



Title	準定常MPDアーク推進機の作動特性とその放電・加速機構
Author(s)	田原, 弘一
Citation	大阪大学, 1988, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1186
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

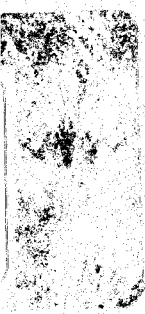
<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

準定常MPDアーク推進機の 作動特性とその放電・加速機構

昭和 63 年 2 月

田 原 弘 一



準定常MPDアーク推進機の 作動特性とその放電・加速機構

昭和 63 年 2 月

田 原 弘 一

目 次

総 論	1
第1章 MPD推進機の加速原理と作動モード	
1. 1 まえがき	1 0
1. 2 加速原理	1 0
1. 3 MPDアークの放電モード	1 2
1. 4 理論臨界電離速度	1 3
第2章 MPD推進機の作動システム	
2. 1 実験装置の全体構成	1 6
2. 2 真空排気装置	1 7
2. 3 準定常作動システム	
2. 3. 1 電力源	1 7
2. 3. 2 推進剤供給装置	1 8
2. 4 測定装置と方法	
2. 4. 1 推進剤流量の測定	1 8
2. 4. 2 投入電力の測定	2 0
2. 4. 3 推力の測定	2 1
2. 5 作動手順	2 2
第3章 自己誘起磁場加速型MPD推進機の作動特性	
3. 1 まえがき	2 4
3. 2 自己誘起磁場加速型MPDアークジェット	2 4
3. 3 推進性能	
3. 3. 1 ガス種の効果	2 6
3. 3. 2 電極形状効果	3 2
3. 4 まとめ	3 5

第4章 自己誘起磁場加速型MPD推進機の放電・加速機構

4. 1	まえがき	37
4. 2	実験装置と方法	
4. 2. 1	可視化MPDアークジェット	37
4. 2. 2	探針測定	38
4. 2. 3	分光測定	41
4. 2. 4	放電室内圧力の測定	44
4. 3	実験結果と検討	
4. 3. 1	放電電流分布	44
4. 3. 2	電子温度・スペクトル強度・数密度分布	52
4. 3. 3	電位分布	57
4. 3. 4	放電の可視化	61
4. 4	まとめ	63

第5章 一次元MHD流れ場の数値解析

5. 1	まえがき	65
5. 2	解析方法	
5. 2. 1	基礎方程式	65
5. 2. 2	計算方法	68
5. 2. 3	境界条件と初期条件	69
5. 2. 4	安定条件	70
5. 3	計算結果と検討	70
5. 4	まとめ	74

第6章 軸対称MHD流れ場の数値解析

6. 1	まえがき	76
6. 2	解析方法	
6. 2. 1	基礎方程式	77
6. 2. 2	計算方法	82
6. 2. 3	境界条件と初期条件	83

6. 2. 4	安定条件	8 4
6. 3	計算結果と検討	
6. 3. 1	電場の妥当性	8 4
6. 3. 2	解離・電離反応	8 5
6. 3. 3	加速・膨張機構	9 0
6. 4	まとめ	9 0
第7章 外部磁場印加型ハイブリッドMPD推進機の作動特性		
7. 1	まえがき	9 3
7. 2	実験装置と方法	
7. 2. 1	外部磁場印加型MPDアークジェット	9 4
7. 2. 2	外部磁場の強さと形状	9 4
7. 3	推進性能	9 8
7. 4	まとめ	1 0 4
第8章 外部磁場印加型ハイブリッドMPD推進機の放電・加速機構		
8. 1	まえがき	1 0 5
8. 2	実験装置と方法	1 0 5
8. 3	実験結果と検討	
8. 3. 1	放電機構	1 0 6
8. 3. 2	加速機構	1 0 9
8. 4	まとめ	1 1 1
結 論		1 1 2
参考文献		1 1 6
謝 辞		1 2 3

記 号 表

本文中で使用する記号を以下に示す。方程式の表示には [S I] 単位系を用いる。

A	:	変数
A_{mn}	:	遷移確率
a	:	電極形状係数
B	:	磁束密度 単位は Tesla (= Wb/m^2), もしくは Gauss ($1 \text{ Gauss} = 10^{-4} \text{ Tesla}$) である。
$B_{\text{appl.}}$	:	外部磁場の磁束密度
B_0	:	カソード根元の磁束密度
C_0	:	コンデンサーの静電容量
c_0	:	音速
E	:	電場、もしくはエネルギー
E_d	:	解離エネルギー
E_i	:	電離エネルギー
e	:	電子の電荷
F	:	測定された推力 ただし、生ガスによる推力は除く。
F	:	電磁流体力学方程式系における半径方向の物理量流束
F_{th}	:	理論電磁気力
f	:	単位体積当りに働く電磁気力
G	:	電磁流体力学方程式系における軸方向の物理量流束
g	:	標準重力加速度
g_m	:	統計的重み
h	:	プランク定数
I_p	:	探針電流

I_{sp}	:	比推力
I_{sp_0}	:	Alfvén の理論臨界速度に対する比推力
I'	:	飽和イオン電流
J	:	放電電流
J_c	:	理論臨界電流
J^*	:	上限電流
j	:	電流密度
k	:	ボルツマン定数
L	:	差分演算子
L_0	:	コイルのインダクタンス
M	:	粒子の質量、もしくはマッハ数
$\dot{m}$	:	推進剤の質量流量
$\dot{m}_0$	:	推進剤の質量流束
n	:	密度
$\mathbf{n}$	:	面に垂直な単位ベクトル
n_0	:	L-C 梯子回路の段数
p	:	圧力
		単位は Pa、もしくは Torr (1 Torr = 133.3 Pa) である。
p_0	:	貯気槽圧力
p_m	:	カソード根元の磁気圧力
q	:	内部エネルギー密度
Q_{ei}	:	電子-イオン衝突断面積
Q_{en}	:	電子-中性粒子衝突断面積
R	:	ガス定数
R_0	:	放電室入口におけるガス定数
R_m	:	磁気レイノルズ数
r	:	半径方向の基準座標
$\mathbf{r}$	:	位置ベクトル
r_a	:	アノード有効半径
r_c	:	カソード有効半径

r_L	:	ラーマー半径
r_p	:	静電探針の半径
S	:	オリフィスの断面積
S_0	:	放電室の断面積
T	:	温度 単位は K、もしくは eV ($1 \text{ eV} = 11600 \text{ K}$) である。
T_0	:	貯気槽温度
T_m	:	カソード根元の特性温度
T_p	:	推力-入力比
t	:	時間
t_0	:	放電時間
U	:	排出速度
$\mathbf{U}$	:	電磁流体力学方程式系における物理変数ベクトル
U_c	:	Alfvén の理論臨界電離速度
u	:	速度の半径方向成分
V	:	放電電圧
$\mathbf{V}$	:	速度ベクトル
V_d	:	電極降下電圧
V_{em}	:	電磁氣的加速に要する電圧
V_f	:	浮動電位
V_m	:	カソード根元の特性速度
V_{mean}	:	放電電圧の平均値
V_p	:	プラズマ電位、もしくは探針印加電圧
V_t	:	解離、電離および粒子加熱に要する電圧
v	:	速度の軸方向成分
Z	:	電磁流体力学方程式系における半径方向の物理量補正流束
Z_0	:	L-C 梯子回路のインピーダンス
Z_e	:	電子遷移に関する分配関数
z	:	軸方向の基準座標
α	:	電離度

β	:	推力係数
γ	:	比熱比
Δr	:	半径方向の間隔
Δt	:	時間の間隔
ΔV	:	放電電圧の差
Δz	:	軸方向の間隔
η	:	推進効率
θ_r	:	回転遷移エネルギー
θ_v	:	振動遷移エネルギー
λ	:	平均自由行程、もしくは波長
λ_D	:	デバイ長
μ_0	:	真空中の透磁率
ρ	:	密度
ρ_m	:	カソード根元の特性密度
σ	:	電気伝導度
σ_{ei}	:	電子-イオンクーロン衝突による完全電離プラズマの電気伝導度
σ_{en}	:	電子-中性粒子衝突による弱電離プラズマの電気伝導度
σ_0	:	無次元化のための基準電気伝導度
α	:	解離度
Ω	:	ホール係数

添字

e	:	電子
i	:	イオン
n	:	中性粒子、面に垂直な成分、もしくは n 番目の時間ステップ
r	:	半径方向成分
t	:	面に平行な成分
z	:	軸方向成分
θ	:	周方向成分

- 1 : 原子
2 : 二原子分子
+ : 一価原子イオン

ベクトルは重ね文字で表し、無次元量には～を添える。

総 論

最近、国際協力プロジェクトとして、米国を中心とした有人宇宙ステーション計画が各方面で注目されている。そうした動向の中で、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電気推進機が脚光を浴びるようになってきた。¹⁻³⁾ 電気推進機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て、

- 1) 高比推力; 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、ペイロード重量を増やせる。
- 2) 低加速度; 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。

電気推進機の一つであるMPD (Magnetoplasma Dynamic) 推進機は、環状アノードと棒状カソードの間に投入された推進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外部磁場または放電に伴う自己誘起磁場による電磁気力でプラズマを加速し、その反作用によって推力を得るものである。MPD推進機は他の電気推進機に比べて、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) 推力密度が大きい。
- 3) 広範な比推力領域をカバーできる。
- 4) 推進剤として多種多様なガスを用いることができる。
- 5) 大電力化が容易である。
- 6) 動作電圧が低く、太陽電池による直接駆動が可能である。

MPD推進機において電磁気的な推力を効果的に利用しようとする、数 kA 以上の大電流作動が必要である。しかし現状では、宇宙空間で推進機に供給できる電力が数 kW であること、耐久性および軽量化の観点より、推進機の作動方法

は定常作動よりパルス作動が得策であると考えられる。現在検討されている作動条件は放電電流が3～20 kAで1 msec程度の準定常作動（1 msecの間は放電電流・電圧などは一定）させ、これを1 Hz程度で繰り返し、平均電力としては1～5 kWになるような作動である。MPD推進機は1 msec程度の放電による加熱を残りの時間（約999 msec）で輻射冷却をすることができるので、原則として水冷する必要がなく、軽量化できる。また、時間平均推力をその放電回数でデジタル制御できる利点がある。

MPD推進機の最初の基本作動は1964年、Gianiniら^{4,5)}によって実現された。通常の電熱型アークジェット推進機の作動原理は高温プラズマのエンタルピーを空気力学的にノズル膨張させ推進力を発生させる方式であるが、この電熱型加速原理を利用し1000秒を超える高比推力を目指すには、推進効率の向上、耐久性能の改善の両面から大きな困難があった。そこで彼らはアークジェット推進機からノズルを取り、簡単な小型の同軸電極構造を持つ推進機を試作し、大電流作動を行うことを考えた。すなわち、壁面積を減らし、電熱型のノズル膨張加速、解離・電離エネルギーの回収を諦めて、加速は電磁気力のみに頼るという方針を打ち出した。そして推進剤H₂を用い、比推力10000秒、推進効率68%という高い推進性能を達成した。これを契機に、米国ではNASA-Lewis研究所⁶⁾、AVCO社⁷⁾、西独ではDFVLR⁸⁾などで研究・開発が始まった。初期のこれら大電流（≒3 kA）・定常作動においては、放電の安定性と電磁気力を高めるために、軸方向の外部磁場が印加された。しかし研究が進むに連れて、高背圧下（ $> 10^{-4}$ Torr $\cong 1.33 \times 10^{-2}$ Pa）で得られたこれらの高い推進性能の信頼性が怪しくなってきた。試験環境に対する問題点が指摘され始めた。真空タンク内の残留ガスが放電部に吸入され、あたかも推進剤の流量が増加したような状態で作動テストを行っていることがわかった。^{9,10)} そこでPrinceton大学では準定常パルス作動による研究が開始された。¹¹⁾ この単発作動型では、低背圧下で大電流（≒30 kA）放電が可能であり、外部磁場を印加しなくとも大きい電磁気力が期待できた。放電時間が短い（≒数 msec）ため熱的な制約を受けず、探針測定が容易に行えるという利点があった。また準定常作動では、放電時間が現象の特性時間よりも十分長いので、得られた推進性能は定常作動の性能に準ずると見なされた。

M P D 推進機では一定流量のもとで放電電流を増加させ電磁氣的加速を強めると、比推力および推進効率が増加する。しかし放電電流がある臨界電流を越えると、放電電圧波形に顕著な周波数変動が現れ、放電が不安定になり電極損耗が急増するという推進機として好ましくない作動になる。¹²⁻¹⁴⁾ この不安定現象 (Onset Phenomenon) は 1971 年、Malliaris ら¹²⁾ によって指摘された。

こうした背景のもとに、定常型 M P D 推進機の研究・開発は 1970 年代前半、試験環境の問題、臨界作動現象による比推力の頭打ちといった動向の中で下火になっていった。しかし準定常型推進機では、物理的な興味および工学的見地の両面から、Princeton 大学、宇宙科学研究所 (ISAS ; 元東京大学宇宙航空研究所) などで推進剤として Ar を用い、放電プラズマ・流れ場の診断、臨界作動現象の解明・克服を目的とする電極近傍の放電機構の研究および基本的な推進性能の評価などが行われた。^{13, 15-23)}

近年、宇宙開発の進展する中、宇宙構造物の大型化・大電力化に伴って、M P D 推進機の研究・開発が活発になってきた。²⁴⁻²⁹⁾ そのため米国では、NASA-JPL、AFRPL、MIT、また西独では、DFVLR、Stuttgart 大学において M P D 推進機の研究・開発が再開された。³⁰⁻³²⁾ 日本でも、M P D 推進機の性能を向上させるために、宇宙科学研究所、東京大学、大阪大学、民間会社では石川島播磨重工 (IHI) などで数々の実験的研究がなされた。³³⁾ これらの最近の研究では、将来の多種多様なミッションを想定して、推進剤の種類、電極形状が推進特性に及ぼす影響が調べられた。その結果、推進性能はそれらの作動パラメーターに強く依存していることが明らかになってきた。それはさらに、推進性能がそれらの作動パラメーターに対応する M P D アーク構造に大きく影響されるという結論を導く。今後、さらなる高性能推進機の開発を目指す場合、種々の推進剤、電極形状に対する作動特性と推進機内部の放電・加速機構の関係を明確にしておく必要がある。しかし現在までのところ、Ar 以外の推進剤に関する M P D アークの構造は余り理解されておらず、他のガス種による系統的な研究はなされていない。本研究の目的の一つは、種々の推進ガス、電極形状に関する放電・加速機構を解明し、それらと作動特性の関係を明らかにすることである。

本研究では、まず推進性能に及ぼすガス種・電極形状効果を明らかにするために、系統的な特性実験を行う。8 種類の推進剤を用いて直線型および直線一広が

りノズル型のアノードを持つ推進機の性能を調べる。作動条件は臨界作動を越える条件をもカバーする。最近の工学的応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の実験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、アーク構造を解明する。そして、それらの物理特性と先の特性実験の結果を比較検討し関連づける。測定される放電電流分布は推力発生機構、特に電磁気的な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。電子温度、イオン数密度およびスペクトル強度分布は高温・膨張領域を明確にし、その加熱・加速機構を調べる上で意義がある。また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、さらに電極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。

M P D 推進機の放電機構、特に電気伝導特性は放電電流分布より、推進剤の種類、作動条件に大きく依存していることが明らかになった。特に臨界電流以下の低電流放電の場合、その電流分布は推進ガスの種類によって非常に異なることがわかった。この特性の相違は推進ガス固有の内部反応過程の違いによるものと予想される。また、これはさらに推力発生機構に影響を与え、推進性能に反映されるので、その原因を明確にしておかなければならない。放電工学では古くから、磁場のない普通の放電において、雰囲気ガスの影響が議論されてきた。³⁴⁾ しかし M P D アークの場合、垂直磁場の存在、流れ場の干渉があり、その現象はより複雑になり、研究対象としても興味深い。本研究では、簡単な一次元モデルを熱平衡、解離・電離反応を考慮した一流体・電磁流体力学方程式系に基づいて数値解析し、それらガス種の特性の相違を説明する。本解析では、音速点による特異性を回避するために、時間依存項を持つ方程式、すなわち双曲形の微分方程式がタイムマーチング法で解かれる。そして、その漸近解が定常解と見なされ、議論される。

M P D 推進機の流れ場の理論解析は取り扱う現象の複雑さ、例えば解離・電離反応の進行と同時に電磁気力による加速を受ける、すなわちプラズマ化と加速過程が分離できないこと、電極シース内の現象、さらには放電室内の高密度部から真空中への加速・膨張時は、連続体から粒子的描写への取り扱いが必要となるな

ど、簡単なモデル化が許されず低迷してきた。それゆえ、MPD推進機の開発では実験的研究が先行し、理論的なアプローチ³⁵⁻⁴³⁾は簡単な準一次元的な解析がなされた程度で軸対称三次元流に関するものはほとんどない。また、これらの多くは完全電離プラズマを対象としたもので化学反応を含むものは少ない。近年、計算機の発達に伴って登場してきたベクトル型計算機、いわゆるスーパーコンピュータは演算速度が著しく早く、流体の数値計算を行う上で欠かせぬものとなっている。流体力学の一分野として数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics) を形成しつつある。本研究では、先の一次元解析モデルを軸対称三次元流れ場に拡張し、実際の同軸円筒型放電室の内部流れ場を解析することを試みた。そして放電・加速機構の解明のみならず、さらに推進性能を予想できる数値計算コードの開発を目指した。その結果、磁場に対する特性速度が流れ場のそれより非常に大きく、収束解を得るためにはスーパーコンピュータを用いても膨大な計算時間が必要であることがわかった。また計算過程においても、電磁場は比較的不安定で、それはさらに流れ場に悪影響を及ぼし、全体の安定性を確保することは極めて困難であった。そこで本研究では、Self-Consistent 電磁場を求めることを諦め、磁気探針測定より得られた磁束密度分布、すなわち放電電流分布を既知の分布として採用し、固定された電流分布のもとでの流れ場を解析する。しかし計算された電位分布より、Self-Consistent 電磁場からのずれは比較的小さいことが確認され、本解析の妥当性が明らかにされる。そして推進剤 H_2 における各種物理量分布より、主に加熱・反応および加速・膨張過程が解明される。また推力も予測される。

現在、近い将来の地球周回軌道上のミッション (Near-Earth-Mission) への MPD 推進機の適用が検討されている。^{28, 29)} 1992 年打ち上げ予定の宇宙実験・観測フリーフライヤー (Space Flyer Unit; 宇宙科学研究所、宇宙開発事業団、通産省の共同開発) では、宇宙環境下における MPD 推進機の作動実験が行われる予定である。²⁹⁾ この場合、地球低高度軌道 ($\cong 400$ km) 付近の移動に対してペイロード重量を最大にすることができる最適比推力範囲として 1000 ~ 2000 秒が望まれている。推進剤としては、液化貯蔵可能な N_2H_4 , NH_3 、さらには有人宇宙ステーションからの老廃物として H_2 , H_2O などが考えられる。また供給電力についても、広い太陽電池パネルに対する大気のドラッグ

補償ができないため、数 kW 以下という制限が加えられる。これらの作動条件下では、先の特性実験の結果より、電磁氣的加速に加えて空気力学的加速をも有効に利用したハイブリッド M P D 推進機を考える必要がある。本研究の 2 番目の目的は、この Near-Earth-Mission を対象とした高性能ハイブリッド推進機を開発することである。

この種の最近の研究においては、空気力学的加速成分を増加させるために放電室容積の小さい熱ピンチを助長させるような形状の推進機が主に開発されてきたが、これらの作動では電極損耗が非常に激しく、耐久性に問題があることがわかった。^{44,45)} また、非一様なスポーク状の不安定放電が発生し易く、それを避けるために多分割アノードによる強制的な電流分配が行われたが、機構の複雑化を伴っていた。

本研究では、独自の方法で軸方向外部磁場の印加を行い、推進性能の向上と電極損耗の低減を目指す。一般に、外部磁場は低電流 ($< 3 \text{ kA}$)・定常型の M P D 推進機で性能を改善するために用いられてきたが、それらは主に放電電流自身によって誘導される周方向の磁場が外部磁場より十分弱く、外部磁場のみによる放電・加速機構が支配的であった。^{7,46-50)} したがって、それらの多くは推力の増加と共に逆起電力による放電電圧の上昇が顕著であった。しかし本実験の場合には、大電流放電に伴う自己誘起磁場と外部磁場の強さが同程度となり、その放電および推進特性には興味がある。また放電回路と独立して外部磁場印加装置を持つことは、推進機重量の増大、余分の電力、機構の複雑化などの短所を有するので、実用的にはあまり魅力はないと考えられる。そこで本研究では、放電回路と直列にコイルを数ターン組み込むことにより、大電流放電を利用してパルス的な外部磁場の印加を行い、それらの欠点を克服する。この場合、外部磁場の強さは放電電流に比例する。本実験では、コイルのターン数、装着位置を変化させ、異なる強さ・形状を持つ外部磁場を発生させることにより、それら外部磁場の特徴が作動特性に与える影響を明らかにする。そして放電電圧の上昇を防ぎ推力のみを増加させ、推進効率を飛躍的に高めることができる最適外部磁場を発見する。この時、電極損耗の減少も顕著である。

低電流・定常型推進機では、本実験の直列パルス磁場の場合と異なり、十分下流域まで強い磁場が印加され、磁気ノズルが形成されていた。こうした強い外部

磁場が印加された場合の放電・加速機構は、連続体、もしくは粒子モデルによって多角的な研究⁵¹⁾がなされてきたが、本実験の最適磁場印加による作動特性はそれらのモデルでは全く説明できない。次に本研究では、探針法により外部磁場印加時の放電室内部の物理量分布を求め、アーク構造を明らかにする。それらの結果を他の外部磁場型および自己誘起磁場型と比較検討し、最適外部磁場が放電・加速機構に及ぼす効果を解明する。そして、外部磁場印加型ハイブリッドMPD推進機の最適作動モードを明確にする。

本論文は8章より成る。以下に、それぞれの章の内容を要約する。

第1章では、まずMPD推進機の加速原理について説明する。加速原理は自己誘起磁場と外部磁場に関係する原理にそれぞれ分けて述べる。外部磁場による加速理論は1960年代後半、定常型推進機において活発に研究された内容である。次に、MPD推進機の作動限界を定めるために、その放電電圧波形から上限電流を定義する。放電工学における真空アークのアノード現象の研究結果を利用する。最後に、臨界作動現象の原因として Malliaris らおよび Alfvén の仮説に基づく理論臨界速度機構について述べる。そして、その理論臨界電流を定義する。

第2章では、本研究におけるMPD推進機の準定常作動システムについて説明する。準定常電流の供給装置、すなわち電力源および推進剤供給装置、さらに推進剤の質量流量、放電電流・放電電圧、推力の測定方法について詳細に説明する。本実験は放電電流3～20 kA、高真空環境下で行われる。

第3章では、外部磁場を印加しない自己誘起磁場加速型推進機の基本作動特性（放電電圧－放電電流、推力－放電電流、推進効率－比推力、推進効率－放電電流特性）に及ぼすガス種および電極形状効果について調べる。推進剤には、He, Ne, Ar, H₂, N₂, NH₃, CO₂, SF₆の8種類のガスを使用し、直線形および直線－広がりノズル形アノードの場合の推進特性を比較検討する。

第4章では、放電室内部のプラズマ診断測定を行い、アーク構造を調べる。それらの結果と第3章で得られた作動特性を関連づける。5種類の推進剤 He, Ar, H₂, N₂, NH₃を用い、理論臨界電流を中央にして3つの作動電流を選び、その放電プラズマ特性の相違を調べる。探針法により、放電電流分布、浮動電位、電子温度およびイオン数密度分布が測定される。さらに分光法により、電子温度、イオンスペクトル強度分布が測定される。そして浮動電位と電子温度からプラズ

マ電位が推定される。それらの物理量分布より、電気伝導特性、加熱・電力吸収領域、さらに加速・膨張領域について検討する。臨界作動現象に対する考察も与える。最後に、可視化MPD推進機を用いて放電室内の観察を行い、プラズマ診断の結果が確認される。

第5章では、推進ガス種が電流分布、すなわち電気伝導特性に及ぼす影響を調べるために、一次元MHD方程式に基づく数値解析を行う。一流体・電磁流体力学近似による非定常、非粘性、熱平衡、解離・電離の实在気体効果を含む方程式系を使用する。連続の式、運動方程式、エネルギー保存式、サハ・ライトヒルの解離・電離平衡式、さらに電磁場を求めるマックスウェルの式、オームの法則が用いられる。計算スキームには、二次精度の陽的差分マコーマック法を使用する。非定常双曲型方程式をタイムマーチング法で解き、漸近解を定常解と見なす。計算された推進ガスHe, Ar, H₂, N₂の電流密度、温度および解離・電離度分布より、それら物理量特性の相互関係を調べ、それぞれのガス固有の電気伝導特性を明らかにする。

第6章では、MPD推進機の放電室内部の流れ場を数値解析する。第5章の一次元解析モデルを軸対称三次元流れ場に拡張する。ただし、計算時間の短縮と計算上の安定性を目的として、磁束密度分布、すなわち放電電流分布は第4章の磁気探針による測定結果が既知の値として採用される。したがってマックスウェルの式とオームの法則（アンペアの法則）より電場のみが計算される。しかし得られた電位分布より、Self-Consistent 電磁場からのずれは比較的小さいことが確認される。そして推進剤H₂における物理量分布（解離・電離度、温度、圧力、速度ベクトル分布）より、加熱・反応過程および加速・膨張過程が議論される。また推力も予測され、それは実験結果と比較検討される。

第7章では、Near-Earth-Mission のための高性能ハイブリッドMPD推進機の開発を目標とした実験的研究を行う。第3章の議論を考慮してコンパクトな放電室を持つ推進機が試作され、さらに作動性能を改善するために軸方向外部磁場が印加される。外部磁場は放電回路と直列に組み込まれた磁場コイルにより、大電流放電を利用してパルス的に印加される。この時、外部磁場の強さは放電電流に比例し、自己誘起磁場のそれと同程度となる。推進剤にはH₂, NH₃を用いる。強さおよび形状が異なる6種類の外部磁場を選択し、それらの特徴が推進特性に

与える影響を調べる。また、外部磁場印加時の電極損耗も評価する。

第8章では、第7章で発見された最適磁場印加時の放電・加速機構を解明する。3方向の磁束密度を測定することができる磁気探針により放電電流分布とホール電流分布が測定される。また静電単探針により浮動電位分布が測定される。これらの測定結果を主に自己誘起磁場のみの場合と比較し、最適磁場印加時の電気伝導特性、加熱機構さらに推力発生機構について議論する。

最後に、全章を総括して結論を述べる。

第 1 章 M P D 推進機の加速原理と 作動モード

1.1 まえがき

本章では、まず M P D 推進機の加速原理を自己誘起磁場と軸方向外部磁場に関係する加速機構に分けて説明する。軸方向外部磁場に関係する加速理論は開発段階初期の定常型作動時に活発に議論された内容である。⁵¹⁾ 次に、M P D 推進機的不安定現象による作動限界を明確にするために、上限電流をその放電電圧波形から定義する。吉川ら^{52, 53)}と同様に放電工学の立場から、真空アークのアノード表面現象に関係する放電モードを M P D 推進機之作動モードに適用する。最後に、不安定作動の原因として Malliaris ら¹²⁾および Alfvén の仮説⁵⁴⁾に基づく臨界電離速度機構について説明し、その理論臨界電流を定義する。本研究の場合、全章を通じて、この理論臨界電流は完全電離プラズマが生成され電磁氣的加速が支配的になる電流値として使用され、作動限界を定める上限電流と理論臨界電流は一般に異なると考える。

Malliaris らによれば、M P D 推進機の排出プラズマの速度は理論的に予想される臨界速度を越えることができないというわけであるが、実際はそれ以上の速度も報告された。^{20, 55)} それゆえ、この臨界速度は M P D 推進機之作動で粒子速度の目安として使われ、これを不安定作動に結び付ける定説は未だ示されていない。その他の不安定作動の原因として Anode Starvation Theory⁵⁶⁻⁵⁸⁾、Back EMF Theory^{59, 60)}、Current Instability Theory⁶¹⁾などが提案された。Anode Starvation Theory はアノード近傍の電流担体の不足がアノード降下電圧を増加させアノードスポットを生み、電極溶解にいたらしめるという理論である。Back EMF Theory は電磁流体力学に基づく解析から、逆起電力の著しい増加が電気伝導を妨げ不安定現象を誘発するという理論である。Current Instability Theory は電流路のキンク不安定性に基づくものである。

1.2 加速原理

M P D 推進機の放電室内の電流および磁場分布の概略図を図 1-1 に示す。放

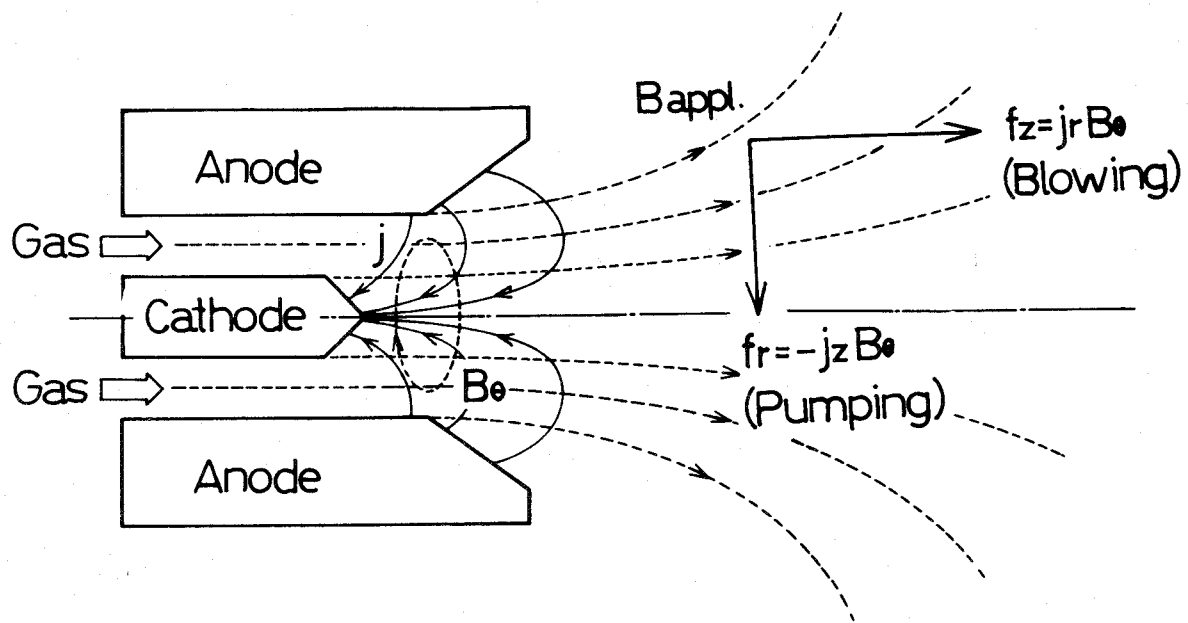


図 1 - 1 M P D 推進機・放電室内の電流および磁場分布

電部には自己誘起磁場と外部磁場が存在し、後者は磁気ノズル（ダイバージェント状）を形成している。この外部磁場は電極間の電場と干渉して周方向にホール電流を誘起する。

自己誘起磁場に関する加速機構

自己誘起磁場に関する電磁気的な推力成分を考える。それらは放電電流の j_r 成分による電磁気力 $f_z = j_r \cdot B_\theta$ (Blowing Force) と j_z 成分による自己ピンチ力 $f_r = -j_z \cdot B_\theta$ (Pumping Force) より成るが、前者は直接軸方向の推力となり、後者は半径方向・内側にプラズマを圧縮し陰極先端の圧力を高め、その反作用として推力に寄与するものである。 f_z と f_r を放電空間で体積積分すると、理論電磁気力 F_{th} は次式のように表される。⁶²⁾

$$F_{th} = \frac{\mu_0 J^2}{4\pi} \left(\ln \frac{r_a}{r_c} + \beta \right) \quad (1-1)$$

ここで、 μ_0 は真空中の透磁率、 J は放電電流、 r_a と r_c はそれぞれアノードおよびカソード半径、 β は推力係数 ($0 \leq \beta \leq 3/4$) を表す。理論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 β はカソード円錐部に流入する電流割合に依存する。全放電電流がカソード側面に流れ込むとき、電磁気力はブローイング成分のみであり、 $\beta = 0$ 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、 $\beta = 3/4$ となる。

外部磁場に関する加速機構

外部磁場に関する軸方向の推力成分として、ホール電流 j_θ と外部磁場 B_r による電磁気力 $f_z = j_\theta \cdot B_r$ 、すなわちホール加速がある。またプラズマには回転力($f_\theta = j_r \cdot B_z$)が作用し、この回転運動のエネルギーは外部磁場により形成される磁気ノズル内で軸方向の運動エネルギーに変換される。

その他、磁気ノズルは固体アノードノズルと同様に、その膨張過程で熱エネルギーを軸方向の運動エネルギーに変換する働きをするが、その加速機構に関しては必ずしも明らかではない。

1.3 MPDアークの放電モード

本研究では、MPD推進機の作動限界を定める上限電流 J^* を真空アークに見られる放電モードの移行と関連づけ、アノード表面現象に注目して決定する。実際には真空アークとMPDアークでは、雰囲気ガスが存在すること、強い磁場が存在することなどの相違がある。そのため両者には、電離機構などに大きな違いがあると推定されるが、電極近傍の現象は等しいと考えて真空アークの研究結果⁶³⁻⁶⁶⁾をMPDアークに適用する。

推進剤流量を一定にして、放電電流を増加させた時の典型的な放電電圧波形の変化を図1-2に示す。MPDアークにおける放電電圧波形から、次の3種類の放電モードが存在する。放電電流が小さい時、カソードだけが能動的に働き、カソード・スポットを形成して電子を放出し放電を維持する。この時、アノードは電子を受け取るだけの受動的な電極として働く。このような放電モードは拡散モード(Diffuse Mode)と呼ばれ、図1-2(a)のような電圧波形を示す。すなわち電圧波形は準定常的な矩形をしており、電圧変動(Voltage Fluctuation)を含まない。放電電流を増加させると、(b)のように電圧変動が発生する。これはアノードに電流密度の非常に大きいスポットが形成されることによるものと推

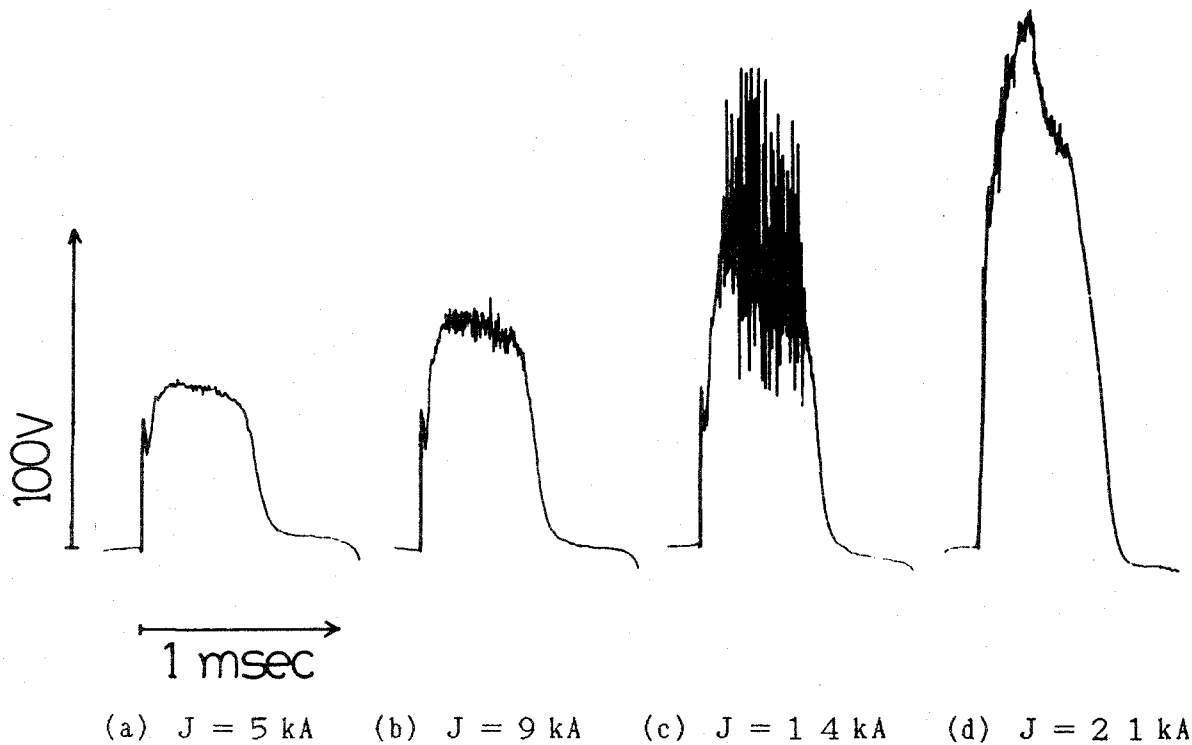


図 1 - 2 典型的な放電電圧波形の変化 (Ar, $\dot{m} = 2.41 \text{ g/s}$)

定される。アノード・スポットを形成する放電モードはスポット・モード (Spot Mode) と呼ばれ、その激しい電流集中によってアノードの溶解が起こっていると考えられる。さらに放電電流を増加させると、アノード・スポットが成長してアノードの溶解が極度に激しくなる。この時、(c)、(d) のように電圧波形が矩形でなくなる。このような放電モードをエロージョン・モード (Erosion Mode) と名付ける。MPD アークでは、上限電流 J^* をスポット・モードからエロージョン・モードへ移行する電流値として定める。すなわち、放電電圧波形が矩形から崩れ始める電流を上限電流 J^* とする。

1.4 理論臨界電離速度

Alfvén は太陽系成因を説明するために、一般に相対速度を持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 U_c に達すると急激な電離が生じるという仮説を立てた。

Fahleson⁶⁷⁾ 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 U_0 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_0 は次式で与えられる。

$$U_0 = \left[\frac{2(E_d + E_i)}{M} \right]^{1/2} \quad (1-2)$$

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_0 の値は Ar, 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。さらに Danielsson⁶⁸⁾ および Mattoo と Venkataramani⁶⁹⁾ らは、プラズマ・ビームと中性ガスの衝突実験によりこの事実を確認した。それは直接の2体衝突に対する平均自由行程よりもずっと短い距離で効率良い電離が起こり、その相互作用は無衝突的、すなわち集団的である。機構の本質は完全には理解されていないが、プラズマの運動エネルギーがプラズマ中の電子にのみ効果的に伝達され、生成された高エネルギー電子が電離に寄与すると推定される。

この臨界速度は MPD 推進機の研究で Malliaris 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推進エネルギーは等しく、推進効率は最高で 50% ということになる。

次に、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_0 を定める。MPD 推進機では (1-1) 式より、次式が成り立つ。

$$F_{th} = a J^2 = \dot{m} U \quad (1-3)$$

$$\therefore \frac{J^2}{\dot{m}} = \frac{U}{a} \quad (1-4)$$

ここで、 a は電極形状係数、 $\dot{m}$ は推進剤の質量流量、 U は排出速度を表す。臨界電流値 J_0 は次式で与えられる。

$$\frac{J_0^2}{\dot{m}} = \frac{U_0}{a} = \frac{1}{a} \left[\frac{2(E_d + E_i)}{M} \right]^{1/2} \quad (1-5)$$

一般に J_c は電圧波形より定められた上限電流 J_m と異なる。

M P D 推進機では生成されたプラズマのみが加速され中性ガス成分は静止していると仮定すると、プラズマ速度が理論臨界速度に達する時、プラズマと中性粒子の強い相互作用により効率良い電離が行われるという仮説が成り立つ。臨界電流以上の作動の場合、放電室内は完全電離状態にあり、電磁氣的加速が (1-1) 式より推進剤流量によらず増加し、その消費電力が大きくなる。そしてその推進エネルギーと電離に消費されるエネルギーが等しくなるように、エネルギー等分配の法則を満足するように外部雰囲気ガスの放電領域への導入、あるいは電極の消耗によるガスの発生が起こり、推進剤の不足を補おうとすることが推測される。この時、理論的には排出速度が U_c で抑えられるが、実際の M P D 推進機の作動では U_c 以上の排出速度が実測されている。その理由は、ブローイング加速では排出速度が U_c に押えられるが、陰極先端近くでのポンピング力によりさらに加速されるためと推定する。⁷⁰⁾ 以上のように、M P D 推進機の不安定作動現象に対して、Alfvén の仮説および Malliaris らによるエネルギー等分配の法則に基づく理論臨界速度機構が適用できる。

第 2 章 M P D 推進機の作動システム

2. 1 実験装置の全体構成

本研究で用いた実験装置全体の概略図を図 2 - 1 に示す。実験装置は以下に示す 3 つに分類される。

1. 真空排気装置

2. 準定常作動システム

(1) 電力源 (PFN ; Pulse Forming Network)

(2) 推進剤供給装置

3. 測定装置

(1) 推進剤流量の測定

(2) 投入電力 (放電電流、放電電圧) の測定

(3) 推力の測定

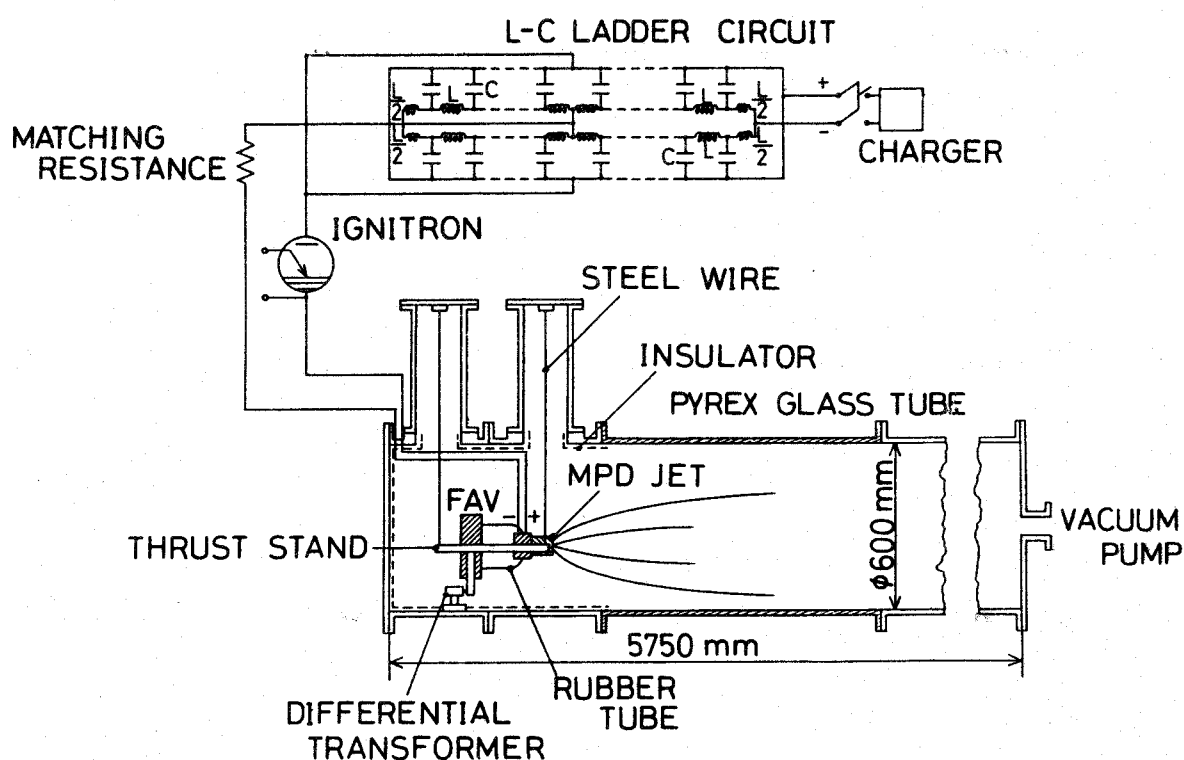


図 2 - 1 実験装置の概略図

本章では、上述の装置、測定方法について説明し、最後に作動手順についてまとめる。

2. 2 真空排気装置

実験は全て宇宙空間を想定して真空風洞内で行った。風洞は図 2-1 に示すように、直径 0.6 m、全長 5.75 m、一端から 0.35 m、0.4 m のアルミフランジ、1 m のパイレックスガラス壁部、続いて 4 m のアルミ壁部から成る。アルミフランジの上部には直径 0.16 m、長さ 0.5 m の小型アルミフランジが 2 本取り付けられ、推進台 (Thrust Stand) を吊すワイヤーはそれらの内部を通して上端に固定される。アルミフランジには 2 個の観測窓が設けられ、この窓とガラス壁部から風洞内を観察することができる。また、これらのアルミフランジ内壁はプラズマ流との電氣的干渉を避けるためにマイラーシートによって絶縁されている。

風洞の一端にはロータリーポンプと油拡散ポンプがそれぞれ 2 基ずつ設けられ、実験時に風洞内は約 1.5×10^{-3} Pa まで排気される。また、ピラニ真空計と電離真空計が真空圧力測定のために取り付けられている。

2. 3 準定常作動システム

2. 3. 1 電力源

放電電力の供給源は図 2-1 に示すように最大 62 kJ 蓄えることができるコンデンサーバンクである。このコンデンサーバンクはインダクタンス $L_0 = 17 \mu\text{H}$ のコイル、容量 $C_0 = 48 \mu\text{F}$ のコンデンサーそれぞれ 10 個を 1 組として 4 並列とした L-C 梯子回路である。この梯子回路の特性インピーダンス Z_0 および時定数 t_0 は

$$Z_0 = \left[\frac{L_0}{C_0} \right]^{1/2} = 0.595 \Omega \quad (2-1)$$

$$t_0 = 2n_0 (L_0 C_0)^{1/2} = 5.71 \times 10^{-4} \text{ sec} \quad (2-2)$$

である。ここで、 n_0 は梯子回路の段数 (= 4 段) を表す。またアークインピーダ

ンス（ $\cong$ 数10 m Ω ）の変化に対して十分な安定性を保つため、硫酸銅水溶液を用いた整合抵抗（0.1 Ω ）が放電回路と直列に接続されている。この電源は最大供給電流27 kA、放電持続時間約580 μ secの定電流電源として働く。放電はイグナイトロンからの信号により、コンデンサー充電電圧が電極間に加わることによる高電圧絶縁破壊により始まる。

2. 3. 2 推進剤供給装置

推進剤供給装置は図2-2に示す高速電磁弁（FAV ; Fast Acting Valve）とFAV駆動電源から成る。図2-1に示すように、FAVはMPD推進機本体と共に、風洞内に吊された推進台に乗せられ、推進機に作動ガスを約6 msecの間、準定常的に供給する。このFAVは8個のオリフィスを持つリング型で、8本のピストンが1枚の円環状ディスクにより同時に駆動するものである。同期制御回路（TCU ; Timing Control Unit）からFAV電源回路にトリガパルスが入ると、コンデンサーからFAVの駆動コイルにパルス電流が流れ、磁場が誘起される。そしてこの磁場の浸透を妨げようとするディスクの反磁性効果によってピストンが動き、推進剤が流出する。推進剤流量はオリフィスのチョーキング条件より決定され、オリフィスの交換および貯気槽圧力によって調整される。

2. 4 測定装置と方法

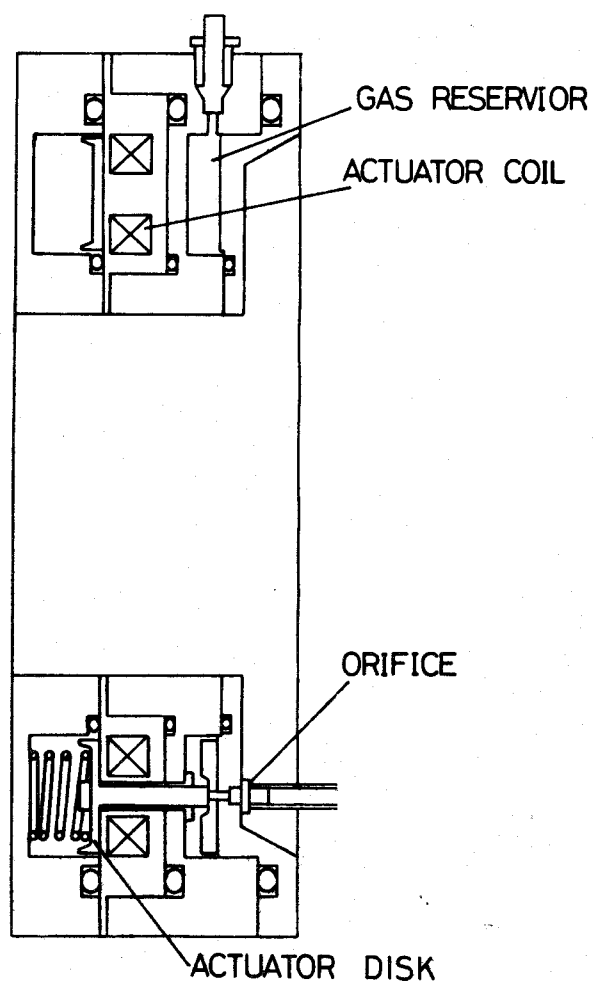
2. 4. 1 推進剤流量の測定

推進剤流量 $\dot{m}$ はオリフィスのチョーキング条件より次式のように表される。

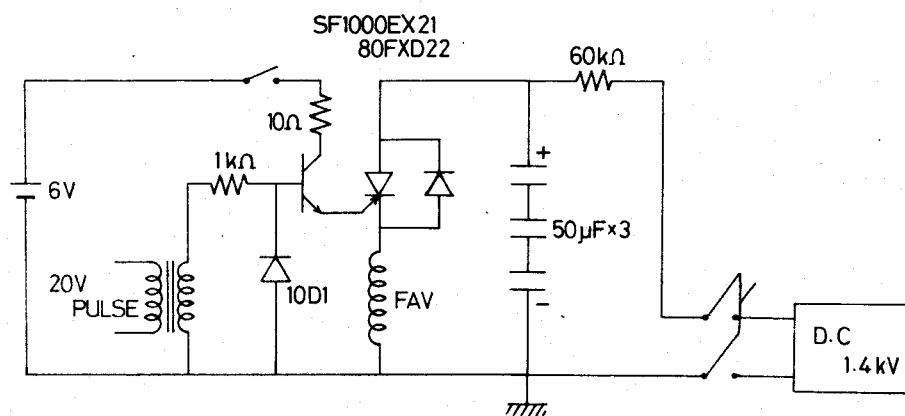
$$\dot{m} = S p_0 \left[\frac{\gamma}{R T_0} \right]^{1/2} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \right]^{(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \quad (2-3)$$

ここで、 S はオリフィスの断面積、 p_0 、 T_0 はそれぞれ貯気槽の圧力および温度、 γ は比熱比、 R はガス定数を表す。上式の理論流量と実際の流量の比較を行うために、真空タンクを閉じてFAVを作動させ、タンク内圧の上昇速度より実際の流量を求めた結果、オリフィスの流量係数は0.85～0.95であった。しかし本研究では、流量としてチョーキング条件による理論値を採用する。この時、流

FAST ACTING VALVE

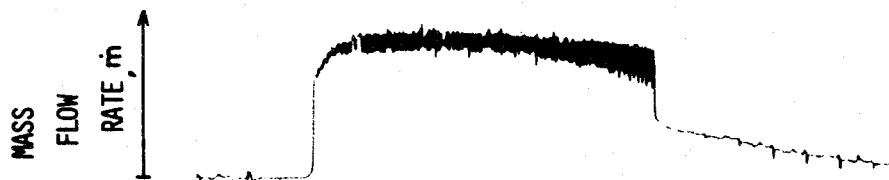


(a) F A V の 断 面 図

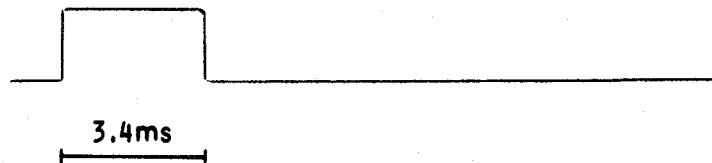


(b) F A V 駆 動 電 源

図 2 - 2 高 速 電 磁 弁 (F A V) の 断 面 図 と
そ の 駆 動 電 源



(a) FIG 出力信号



(b) FAV トリガーパルス

図 2-3 高速電離真空計 (FIG) の測定例

(NH_3 , $\dot{m} = 0.71 \text{ g/s}$, 推進機出口・軸上)

量を最大に見積っているの、実際にはここで得られた推進効率以上の値を期待することができる。

F A V から M P D 推進機本体への作動ガス投入状況を観測するために、高速電離真空計 (FIG ; Fast Ionization Gauge)⁷¹⁾ が用いられた。高速応答性に優れた F I G は推進機出口の低密度領域におかれる。図 2-3 に示す測定結果より、F A V がトリガーされて約 3 msec 後に、推進ガスはアノード出口付近を定常的に流れ始め、その後約 6 msec 以上の間供給されることが確認される。このため推進機の点火時期を F A V のトリガーから 3.4 msec 後に設定する。

2. 4. 2 投入電力の測定

投入電力 (放電電流、放電電圧) は図 2-4 に示す方法によって測定された。放電回路には電氣的に非接触な較正されたロゴスキーコイル (Rogowski Coil) が取り付けられ、放電電流の値はこのコイルの変動電流を積分回路を通して検出することにより得られる。

放電電圧は、推進機本体の電極間に $10 \text{ k}\Omega$ の高抵抗を接続し、その分流回路を流れる微小電流をカレントプローブ (岩通 C P - 5 0 2) を用いて検出するこ

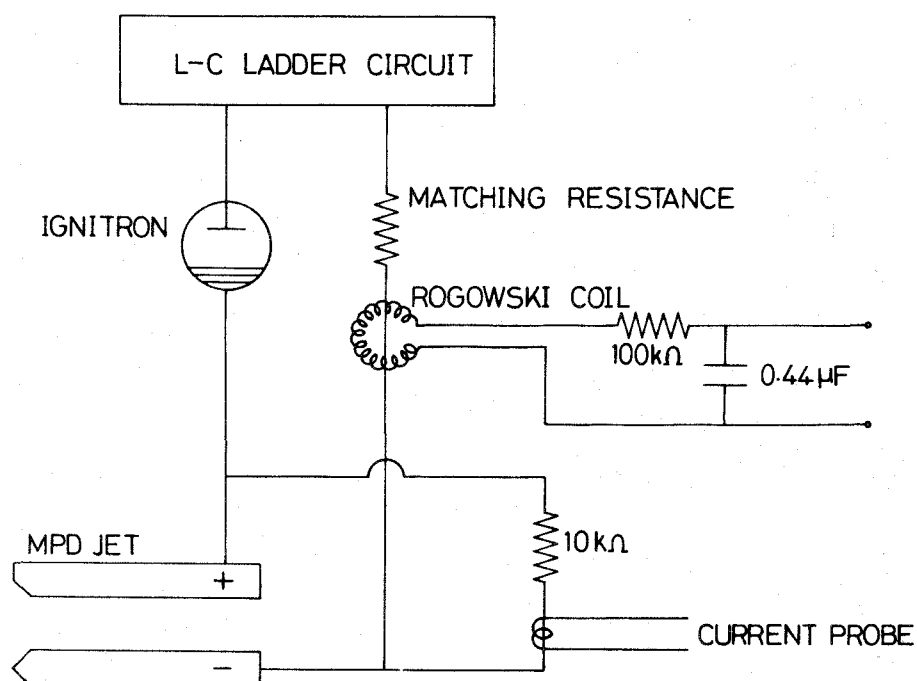


図 2 - 4 投入電力測定回路

とにより求められる。カレントプローブはログスキーコイルと同様の原理で、高速応答、高感度を特徴とする。

2. 4. 3 推力の測定

推力測定には振子方式を用いた。図 2 - 1 に示すように、MPD 推進機本体と FAV は 4 本の鋼線によって風洞内に吊された推進台に固定され、その総重量は約 8 kg、固有振動数は約 1 Hz である。作動時間（約 $5.80 \mu\text{sec}$ ）が推進台の固有振動に比べて十分短いため、その変位は力積に比例する。したがって作動変圧器（Linear Differential Transformer）により推進台の変位を検出し推力を求めることができる。作動変圧器の信号は 1 kHz の搬送波を除くために、図 2 - 5 に示すフィルター回路を通してオシロスコープで読み取られる。図 2 - 6 の測定例のように推進台は減衰振動をするが、これは推進機に接続された電力投入ケーブルなどがダンパーとして作用するためである。推力と作動変圧器の出力の間の較正には、鋼球を振子にして推進台に衝突させ、既知のインパルスを与える方法を用いる。なお本研究の場合、MPD 推進機を点火していないときの冷たいガス

(Cold Gas) による推力は放電時の全推力から差引き、電気入力のみによる推力が評価される。

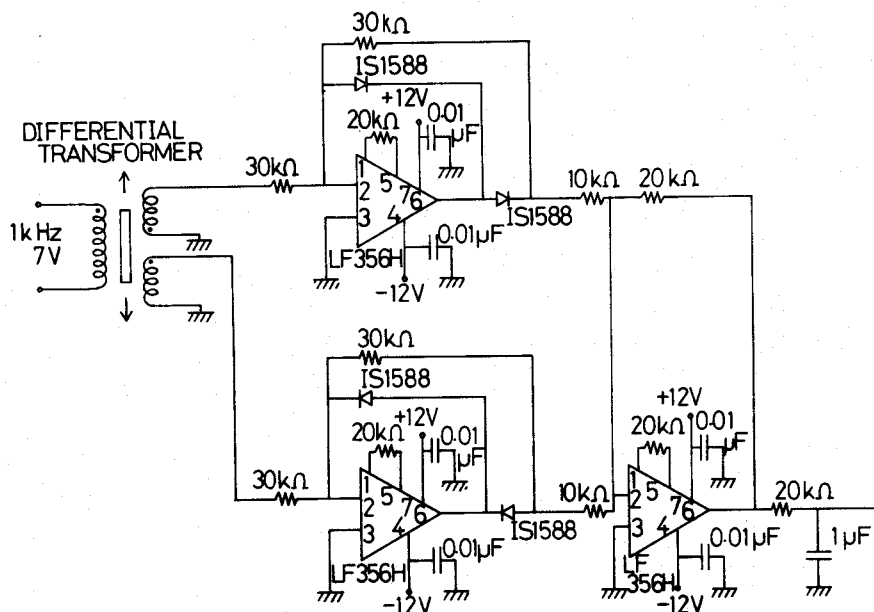


図 2 - 5 作動変圧器用フィルター回路

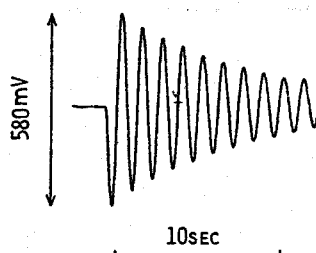


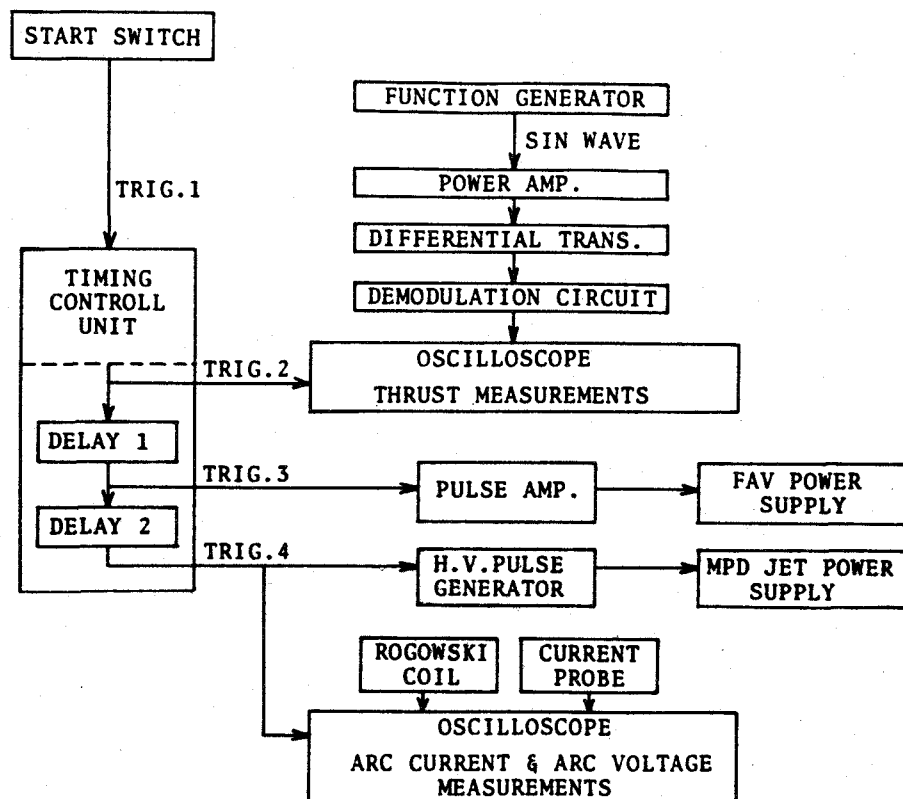
図 2 - 6 推力測定・出力波形

(NH₃, $\dot{m} = 0.71 \text{ g/s}$, $J = 13.9 \text{ kA}$)

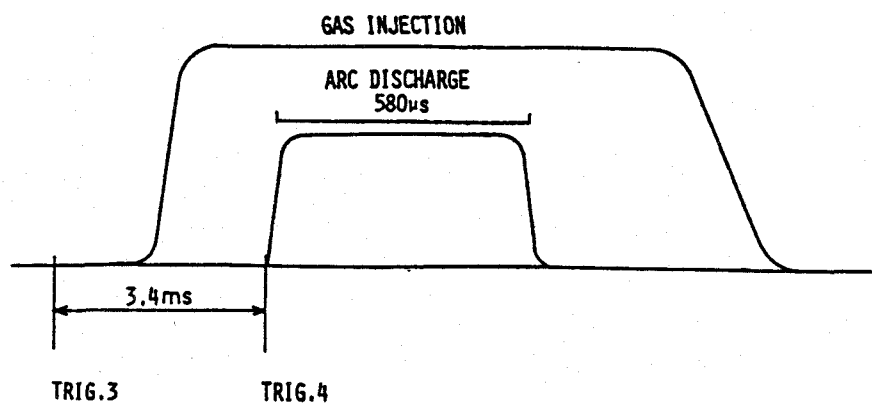
2. 5 作動手順

先で述べたMPD推進機作動システムと測定装置は同期制御回路TCUによって制御された。推力測定時のブロックダイアグラムとタイムシーケンス (Time Sequence) を図 2 - 7 に示す。まずスタートスイッチを入れると TRIG. 1 がTCUをトリガーし、同時に TRIG. 2 により推力測定用オシロスコープが掃引を始める。50 msec の遅延時間を経て、TRIG. 3 が作動ガス投入系へ発せられ推

進剤の供給を開始し、さらに 3.4 msec 後に MPD 推進機の主電源へ TRIG. 4 が発せられ、同時に TRIG. 4 は放電電流・電圧測定用オシロスコープをトリガーする。なお本実験では、大電流放電に伴う電磁ノイズの測定機器への悪影響を避けるために、測定回路はすべて絶縁用変圧器を介して電氣的に浮かされた。



(a) ブロック・ダイアグラム



(b) タイム・シーケンス

図 2-7 推力測定時のブロック・ダイアグラムと
タイム・シーケンス

第 3 章 自己誘起磁場加速型 M P D 推進機の作動特性

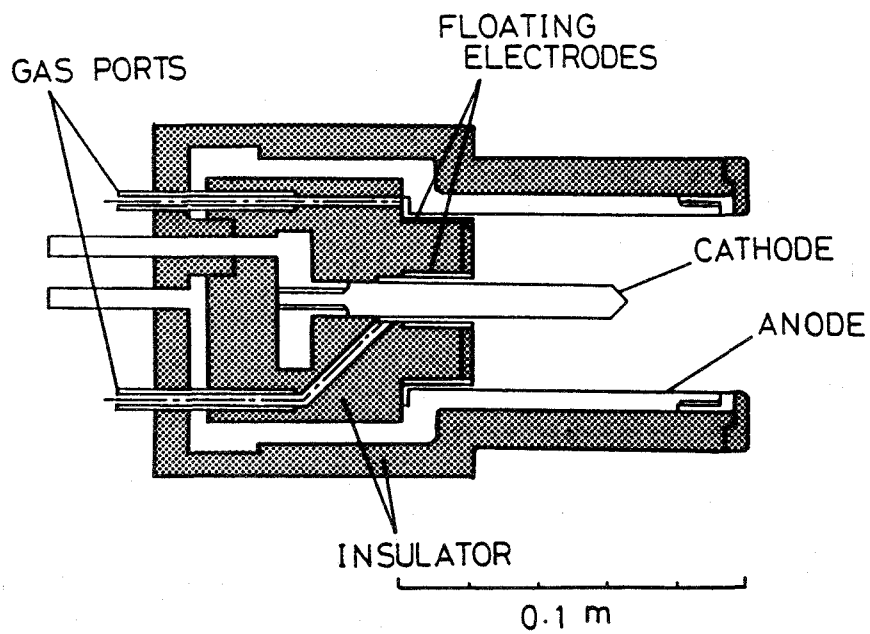
3. 1 まえがき

本章では、外部磁場を印加しない、自己誘起磁場のみの場合の M P D 推進機の作動特性について議論する。M P D 推進機の性能に影響を及ぼす主な要因は推進剤の種類、放電電極の形状である。工学的応用に際しては、それら作動要因の最適化を計り、広範な比推力領域を高効率を持ってカバーする推進機が要求される。

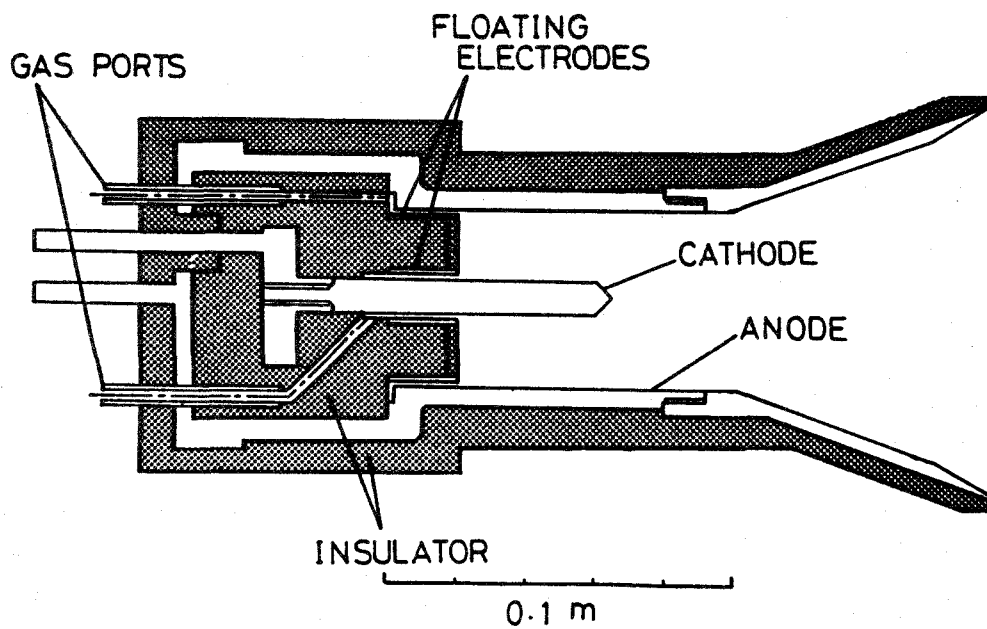
本章では、まず推進性能に及ぼすガス種の効果を調べた。直線形アノードを持つ推進機を使用し、8種類の推進剤（He, Ne, Ar, H₂, N₂, NH₃, CO₂, SF₆）に対する基本作動特性（放電電圧－放電電流、推力－放電電流、推進効率－比推力、推進効率－放電電流特性）を比較検討する。次に、推進性能に及ぼす電極形状の効果を調べる。直線形および直線－広がりノズル形のアノードを持つ推進機の作動特性を比較し、主にノズルの有無による推進性能の相違について議論する。

3. 2 自己誘起磁場加速型 M P D アークジェット

本実験に用いた M P D 推進機は図 3-1 に示す (a) M Y-I, (b) M Y-II の2種類である。M Y-I のアノードは銅製、内径 50 mm、長さ 75 mm、カソードはトリウム入りタングステン (Th-W) 製、外径 9.5 mm、長さ 45 mm、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）。アノード根元の内側およびカソード根元の外側にはそれぞれりん青銅、タンタル製のフローティング電極がある。これらの電極は放電時に浮動電位 (Floating Potential) となってアノードとカソードの根元付近の電流集中を緩和する。²³⁾ 作動ガスは推進機背後の 8 個のポートから、アノードおよびカソードとフローティング電極の間の 2 つのリング状間隙を通して投入される。アノード出口付近および放電室底部の絶縁物は耐熱性に優れたセラミックス製である。一方、M Y-II は直線－広がりノズル形のアノードを持つ推進機であり、アノード直線部およびカソードの諸元は M Y-I と等しい。アノードノズル部は



(a) MY - I アークジェット



(b) MY - II アークジェット

図 3 - 1 自己誘起磁場加速型 M P D アークジェット

長さ 72 mm、出口直径 112.6 mm、ノズル半頂角は 20°（出口付近では 30°）である。

3. 3 推進性能

3. 3. 1 ガス種の効果

直線形アノードを持つ MY-I 推進機を用いて、8 種類の推進剤（He, Ne, Ar, H₂, N₂, NH₃, CO₂, SF₆）に対する作動特性が調べられた。その性能実験の結果、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 $J^* > J_c$ 、H₂ では $J^* < J_c$ 、その他の分子ガス（N₂, NH₃, CO₂, SF₆）では $J^* \cong J_c$ となった。また推力－放電電流特性より、H₂, NH₃ の推力は他のガス種のそれに比べて J_c 以下の電流値では非常に大きかった。これらの結果を総合して選んだ試験ガス Ar, H₂, N₂, NH₃ の場合の作動特性を以下の順序で示す。

図 3-2 放電電圧－放電電流特性

図 3-3 推力－放電電流特性

図 3-4 推進効率－比推力特性

第 1 章（1-5）式に基づく理論臨界電流 J_c を約 10 kA に設定した時、各推進剤の質量流量は Ar では 1.37 g/s、H₂ では 0.40 g/s、N₂ では 0.74 g/s、NH₃ では 0.71 g/s となる。

放電電圧－放電電流特性

MPD 推進機の放電電圧は次式で表される。

$$V = V_d + V_{em} + V_t \quad (3-1)$$

ここで、 V_d はカソードおよびアノード降下電圧であり、それに相当する消費電力は主に電極への熱損失になると考えられる。この値は上限電流 J^* 以下では約 20 V でほぼ一定である。^{18,23,34)}

V_{em} は電磁氣的加速に要する電圧で

$$V_{em} = \frac{a^2 J^3}{2 \dot{m}} \quad (3-2)$$

と表される。^{11, 72)} V_t は解離、電離および粒子の加熱に要する電圧である。ジュール加熱は J^2 / σ であり、また電離に消費される電力を考慮すると、電気伝導度 σ が一定ならば

$$V_t J \propto \frac{J^2}{\sigma} \propto \frac{\dot{m}}{M_1} E_t \quad (3-3)$$

$$\therefore V_t \propto J \dot{m} \quad (3-4)$$

と考えられる。

図3-2に示されるように、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、推進剤の種類によらず J_0 の近傍で変化していることがわかる。しかし(3-2)、(3-3)式より、 $V \propto J$ から $V \propto J^3$ に遷移するはずであるが、実際はこの依存性は弱い。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 $\sigma (\propto T_e^{3/2})$ が大きくなるためである。一方大電流放電では、アノードスポットが形成され、アノード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、解離および電離にもエネルギーを要するためと考えられる。 H_2 、 NH_3 の場合、放電電圧 V の推進剤流量 $\dot{m}$ に対する依存性が放電電流の増加と共に逆転する。 N_2 においても、最小流量の場合を除いて同様の傾向が見られる。この理由は V_t と V_{em} の相反する $\dot{m}$ 依存性によると推定される。 H_2 および水素原子を含む NH_3 では放電室内の粒子数が多いため、低電流の場合、電離度が低く粒子加熱が盛んであり、 $V_t (\propto \dot{m})$ が支配的である。一方、大電流になると次第に電磁氣的加速が優勢となり、 $V_{em} (\propto \dot{m}^{-1})$ が支配的になると考えられる。しかし Ar および N_2 の最小流量の場合は、低電流に

においても粒子数が少ないため高電離状態にあり、 V_{∞} が優勢であると推定される。また上限電流 J_{∞} は、Arでは J_0 より大きく、 N_2 、 NH_3 ではほとんど同じであり、 H_2 ではわずかに J_0 以下であった。Arの場合は微小アノードスポットが生じて、それが大きく成長して激しいアノード損耗を起こしにくいのに対し、 H_2 の場合は軽いガスなので、アノード上に電流集中が起こり易いためと考えられる。すなわち、ガス特有の性質によるものと推測される。

推力－放電電流特性

M P D 推進機の電磁気的な理論推力は(1-1)式で表される。M Y - I の電極半径 $r_a = 2.5 \times 10^{-2} \text{ m}$ 、 $r_c = 0.475 \times 10^{-2} \text{ m}$ を代入し、 $\beta = 0$ 、3/4の場合をそれぞれ電磁気的な理論最小・最大推力として図3-3中にM I N、M A Xとして示す。推進剤の種類によらず、低電流域では空力加速成分が比較的大きく、この傾向は流量の増加と共に強くなることがわかる。電流が大きくなると電磁気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_0 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、次章で述べる各推進剤の電流分布の相違によるものと考えられる。

推進効率－比推力特性

比推力 I_{sp} 、推進効率 η および推力－入力比 T_p は次式で与えられる。

$$I_{sp} = \frac{U}{g} = \frac{F}{\dot{m} g} \quad (3-5)$$

$$\eta = \frac{\dot{m} U^2}{2 V J} = \frac{F^2}{2 \dot{m} V J} \quad (3-6)$$

$$T_p = \frac{F}{V J} \quad (3-7)$$

ここで、 g は標準重力加速度を表す。

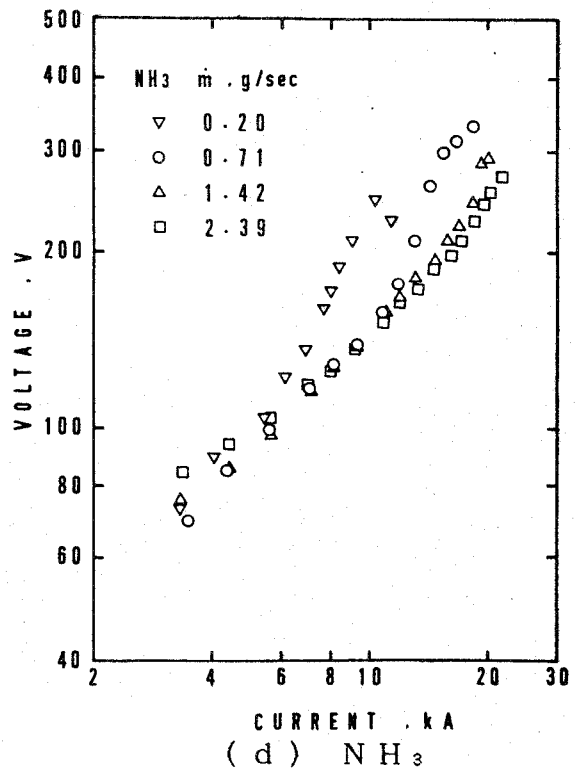
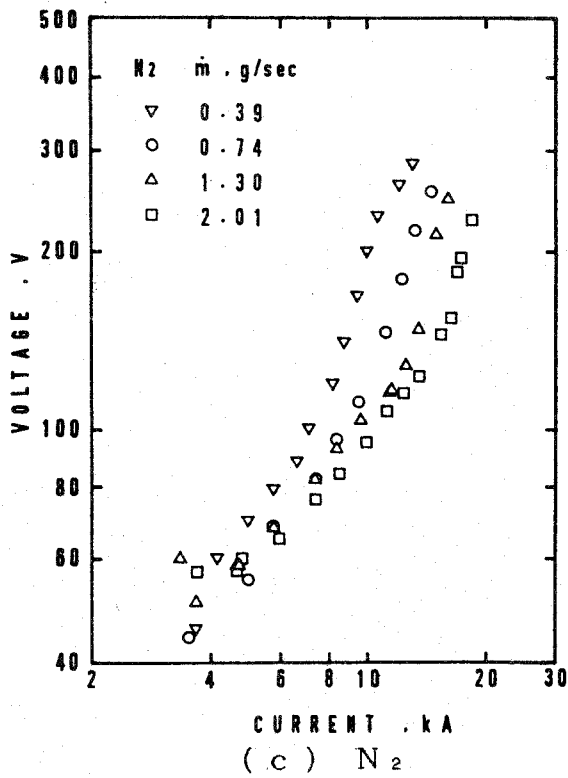
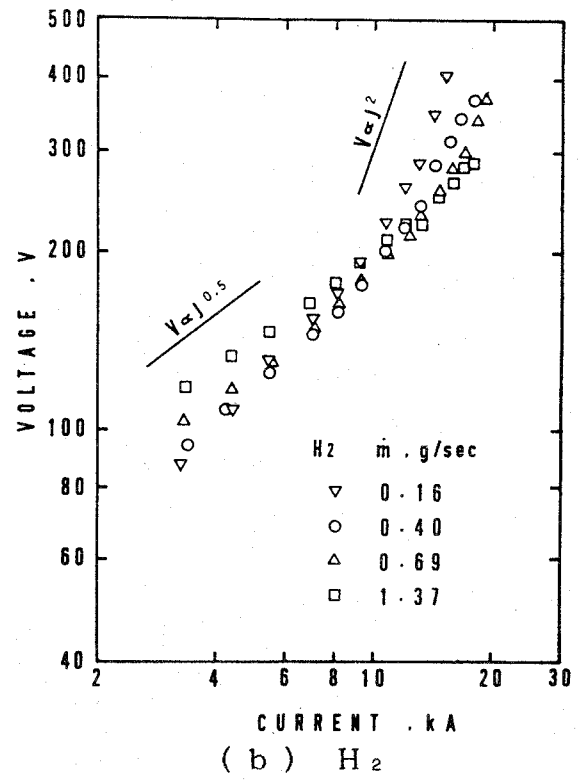
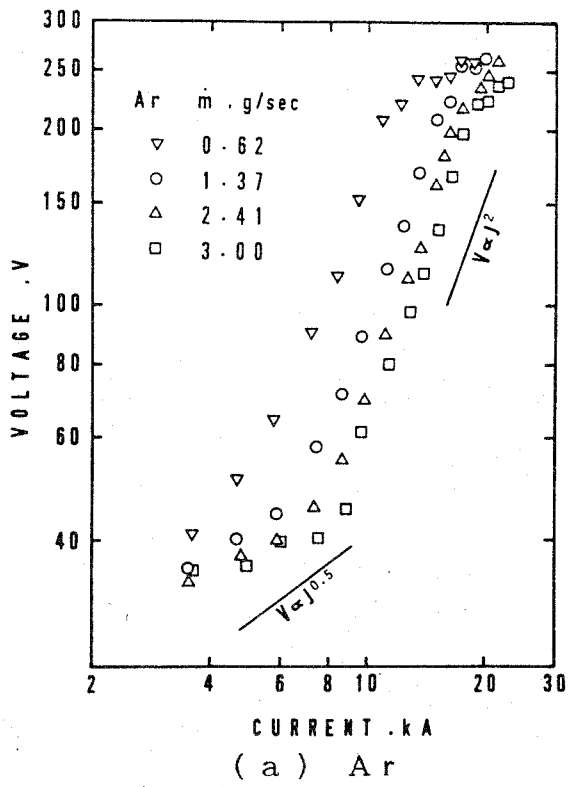
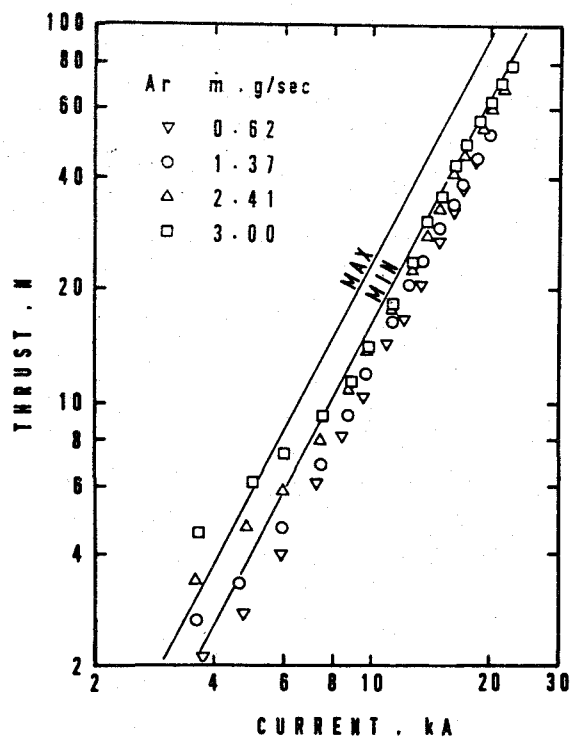
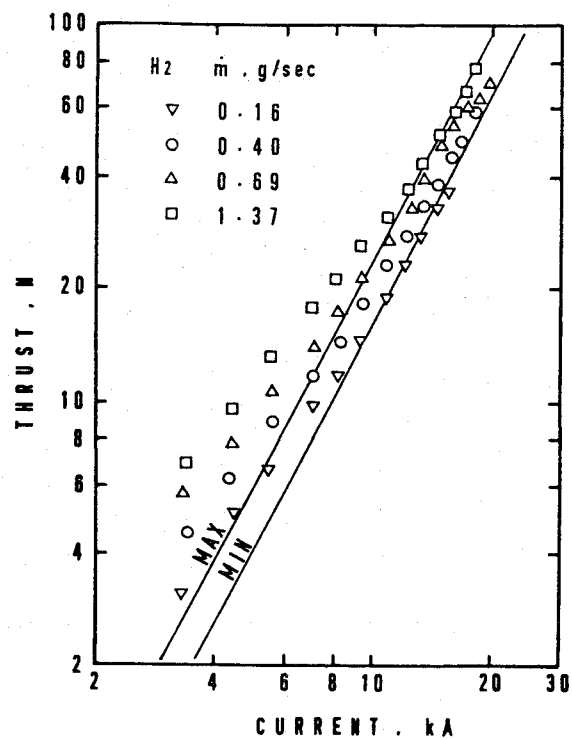


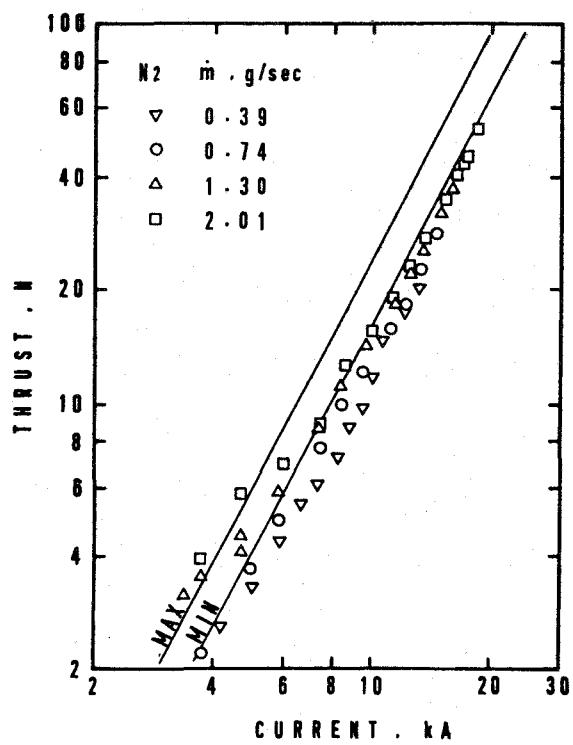
図3-2 放電電圧-放電電流特性 (MY-I 推進機)



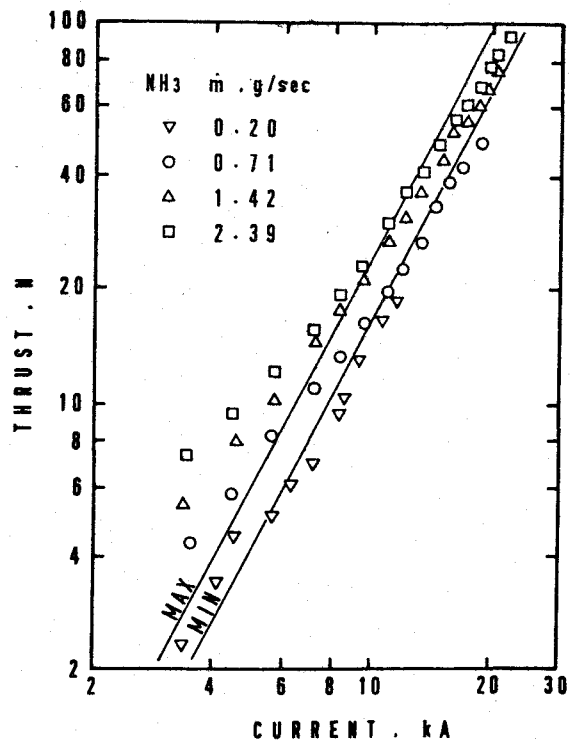
(a) Ar



(b) H₂

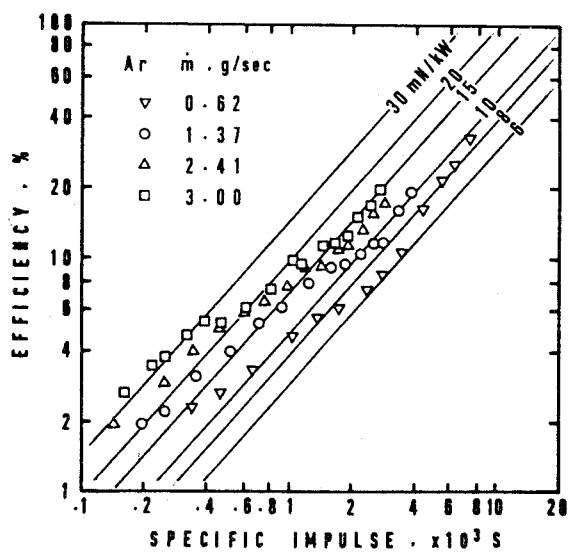


(c) N₂

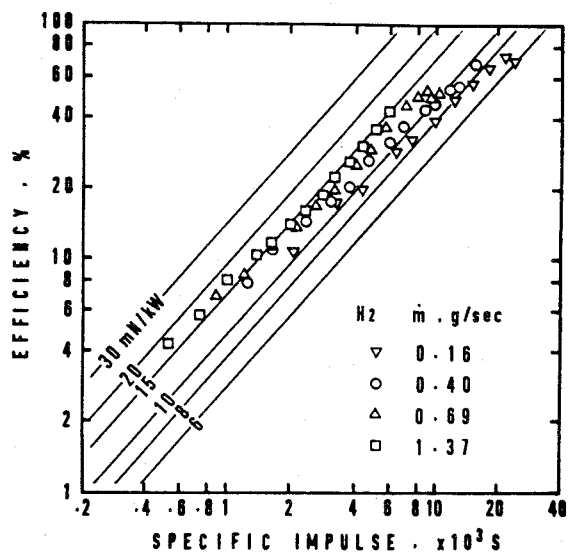


(d) NH₃

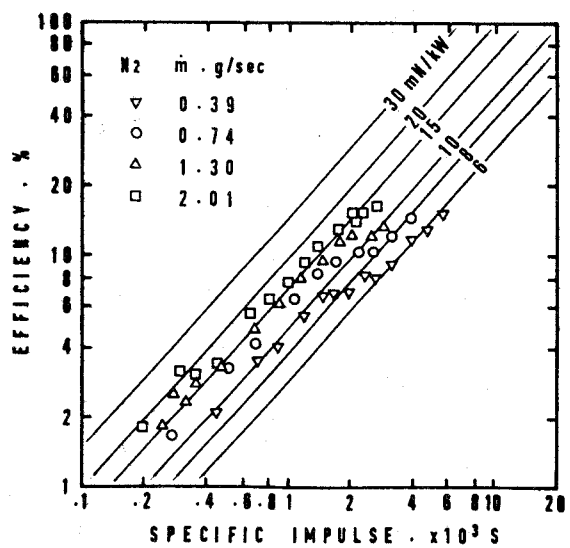
図 3-3 推力-放電電流特性 (MY-I 推進機)



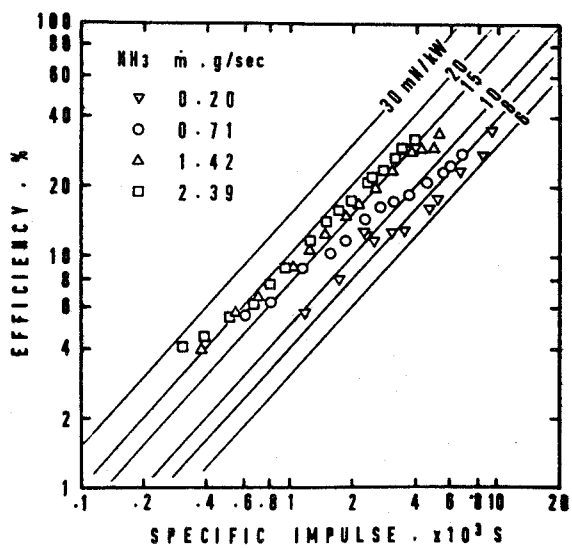
(a) Ar



(b) H₂



(c) N₂



(d) NH₃

图 3-4 推进效率-比推力特性 (MY-I 推进机)

図3-4に示されるように、比推力の増加と共に、すなわち放電電流の増加と共に推進効率は単調に増加している。一定の比推力に対しては推進剤流量が大きいほど、すなわち空力加速成分が大きいほど推進効率は高い。推進効率の最大値は上限電流 J^* により制限され、作動限界内における最高効率は質量流量最大の作動条件の時、 Ar ($\dot{m} = 3.00 \text{ g/s}$) では 1200 sec , 10% 、 H_2 ($\dot{m} = 1.37 \text{ g/s}$) では 5100 sec , 40% 、 N_2 ($\dot{m} = 2.01 \text{ g/s}$) では 1700 sec , 15% 、 NH_3 ($\dot{m} = 2.39 \text{ g/s}$) では 2600 sec , 20% である。 Ar の場合 1000 sec 以下の低比推力域をカバーし、 H_2 の場合 $1000 \sim 5000 \text{ sec}$ の高比推力域を、 N_2 , NH_3 の場合その中間域 $500 \sim 2500 \text{ sec}$ を高い推力-入力比を持ってカバーすることがわかる。第1章の Alfvén の理論臨界速度に対する理論比推力 I_{sp0} は安定作動のための目安を与え、 Ar では 890 sec 、 H_2 では 5400 sec 、 N_2 では 1700 sec 、 NH_3 では 2600 sec である。これらの値は比推力の上限に近く、電磁氣的加速が最も支配的となる作動点である。それは推進剤の種類によって異なる。したがって、種々の推進剤を用いることによって広範な比推力領域をカバーできる。

3. 3. 2 電極形状効果

本節では、直線形アノードを持つ MY-I と直線-広がりノズル形アノードを持つ MY-II の推進性能を比較し、ノズルの有無による作動特性の相違について検討する。推進剤には前節の実験において良好な推力特性が得られた H_2 , NH_3 を使用する。グラフは全て MY-I と MY-II の比較になっており、次の順に示す。

図3-5 放電電圧-放電電流特性

図3-6 推力-放電電流特性

図3-7 推進効率-放電電流特性

放電電圧-放電電流特性 (図3-5) からは、特に2種類の推進剤に共通した MY-I と MY-II の特性の相違は見あたらない。しかし、上限電流 J^* の値は MY-II が MY-I より高くなり、より大電流・高比推力作動が可能になった。その理由は次章で明らかにされる。

推力-放電電流特性 (図3-6) より、 H_2 , NH_3 共に低電流・大流量の場合、

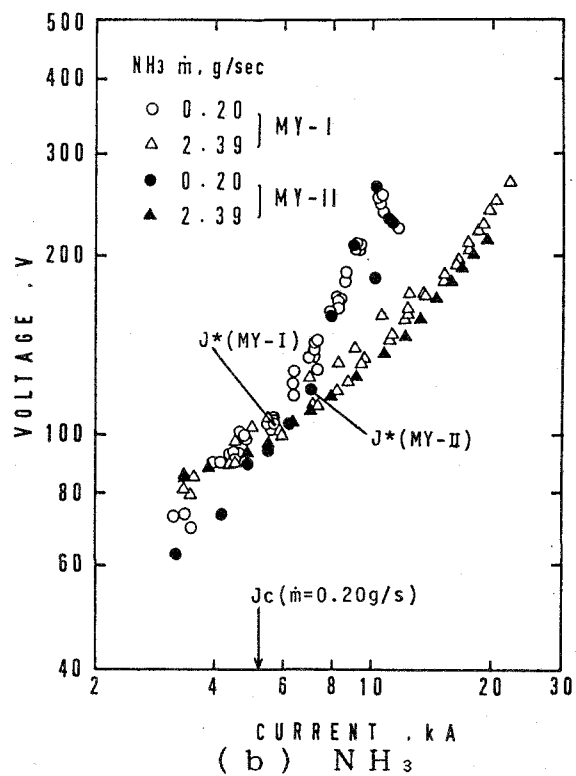
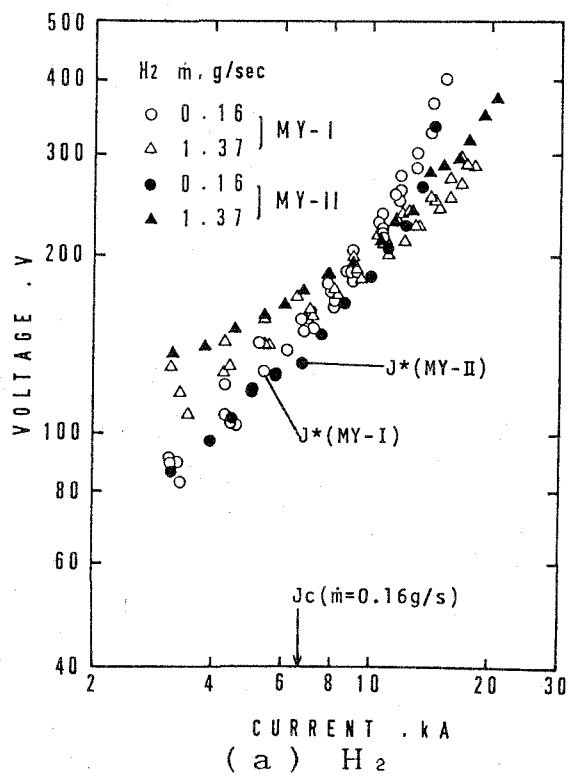


図3-5 放電電圧-放電電流特性 (MY-I と MY-II 推進機)

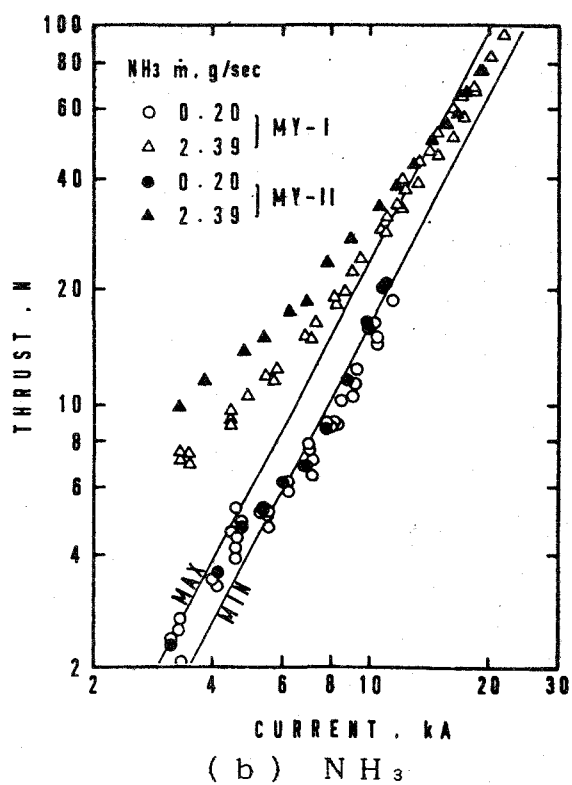
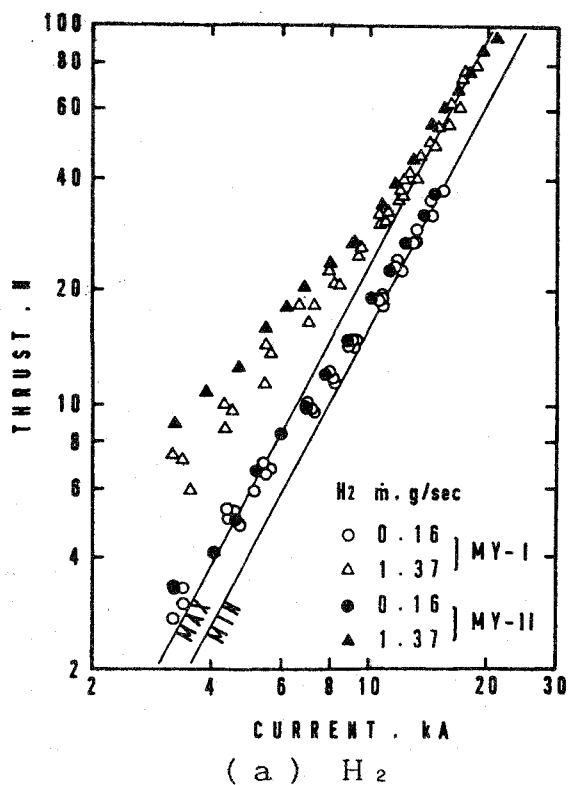
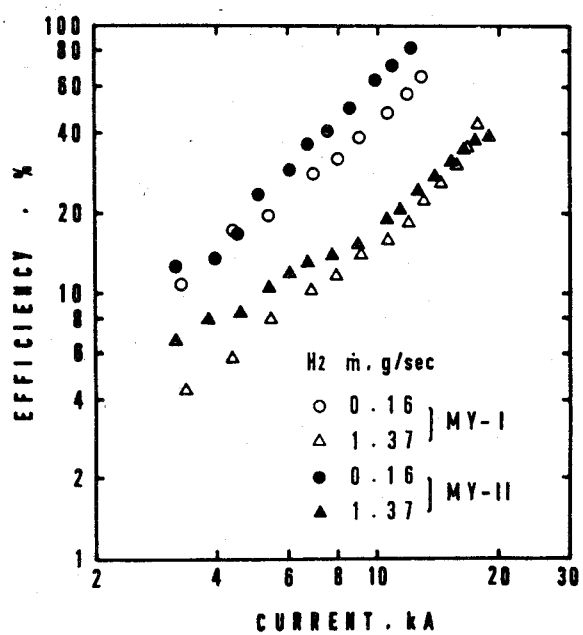
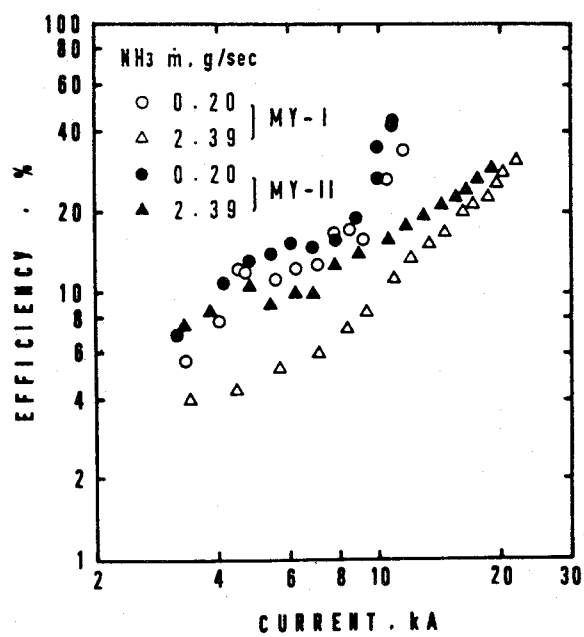


図3-6 推力-放電電流特性 (MY-I と MY-II 推進機)



(a) H_2



(b) NH_3

図 3 - 7 推進効率 - 放電電流特性 (MY - I と MY - II 推進機)

MY-IIの推力がMY-Iのそれより大きいことがわかる。しかし、放電電流が大きくなり、推力が放電電流の自乗に比例してくると、その差は小さくなっていく。MY-IIの推力が増大する理由は、広がりノズルの効果によって空力加速成分が増加したためと考えられる。したがって推進効率-放電電流特性(図3-7)より、MY-IIではMY-Iに比べて、 H_2 、 NH_3 共に広い電流域において推進効率が高くなっていることがわかる。

3. 4 まとめ

自己誘起磁場加速型MPD推進機の作動特性に及ぼす推進剤の種類、電極形状(ノズルの有無)の影響が実験的に研究され、次の結果が得られた。

- (1) 放電電圧-放電電流特性において、放電電流の増加に対する放電電圧の上昇割合、傾きは推進剤の種類によらず J_0 の近傍で変化し、空気力学的加速から電磁氣的加速への遷移が行われていることがわかった。同じ電流値に対する放電電圧の m 依存性では、Ar以外の推進剤において加速モードの変化による遷移がみられた。Arの場合、原子量が大きいため放電室内では粒子数が少ないので、全ての電流値において電磁氣的加速による依存性が支配的であると考えられる。
- (2) 上限電流は、希ガス(He , Ne , Ar)では $J^* > J_0$ 、 H_2 では $J^* < J_0$ 、 H_2 以外の分子ガス(N_2 , NH_3 , CO_2 , SF_6)では $J^* \cong J_0$ であった。これは推進ガス固有の性質に依存していると考えられる。
- (3) J_0 以下の低電流の場合、質量流量の増加と共に空力加速成分が大きくなり、推進効率は高くなることがわかった。
- (4) 推力-放電電流特性において、 H_2 、 NH_3 では全電流域で高い推力が得られた。その理由の一つとして、軽いガス、すなわち水素および水素を含む分子ガスは放電室内の粒子数が非常に多いので、空気力学的加速に特に優れているためと推定される。

(5) 推進効率－比推力特性より、Arの場合1000 sec以下の低比推力域をカバーし、H₂の場合1000～5000 secの高比推力域を、N₂、NH₃の場合その中間域500～2500 secを高い推力－入力比を持ってカバーすることがわかった。Alfvénの理論臨界速度に対する理論比推力は安定作動のための目安を与え、それは推進剤の種類によって異なる。この値は比推力の上限に近いので、種々の推進剤を用いることによって広範な比推力領域をカバーできる。

(6) 電極形状に関して、空気力学的加速を有効に利用し推進性能を高めるためには、直線－広がりノズル形アノードが直線形アノードより良いことがわかった。

第4章 自己誘起磁場加速型 MPD推進機の放電・加速機構

4. 1 まえがき

前章において、自己誘起磁場加速型MPD推進機の基本作動特性は推進剤の種類、電極形状に強く依存することがわかった。さらにこの結果は、推進性能がそれら作動パラメーターに対応するMPDアーク構造に大きく影響されるという結論を導く。今後、さらなる高性能推進機の開発を目指す場合、種々の推進剤、電極形状に対する作動特性と推進機内部の放電・加速機構の関係を明確にしておく必要がある。

本章では、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、種々の推進剤（He, Ar, H₂, N₂, NH₃）、電極形状（直線形および直線－広がりノズル形アノード）に関するMPDアークの構造を調べた。その作動は理論臨界電流とそれをはさむ2つの電流値で行われる。探針法により電流分布、電子温度、イオン数密度および浮動電位、分光法により電子温度、スペクトル強度分布が測定される。さらに電子温度と浮動電位よりプラズマ電位が推定される。得られたプラズマ診断結果より、電気伝導特性、加熱・電力吸収領域および加速・膨張領域について議論する。臨界作動現象の原因についても検討する。そして、それらの物理特性と推進性能の関係を調べる。また最後に、可視化MPD推進機による放電室内部の観察を行い、探針および分光法による結果と比較検討する。

4. 2 実験装置と方法

4. 2. 1 可視化MPDアークジェット

図4-1に示す可視化MPD推進機を用いて放電室内部の観察を行った。この推進機は本来の円筒状アノードを4分割し、相対する2つを取り外したもので、開いた両側から放電状況を可視化できる。直線－広がりノズル形アノードは銅製、カソードはトリウム入りタングステン（Th-W）製である。広がりノズルは取り外し可能で、実験は直線形アノードと直線－広がりノズル形アノードの場合について行った。カソード根元・外側にはタンタル製のフローティング電極が電流集

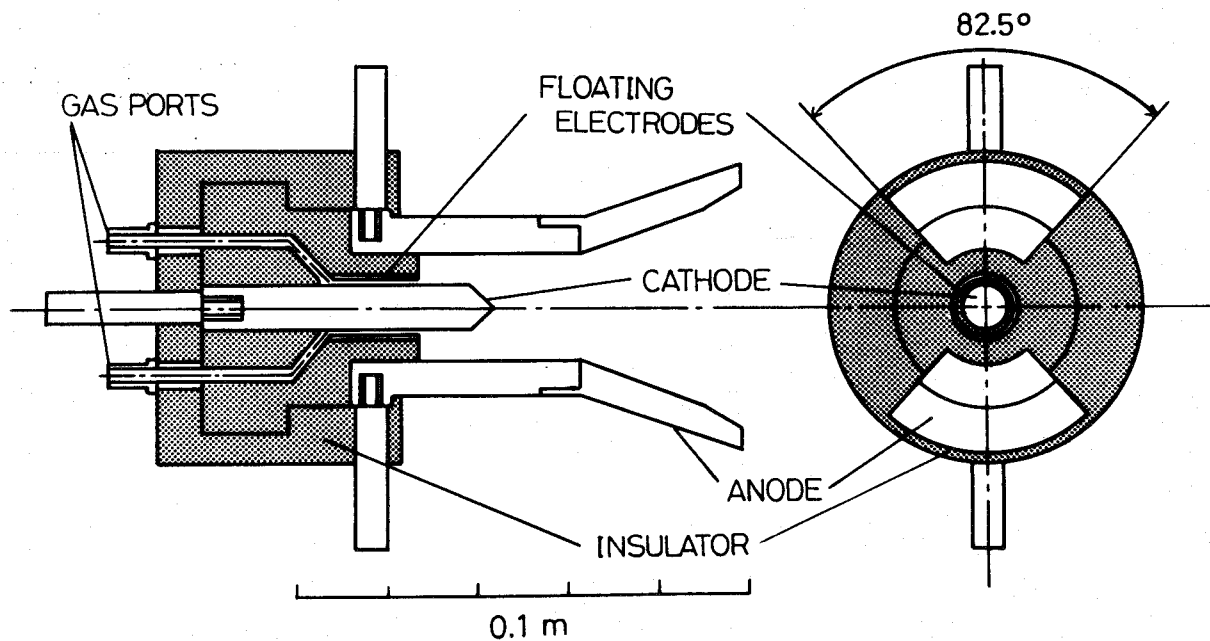


図 4 - 1 可視化 M P D アークジェット

中を緩和するために備えられている。作動ガスは推進機背後の 4 個のガスポートからカソードとフローティング電極の間を通り投入される。アノード外面は放電電流が回り込まないように絶縁されている。この推進機の作動では、アノードが相対する 2 枚のセグメントのみで構成されているので、開いた側からのガス漏れが心配されたが、自己誘起磁場により横方向のプラズマ拡散は比較的抑制された。その結果、探針および分光法によるプラズマ診断の結果と定性的に一致する現象が多数観測された。

4. 2. 2 探針測定

磁気探針

電流分布の測定には磁気探針 (Magnetic Probe) が用いられた。図 4 - 2 に示す探査コイルは絶縁された外径 0.04 mm の銅線を 50 ~ 150 回巻いたもので、外径 2.2 mm、内径 1.5 mm 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、図 4 - 3 に示すように正確に 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。放電電流が軸対称で

ある事実が確認されたので、アンペアの法則 (Ampere's Law) 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、推進機の位置に直径 8 mm、長さ 600 mm 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、

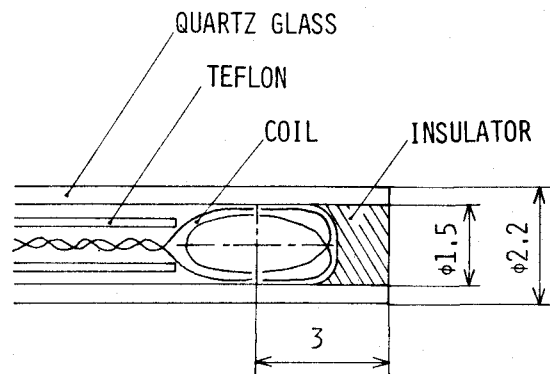


図 4-2 磁気探針の断面図

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 4-4 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 5 mm 間隔、半径方向に 4 mm 間隔で、電極表面から 2 mm の位置まで行われた。

単探針と複探針

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 0.1 mm のタングステン線で、その先端部 4.65 mm がプラズマに曝される。単探針とアノード間に 10 k 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、アノード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 0.05 mm、長さ 5 mm の二本のタングステン線より成り、その軸間距離は 2 mm 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。

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 40 kHz、複探針では 250 kHz) を用いて平滑化される。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。

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、円筒探針の軸は推進機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

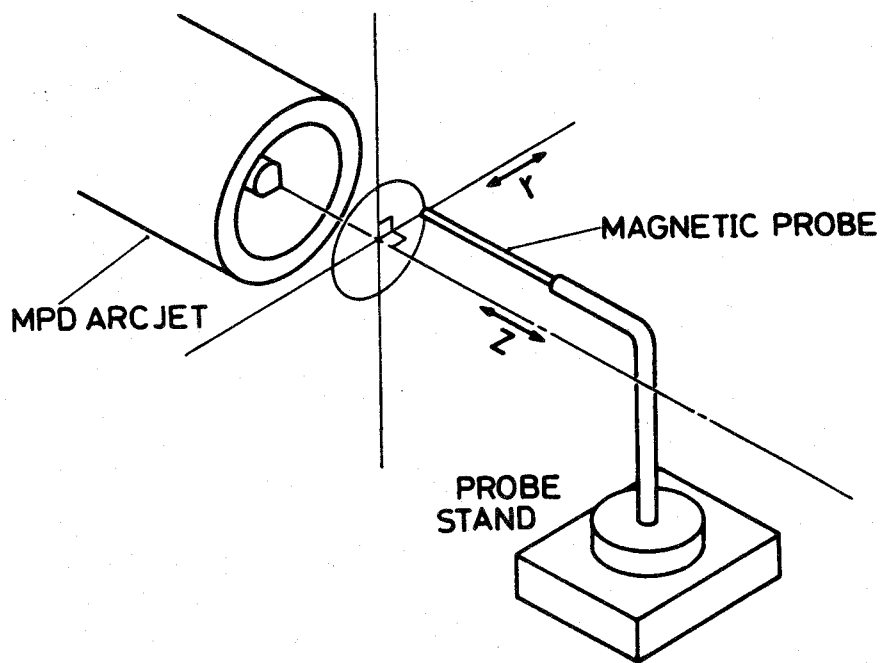


図 4 - 3 磁気探針の配置

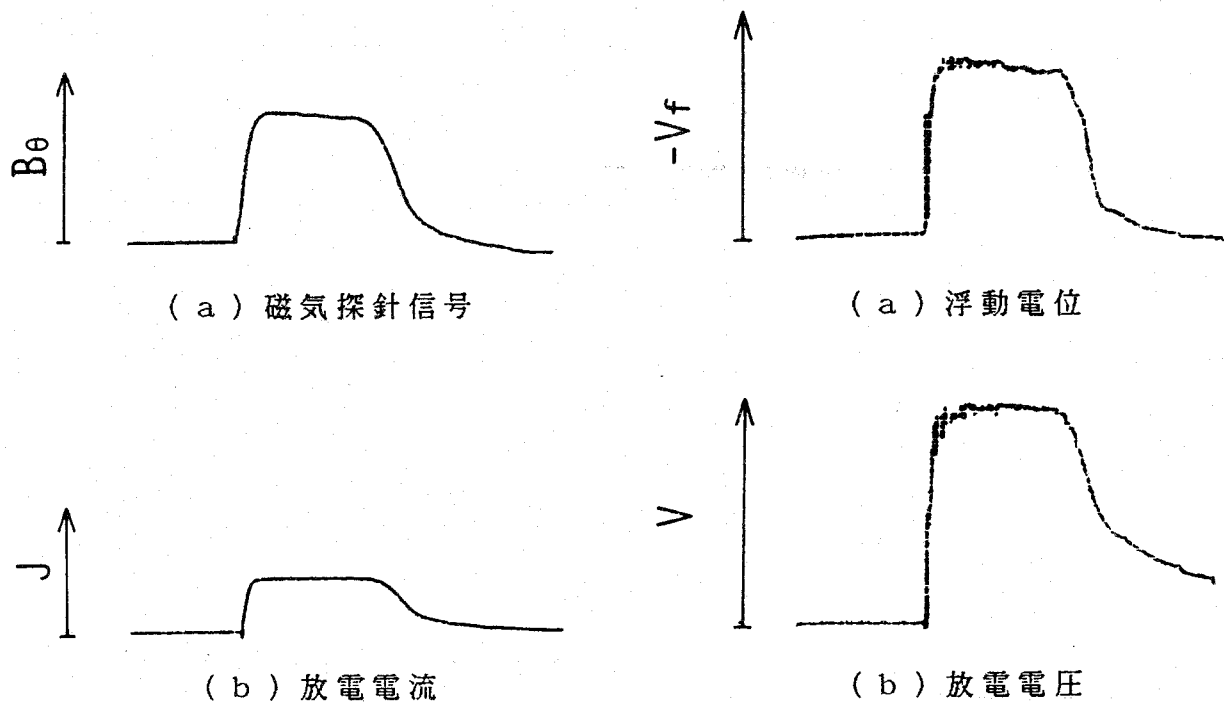


図 4 - 4 代表的な磁気探針の応答と
放電電流波形 (Ar ,
 $\dot{m} = 1.37 \text{ g/s}$, $J = 5 \text{ kA}$,
推進機出口・軸上)

図 4 - 5 代表的な単探針の応答と
放電電圧波形 (H₂ ,
 $\dot{m} = 0.4 \text{ g/s}$, $J = 10 \text{ kA}$,
 $V = 193 \text{ V}$, $V_r = -150 \text{ V}$,
推進機出口・軸上)

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、 $r_{Le} > r_p$ 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 ($\cong 5 \text{ kA}$) 放電時の放電室内部を除いて、 $\lambda_i \gg r_p \gg \lambda_D$ 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

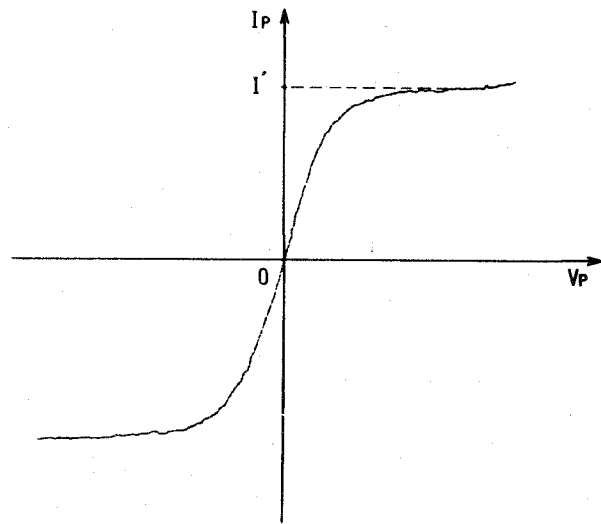


図 4-6 代表的な複探針の電圧-電流特性 ($A_r, \dot{m} = 1.37 \text{ g/s}$, $J = 5 \text{ kA}$, 推進機出口・軸上)

Langmuir の方法⁷³⁾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⁷⁴⁾を用いて決定

される。探針測定では、探針表面の汚れがその応答に大きな影響を与えるので、汚れを除去するために数回の測定ごとにグロー放電によるスパッタリングを行った。代表的な単探針および複探針による応答をそれぞれ図 4-5、4-6 に示す。

4. 2. 3 分光測定

分光測定用の実験装置を図 4-7 に示す。MY-I 推進機のアノードには半周状の幅 3 mm のスリットを 3 か所、アノード先端から 10, 30, 50 mm の位置に設け、そのスリットからのプラズマ輻射光を集光レンズを通し分光器 (Simadzu GE100: 分散度 16.6 Å/mm、平面回折格子の溝数 600 本/mm) に取り込む。それらのプラズマ輻射強度はタングステン標準ランプ光により較正され絶対強度に変換される。得られた水平方向輻射強度から、アーベル変換 (Abel Integral Inversion) を用いて半径方向輻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 (Multi-Lines Method) によりイオンスペクトル強度から求められた。^{75,76)} 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

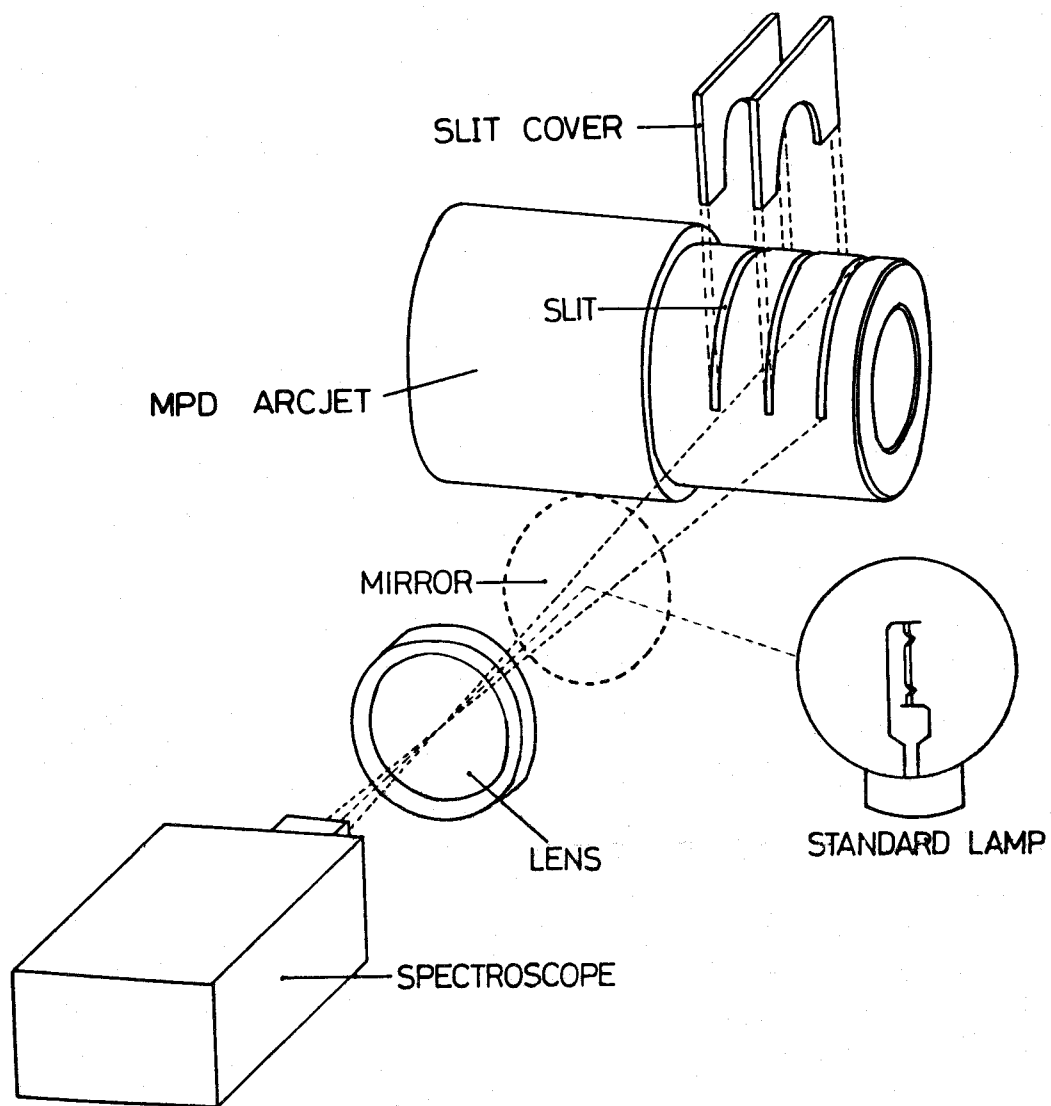


図 4 - 7 分光測定用の実験装置

表 4-1 イオンスペクトル線の波長および諸定数

	波長 λ , Å	統計的 重み g_m	遷移確率 A_{mn} , $\times 10^8 \text{ sec}^{-1}$	励起エネルギー E , eV
A II	4 0 7 2 . 0 1	6	0 . 5 7	2 1 . 5 0
	4 1 0 3 . 9 1	6	1 . 2	2 2 . 5 1
	4 2 2 8 . 1 6	6	0 . 1 3 0	1 9 . 6 8
	4 3 7 1 . 3 3	4	0 . 2 3 3	1 9 . 2 6
	4 3 7 9 . 6 7	2	1 . 0 4	1 9 . 9 7
	4 4 0 0 . 9 9	6	0 . 3 3 2	1 9 . 2 2
	4 4 2 6 . 0 1	6	0 . 8 3	1 9 . 5 5
	4 4 3 0 . 1 9	4	0 . 5 3	1 9 . 6 1
	4 6 0 9 . 5 6	8	0 . 9 1	2 1 . 1 4
	4 8 0 6 . 0 2	6	0 . 7 9	1 9 . 2 2
N II	4 1 7 6 . 1 6	7	2 . 1 9	2 6 . 1 6
	4 2 2 7 . 7 5	3	1 . 0 6	2 4 . 5 3
	4 4 2 7 . 9 7	3	0 . 7 7	2 6 . 2 2
	4 4 3 2 . 7 4	7	1 . 8 6	2 6 . 2 1
	4 4 4 7 . 0 3	5	1 . 3 0	2 3 . 1 9
	4 5 3 0 . 4 0	9	1 . 6 9	2 6 . 2 1
	4 6 0 7 . 1 6	3	0 . 3 4 0	2 1 . 1 5
	4 6 1 3 . 8 7	3	0 . 1 9 6	2 1 . 1 5
	4 6 2 1 . 3 9	1	0 . 9 0	2 1 . 1 5
	4 6 3 0 . 5 4	5	0 . 8 4	2 1 . 1 5
	5 0 0 1 . 4 7	7	1 . 0 8	2 3 . 1 3
	5 6 7 9 . 5 6	7	0 . 5 6	2 0 . 6 6

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(≥ 10 kA)時のカソード先端付近を除いてボルツマン分布の特性が示される。使用したイオンスペクトル線の波長および諸定数を表4-1に示す。なお、乾板写真の撮影は放電1回当たりの輻射光が弱いため20回程度の重ね撮りを行った。測定は放電室内部と推進機下流1 cmの所で行われた。また、アノード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。

4. 2. 4 放電室内圧力の測定

放電室側壁・アノード面の圧力測定を行った。圧力センサーには、応答性に優れたピエゾ抵抗効果型の圧力変換器(TOYODA PMS-5)を用いた。その周波数応答は40 kHz以上である。アノード先端から10, 20, 30 mmの3ヵ所に直径2 mm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気的に絶縁されている。

4. 3 実験結果と検討

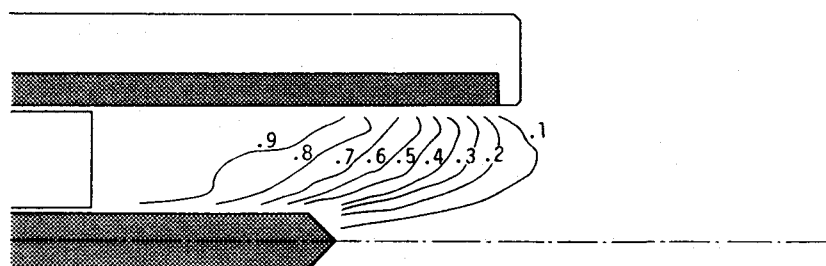
4. 3. 1 放電電流分布

磁気探針を用いて測定された各種推進剤の電流分布を図4-8~4-12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 ($\cong 10$ 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($J \cong 5$ 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、主として電流はカソード側面へ流れ込む。一方分子ガスの場合、放電室出口付近で放電が行われ、電流の大部分はカソード先端へ流れ込む。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。この仮説は次章の一次元MHD流れ場の数値解析の結果に

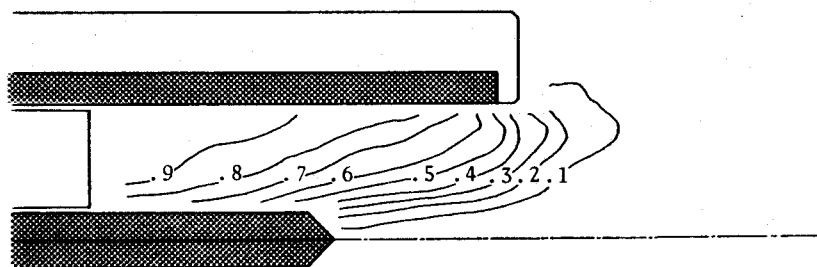
よりその妥当性が確認される。

さらに大電流 ($\cong 10, 15 \text{ kA}$) になると、放電は推進剤の種類によらず放電室内部から推進機下流にいたる広い範囲で行われるようになる。この時、カソード先端はもちろんアノード先端付近においても電流密度が上昇し、この付近でアノードの損耗が観察された。また放電室出口付近では絶縁物 (マコール) の表面に沿って流れるかなりの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、一方アノード絶縁物・下流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・内側への流れはアノード近傍に希薄部、カソード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、カソード先端部に働くポンピング力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。前章の推進性能では H_2, NH_3 の推力が他のガスのそれに比べて J. 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、アノード絶縁物・下流の半径方向・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。一般に MPD 推進機では、放電電流の増加と共に推力が大きくなり推進効率は上昇するが、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要因となる。

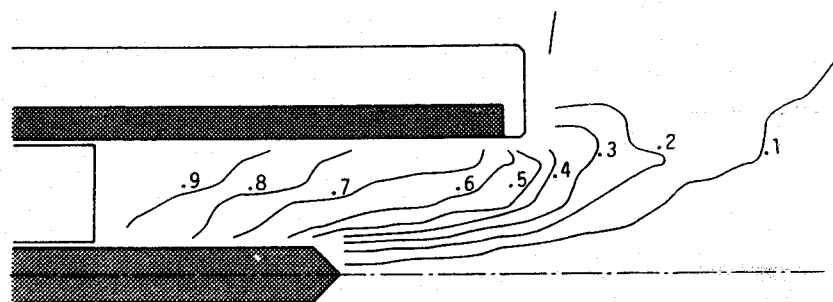
次に、直線一広がりノズル形アノードを持つ MY-II 推進機の電流分布を図 4-13 に示す。それらは理論臨界電流以上 ($\cong 15 \text{ kA}$) の作動の場合である。アノード面上の電流密度は MY-I 推進機の場合 (図 4-9、4-10、4-12 (c)) と比べて一様に小さくなり、電流集中はまったく見られない。それゆえアノード損耗は観測されず、上限電流は MY-I 推進機より高くなった。放電は主に推進機内部で行われ、半径方向・外側への電磁気力はほとんど見られない。また、直線一広がりノズル形アノードは空力加速成分を増加させるということのみならず、アノード付近では電流がノズル部に流れ込むので第 1 章 (1-1) 式に示す有効アノード半径を増加させ、電磁氣的加速に対しても効果的であることがわかる。以上のように、両推進機の放電電流分布の相違に基づく電磁氣的加速の立場から、前章において MY-II の性能が MY-I のそれより良



(a) $J \cong 5 \text{ kA}$

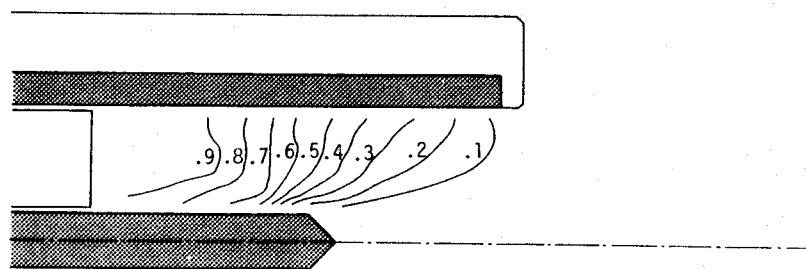


(b) $J \cong 10 \text{ kA}$

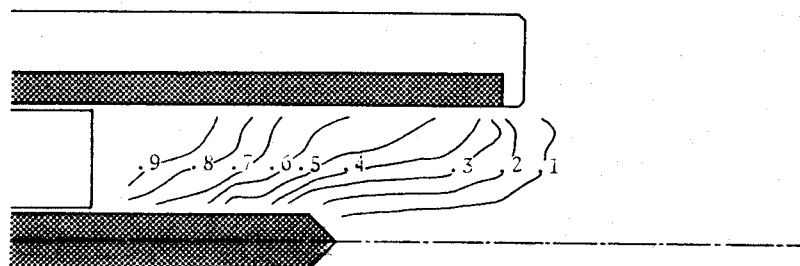


(c) $J \cong 15 \text{ kA}$

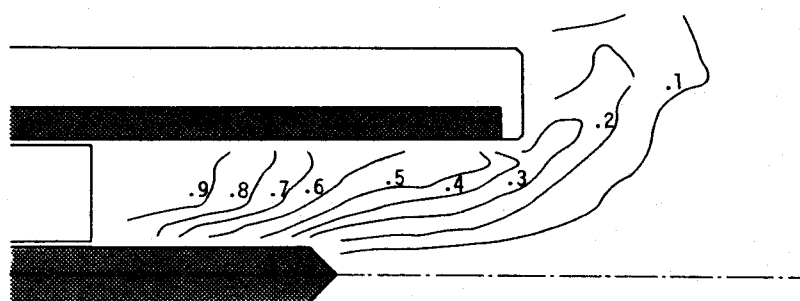
図 4 - 8 He の放電電流分布 (MY - I 推進機 , $\dot{m} = 0.52 \text{ g/s}$)



(a) $J \cong 5 \text{ kA}$

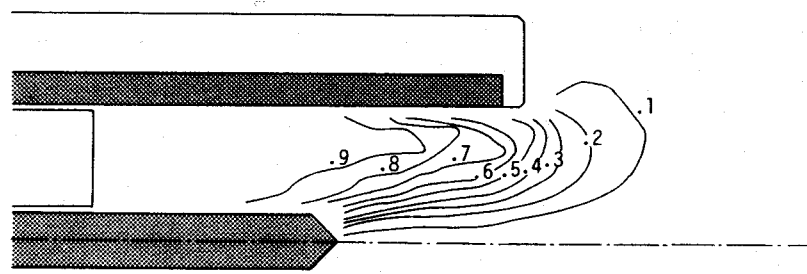


(b) $J \cong 10 \text{ kA}$

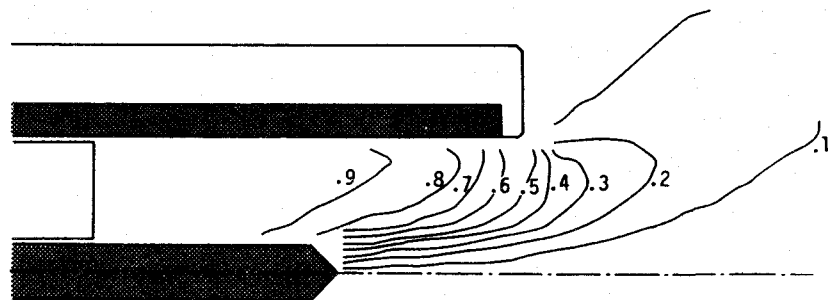


(c) $J \cong 15 \text{ kA}$

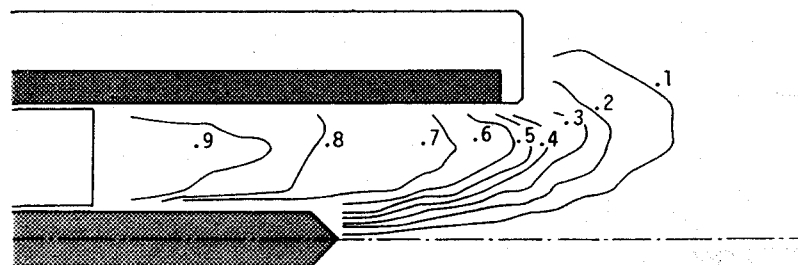
図 4 - 9 Ar の放電電流分布 (MY - I 推進機 , $\dot{m} = 1.37 \text{ g/s}$)



(a) $J \cong 5 \text{ kA}$

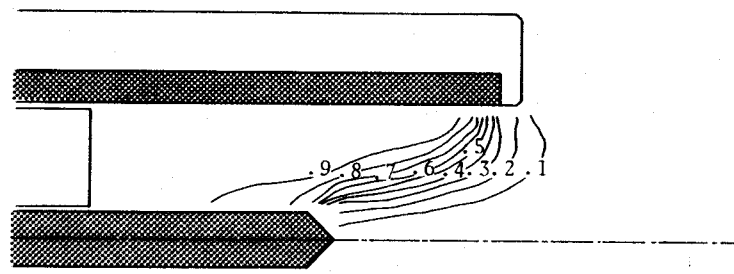


(b) $J \cong 10 \text{ kA}$

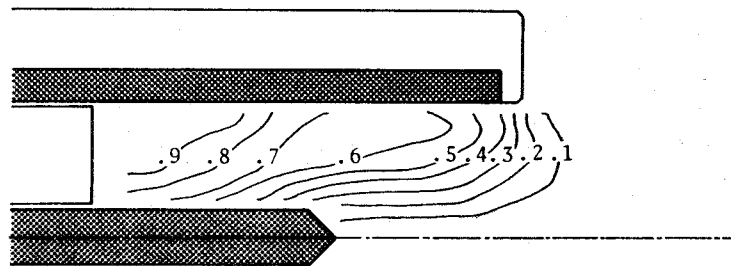


(c) $J \cong 15 \text{ kA}$

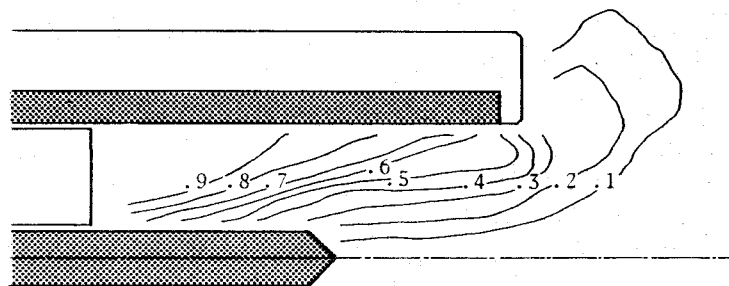
図 4 - 1 0 H_2 の放電電流分布 (MY - I 推進機 , $\dot{m} = 0.40 \text{ g/s}$)



(a) $J \cong 5 \text{ kA}$

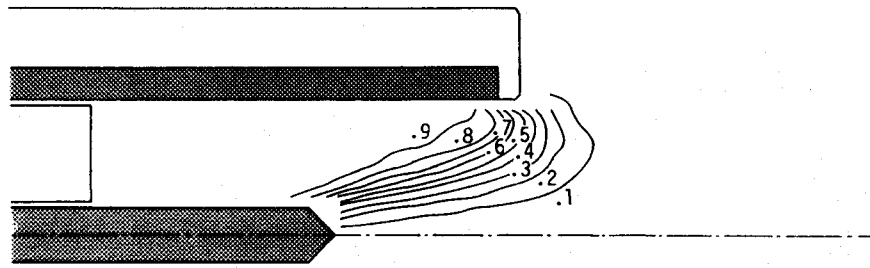


(b) $J \cong 10 \text{ kA}$

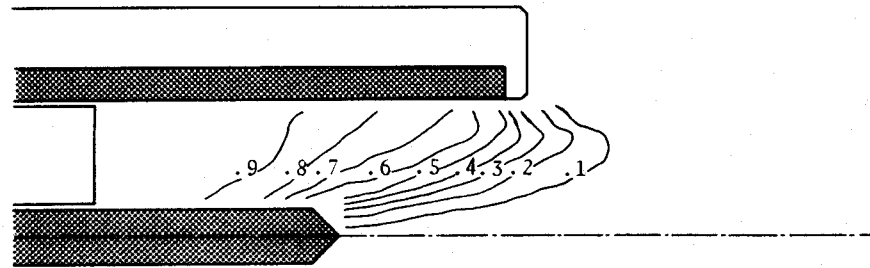


(c) $J \cong 15 \text{ kA}$

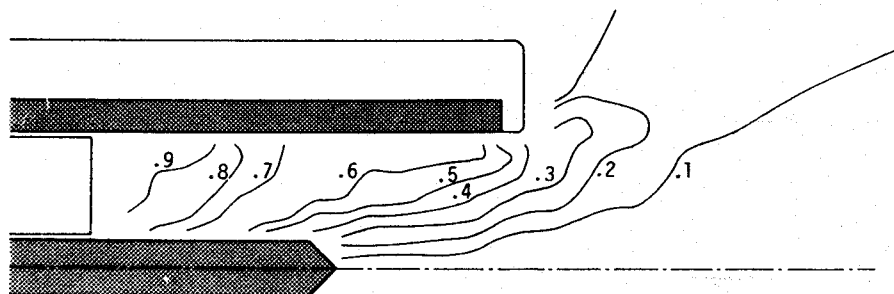
図 4 - 1 1 N_2 の放電電流分布 (MY - I 推進機 , $\dot{m} = 0.74 \text{ g/s}$)



(a) $J \cong 5 \text{ kA}$

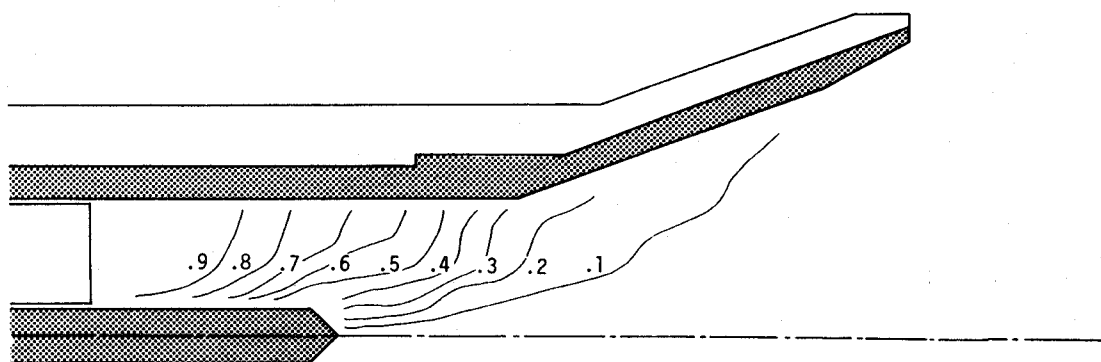


(b) $J \cong 10 \text{ kA}$

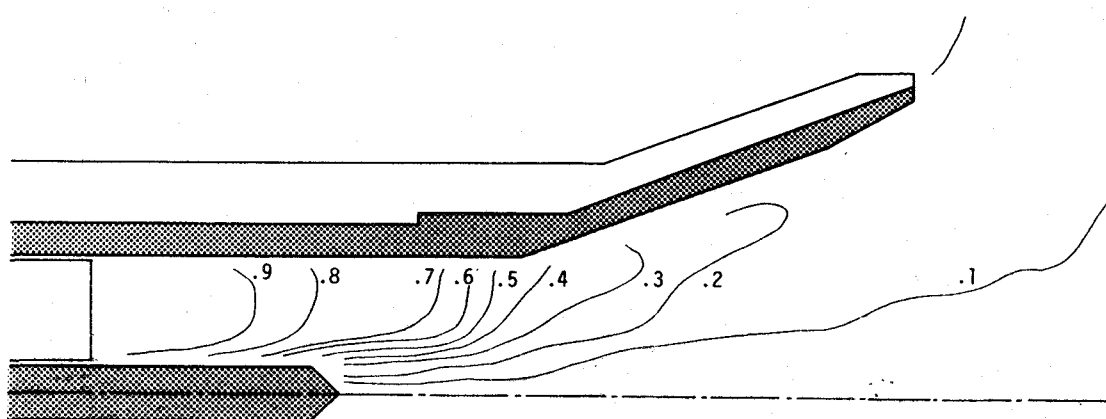


(c) $J \cong 15 \text{ kA}$

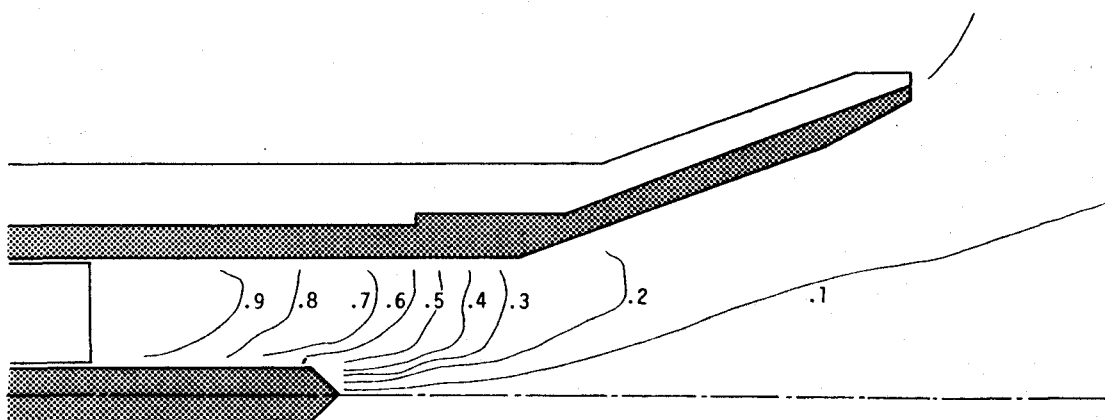
図 4 - 1 2 NH_3 の放電電流分布 (MY - I 推進機 , $\dot{m} = 0.71 \text{ g/s}$)



(a) Ar , $\dot{m} = 1.37 \text{ g/s}$



(b) H₂ , $\dot{m} = 0.40 \text{ g/s}$



(c) NH₃ , $\dot{m} = 0.71 \text{ g/s}$

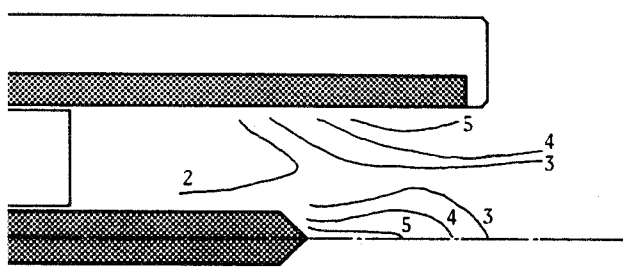
図 4 - 1 3 Ar , H₂ , NH₃ の放電電流分布 (MY - II 推進機 , $J \cong 15 \text{ kA}$)

好であった理由を説明することができる。

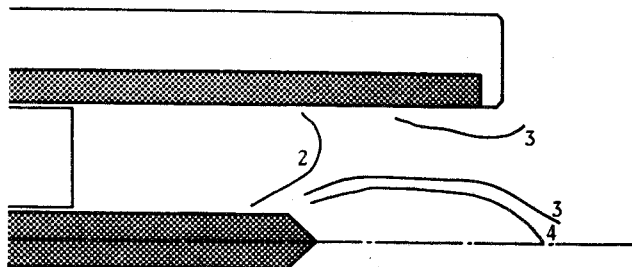
4. 3. 2 電子温度・スペクトル強度・数密度分布

分光法により測定された放電室内の電子温度分布を図4-14～4-17に示す。図中の温度の単位は電子ボルト ($1\text{ eV} = 11600\text{ K}$) である。低電流 ($\cong 5\text{ kA}$) の場合、電子温度はアノードおよびカソード先端付近 (ただし、Ar ではアノード近傍の全領域) で高いことがわかる。カソード先端近傍では放電電流の増加と共に、さらに電子温度が上昇する傾向が見られる。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カソード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。一方アノード高温領域の場合、大電流 ($\cong 10, 15\text{ kA}$) 放電時、アノード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、その存在がはっきりしない。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。³⁴⁾ アノード近傍の圧力測定より、それは放電電流、推進剤の種類によらず、 $20 \sim 60\text{ Torr}$ ($2.6 \times 10^3 \sim 7.9 \times 10^3\text{ Pa}$) とかなり低いことがわかった。特に低電流 ($\cong 5\text{ kA}$) 放電では、アノード近傍の自己誘起磁場は弱く、したがって電子ホール係数 Ω_e 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 ($\cong 10, 15\text{ kA}$) 放電では、アノード近傍においても自己誘起磁場は強く $\Omega_e > 1$ となり、電子は加熱される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4-18～4-21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。低電流ではカソードおよびアノード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、カソード先端近傍のスペクトル強度はますます大きくなるが、アノードの高強度領域は消え失せる。

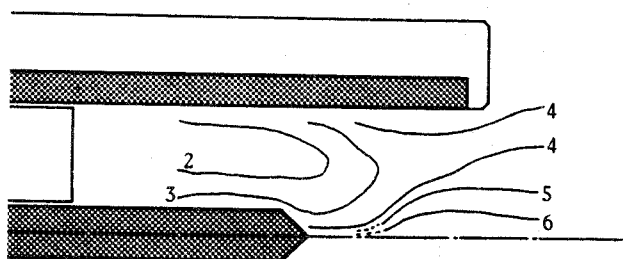
複探針測定による放電電流 10 kA の場合の電子温度・イオン数密度分布を図4-22に示す。これらは推進機下流・中心軸上で測定された。横軸の原点は推進機出口を表す。温度および密度は共に、カソード先端から流れ方向に急激に低下している。カソード先端付近の高温・高密度プラズマが加速・膨張し、その熱エネルギーを運動エネルギーにスムーズに変換していることがわかる。この領域



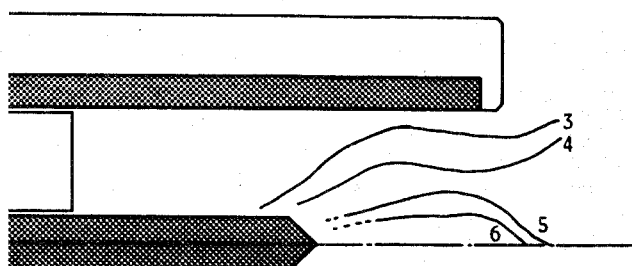
(a) $J \cong 5 \text{ kA}, \text{ eV}$



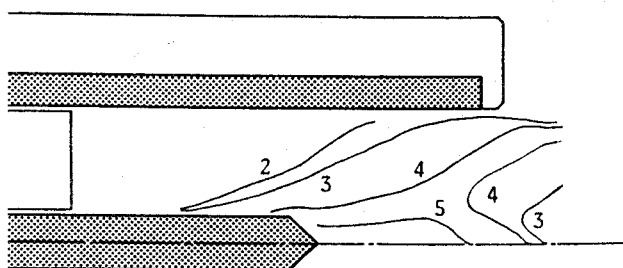
(a) $J \cong 5 \text{ kA}, \text{ eV}$



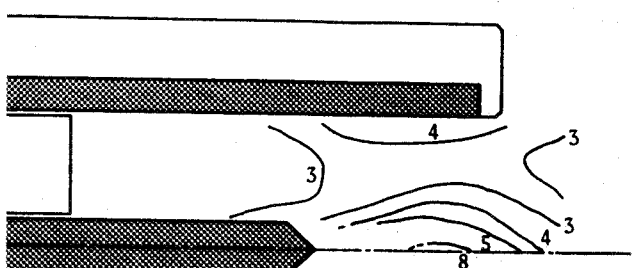
(b) $J \cong 10 \text{ kA}, \text{ eV}$



(b) $J \cong 10 \text{ kA}, \text{ eV}$



(c) $J \cong 15 \text{ kA}, \text{ eV}$



(c) $J \cong 15 \text{ kA}, \text{ eV}$

図 4 - 1 4

Ar の電子温度分布

(分光測定 ,

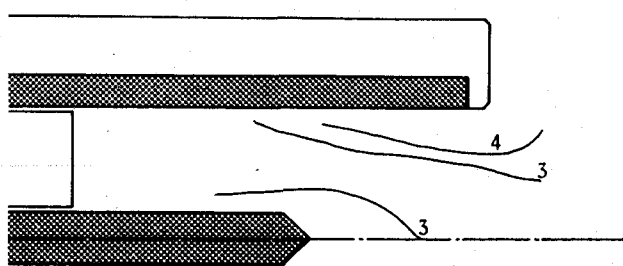
$\dot{m} = 1.37 \text{ g/s}$)

図 4 - 1 5

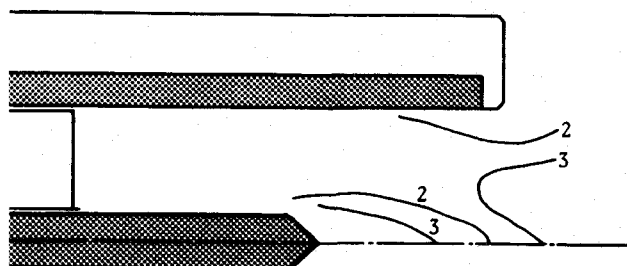
H₂ の電子温度分布

(分光測定 ,

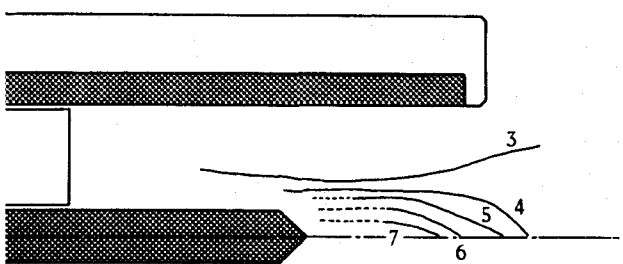
$\dot{m} = 0.40 \text{ g/s}$)



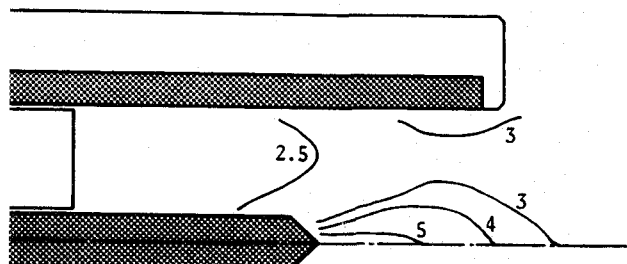
(a) $J \cong 5 \text{ kA}, \text{ eV}$



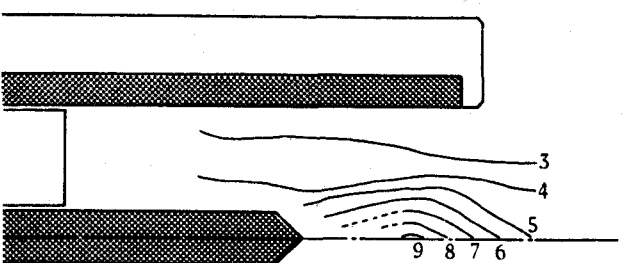
(a) $J \cong 5 \text{ kA}, \text{ eV}$



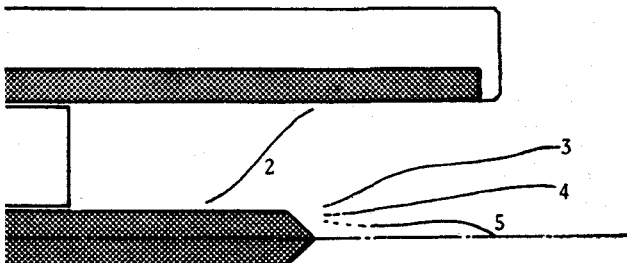
(b) $J \cong 10 \text{ kA}, \text{ eV}$



(b) $J \cong 10 \text{ kA}, \text{ eV}$



(c) $J \cong 15 \text{ kA}, \text{ eV}$



(c) $J \cong 15 \text{ kA}, \text{ eV}$

図 4 - 1 6

N_2 の電子温度分布

(分光測定 ,

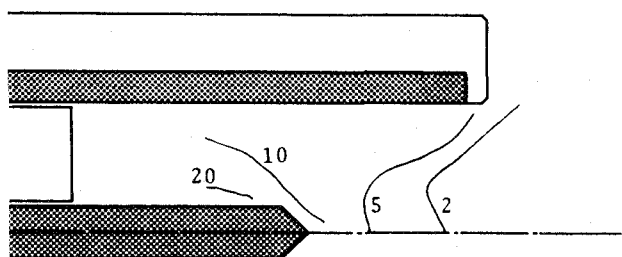
$\dot{m} = 0.74 \text{ g/s}$)

図 4 - 1 7

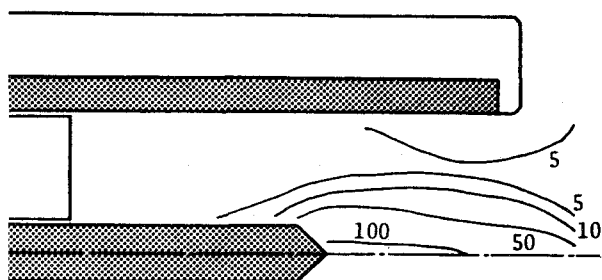
NH_3 の電子温度分布

(分光測定 ,

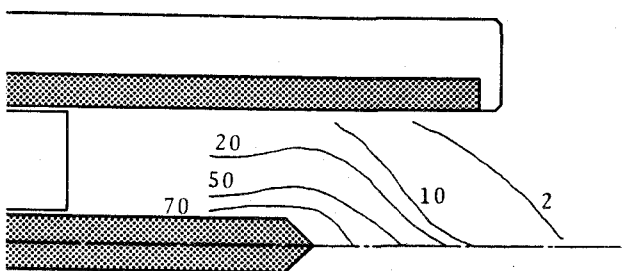
$\dot{m} = 0.71 \text{ g/s}$)



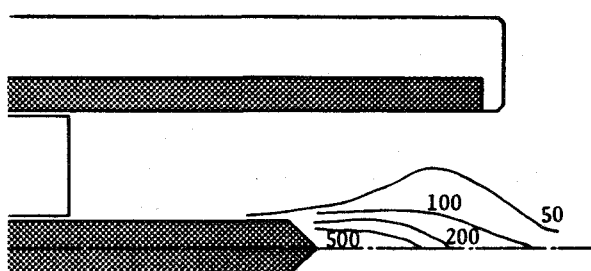
(a) $J \cong 5 \text{ kA}$, $\times 10^9 \text{ erg/cm}^3$



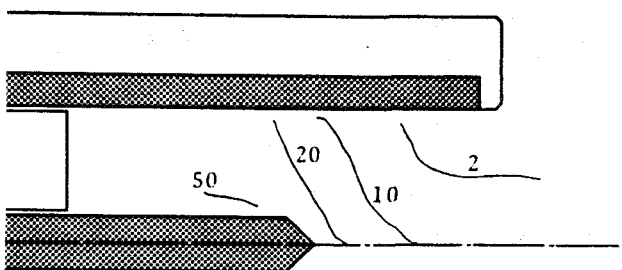
(a) $J \cong 5 \text{ kA}$, $\times 10^7 \text{ erg/cm}^3$



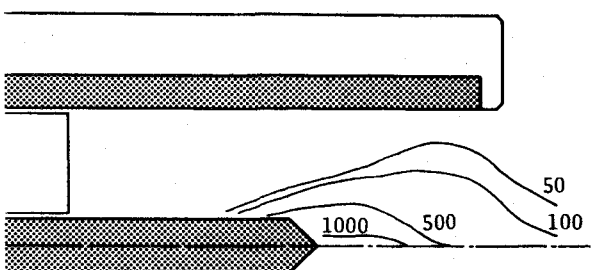
(b) $J \cong 10 \text{ kA}$, $\times 10^9 \text{ erg/cm}^3$



(b) $J \cong 10 \text{ kA}$, $\times 10^7 \text{ erg/cm}^3$



(c) $J \cong 15 \text{ kA}$, $\times 10^9 \text{ erg/cm}^3$



(c) $J \cong 15 \text{ kA}$, $\times 10^7 \text{ erg/cm}^3$

図 4 - 1 8

Arのイオンスペクトル強度分布

($\dot{m} = 1.37 \text{ g/s}$,

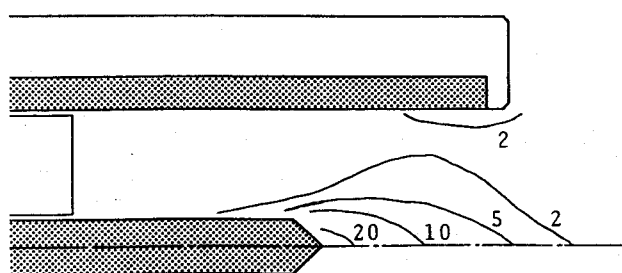
A II : $\lambda = 4430.19 \text{ \AA}$)

図 4 - 1 9

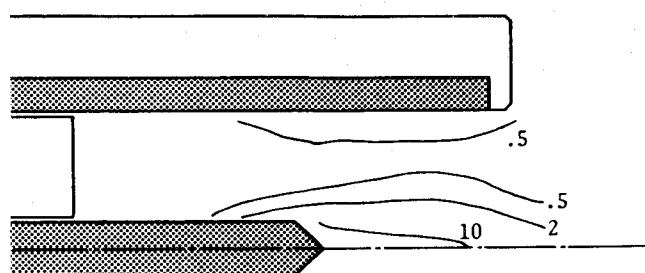
H₂のイオンスペクトル強度分布

($\dot{m} = 0.40 \text{ g/s}$,

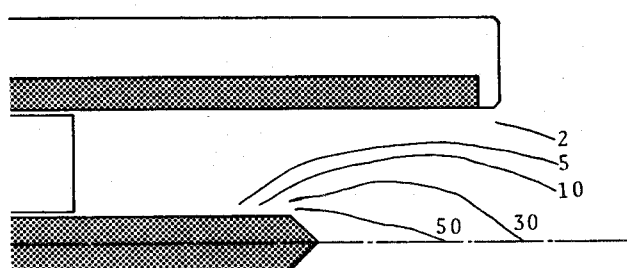
A II : $\lambda = 4430.19 \text{ \AA}$)



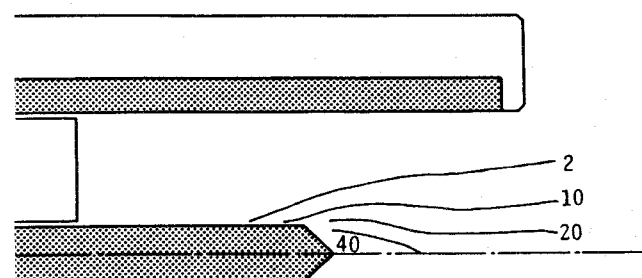
(a) $J \cong 5 \text{ kA}$, $\times 10^8 \text{ erg/cm}^3$



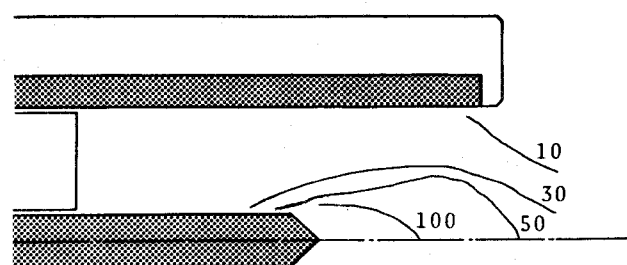
(a) $J \cong 5 \text{ kA}$, $\times 10^8 \text{ erg/cm}^3$



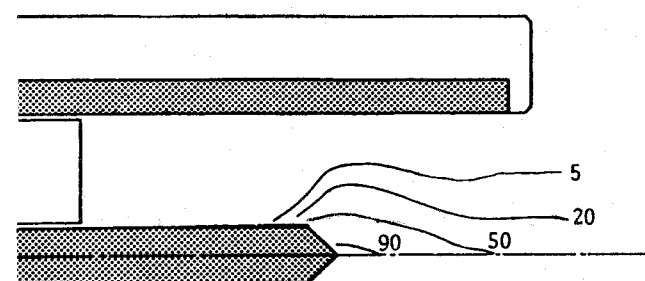
(b) $J \cong 10 \text{ kA}$, $\times 10^8 \text{ erg/cm}^3$



(b) $J \cong 10 \text{ kA}$, $\times 10^8 \text{ erg/cm}^3$



(c) $J \cong 15 \text{ kA}$, $\times 10^8 \text{ erg/cm}^3$



(c) $J \cong 15 \text{ kA}$, $\times 10^8 \text{ erg/cm}^3$

図 4 - 2 0

N_2 のイオンスペクトル強度分布

($\dot{m} = 0.74 \text{ g/s}$,

$\text{N II} : \lambda = 4530.4 \text{ \AA}$)

図 4 - 2 1

NH_3 のイオンスペクトル強度分布

($\dot{m} = 0.71 \text{ g/s}$,

$\text{N II} : \lambda = 4432.74 \text{ \AA}$)

は通常、カソードジェットと呼ばれている。

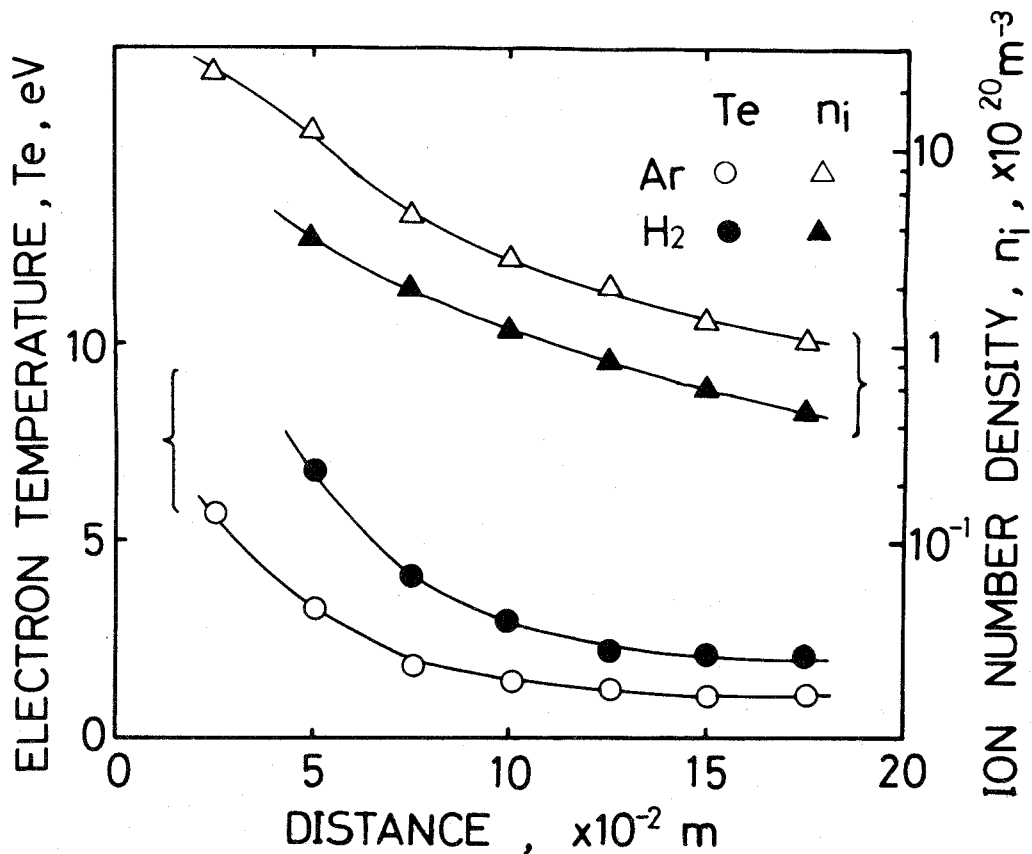


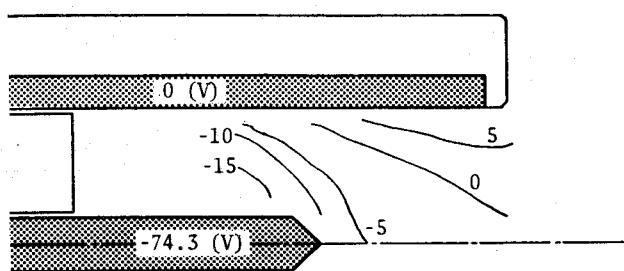
図4-22 推進機下流・中心軸上のAr, H₂の電子温度・イオン数密度分布
(複探針測定, $J \cong 10$ kA, Ar; $\dot{m} = 1.37$ g/s,
H₂; $\dot{m} = 0.40$ g/s)

4. 3. 3 電位分布

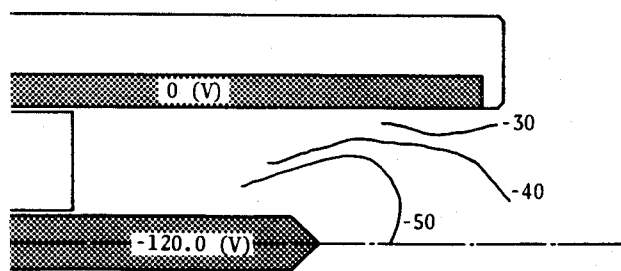
単探針により測定された浮動電位 V_f と分光法による電子温度 T_e から、静止・等方プラズマの仮定下で、プラズマ電位 V_p が次式により計算された。¹⁸⁾

$$V_p = V_f - \frac{k T_e}{e} \ln \left(\frac{\pi M_e}{2 M_i} \right)^{1/2} \quad (4-1)$$

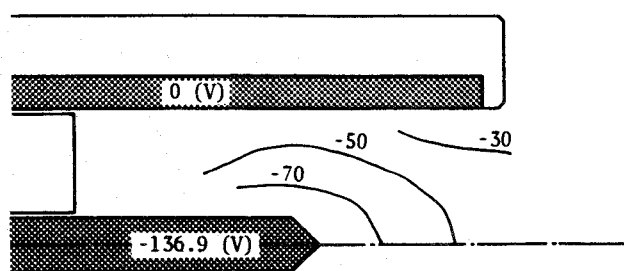
ここで、 k はボルツマン定数、 e は電子の電荷、 M_e と M_i はそれぞれ電子およびイオンの質量を表す。



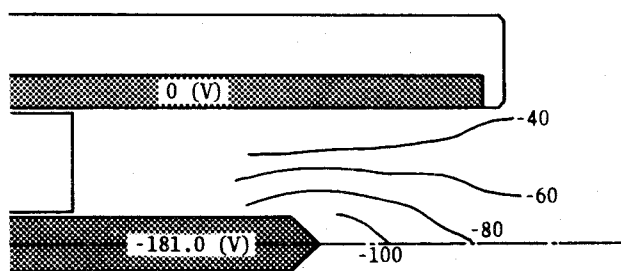
(a) $J \cong 5 \text{ kA}$, $V = 74.3 \text{ V}$



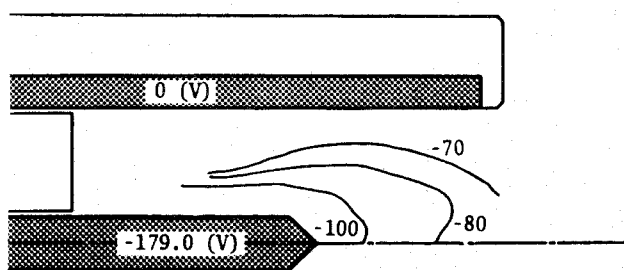
(a) $J \cong 5 \text{ kA}$, $V = 120 \text{ V}$



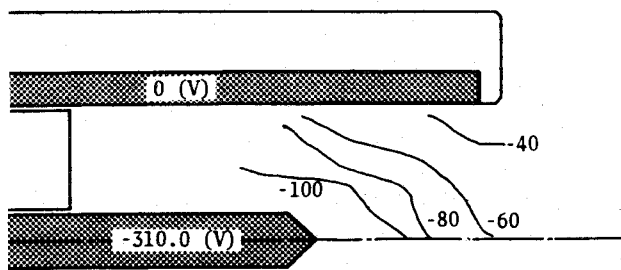
(b) $J \cong 10 \text{ kA}$, $V = 136.9 \text{ V}$



(b) $J \cong 10 \text{ kA}$, $V = 181 \text{ V}$



(c) $J \cong 15 \text{ kA}$, $V = 179 \text{ V}$



(c) $J \cong 15 \text{ kA}$, $V = 310 \text{ V}$

図 4 - 2 3

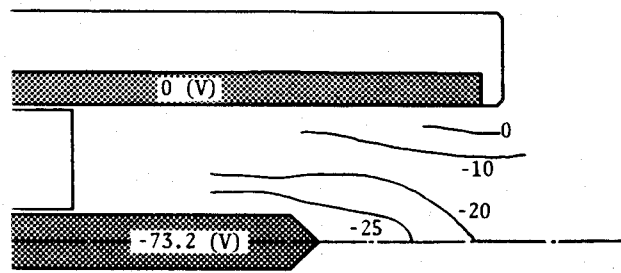
Ar のプラズマ電位分布

($\dot{m} = 1.37 \text{ g/s}$)

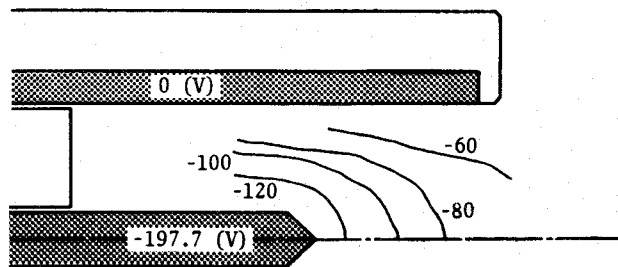
図 4 - 2 4

H₂ のプラズマ電位分布

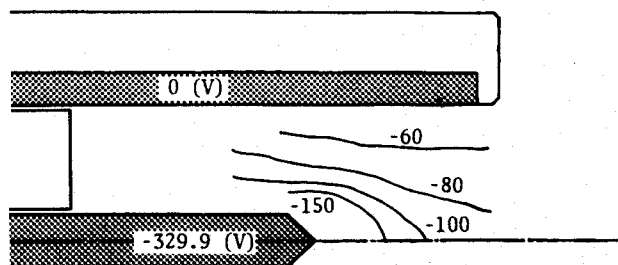
($\dot{m} = 0.40 \text{ g/s}$)



(a) $J \cong 5 \text{ kA}$, $V = 73.2 \text{ V}$



(b) $J \cong 10 \text{ kA}$, $V = 198 \text{ V}$



(c) $J \cong 15 \text{ kA}$, $V = 330 \text{ V}$

図 4 - 2 5 N_2 のプラズマ電位分布 ($\dot{m} = 0.74 \text{ g/s}$)

得られたプラズマ電位分布を
 図4-23～4-25に示す。
 H_2 以外の推進剤の場合、理論臨
 界電流 J_c 以下($\cong 5 \text{ kA}$)の作
 動ではアノードに対し正の電位を
 持つ領域が広範囲に存在する。こ
 の時、アノード近傍では自己誘起
 磁場が弱いので、電子もイオンと
 同様に半径方向へ動き易く、
 図4-26aのような過剰の電子
 の流入を妨げる通常のポテンシャ
 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、
 アークは拡散モードで一様に放電
 していることが知られている。⁷⁷⁾

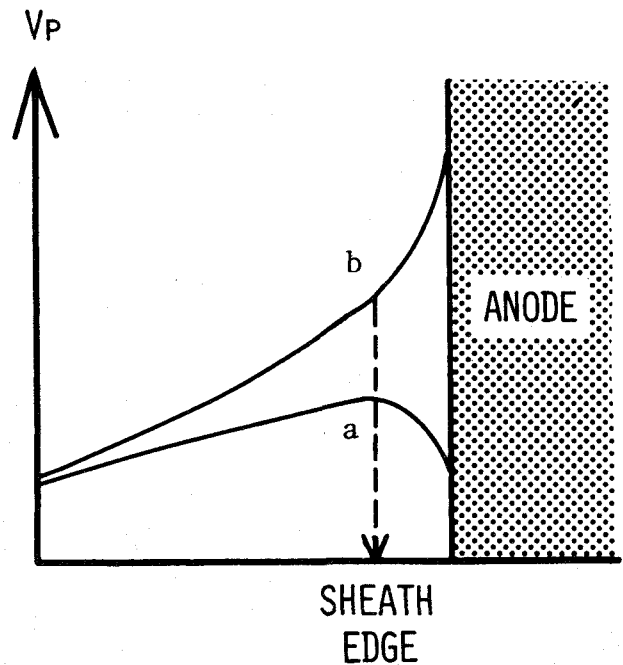


図4-26 アノード近傍のプラズマ
 電位分布

同様の現象は 2 kA 以下の低電流MPDアークジェットにおいても観測されてい
 る。⁷⁸⁾ 理論臨界電流 J_c 以上($\cong 15 \text{ kA}$)の作動および H_2 の低電流放電では、
 半径方向・内側への電磁気力が強くなりアノード先端の電流密度も大きくなるた
 め、アノード近傍において電流を運ぶ担体が少なくなり、図4-26bのような電
 子を吸引する正の電位勾配を示している。⁵⁸⁾ この場合、アノード面上にスポット
 が形成され電極損耗が生じていると考えられる。 H_2 の場合、放電電流の値によら
 ずアノード近傍では常に電流密度が大きいので、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、MPD推進機の作動限界はAnode Starvation Theoryで説明
 できる。すなわちアノード面上の電流担体の不足がアノード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、ア
 ノード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

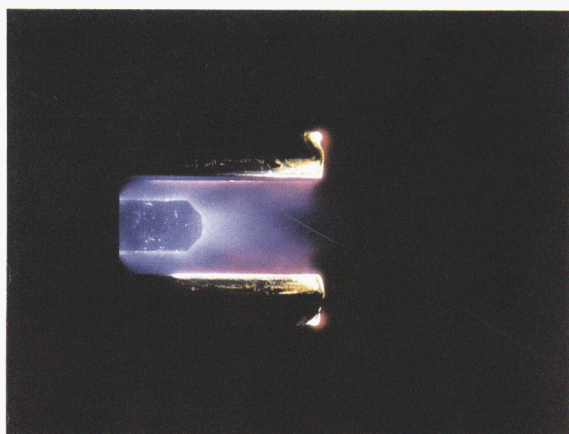
の $J \cdot$ を上昇させ、より高比推力を実現するためには、アノード近傍への積極的な推進剤の供給が効果的であることが報告されている。²¹⁾ この時、アノード降下電圧は小さくなり、電流担体の不足は緩和されると推測される。しかし、 J 以下の低電離状態の作動では、熱ピンチ作用を高め推進性能を向上させるために、カソード近傍への推進ガスの噴射が効果的であると考えられる。⁴⁴⁾

全ての推進剤において、カソード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%がこの領域で消費される。この領域では先の電流分布からジュール加熱が非常に激しく、その投入エネルギーの一部はカソードへの熱損失となるが、大部分はカソードジェット内での粒子加熱に用いられると考えられる。またカソードとアノードの中間領域では、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。消費電力も増加しているのがわかる。

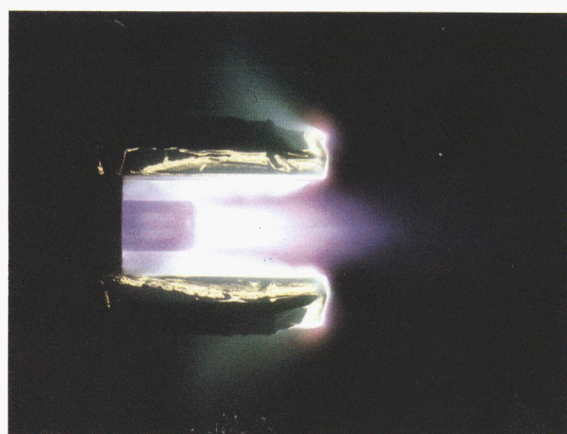
4. 3. 4 放電の可視化

可視化MPD推進機の放電写真を図4-27～4-29に示す。代表的な希ガス、分子ガスとしてAr、 H_2 の場合をそれぞれ示す。直線形アノードの場合、低電流放電時、Arではカソード根元が確認でき、放電が推進機内部で一様に行われていることがわかる。一方 H_2 では、それは確認できず、カソード先端付近で放電が行われている。

大電流になると、両ガス共に放電室内の輝度が強くなり、カソードジェットがより鮮明に下流域まで発達してくる。アノード近傍の加熱領域の輝度も強くなっていく。カソードジェットおよびアノード加熱領域内では激しいジュール加熱が行われていることが想像される。また、アノード先端には絶縁物の溶解によって半径方向・外側向きの青色の吹き払いが見られる。そこでは電流集中が激しいことが推測される。一方直線・広がりノズル形アノードの場合、図4-29よりアノードノズル先端には青色の光が見られず、絶縁物の溶解は起こっていないことがわかる。電流集中は緩和されていると予想される。以上のように可視化MPD推進機の放電観察によって、同軸型推進機で得られた結果が定性的に確認できた。

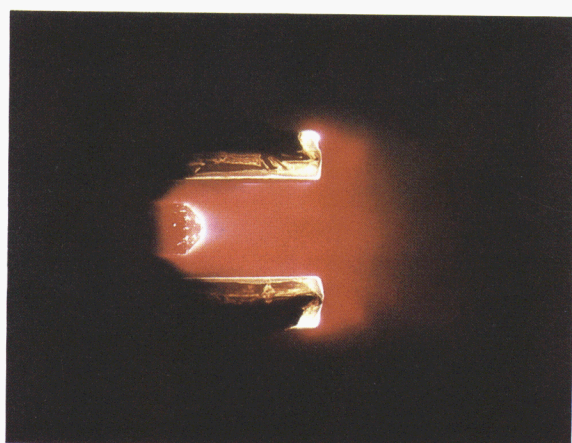


(a) $J \cong 5 \text{ kA}$

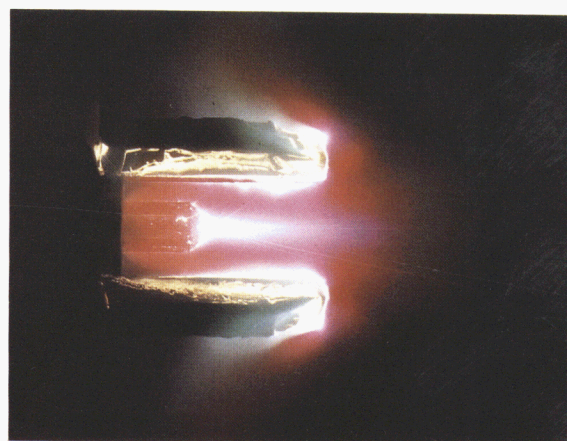


(b) $J \cong 15 \text{ kA}$

図 4 - 2 7 Ar の放電状況 (直線形アノード , $\dot{m} = 1.37 \text{ g/s}$;
絞 り F 2 2 , 開放 , フィルター ND 4 + ND 8)

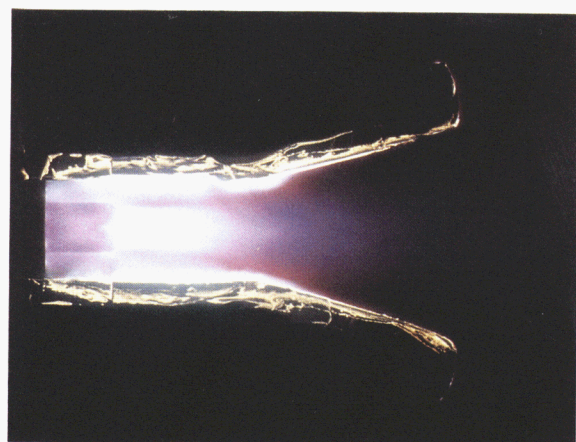


(a) $J \cong 5 \text{ kA}$

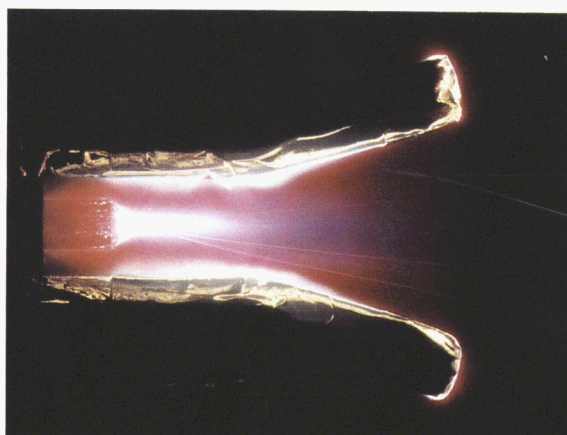


(b) $J \cong 15 \text{ kA}$

図 4 - 2 8 H_2 の放電状況 (直線形アノード , $\dot{m} = 1.37 \text{ g/s}$;
絞 り F 2 2 , 開放 , フィルター ND 4 + ND 8)



(a) Ar , $\dot{m} = 1.37 \text{ g/s}$



(b) H_2 , $\dot{m} = 0.40 \text{ g/s}$

図 4 - 2 9 Ar , H_2 の放電状況 (直線 - 広がりノズル形アノード ,
 $J \cong 15 \text{ kA}$; 絞 り F 2 2 , 開放 , フィルター ND 4 + ND 8)

4. 4 まとめ

自己誘起磁場加速型 M P D 推進機の放電プラズマが探針および分光測定により調べられ、次の結果が得られた。

- (1) 理論臨界電流 J_c 以下の低電流放電の場合、放電電流分布は希ガスと分子ガスでは大きく異なる。希ガスでは放電室内の広い範囲にわたり放電が行われ、電流は主としてカソード側面へ流れ込む。分子ガスでは放電室出口付近で放電が行われ、電流はカソード先端へ流れ込む。
- (2) J_c 以上の大電流放電の場合、放電は推進剤の種類によらず放電室内部から推進機下流にいたる広い範囲で行われる。この時、カソード先端はもちろんアノード先端付近においても電流集中が激しくなり、電極損耗が観測された。
- (3) J_c 以下の作動では、 H_2 、 NH_3 のポンピング力が他のガスのそれに比べてかなり大きいことがわかった。
- (4) 直線形アノードの絶縁物・下流の張り出し電流による半径方向・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。しかし直線一広がりノズル形アノードを用いた場合、この張り出し電流はなくなり電磁氣的推力が増加し、さらにアノード面上の電流集中は緩和され、上限電流を上昇させることができた。
- (5) 電子温度分布より、アノード近傍およびカソード先端付近に高温領域が存在する。アノード高温領域では、低電流放電の場合、電子のみが激しい選択的加熱を受ける。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考えられる。カソード先端の高温領域では、電流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密度となり、また電流密度

が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。

- (6) プラズマ電位分布より、低電流放電時、 H_2 の場合を除きアノード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ている。J。以下の作動ではアノード近傍の半径方向・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、低電流においてもアノード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ている。
- (7) J。以上の大電流放電の場合、アノード近傍のプラズマ電位は正のポテンシャル勾配を持ち、電流担体の不足によりアノード・スポットが形成されている可能性がある。アノード面上では激しい溶解が起こっていると推定される。以上の考察より、MPD推進機の作動限界はアノード先端付近の電流担体の不足に起因する、いわゆる Anode Starvation Theory で説明できる。
- (8) カソード近傍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とわかった。消費電力の一部はカソードへの熱損失となるが、大部分は粒子加熱に使われ、それらはカソードジェット内で軸方向の運動エネルギーに変換されると推定される。
- (9) 直線形および直線一広がりノズル形アノードを持つ可視化MPD推進機の放電観察より、プラズマ診断結果の妥当性が確認された。

第5章 一次元MHD流れ場の数値解析

5. 1 まえがき

M P D 推進機の放電機構、特に電気伝導特性は前章における放電電流分布より、推進剤の種類、作動条件に依存していることが明らかになった。特に理論臨界電流 J_c 。以下の場合、その電流分布は推進ガスの種類によって大きく異なり、希ガスでは放電室内部、分子ガスでは出口付近で放電が行われていることがわかった。この特性の相違は推進ガス固有の内部反応過程の違いによるものと予想される。また、これはさらに推力発生機構に影響を与え、推進性能に反映されるので、その原因を明確にしておかなければならない。

本章では、熱平衡、解離・電離反応を考慮した一流体・電磁流体力学近似 (Magnetohydrodynamic Approximation) による基礎方程式系をもとに簡単な一次元流れ場を数値解析し、電気伝導特性に及ぼすガス種の影響を調べた。希ガス He, Ar および分子ガス H_2 , N_2 の放電が解析される。それらガスの単位面積当りの質量流量は前章における作動条件と等しい。総電流として低電流 ($\cong 5 \text{ kA}$) 放電に準ずる値が仮定される。計算スキームには、二次精度・陽的差分マコーマック法 (MacCormack Scheme)⁷⁹⁻⁸¹⁾ を使用する。計算された電流密度、温度および解離・電離度分布より、それら物理量特性の相互関係を調べ、それぞれの推進ガス固有の電気伝導特性を明らかにする。

5. 2 解析方法

5. 2. 1 基礎方程式

次の仮定のもとに、一流体・電磁流体力学近似による基礎方程式を採用した。

1. 流れ場および電磁場は一方向にのみ変化する。
2. ホール効果は無視する。
3. 熱平衡を仮定する。
4. 解離・電離反応を考慮する。ただし、一価電離のみである。
5. 粘性は無視する。
6. 熱の伝導、輻射は無視する。

計算モデルを図5-1に示す。

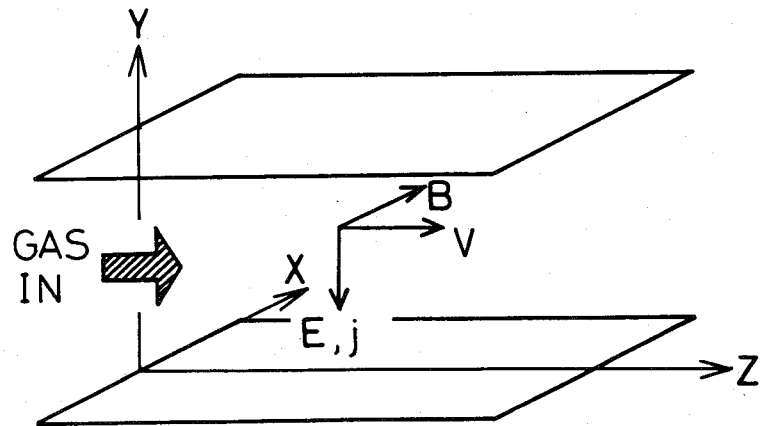


図5-1 一次元MHD流れによる加速モデル

流体運動の基礎方程式は次の3つの保存則と状態方程式から成る。

質量保存則：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial z} = 0 \quad (5-1)$$

運動量保存則：

$$\frac{\partial (\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho v^2 + p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad (5-2)$$

エネルギー保存則：

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(q + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[(p + q) v + \frac{E B}{\mu_0} \right] = 0 \quad (5-3)$$

$$q = \begin{cases} \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{\gamma-1} \rho R T + 2 \alpha \frac{\rho}{M_2} E_i + \alpha \frac{\rho}{M_2} E_d & \text{(分子ガス)} \quad (5-4) \\ \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{\gamma-1} \rho R T + \alpha \frac{\rho}{M_1} E_i & \text{(希ガス)} \quad (5-5) \end{cases}$$

状態方程式: $p = \rho R T$ (5-6)

解離度 α 、電離度 α は熱平衡を仮定し、次式より求められる。

ライトヒルの解離平衡式:

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{e^{-E_d/kT}}{\rho} M_1 \left[\frac{\pi M_1 k T}{h^2} \right]^{3/2} \frac{(Z_{e1})^2}{Z_{e2}} \frac{\theta_r}{k T} \times (1 - e^{-E_d/kT}) \quad \text{(分子ガス)} \quad (5-7)$$

サハの電離平衡式:

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{e^{-E_i/kT}}{\rho} M_1 \left[\frac{2 \pi M_e k T}{h^2} \right]^{3/2} \frac{2 Z_{e+}}{Z_{e1}} \quad (5-8)$$

電磁場はマックスウェルの式とオームの法則より求められる。

マックスウェルの式:

$$j = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (5-9)$$

$$E = \text{Constant} \quad (5-10)$$

オームの法則: $j = \sigma (E - v B)$ (5-11)

電気伝導度 σ は電子-イオン衝突による σ_{ei} と電子-中性粒子衝突による σ_{en} を用いて次式のように仮定する。⁸²⁻⁸⁵⁾

$$\sigma^{-1} = \sigma_{ei}^{-1} + \sigma_{en}^{-1} \quad (5-12)$$

σ_{ei} と σ_{en} はそれぞれ次式で表される。

$$\sigma_{ei} = \frac{1}{n_e Q_{ei} (8kT / \pi M_e)^{1/2}} \frac{n_e e^2}{M_e} \quad (5-13)$$

$$\sigma_{en} = \frac{1}{n_n Q_{en} (8kT / \pi M_e)^{1/2}} \frac{n_e e^2}{M_e} \quad (5-14)$$

5. 2. 2 計算方法

双曲型の方程式 (5-1)、(5-2)、(5-3) をタイムマーチング法で解き、安定な漸近解を定常解と見なした。計算スキームには、二次精度の陽的差分マコーマック法を使用する。各タイムステップ毎に分子ガスの場合 (5-4)、(5-7)、(5-8) 式を連立させて挟み打ち法により解離度 x 、電離度 α および温度 T を求める。希ガスの場合、(5-5)、(5-8) 式より α 、 T を求める。

次に電磁場の計算方法について説明する。マックスウェルの式 (5-9) とオームの法則 (5-11) より電流密度 j を消去すると、次の一階常微分方程式が得られる。

$$\frac{dB(z)}{dz} + \mu_0 \sigma(z) \cdot v(z) \cdot B(z) - \mu_0 E \cdot \sigma(z) = 0 \quad (5-15)$$

上式第3項の電場 E は (5-10) 式より全放電領域で一定であるが、その値は不明である。境界条件として、放電室入口では $B = B_0$ 、出口では $B = 0$ を与える。そして2点境界値を満たす $B(z)$ が得られるまで、随時任意の E の値を仮定し、ルンゲクッタ法で (5-15) 式を解く。以上の操作を各タイムステップ毎に行

い、 $B(z)$ 分布、 E を求める。

数値解析により知りたいのは放電領域のみの様子なのであるが、計算上の境界を放電部出口にすると、計算過程において過渡的な物理量の反射などの不安定現象が発生する恐れがある。それゆえ、仮想的に下流領域を設定する。この領域ではスムーズな加速・膨張流れを得るために、ノズル状に断面積を増加させる。電磁場は $B = 0$ 、 $E = 0$ と定める。放電領域の長さはMY-I推進機の放電室長さに準じて60 mmと設定し、下流領域のそれは10 mmと仮定する。計算点数は放電領域60点、下流領域10点である。

5. 2. 3 境界条件と初期条件

境界条件は以下のように定めた。

放電室入口 ; 電場以外の物理量は固定され、各タイムステップを通じて変化しない。推進ガスは常温(293 K)、マッハ数0.8で流入すると仮定する。その単位面積当りの質量流量は前章における作動条件と等しい。総電流の値も前章の低電流($\cong 5$ kA)放電に準じて定める。

$$\left. \begin{array}{l} T = 293 \text{ K} \\ M = 0.8 \\ B = \mu_0 J : J = 7.0 \times 10^4 \text{ A/m} \end{array} \right\} \quad (5-16)$$

放電室出口 ; 電流は放電室内のみを流れる。

$$B = 0 \quad (5-17)$$

下流境界 ; 電磁場は存在しない。各物理量は一次補外により決定する。

$$B = E = 0 \quad (5-18)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 : U = \rho, v, q \quad (5-19)$$

初期条件として、放電室入口における物理量の値を全計算領域で与えた。

5. 2. 4 安定条件

数値計算上の安定性を確保するためには、計算による情報伝播速度が流体の擾乱伝播速度より大きくなってはならない、いわゆる CFL 条件 (Courant-Friedrichs-Lewy Condition)⁸¹⁾ が各タイムステップ毎に満足されなければならない。それは次式で表される。

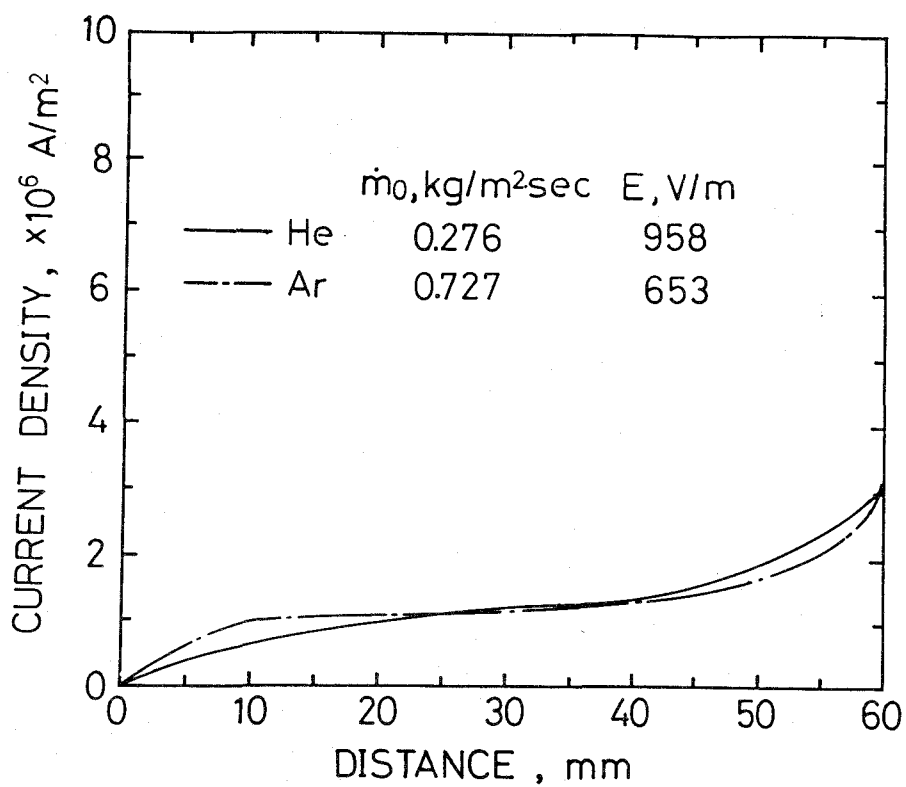
$$\Delta t \leq \frac{\Delta z}{|v| + c_0} \quad (5-20)$$

実際の計算には上式の Δt に安全係数 0.6 を乗じて行った。

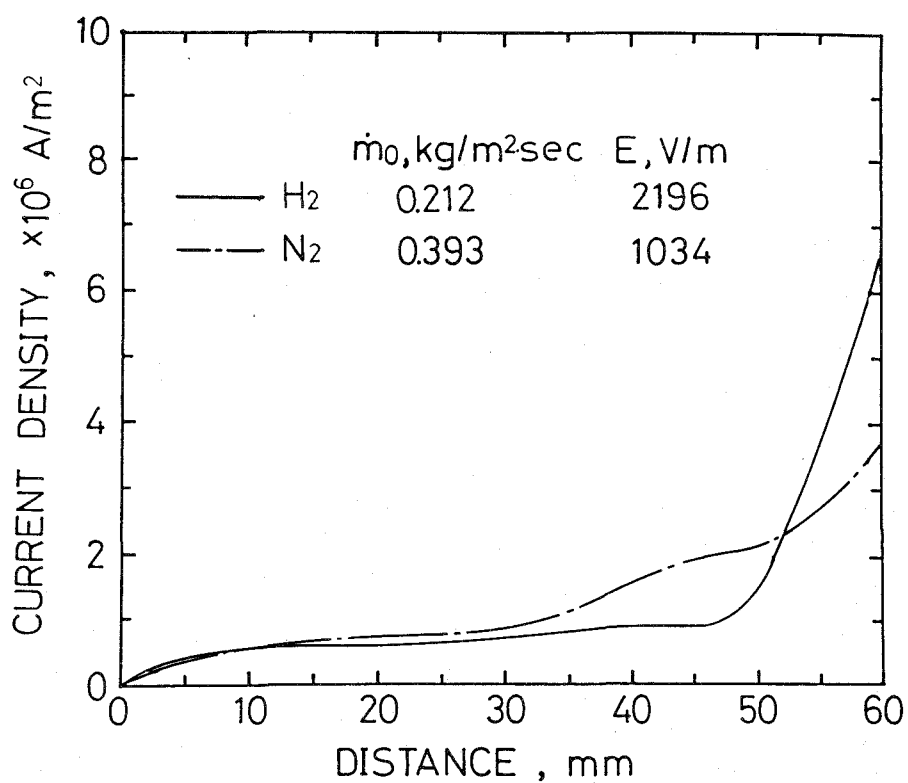
5. 3 計算結果と検討

4 種類の推進剤の電流密度分布を図 5-2 に示す。横軸の原点は放電室入口を表す。成分原子のフラックス (Number Flux) は $H_2 > He > N_2 > Ar$ の順である。 H_2 と Ar を比較した場合、フラックスが最も大きい分子ガス H_2 では出口付近で電流密度が大きく、大部分の電流は出口付近に集中しているが、フラックスが最も小さい希ガス Ar では電流密度が放電室全域でほぼ一様であり、電流は比較的内部を流れている。 He , N_2 を比較した場合、フラックスは N_2 が小さいが、その電流密度は入口より 35 mm 程度の位置から急激に上昇し、 H_2 の場合と同様に電流が出口付近に集中する傾向がある。一方、 He の場合は電流密度が入口からゆっくりと上昇し 20 mm 程度の位置で一定となる。この電気伝導の特性は Ar の場合に近く、電流がより内部を流れる傾向がある。

これらのガス種固有の特徴は図 5-3、5-4 に示す温度分布と解離・電離度分布から説明される。分子ガス H_2 , N_2 の場合、流入後、温度はそれぞれ 3000, 5000 K 程度で一定値をとり、 H_2 では 50 mm、 N_2 では 35 mm の位置でさらに上昇し、 N_2 では 10000 K 程度でまた一定となっている。解離・電離度分布より、分子ガスでは解離反応が進行している間、温度は数千 K で比較的強く抑えられ、完全解離後、電離反応が盛んになると温度上昇が始まるこ

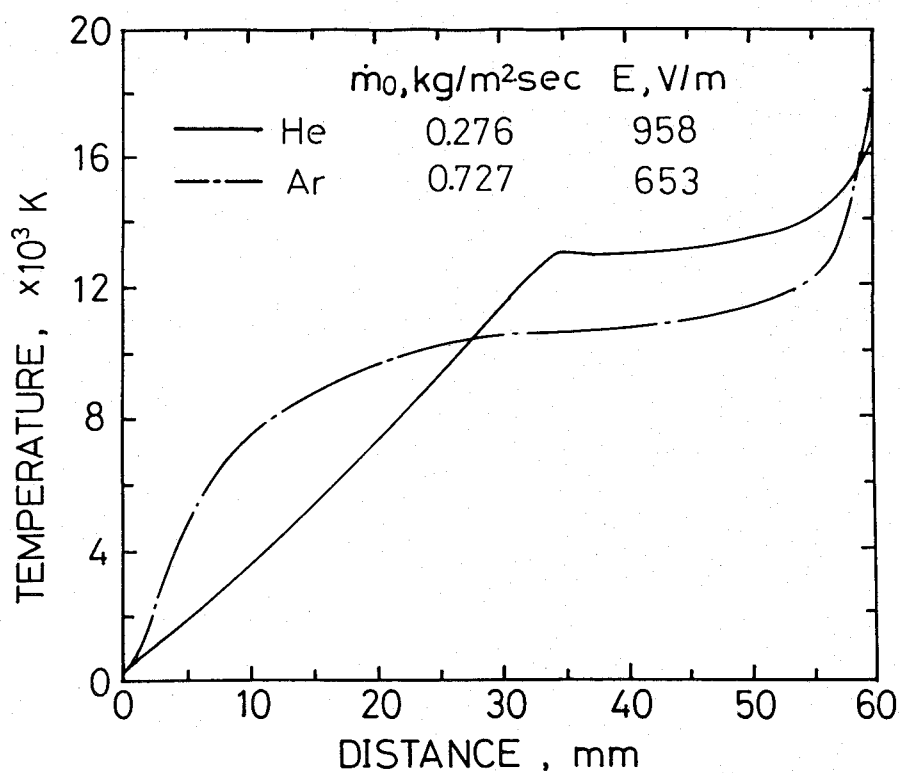


(a) 希ガス (He , Ar)

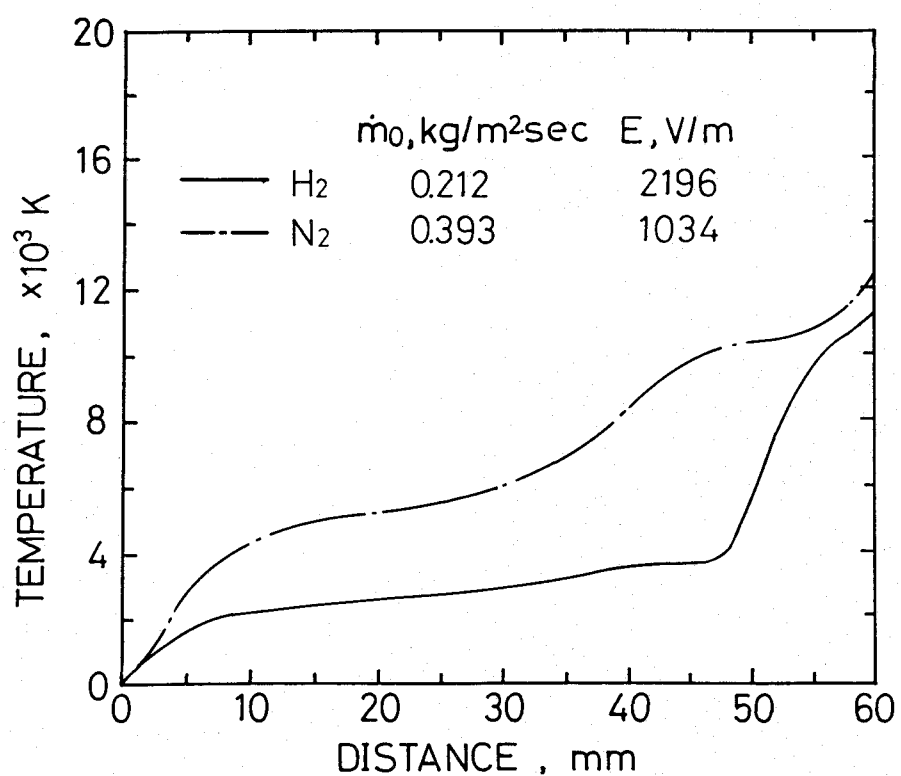


(b) 分子ガス (H₂ , N₂)

図 5 - 2 電流密度分布 (放電室入口の条件 ; $J = 7 \times 10^4 \text{ A/m}$,
 $T = 300 \text{ K}$, $M = 0.8$)

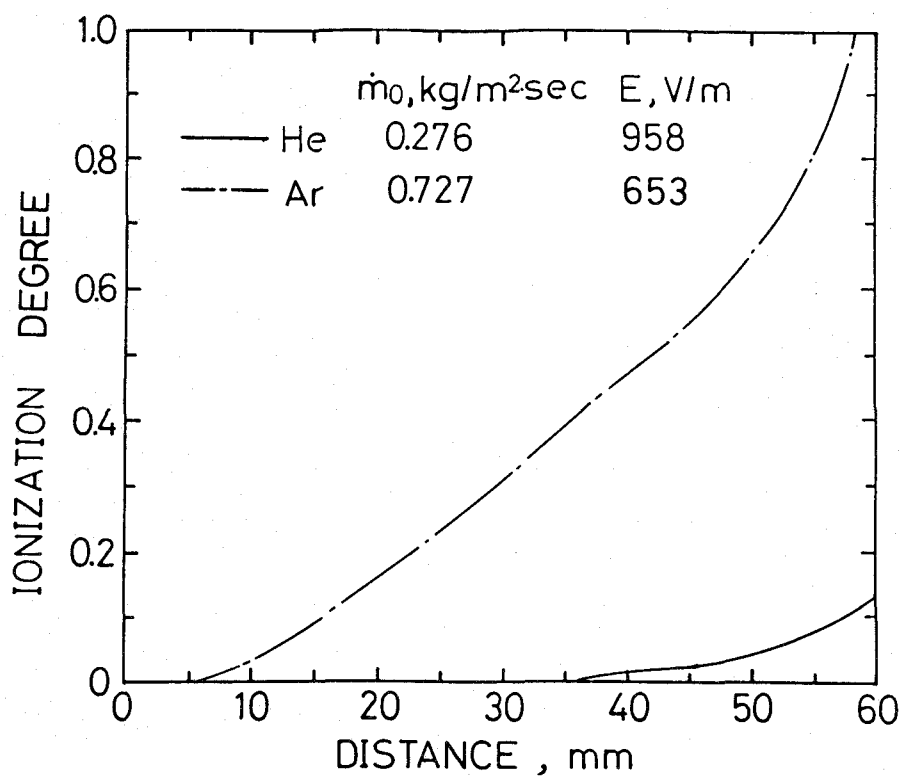


(a) 希ガス (He, Ar)

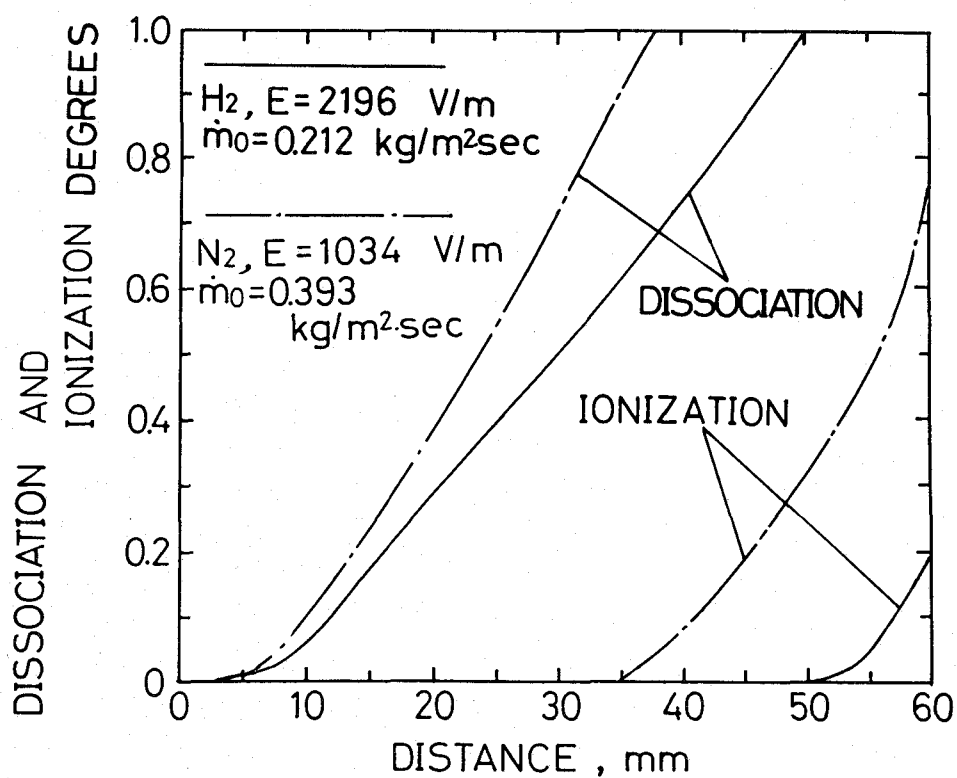


(b) 分子ガス (H₂, N₂)

図5-3 温度分布 (放電室入口の条件 ; $J = 7 \times 10^4 \text{ A/m}$,
 $T = 300 \text{ K}$, $M = 0.8$)



(a) 希ガス (He , Ar)



(b) 分子ガス (H₂ , N₂)

図 5 - 4 解離度・電離度分布 (放電室入口の条件 ; $J = 7 \times 10^{-4} \text{ A/m}$, $T = 300 \text{ K}$, $M = 0.8$)

とがわかる。この傾向を電流密度分布の特徴に対応づけると、解離反応中、電流密度は小さく、電離反応開始と共にそれは急に高くなると言える。一方希ガス He, Ar の場合、温度はそれぞれ 13000, 10000 K 程度まで一気に上昇し、一定値となっている。この一定の温度は電離が盛んになる特性温度である。この時、電流密度がほぼ一定になる。He の場合、温度は入口から 35 mm の位置で電離特性温度に到達するが、Ar の場合は流入後直ちに特性温度となる。

分子ガスでは、投入エネルギーがまず解離エネルギーに消費され、完全解離になるまで温度は解離特性温度、数千 K 程度で維持される。この時、電離度は小さく、温度は低いので電気伝導度も小さいため、電流はほとんど流れない。完全解離後、温度は電離特性温度まで上昇し始め、この時電離度も高くなり、電気伝導度も上昇していく。電気伝導度が大きくなると電流が流れ易くなる。さらには、その電流のジュール加熱によって温度上昇が引き起こされるといった相乗効果が誘発される。したがって電流は推進ガスの流入後、放電室内でやや遅れて流れ始める。分子ガスでは、放電は出口付近で行われる傾向がある。一方、希ガスでは分子ガスと異なり解離反応が無いいため、温度は入口から電離特性温度まで一気に上昇し、直ちに電離が始まり、電流が流れ始める。希ガスでは、放電は内部で一様に行われる傾向がある。

以上の計算結果は簡単な一次元モデルで、熱平衡の仮定下という理想的な場合に得られたわけであるが、実際の MPD 推進機における同軸円筒型電極の放電状態と定性的には一致すると考えられる。MPD 推進機の放電室内部・高密度部における解離・電離反応の初期段階には、十分適用できると推定される。

5. 4 まとめ

一次元 MHD 流れ場の数値解析が行われた。それは前章において MPD 推進機の理論臨界電流以下の低電流作動時、推進ガスの種類によって放電電流分布が異なるという実験的事実を説明するために行われた。得られた結果を以下に要約する。

- (1) 分子ガスの場合、放電室へ流入後、投入電力はまず解離のために消費され、完全解離後、電離が激しく起こり、電流が流れ始める。電流は放電

室出口付近に集中する傾向がある。

- (2) 希ガスの場合、放電室入口から直ちに電離が始まり、電流が流れる。電流は放電室内で一様に流れる傾向がある。

第6章 軸対称MHD流れ場の数値解析

6.1 まえがき

M P D 推進機の流れ場の理論解析は、取り扱わなければならない現象の複雑さから簡単なモデル化が許されず低迷してきた。それゆえ、その研究・開発では実験的アプローチが先行している。しかし、そうした実験研究には多大な労力、時間が費やされ、また膨大な経費も必要である。将来の多種多様なミッションへの適用を考えた場合、任意の電極形状、推進剤の選定に対して、その推進性能を迅速に予想しなくてはならない。そのため近年、目ざましく発達してきたコンピューターを利用して性能を予測できる計算コードを開発することは非常に重要である。

前章において比較的簡単な一次元MHD流れ場のモデルを用いても、M P D 推進機の電気伝導特性に及ぼすガス種の効果を説明できることがわかった。本章では、この一次元解析を軸対称三次元流れ場に拡張し、実際の同軸円筒型放電室の内部流れ場を解析することを試みた。そして放電・加速機構の解明のみならず、さらに推進性能を予想できる数値計算コードの開発を目指した。

本章では、前章と同様に熱平衡、解離・電離反応を考慮した一流体・電磁流体力学近似による基礎方程式系をもとに、M P D 推進機の流れ場の数値解析を行った。電磁場はマックスウェルの式とオームの法則より導出された磁場の時間依存項を持つ誘導方程式から求められた。この式は他の双曲型保存式と共にタイムマーチング法で解かれた。その結果、磁場の擾乱伝播速度が流れ場のそれより非常に大きく、C F L 条件より定まるタイムステップが小さくなり、スーパーコンピューターを用いても収束解を得るためには膨大な計算時間が必要であることがわかった。また計算過程においても、電磁場は比較的不安定で、それはさらに流れ場に悪影響を及ぼし、全体の安定性を確保することは極めて困難であった。そこで本章では、Self-Consistent 電磁場を求めることを諦め、第4章の磁気探針測定から得られた磁束密度分布、すなわち放電電流分布を既知の分布として採用し、固定された電流分布のもとでの流れ場を解析した。しかし計算された電位分布より、Self-Consistent 電磁場からのずれは比較的小さいことが確認され、本

解析の妥当性が明らかにされる。計算スキームとして、二次精度・陽的差分マコーマック法を使用し、これに演算子分割法を組み合わせる。⁸¹⁾ 直線形アノードを持つMY-I推進機をモデルとし、推進剤 H_2 、質量流量 0.40 g/s 、放電電流 $5,10\text{ kA}$ の場合の流れ場を計算する。これは第4章の実験と同じ条件である。計算された各種物理量分布（解離・電離度、速度ベクトル、温度、圧力分布）より、主に加熱・反応および加速・膨張過程が議論される。また推力も予測され、それは実験結果と比較検討される。

6・2 解析方法

6・2・1 基礎方程式

前章と同様、次の仮定のもとに、一流体・電磁流体力学近似による基礎方程式を採用した。

1. 流れ場および電磁場は軸対称である。
2. ホール効果を考慮する。
3. 熱平衡を仮定する。
4. 解離・電離反応を考慮する。ただし、一価電離のみである。
5. 粘性は無視する。
6. 熱の伝導、輻射は無視する。

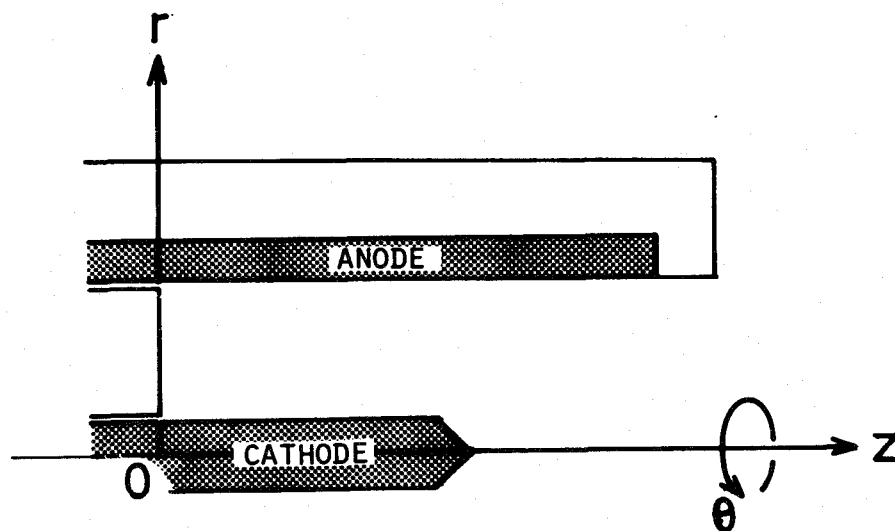


図6-1 MY-I推進機における円筒座標系

座標系には図6-1に示す軸対称の円筒座標系を用いる。各々の変数ベクトル量 $\mathbf{A}$ は $\mathbf{A} = (A_r, A_\theta, A_z)$ とした時、次のような成分を持つ。

$$\begin{aligned} \text{速度} & ; \quad \mathbf{V} = (u, 0, v) \\ \text{磁束密度} & ; \quad \mathbf{B} = (0, B, 0) \\ \text{電流密度} & ; \quad \mathbf{J} = (j_r, 0, j_z) \\ \text{電場} & ; \quad \mathbf{E} = (E_r, 0, E_z) \end{aligned}$$

以上の仮定のもとで、基礎方程式系は次のように表される。

質量保存則：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (6-1)$$

運動方程式：

$$\rho \frac{D \mathbf{V}}{D t} = -\operatorname{grad} p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (6-2)$$

エネルギー保存則：

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(q + \frac{|\mathbf{B}|^2}{2\mu_0} \right) + \operatorname{div} \left[(q + p) \mathbf{V} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \right] = 0 \quad (6-3)$$

$$\begin{aligned} q = \frac{1}{2} \rho |\mathbf{V}|^2 + \frac{1}{\gamma - 1} \rho R T \\ + 2\alpha \frac{\rho}{M_2} E_i + \alpha \frac{\rho}{M_2} E_d \end{aligned} \quad (6-4)$$

状態方程式: $p = \rho R T$ (6-5)

ライトヒルの式: $\alpha = f_1(\rho, T)$ (6-6)

サハの式: $\alpha = f_2(\rho, T)$ (6-7)

マックスウェルの式:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (6-8)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (6-9)$$

オームの法則:

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \Omega_e (\mathbf{J} \times \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|}) \quad (6-10)$$

$$\Omega_e = \frac{\sigma |\mathbf{B}|}{e n_e} \quad (6-11)$$

電気伝導度: $\sigma = f_3(T, n_e, n_1, n_2)$ (6-12)

f_1, f_2, f_3 はそれぞれ前章の (5-7)、(5-8)、(5-12) 式と同じである。

運動方程式 (6-2) は電磁気力の項 (右辺第2項) をマックスウェルの式 (6-8) を使って磁気圧の項として表し、保存式に変形される。さらに (6-8)、(6-10) 式より $\mathbf{J}$ を消去し、電場 $\mathbf{E}$ を求める。

無次元化は以下のように行われる。

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \rho_m \tilde{\rho} & V &= V_m \tilde{V} & T &= T_m \tilde{T} \\ p &= p_m \tilde{p} & B &= B_0 \tilde{B} & E &= V_m B_0 \tilde{E} & E_{d,i} &= M_2 V_m^2 \tilde{E}_{d,i} \\ \sigma &= \sigma_0 \tilde{\sigma} & : & & \sigma_0 &= 10^4 \text{ mho/m} \\ r &= r_0 \tilde{r} & t &= (r_0 / V_m) \tilde{t} \end{aligned} \right\} \quad (6-13)$$

ρ_m 、 p_m 、 V_m 、 T_m 、 B_0 は放電電流 J と単位面積当りの質量流量 $\dot{m}_0$ によって次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} \rho_m &= \frac{\dot{m}_0}{V_m} & V_m &= \frac{B_0^2}{2 \mu_0 \dot{m}_0} \\ T_m &= \frac{V_m^2}{R_0} & p_m &= \frac{B_0^2}{2 \mu_0} \\ B_0 &= \frac{\mu_0 J}{2 \pi r_0} \end{aligned} \right\} \quad (6-14)$$

B_0 と p_m はそれぞれカソード根元の磁束密度と磁気圧を表し、 ρ_m 、 V_m 、 T_m は、この磁気圧と単位面積当りの質量流量、気体定数によって定まる特性密度、特性速度、特性温度である。

無次元化された方程式を以下にまとめる。～は無次元量を表す。

$$\frac{\partial U}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial F(U)}{\partial \tilde{r}} + \frac{\partial G(U)}{\partial \tilde{z}} + \frac{Z(U)}{\tilde{r}} = 0 \quad (6-15)$$

$$U = \begin{bmatrix} \tilde{\rho} \\ \tilde{p} \tilde{U} \\ \tilde{p} \tilde{V} \\ \tilde{\sigma} + \tilde{B}^2 \end{bmatrix}$$

$$F(U) = \begin{bmatrix} \tilde{\rho} \tilde{u} \\ \tilde{\rho} \tilde{u}^2 + \tilde{p} + \tilde{B}^2 \\ \tilde{\rho} \tilde{u} \tilde{v} \\ (\tilde{p} + \tilde{\alpha}) \tilde{u} - 2 \tilde{B} \tilde{E}_z \end{bmatrix}$$

$$G(U) = \begin{bmatrix} \tilde{\rho} \tilde{v} \\ \tilde{\rho} \tilde{u} \tilde{v} \\ \tilde{\rho} \tilde{v}^2 + \tilde{p} + \tilde{B}^2 \\ (\tilde{p} + \tilde{\alpha}) \tilde{v} + 2 \tilde{B} \tilde{E}_r \end{bmatrix}$$

$$Z(U) = \begin{bmatrix} \tilde{\rho} \tilde{u} \\ \tilde{\rho} \tilde{u}^2 + 2 \tilde{B}^2 \\ \tilde{\rho} \tilde{u} \tilde{v} \\ (\tilde{p} + \tilde{\alpha}) \tilde{u} - 2 \tilde{B} \tilde{E}_z \end{bmatrix}$$

$$\tilde{\alpha} = \frac{1}{2} \tilde{\rho} (\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2) + \frac{1}{r-1} \tilde{\rho} \Upsilon + 2 \chi \alpha \tilde{\rho} \tilde{E}_r + \chi \tilde{\rho} \tilde{E}_z \quad (6-16)$$

$$\tilde{p} = \tilde{\rho} \Upsilon \quad (6-17)$$

$$\chi = g_1(\tilde{\rho}, \Upsilon) \quad (6-18)$$

$$\alpha = g_2(\tilde{\rho}, \Upsilon) \quad (6-19)$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_r \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{v} \tilde{B} \\ -\tilde{u} \tilde{B} \end{bmatrix} + \frac{1}{2 R_m \tilde{\sigma}} \begin{bmatrix} 1 & -\Omega_* \tilde{B} \\ \Omega_* \tilde{B} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -2 \frac{\partial \tilde{B}}{\partial \tilde{z}} \\ \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\Upsilon \tilde{B}) \end{bmatrix} \quad (6-20)$$

$$R_m = \mu_e \sigma_e V_m r_c = \frac{\mu_e^2 \sigma_e}{8 \pi^2 r_c} \left[\frac{J^2}{\dot{m}_e} \right] \quad (6-21)$$

ここで、 R_m は磁気レイノルズ数である。この値は放電電流 J の自乗と単位面積当りの質量流量 $\dot{m}_a$ の比に関係し、第1章(1-4)式で表される放電パラメータに準ずるものである。また g_1 、 g_2 はそれぞれ(6-6)、(6-7)式に対応する。

6. 2. 2 計算方法

双曲型の方程式(6-15)をタイムマーチング法で解き、安定な漸近解を定常解と見なした。計算スキームには、二次精度の陽的差分マコーマック法を使用し、これに演算子分割法を組み合わせる。各タイムステップ毎に(6-16)、(6-18)、(6-19)式を連立させて挟み打ち法により解離度 x 、電離度 α および温度 T を求める。また、磁束密度分布、すなわち放電電流分布は第4章の磁気探針測定より得られた分布(図4-9(a)、(b))を採用した。その分布から(6-20)式より電場 E を求める。したがってマックスウェルの式(6-9)は使用せず、電磁場は Self-Consistent ではない。しかし、計算終了後の定常電場は(6-9)式をほぼ満足することが後節(6.3.1 電場の妥当性)で明らかにされる。

演算子分割法は $L(\Delta t)$ を時間 Δt だけ進める演算子とすると、次のように表される。

$$\begin{aligned} U^{n+1} &= L(\Delta t) \cdot U^n \\ &= L_z(\Delta t/2) \cdot L_r(t) \cdot L_z(\Delta t/2) \cdot U^n \end{aligned} \quad (6-22)$$

添字 n はタイムステップ数を示す。一次元の演算子 L_z 、 L_r はそれぞれ次式のよう

$$L_r ; \quad \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{Z}{\xi} = 0 \quad (6-23)$$

$$L_z ; \quad \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\partial G}{\partial \xi} = 0 \quad (6-24)$$

計算領域として、放電室内部、そして推進機出口面から下流において軸方向にアノード長さ、半径方向にアノード内径の2倍の領域が確保された。差分格子は座標系に対して直交し、中心軸、固体壁を挟み込んでいる。格子点数は半径方向50点（放電室内は25点）、軸方向75点で、半径方向と軸方向の格子間隔の比は1:2である。

6. 2. 3 境界条件と初期条件

境界条件は壁面において断熱であると仮定し、鏡像の原理を用いて次のように決定した。添字 n は壁面に垂直な成分、 t は平行な成分を表し、 n は面に対し外向きで垂直なベクトルとする。

放電室入口 ; 物理量は固定され、各タイムステップを通じて変化しない。

推進剤 H_2 は常温 (293 K) で、放電室底部より一様に音速で流入すると仮定する。その質量流量は第4章の作動条件に等しく、 $\dot{m} = 0.40 \text{ g/s}$ と仮定する。

$$\left. \begin{aligned} T &= 293 \text{ K} \\ M &= 1 \\ \dot{m} &= \rho c_a^2 S_a = 0.40 \text{ g/s} \end{aligned} \right\} \quad (6-25)$$

電極表面 ; 電流は電極表面に垂直に流出、流入する。プラズマ流は表面に平行に流れる。

$$\left. \begin{aligned} V_n &= 0, \quad E_t = 0 \\ \frac{\partial U}{\partial n} &= 0 : \quad U = \rho, V_t, T, B, E_n \end{aligned} \right\} \quad (6-26)$$

絶縁壁 ; 電流およびプラズマ流は壁面に沿って流れる。

$$\left. \begin{aligned} V_n &= 0, \quad E_n = 0 \\ \frac{\partial U}{\partial n} &= 0 : \quad U = \rho, V_t, T, B, E_t \end{aligned} \right\} \quad (6-27)$$

対称軸 ; プラズマ流および電磁場は軸対称である。

$$\left. \begin{aligned} u = 0, \quad E_r = 0, \quad B = 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r U) = 0 : \quad U = \rho, \quad v, \quad T, \quad E_z \end{aligned} \right\} \quad (6-28)$$

下流自由境界 ; 各物理量は一次補外により決定する。

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} = 0 : \quad U = \rho, \quad V, \quad T, \quad B, \quad E \quad (6-29)$$

初期条件としては一価完全電離プラズマに対する収束解を使用した。

6. 2. 4 安定条件

前章と同様にCFL条件より、各タイムステップ Δt は次式を満足しなければならない。

$$\Delta t \leq \frac{\Delta r}{|u| + c_0} \quad (6-30)$$

$$\Delta t \leq \frac{\Delta z}{|v| + c_0} \quad (6-31)$$

実際の計算には上式の Δt に安全係数 0.6 を乗じて行った。

6. 3 計算結果と検討

6. 3. 1 電場の妥当性

本解析では、Self-Consistent 電磁場は求められず、磁束密度分布として磁気探針実験による分布が採用された。すなわち、マックスウェルの式 (6-9) は使用されなかった。(6-9) 式より、電場 E は電位 V を用いて

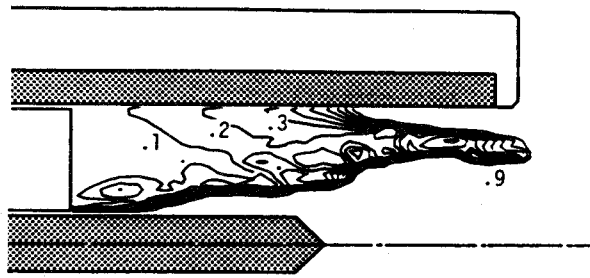
$$E = -\text{grad } V \quad (6-32)$$

と表される。境界条件(6-26)式より、電場ベクトルは電極表面に垂直でなければならない。したがって電位の連続性から、電極表面は等電位線と一致しなければならない。(6-9)式を無視したことによる Self-Consistent からのずれは電極表面上の電位を調べることにより推定することができる。アノードを基準電位 0 V とし、(6-32)式をアノード表面から半径方向にカソード表面まで積分するとカソード各点の電位が得られる。その値は $J = 5$ kA の場合、 $-98 \sim -103$ V、 $J = 10$ kA の場合、 $-285 \sim -316$ V の範囲であった。電場のずれの目安として $\Delta V/V_{\text{mean}}$ を計算すると、 $J = 5$ kA では 5%、 $J = 10$ kA では 10.3% となる。この結果より、 $J = 5, 10$ kA 共に(5-9)式を無視したにもかかわらず、その電場は Self-Consistent に近いと考えられる。特に $J = 5$ kA の場合、そのずれは非常に小さいと推定される。

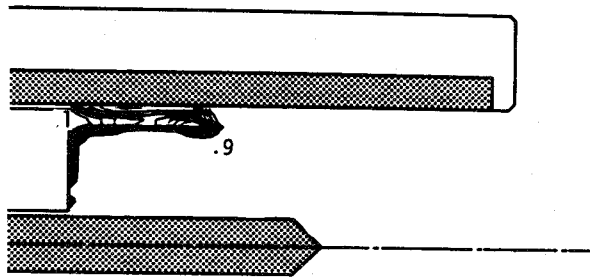
6. 3. 2 解離・電離反応

数値計算による H_2 の解離・電離度分布を図 6-2 に示す。解離度分布より、5 kA 放電の場合、放電室内でゆっくりと解離反応は進行し、出口付近で完全解離状態になることがわかる。一方 10 kA 放電では、その投入電力が大きいため、推進剤は放電室流入後直ちに完全解離する。電離度分布より、電流密度の大きいカソード先端付近から電力は電離に消費され、反応は急激に進行することがわかる。5, 10 kA 共にカソード先端・軸上では完全電離状態にあり、かなり下流域まで激しいジュール加熱が行われている。またアノード先端付近でも高電離領域が存在する。これらの結果は図 6-3 に示す温度分布と符合している。

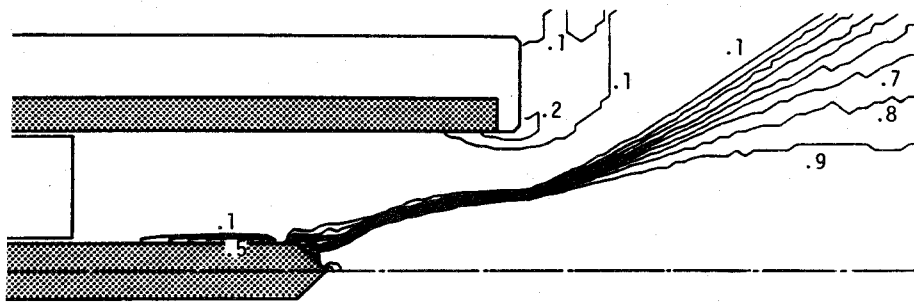
計算されたカソード先端付近の温度は分光実験で得られた電子温度(図 4-15 (a), (b)) と比べて定量的にもほぼ妥当であるが、アノード近傍のそれはかなり低いことがわかる。ここで言う計算された温度とは熱平衡の仮定下で得られる唯一の温度であり、電子とイオン、中性粒子などの重粒子の温度が等しい場合である。したがって実際の MPD 推進機のアノード近傍では、熱平衡状態からずれ、電子温度が重粒子温度より高いことが予想される。この推測は第 4 章の検討結果と一致する。



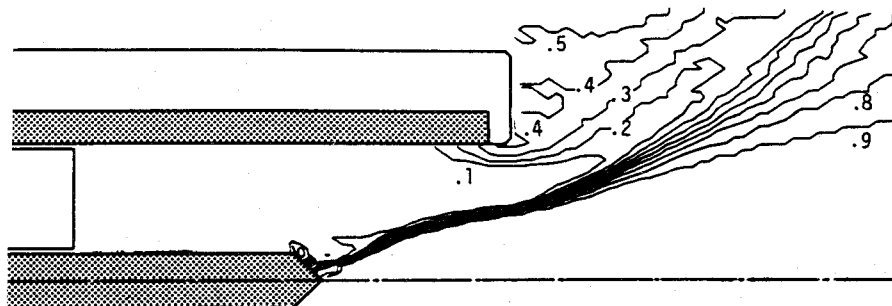
(a) 解離度 , $J \cong 5 \text{ kA}$



(b) 解離度 , $J \cong 10 \text{ kA}$

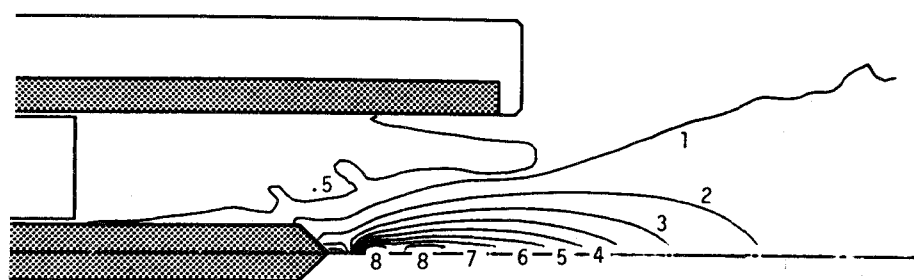


(c) 電離度 , $J \cong 5 \text{ kA}$

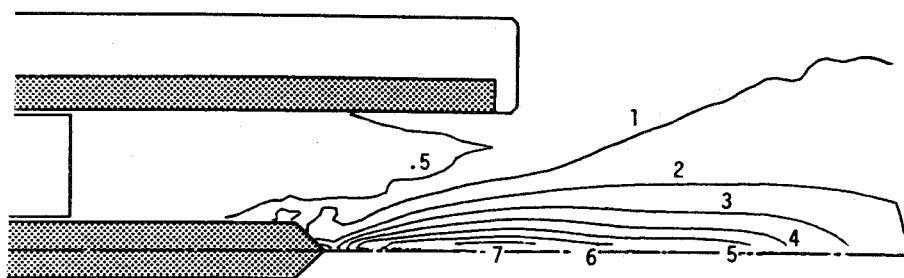


(d) 電離度 , $J \cong 10 \text{ kA}$

図 6 - 2 H_2 の解離・電離度分布 (数値計算 , $\dot{m} = 0.40 \text{ g/s}$)

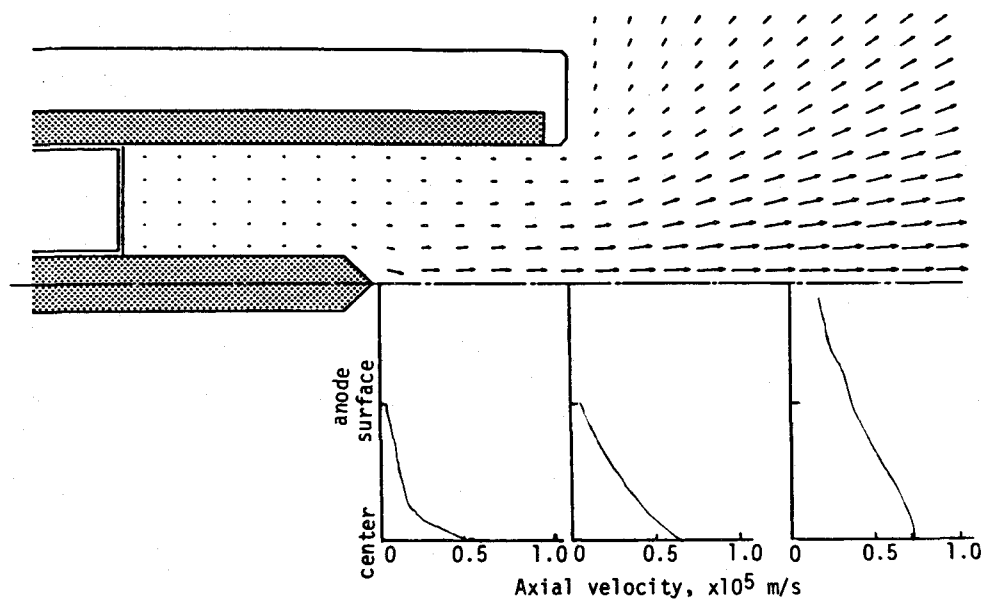


(a) $J \cong 5 \text{ kA}$

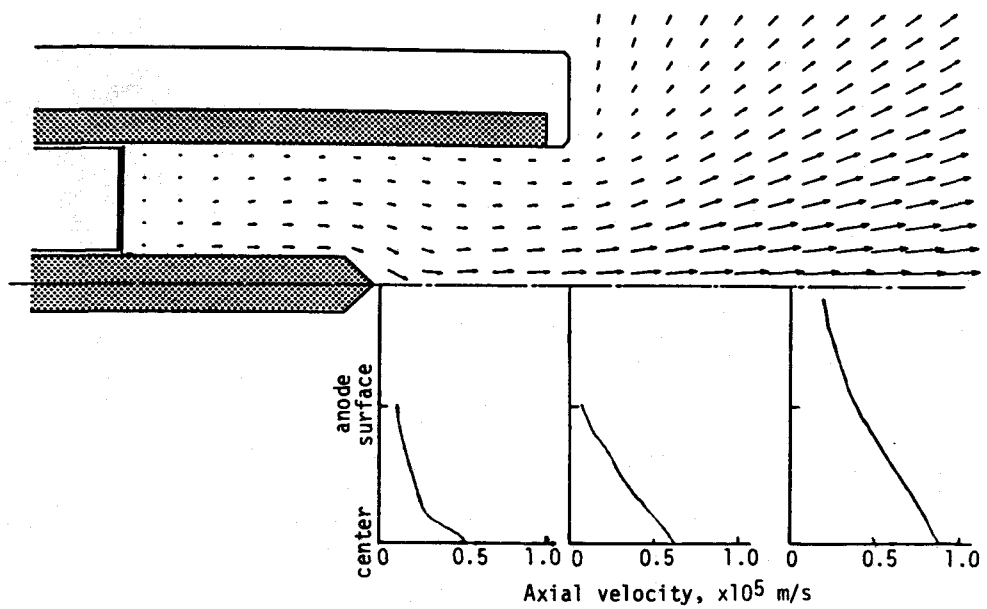


(b) $J \cong 10 \text{ kA}$

図 6 - 3 H_2 の温度分布 (数値計算 , $\dot{m} = 0.40 \text{ g/s}$)

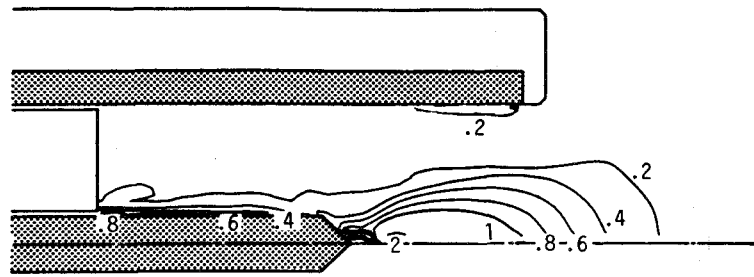


(a) $J \cong 5$ kA

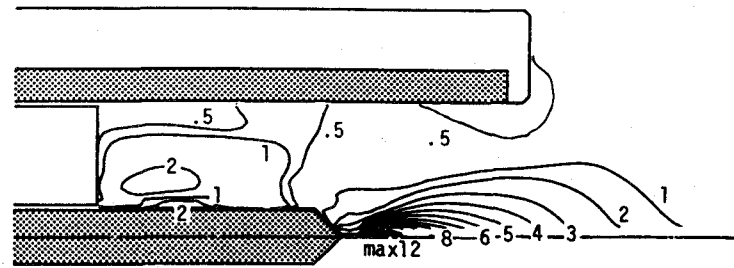


(b) $J \cong 10$ kA

図 6 - 4 H_2 の速度ベクトル分布 (数値計算 , $\dot{m} = 0.40$ g/s)



(a) $J \cong 5 \text{ kA}$, $\times 10^4 \text{ Pa}$



(b) $J \cong 10 \text{ kA}$, $\times 10^4 \text{ Pa}$

図 6 - 5 H_2 の圧力分布 (数値計算 , $\dot{m} = 0.40 \text{ g/s}$)

6. 3. 3 加速・膨張機構

数値計算による H_2 の速度ベクトルおよび圧力分布をそれぞれ図 6-4、6-5 に示す。速度ベクトル分布において矢印の向き、大きさにより速度ベクトルの方向、大きさを表している。5, 10 kA 両放電では、矢印の単位長さは同じ速度の大きさを持つ。この速度ベクトルが半径方向内側・外側どちらを向くかは、ポンピング力 ($f_r = -j_z \cdot B_\theta$) と圧力勾配 $-\text{grad} p$ の大きさより定まる。またカソード先端より下流 2 mm、放電室出口、出口より下流 30 mm のそれぞれの断面における軸方向速度成分の径方向分布も同時に示す。5, 10 kA 共にカソード先端付近からスムーズな膨張・加速が行われている。10 kA 放電ではポンピング力が非常に強く、ラバールノズル内のようにコンバージェント-ダイバージェント状の流れ場が形成されている。同一断面では中心軸上の速度が最も大きく、その増加は十分下流域まで行われている。特に 10 kA 放電の場合、この傾向は顕著である。

図 6-3、6-5 に示す温度および圧力分布より、カソード先端付近は高温、高圧状態にあることがわかる。特に 10 kA 放電時のカソード先端付近の圧力は、5 kA 放電時のそれに比べて 1 オーダー高く、1 気圧以上である。この高エンタルピープラズマは強い周方向の自己誘起磁場に閉じ込められて、その熱エネルギーを軸方向の運動エネルギーに変換する。これは下流方向に温度と圧力が急激に低下していることから予想される。この加速・膨張は磁場が十分弱くなるかなり下流まで行われる。また、アノード絶縁物の下流域では半径方向・外側への加速成分が非常に大きいことがわかる。この成分は推力には寄与しないので、固体壁すなわち膨張ノズルを設けて軸方向に流れを変える必要がある。

速度ベクトル分布 (図 6-4) より、下流境界で軸方向の運動量を積分すると推力が推定できる。その 10 kA 放電時の値は測定された推力 (図 3-2 (b)) の 5 倍程度と非常に大きかった。この原因は、実際の MPD 推進機の放電室外・下流では密度が著しく低下し、プラズマの連続体近似が不可能になるためと考えられる。これはクヌッセン数の評価より確認された。

6. 4 まとめ

MPD 推進機の放電室内部の流れ場が軸対称 MHD 方程式に基づいて数値解析

され、次の結果が得られた。推進剤は H_2 である。

- (1) 本解析では、Self-Consistent 電磁場を求める代わりに、磁束密度分布として実験による分布が採用された。しかし計算されたカソード上の電位分布より、Self-Consistent からのずれは比較的小さく、得られた解の妥当性が確認された。
- (2) 解離度分布より、5 kA 放電では推進剤流入後、ゆっくりと解離反応は進行するが、10 kA 放電では投入電力は大きく、流入後直ちに完全解離状態になる。
- (3) 電離反応はカソード先端付近から下流の主な電気伝導領域で激しく起こり、特に中心軸の近傍では5, 10 kA 共に完全電離状態になる。
- (4) 温度および圧力分布より、カソード先端付近は高温・高圧状態にある。特に10 kA 放電時の圧力は5 kA 放電時のそれより1オーダー大きく、それは1気圧以上である。この先端付近の高エンタルピープラズマは強い自己誘起磁場に閉じ込められて、その熱エネルギーを軸方向の運動エネルギーに変換する。
- (5) アノード先端付近の温度は実測された電子温度よりかなり低いことがわかった。この領域では、本解析の熱平衡の仮定が成り立たず、電子が選択的に加熱されることを示唆している。
- (6) 速度ベクトル分布より、加速・膨張はカソード先端付近から始まり、かなり下流域まで行われる。特に10 kA 放電の場合、この傾向は顕著であり、ラバールノズル内のようにコンバージェント→ダイバージェント状の流れ場が形成されている。
- (7) 速度ベクトル分布より見積られた推力は、測定された推力より非常に大

きいことがわかった。この原因は実際のMPD推進機の放電室外・下流では、プラズマの連続体近似が不可能になるためと考えられる。

第7章 外部磁場印加型ハイブリッド MPD推進機の作動特性

7. 1 まえがき

現在、近い将来の地球低高度軌道上のミッション (Near-Earth-Mission) へのMPD推進機の適用が検討されている。この場合、最適比推力範囲として1000～2000秒が望まれている。推進剤としては、液化貯蔵可能な N_2H_4 、 NH_3 、さらには有人宇宙ステーションからの老廃物として H_2 、 H_2O などが考えられる。また、供給電力に対しても数kW以下という制限が加えられる。これらの定められた作動条件下で、より高い推進性能が達成されなければならない。

本研究では、 H_2 、 NH_3 を用い、比推力1000～2000秒で40 mN/kW、20～30%という高い推力-入力比、推進効率を実現するMPD推進機の開発を最終目標とする。第3章の議論から推進剤 H_2 、 NH_3 の理論臨界比推力 I_{sp0} は2500秒以上で、これはNear-Earth-Missionに対する最適比推力よりかなり高い。それゆえこの場合、電磁氣的加速に加えて空気力学的加速をも有効に利用したハイブリッドMPD推進機を考える必要がある。本章では、ハイブリッド作動において空気力学的加速成分 (特に H_2 、 NH_3 は良いのだが) を高めるために、小型のMPD推進機を試作し、さらに推力を増加させるために軸方向磁場の印加を試みた。外部磁場は実用性を考慮して、放電回路と直列にコイルを数ターン組み込み、大電流放電を利用してパルス的に印加される。この場合、外部磁場の強さは放電電流に比例する。

一般に、外部磁場は低電流 (< 3 kA) ・定常型のMPD推進機で性能を改善するために用いられてきたが、それら実験研究では推力の増加と共に軸方向磁場に起因する逆起電力による放電電圧の上昇が顕著であった。そこで本章では、コイルのターン数、装着位置を変化させ、異なる強さ・形状を持つ外部磁場を発生させることにより、それら外部磁場の特徴が作動特性に与える影響を調べる。そして、いかにすれば外部磁場印加による放電電圧上昇を抑え推力のみを増加させ、推進性能の向上を図れるかを議論する。

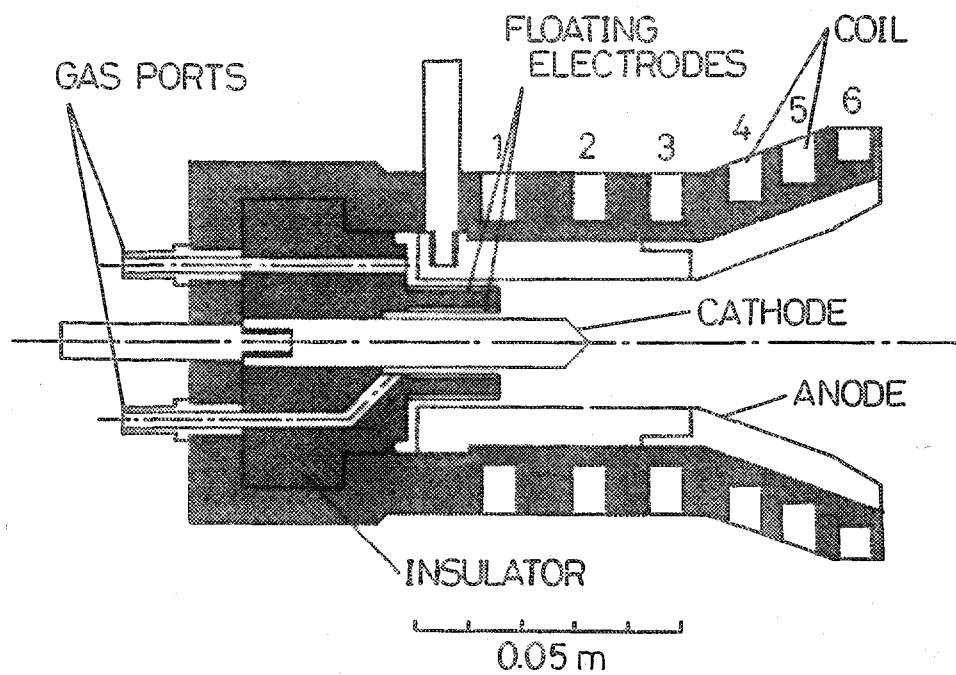
7. 2 実験装置と方法

7. 2. 1 外部磁場印加型 M P D アークジェット

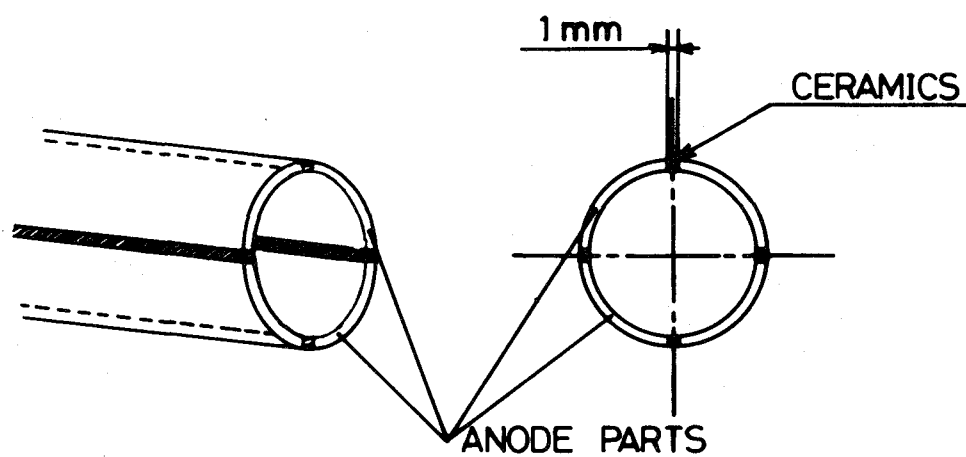
本実験で用いた小型 M P D 推進機 M Y - III を図 7 - 1 (a) に示す。直線 - 広がりノズル形アノードは同型の M Y - II 推進機の 2 分の 1 スケールである。直線部は内径 25 mm、長さ 37.5 mm、広がりノズル部は長さ 36 mm、出口直径 54 mm、半頂角 20° (出口付近は 30°) である。カソードの直径は M Y - II と同じ 9.5 mm であるが、長さはその 2 分の 1 よりさらに短く 17.5 mm となっている。アノードは銅製、カソードはトリウム入りタングステン (Th-W) 製である。推進剤はアノード根元の内側とカソード根元の外側から 1 対 1 の割合で供給される。アノード外周の絶縁物には磁場コイル装着用の溝が 6 箇所設けられている。それらの溝はアノード根元より順に 1 ~ 6 の番号を付加し区別する。一般に、円筒アノードの外側にコイルを巻き付けパルスの外部磁場を印加する場合、アノード表面に瞬間的な周方向の渦電流が流れることによる反磁性効果のために放電室内への磁場の浸透が妨げられる。本実験では、それを避けるため図 7 - 1 (b) に示すように、アノードの軸方向にスリットを入れ切断し周方向の渦電流路を断つことにより、スムーズな磁場の浸透を可能にした。また放電回路と直列にコイルを組み込むことによる放電回路自身に与える影響は、コイルのターン数が少なくインダクタンスが十分小さいためほとんど無視できる。

7. 2. 2 外部磁場の強さと形状

印加された外部磁場の代表的なタイプとして、6 種類の磁場の磁力線形状と各点における放電電流 10 kA 時の磁場の強さを図 7 - 2 に示す。これらは理論計算より得られた結果であるが、磁気探針測定より、実際はそれらの強さのほぼ 95% 程度が印加されていることがわかった。コイルのターン数、巻きつけた位置を区別するために、命名法として $C'' \cdot (\quad)$ という記号を用いる。C の後の数字はコイルの全ターン数を表し、カッコ内のそれは図 7 - 1 (a) に示すコイル装着用溝の番号である。またコイル半径が大きいタイプ (図 7 - 2 (f)) は C O . L タイプと名づける。本実験では、コイルを 1 ターン、 H_2 では溝番号 3、 NH_3 では溝番号 1 の位置に装着した時、最も高い推進効率が得られた。これらは上述の命名法にしたがって $C 1 \cdot (3)$ 、 $C 1 \cdot (1)$ タイプ

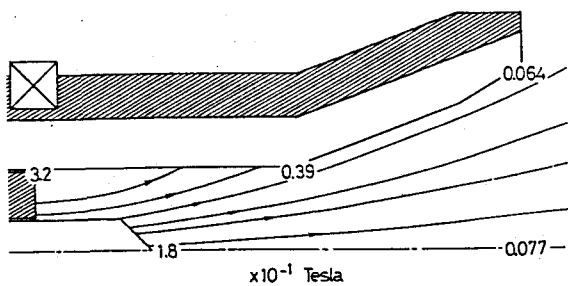


(a) M Y - Ⅲ アークジェット

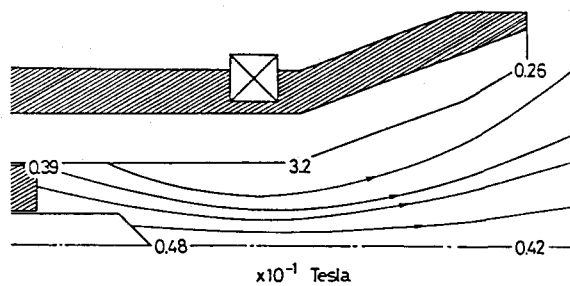


(b) 分割アノード

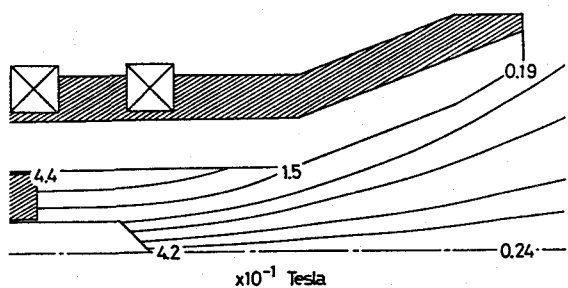
図 7 - 1 外部磁場印加型 M P D アークジェットと
その分割アノード



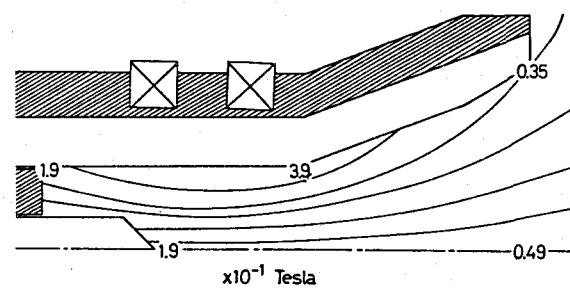
(a) C1・(1) タイプ



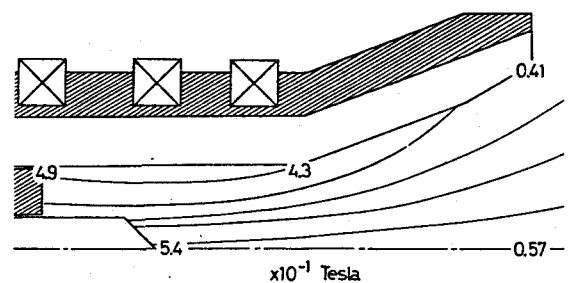
(b) C1・(3) タイプ



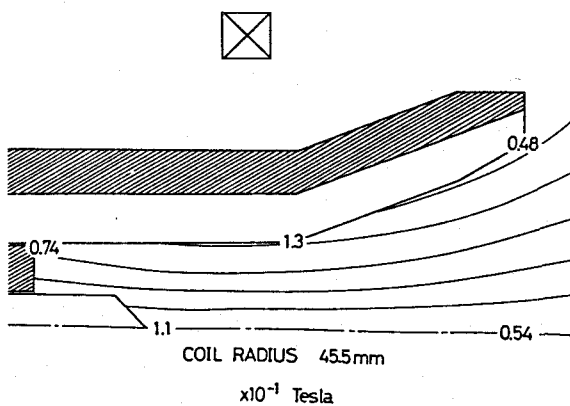
(c) C2・(1・2) タイプ



(d) C2・(2・3) タイプ



(e) C3・(1・2・3) タイプ



(f) C O . L タイプ

図 7 - 2 代表的な直列印加型外部磁場の形状と強さ ($J \cong 10 \text{ kA}$)

とそれぞれ名付けられる。

外部磁場を印加しない場合の自己誘起磁場の強さは NH_3 , $J = 10 \text{ kA}$, $\dot{m} = 4.47 \text{ g/s}$ の時、磁気探針測定より、カソード先端から $r = 4.5 \text{ mm}$ の主な放電領域内で $B_\theta = 0.18 \text{ Tesla (1800 Gauss)}$ 、ノズル出口軸上から $r = 10 \text{ mm}$ で $0.03 \text{ Tesla (300 Gauss)}$ であった。 H_2 においても $J = 10 \text{ kA}$, $\dot{m} = 2.75 \text{ g/s}$ の場合、ほぼ等しい値が得られた。これら自己誘起磁場の強さと $\text{C1} \cdot (1)$, $\text{C1} \cdot (3)$ タイプのそれとを比較した場合、両タイプ共に主放電領域ではその強さは同程度であり、ノズル出口下流では外部磁場が自己誘起磁場より弱いことがわかる。また両タイプの磁力線形状の特徴は異なり、 $\text{C1} \cdot (1)$ タイプでは放電室内で広がり（ダイバージェント）形状であるが、 $\text{C1} \cdot (3)$ タイプではコンバージェント→ダイバージェント形状となりスロート部を持っている。その他の代表的なタイプでは、2ターンコイル装着の $\text{C2} \cdot (1 \cdot 2)$, $\text{C2} \cdot (2 \cdot 3)$ タイプ、3ターンコイル装着の $\text{C3} \cdot (1 \cdot 2 \cdot 3)$ タイプ、さらに C0.L タイプが図7-2に示されている。これらのタイプの磁場の強さと自己誘起磁場のそれとの比較を表7-1に表す。 $\text{C2} \cdot (1 \cdot 2)$ タイプでは主放電部で外部磁場が自己誘起磁場より強く、ノズル出口付近ではそれが弱い。一方、 C0.L タイプではまったく逆の傾向を示している。 $\text{C2} \cdot (2 \cdot 3)$, $\text{C3} \cdot (1 \cdot 2 \cdot 3)$ タイプの場合は両領域で共に外部磁場が強くなっている。これらの外部磁場の特徴は次節で議論される推進特性に大きな影響を与える。

表7-1 代表的な直列印加型外部磁場と自己誘起磁場の強さの比較

Position	$\text{C1} \cdot (1)$	$\text{C1} \cdot (3)$	$\text{C2} \cdot (1 \cdot 2)$	$\text{C2} \cdot (2 \cdot 3)$	$\text{C3} \cdot (1 \cdot 2 \cdot 3)$	C0.L
Cathode Tip	Δ	Δ	$\bigcirc$	$\bigcirc$	$\bigcirc$	$\times$
Nozzle End	$\times$	Δ	$\times$	$\bigcirc$	$\bigcirc$	$\bigcirc$

ただし、 $\bigcirc$; $B_{\text{appl.}} > B_\theta$

Δ ; $B_{\text{appl.}} \cong B_\theta$

$\times$; $B_{\text{appl.}} < B_\theta$

作動条件; NH_3 , $J = 10 \text{ kA}$, $\dot{m} = 4.47 \text{ g/s}$

7. 3 推進性能

放電電圧－放電電流特性

放電電圧－放電電流特性を図7-3に示す。C1・(1), C1・(3)タイプおよびNH₃のC2・(1・2)タイプでは、放電電圧が外部磁場を印加しない場合とほとんど等しいが、その他のタイプでは高くなっていることがわかる。一般に、軸方向の外部磁場の印加によって逆起電力 $E_r = U_\theta \times B_z$ が発生し、放電電圧は上昇する。しかし、特別な形状と強さを持つ軸方向外部磁場を印加した場合、その上昇は抑えられるということが報告されている。⁷⁾ 放電電圧の上昇は推進効率を増加させるという面からは当然不利なので避けなければならない。

外部磁場が印加された場合、放電電圧 V は簡単化のためホール効果を見捨てたオームの法則:

$$j_r = \sigma (E_r - U_\theta B_z - U_z B_\theta) \quad (7-1)$$

より次式で表される。

$$\begin{aligned} V &= \int_{r_c}^{r_a} E_r dr \\ &= \int_{r_c}^{r_a} (j_r / \sigma + U_\theta B_z + U_z B_\theta) dr \end{aligned} \quad (7-2)$$

ここで、 r_a 、 r_c はそれぞれアノードおよびカソード半径、 E_r は逆起電力、 j_r は電流密度の半径方向成分、 σ は電気伝導度、 U_z 、 U_θ はそれぞれ速度の軸方向および周方向成分、 B_z 、 B_θ はそれぞれ磁束密度の軸方向および周方向成分を表す。被積分関数の第1項は磁場が存在しない場合に必要な電場を示し、第2項および第3項はそれぞれ外部磁場と自己誘起磁場に対応した余分の電場（以後、第2項を特に逆起電力と呼ぶ）を表している。（7-2）式から第2項は外部磁場の印加により放電電圧を高める効果を持つことがわかる。しかし一方では、回転運動（ $f_\theta = j_r \cdot B_z$ ）による激しい粒子加熱が電離度を高め温度を増加させ、さらには電気伝導度 σ を上昇させるので、放電電流分布が外部磁場の有無にかか

わらずほぼ等しく、 j_r が一定と見なせるならば、第1項を減少させ放電電圧を低下させる可能性もある。したがって、外部磁場を印加した場合の放電電圧は第1項、第2項双方の相反する効果に依存していると考えられる。 $C1 \cdot (1)$ 、 $C1 \cdot (3)$ 、 NH_3 の $C2 \cdot (1 \cdot 2)$ タイプでは第1項と第2項の効果がほぼ同程度であり、放電電圧はほとんど変化しなかったと考えられる。一方、他のタイプでは明らかに第2項の効果が支配的であり、電圧上昇が行われたと推定される。

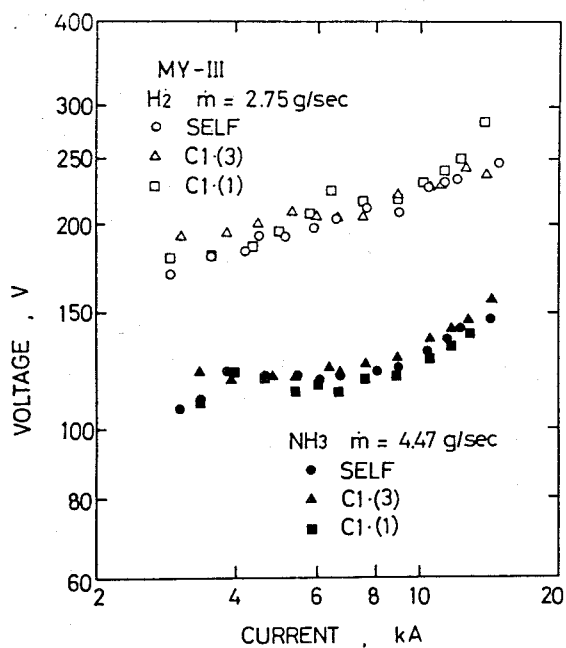
次に、それでは放電電圧の増加を抑える特別な外部磁場とはどのような特徴を持っているか、ということである。得られた電圧特性と表7-1を比較検討すると、外部磁場の印加により放電電圧を上昇させないためには、その磁場の強さは放電室外・下流域では自己誘起磁場のそれに比べて十分弱くなければならないということが予想される。仮に放電室外においても外部磁場が十分強い場合、プラズマ粒子は軸方向磁場を横切って半径方向へ移動しにくく、放電電流は下流域に広く張り出す。そこでは、密度が低く粒子加熱は起こらず、電気伝導度は上昇しない。周方向速度は増加し逆起電力が非常に強くなり、放電電圧は高くなると考えられる。

推力－放電電流特性

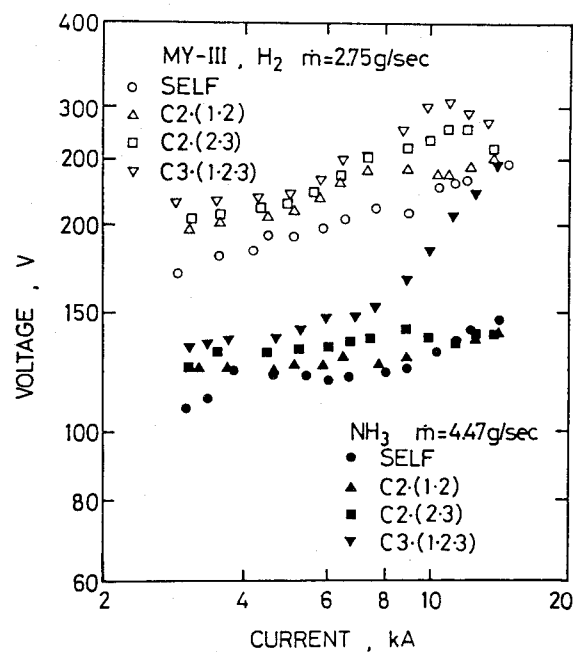
推力－放電電流特性を図7-4に示す。 $C1 \cdot (1)$ 、 $C1 \cdot (3)$ タイプの推力が全電流域において最も大きい。その他のタイプでは H_2 、 NH_3 それぞれ異なった特性を示しており、外部磁場と自己誘起磁場双方に関係した複雑な推力発生機構が行われていると考えられるが、その詳細は明かでない。木村ら⁸⁶⁾によれば、外部磁場の付加に伴って空気力学的、あるいは自己誘起磁場による加速機構も外部磁場により影響され、第1章で述べた個々の加速機構が必ずしも独立して取り扱えないことが示されている。しかし、得られた推力特性と表7-1を比較すると、外部磁場の印加により推力を増加させるためには、放電室内の主放電領域でその強さが自己誘起磁場と同程度であることが望ましいと推測される。

推進効率－比推力特性

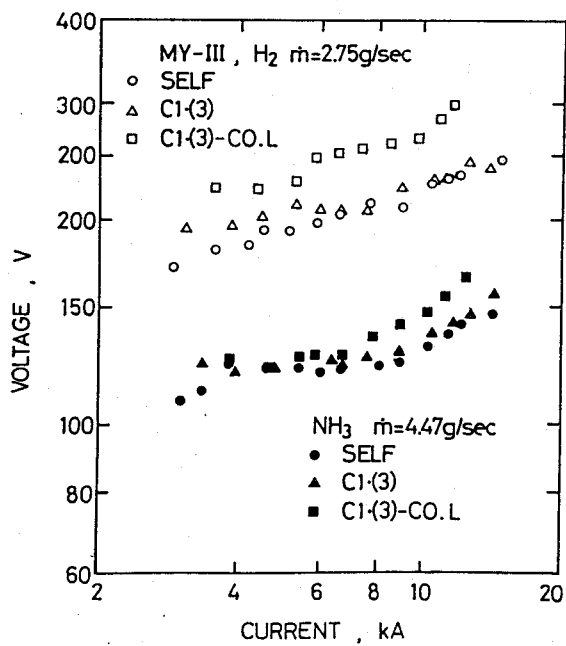
最適外部磁場($C1 \cdot (1)$ 、 $C1 \cdot (3)$ タイプ)を印加した場合の推進効率－比推力特性を図7-5に示す。自己誘起磁場のみの場合に比べて外部磁場の印



(a) 1 ターンコイルタイプ

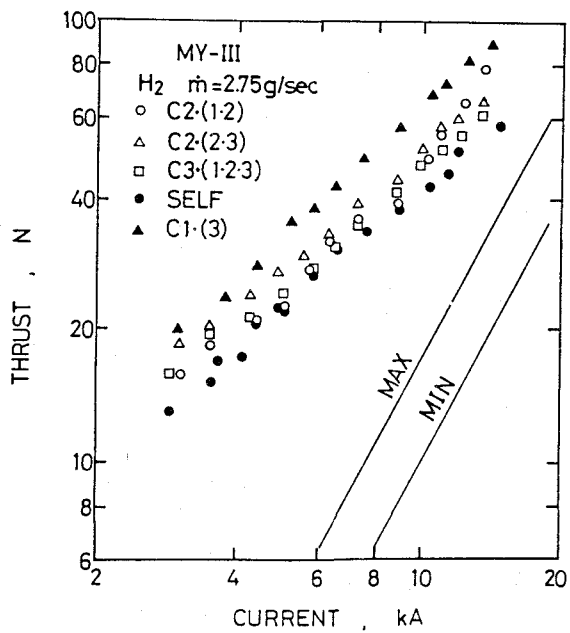


(b) 2, 3 ターンコイルタイプ

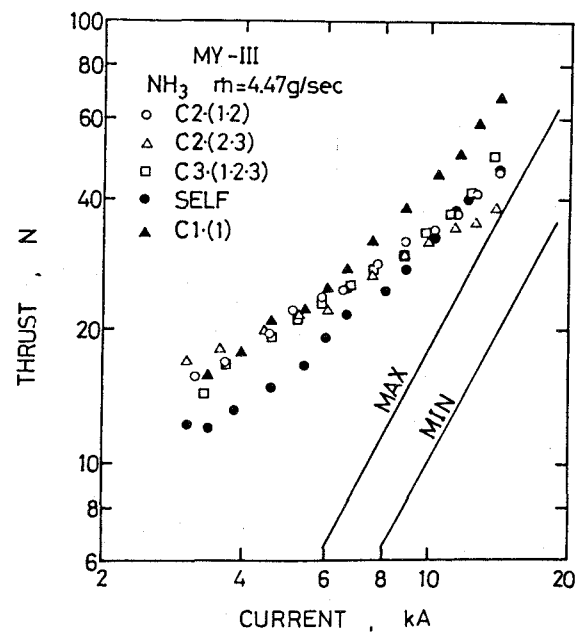


(c) コイル半径が大きいタイプ

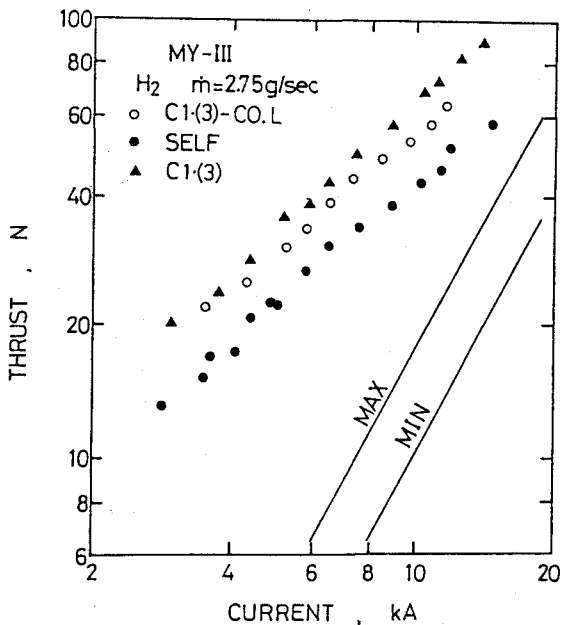
図 7 - 3 放電電圧 - 放電電流特性 (外部磁場印加型 MY-III 推進機)



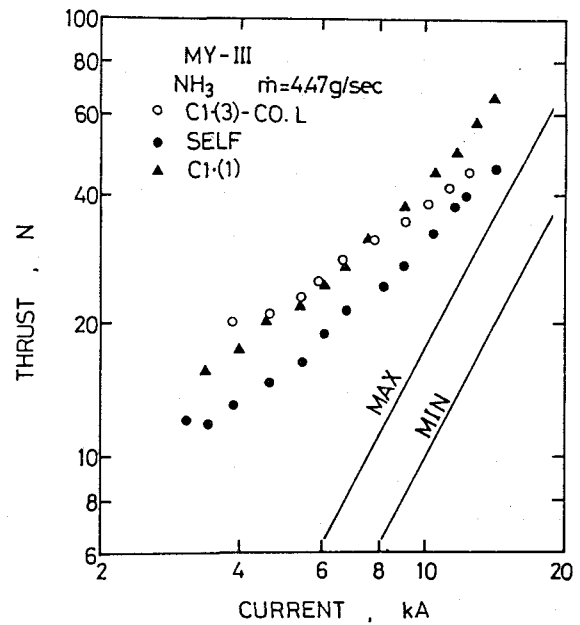
(a) H_2 ; 2, 3 ターンコイルタイプ



(b) NH_3 ; 2, 3 ターンコイルタイプ



(c) H_2 ; コイル半径が大きいタイプ



(d) NH_3 ; コイル半径が大きいタイプ

図 7-4 推力-放電電流特性 (外部磁場印加型 MY-III 推進機)

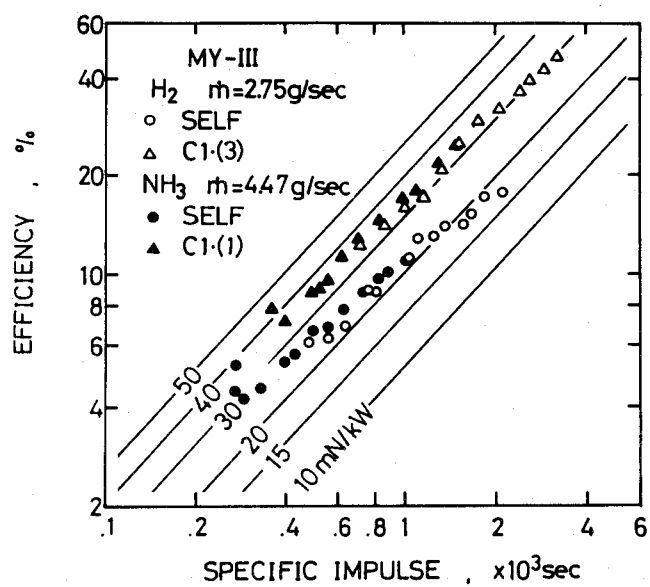


図 7 - 5 最適磁場印加時の推進効率 - 比推力特性
(外部磁場印加型 MY - III 推進機)

加により、その推進効率は全比推力域において非常に高くなっている。例えば、 NH_3 の場合、比推力 1030 秒において $\eta = 17.3\%$ 、 $T_p = 34.2 \text{ mN/kW}$ 、 H_2 の場合、比推力 1600 秒において $\eta = 25.2\%$ 、 $T_p = 32.2 \text{ mN/kW}$ と改善されている。これらの値はコールドガスの推力を差し引いて求めた値であり、その推力を加えると本研究の目標性能である比推力 1000 秒以上、25%、40 mN/kW が達成される。さらに本研究では、質量流量としてチョーキング条件による理論流量を採用しているが、流量係数を 0.9 と仮定し実質流量を用いると、この性能は 30%、50 mN/kW 程度の値となる。

電極損耗

電極損耗の低減は MPD 推進機の長寿命化のための課題である。外部磁場印加時の電極損耗の測定を行った。放電電流 10 kA で 50～200 発の作動後、電極の重量損失を測定した。その結果を表 7-2 に示す。アノードの損失は測定不可能なほど少なかった。外部磁場の印加により、カソードの損耗量は自己誘起磁場のみの場合の約 2 分の 1 に減少していることがわかる。これは外部磁場の印加によってプラズマは回転力を受け、カソード表面の電流の付着点（カソードスポット）は常に周方向に移動し、局所的な電流集中が緩和されるためと考えられる。なお、一般に強い軸方向磁場を印加した場合、放電に非定常・不安定現象が観察されることがあり、その最も顕著なものとしてスポーク現象⁴⁸⁻⁵⁰⁾がよく知られているが、本実験ではスポークモードは観測されなかった。

表 7-2 カソード損耗量

Propellant	$B_{\text{appl.}}$	J, kA	Cathode Loss	
			$\mu\text{g/shot}$	$\mu\text{g/C}$
H_2	0	10.1	230	39.5
	C1・(3)	10.4	148	25.8
NH_3	0	10.0	76.0	12.9
	C1・(1)	10.2	38.9	6.7

7. 4 まとめ

Near-Earth-Mission のための外部磁場印加型ハイブリッドMPD推進機の作動特性が調べられた。外部磁場の印加は実用性を考慮して、放電回路と直列にコイルを数ターン組み込み、大電流放電を利用してパルス的に行った。得られた結果を以下に要約する。

- (1) H_2 , NH_3 それぞれに最も良好な性能を示す1ターンコイルの位置が存在した。外部磁場の強さは共に放電電流10 kAにおいて、主放電領域では自己誘起磁場と同程度、放電室外では十分小さい。この時、放電電圧は外部磁場を印加しない場合とほぼ等しく、推力の増加は顕著であった。その推進性能では、 NH_3 の場合、比推力1030秒において $\eta = 17.3\%$, $T_p = 34.2$ mN/kW、 H_2 の場合、比推力1600秒において $\eta = 25.2\%$, $T_p = 32.2$ mN/kW という目標値が達成された。
- (2) 2, 3ターンコイルの場合、およびコイルの径を大きくした場合、共に放電電圧は自己誘起磁場のみの場合より上昇し、推進効率の改善は見られなかった。この時、外部磁場の強さは放電室外では自己誘起磁場より十分強かった。
- (3) 外部磁場の印加によって、放電電圧の上昇を防ぎ推力を増加させるためには、その磁場の強さが放電室内の主な電流伝導領域では自己誘起磁場と同程度、放電室外では十分小さくなるような、放電室内でのみ局部的に強くなければならないと推定する。
- (4) 外部磁場の印加によって、カソードの損耗量は自己誘起磁場のみの場合の約2分の1に減少した。軸方向磁場に起因する強制回転運動はカソード面上の電流集中を緩和すると考えられる。

第8章 外部磁場印加型ハイブリッド MPD推進機の放電・加速機構

8・1 まえがき

前章において、特別な軸方向外部磁場を印加すると、放電電圧の上昇を防ぎ推力のみを増加させ、推進効率を高めることができた。その特別な磁場の強さとは、放電室内の主な電気伝導領域では自己誘起磁場のそれと同程度、放電室外ではそれより十分小さくしなければならないというものであった。

本章では、この最適磁場印加時の放電・加速機構を説明することを目的とする。軸方向磁場の印加によって、自己誘起磁場のみのMPDアーク放電がどのように変化し、推進性能の改善がなされたかを調べた。3方向の磁束密度をそれぞれ検出することができる3本の磁気探針により、電流密度成分 j_r , j_θ , j_z が推定される。^{46, 47)} すなわち放電電流 (j_r , j_z) 分布とホール電流 j_θ 分布が求められる。さらに静電単探針を用いて浮動電位分布が測定される。これらの実験結果より、外部磁場が電気伝導、電力吸収領域に与える影響を検討する。また、第1章の外部磁場に関係する加速機構を参考にし、本実験の最適磁場印加時の推力発生機構について議論する。

8・2 実験装置と方法

3方向の電流密度成分 j_r , j_θ , j_z を求めるために、磁束密度 B_θ , B_r , B_z をそれぞれ測定することができる3本の磁気探針が用いられた。軸対称の仮定のもとに、電流密度と磁束密度は以下に示すマックスウェルの式より関係づけられる。

$$\left. \begin{aligned} \mu_0 j_r &= -\frac{\partial B_\theta}{\partial z} \\ \mu_0 j_\theta &= \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \\ \mu_0 j_z &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) \end{aligned} \right\} \quad (8-1)$$

ここで、 μ_0 は真空中の透磁率を表す。したがって、放電電流分布; (j_r, j_z) 分布は B_θ のみを測定すること、いわゆるアンペアの法則から得られる。一方、ホール電流 j_θ は B_r, B_z から求められる。

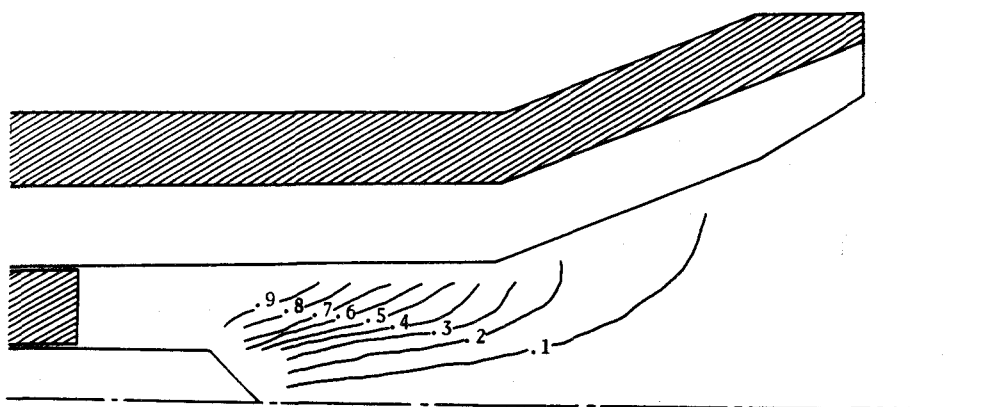
浮動電位は第4章の場合と同様に単探針を用い、アノードを基準電位として測定された。単探針には軸方向磁場の影響を防ぐために平面探針を使用し、軸方向に対して垂直にその面が向けられる。測定は磁気探針、単探針共に軸方向4 mm 間隔、半径方向1.5 mm 間隔で行われた。

8・3 実験結果と検討

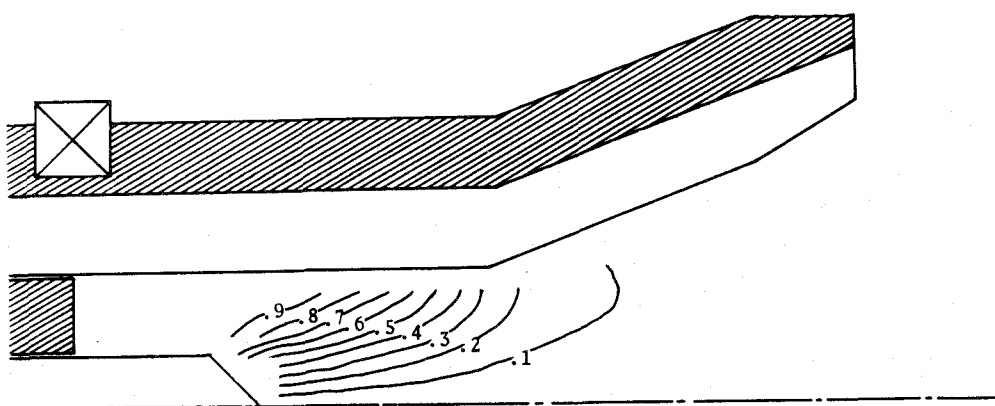
8. 3. 1 放電機構

NH_3 の放電電流分布を図8-1に示す。これらは前章の性能試験と同じ条件、放電電流10 kA、質量流量4.47 g/s で得られた分布である。C1・(1)タイプでは、自己誘起磁場のみの場合に比べて、より放電室内部の高密度領域で集中的に放電が行われていることがわかる。一方C1・(3)タイプでは、0.2, 0.1の線、すなわち20%の電流はノズル部先端付近に流入し、放電路は引き延ばされ推進機外に張り出している。しかし、残りの80%の電流はC1・(1)タイプと同様に、より放電室内部を流れている。C1・(3)タイプの場合、放電室内に磁力線のスロート部があり(図7-2(b))、一部の電流はこのスロートを通過し張り出すことができるが、大部分の電流はスロート部でチョークされ内部に閉じ込められると考えられる。また外部磁場の印加によって放電電圧が著しく上昇した他の磁場タイプでは、放電電流が下流域に大きく張り出していることがわかった。例えば、推進機の下流域で外部磁場の強さが自己誘起磁場のそれより十分大きいC3・(1・2・3)タイプの場合、放電室外に50%の電流が張り出していることが確認された。

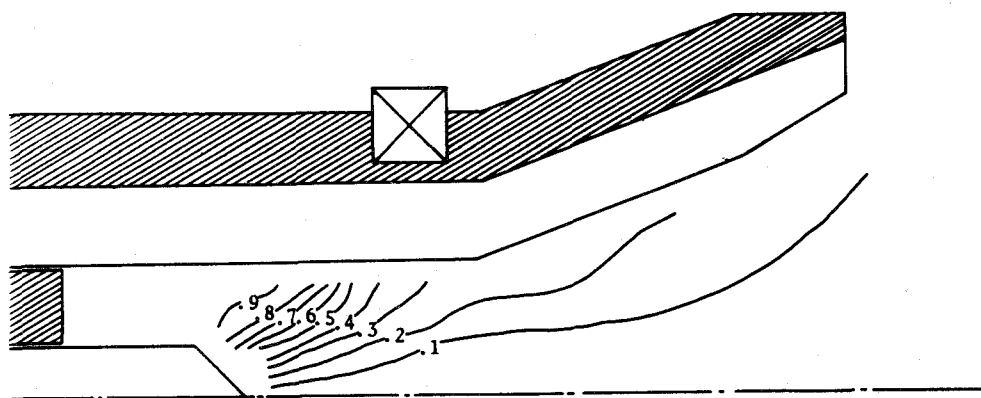
NH_3 の浮動電位分布を図8-2に示す。曲線のそばに添えてある数字は放電電圧 V 、アノード電位を基準とした浮動電位 V_f に対して $-V_f/V$ を表したものである。外部磁場の有無にかかわらず電子温度が放電室内で一様であると仮定すると、第4章(4-1)式より不動電位はプラズマ電位に準ずると見なすことができる。そして各等電位線の間の領域で消費される電力は等しいと考えられる。第4章の議論から自己誘起磁場のみの場合、カソード先端付近が主な加熱領域であ



(a) 外部磁場を印加しない場合



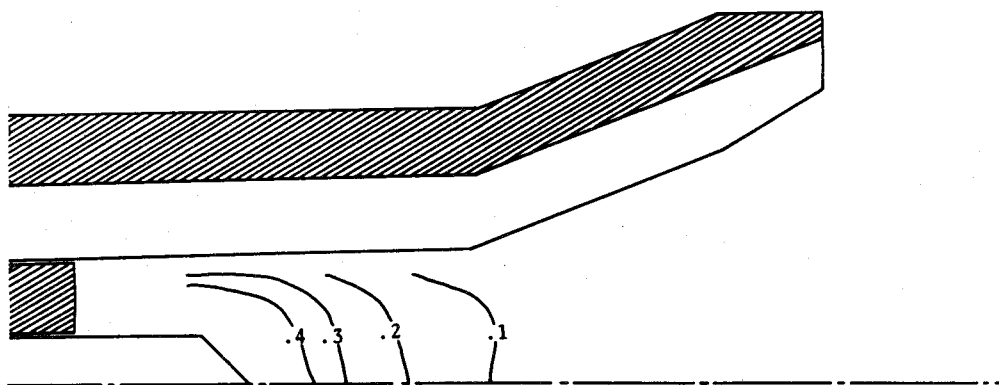
(b) C 1 · (1) タイプ



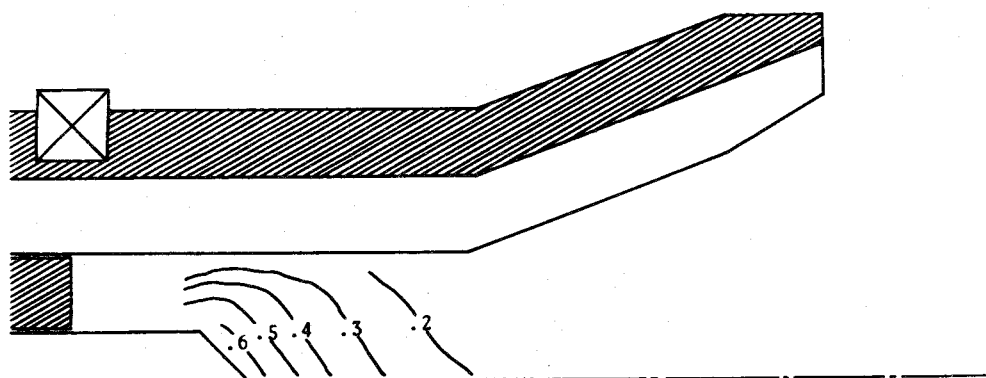
(c) C 1 · (3) タイプ

図 8 - 1 最適磁場印加時の放電電流分布

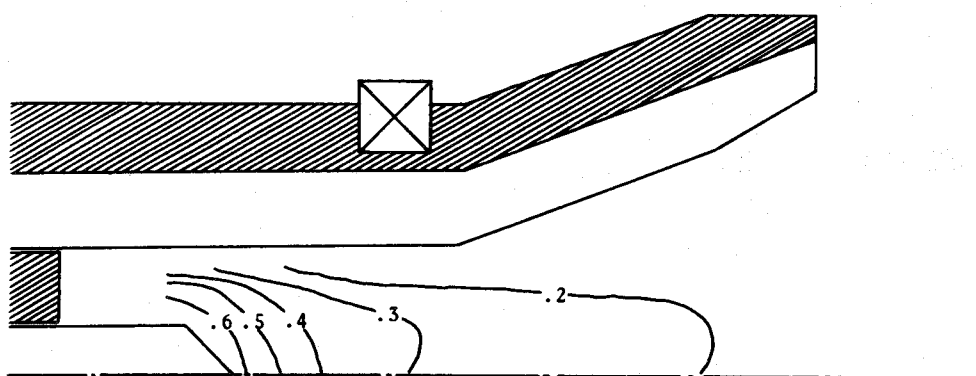
(NH_3 , $J \cong 10 \text{ kA}$, $\dot{m} = 4.47 \text{ g/s}$)



(a) 外部磁場を印加しない場合



(b) C 1 · (1) タイプ



(c) C 1 · (3) タイプ

図 8 - 2 最適磁場印加時の浮動電位分布

(NH_3 , $J \cong 10 \text{ kA}$, $\dot{m} = 4.47 \text{ g/s}$)

り、両電極の中間領域に投入される電力は比較的小さかった。本実験では外部磁場を印加しない場合、30%の電力が中間領域で消費されている。しかし、軸方向磁場の印加によってこの消費電力の配分は変化し、中間領域における消費電力が大きくなっている。C1・(1), C1・(3)タイプ共に40%の電力が消費されている。

以上の実験結果から、最適外部磁場の印加によって、電流が放電室内部のより高密度部を集中的に流れ、そのジュール加熱は両電極の中間領域においても激しく、この領域で消費される電力の割合が増加することがわかった。投入電力が自己誘起磁場のみの場合のカソード先端付近で主に消費されるタイプから中間領域で消費されるタイプに変わることがわかった。この加熱機構の変化は外部磁場による強制回転運動が激しい粒子加熱を誘発し、加熱効率を高め、電気伝導度を上昇させ、電流がより放電室内部を流れ易くしていることに起因すると推測される。そして、電力は主に外部磁場が効果的な中間領域で消費されると考えられる。さらにC1・(3)タイプに見られるように、その磁力線形状の特徴から電流路がコントロールされ、その張り出しが抑えられることも一要因であると推定される。この時、その外部磁場の強さは、逆起電力を発生させないためには比較的弱く、一方電流路をコントロールするという目的のためには強くなければならない。その目安として、放電室内では自己誘起磁場と同程度がよいと考えられる。

8. 3. 2 加速機構

NH₃のC1・(3)タイプのホール電流分布を図8-3に示す。測定は放電室内部の $r = 6.8, 8.6$ mmの位置で行われた。グラフの横軸はその下の推進機の軸方向位置に対応している。ホール電流は軸方向磁場を打ち消すように流れるため負の値となる。コイルに近い $r = 8.6$ mmではコイル直下でホール電流の絶対値が最大になることがわかる。コイルの真下では軸方向磁場が最も大きいので当然ホール電流も大きくなる。一方、コイルからより離れた位置 $r = 6.8$ mmでは $r = 8.6$ mmの場合に比べてホール電流はかなり小さい。これらのホール電流分布からホール加速 $f_z = j\theta \cdot B_r$ による推力を計算すると1 N程度となり、全推力に対して十分小さく、ホール加速は主な加速機構ではないと考えられる。またC1・(1)タイプの場合、ホール電流は微小すぎて検出できなかった。

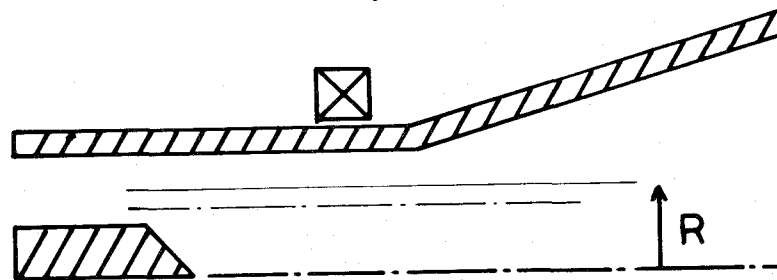
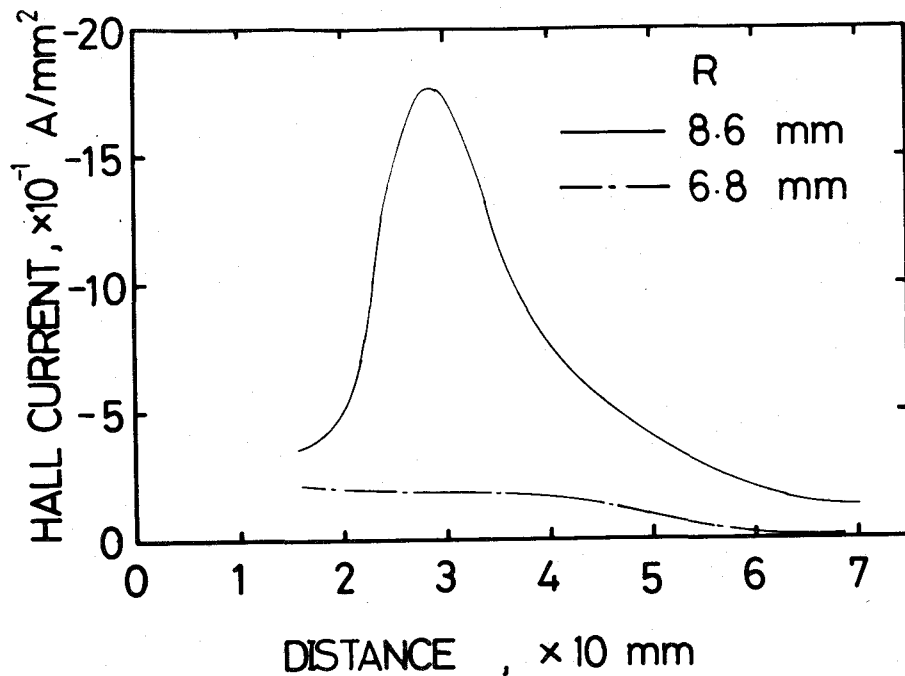


図8-3 C1・(3)タイプのホール電流分布

(NH_3 , $J \cong 10 \text{ kA}$, $\dot{m} = 4.47 \text{ g/s}$)

その他の加速機構として、磁気ノズルによる膨張加速が考えられる。本実験の最適磁場の強さは放電室外では十分弱く、一方放電室内では自己誘起磁場のそれとほぼ等しいが、高密度のため電子およびイオンホール係数は1より十分小さいのでその影響は無視できる。したがって、この加速も支配的ではないと推定される。

以上の結果から、最適外部磁場印加時の高推力の発生は、放電室内部の効果的加熱によって生成された高エンタルピープラズマが固体ノズル膨張によりその熱エネルギーを軸方向の運動エネルギーに変換することによると考えられる。また、2ターン、3ターンの外部磁場タイプは電流を放電室外に張り出させ、電圧の上昇、張り出し電流による電磁気力の半径方向・外側への無効な加速などを誘発し、推進性能を低下させる働きをされると考えられる。

8・4 まとめ

外部磁場印加型ハイブリッドMPD推進機の放電・加速機構を調べるために、磁気探針により放電電流分布、ホール電流分布、平面単探針により浮動電位分布が測定され、次の結果が得られた。

- (1) 最適磁場を印加した場合、電流は自己誘起磁場のみの場合に比べて放電室内部のより高密度部を集中的に流れる。
- (2) 最適磁場印加時、投入電力の消費割合は外部磁場が効果的な両電極の間領域で大きくなる。
- (3) 最適磁場印加時の高推力の発生は、放電室内部の効果的加熱によって生成された高エンタルピープラズマの固体ノズル膨張によると考えられる。この場合、ホール加速、磁気ノズルによる膨張は無視できる。

結 論

自己誘起磁場加速型MPD推進機の作動特性とその放電・加速機構の関係を明らかにするために、種々の推進剤・電極形状に対する推進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、さらに解離・電離反応を含む電磁流体力学方程式に基づく数値解析が行われた。これらの実験的、数値解析的手法より得られた結果を以下に総括する。

- (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。これは推進ガス固有の性質に依存していると考えられる。
- (2) J_c 以下の低電流の場合、質量流量の増加と共に空力加速成分が大きくなり、推進効率は高くなることがわかった。
- (3) 水素および水素を含む分子ガスは良好な推進性能を示す。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 以下ではカソード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ためと考えられる。
- (4) 直線一広がりノズル形アノードは直線形アノードに比べて電磁気的および空力的な加速成分を共に増加させると推定される。
- (5) 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、一次元MHD流れ場の数値解析により、分子ガスの場合、解離反応によってプラズマ化が遅れ、推進機出口付近で放電が開始するためであることがわかった。
- (6) 直線形アノードを持つ推進機の場合、 J_c 以上の大電流放電時の電流分

布は、推進剤の種類によらず、その電流は放電室内部から推進機下流に大きく張り出し、カソード先端はもちろんアノード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。

- (7) 大電流放電時、直線形アノードの絶縁物・下流域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・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。しかし、直線-広がりノズル形アノードを用いた場合、この張り出し電流は無くなり推進効率が増加し、アノード面上の電流集中も緩和され上限電流が上昇することがわかった。
- (8) 電子温度分布より、アノード近傍およびカソード先端付近に高温領域が存在する。アノード高温領域では、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定される。カソード高温領域では、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。
- (9) 軸対称MHD流れ場の数値解析により、 H_2 の場合、カソード先端・中心軸付近では5, 10 kA 共に完全電離状態にあり、激しいジュール加熱の様子がシミュレートされた。特に、その先端付近の圧力は10 kA 放電の場合、1気圧以上であることがわかった。
- (10) 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、アノード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。以下の作動では、アノード近傍の半径方向・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、低電流においてもアノード先端付近
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。

- (11) J。以上の大電流放電時、アノード近傍のプラズマ電位は正の勾配を持ち、電流担体の不足によりアノード・スポットが形成されている可能性がある。アノード面上では激しい溶解が起こっていると推定される。以上の考察より、MPD推進機の作動限界はアノード先端付近の電流担体の不足による、Anode Starvation Theoryで説明できる。
- (12) プラズマ電位分布より、カソード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。消費電力の一部はカソードへの熱損失となるが、大部分は粒子加熱に使われ、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。軸対称MHD流れ場の数値解析により、 H_2 の場合、この先端付近からスムーズな加速・膨張が行われ、下流方向へ温度、圧力が急激に低下してゆく様子がシミュレートされた。
- (13) 直線形アノードおよび直線一広がりノズル形アノードを持つ可視化MPD推進機を用いた放電室内の観察より、プラズマ診断の結果と定性的に一致する現象が観測され、その妥当性が確認された。

Near-Earth-Missionのための外部磁場印加型ハイブリッドMPD推進機の作動特性およびその放電・加速機構が調べられた。外部磁場の印加は実用性を考慮して、放電回路と直列に数ターンのコイルを組み込み、大電流放電を利用しパルス的に行われた。得られた結果を以下に総括する。

- (14) H_2 , NH_3 それぞれに最も良好な性能を示す1ターンコイルの位置が存在した。この時、放電電圧は外部磁場を印加しない場合とほぼ等しく、推力の増加は顕著であった。推進性能として、 NH_3 の場合、比推力1030秒において $\eta = 17.3\%$, $T_p = 34.2 \text{ mN/kW}$ 、 H_2 の場合、比推力1600秒において $\eta = 25.2\%$, $T_p = 32.2 \text{ mN/kW}$ という目標値が達成された。

- (15) 放電電圧の上昇を防ぎ推力を増加させるためには、放電室内の主な電気伝導領域で外部磁場の強さが自己誘起磁場のそれと同程度、放電室外で十分小さくなるような、放電室内でのみ局部的に強い磁場が有効であると推定する。
- (16) 最適外部磁場の印加によって、放電電流が自己誘起磁場のみの場合より放電室内部の高密度部を流れることがわかった。この理由は、軸方向磁場の強制回転運動に起因する激しい粒子加熱によって、電離度さらには温度が上昇し、高密度部の電気伝導度が増加するためであると考えられる。この時、放電電圧はほとんど変わらない。投入電力の消費割合は外部磁場が効果的な両電極の中間領域で大きくなる。
- (17) 最適磁場印加時の高推力の発生は、放電室内部の効果的粒子加熱によって生成される高エンタルピープラズマの固体ノズル膨張によると考えられる。この場合、ホール加速、磁気ノズルによる膨張は無視できる。
- (18) 外部磁場の印加によって、カソードの損耗量は自己誘起磁場のみの場合の約2分の1に減少した。軸方向磁場による強制回転運動はカソード面上の電流集中を緩和すると考えられる。

参 考 文 献

- 1) Free, B.A., "Near Earth Propulsion Transfers with SP100,"
AIAA Paper 87-0987, 1987.
- 2) Martin, A.R. and Cresdee, M.T., "The Use of Electric Propulsion on
Low Earth Orbit Spacecraft," AIAA Paper 87-0989, 1987.
- 3) Palaszewski, B., "Geosynchronous Earth Orbit Base Propulsion :
Electric Propulsion Options," AIAA Paper 87-0990, 1987.
- 4) Ducati, A.C., Gianini, G.M. and Muehlberger, E., "Experimental
Results in High-Specific-Impulse Thermo-Ionic Acceleration,"
AIAA J., Vol.2, 1964, pp.1452-1454.
- 5) Ducati, A.C., Muehlberger, E. and Gianini, G.M., "High Specific
Impulse Thermionic Acceleration," AIAA Paper 64-668, 1964.
- 6) Connolly, D.J., Sovie, R.J., Michels, C.J. and Burkhart, J.A.,
"Low Environmental Pressure MPD Arc Tests," AIAA J., Vol.6,
1968, pp.1271-1276.
- 7) Patrick, R.M. and Schneiderman, A.M., "Performance Characteristics of
a Magnetic Annular Arc," AIAA J., Vol.4, 1966, pp.283-290.
- 8) Hügel, H., Kruehle, G. and Peters, T., "Investigation on Plasma
Thrusters with Thermal and Self-Magnetic Acceleration," AIAA J.,
Vol.5, 1967, pp.551-558.
- 9) Jones, R.E., "Results of Large Vacuum Facility Test of an MPD Arc
Thruster," AIAA J., Vol.4, 1966, pp.1455-1456.
- 10) Sovie, R.J. and Connolly, D.J., "Effect of Background Pressure on
Magnetoplasmadynamic Thruster Operation," J. Spacecraft, Vol.7, 1976,
pp.255-258.
- 11) Clark, K.E. and Jahn, R.G., "Quasi-Steady Plasma Acceleration,"
AIAA J., Vol.8, 1970, pp.216-220.

- 12) Malliaris, A.C., John, R.R., Garrison, R.L. and Libby, D.R.,
" Quasi-Steady MPD Propulsion at High Power," NASA CR-11872, 1971.
- 13) Boyle, M.J., Clark, K.E. and Jahn, R.G., " Flowfield Characteristics
and Performance Limitations of Quasi-Steady Magnetoplasdynamic
Accelerators," AIAA J., Vol.14, 1976, pp.955-962.
- 14) King, D.Q., Smith, W.W., John, R.R. and Clark, K.K., " Effect of
Thrust Chamber Configuration on MPD Arcjet Performance," AIAA Paper
79-2051, 1979.
- 15) Jahn, R.G., Clark, K.E., Oberth, R.C. and Turchi, P.J.,
" Acceleration Patterns in Quasi-Steady MPD Arcs," AIAA J., Vol.9,
1971, pp.167-172.
- 16) Turchi, P.J. and Jahn, R.G., " Cathode Region of a Quasi-Steady MPD
Arcjet," AIAA J., Vol.9, 1971, pp.1372-1379.
- 17) Bruckner, A.P. and Jahn, R.G., " Exhaust Plume Structure in a
Quasi-Steady MPD Accelerator," AIAA J., Vol.12, 1974, pp.1198-1203.
- 18) Saber, A.J. and Jahn, R.G., " Anode Power in Quasisteady Magneto-
plasmadynamic Accelerators," AIAA J., Vol.16, 1978, pp.328-333.
- 19) Maisenhlder, F. and Mayerhofer, W., " Jet-Diagnostics of a Self-
Field Accelerator with Langmuir Probes," AIAA J., Vol.12, 1974,
pp.1203-1209.
- 20) Kuriki, K., " The MPD Thruster Test on Space Suttle," AIAA Paper
78-661, 1978.
- 21) Kuriki, K. and Suzuki, H., " Quasisteady MPD Arcjet with Anode Gas
Injection," AIAA Paper 79-2058, 1979.
- 22) Kuriki, K., Nakamura, K. and Morimoto, S., " MPD Thruster Test on
Engineering Test Satellite," AIAA Paper 79-2071, 1979.
- 23) Kuriki, K., Onishi, M. and Morimoto, S., " Thrust Measurements of KIII
MPD Arcjet," AIAA J., Vol.16, 1982, pp.1414-1419.
- 24) Selph, M.C. and Perkins, C.D., " An Analysis of Electromagnetic
Thrusters for Orbit Raising," IEPC Paper 84-80, 1984, pp.580-589.

- 25) Rudolph, L.K., " Design and Benefits of Pulsed MPD Thruster Orbit Transfer Vehicles," IEPC Paper 84-81, 1984, pp.590-599.
- 26) 吉田敬、郷内敏夫、伊地智幸一、尾原弘晃
「MPD推進機の宇宙ステーションへの応用」宇宙ステーション講演会講演集、2D10、1985年、pp. 210-211.
- 27) Toki, K., Shimizu, Y. and Kuriki, K., " Application of MPD Thruster System to Interplanetary Missions," AIAA Paper 85-2026, 1985.
- 28) 清水幸夫、橋本保成「大型静止衛星軌道制御用MPDスラスタシステムの検討」第29回宇宙科学技術連合講演会講演集、3E8、1985年、pp. 520-521.
- 29) 清水幸夫、都木恭一郎、栗木恭一「SFUを用いた1kW級MPDスラスタ実験」第31回宇宙科学技術連合講演会講演集、1A13、1987年、pp. 30-31.
- 30) Vondra, R.J. and Caveny, L.H., "Plasma Thruster Research in the USA," IEPC Paper 84-04, 1984, pp.20-27.
- 31) Vondra, R.J., " U.S. Air Force Development of Electric Propulsion," AIAA Paper 85-1998, 1985.
- 32) Meya, R.D. and Nguyen, T.H.Q., " 1987 Status Report : United States Air Force Electric Propulsion Research and Development," AIAA Paper 87-1036, 1987.
- 33) MPDアークジェット研究報告、宇宙科学研究所報告、第7号、1983年.
- 34) 放電ハンドブック、第2部、電気学会編集、1974年、pp. 83-180.
- 35) Workman, J.B., " Arc Structure in a Magnetic Annular Discharge," AIAA J., Vol.7, 1969, pp.512-519.
- 36) King, D.Q., Clark, K.E. and Jahn, R.G., " Effect of Choked Flow on Terminal Characteristics of MPD Thrusters," AIAA Paper 81-0686, 1981.
- 37) Kuriki, K., Kunii, Y. and Simizu, Y., " Idealized Model for Plasma Acceleration in an MHD Channel," AIAA J., Vol.21, 1983, pp.322-326.

- 38) Minakuchi, H. and Kuriki, K., "Magnatoplasmadynamic Analysis of Plasma Acceleration," IEPC Paper 84-06, 1984, pp.38-46.
- 39) Sumida, M. and Toki, K., "Scaling Law and Real Gas Effect of MPD Thruster," AIAA Paper 87-1066, 1987.
- 40) Kimura, I., Toki, K. and Tanaka, M., "Current Distribution on the Electrodes of MPD Arcjet," AIAA J., Vol.20, 1982, pp.889-892.
- 41) Tanaka, M. and Kimura, I., "Current Distribution and Plasma Acceleration in MPD Arcjet," IEPC Paper 84-07, 1984, pp.47-55.
- 42) Ao, T. and Fujiwara, T., "Numerical and Experimental Study of an MPD Thruster," IEPC Paper 84-08, 1984, pp.56-64.
- 43) Yamada, H. and Fujiwara, T., "Computational Fluid Dynamics Study of an MPD Thruster," Memoirs of the Faculty of Engineering, Nagoya University, Japan, Vol.38, 1986, pp.261-278.
- 44) Uematsu, K., Mori, K., Kuninaka, H. and Kuriki, K., "Effect of Electrode Configuration on MPD Arcjet Performance," IEPC Paper 84-11, 1984, pp.79-86.
- 45) Uematsu, K., Morimoto, S. and Kuriki, K., "Development of 1kW MPD Thruster," AIAA Paper 87-1023, 1987.
- 46) Schneiderman, A.M. and Patrick, R.M., "Axial Current Distribution in the Exhaust of the Magnetic Annular Arc," AIAA J., Vol.5, 1967, pp.249-253.
- 47) Powers, W.E., "Measurement of the Current Density Distribution in the Exhaust of an MPD Arcjet," AIAA J., Vol.5, 1967, pp.545-550.
- 48) Allario, F., Jarrett, Jr.O. and Hess, V.R., "Onset of Rotating Disturbance in the Interelectrode Region and Exhaust Jet of an MPD Arc," AIAA J., Vol.8, 1970, pp.902-907.
- 49) Sidney, D.B., Allario, F. and Hess, V.R., "Onset of Rotating Disturbance in Linear Hall-Current Accelerator," AIAA J., Vol.8, 1970, pp.1117-1120.

- 50) Cochran, R.A. and Fay, J.A., " Occurrence and Behavior of Current Spokes in MPD Arcs," AIAA J., Vol.9, 1971, pp.886-893.
- 51) Nerheim, N.M. and Kelly, A.J., " A Critical Review of the Magnetoplasmdynamic(MPD) Thruster for Space Application," JPL Technical Report 32-1196, 1968.
- 52) 吉川孝雄、加賀谷洋一、島本恭次、横井洋一「準定常MPDアークジェット
の推力特性」宇宙科学研究所報告、第7号、MPDアークジェット
研究報告、1987年、pp. 25-37.
- 53) Yoshikawa, T., Kagaya, Y. and Kuriki, K., " Thrust and Efficiency of the K-III MPD Thruster," J. Spacecraft, Vol.21, 1984, pp.481-487.
- 54) Alfvén, H., " Collision between a Nonionized Gas and a Magnetized Plasma," Rev. Modern Phys., Vol.32, 1960, pp.710-713.
- 55) Kogelschatz, U., " Doppler-Shift Measurements of Axial and Rotational Velocities in an MPD Arc," AIAA J., Vol.8, 1970, pp.150-154.
- 56) Baksht, F.G., Moizhes, B.Ya. and Rybakov, A.B., " Critical Regime of a Plasma Accelerator," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.18, 1974, pp.1613-1616.
- 57) Korsum, A.G., " Current Limiting by Self Magnetic Field in a Plasma Accelerator," Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.19, 1974, pp.124-126.
- 58) Hügel, H., " Effect of Self-Magnetic Forces on the Anode Mechanism of a High Current Discharge," IEEE Trans. Plasma Sci., Vol.PS-8, 1980, pp.437-442.
- 59) Lawless, J.L. and Subramanian, V.V., " A Theory of Onset in Magnetoplasmdynamic Thrusters," AIAA Paper 85-2039, 1985.
- 60) Subramanian, V.V. and Lawless, J.L., " Onset in Magnetoplasmdynamic Thrusters with Finite Rate Ionization," AIAA Paper 87-1068, 1987.
- 61) Schrade, H.O., Kurtz, M.A. and Kurtz, H.L., " Stability Problems in Magnetoplasmdynamic Arc Thrusters," AIAA Paper 85-1633, 1985.
- 62) Jahn, R.G., Physics of Electric Propulsion, Chap.8, Mcgraw-Hill Co., New York, 1968, pp.196-255.

- 63) Mitchell, G.R., " High Current Vacuum Arcs, Part1 - An Experimental Study," Proceedings of the IEEE, Vol.117, 1970, pp.2315-2326.
- 64) Miller, H.C., " Vacuum Arc Anode Phenomena," IEEE trans. Plasma Sci., Vol.PS-5, 1977, pp.181-196.
- 65) Boxman, R.L., " Magnetic Constriction Effects in High-Current Arcs prior to the Release of Anode Vapor," J. Appl. Phys., Vol.48, 1977, pp.2338-2345.
- 66) Schnöcker, D., " Improved Model for Anode Spot Formation in Vacuum Arcs," IEEE Trans. Plasma Sci., Vol.PS-7, 1979, pp.209-216.
- 67) Fahleson, U.V., " Experiments with Plasma Moving through Neutral Gas," Phys. Fluids, Vol.4, 1961, pp.123-127.
- 68) Danielsson, L., " Experiment on the Interaction between a Plasma and a Neutral Gas," Phys. Fluids, Vol.13, 1970. pp.2288-2294.
- 69) Mattoo, S.K. and Venkataramani, N., " On the Threshold Velocity in the Interaction between a Magnetized Plasma and a Neutral Gas," Phys. Letters, Vol.76A, 1980, pp.257-260.
- 70) 吉川孝雄、加賀谷洋一、横井洋一、田原弘一「大電流MPDアークジェットの放電モードと電極現象」分子論的気体力学の理論及び実験研究、1984年、pp. 44-48.
- 71) Inutake, M. and Kuriki, K., " Fast Ionization Gauge Studies of Quasisteady Gas Injection into Vacuum," Rev. Scientific Instrument, Vol.43, 1972, pp.1670-1674.
- 72) Kuriki, K. and Suzuki, H., " Transitional Behavior of MPD Arcjet Operation," AIAA J., Vol.16, 1978, pp.1062-1067.
- 73) Huddleston, R.H. and Leonard, S.L., Plasma Diagnostic Techniques, Chap.4, Academic Press, New York, 1965, pp.113-200.
- 74) Laframboise, J.G., UTIAS Report 100, 1966.
- 75) Holtgreven, L.W., Plasma Diagnostics, Chap.3 and 4, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968, pp.135-249.

- 76) Holtgreven, L.W., " Production and Measurement of High temperature,"
Repts. Progr. Phys., Vol.21, 1958, pp.312-383.
- 77) Merinov, N.S., Ostretsov, I.N., Petrosov, V.A. and Porotnikov, A.A.,
" Anode Processes with a Negative Potential Drop at the Anode,"
Sov. Phys. Tech. Phys., Vol.21, 1976, pp.467-472.
- 78) 都木恭一郎、木村逸郎「M P D アークジェットにおける中空陰極面の電流
分布」日本航空宇宙学会誌、第29巻、第327号、1981年、
p p. 195 - 202.
- 79) MacCormack, R.W., " The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact
Cratering," AIAA Paper 69-354, 1969.
- 80) MacCormack, R.W. and Baldwin, B.S., " A Numerical Method for Solving
the Navier-Stokes Equations with Application to Shock-Boundary Layer
Interaction," AIAA Paper 75-1, 1975.
- 81) Peyret, R. and Taylor, T.D., Computational Methods for Fluid Flow,
Chap.2 and 11, Springer-Verlag, New York, 1982,
pp.18-78 and 310-340.
- 82) Spitzer, Jr.L., Physics of Fully Ionized Gases (Second Edition),
Interscience Publisher, 1962, pp.136-143.
- 83) Lin, S.C., Resler, E.L. and Kantrowitz, A., " Electrical
Conductivity of Highly Ionized Argon Produced by Shock Waves,"
J. Appl. Phys., Vol.26, 1955, pp.95-109.
- 84) Neynaber, R.H., Marino, L.L., Rothe, E.W. and Trujillo, S.M.,
" Scattering of Low-Energy Electrons by Atomic Hydrogen,"
Phys. Rev., Vol.124, 1961, pp.135-136.
- 85) Frost, L.S. and Phelps, A.V., " Rotational Excitation and Momentum
Transfer Cross Sections for Electrons in H₂ and N₂ from Transports
Coefficients," Phys. Rev., Vol.127, 1962, pp.1621-1633.
- 86) 木村逸郎「M P D アーク推進機」日本航空宇宙学会誌、第22巻、
第243号、1974年、p p. 208 - 215.

謝 辞

本研究を行うにあたり、終始変わらぬ御理解と暖かい御指導、御鞭撻を賜りました吉川 孝雄 教授に深甚なる感謝の意を表します。また、本論文の完成に多くの適切な御助言を賜りました吉信 宏夫 教授、角谷 典彦 教授に謹んで謝意を表します。

本研究の遂行中、絶えず有益かつ適切な御指導、御助言を頂きました尾上 憲一 助手、椿下 庸二 助手、加賀谷 洋一 技官、ならびに直接本研究活動に熱心な御協力を頂きました横井 洋一、安井 秀明、斉藤 秀、和佐 孝博、向井 達也、青木 剛司の諸氏をはじめ、吉川研究室の各位に厚くお礼申し上げます。

また、本論文全章を通して、宇宙科学研究所 栗木 恭一 教授が執筆された「MPD アークジェットシステム」(日本航空宇宙学会誌、第33巻、第373号、1985年、pp.89-100)、および石川島播磨重工(IHI) 上松 和夫 氏の博士論文「MPD 推進機の推進性能に関する実験的研究」(1984年)を参考にさせて頂いたことを付記し、深く謝意を表します。

