピンホールを通過後, Balmer α ラインの干渉フィルタを経



第 5 図 吸収分光実験装置

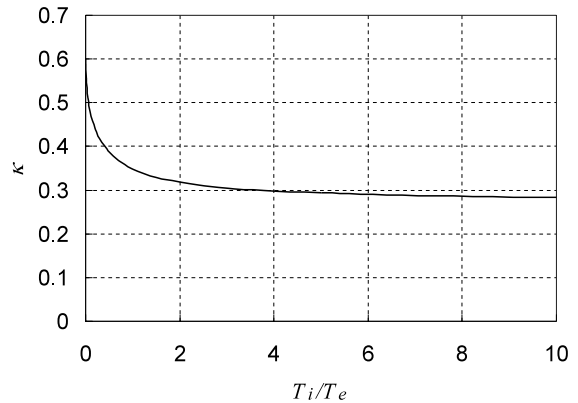
て, フォトディテクタにより検出される．フォトディテクタの出力はオシロスコープにより計測し, 吸収波形を得た．ピンホールと干渉フィルタは放電室プラズマ自体の発光を可能な限り取り除き, 発光に対するレーザー強度の S/N を向上させるために使用した．またプラズマに入射したレーザー強度は約 0.15 mW であり, レーザー強度をこの前後で振ることによりプラズマへのレーザー吸収が飽和していないことを確認している．Doppler シフトを計測するためにレーザーはプラズマ流に対し θ 傾けて入射する必要があり, 今回の実験では $\theta = \pm 10^\circ$ として, 2つのスペクトルの中心波長を比較することで (5) 式により流速を得る．しかし, 今回用いたレーザーでは Balmer α の広い波長範囲をアーク放電が続く僅か 500 μ s の時間内で高速掃印することはできなかった．このため実験では, 1) レーザーの波長調整, 2) MPD アークジェット放電, 3) 吸収量取得, の手順を放電ショットごとに繰り返すことで広い波長範囲にわたる吸収スペクトルを取得した．

3.2 Mach プロブ法 Mach プロブ法によりイオン Mach 数を計測した．イオン Mach 数は下式より求めた¹⁸⁻²¹⁾．

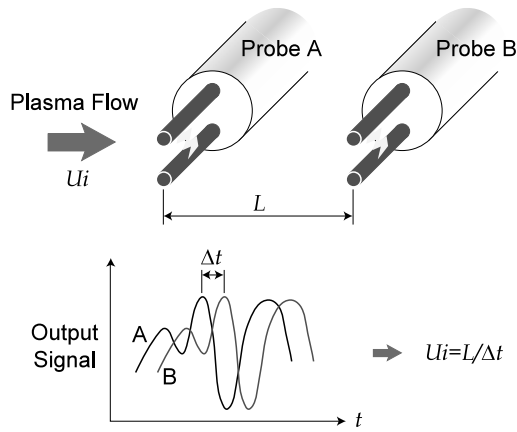
$$M_i = \kappa \frac{J_{para}}{J_{perp}} \quad (M_i > 1) \quad (7)$$

$$M_i = \left[-\frac{1}{\ln \kappa} \ln \left(\frac{J_{para}}{J_{perp}} \right) \right]^{-\ln \kappa} \quad (M_i < 1) \quad (8)$$

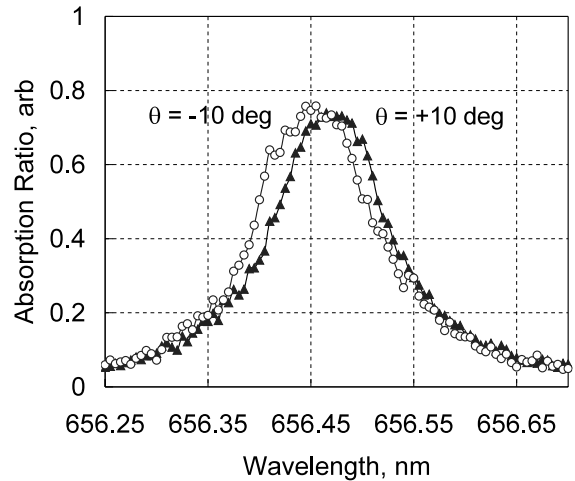
ここで J_{perp}, J_{para} はそれぞれ流れに垂直, 平行方向のイオン飽和電流, κ はイオン温度 T_i と電子温度 T_e の比で決まる係数である． κ と T_i/T_e の関係を第 6 図に示す²²⁾．上式から Mach 数を求める際は, 予め κ , すなわち T_i/T_e の値が必要である．しかし, 電子励起準位を持たない水素イオンについて T_i を光学的に測定するのは困難である．第 6 図に示したように, κ の理論値は $T_i/T_e > 2$ でほぼ 0.3 の値をとることから, 今回は $\kappa = 0.30$ と仮定して M_i を算出した．仮に $T_i/T_e = 1$ であるとすると, 計測誤差を除いても, (7) 式を用いる場合は -17% , (8) 式から求める場合 -26% 程度の誤差が生じ, 真値より小さめに見積もることになる． $T_i/T_e = 100$ での誤差は (7) 式を用いる場合は



第 6 図 κ と T_i/T_e の関係



第7図 TOF 法の概念



第8図 吸収スペクトル (Flare 型カソード先端下流 7 mm)

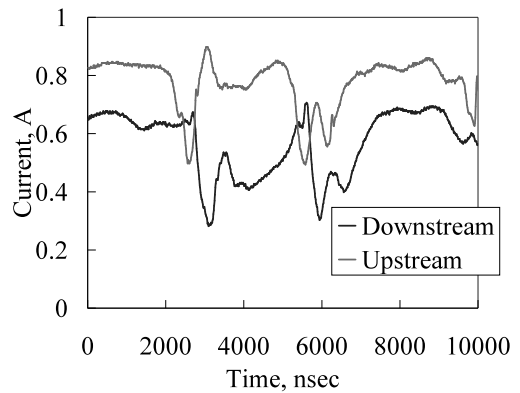
+8% , (8) 式から求める場合+13%程度である .

3.3 飛行時間法 飛行時間 (TOF) 法の概念を第 7 図に示す²³⁾ . コンデンサにより 9 V にバイアスした 2 つの端子を持つプローブ 2 本を , プラズマ流に沿って 1 cm 間隔で設置する . プローブによるプラズマの揺動をできるだけ抑えるため , 2 本のプローブはフローティングで設置してある . プラズマが端子間を通過するとコンデンサから電流が流れ , プローブ位置におけるプラズマ密度の時間変化を電流波形として観測できる . 第 7 図のように上流と下流の 2 つの電流波形の時間遅れからプラズマの速度を算出する . この計測法でイオン速度を計測するには , イオンと電子がともに運動している必要があり , 放電電流が流れている MPD アークジェット放電室内では適用できない . よって計測は中心軸上放電室出口とその下流にて行った .

4. 実験結果ならびに考察

第 8 図は水素原子によるレーザー吸収スペクトルの一例であり , Doppler シフトが観測されている . $\theta = \pm 10^\circ$ の 2 方向から導入したレーザーの吸収スペクトルの中心波長の差から (5) 式に従って原子速度が得られるが , レーザーの安定性および波長計の測定精度から , 各スペクトルの中心波長の決定精度は ± 1 pm 程度に制限される . このため , 原子速度の測定精度は ± 1 km/s 程度である .

第 9 図は TOF 法による電流信号波形の例であり , 上流側のプローブ信号とほぼ同じ波形が , 下流側のプローブで時間遅れをもって観測されている . この時間遅れを Δt とし , 2 本のプローブの距離 L とからイオンの流速 u_i が $u_i = L/\Delta t$ のように得られるが , u_i の測定精度は L および Δt の精度で制限される . まず , 第 9 図からわかるように , 2 本のプローブ信号は強い相関を持つため , Δt は 20 ns 程の精度で見分けることができる . また , 2 つのプローブ間の距離は 1 cm であるが , プローブの太さが 0.3 mm ϕ であることから , 両プローブの距離は ± 0.3 mm 程度で調整されていると考えるべきであろう . 以上より u_i は ± 2 km/s 程度の精度を持つ . なお , TOF 法で用いたプローブの電流が大きい場合 , プローブ電流によってプラズマが乱され



第9図 TOF 電流波形 (C-D 型 , 中心軸上出口下流 8 mm)

て , イオン音波などが重畳されて下流に伝わる可能性がある²³⁾ . 本実験ではプローブ挿入による乱れを極力低減することで , プラズマ中にもともと存在する粗密パターンを検知することにした . もしもプローブによって与えられた乱れが支配的でこれが伝播する場合 , この乱れは $u_i + a$ で下流に伝えられる . ここで a はイオン音波の速度

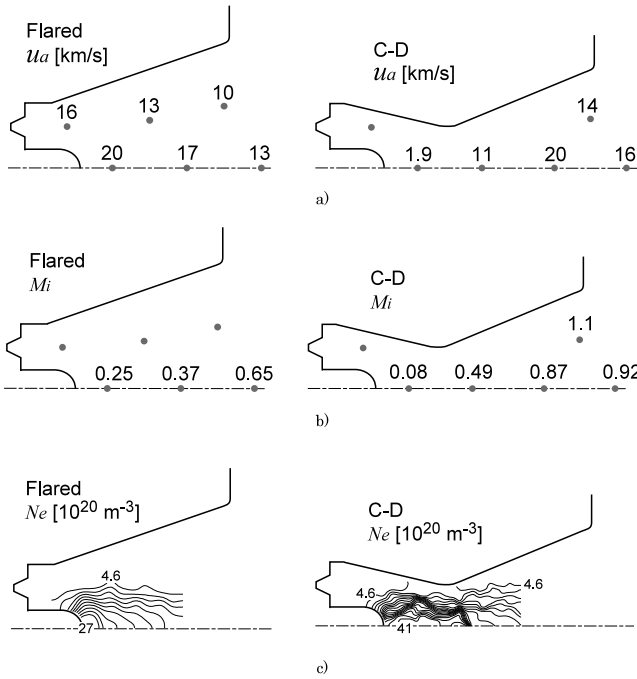
$$a = \sqrt{R(T_e + \gamma T_i)}$$

である . イオン音波速度を代表的なプラズマデータから見積もると , $T_e = 0.6$ eV⁵⁾ , $T_i = 15$ eV (第 2 表) として $a = 47$ km/s となり , 本実験で得られた u_i (後出の第 11 図) と比べ , やや大きいと同程度となるものと考えられ , イオン音波が流速の測定精度に影響を及ぼす可能性がある . そこで 2 本のプローブをプラズマ噴射方向と垂直な方向に並べ (第 7 図のプローブ配置を 90° 回転) , 電流波形を取得したが , 両者の波形に相関は認められず , プラズマ噴射方向と垂直な方向への情報の伝播はないことを確認した . 本実験で取得した電流波形にはイオン音波の影響は表れていないと考えてよい . よって第 9 図にはイオン音波は重畳されておらず , プラズマ流の擾乱のみを計測しており , 相関の時間差から直接プラズマの流速を求めることができる .

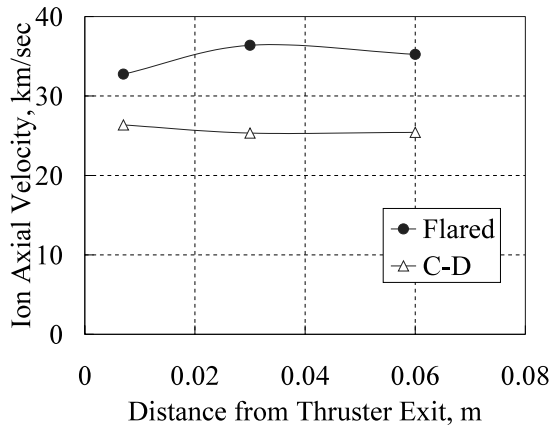
第 10 図はレーザー吸収スペクトルの Doppler シフトよ

第 2 表 イオン温度・圧力の推算値 (Flare 型中心軸上, 放電室出口)

	T_i (eV)	T_a (eV)	p (Pa) [式 (14)]	p (Pa) [式 (15)]
Flare 型	15.41	4.47	5744	3123



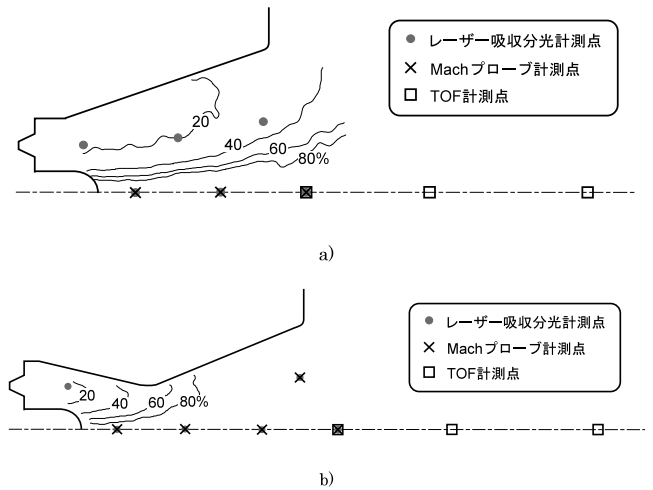
第 10 図 計測値の放電室内の分布 (a) 軸方向原子速度分布, (b) イオンマッハ数分布, (c) プラズマ密度分布¹¹⁾.



第 11 図 水素イオン速度 (中心軸上)

り求めた水素原子の速度, Mach プローブ法によるイオン Mach 数, および文献 11) より引用した Mach-Zehnder 干渉法によるプラズマ密度分布である. 第 11 図は TOF 法により, 中心軸上, スラスタ出口より下流で計測した水素イオンの速度である.

Mach プローブ計測, および TOF 計測においては, 放電電流および磁場が計測精度に及ぼす影響について評価する必要がある. 評価に先立ち, 第 12 図に参考文献 11) から抜粋した Flare 型, C-D 型の電流経路を, レーザー吸収



第 12 図 電流経路 (0.65 g/s, 12 kA) (a) Flare 型, (b) C-D 型.

分光, Mach プローブ法, TOF 法の測定点とともに示す. 放電の二次元性を仮定すると等磁束密度線は電流経路と等価となる. 磁束密度分布を最大値で規格化して 0 から 100 までの等高線を描けば, それは放電室入口からその線の間で全電流の何%が流れたかを示す電流経路に相当する. 第 12 図は 2D-MPD アークジェット放電室の中央に磁気感応フィルムを挿入することで磁束密度分布を測定し, 電流経路としたものである. 両形状の電流経路の差が明確に現れており, 放電電圧の大きい Flare 型では下流まで電流が伸びる一方, 放電電圧の小さい C-D 型ではスロート付近で放電が終了している様子が伺える.

TOF については, 計測は電離がほぼ完了しているスラスタ出口付近で行っており, これらの影響はないと考えられる. 実際, 出口部では第 9 図に示したように明確な相関が見られているが, 推進器内部では上下流のプローブの電流波形に相関が認められなかった. また, マッハプローブに関しては, 中心軸上の磁場強度が理論上 0 の点を測定点としており, 磁場や放電電流の影響は十分小さいと考えられる.

4.1 イオン・原子間の速度スリップ 第 10 図 (a) の原子速度と第 11 図のイオン速度の測定結果を, 中心軸上放電室出口で比較すると以下ようになる.

Flare 型: 原子 13 km/s, イオン 33 km/s

C-D 型: 原子 16 km/s, イオン 26 km/s

従ってイオンと原子の速度差が, 特に Flare 型で顕著であることがわかる. 放電室内ではイオンはローレンツ力に加速される一方, 原子はローレンツ力を受けない. このためイオンと原子との衝突が不十分な場合は, イオン・原子間で十分な運動量交換衝突が行われず, イオン・原子間の速度スリップが生じる.

ここでこの速度スリップによる損失について考えてみる. イオン・原子間に速度スリップが生じて, 重粒子間の衝突は完全弾性衝突と見なせるから, スラスタ出口から噴射される運動エネルギーは一定に保たれ, 損失はないと考え

てよい。しかし、以下に述べる理由により必ずしも運動エネルギー=推進エネルギーでないことに注意せねばならない。完全解離の仮定のもと、推進剤流量とスラストの推力は次式で表される。

$$\dot{m} = \dot{m}_i + \dot{m}_a \quad (9)$$

$$F = \dot{m}u_e = \dot{m}_i u_i + \dot{m}_a u_a \quad (10)$$

ここで u_e は平均排気速度を表し、圧力推力を無視した。この 2 式から運動エネルギー K に関して、

$$K = \frac{1}{2} \dot{m}_i u_i^2 + \frac{1}{2} \dot{m}_a u_a^2 \geq \frac{1}{2} \dot{m} u_e^2 \quad (11)$$

等号は $u_i = u_a$ のときのみ成立する。上式の最右辺は推力エネルギーを表すから、推力エネルギーはイオン-原子間でスリップが生じると常に運動エネルギーより小さくなる。つまり速度スリップが生じるとスラストから放出される運動エネルギーは等しくても、推力は小さくなり、推進効率の低下を招く。また、速度スリップが生じると以下の理由により必要電力が上昇する。Ohm の法則、

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \approx \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) \quad (12)$$

より、イオンのみが加速されると、逆起電力項 $\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}$ (< 0) の絶対値が大きくなり、 \mathbf{j} を一定に保つための \mathbf{E} が増大する。結果、放電電圧が上昇し必要電力が増すため、効率が低下する。以上のような理由により速度スリップは性能上望ましい現象ではない。

イオンスリップの結果として、イオンは電極間で加速され続け、その一方で原子は速度一定か、あるいは亜音速下の膨張では減速傾向となるはずである。こうした予想の正当性は、放電室内のイオンおよび原子の速度分布からも確認できる。例えば第 10 図 (b) のイオン Mach 数分布からイオンは下流へ進むに従い加速していると予想されるが、原子流速 (第 10 図 (a)) を見ると C-D 型では下流へと加速されているのに対して、Flare 型では下流に進むに従い減速の傾向にある。Flare 型では、プラズマが濃くイオン・原子間での大きな運動量交換が期待できるカソード先端付近でのみ原子速度が大きい、下流に向かうに従い減速する。従って Flare 型では、プラズマ密度の高い中心軸線上の上流カソードチップ付近でのみ運動量輸送が行われている。これに対してプラズマが濃い C-D 型ではイオン・原子間衝突の平均自由行程が 10 mm 程度と短く、放電室のほぼ全域にわたってイオンから原子に効率的に運動量が輸送され加速されると考えられる。

以上のようにイオン速度と原子速度のスリップの程度は、形状ごとに大きく異なる。ただし、本研究の二次元型 MPD アークジェットの作動点では、Flare 型、C-D 型の性能に差異は殆ど認められなかった。放電電流が低い作動点では速度スリップの影響が大きくなり、形状間の相違がより顕著になるものと予想される。

4.2 イオン温度・圧力の推算 イオン Mach 数は下式で定義される。

$$M_i = u_i / \sqrt{R(T_e + \gamma T_i)} \quad (13)$$

M_i , u_i , T_e が知れば、(13) 式からイオン温度 T_i を推算することができる。 M_i , u_i は Mach プロブ法、TOF 法からそれぞれ求まっている。 T_e については文献 5) から分光法 (相対強度法) により測定した値として $T_e = 0.6$ eV を用いた。すなわち電子温度=電子励起温度と仮定しているため、電子温度はやや低めに見積もっている可能性がある。 γ については 5/3 とした。こうして推算された T_i に加え、もし n_a が分かっていたら、状態方程式

$$p = kn_e T_i + kn_e T_e + kn_a T_a \quad (14)$$

から圧力 p を推算することができる。 n_a は (9) 式から容易に求められる。なお、(14) 式を用いずに、推力の式

$$\begin{aligned} F &= \dot{m}_i u_i + \dot{m}_a u_a + pA \\ &= (m n_i u_i A) u_i + (m n_a u_a A) u_a + pA \end{aligned} \quad (15)$$

から圧力 p を推算することもできる。

第 2 表では、Flare 型についての (14) 式および (15) 式に基づき p を推算した結果を、(13) 式より求めたイオン温度、および (6) 式から求めた励起原子温度とともに示した。イオン温度が 15.41 eV とかなり高温になっている。文献 7) では磁場中のアーク放電プラズマにて、大電流ほどイオンが異常加熱される現象が報告されており、また文献 24) では MPD アークジェット内部で重粒子-電子間の異常輸送により重粒子温度が異常上昇する可能性を数値計算により示唆している。こうした現象は未解明だが、磁場を離れる高速プラズマジェットにてしばしば観測される様々な不安定現象が関与していると予想できる。圧力については背圧 2 mPa (MPD アークジェット放電前) と比較してかなり高く、運動量推力に比べ圧力推力が高いこと、すなわち不足膨張状態であることが予想できる。また (14), (15) 式から求めた圧力を比較すると、1.8 倍程度の差が見られる。これは (15) 式において、推力以外の値をエネルギーが集中する中心軸上の値で代表したため、(15) 式では圧力が小さめに求めたものと考えられる。(14) 式には誤差が大きいと考えられるイオン温度をパラメータとして含むが、スラスト出口ではプラズマ密度が薄いため、その影響は小さい。よって値としては式 (14) から求めたものがより確からしいと考えられる。

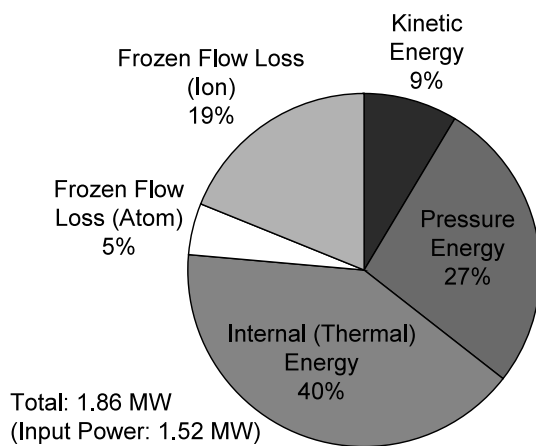
4.3 電力収支 以上の結果を用いて Flare 型について、放電室出口位置での電力バランスを計算した (第 13 図)。各電力は (16) ~ (20) 式で定義され、計測値は中心軸上での値で代表して求めた。

単位時間あたりに消費される内部エネルギー (電力):

$$e_i = \dot{m}_i c_v T_i + \dot{m}_a c_v T_a \quad (16)$$

単位時間あたりに消費される圧力エネルギー (電力):

$$e_p = \dot{m}_i c_p T_i + \dot{m}_a c_p T_a - e_i \quad (17)$$



第 13 図 スラスタ出口断面での電力収支 (Flare 型)

単位時間あたりに消費される運動エネルギー (電力):

$$K = \frac{1}{2} \dot{m}_i u_i^2 + \frac{1}{2} \dot{m}_a u_a^2 \quad (18)$$

単位時間あたりに解離のために消費されるエネルギー (電力):

$$\phi_a = \frac{\dot{m}_a E_d}{m} \quad (19)$$

単位時間あたりに電離のために消費されるエネルギー (電力):

$$\phi_i = \frac{\dot{m}_i}{m} \left(\frac{E_d}{2} + E_i \right) \quad (20)$$

ここで E_d , E_i はそれぞれ水素分子の解離エネルギー、水素原子の電離エネルギーである。 ϕ_a , ϕ_i はここではいわゆる凍結流損失を指し、解離、電離による粒子内部でのエネルギーの凍結に伴う、いわば潜熱に相当する。

計算結果の合計が放電電流と電圧から求めた総投入電力をやや上回っている。(16)~(20) 式以外にもシース損失や電極材料の蒸発、壁面への熱損失、軸方向以外の速度成分による運動エネルギーの損失などが存在するが、これらは第 13 図では考慮されていない。このような差が生じた理由は、エネルギーが集中する中心軸上でエネルギー流束を評価したためと考えられる。エネルギーの集中は Flare 型では特に顕著である¹¹⁾。

第 13 図から内部エネルギーとして消費される電力、すなわち熱損失の割合が最も大きいことがわかる。ついで圧力エネルギー分が大きい。これは圧力推力が大きく、スラスタ出口の流れが不足膨張状態であることを示している。スラスタの推力は適正膨張 (出口圧=背圧) のとき最大となるから、アノード下流に未広ノズルを付加するなどして圧力を運動エネルギーに変換することで効率を改善できる可能性がある。文献 25) ではアノード下流に絶縁材で製作した未広ノズルを取り付けることにより推進性能が向上すると報告されている。

イオンの凍結流損失の割合も大きく、これは速度スリッ

プが激しくなり、イオンのみが加速されるほど増大する。こうした速度スリップは摩擦熱として推進剤を加熱する。速度スリップが著しい Flare 型では、摩擦熱により推進剤が加熱されるため、第 2 表に示したようにイオン温度が非常に高温になっているものと考えられる。乱流の発生に伴う異常粘性による散逸過程なども加熱の一因として挙げられる。

5. ま と め

2次元型 MPD アークジェット (Flare 形状, C-D 形状) の放電室内部の速度場を中心とした計測を行い、Flare 形状については放電室出口における電力収支を算出した。この結果、イオン-原子間で速度スリップが生じており、その程度は電極形状により大きく異なることが明らかになった。速度スリップ抑制の観点からは C-D 型が有利であるが、本研究における MPD アークジェットの作動点では、Flare 型、C-D 型の性能に差異は殆どなかった。

Flare 形状については原子温度、イオン温度と電子温度の比較を行い、その結果、イオン温度と原子温度が電子温度を越える現象が見られた。これは言い換えると、運動量推力に比べ圧力推力の割合が大きく、不足膨張状態であることを意味する。従って、適切なノズル形状を選択して適正膨張とすることで更なる効率の改善が可能と考えられる。

計測に協力していただいた、東京大学大学院工学系研究科の中田大将氏に深く感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Toki, K., Shimizu, Y. and Kuriki, K.: On-Orbit Demonstration of a Pulsed Self-Field Magnetoplasmadynamic Thruster System, *J. Propul. Power*, **16** (2000), pp. 880-886.
- 2) Choueiri, E.: Lithium-Fed Lorentz Force Accelerator Research at Princeton University, The 11th Advanced Space Propulsion Research Workshop 2000, CA, 2000.
- 3) Polk, J. E.: An Overview of JPL's Advanced Propulsion Concepts Research Program, The 11th Advanced Space Propulsion Research Workshop 2000, CA, 2000.
- 4) LaPointe, M. R. and Sankovic, J. M.: High Power Electric Propulsion at the NASA Glenn Research Center, The 11th Advanced Space Propulsion Research Workshop 2000, CA, 2000.
- 5) Toki, K., Sumida, M. and Kuriki, K.: Multichannel Two-Dimensional Magnetoplasmadynamic Arcjet, *J. Propul. Power*, **8** (1992) pp. 93-97.
- 6) Malliaris, A. C. and Libby, D. R.: Spectroscopic Study of Ion-Neutral Coupling in Plasma Acceleration, *AIAA J.*, **9** (1971), pp. 160-167.
- 7) 安藤 晃, 犬竹正明, 服部邦彦, 山本真也, 芦野正史, 谷貝 剛, 今崎 篤, 吉沼幹朗: 外部印加磁場中での MPD プラズマの分光測定, 平成 11 年度宇宙輸送シンポジウム, 2000.
- 8) 田原弘一, 満尾和徳, 白崎篤司, 加賀谷洋一, 吉川孝雄: 準定常 MPD 推進機の噴出プラズマ流の状態, 日本航空宇宙学会論文集, **50** (2002), pp. 286-292.
- 9) 中山隆幸: MPD アークジェットのプラズマ加速過程, 東京大学博士論文, 1991.
- 10) Sovey, J. S. and Mantieniks, M. A.: Performance and Lifetime Assessment of Magnetoplasmadynamic Arc Thruster Technology, *J. Propul. Power*, **7** (1991), pp. 71-83.
- 11) 船木一幸: MPD アークジェットの電磁流体流れ, 東京大学博士論文, 1995.
- 12) Jahn, R. G.: *Physics of Electric Propulsion*, McGraw-Hill,

- New York, 1964.
- 13) 満尾和徳, 田原弘一, 山崎直也, 加賀谷洋一, 吉川孝雄: 準定常MPD推進機におけるカソードジェットの構造, 日本航空宇宙学会論文集, **48** (2000), pp. 95-102.
 - 14) Yoshikawa, T., Kagaya, Y., Yokoi, Y. and Tahara, H.: Performance Characteristics of Quasi-Steady MPD Thrusters, IEPC-84-58, 17th International Electric Propulsion Conference, Tokyo, 1984.
 - 15) Uematsu, K., Mori, K., Kuninaka, H. and Kuriki, K.: Effect of Electrode Configuration on MPD Arcjet Performance, IEPC-84-11, 17th International Electric Propulsion Conference, Tokyo, 1984.
 - 16) Nakata, D., Toki, K., Funaki, I., Shimizu, Y., Kuninaka, H. and Arakawa, Y.: Experimental Approach to the Optimization of MPD Electrode Geometry, IAC-04-IAF-S.4.05, International Astronautical Congress 2004, Vancouver, 2004.
 - 17) Griem, H. R.: Spectral Line Broadening by Plasma, Academic Press, New York, 1974.
 - 18) Ando, A., Hattori, K., Inutake, M., Sugimura, T., Hori, F., Fukushi, K., Ochiai, T., Yamamoto, M., Yagai, T., Imasaki, A. and Yoshimura, M.: Mach-Probe Characteristics in a Magnetized Plasma Flow, 26th IEPC, Paper 99-180, 1999.
 - 19) Stangeby, P. C. and Allen, J. E.: Transonic Plasma Flow Past an Obstacle, *J. Plasma Phys.*, **6**, Part 1 (1971), pp. 19-32.
 - 20) Chung, K-S., Hutchinson, I. H., LaBombard, B. and Conn, R. W.: Plasma Flow Measurements along the Presheath of a Magnetized Plasma, *Phys. Fluids*, **B1** (1989), pp. 2229-2238.
 - 21) Inutake, M., Ando, A., Hattori, K., Tobar, H. and Yagai, T.: Characteristics of a Supersonic Plasma Flow in a Magnetized Nozzle, *J. Plasma Fusion Res.*, **78** (2002), pp. 1352-1360.
 - 22) Swift, J. D. and Schwar, M. J. R.: Electrical Probes for Plasma Diagnostics, Iliffe Books, London, 1970.
 - 23) Jahn, R. G., Clark, K. E., Oberth, R. C. and Turchi, P. J.: Acceleration Patterns in Quasi-Steady MPD Arcs, *AIAA J.*, **9** (1971), pp. 167-172.
 - 24) Caldo, G., Choueiri, E. Y., Kelly, A. J. and Jahn, R. G.: An MPD Code with Anomalous Transport, IEPC-91-102, 22nd International Electric Propulsion Conference, Viareggio, 1991.
 - 25) Kuriki, K., Shimizu, Y. and Nishida, E.: Anode Configuration for Electrothermal/Electromagnetic Arcjet, 19th International Electric Propulsion Conf., AIAA Paper 87-1024, 1987.